

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

ТРУДЫ ИБРАЭ

Под общей редакцией члена-корреспондента РАН
Л. А. Большова

Выпуск 9

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ В ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Научный редактор профессор,
доктор физико-математических наук *Р. В. Арутюнян*

Рецензенты: доктор технических наук *И. И. Линге*
доктор физико-математических наук *К. Г. Рубинштейн*

Издательство «Наука»
Москва 2008

УДК 621.039
ББК 31.4
Т78

Труды ИБРАЭ РАН / под общ. ред. чл.-кор. РАН Л. А. Большова ; Ин-т. проблем безопас. развития атом. энергетики РАН. — М. : Наука, 2007— .

Вып. 9 : Моделирование распространения радионуклидов в окружающей среде / науч. ред. Р. В. Арутюнян. — 2008. — 229 с. : ил. — ISBN 978-5-02-036954-2 (в пер.).

ISBN 978-5-02-036954-2

Сборник посвящен моделированию атмосферного переноса загрязнений при выбросах загрязняющих веществ, в том числе радиоактивных, в газовой и/или аэрозольной форме. Атмосферное моделирование широко применяется в настоящее время для задач прогнозирования радиационной обстановки как для поддержки принятия решений в аварийных ситуациях, так и для анализа безопасности при проектировании и лицензировании АЭС.

Тематика статей, собранных в этом выпуске, отражает основные подходы к моделированию атмосферного переноса в разных условиях и на разных масштабах. Многие описанные в статьях методики послужили основой для создания компьютерных программных средств, которые используются в расчетной практике. Так, расчетный код НОСТРАДАМУС аттестован Госатомнадзором России и используется для анализа и обоснования безопасности АЭС.

Для студентов, аспирантов и специалистов в области атмосферного переноса и радиационной безопасности.

УДК 621.039
ББК 31.4

Proceedings of IBRAE RAS / Ed. by L. A. Bolshov ; Nuclear Safety Institute (IBRAE) RAS. — Moscow : Nauka, 2007— .

Issue 9 : Modeling of Radionuclide Transport in the Environment [in Russian] / Ed. by R. V. Arutunjan. — 2008. — 229 p. : ill. — ISBN 978-5-02-036954-2 (bound).

This issue is devoted to modeling of atmospheric dispersion of pollutions including radioactive ones in gas and/or aerosol form. Atmospheric modeling is widely used now for predictions of radiation situation for decision support in crisis situation and for safety analysis in projecting and licensing process.

The topics of articles correspond to main approaches to atmospheric transport modeling for various conditions and scales. Some of described methods form the basis of computer codes used in practice. The NOSTRADAMUS code was certified by the Russian regulatory service and used in NPP safety analysis and licensing.

The assumed target for the issue are students and specialists in atmospheric transport and radiation safety.

ISBN 978-5-02-036954-2

© Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2008
© Редакционно-издательское оформление. Издательство «Наука», 2008

Содержание

Предисловие	5
Модель конвективного подъема примесей при выбросе в атмосферу со взрывным выделением энергии <i>В. В. Беликов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин</i>	8
Инженерная методика расчета конвективного подъема струи аварийного выброса <i>В. В. Беликов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, Л. П. Стародубцева, Л. А. Фокин</i>	22
НОСТРАДАМУС — компьютерная система прогнозирования радиационной обстановки. Верификация модели атмосферного переноса примеси <i>В. В. Беликов, В. М. Головизнин, Ю. В. Катышков, В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, О. С. Сороковикова, А. Л. Фокин</i>	41
Расширение лагранжевой стохастической модели атмосферного переноса для учета эффектов плавучести и начального импульса струи <i>В. В. Беликов, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, А. Л. Фокин, Л. П. Стародубцева, В. М. Головизнин</i>	103
Восстановление параметров источника выброса с помощью лагранжевой модели атмосферного переноса примеси <i>В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, О. С. Сороковикова, Ю. В. Катышков</i>	117
Модификация модели ветрового восполнения для компьютерной системы НОСТРАДАМУС <i>С. В. Антипов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, А. Л. Фокин</i>	143
Математическая модель и численный алгоритм для расчета полей радиационных осадков при аварийных выбросах в атмосферу <i>В. А. Гальбурт, М. Ф. Иванов</i>	166
Распределенная 3D-модель для описания переноса загрязнения в городских условиях <i>В. В. Чуданов, А. Е. Аксенова, В. А. Первичко</i>	179

Модель рассеяния мелкодисперсной составляющей продуктов надземного взрыва за счет выноса грунта отраженной взрывной волной <i>В. А. Гальбурт, М. Ф. Иванов, А. И. Фунтиков</i>	192
Консервативные модельные оценки загрязнения поверхностных вод при возникновении экстремальных гипотетических аварий при утилизации атомных подводных лодок на Камчатском полуострове <i>В. Н. Семенов, А. В. Сороковиков, О. С. Сороковикова</i>	202

Предисловие

В этом выпуске собраны статьи, имеющие отношение к моделированию распространения газовых или аэрозольных загрязнений в атмосфере.

Атмосферный перенос — один из основных путей распространения в окружающей среде выбросов, сопровождающих деятельность практически всех промышленных объектов, в том числе атомных электростанций и предприятий топливного цикла. При строительстве атомных электростанций для принятия решений в кризисных ситуациях необходимо оценивать потенциальную опасность распространения радиации для населения близлежащих территорий. Такие оценки требуются как при нормальной работе, так и при аварийных режимах.

Для прогнозирования процессов распространения радионуклидов в атмосфере широко используются математические модели атмосферной дисперсии. Сейчас разработано и используется значительное количество моделей разных типов и масштабов, различающихся как кругом учитываемых факторов, влияющих на процессы атмосферной дисперсии, так и способами учета влияния этих факторов.

Процессы, могущие значительно повлиять на конечные результаты и качество модельных оценок, как правило, сложны и нелинейны. Не всегда уместно использовать максимально детальное описание этих процессов, особенно в моделях, предназначенных для оперативного использования в кризисных ситуациях. Необходимо разумное сочетание детальности и возможности расширения круга факторов, влияние которых существенно для прогноза радиационной обстановки, а также простоты использования и скорости счета. Последние требования необходимы для расчетных методик, имеющих целью поддержку принятия решений в кризисных ситуациях.

Одним из важнейших параметров источника выброса, сильно влияющих на характер атмосферного переноса, является высота источника. Она может существенно отличаться от высоты места непосредственного выхода в атмосферу выбрасываемого газа при наличии собственной плавучести выброса (когда выбрасываемый газ имеет отличную от воздуха плотность) или высокой скорости истечения.

В двух статьях сборника описаны две инженерные методики расчета эффективного подъема примеси при наличии энерговыделения в источнике — стационарного (пожар) либо импульсного (взрыв). Они позволяют более полно и подробно учитывать атмосферные условия, чем это делается в известных формулах Бриггса, и в то же время пригодны для проведения оперативных экспресс-оценок. Обе методики используются в настоящее время в европейской системе аварийного реагирования RODOS (Deci-

sion Support System for off-Site Nuclear Emergency Management in Europe) для оценки конвективного подъема источника выброса.

Одна из статей посвящена мезомасштабной лагранжевой стохастической траекторной модели атмосферного переноса. Такие модели в отличие от широко используемых «гауссовых» дает возможность расчета на расстояния в сотни километров, учета реальной неоднородности и нестационарности ветрового поля в пределах атмосферного пограничного слоя, нестационарности характеристик источника, использования прогноза Росгидромета, учета рельефа местности, учета влияния осадков. Дано подробное описание самой модели и результатов ее верификации на большом числе экспериментальных данных. Модель легла в основу создания компьютерного кода прогнозирования радиационной обстановки НОСТРАДА-МУС. Код получил аттестационный паспорт Федерального надзора по атомной энергии. В качестве средства оценки радиационной обстановки он установлен на Игналинской и Ленинградской АЭС, во Всероссийском научно-исследовательском институте атомных реакторов (Димитровград), Техническом кризисном центре ИБРАЭ РАН, регулярно используется при подготовке и проведении противоаварийных учений на АЭС.

Использованный в модели подход к моделированию атмосферного рассеивания, основанный на прослеживании траекторий пробных частиц, оказался весьма плодотворным. Расчетный алгоритм можно расширить для последовательного учета эффектов плавучести и в рамках единого кода моделировать выбросы тяжелых и легких газов как на начальной фазе, когда существенную роль играют эффекты плавучести, так и при дальнейшем распространении в атмосфере. Описание такой расширенной методики дается в сборнике.

Этот же подход с успехом используется для моделирования переноса загрязнений в водной среде, в частности, в морских течениях.

Подобная расчетная методика применялась при анализе радиационной обстановки в связи с аварийным выбросом на Томском химическом комбинате (1993 г.). Рассмотрены процессы диспергирования и выпадения на поверхность распыленных частиц при взрывном воздействии на радиоактивные источники.

Использование метеорологических данных, поставляемых российской гидрометеослужбой, сопряжено с проблемой, заключающейся в том, что эти данные представляются на грубой (глобальной) сетке, и интерполированные поля скоростей ветра могут не удовлетворять граничным условиям на поверхности местного рельефа. В этом случае требуется дополнительное приспособление поля скорости к рельефу. Методика такого приспособления описана в одной из статей данного сборника.

К основным проблемам прогнозирования атмосферной дисперсии опасных веществ относится неопределенность и неполнота входных данных, в

особенности об источнике на ранней фазе инцидента. Поэтому большое значение имеет возможность оперативного восстановления параметров источника по данным измерений и последовательное уточнения прогноза на основе восстановленных данных. В общем виде это может быть математически сформулировано как «обратная задача» атмосферного рассеивания. Метод решения такой задачи, базирующейся на траекторной модели атмосферной дисперсии НОСТРАДАМУС, составляет содержание одной из статей сборника.

Описанная выше лагранжева модель переноса вместе с методикой ветрового приспособления позволяет учитывать лишь рельеф со сравнительно слабым наклоном (пологие холмы, долины рек и т. д.). В условиях городской застройки с резко очерченными препятствиями, когда на первый план выступают аэродинамические эффекты (рециркуляционные зоны, аэродинамическая тень), эта методика не дает корректных результатов. В то же время моделирование распространения примесей в городе представляет чрезвычайно актуальную задачу в связи с реальной угрозой террористических атак с применением отравляющих веществ и «грязных бомб».

Практически единственным способом решения проблемы распространения примеси в городе является численное моделирование с использованием распределенной 3D-модели, основанной на уравнениях Навье — Стокса в естественных переменных в приближении несжимаемости или слабой сжимаемости. В сборнике приводятся некоторые результаты применения такого подхода включая сопоставление с данными экспериментов, проведенных в реальной городской застройке.

Сборник достаточно полно представляет круг исследований, проводимых в ИБРАЭ в области атмосферного моделирования.

Модель конвективного подъема примесей при выбросе в атмосферу со взрывным выделением энергии

*В. В. Беликов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова,
Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин*

1. Введение

Задача моделирования переноса примесей в атмосфере возникает в связи с необходимостью прогнозировать радиационную обстановку в аварийных ситуациях, связанных с выбросом радиоактивных материалов в атмосферу. При наличии тепловыделения в источнике начальная стадия рассеивания примеси в атмосфере в значительной мере определяется конвективными восходящими потоками.

В настоящей статье описана простая нульмерная модель для определения размеров и высоты подъема облака теплого воздуха, возникающего в результате взрыва. В такое облако могут быть захвачены радиоактивные, токсичные или другие загрязнения. Высота подъема решающим образом сказывается на характере дальнейшего рассеивания примеси в атмосфере. Предлагаемая модель фактически описывает начальный этап атмосферного переноса загрязнений.

Среди факторов, влияющих на высоту проникновения конвекции, особо отмечаются температурная стратификация атмосферы и уровень влажности. Состояние атмосферы сильно зависит от сезона. Простые аппроксимационные формулы для высоты подъема облака примеси при взрыве могут служить лишь очень грубым приближением, так как рассчитаны на некоторое усредненное состояние атмосферы.

Модель имеет значительно более широкую область применения, чем известные формулы Бриггса для определения высоты подъема дыма из фабричных труб [1]. Прежде всего она относится к случаю взрывного (а не стационарного) выделения энергии. Модель работает при произвольной стратификации включая сложные случаи с непостоянным температурным градиентом, приподнятыми инверсиями и т. д. Оценивается не только высота подъема, но и вертикальный и горизонтальный размеры облака и распределение примеси по высоте. Кроме того, учитывается возможное наличие в выбросе газов с отличными от воздуха плотностью и теплоемкостью, в частности, пара. Учитывается также возможность конденсации па-

ра при подъеме с соответствующим изменением плавучести и выпадения аэрозолей с каплями.

Модель верифицирована при расчете взрывов различной мощности, описание которых содержится в [2; 3; 4]. В работе рассмотрено также течение снаружи от облака, возникающее при его движении.

2. Описание модели

Способ описания исходит из того, что при движении вверх сильно нагретого после взрыва облака внутри него за счет поверхностного трения при взаимодействии с окружающей атмосферой возникают циркуляционные течения [5]. Благодаря им облако быстро превращается в тороидальное вихревое кольцо. Присутствие таких вихревых движений подтверждается наблюдениями за облаками ядерных и обычных взрывов. Вихревая структура облака придает своеобразный характер обтеканию его внешним воздухом (см. ниже). В частности, появляется сила, направленная поперек обтекающего потока (подъемная сила Жуковского), которая в данном случае растягивает облако в горизонтальном направлении [6]. Поэтому описываемая модель позволяет не только оценить высоту подъема облака, но и последовательно рассчитать его размеры и описать эффект горизонтального растекания облака, наблюдавшийся при атомных взрывах [6; 2].

Схема расчета движения плавучего вихревого кольца в поле тяжести была предложена С. А. Христиановичем и разработана А. Т. Онуфриевым [6]. Настоящая модель существенно отличается от описанной [6]. В ней уменьшено число настроечных эмпирических параметров, которые нужно подбирать для получения соответствия с экспериментальными данными. В работе используются результаты исследований поведения вихрей, приведенные в книге М. А. Лаврентьева и Б. В. Шабата [7].

2.1. Уравнения движения вихревого кольца

В соответствии с работами А. Т. Онуфриева [6] и М. А. Лаврентьева [7] всплывающее облако представляем в виде сплюснутого эллипсоида S (рис. 1), внутри которого имеется замкнутое циркуляционное течение (линии тока обозначены A на рис. 1).

Движение облака определяется балансом действующих на него со стороны внешнего воздуха сил. Здесь нужно учесть упоминавшуюся подъемную силу Жуковского, связанную с обтеканием вихря.

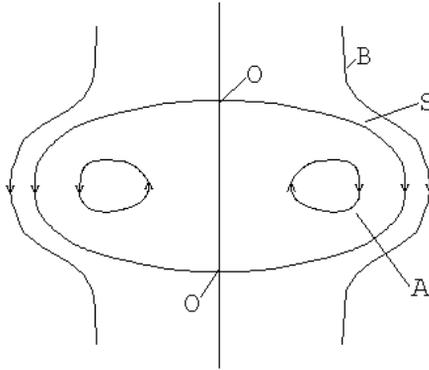


Рис. 1. Схематическое изображение вихревого облака

Для движения в вертикальном направлении имеем

$$\frac{d}{dt}(Mv) = g\Omega(\rho_0 - \rho) - 2\pi R\Gamma\rho_0 u \quad (1)$$

где ρ — плотность воздуха внутри тора; ρ_0 — плотность воздуха в атмосфере; Ω — объем облака эллипсоидальной формы; $M = M_0 + M_1 = \Omega\rho + k\Omega\rho_0$ — масса воздуха в облаке с учетом «присоединенной» массы (для сферы $k = 0,5$); R — горизонтальный радиус облака; v — вертикальная скорость подъема; g — ускорение свободного падения; Γ — циркуляция скорости в вихревом кольце внутри облака; $u = dR/dt$ — скорость расширения облака в горизонтальном направлении.

При вычислении подъемной силы вместо скорости границы облака следовало бы использовать скорость движения тороидальной оси замкнутых линий тока. Однако разница несущественна, поскольку эти величины пропорциональны, и она может быть скомпенсирована надлежащим выбором циркуляции, начальная величина которой все равно подбирается эмпирически.

Здесь в отличие от [6] не включена сила сопротивления, пропорциональная квадрату скорости обтекания. Происхождение этой силы в том виде, как она используется в [6], связано с образованием и отрывом пограничного слоя на поверхности тела. В нашем случае пограничный слой отсутствует (об особенностях обтекания см. ниже).

Чтобы получить уравнение для горизонтальной скорости расширения u , выделяем сектор между двумя плоскостями, проходящими через вертикальную ось облака, с единичной длиной вдоль тороидальной оси вихря. На этот объем действует горизонтальная подъемная сила, приходящаяся на единицу длины вихревой линии $\rho\Gamma v$. Она равна скорости изменения

импульса этого объема. Предполагаем, что радиальная скорость распределена линейно по радиусу ($u_r(r) = ur/R$). Масса части сектора между радиусами r и $r + dr$ есть

$$dM = \rho h(r) r dr,$$

а ее импульс, связанный с горизонтальным расширением сектора,

$$dP = \rho h(r) \frac{u}{R} r^2 dr,$$

где $h(r) = \left(\frac{\Delta h}{R}\right)^2 (R^2 - r^2)$ — половинный вертикальный размер эллипсоидного вихря на текущем радиусе r (Δh — вертикальная полуось эллипсоида). После интегрирования последнего соотношения по r получаем

$$P = \frac{3\pi}{16} Mv = Mv,$$

где M — масса облака.

В результате получаем уравнение

$$\frac{d}{dt}(M'u) = 2\pi R \Gamma \rho_0 v. \quad (2)$$

К этим уравнениям необходимо добавить уравнение движения тороидального облака при наличии ветра:

$$\frac{d}{dt}(Mv_b) = v_{ob} \frac{dM}{dt}, \quad (3)$$

где v_{ob} — скорость ветра; v_b — скорость движения тора по ветру.

Масса и объем облака увеличиваются из-за турбулентного перемешивания с внешним воздухом. Мы считаем здесь, что интенсивность турбулентности, связанной с собственным движением плавучего облака, значительно выше атмосферной турбулентности, и последней можно пренебречь. В этом случае облако представляет турбулентную область, отделенную от невозмущенного воздуха границей S .

Для описания турбулентного обмена предлагается использовать подход «вовлечения», при котором скорость вовлечения наружного воздуха внутрь турбулентной области считается пропорциональной скорости движения облака, а его внутренняя структура не рассматривается. Весь обмен описывается одним параметром — коэффициентом вовлечения. Такой подход хорошо оправдывает себя при расчетах турбулентных струй [8].

Масса воздуха, вовлекаемого в единицу времени через площадь S поверхности облака, определяется выражением [6; 8],

$$\frac{dM}{dt} = \alpha VS(\rho\rho_0)^{1/2}, \quad (4)$$

где S — площадь поверхности облака; $V = [v^2 + (v_b - v_{b0})^2]^{1/2}$ есть скорость облака относительно окружающего воздуха; α — коэффициент вовлечения (эмпирический параметр).

Для получения величины циркуляции скорости в работе [6] использовалось уравнение типа $\Gamma' = \beta\Gamma / M \frac{dM}{dt}$ с эмпирическим коэффициентом β .

В настоящей работе предлагается другое уравнение для Γ , не содержащее неопределенных констант. В нестратифицированной атмосфере сила Архимеда постоянна ($F_A = \text{const}$) [9]. В этом случае уравнения движения вихря имеют автомодельные решения [9], в которых $R \sim t^{1/2}$, $v \sim t^{-1/2}$ (R и v — соответственно горизонтальный размер вихря и его скорость). Циркуляция скорости имеет порядок величины $\Gamma \sim Rv$. В данном случае $\Gamma \sim Rv = \text{const}$, т. е. циркуляция не меняется со временем.

С другой стороны, при $F_A = 0$ (свободное движение вихря без плавучести) существует другой автомодельный режим [9]:

$$R \sim t^{1/4}, \quad v \sim t^{-3/4}.$$

При этом масса облака $M \sim R^3 \sim t^{3/4}$, а $\Gamma \sim Rv \sim t^{-1/2}$. Для циркуляции, таким образом, имеет место соотношение

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} = \frac{2}{3M} \frac{dM}{dt}. \quad (5)$$

Оба режима движения вихрей наблюдаются экспериментально [7; 9; 10].

Мы будем использовать интерполяционное уравнение для Γ , объединяющее эти два предельных режима. Определим сначала, как связана величина циркуляции в первом режиме с постоянной архимедовой силой F_A .

Рассмотрим движение вихря на стадии, когда его объем много больше первоначального, и плотность в нем мало отличается от плотности окружающего воздуха. Тогда, учитывая, что $M \sim R^3$, $S \sim R^2$, из уравнения (4) находим:

$$dR/dt = \alpha v,$$

т. е. скорость расширения пропорциональна скорости движения. В тех же предположениях с учетом последнего соотношения уравнение (1) дает

$$4/3 \pi \alpha \rho_0 \frac{d(R^3 dR/dt)}{dt} = F_A,$$

откуда

$$R \sim (F_A t^2)^{1/4}, v \sim (F_A t^{-2})^{1/4},$$

$$\Gamma \sim Rv \sim (F_A)^{1/2}. \quad (6)$$

При выводе предполагалось, что сила Жуковского мала по сравнению с выталкивающей силой. Это оправдывается результатами расчетов.

Теперь, при изменении во времени F_A , будем считать, что циркуляция Γ стремится к новому значению (6) по закону (5). Это дает для Γ уравнение

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -(\sqrt{F_A / F_{A0}} \Gamma_0 - \Gamma) \frac{2}{3M} \frac{dM}{dt}, \quad (7)$$

где F_{A0} и Γ_0 — начальные значения F_A и Γ . При $F_A = F_{A0} = \text{const}$ уравнение (7) дает $\Gamma = \text{const}$, а при $F_A = 0$ — предельный режим (5). Изменение циркуляции, описываемое уравнением (7), в конкретных вариантах оказалось близким к решению уравнения, которое использовалось в работе [6]. Начальная циркуляция в соответствии с [6] выбиралась в виде $F_0 = \gamma a_0 \sqrt{a_0 g}$, где a_0 — начальный радиус горячего облака; γ_0 — безразмерный параметр. Его значение необходимо подбирать из соответствия расчетных результатов экспериментальным данным.

Изменение полной энтальпии газа в облаке происходит за счет перемешивания с внешним воздухом, изменения внешнего давления и возможных фазовых превращений влаги в облаке:

$$\frac{dH}{dt} = C_{p0} T_0 \frac{dM}{dt} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{H}{P} \frac{dP}{dt} + Q \frac{dM_s}{dt}, \quad (8)$$

где $H = C_p M T$ — энтальпия газа в облаке; C_{p0} и T_0 — соответственно температура и теплоемкость окружающего воздуха; C_p и T — то же для облака; P — атмосферное давление (функция высоты); γ — показатель адиабаты для газа в облаке; Q — теплота парообразования; dM_s — масса сконденсированного пара за время dt .

Первый член в (8) связан с вовлечением окружающего воздуха, второй соответствует адиабатическому расширению облака из-за изменения атмосферного давления с высотой при подъеме, третий — выделению тепла при конденсации пара.

Конденсация пара внутри облака может происходить при $\rho_c > \rho_s(T)$, где ρ_c — плотность пара в облаке; $\rho_s(T)$ — насыщенная плотность пара при температуре облака T . Конденсация описывалась уравнением $dM_c/dt = \Omega(\rho_c - \rho_s(T))/\tau$, где τ — некоторое характерное время конденсации. В расчетах это время выбиралось много меньшим временного масштаба движения облака, и его величина практически не влияла на результаты.

Степень увлечения водяного конденсата и аэрозолей, а также их выпадение из облака учитываются на уровне характерных времен. Полная масса m_i i -го компонента в облаке изменяется в соответствии с уравнением

$$dm_i/dt = m_i/\tau_i,$$

где τ_i — характерное время осаждения i -го компонента.

Теплоемкость сухого воздуха и входящего в состав атмосферы пара считается не зависящей от температуры. Учитывалась также теплоемкость конденсированной воды и теплоемкость аэрозольных частиц, захваченных в облако.

Газы в облаке (сухой воздух и пар) считались идеальными, и уравнение состояния записывается в виде

$$P = T(n_a + n_s) = T(\rho_a/m + \rho_c/m),$$

где n_c, n_a — концентрации пара и сухого воздуха; n_c, n_a — их молекулярные массы.

Начальные условия для задачи о подъеме облака задаются в момент непосредственно после взрыва, после отхода ударной волны от огненного шара, когда воздух внутри огненного шара имеет давление, равное внешнему, и неподвижен. Начальный объем облака определяется из соотношения

$$\Omega = \frac{ET(\gamma - 1)}{\gamma P(T - T_0)},$$

где E — выделившаяся при взрыве в воздух энергия; T — температура в огненном шаре; T_0 — температура окружающего воздуха. Температура T должна задаваться в зависимости от вида взрывчатого вещества. Так, для органических топлив ее можно, по-видимому, принять равной 2500 К [11]. Для ядерных взрывов среднюю температуру в огненном шаре можно пола-

гать равной 3000 К [4]. Расчеты показали, что при $T \gg 300$ К движение облака слабо зависит от T . Энергия E определяется калорийностью и количеством вещества. Для ядерных взрывов в качестве E берется 1/4 полной энергии заряда [4] (остальная энергия уходит из шара в виде излучения и энергии ударной волны).

3. Верификация модели

В задаче имеются два параметра, которые необходимо подобрать исходя из экспериментальных данных: α — коэффициент вовлечения, γ_0 — величина безразмерной начальной циркуляции. При $\gamma_0 = 0$ облако имеет сферическую форму, и задача сводится к задаче о движении сферического термика.

Коэффициент α выбирается на основании опытов со струями и варьируется вблизи значения 0,2.

Коэффициент γ_0 определяет растекание облака по горизонтали и подбирается на основании данных о размерах облаков от ядерных взрывов.

Первый тест заключался в сопоставлении автомодельного характера движения термика с экспериментами с небольшим масштабом энергии взрыва (30 кг пороха), описанными в работе Ю. А. Гостинцева [9]. Результаты показаны на рис. 2. Экспериментальные точки хорошо ложатся на расчетную кривую на автомодельном участке при значениях коэффициентов $\alpha = 0,13$, $\gamma = 0,13$. Эти же значения коэффициентов использовались в расчетах, моделирующих подъем облаков после ядерных взрывов.

Имеются данные [2] по высотам подъема и размерам облаков для взрывов с диапазоном энергии зарядов от 0,5 до 50 кт. Сравнение расчетных и опытных данных дается в табл. 1. В этой таблице D — горизонтальный диаметр облака; H — высота его центра; Δh — вертикальный размер облака.

Все расчеты проводились для стандартной атмосферы средних широт (лето). Учитывалась конденсация влаги. Расчетные значения D^* и $(D/\Delta h)^*$ относятся к моменту достижения максимальной высоты подъема облака, а D и $(D/\Delta h)$ взяты при $t = 17$ мин.

На рис. 3 показан временной ход высоты облака для энергий $Q = 1$ и 20 кт, а на рис. 4 — величина вытянутости облака $(D/\Delta h)$. Точками показаны экспериментальные данные [3]. Подъем облака, как и в экспериментах, продолжается 6—8 мин, после чего движения внутри облака затухают на равновесной высоте.

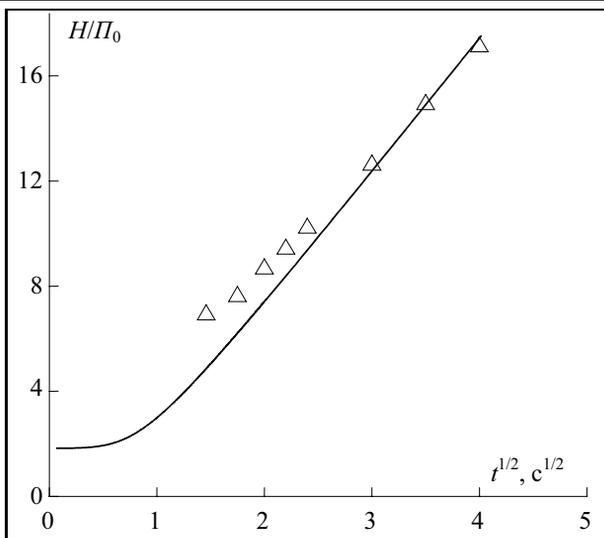


Рис. 2. Автомоделный режим всплывания термика: $\Pi_0 = (Q\beta g / 2\pi\rho_0 C_p)^{1/4}$; H — высота; Q — энергия заряда; β — коэффициент расширения воздуха; точки — эксперимент Ю. А. Гостинцева [9]

Таблица 1. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

Эксперимент					Расчет					
Q , кт	H , км	Δh , км	D , км	$D/\Delta h$	H , км	Δh , км	D^* , км	$D/\Delta h^*$	$D/\Delta h$	D , км
0,5	2,4	0,6	1,4	2,3	2,7	0,6	1,4	2,3	2,6	1,8
1,0	2,9	0,9	1,8	2,0	3,2	0,8	1,6	2,0	2,5	2,1
2,0	4,2	0,9	2,4	2,7	3,8	1,0	1,8	2,0	2,6	2,5
5,0	6,3	1,5	3,4	2,3	5,7	1,4	2,3	1,8	3,4	3,3
10,0	7,4	1,5	4,6	3,1	6,9	2,1	2,6	1,4	2,2	3,7
20,0	9,1	1,8	6,2	3,4	8,1	2,7	3,2	1,4	1,9	4,4

Как видно, принятая модель хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные в широком диапазоне энергий взрыва. Отметим, что в связи с отсутствием данных расчеты выполнены без учета выброса грунта в огненный шар и захвата его во всплывающее облако. Экспериментальные данные [4] свидетельствуют, что объем воронки при контактном взрыве и вместе с ним количество грунта в облаке растут медленнее, чем энергия взрыва. Это значит, что при малых энергиях влияние захваченного грунта на плавучесть будет сильнее, чем при больших. Возможно, учет вовлечения грунта снизит высоту подъема при низких энергиях и приблизит ее к экспериментально наблюдаемому.

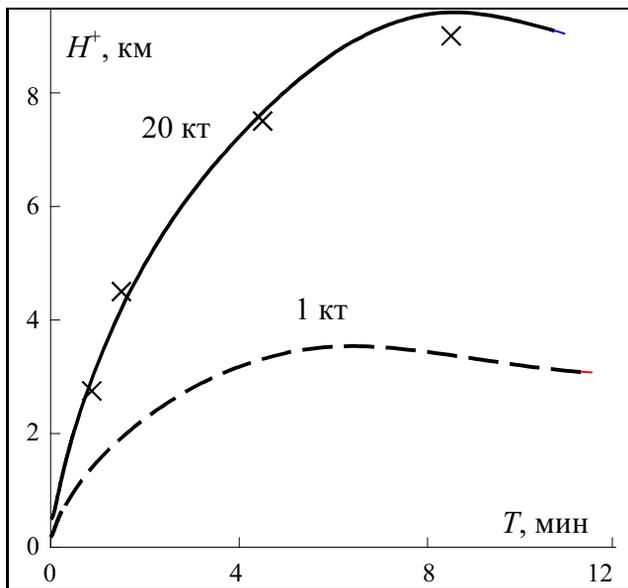


Рис. 3. Временной ход подъема верхней кромки облака при $Q = 20$ и 1 кт (точки — экспериментальные данные [3])

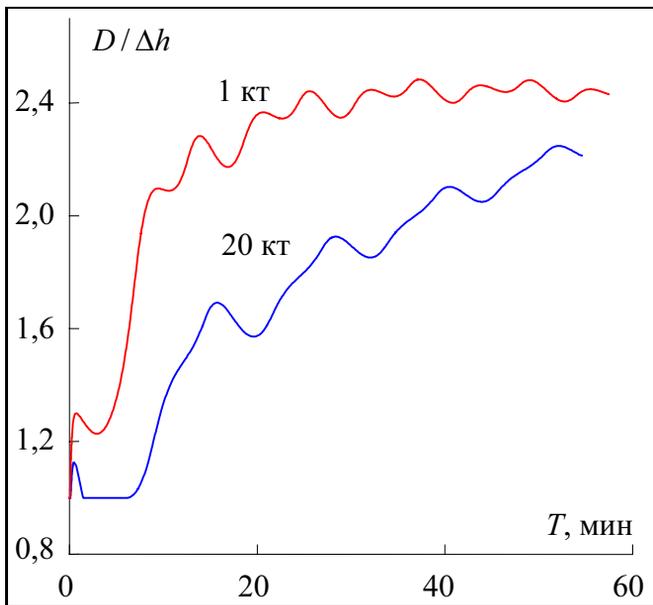


Рис. 4. Зависимость $D/\Delta h$ от времени для $Q = 20$ и 1 кт

4. Течение во внешней области облака

Подъем облака за счет плавучести сопровождается интенсивным движением окружающего воздуха вне облака. Изучение этого движения наряду с движением собственно облака представляет практический интерес, поскольку в это течение могут быть вовлечены распыленные или газообразные материалы, находящиеся в стороне от эпицентра взрыва и не захваченные непосредственно внутрь облака. Такие течения определяют формирование пылевой «ножки гриба», хорошо наблюдаемой при наземных ядерных взрывах.

Структура внешнего течения в значительной мере определяется вихревой природой самого облака.

В системе отсчета, где облако покоится, собственно вихрь представляет собой область замкнутых линий тока (А), отделенную от области разомкнутого потока (В) сепаратрисной поверхностью S , которая сама является поверхностью линий тока (рис. 1). На оси на пересечении с сепаратрисной поверхностью имеются две точки O разветвления струй, в которых скорость потока обращается в нуль. В идеальной жидкости существуют стационарные решения такого типа, называемые вихрями Хилла (или вихрями Максвелла [7]).

В идеальной жидкости в таких течениях завихренность отлична от нуля лишь внутри области замкнутых линий тока S . На внешнем потоке завихренность $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v}$. $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v} = 0$, поскольку вдали от вихря, где поток однороден, величина $\vec{\omega}$ сохраняется вдоль линий тока в силу теоремы Томсона [12].

Для турбулентных вихрей, какими являются облака, образующиеся при взрыве, нельзя априори утверждать, что завихренность снаружи от поверхности S отсутствует. Однако наблюдения и опыты показывают [7], что в действительности это так. Более того, есть основания считать, что завихренность сосредоточена не во всем объеме облака, а лишь в сравнительно небольшой тороидальной кольцевой зоне внутри сепаратрисы, называемой ядром вихря [7]. Во всяком случае, завихренность не выходит за пределы области замкнутых линий тока, и внешний поток, следовательно, является потенциальным.

Если сепаратриса имеет сферическую форму («вихрь Хилла»), то течение снаружи такое же, как при потенциальном обтекании шара идеальной жидкостью. Подчеркнем, что такого рода течение возникает именно благодаря наличию циркуляционного движения внутри облака. При этом не появляются ни пограничные слои (как было бы, если бы плавучее облако было заключено в оболочку), ни явления отрыва пограничного слоя, ни турбулентный след. Течение везде гладкое, и нет граничного условия прилипания, определяющего все перечисленные явления.

Задача о потенциальном обтекании сферы несжимаемой жидкостью имеет, как известно, электромагнитные аналогии. В данном случае аналогичной яв-

ляется задача о шаре (с нулевой проницаемостью) в однородном поле. Линиям тока в электромагнитном аналоге соответствуют силовые линии поля.

Картина течения в лабораторной системе отсчета получается из изображенной на рис. 1 вычитанием однородного поля скоростей (\vec{v}_0 — скорость движения облака). В электромагнитном аналоге поле, остающееся после вычитания однородного внешнего поля, есть поле, связанное с поляризацией шара. Хорошо известно, что оно представляет собой дипольное поле [13].

Таким образом, поле течения вблизи движущегося вихревого облака есть поле диполя. Это остается в силе и в более общем случае эллипсоидальной формы границы облака [13].

Это поле определяется одним параметром — «дипольным моментом». Его можно определить из условия, что скорость течения на границе облака на осевой линии (в нулевых точках 0, рис. 1) равна как раз скорости подъема облака. Таким образом, поле скоростей вокруг облака задано. Скорость в точке с радиус-вектором R , отсчитываемым от центра облака,

$$\vec{V} = (3(\vec{A}\vec{R})\vec{R} - \vec{A}R^2) / R^5, \quad \vec{A} = -0,5V_0r_0^3.$$

В частности, на осевой линии вертикальная скорость на высоте z

$$V(z) = v_0(t) \left[r_0(t) / (H(t) - z) \right]^3,$$

где $v_0(t)$ — скорость движения облака, зависящая от времени; $r_0(t)$ — радиус облака; $H(t)$ — высота его центра над поверхностью. Для эллипсоидальной формы облака α — вертикальная полуось.

Для учета влияния поверхности земли к полю диполя, расположенного в центре облака, нужно добавить поле от «зеркального» диполя противоположного направления.

Картина линий тока вокруг облака схематически показана на рис. 5. Вдоль линий тока типа А, проходящих близко к поверхности, пыль с поверхности может подниматься вверх. Область, в которой вертикальная составляющая скорости направлена вверх и линии тока проходят вблизи поверхности, на рис. 5 заштрихована. В этой области пыль образует «ножку гриба» при сильных взрывах.

Через некоторое время после взрыва, когда радиус облака станет много больше первоначального, картина, изображенная на рис. 5, становится автомодельной: радиус r_0 растет пропорционально высоте $r_0 \sim H \sim t^{1/2}$, а скорость — $v_0 \sim t^{-1/2}$. При этом область на поверхности, с которой пыль может подниматься вверх (она ограничена радиусом R_A на рис. 5), увеличивается пропорционально высоте. Радиус пылевого столба вблизи обла-

ка при этом уменьшается с течением времени, поскольку скорость движения быстро падает по мере удаления от границы облака. Возникающее при этом вертикальное растягивание столба в силу несжимаемости течения приводит к поперечному сжатию. Общий масштаб скорости течения меняется пропорционально $t^{-1/2}$.

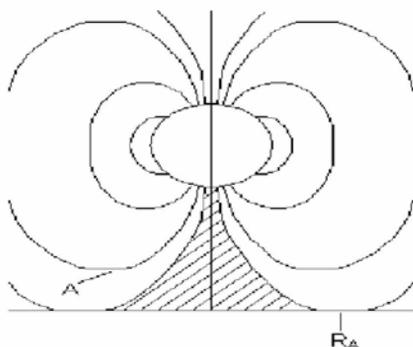


Рис. 5. Линии тока течения снаружи от всплывающего облака

Следует отметить, что описанные течения фактически могут проявляться лишь при достаточно больших масштабах взрыва, когда скорость подъема облака составляет десятки метров в секунду. На расстоянии пяти радиусов (вблизи поверхности) облака скорость падает на два порядка (по отношению к скорости облака v_0) и при малых v_0 не может быть обнаружена на фоне естественных движений атмосферы.

5. Заключение

На основе простой модели вихревого кольца разработан код для оперативной оценки высоты выброса загрязнителей и размеров задымленного облака при сильном взрыве. Для оценки используется фактическая метеорологическая ситуация. Учитывается возможность конденсации водяного пара в облаке. Полученные с помощью модели данные, т. е. высота выброса и размеры задымленной зоны, могут использоваться в качестве входных в задаче о пассивном переносе примесей ветром.

Проведено исследование воздушных течений во внешней области, вблизи всплывающего облака.

Модель проверена на экспериментальном материале по взрывам различной мощности.

Литература

1. *Hanna S. R., Briggs G. A., Hosker R. P.* Handbook on Atmospheric Diffusion / Technical Information Center, U.S. Department of Energy. — [S. 1.], 1982. — 91 p.
2. *Матвеев Л. Т.* Основы общей метеорологии: Физика атмосферы. — Л.: Гидрометиздат, 1965. — С. 875.
3. *The Effects of Nuclear Weapons.* — Washington, 1957. — Рус. пер.: Действие ядерного оружия. — М.: Оборонгиз, 1960.
4. Действие ядерного взрыва. — М.: Мир, 1971.
5. *Scorer R. S.* Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid // *J. Fluid Mech.* — 1957. — Vol. 2. — Pt. 6. — P. 583—594.
6. *Онуфриев А. Т.* Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести: Подъем облака атомного взрыва // *Журн. приклад. механики и техн. физики.* — 1967. — № 2. — С. 3, 15.
7. *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. — М.: Наука, 1977.
8. *Бекряев В. И.* Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере: Труды ЛТМИ. — Вып. 45. — Л., 1972.
9. *Гостинцев Ю. А., Матвеев Ю. С., Небогатов В. Е., Солодовник А. Ф.* К вопросу о физическом моделировании турбулентных термиком // *Журн. приклад. механики и техн. физики.* — 1986. — № 6. — С. 53—57.
10. *Заславский Б. И., Сотников И. М.* Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец // *Журн. приклад. механики и техн. физики.* — 1983. — № 1. — С. 20—26.
11. Взрывные явления: Оценка и последствия / Под ред. Я. Б. Зельдовича. — Кн. 2. — М.: Мир, 1986.
12. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. — Т. 6: Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
13. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. — Т. 8: Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.

Инженерная методика расчета конвективного подъема струи аварийного выброса

*В. В. Беликов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова,
Л. П. Стародубцева, Л. А. Фокин*

1. Введение

Согласно современным воззрениям о безопасности промышленных предприятий аварийный режим функционирования должен рассматриваться как неотъемлемая составная часть жизненного цикла технической системы. В последних требованиях по безопасности («Положении о декларации безопасности промышленного объекта», утвержденном постановлением Правительства Российской Федерации № 675 от 1 июля 1995 г., «Методических указаниях по проведению анализа риска опасных промышленных объектов», утвержденных Госгортехнадзором России в 1996 г.) анализ риска считается составной частью экспертизы и декларирования безопасности промышленного объекта.

Проведение такого анализа требует изучения механизмов возникновения и развития аварии как одного из состояний технической системы. При анализе риска одним из важнейших этапов является прогнозирование развития аварийного процесса и оценка масштаба действия характерных для данной аварии поражающих факторов.

В настоящее время для решения таких задач в разных отраслях используется ряд методик упрощенного инженерного анализа различных аварийных процессов. Достаточно полное и подробное изложение методик, применяемых и разрабатываемых для применения в газовой отрасли, приведено в [1]. Представленные в [1] методики предназначены для описания гидро- и газодинамических течений при сильных градиентах давления, при импульсном или квазистационарном выделении энергии, а также диффузионных процессов в турбулентной атмосфере. Именно эти явления создают повышенную опасность объектов газоперерабатывающего комплекса.

Вместе с тем упомянутые явления сопровождают аварийные режимы и на других промышленных объектах, например, на объектах ядерной энергетики. Такие процессы, как истечение жидких, газообразных и двухфазных сред из сосудов высокого давления при их разрушении или повреждении, образование горючих газовых смесей, горение и взрыв этих смесей в помещени-

ях или открытом пространстве, воздействие взрывных нагрузок на технологическое оборудование, выбросы и рассеивание в атмосфере вредных материалов в аэрозольной или газовой форме, являются предметом изучения в связи с работами по повышению безопасности атомной энергетики.

При всем различии в масштабах и характеристиках рабочих сред перечисленные явления имеют общую физическую природу. Описывающие их модели должны исходить из одних физических принципов и по идее описывать сходные процессы, характерные для аварийных сценариев на объектах как газоперерабатывающей, так и атомной отраслей.

В атомной отрасли накоплен большой собственный опыт моделирования аварийных процессов и анализа безопасности и риска. Тщательное моделирование большого числа аварийных и нештатных ситуаций — необходимый этап проектирования энергетических установок. Интересно сопоставить математические модели, применяемые в разных отраслях для моделирования одних и тех же физических явлений. Такое сопоставление должно способствовать гармонизации и взаимному обогащению методического инструментария, накопленного и развиваемого в разных отраслях.

Одним из важных для газовой отрасли процессов, требующих изучения в связи с анализом риска, является аварийное фонтанирование газовых и газоконденсатных скважин, а также истечение газа из поврежденных трубопроводов газотранспортной системы. Аварийный процесс в данном случае представляет собой неуправляемый поток газа (жидкости) непосредственно из пласта через канал скважины в атмосферу.

При наличии в продукции скважины токсичных составляющих (например, сероводорода) полное количество токсичного материала, выброшенного в атмосферу за время, необходимое для поджигания струи, может быть настолько велико, что возникает опасность поражения людей на значительных расстояниях.

Одной из задач расчета является оценка конвективного подъема выброшенных материалов за счет большого начального импульса струи и/или за счет ее плавучести. Высота подъема может радикальным образом повлиять на характер рассеивания аварийного выброса в атмосфере и, следовательно, на аварийную обстановку вокруг объекта.

Физически рассматриваемый процесс вполне аналогичен истечению из трубы высокого давления при разрыве на полное сечение. В аварийных ситуациях на атомных реакторных установках физически аналогичные процессы возникают при разрывах трубопроводов контуров охлаждения реактора, при аварийных сбросах пара через редуцирующие устройства.

В работе представлена модель оценки высоты подъема струи с большим начальным импульсом или струи над источником тепла (пожар), разрабо-

танная в ИБРАЭ РАН. Эта модель включена в Европейскую систему поддержки принятия решений при радиационных авариях RODOS [2].

2. Модель рассеивания в атмосфере аварийных выбросов из скважин и трубопроводов

Собственно процесс истечения вблизи источника, в свою очередь, условно может быть разделен на два участка: сверхзвуковой, в котором давление в струе снижается от критического давления на выходном срезе трубы (или отверстия в сосуде высокого давления) до атмосферного, и дозвуковой, представляющий собой обычную турбулентную струю.

На первом участке, где давление внутри струи больше атмосферного, можно пренебречь перемешиванием газа в струе с окружающим воздухом. На втором участке турбулентное перемешивание струи с окружающим воздухом (т. е. собственно рассеивание примеси в струе) рассчитывается на основе принципа «вовлечения». Рассеивание струи происходит за счет вовлечения окружающего воздуха в область турбулентного движения, т. е. в струю (напомним, что на этой стадии турбулентность, связанная с собственным движением струи, доминирует над атмосферной турбулентностью). Скорость вовлечения считается пропорциональной скорости струи относительно воздуха, и коэффициент пропорциональности оказывается единственным параметром, определяющим интенсивность турбулентного рассеивания струи. При всей простоте такого подхода проведенные на его основе расчеты обнаруживают хорошее согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне начальных параметров струи.

К настоящему времени в ИБРАЭ РАН взамен лагранжевой стохастической модели разработана новая модель расчета рассеяния газов с отличной от воздуха плотностью. Эта модель позволяет в рамках одного алгоритма проследить как начальную, так и конечную стадии атмосферного переноса. Модель детально описана в [3].

2.1. Модель начального сверхзвукового участка

Согласно [4] на начальном участке струи происходит расширение вытекающего газа до атмосферного давления. Перемешиванием с окружающим воздухом можно пренебречь. Параметры струи в сечении, где давление становится атмосферным («изобарическом сечении»), определяются равенством расходов, потоков энергии через это сечение и выходное сечение трубы, а также равенством нулю полного импульса, втекающего через поверхность

участка струи между выходным и изобарическим сечениями. Переход к атмосферному давлению, вообще говоря, является неизэнтропическим.

Законы сохранения массы, импульса и энергии в двух сечениях записываются следующим образом:

$$\rho_0 V_0 S_0 = \rho_1 V_1 S_1,$$

$$(P_0 + \rho_0 c_0^2) S_0 + P_0 (S_1 - S_0) = (P_1 + \rho_1 c_1^2) S_1,$$

$$\rho_0 V_0 S_0 \left[c_0^2 / (\gamma - 1) + c_0^2 / 2 \right] = \rho_1 V_1 S_1 \left[c_1^2 / (\gamma - 1) + M c_0^2 / 2 \right].$$

Индексы «0» относятся к выходному сечению трубы, «1» — к «изобарическому сечению». ρ, V, P — обычные обозначения гидродинамических величин; S — площадь сечения струи; c — скорость звука. Здесь учтено, что на срезе трубы (сечение 0) имеет место критическое истечение $V_0 = c_0$. Конечное давление $P_1 = 1$ атм (давление окружающей среды). Для изобарического сечения введено число Маха, так что $V_1 = M c_1$. Истекающий газ считается для простоты идеальным, и его удельная энтальпия есть $c^2 / (\gamma - 1)$. Второй член слева во втором уравнении соответствует потоку импульса через боковую поверхность струи между начальным и изобарическим сечениями.

Эти три соотношения позволяют определить три неизвестных параметра в конце переходного участка: температуру, скорость и сечение струи (давление в конце переходного участка задано: $P = 1$ атм).

Газовый поток в изобарическом сечении за счет расширения течения (аналогичного расширению в сопле Лаваля) становится сверхзвуковым: $M > 1$.

Расчеты показывают, что температура газа в струе к изобарическому сечению падает незначительно. Плотность пара уменьшается, а скорость несколько увеличивается. Соответственно увеличивается сечение струи.

2.2. Оперативная модель распространения аварийного выброса на участке струйного течения

Высоту подъема высокоскоростной струи или струи над источником тепла оценивают, как правило, с помощью так называемых формул Бриггса. Однако эти простые аппроксимационные формулы для оценки высоты подъема дыма над фабричными трубами или над пожаром могут служить лишь очень грубым приближением, так как рассчитаны на некоторое усредненное состояние атмосферы. В них не принимается в расчет ряд важных факторов, влияющих на характер распространения примеси от источника: реальная

стратификация атмосферы, ее влажность, возможность конденсации влаги внутри струи, наличие ветра и его изменчивость с высотой, возможность отличия молекулярного состава выбрасываемого газа от воздуха.

Представляемая модель позволяет оценить наличие влаги, сконденсировавшейся в результате конвективного движения, и, следовательно, вероятность быстрого влажного вымывания примеси.

Одномерных моделей для оценки высотного распределения аварийного выброса от источника тепла и/или импульса в настоящее время разработано много. Они описывают параметры конвективной колонки при наличии стационарного источника энергии и начального импульса и различаются главным образом лишь видом параметризации скорости вовлечения окружающего воздуха в турбулентную всплывающую струю.

Наиболее часто используются: модель Мортон — Тейлора — Тернера (МТТ) [5; 6; 8; 9], не учитывающая фазовые переходы, и аналогичная ей, но учитывающая фазовые переходы — модель Сквайерса — Тернера [7]. В этих моделях влияние горизонтального ветра на параметры конвективной колонки не рассматривается. Способ учета вертикального профиля горизонтального ветра разработан в [10]. Характерной особенностью этих моделей является то, что они описывают стационарные параметры конвекции для постоянно действующего источника. Тем самым радиус конвективной струи стремится к бесконечности при приближении вертикальной скорости к нулю у верхней границы. Таким образом, возникают трудности при определении распределения по высоте выброса от источника пожара. При рассмотрении пожаров считают, как правило, что дым или сопутствующий пожару аварийный выброс распределяется равномерно между уровнем нулевой плавучести и вершиной конвективной струи, что является довольно грубым приближением [11]. Используя эти модели, невозможно также оценить реальное очертание облака над источником пожара в разные моменты времени от начала пожара.

Ниже представлена разработанная в ИБРАЭ РАН оперативная одномерная модель для расчета вертикального распределения аварийного выброса с учетом высотного профиля ветра. Модель позволяет рассчитать распределение аварийного выброса над источником пожара в зависимости от мощности источника и синоптической ситуации (стратификации, влажности, высотного профиля ветра).

Модель верифицирована при расчете нескольких реальных пожаров и путем сравнения с результатами Ливерморской лаборатории, полученными на основе использования трехмерной термогидродинамической модели.

В соответствии с представлениями о вовлечении скорость втекания окружающего воздуха через боковую поверхность внутрь струи пропорциональна скорости струи относительно атмосферы. Выделим участок струи между двумя поперечными сечениями, отстоящими друг от друга на рас-

стояние, проходимое струей за 1 с. Его масса («секундная масса») равна $M = \pi R^2 \rho W$, а скорость ее изменения за счет втекания окружающего воздуха

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt}(\pi R^2 \rho W) = 2\pi R W \rho_0 V_e = \frac{M}{R} \frac{\rho_0}{\rho} 2V_e = \frac{\alpha WM}{R},$$

где ρ и ρ_0 — плотность в струе и в окружающей атмосфере; W — скорость струи относительно окружающего воздуха; R — радиус струи; V_e — скорость вовлечения внешнего воздуха. Везде в тексте под производной по времени понимается лагранжева производная, а $dt = Wdl$, где dl — элемент смещения вдоль струи.

Согласно эмпирическому закону вовлечения [10] скорость втекания окружающего воздуха через боковую поверхность внутрь струи пропорциональна скорости струи относительно атмосферы:

$$V_e = \frac{\rho_0}{2\rho} \alpha W = \alpha W \frac{T}{2T_0}, \quad (1)$$

где α — эмпирическая константа, равная приблизительно 0,14; T — температура газа в струе; T_0 — температура окружающего воздуха.

Таким образом, закон сохранения массы может быть записан в виде

$$\frac{dM}{dt} = \alpha \frac{WM}{R}. \quad (2)$$

Уравнение сохранения вертикальной компоненты импульса для «секундной массы» имеет вид

$$\frac{d}{dz}(MW_z) = \rho \pi R^2 g + \pi R^2 \frac{dP}{dz}. \quad (3)$$

Подставляя $dP/dz = -\rho_0 g$ (индекс «0» будем относить к параметрам окружающей атмосферы), получим

$$\frac{d}{dz}(MW_z) = \frac{Mg}{W} \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right). \quad (4)$$

Разрешая уравнение (4) относительно вертикальной скорости, получаем следующее уравнение:

$$\frac{dW_z}{dt} = g \frac{T - T_0}{T_0} - \alpha \frac{WW_z}{R}. \quad (5)$$

Для горизонтальной компоненты импульса имеет место соотношение

$$\frac{d(MU)}{dz} = U_0 \frac{dM}{dz},$$

где U — горизонтальная скорость струи; U_0 — скорость ветра. Это уравнение может быть представлено в виде

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\alpha W(U_0 - U)}{R}.$$

Закон сохранения энергии удобно записать для энтальпии секундной массы с учетом того, что эта величина меняется от втекания внешнего воздуха и от изменения внешнего давления при подъеме элемента струи:

$$\frac{d(Mh)}{dz} = h_0 \frac{dM}{dz} + \frac{M}{\rho} \frac{dP}{dz}, \quad (6)$$

где $h = \varepsilon + P/\rho$ — удельная энтальпия; ε — удельная внутренняя энергия.

Разрешив это уравнение относительно температуры струи с учетом того, что $h = C_p T$ (C_p — теплоемкость при постоянном давлении), получим

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha(T - T_0)W}{R} - \frac{WgT}{C_p T_0}. \quad (7)$$

Для движения во влажной ненасыщенной атмосфере все уравнения остаются справедливыми, но T и T_0 заменяются на виртуальные температуры.

При достижении состояния насыщения уравнения (6), (7) нуждаются в корректировке, так как появляется новый источник тепла, связанный с конденсацией.

В этом случае уравнение (7) можно переписать в виде

$$\frac{d(T + qH / C_p)}{dt} = \frac{\alpha(T - T_0)W}{R} + \alpha W \frac{(q_0 - q)H}{C_p R} - \frac{WgT}{C_p T_0}, \quad (8)$$

где H — скрытая теплота испарения воды; q и q_0 — относительная влажность в струе и окружающем воздухе соответственно.

Изменение удельной влажности внутри струи определяется из соотношения

$$\frac{d(Mq)}{dz} = q_0 \frac{dM}{dz}. \quad (9)$$

Это соотношение можно переписать в виде

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\alpha W(q - q_0)}{R}. \quad (10)$$

Уравнения (1—10) являются основой для моделирования вертикальных конвективных струй во многих стационарных моделях.

Базовый вариант модели использует параметризацию Бекряева для вовлечения [11]. В принципе существует возможность использования и других известных функциональных зависимостей для параметризации вовлечения (модели МТТ и Гостинцева [5; 6; 12]).

Комбинируя уравнения (1) и (2), можно получить соотношение, определяющее форму струи (т. е. зависимость ее радиуса от высоты):

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dz} = \frac{\alpha}{R} - g \frac{T - T_0}{2T_0 W^2} + \frac{gR}{2T_0} \left(\frac{1}{R_g} - \frac{1}{C_p} \right) \quad (11)$$

или

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \alpha \frac{W}{R} - g \frac{T - T_0}{2T_0 W} + \frac{gRW}{2T_0} \left(\frac{1}{R_g} - \frac{1}{C_p} \right), \quad (12)$$

где R_g — универсальная газовая постоянная. Согласно теории Хаутона и Крамера величина $g(T - T_0)/(2T_0 W^2)$ пропорциональна $\frac{1}{M} \frac{dM}{dz}$. Коэффициент пропорциональности γ выбирался при верификации модели. В модели используется $\gamma = 0,66$. Предполагается также, что на большей части струи $T/T_0 \approx 1$ даже для первоначально горячих струй большой интенсивности.

Третий член в (11) и (12), характеризующий увеличение радиуса конвективной струи за счет изменения давления при перемещении по вертикали, начинает существенно влиять на контуры облака только при большой начальной площади струи.

В случае источника без начального импульса, т. е. конвективной струи над источником тепла (пожар), начальная скорость, создаваемая источником за счет плавучести, определяется следующим образом.

Из уравнения движения (5) следует, что в этом случае каждый участок струи («секундная масса») движется вначале ускоренно, а затем по мере снижения разности температур из-за перемешивания движение становится замедленным (второй член делается больше первого). Максимальная скорость соответствует моменту, когда масса вовлеченного в выделенный участок струи воздуха станет сопоставима с первоначальной массой этого

участка, равной $M_0 = \pi R_0^2 \rho W$ (R_0 — начальный радиус струи). Увеличение массы за счет вовлечения за время Δt составит величину порядка

$$dM \approx 2\pi \rho_0 R_0 W \alpha W \Delta t \approx 2\pi R_0 W \rho_0 \alpha \Delta h,$$

где Δh — расстояние, пройденное выделенным участком за время Δt . Сравнивая эту величину с начальной массой, находим, что эта масса приблизительно удвоится, когда участок струи пройдет расстояние порядка

$$\Delta h \approx R_0 \frac{W}{2\alpha \rho_0}.$$

Движение вплоть до этой высоты происходит с ускорением $g\rho_0/\rho$ в соответствии с уравнением (5). Максимальная скорость, достигаемая в этот момент, имеет порядок

$$W_m \approx \sqrt{\frac{gR_0}{2\alpha}}. \quad (13)$$

Эта скорость используется как начальная скорость струи. Начальная температура струи вычисляется из условия, что конвективный поток энергии при этой скорости газа в струе равен мощности источника Q .

$$T - T_0 = \frac{Q}{\pi R_0^2 W_m \rho_0 C_p} = \frac{Q(2\alpha)^{1/2}}{\pi R_0^{3/2} g^{1/2} \rho_0 C_p} \quad (14)$$

При решении эволюционных уравнений модели используется явная аппроксимация по времени. При достижении уровня конденсации температура и влажность определяются итерационным методом Ньютона.

2.3. Обобщение модели для учета атмосферной турбулентности

Изложенная выше теория с самого начала разрабатывалась для описания струй (пожаров) большого масштаба. При этом предполагалось, что перемешивание с окружающим воздухом за счет турбулентности, связанной собственно с относительным движением плавучих масс, значительно превышает по интенсивности перемешивание за счет турбулентности атмосферы. Поэтому единственный параметр, характеризующий турбулентный обмен, — «параметр вовлечения» α — никак не зависел от состояния атмосферы. В общем случае это предположение не является оправданным, и для описания рассеивания требуется помимо турбулентности, вызванной движением струи относительно окружающего воздуха, учитывать турбулентность атмосферы.

Можно показать, что изложенный выше подход, при котором перемешивание струи с окружающим воздухом описывается «вовлечением», эквивалентен описанию процесса перемешивания за счет диффузии с коэффициентом

$$K_{\alpha} = 0,5 \alpha VR,$$

где α — коэффициент вовлечения; V — скорость струи относительно окружающего воздуха; R — радиус струи. Фактически использованные выше предположения о малости атмосферного рассеивания эквивалентны неравенству

$$K_{\alpha} \gg K_{\text{atm}},$$

где K_{atm} — коэффициент турбулентной диффузии атмосферы. При совместном действии обоих факторов (атмосферное рассеивание и турбулентное рассеивание от собственного движения) общий коэффициент диффузии, приводящий к рассеиванию струи,

$$K = K_{\text{atm}} + 0,5\alpha VR.$$

С точки зрения «вовлечения» введение такого коэффициента диффузии эквивалентно введению измененного значения коэффициента вовлечения

$$\alpha_m = \alpha + \frac{2K_{\text{atm}}}{VR}.$$

Теперь необходимо учесть, что рассеивание в атмосфере неизотропно, и коэффициенты диффузии в горизонтальной плоскости и в вертикальном направлении не равны друг другу: $K_y \neq K_z$. Вследствие этого сечение струи будет уже не круговым, как раньше, а эллиптическим с радиусами R_1 и R_2 . Они определяют размеры струи соответственно вдоль двух направлений, лежащих в плоскости сечения струи (т. е. в плоскости, нормальной к оси струи в каждой точке): горизонтального и нормального ему, т. е. направления, лежащего в вертикальной плоскости, проходящей через ось струи. Диффузия вдоль первого направления происходит с коэффициентом K_y . Диффузия во втором направлении происходит с некоторым эффективным коэффициентом диффузии K_{ef} . Величину его можно определить, записав диффузионный поток метана в этом направлении:

$$K_{\text{ef}} \nabla_{\xi} C = K_y \nabla_x C + K_z \nabla_z C,$$

где $\nabla_z C$ и $\nabla_x C$ — компоненты градиента концентрации в вертикальном и горизонтальном (вдоль ветра) направлениях. Из последнего соотношения следует:

$$K_{\text{ef}}^2 = \frac{(K_y \nabla_x C)^2 + (K_z \nabla_z C)^2}{(\nabla_x C)^2}, \quad K_{\text{ef}} = \left\{ [K_y \sin(\varphi)]^2 + [K_z \cos(\varphi)]^2 \right\}^{1/2},$$

где φ — угол наклона оси струи к горизонту ($\varphi = 0$ — горизонтальная струя).
В соответствии с анизотропией атмосферной диффузии для обобщения модели вводятся два коэффициента вовлечения

$$\alpha_1 = \alpha + 2 \frac{K_y}{VR}, \quad \alpha_2 = \alpha + 2 \frac{K_{\text{ef}}}{VR}.$$

Отношение размеров струи R_1 и R_2 , очевидно, равно

$$\frac{R_1^2}{R_2^2} = \frac{\int (K_y + 0,5\alpha VR) dt}{\int (K_{\text{ef}} + 0,5\alpha VR) dt}.$$

Формула (2) для расчета изменения массы элемента струи обобщается простейшим образом:

$$\frac{dM}{dt} = \pi \alpha R \rho W^2 \rightarrow \pi (\alpha_1 R_1 \alpha_2 R_2)^{1/2} \rho W^2.$$

Это выражение используется в модели вместо формулы (2).

3. Верификация модели

Верификация одномерной оперативной модели проведена путем сопоставления результатов с данными по имевшим место реальным пожарам, информация о которых доступна из литературы, и путем сравнения с результатами серии расчетов по трехмерным термогидродинамическим моделям [13—19], в том числе по модели, разработанной в Ливерморской лаборатории [17].

Гамбургский пожар времен конца Второй мировой войны

Налет был совершен в сухую устойчивую погоду, не предвещавшую развитие глубокой конвекции. Однако нагретый воздух образовал над городом гигантский восходящий поток со скоростями во многие десятки метров в секунду. Описание пожара содержится в [13; 18]. Мощность пожара оценивается в 1 700 000 МВт, площадь около 12 км².

Ветер на момент возникновения пожара был слабый, влажность в атмосфере низкая. Средний температурный градиент в тропосфере — около 6,4 градуса на километр, тропопауза — на уровне 11,5 км. Температура в стратосфере стандартная — 216 К, температура у поверхности земли — 288 К.

Высота дымовой колонки, по данным наблюдений за пожаром, достигала 12 км. Область высот наибольшего содержания дыма через несколько часов после начала пожара по данным наблюдений — 8—9 км.

Имеется информация о результатах моделирования этого пожара с использованием трехмерной термогидродинамической модели [18].

Расчеты по представляемой модели показали, что высота дымовой колонки достигает 12,3 км.

На рис. 1 представлены распределение дыма по высоте и контуры облака через 30 мин после начала пожара. Максимальная горизонтальная протяженность облака — около 5 км, что соответствует результатам трехмерного моделирования.

Максимум вертикальной скорости конвективного потока при расчете по одномерной модели составил 72 м/с (трехмерная модель [18] дает для этой величины 68 м/с).

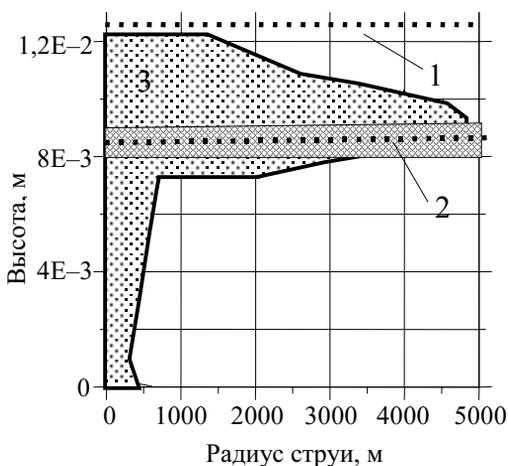


Рис. 1. Гамбургский пожар: 1 — вершина дымовой колонки (результаты трехмерного моделирования); 2 — область высот максимального содержания дыма по данным наблюдений через несколько часов после возникновения пожара; 3 — контур облака через 0,5 ч после начала пожара (предлагаемая модель)

Нефтяной пожар в Long Beach (1958 г.)

Описание пожара содержится в [13; 18]. Пожар развивался в условиях, когда ветер практически отсутствовал. Температурный градиент составлял около 6,5 градуса на километр высоты. Пожар не сопровождался конденсацией водяного пара и образованием облаков. Интенсивность тепловыделения оценивается в 10 000 МВт, радиус пожара — 500 м. Согласно существ-

вующему описанию дымовой колонки вершина достигала 3300 м. Дым в основном распределился на высотах от 1500 до 3300 м.

Имеется информация о результатах моделирования этого пожара с использованием трехмерной термогидродинамической модели [17; 18]. Для моделирования дымовой колонки над пожаром использовался вариант оперативной одномерной модели без учета влажности и ветра.

Модельные расчеты показали, что высота дымовой колонки достигает 3,2 км. Максимальное содержание дыма через час после возникновения пожара приходится на высоты около 2,3 км. Это полностью соответствует данным наблюдений и результатам расчета по трехмерной модели [17; 18].

Информация о горизонтальной протяженности дымового облака в разные моменты времени отсутствует. Однако сравнение с данными расчета по трехмерной гидродинамической нестационарной модели (Ливермор) [18] показало, что обе модели дают близкие результаты.

На рис. 2 представлены распределение дыма по высоте и контуры облака через час после начала пожара. Максимальная горизонтальная протяженность облака — 1,5 км, что близко к результатам, полученным с использованием трехмерного моделирования [18] (1,8 км).

Для сравнения приведены результаты, полученные с использованием формул Бриггса. Видно, что эти формулы дают заметно завышенные значения для пожаров такой интенсивности.

Для проверки возможности разработанной оперативной модели описывать поведение выброса во влажной атмосфере при наличии процессов конденсации сделана серия расчетов для пожаров разной интенсивности. Проведено сравнение с результатами, полученными по трехмерной термогидродинамической модели [17; 18].

Параметры пожаров разной интенсивности:

- 1) радиус пожара — 5 км, тепловыделение 89 000 Вт/м²;
- 2) радиус пожара — 5 км, тепловыделение 14 000 Вт/м².

Распределение дыма по высоте через час после возникновения пожара с параметрами (1) представлены на рис. 3 (без учета влажности и с учетом влажности и процессов конденсации влаги).

Для сравнения приведены результаты аналогичных расчетов по модели [18].

Распределение дыма по высоте от пожара с параметрами (2) представлено на рис. 4 (без учета влажности и с учетом влажности и процессов конденсации влаги).

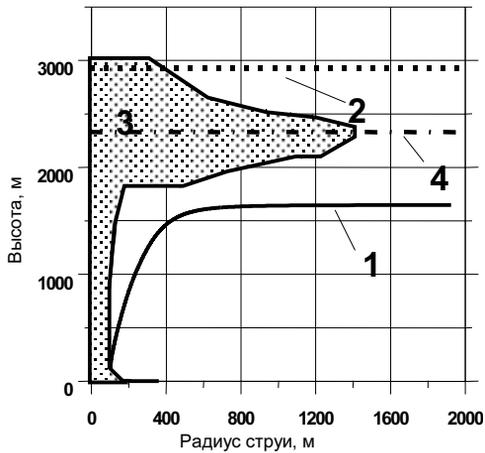


Рис. 2. Нефтяной пожар в Long Beach: 1 — стандартная стационарная модель; 2 — формула Бриггса; 3 — контур облака через час после начала пожара (предлагаемая модель); 4 — высота максимального содержания дыма через час после возникновения пожара

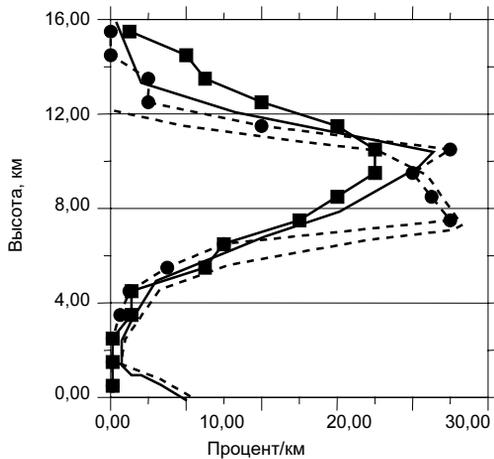


Рис. 3. Распределение дыма по высоте через час после возникновения пожара с параметрами тепловыделения (1): пунктир — сухая атмосфера (маркеры — одномерная модель, без маркеров — модель Ливерморской лаборатории); сплошная линия — конвекция с учетом водяного пара (маркеры — одномерная модель, без маркеров — модель Ливерморской лаборатории)

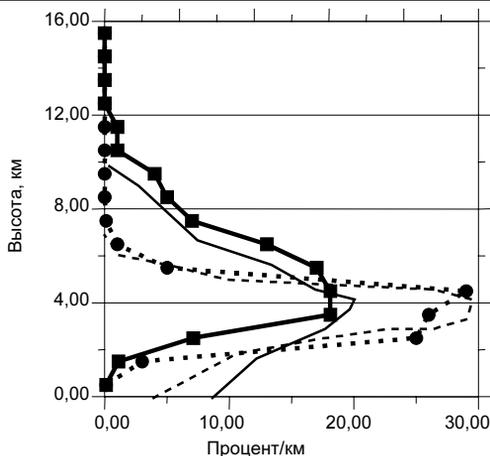


Рис. 4. Распределение дыма по высоте через час после возникновения пожара с параметрами тепловыделения (2): пунктир — сухая атмосфера (маркеры — одномерная модель, без маркеров — модель Ливерморской лаборатории); сплошная линия — конвекция с учетом водяного пара (маркеры — одномерная модель, без маркеров — модель Ливерморской лаборатории)

Для сравнения также приведены результаты аналогичных расчетов по модели Ливерморской лаборатории [18]. В табл. 1 представлены результаты модельных расчетов пяти крупных лесных пожаров в Америке и Австралии, описание которых содержится в [16—18]. Приведена информация об интервале высот, где было сосредоточено основное количество дыма. Анализ результатов сравнения позволяет сделать вывод о хорошем соответствии модельных результатов данным наблюдений.

Таблица 1. Крупные лесные пожары [16—18] — данные наблюдений и моделирования

№	Вершина дымовой колонки, м		Основание расширенной части дымовой колонки, м	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
1	3100	3200	1800	1900
2	5900	5600	1500	1200
3	4100	4300	1600	1500
4	10800	10000	7000	6700
5	7400	7800	4000	4200

Эксперименты с выбросами тяжелых газов

Ниже приведены результаты сопоставления расчетов по модели с экспериментальными результатами другого характера. Использовались данные

нескольких специальных экспериментов с выбросом тяжелых газов. Описание условий экспериментов и данные измерений брались из [20].

1. Эксперимент Shell Research Maplin Sands [20] (разлив в воду сжиженного пропана).

Источник:

длительность действия — практически непрерывный;
высота — приземный;
эффективный радиус — 8,5 м;
скорость испарения (скорость поступления в атмосферу) — $0,12 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$;
температура — 231 К.

Метеорология:

скорость ветра на высоте 10 м — 8,1 м/с;
шероховатость поверхности — 3,4 м;
класс устойчивости по Паскуиллу — D.

На рис. 5 представлены результаты сравнения расчетных и измеренных средних за весь период измерения значений концентраций на оси следа.

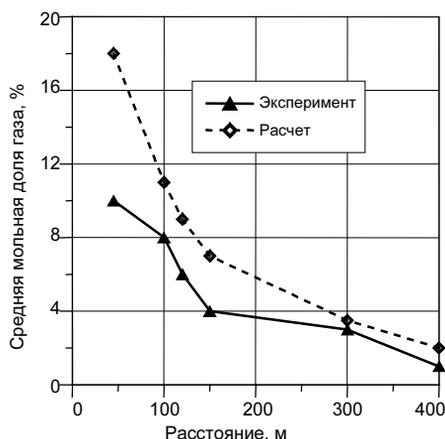


Рис. 5. Эксперимент 1: расчетные и измеренные усредненные за весь период измерения значения концентрации на оси следа у поверхности

2. Эксперимент US Department of Energy [20] (испарение сжиженного пропана — испаряется из ямы).

Источник:

длительность действия — практически непрерывный, малой интенсивности;
высота — приземный;

размеры — $1,5 \times 1,5$ м;
скорость испарения (скорость поступления в атмосферу) —
 $8,13 \cdot 10^{-3}$ кг/(м²с);
температура — 231 К.

Метеорология:

скорость ветра на высоте 2,5 м — 4,5 м/с;
шероховатость поверхности — 0,01 м;
класс устойчивости по Паскуиллу — В.

На рис. 6 представлены результаты сравнения средних значений за весь временной интервал измерений концентраций на оси следа у поверхности земли и результаты моделирования.

Таким образом, программа с разумной точностью описывает экспериментальные данные по рассеиванию тяжелого газа.

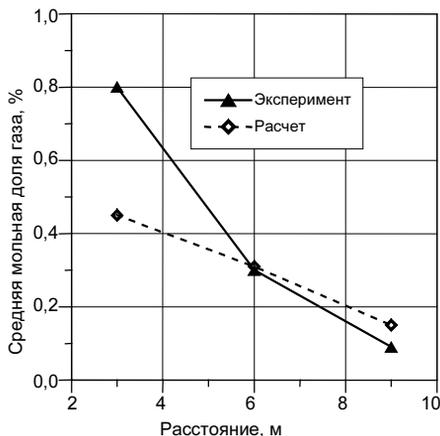


Рис. 6. Эксперимент 2: расчетные и измеренные усредненные за весь период измерения значения концентрации на оси следа у поверхности

Заключение

Представлена простая модель для оценки параметров конвективной колонки, возникающей над источником тепла, например, над пожаром. Модель позволяет рассчитать эффективную высоту подъема примесей за счет тепловой конвекции, которая является важным параметром, определяющим последующее турбулентное рассеивание примеси в атмосфере. Модель использует реальную информацию о стратификации атмосферы и имеет бóльшую точность и достоверность, чем известные формулы Бриг-

гса. Методика позволяет оценивать распространение как легких, так и тяжелых газов. Учитывается возможность конденсации влаги в струе.

Разработанная модель соответствует как данным наблюдений, так и результатам численного моделирования с использованием наиболее комплексных трехмерных гидротермодинамических моделей. Простота реализации и оперативность позволяют использовать ее для решения задач, требующих быстрой экспресс-оценки начальной стадии аварийных выбросов в атмосферу и необходимых для поддержки принятия решений в кризисных ситуациях.

Литература

1. Отраслевое руководство по анализу и управлению риском, связанным с техногенным воздействием на человека и окружающую среду при сооружении и эксплуатации объектов добычи, транспорта, хранения и переработки углеводородного сырья с целью повышения их надежности и безопасности (1 редакция) / ПАО «Газпром». — М., 1996.
2. RODOS: Decision Support System for off-Site Nuclear Emergency Management in Europe: Final Project Report RUR 19144 EN / European Commission. — [S. l.], 2000; *Ehrhardt J., Shershakov V. M.* Real-time on-line Decision Support System (RODOS) for off-site Emergency Management Following a Nuclear Accident: European Commission, Belarus, the Russian Federation, Ukraine Joint Study Project: Final Report EUR 16533 EN / ECSC-EC-EAEC. — Brussels; Luxembourg, 1996.
3. *Беликов В. В., Головизнин В. М., Семенов В. Н. и др.* Лагранжева траекторная модель атмосферной дисперсии с учетом эффектов плавучести и начального импульса // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 2000. — № 4. — С. 110—117.
4. *Гинзбург И. П.* Аэрогидродинамика. — М.: Выс. школа, 1966.
5. *Morton B. R., Taylor G. J., Turner J. S.* Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. — 1956. — Vol. 234. № 1196. — P. 1—23.
6. *Morton B. R.* Buoyant plumes in a moist atmosphere // J. Fluid Mech. — 1957. — Vol. 2. — P. 127—144.
7. *Squires P., Turner J. S.* An entraining jet model for cumulo-nimbus up-draughts // Tellus. — 1962. — Vol. 14. — № 4.
8. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях: Пер. с англ. — М.: Мир, 1977. — 430 с.
9. *Андреев В., Панчев С.* Динамика атмосферных термик. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. — 153 с.

10. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере: Труды ЛГМИ. — Вып. 45. — Л., 1972.
11. Hanna S. R. Review of atmospheric diffusion models for regulatory applications. — [S. 1.], 1982. — 42 p. — (WMO Techn. Note № 177).
12. Гостинцев Ю. А., Матвеев Ю. А., Небогатов В. Е., Солодовник А. Ф. К вопросу о физическом моделировании турбулентных термик // Журн. приклад. механики и техн. физики. — 1986. — № 6. — С. 53; Шметер С. М. Физика конвективных облаков. — Л.: Гидрометеоииздат, 1972. — 231 с.
13. Последствия ядерной войны: физические и атмосферные эффекты: Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 392 с.
14. Cotton W. R. Atmospheric convection and nuclear winter // American Scientist. — 1986. — Vol. 73. — Iss. 3. — P. 275—280.
15. Tripoli G. J., Cotton W. R. The Colorado State University three-dimensional cloud / mesoscale model-1982. Part 1: General theoretical framework and sensitivity experiments // J. Rech. Atmos. — 1982. — 16. — P. 185—220.
16. Klemp J. B., Wilhelmson R. B. The simulation of three-dimensional convective storm dynamics // J. of the Atmospheric Sciences. — 1978. — Vol. 35. — № 6. — P. 1070—1096.
17. Penner J. E., Haselman L. C. Smoke inputs to climate models: Lawrence Livermore National Laboratory report 1985 UCRL-92523.
18. Penner J. E., Haselman L. C., Edwards L. L. Smoke-Plume distributions above large-scale fires: Implications for simulations of “Nuclear winter” // J. of Climate and Appl. meteor. — 1986. — Vol. 25. — № 10. — P. 1434—1444.
19. Cotton W. R., Tripoli G. J. Cumulus convection in shear flow — three dimensional numerical experiments // J. of the Atmospheric Sciences. — 1978. — Vol. 35. — № 8. — P. 1503—1521.
20. Spicer T. O., Havens J. A. Field Test Validation of the DEGDIS Model // J. of Hazardous Materials. — 1987. — № 16.

НОСТРАДАМУС — компьютерная система прогнозирования радиационной обстановки. Верификация модели атмосферного переноса примеси

*В. В. Беликов, В. М. Головизнин, Ю. В. Катыхов, В. Н. Семенов,
Л. П. Стародубцева, О. С. Сорокикова, А. Л. Фокин*

1. Введение

В настоящее время существует несколько подходов к моделированию атмосферного переноса. Они различаются кругом учитываемых факторов, влияющих на процессы атмосферной дисперсии, и способами учета влияния этих факторов.

Наиболее простой и распространенный сейчас подход основан на применении так называемых гауссовых моделей переноса. Они обобщают точное решение стационарного уравнения адвекции-диффузии с постоянными коэффициентами.

Гауссовы модели просты и оперативны. Они не требуют больших объемов вычислений. Входящие в стандартные модели константы определяются на основе статистической обработки многочисленных наблюдений и экспериментов по распространению примеси. Большая часть экспериментов проведена в довольно узком диапазоне условий. Использование этих данных допустимо только для условий, в которых они получены и для которых накоплен достаточный экспериментальный материал. Распространение их на другие условия переноса примеси требует осторожности. Поэтому для анализа безопасности и изучения особенностей дисперсии радионуклидов в атмосфере в условиях, отличных от упомянутых, необходимы дополнительные исследования, в том числе натурные эксперименты.

Характер распространения примеси находится в существенной зависимости от большого количества внешних факторов.

В этой связи представляется важным создание моделей, использующих представления о функциональной зависимости параметров турбулентности от внешних факторов и учитывающих законы подобия атмосферного пограничного слоя (ПСА). Эти модели должны быть близки по результатам гауссовым моделям в рамках условий, в которых накоплен достаточный экспериментальный материал. Такие модели могут дать основу для улуч-

шения точности гауссовых алгоритмов путем расширения дифференциации типов условий, в которых происходит распространение примеси.

К настоящему времени разработаны лагранжевы модели для дисперсии примеси в атмосфере, учитывающие влияние на процесс неоднородного трехмерного поля ветра, неоднородных коэффициентов турбулентного обмена. Они требуют существенно больше вычислительных ресурсов и времени для расчетов, чем гауссовы модели. Тем не менее при современной компьютерной технике они позволяют работать в режиме реального времени.

Эти модели хорошо описывают как распространение примеси в стандартных условиях (близки по результатам к нормативным гауссовым моделям), так и данные экспериментов в нестандартных условиях.

В настоящем разделе описана разработанная в ИБРАЭ РАН лагранжева траекторная стохастическая модель атмосферного переноса.

Описание модели, программного средства, части верификационных экспериментов опубликовано в [1—5].

2. Лагранжева стохастическая модель распространения радионуклидов в атмосфере

2.1. Дифференциальная модель распространения радионуклидов в атмосфере

Представляемая модель описывает распространение примесей в атмосфере. Предполагается, что примеси могут быть в газовой и/или аэрозольной форме. При этом газовые компоненты (если они есть) предполагаются имеющими плотность, приблизительно равную плотности воздуха, и эффекты плавленности не учитываются.

Модель исходит из того, что распространение примеси в атмосфере описывается полуэмпирическим уравнением адвекции-диффузии. Это уравнение переноса и диффузии имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial U c}{\partial x} + \frac{\partial V c}{\partial y} + \frac{\partial \hat{W} c}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + Q + S. \end{aligned} \quad (2.1)$$

В этом уравнении:

c — объемная концентрация примеси в воздухе;

$U = U(x, y, z, t)$, $V = V(x, y, z, t)$ — горизонтальные компоненты скорости ветра;

$\hat{W} = W(x, y, z, t) - W_g$; $W(x, y, z, t)$ — вертикальная компонента скорости ветра;

W_g — скорость гравитационного оседания (отлична от 0 ($W_g > 0$)) для аэрозольной составляющей);

$K_x(x, y, z, t)$, $K_y(x, y, z, t)$ — коэффициенты горизонтальной диффузии;

$K_z(x, y, z, t)$ — коэффициент вертикальной диффузии;

$Q(x, y, z, t)$ — мощность источника выброса;

S — член, учитывающий вымывание осадками, радиоактивный распад и появление радионуклида в результате реализации цепочек превращений других радионуклидов, содержащихся в источнике выброса.

Граничные условия для (2.1) таковы.

При $z = 0$ задается поток примеси на подстилающую поверхность за счет сухого осаждения:

$$(K_z \partial c / \partial z - \hat{W}c) \Big|_{z=0} = c(V_d + W_g).$$

Здесь V_d — скорость сухого осаждения.

На верхней границе расчетной области $z = Z_m$ предполагается отсутствие потока:

$$(K_z \partial c / \partial z - \hat{W}c) \Big|_{z=0} = 0.$$

На боковых (вертикальных) границах расчетной области предполагается условие $\partial c / \partial n = 0$ (n — направление нормали к боковой границе). Следует отметить, что боковые границы располагаются далеко от центра струи, и характер граничных условий не влияет на решение.

Величина Z_m выбирается таким образом, чтобы она была несколько больше высоты пограничного слоя атмосферы: $Z_m = 1,2 - 1,5H_m$ (определение высоты ПСА обсуждается ниже). Если высота ПСА меняется со временем в течение расчета, то Z_m должно быть больше максимального значения H_m .

Скорость ветра и коэффициенты диффузии в уравнении (2.1) считаются заданными функциями координат и времени.

2.2. Метод решения уравнения переноса

Уравнение (2.1) с неоднородным полем скорости ветра при неизотропной турбулентности (без учета вымывания и цепочек превращений) решается методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). Этот метод можно наглядно интерпретировать следующим образом. Облако примеси представляется в виде большого количества пробных частиц (точек), каждая из которых движется в соответствии со скоростью ветра и, кроме того, подвергается случайным смещениям, моделирующим турбулентное рассеивание. Объемная концентрация точек ассоциируется с концентрацией примеси. Рассмотрим сначала решение уравнения вдали от источника и без учета распада и вымывания.

Координаты точек удовлетворяют системе стохастических уравнений [6; 7]

$$\frac{dX}{dt} = U_r + U', \quad \frac{dY}{dt} = V_r + V', \quad \frac{dZ}{dt} = W_r + W', \quad (2.2)$$

где

$$\begin{aligned} U_r &= U(x, y, z, t), \quad V_r = V(x, y, z, t), \\ W_r &= \widehat{W} + W'' = W(x, y, z, t) - W_g + W''. \end{aligned} \quad (2.2a)$$

Первые члены в правых частях последних трех соотношений — компоненты усредненной скорости ветра. Вертикальная скорость частицы отлична от скорости ветра, даже если гравитационная скорость равна нулю. Добавка W'' необходима, как будет видно ниже, для согласования решения при неоднородном коэффициенте вертикальной диффузии. Ее величина будет найдена позднее.

U', V', W' — компоненты пульсации скорости ветра вдоль траектории частиц — случайные функции. Предполагается, что значения пульсационной скорости в разные моменты времени на траектории частицы не скоррелированы между собой (характерное время затухания корреляций меньше временного шага интегрирования). Отметим, что движение пробных точек не моделирует реальных траекторий частиц примеси. Описываемая процедура представляет собой способ решения полуэмпирического уравнения (2.1).

Проинтегрируем систему стохастических уравнений (2.2) на интервале dt с учетом указанных предположений о корреляционной функции скоростей:

$$dX = U_r dt + \delta x, \quad dY = V_r dt + \delta y, \quad dZ = W_r dt + \delta z,$$

где $\delta x, \delta y, \delta z$ — случайные смещения. Они удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\langle \delta x^2 \rangle = \omega_x^2 dt, \quad \langle \delta y^2 \rangle = \omega_y^2 dt, \quad \langle \delta z^2 \rangle = \omega_z^2 dt.$$

Здесь $\omega_x^2, \omega_y^2, \omega_z^2$ — коэффициенты, зависящие от корреляционных функций скоростей. Значок $\langle \rangle$ означает усреднения по статистическому ансамблю. Теперь изменения координат точек в конкретной реализации процесса за шаг интегрирования могут быть записаны в виде

$$dX = U_r dt + \omega_x a_x, \quad dY = V_r dt + \omega_y a_y, \quad dZ = W_r dt + \omega_z a_z, \quad (2.3)$$

где a_x, a_y, a_z — случайные величины с гауссовым распределением вероятности, с нулевым математическим ожиданием и дисперсией

$$\langle a_x^2 \rangle = dt, \quad \langle a_y^2 \rangle = dt, \quad \langle a_z^2 \rangle = dt.$$

Начальные условия для системы (2.2) следующие. Траектория каждой точки начинается в объеме источника примеси:

$$X|_{t=0} = X_s; \quad Y|_{t=0} = Y_s; \quad Z|_{t=0} = Z_s$$

(X_s, Y_s, Z_s — координаты источника).

Скорость рождения точек в источнике пропорциональна интенсивности источника.

Уравнения (2.1) описывают изменения траектории лагранжевой частицы. Траектория любой лагранжевой частицы есть случайный марковский процесс с независимыми приращениями.

Этот процесс можно связать с концентрацией примеси. Объемные концентрации примеси могут быть получены при помощи функции плотности вероятности $\mu(x, y, z, t, x_0, y_0, z_0, t_0)$ — того, что частица, появившаяся в точке с координатами x_0, y_0, z_0 в момент времени t_0 , окажется в момент времени t в точке с координатами x, y, z .

Объемная концентрация следующим образом выражается через функцию плотности вероятности

$$c(x, y, z, t) = \int_0^t dt_0 \iiint_V \mu(x, y, z, t, x_0, y_0, z_0, t_0) S(x_0, y_0, z_0, t_0) dx_0 dy_0 dz_0, \quad (2.4)$$

где V — объем в атмосфере, который занимает источник.

Можно показать, что если в (2.3) принять

$$\omega_x^2 = 2K_x, \quad \omega_y^2 = 2K_y, \quad \omega_z^2 = 2K_z,$$

то объемная концентрация, соответствующая (2.4), удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial U_r c}{\partial x} + \frac{\partial V_r c}{\partial y} + \frac{\partial W_r c}{\partial z} = \frac{\partial^2 (K_x c)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (K_y c)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 (K_z c)}{\partial z^2} \quad (2.5)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial \left(U - \frac{\partial K_x}{\partial x} \right) c}{\partial x} + \frac{\partial \left(V - \frac{\partial K_y}{\partial y} \right) c}{\partial y} + \frac{\partial \left(W_r - \frac{\partial K_z}{\partial z} \right) c}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (2.6)$$

В этом уравнении U_r , V_r и W_r — компоненты регулярной скорости движения частиц как функции координат, определяемые (2.2а). В (2.6) учтено, что горизонтальные компоненты согласно (2.2а) равны компонентам усредненной скорости ветра $U_r = U$, $V_r = V$.

Как правило, производными от коэффициентов горизонтального турбулентного обмена по сравнению с горизонтальной скоростью ветра можно пренебречь и положить $\frac{\partial K_x}{\partial x} = \frac{\partial K_y}{\partial y} = 0$.

Для вертикальной компоненты это, вообще говоря, не так. Согласно (2.2а)

$$W_r = \widehat{W} + W''.$$

Если выбрать $W'' = \frac{\partial K_z}{\partial z}$ и подставить это значение в (2.6), то данное уравнение перейдет в

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial U c}{\partial x} + \frac{\partial V c}{\partial y} + \frac{\partial \widehat{W} c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right),$$

полностью идентичное (2.1) (без учета объемных источников и стоков). Учет объемных стоков и граничных условий при реализации случайного движения точек описывается ниже.

Таким образом, для того чтобы концентрация примеси, даваемая выражением (2.4), удовлетворяла исходному уравнению (2.1), необходимо, чтобы

вертикальная скорость движения частиц отличалась от скорости \hat{W} на величину

$$W_r = W(x, y, z, t) + \frac{\partial K_z}{\partial z} - W_g.$$

В некоторых моделях подобного типа член $\partial K_z / \partial z$ в последнем уравнении системы (2.3) не учитывался [8]. Как будет показано ниже, это приводит к нереалистичному распределению примеси по высоте, скоплению примеси у поверхности, завышенным значениям выпадения. Так как в нижних слоях атмосферы коэффициент вертикальной диффузии быстро растет с высотой, за счет этого появляется эффективная средняя (на фоне турбулентных пульсаций) вертикальная скорость.

2.3. Реализация методики решения уравнения переноса

В коде реализованы две модификации модели в части определения приземных концентраций и учета граничных условий. Ниже описана первая модификация.

Прежде всего предполагается, что частицы могут двигаться между верхней и нижней границами области и не могут пересекать эти границы («условие отражения»). Частицы, вышедшие в процессе движения за боковые границы области, выпадают из дальнейшего расчета.

2.3.1. Вычисление приземных концентраций

Выражение (2.4) дает возможность практически определять концентрацию в конкретной численной реализации движения частиц. Концентрация примеси пропорциональна концентрации самих частиц в той же точке.

Приземная концентрация активности рассчитывается в узлах регулярной двумерной расчетной сетки. Она определяется следующим образом. Каждой пробной частице приписывается определенная активность в соответствии с интенсивностью источника, так что суммарная активность всех частиц на данный момент равна полной выброшенной из источника к этому моменту. Над узлом сетки с координатами x, y на поверхности строится контрольный объем размерами dx, dy, dz . Концентрация в точке x, y определяется как отношение суммарной активности пробных частиц, попавших в этот объем, к величине объема.

Размеры dx, dy равны размерам ячейки расчетной сетки, используемой для представления результатов на карте. Величину dz требуется выбирать в зависимости от масштаба расчетной области. При расчете распростра-

нения на 30 км выбирается $dz = 20$ м. Необходимость подбора этого параметра — один из недостатков данной модификации.

2.3.2. Граничные условия

Для учета граничного условия, связанного с потоком на подстилающую поверхность, применяется следующий алгоритм. Рассмотрим частицы, находящиеся в объеме dx, dy, dz вокруг точки x, y . По определению скорость осаждения на поверхность равна $c(V_d + W_g)$, где c — концентрация в данной точке, рассчитанная указанным выше способом. За один временной шаг из данного объема выпадет активность dA :

$$dA = c dx dy (V_d + W_g) dt. \quad (2.7)$$

Выпавшая активность распределяется равномерно по площади $dx dy$. Одновременно полная активность всех точек в объеме $dx dy dz$ уменьшается на dA , а активность каждой частицы в этом объеме — на dA/N (N — число частиц в объеме). При этом полное число частиц в расчете не меняется. Вопросы, касающиеся выбора dz , сравнения с аналитическими решениями, описаны в подразделе 4.1.

Скорость сухого осаждения и гравитационного оседания может иметь разные значения для разных типов аэрозолей. Для учета этого все пробные частицы подразделяются на ряд групп, причем каждая группа имеет свои значения скорости сухого осаждения гравитационного оседания. Выражение (2.7) для величины выпавшей активности заменяется на

$$dA = \sum dA_i, \\ dA_i = c_i dx dy \sum (\alpha_i V_{di} + W_{gi}) dt, \quad (2.7a)$$

где c_i — концентрация в i -й группе; α_i — доля аэрозолей в i -й группе со скоростью сухого осаждения V_{di} и гравитационного оседания W_{gi} (i — номер группы).

Движение пробных частиц при этом не меняется.

Если в выбросе присутствуют аэрозоли с разными скоростями гравитационного оседания, то пробные частицы делятся на группы, каждая из которых имеет свою гравитационную скорость оседания.

Разбиение на группы по гравитационному осаждению требует знания распределения аэрозольных частиц в выбросе по размерам. Способ усреднения размеров в каждой группе (если группа имеет достаточно широкий

разброс размеров) зависит от поставленной задачи (он может сохранять полную массу частиц в группе или полную поверхность).

Для крупных частиц (размеры более 50 мкм) осаждение на поверхность определяется в основном гравитацией. Для более мелких частиц сухое осаждение определяется турбулентным диффузионным потоком на поверхность, и скорость сухого осаждения зависит от метеорологических условий, от характера поверхности, химических свойств аэрозольных частиц и поверхности.

В отсутствие информации о распределении размеров параметры групп по гравитационному оседанию и сухому осаждению задаются пользователем. Так, в соответствии с [9] принимается, что аэрозольные частицы, возникающие при разрушении активной зоны реактора при тяжелой аварии, будут иметь размеры микронного диапазона. Гравитационным оседанием таких частиц можно пренебречь, скорость сухого осаждения берется порядка 0,8 см/с для всех нуклидов, кроме изотопов йода, для которых она принимается равной 2 см/с и 0,01 см/с для молекулярной и органической форм соответственно.

2.3.3. Учет цепочек радиоактивного распада

Наряду с марковскими процессами с независимыми приращениями для траекторий частиц одного типа нуклидов будем рассматривать некоторый аналог ветвящегося марковского процесса.

Каждой частице (с определенной скоростью гравитационного осаждения) теперь будет соответствовать группа радионуклидов.

Нуклидный состав каждой частицы будет теперь изменяться со временем за счет радиоактивных превращений. В модели учтены все цепочки распада для 100 основных радионуклидов. Методика расчета радиоактивного распада с учетом цепочек аналогична приведенной в [10].

2.3.4. Вымывание осадками

Содержание радионуклидов в облаке выброса может меняться, кроме того, за счет вымывания осадками. В данной версии программы предполагается, что нижняя кромка облаков, из которых выпадают осадки, находится выше верхней границы струи радиоактивных примесей, так что вымыванию подвергается вся струя.

Вымывание учитывается путем уменьшения активности в каждой расчетной частице, причем полное число таких частиц в этом процессе также не меняется.

Для каждого радионуклида, содержащегося в частице, изменение активности за счет вымывания определяется на основе уравнения

$$\Delta A_i = A_i \lambda_{wi} P dt, \quad (2.8)$$

где A_i — активность i -й группы аэрозолей в частице; ΔA_i — осажденная активность за счет вымывания; λ_{wi} — константа вымывания, ч/с/мм (может быть своя для каждого радионуклида); P — интенсивность осадков, мм/ч. Вымытая осадками активность данной частицы равномерно распределяется по площади $dx dy$ ячейки расчетной сетки, в которую попадает проекция данной частицы на горизонтальную поверхность.

2.4. Модифицированная методика решения уравнения переноса

Недостатком описанной выше модификации методики является то, что при разумном числе пробных точек (5—10 тыс.) не удастся достичь компромисса между пространственным разрешением и гладкостью результатов расчета. Пространственное разрешение требует малых размеров контрольной ячейки dx, dy . Но при малых размерах в эту ячейку будет попадать мало точек, и расчетные концентрации будут сильно флуктуировать.

Для сглаживания результатов расчета разработана гибридная методика «блуждающих облаков» для вычисления распределения концентрации на основе данных о координатах пробных частиц, сочетающая в себе преимущества гауссовых и лагранжевых моделей. Далее приводится описание этой методики.

Основная идея методики состоит в том, что каждая пробная точка представляется как облако конечных размеров с гауссовым распределением концентрации. Концентрация в заданной точке теперь определяется как сумма вкладов всех облаков в этой точке. При этом размеры облаков растут со временем в соответствии с диффузионным процессом, при котором скорость роста квадрата размера пропорциональна коэффициенту диффузии. В этом случае степень перекрытия облаков не будет меняться с течением времени. Суммарная дисперсия примеси в этих процессах должна быть равна исходной атмосферной дисперсии.

Смещения центров облаков определяются уравнениями

$$dX = Udt + (2K'_x)^{1/2} a_x, \quad dY = Vdt + (2K'_y)^{1/2} a_y, \quad dZ = W'dt + (2K'_z)^{1/2} a_z,$$

где a_x, a_y, a_z — случайные величины с нормальным распределением с нулевым математическим ожиданием и дисперсией $\langle a_x^2 \rangle = \langle a_y^2 \rangle = \langle a_z^2 \rangle = 0$.

Рост размеров облаков R и H (соответственно горизонтального и вертикального) определяется соотношениями

$$\frac{d}{dt}(R^2) = 2K_x'', \quad \frac{d}{dt}(H^2) = 2K_z'',$$

где K_x', K_z', K_x'', K_z'' — эффективные коэффициенты диффузии (горизонтальный и вертикальный), определяющие соответственно разброс центров облаков и рост их размеров. Для того чтобы выполнялось равенство суммарной дисперсии исходной атмосферной дисперсии, должно быть

$$K_x' + K_x'' = K_x, \quad K_z' + K_z'' = K_z,$$

или

$$\begin{aligned} K_x' &= K_x \beta, & K_x'' &= K_x (1 - \beta), \\ K_z' &= K_z \beta, & K_z'' &= K_z (1 - \beta), \end{aligned}$$

где β — некоторый произвольный коэффициент, значение которого определяется подбором. Случай $\beta = 1$ эквивалентен предыдущей модификации. Случай $\beta = 0$ эквивалентен гауссовой модели (все частицы движутся по одной траектории, и вертикальная зависимость коэффициента диффузии не проявляется). Поэтому выбирается максимально близкое к единице значение β , при котором получаются достаточно гладкие профили концентраций на поверхности.

Приведенное выше соотношение между K_x' и K_x'' обеспечивают то, что вертикальный размер отдельного облака H пропорционален общему вертикальному размеру струи σ_z : $H \approx \sigma_z (1 - \beta)^{1/2}$. Диффузионный рост вертикального размера струи ограничен высотой ПСА H_m (предполагается, что источник находится в пределах ПСА), так что $\sigma_z \leq H_m$. Чтобы не нарушить суммарную дисперсию, рост вертикального размера отдельных облаков также должен быть ограничен. В коде полагается, что как только вертикальный размер данного облака превысит значение $H_m (1 - \beta)^{1/2}$, K_z'' становится равным нулю, благодаря чему дальнейший рост вертикального размера этого облака прекращается.

2.4.1. Вычисление приземных концентраций

Концентрация от отдельного облака с центром x_i, y_i, z_i в произвольной точке x, y, z определяется следующим образом.

$$C_i = \frac{A_i}{(2\pi)^{1.5} R^2 H} \exp\left(-\frac{(x-x_i)^2}{2R^2} - \frac{(y-y_i)^2}{2R^2}\right) \times$$

$$\times \left\{ \exp\left(-\frac{(z-z_i)^2}{2H^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+z_i)^2}{2H^2}\right) \right\},$$

$$R^2 = \int_0^t 2K_x (1-\beta) dt,$$

$$H^2 = \int_0^t 2K_z (1-\beta) dt.$$

Сумма экспонент во втором сомножителе в правой части соответствует учету «зеркально симметричных» относительно поверхности частиц. Он необходим для правильного учета граничного условия на поверхности и обеспечивает сохранение полной «массы» выброса в отсутствие осаждения. При вычислении приземной концентрации ($z_0 = 0$) учет зеркальных частиц сводится к удвоению первого члена выражения.

Для вычисления приземной концентрации примеси каждому облаку приписывается активность A , так чтобы суммарная активность всех облаков равнялась полной выброшенной активности. Приземная концентрация определяется как сумма приземных концентраций от всех облаков выброшенной примеси.

Для удобства представления приземных концентраций (и других связанных с ней вычисляемых величин) на двумерной расчетной сетке вклад от каждого облака в приземную концентрацию определяется как средняя концентрация в контрольном объеме, представляющем собой прямоугольный параллелепипед с основанием, равным ячейке разностной сетки и некоторой малой высотой. Если эта высота много меньше характерного вертикального размера струи, то результат не зависит от ее выбора. Это выгодно отличает данный способ оценки концентрации от основанного на подсчете числа точек в контрольном объеме (описанного выше), где высота объема требовала специального выбора. В коде эта высота выбрана равной 1 м.

$$C_0(x, y, z) = \frac{A}{V} \left[F\left(\frac{x-x_i^{h+}}{R}\right) - F\left(\frac{x-x_i^{h-}}{R}\right) \right] \left[F\left(\frac{y-y_i^{h+}}{R}\right) - F\left(\frac{y-y_i^{h-}}{R}\right) \right] \times$$

$$\times \left\{ \left[F\left(\frac{z-z_i^{h+}}{H}\right) - F\left(\frac{z-z_i^{h-}}{H}\right) \right] + \left[F\left(\frac{z+z_i^{h+}}{H}\right) - F\left(\frac{z+z_i^{h-}}{H}\right) \right] \right\}, \quad (2.9)$$

где

x_i, y_i, z_i — координаты центра облака;

x, y, z — координаты центра контрольного объема;

h_x, h_y, h_z — размеры контрольного параллелепипеда;

$$s_i^{h\pm} = s_i \mp \frac{h_s}{2} \quad (s = x, y, z);$$

R, H — горизонтальный и вертикальный размеры облака;

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-z^2/2} dz \quad \text{— функция ошибок.}$$

Таким образом, в узлах расчетной сетки записываются не точные, а усредненные по площади ячейки значения концентрации. Такой способ вычисления приземной концентрации и плотности выпадений позволяет получать правильные (удовлетворяющие закону сохранения) интегральные значения выпавшей активности независимо от соотношения размеров облаков и ячейки сетки.

2.4.2. Расчет плотности выпадений за счет сухого осаждения и вымывания осадками

Вклад данного облака в изменение плотности выпадений S за счет сухого осаждения в данном узле сетки с координатами x_j, y_j ($z_j = 0$) за шаг интегрирования dt вычисляется так:

$$dS_j = c(x_j, y_j, 0)V_d dt,$$

где $c(x_j, y_j, 0)$ — вклад данного облака в приземную концентрацию в данной точке (выражение (2.9)); V_d — скорость сухого осаждения. Активность данного облака от выпадения на данный элемент сетки уменьшается за шаг на величину $\delta A_j = dS_j h_x h_y$. Полное изменение активности данного облака определяется суммированием по всем узлам, куда оно дает вклад:

$$dA = \sum \delta A_j.$$

Активность, теряемая за шаг dt данным облаком за счет влажного вымывания, по-прежнему дается выражением (2.8):

$$\Delta A = A_j dt / \tau,$$

где $\tau = 1/\lambda P$ — характерное время вымывания осадками. При этом считается, что плотность выпадений в каждом узле j (с координатами x, y) изменится за шаг на

$$dS'_j = dS_j(\Delta A / dA).$$

Суммарный вклад облака в изменение плотности выпадений из-за сухого осаждения и влажного вымывания представляется суммой $dS_j + dS'_j$. Полное изменение S в данном узле сетки дается суммированием по всем облакам.

Описанная процедура вычисления плотности выпадений обеспечивает сохранение полной активности выброса (в воздухе и на поверхности).

Все приведенные выше формулы для плотности выпадений и обеднения облака применяются для активности каждого радионуклида в составе выброса. Тем самым рассчитывается плотность выпадений по каждому нуклиду.

Для учета полидисперсного состава аэрозольной составляющей выброса расчетные облака делятся на группы с разными скоростями сухого и влажного осаждения. При этом выпадения и обеднение облака рассчитываются с разными значениями V_d и λ_w для облаков, входящих в разные группы.

2.5. Численный алгоритм решения уравнений

Перепишем систему уравнений (2.3) в конечных разностях.

Местоположение облака в момент времени $n+1$ определяется следующим образом.

Сначала облако переносится со скоростью ветра в момент времени n :

$$\hat{X}_i^{n+1} = X_i^n + u_i^n \Delta t,$$

$$\hat{Y}_i^{n+1} = Y_i^n + v_i^n \Delta t,$$

$$\hat{Z}_i^{n+1} = Z_i^n + \bar{W}_i^n \Delta t + 0,5 \frac{\partial K_{zi}^n}{\partial z} \Delta t.$$

Затем местоположение центра лагранжева облака уточняется:

$$\tilde{X}_i^{n+1} = X_i^n + 0,5(u_i^n + \hat{u}_i^{n+1})\Delta t,$$

$$\tilde{Y}_i^{n+1} = Y_i^n + 0,5(v_i^n + \hat{v}_i^{n+1})\Delta t,$$

$$\tilde{Z}_i^{n+1} = Z_i^n + 0,5(\bar{W}_i^n + \hat{W}_i^{n+1})\Delta t + 0,5\left(\frac{\partial K_{zi}^{n+1}}{\partial z} + \frac{\partial K_{zi}^n}{\partial z}\right)\Delta t$$

И, наконец, облако испытывает случайное смещение, величина которого в среднем тем больше, чем больше коэффициент диффузии:

$$X_i^{n+1} = \tilde{X}_i^n + \sqrt{2\tilde{K}_{xi}^{n+1}\beta\Delta t}a_x,$$

$$Y_i^{n+1} = \tilde{Y}_i^n + \sqrt{2\tilde{K}_{yi}^{n+1}\beta\Delta t}a_y,$$

$$Z_i^{n+1} = \tilde{Z}_i^n + \sqrt{2\tilde{K}_{zi}^{n+1}\beta\Delta t}a_z.$$

Кроме того, изменяются размеры облака:

$$R_i^{n+1} = \sqrt{(R_i^n)^2 + 2(1-\beta)\tilde{K}_{xi}^{n+1}\Delta t},$$

$$H_i^{n+1} = \sqrt{(H_i^n)^2 + 2(1-\beta)\tilde{K}_{zi}^{n+1}\Delta t}.$$

При постоянных скоростях и однородном поле турбулентности данный алгоритм является безусловно устойчивым.

В реализованном алгоритме $\beta = 0,9$. Это значение подобрано при сравнении расчетов с использованием стандартного метода Монте-Карло (частицы) с модифицированным методом облаков и аналитическими решениями. Оно обеспечивает хорошую точность результатов моделирования с вертикально неоднородными метеопараметрами и одновременно дает гладкие профили приземных концентраций.

Выбор шага по времени. Используемый алгоритм является безусловно устойчивым, однако шаг по времени влияет на точность расчетов. Естественные ограничения на временной шаг связаны с тем, что, во-первых, горизонтальное смещение пробной частицы за один шаг не превышало размера ячейки расчетной сетки; во-вторых, вертикальное смещение за шаг должно быть много меньше высоты ПСА. Таким образом, временной шаг Δt должен удовлетворять условиям

$$\sqrt{(U^2 + V^2)/(h_x^2 + h_y^2)}\Delta t < 1,$$

$$\sqrt{2K_{z\max}\Delta t} < \frac{1}{20}H_m.$$

Описанная методика реализована в компьютерной системе НОСТРАДАМУС.

2.6. Модели дозовых нагрузок

Система НОСТРАДАМУС предназначена для оперативного прогнозирования радиационной обстановки на ранней стадии аварии и ориентирована на

расчет доз, которые могут быть получены людьми непосредственно в процессе воздействия радиоактивного облака. Программа вычисляет дозы внутреннего облучения от вдыхания загрязненного воздуха, мощности доз и дозы внешнего облучения непосредственно от радиоактивного облака, а также от нахождения на загрязненной поверхности. Дозы облучения могут быть рассчитаны для каждого из ряда органов человека, и может быть оценен вклад в дозу от каждого нуклида.

Кроме того, подсчитываются концентрации, временные интегралы концентраций и плотности выпадений радиоактивных материалов на поверхность также отдельно по каждому нуклиду.

При вычислении плотностей активности и доз облучения учитывается радиоактивный распад радионуклидов. При этом принимаются в расчет цепочки радиоактивного распада, т. е. учитываются появление и распад дочерних радионуклидов. Вклад в общую дозу учитывается отдельно для каждого нуклида.

Система содержит базу данных по свойствам радионуклидов включая информацию о периодах полураспада и о взаимных превращениях, а также данные по коэффициентам дозового преобразования для разных путей облучения. В базе данных имеются данные более чем для 100 радионуклидов, наиболее значимых с точки зрения дозообразования и имеющих в заметных количествах в активной зоне реакторов.

Данные по коэффициентам дозового преобразования для ингаляционного пути облучения взяты из [11], а для внешнего облучения от загрязненного воздуха и от загрязненной поверхности — из [12].

НОСТРАДАМУС содержит две дозиметрических модели для вычисления дозы внешнего облучения от загрязненного воздуха. По первой модели определяется фактически доза от однородного облака бесконечной протяженности с заданной плотностью активности. Вклад в дозу от данного нуклида получается как произведение плотности активности на коэффициент дозового преобразования. Эта простая модель используется, когда размеры радиоактивного облака достаточно велики. Однако она становится некорректной, когда характерный масштаб изменения плотности активности сопоставим с характерной длиной пробега гамма-квантов в воздухе или меньше ее. В этих случаях применяется другая дозиметрическая модель, позволяющая корректно рассчитывать дозу облучения от облака произвольных размеров и формы.

В этой модели мощность дозы рассчитывается как сумма мощностей от всех пробных точек, составляющих облако. Каждая точка рассматривается как точечный источник с известными активностью и нуклидным составом. Для того чтобы избежать при расчете прогноза громоздких вычислений с суммированием по энергетическому спектру излучения каждого нуклида,

зависимости мощности дозы от точечного источника как функции от расстояния до точки измерения для всех нуклидов рассчитаны заранее и введены в базу данных. Поэтому для вычисления мощности дозы от любой пробной точки необходимо лишь произвести интерполяцию между табличными значениями.

Применение этого метода встречает известную трудность, заключающуюся в том, что какая-либо пробная точка может случайно оказаться слишком близко (ближе среднего расстояния между точками) к точке измерения. В силу обратной квадратичной зависимости мощности от расстояния это приведет к нефизичному выбросу мощности дозы в данной точке измерения. Чтобы избежать этого, при подсчете дозы учитываются вклады только тех точечных источников, которые лежат вне сферы некоторого радиуса R вокруг точки наблюдения. К полученной таким образом дозе прибавляется доза в центре сферического облака радиуса R с однородной плотностью активности, равной плотности в точке измерения. Благодаря этому приему получаются гладкие результаты, в предельных случаях переходящие в значения для бесконечного однородного облака и для точечного источника.

3. Блок ввода и подготовки метеорологических параметров

Код НОСТРАДАМУС имеет несколько опций ввода исходной метеорологической информации. Объем и характер входных метеоданных определяется источником информации и, в свою очередь, определяет алгоритм расчета параметров пограничного слоя атмосферы, прямо влияющих на рассеивание примеси.

В табл. 3.1 приведены характеристики источников и объемов входных метеорологических данных, которые могут быть доступны на территории Российской Федерации.

Данные типа 1 наиболее доступны и могут быть переданы по любым каналам связи. В кризисных ситуациях первая информация о метеообстановке, вероятнее всего, будет именно этого типа.

Данные с высотных метеомачт (данные типа 2) используются при проведении специальных экспериментов по атмосферной дисперсии. Алгоритмы обработки данных типа 1 значительно отличаются от соответствующих алгоритмов для типов 2 и 3, которые близки друг к другу.

В замороженной версии НОСТРАДАМУСа реализована только одна опция ввода метеоданных — ввод данных типа 1. Поэтому эта опция описана ниже подробно.

Таблица 3.1. Источники и объем входных метеорологических данных

Тип данных	Источник информации	Измеряемые параметры
1	Метеостанции, метеопосты гидрометеослужбы, метеопосты на объектах	Данные на приземном уровне: давление P температура T скорость и направление ветра на высоте флюгера облачность количество осадков за определенные периоды время начала и окончания осадков дальность видимости
2	Аэрологические станции (радиозондирование). Высотные данные с метеорологических мачт	Данные на разных высотах, на стандартных изобарических поверхностях, а также в особых точках: давление геопотенциал температура скорость и направление ветра количество осадков за определенные периоды
3	Диагноз и прогноз ГМЦ на географической сетке $2,5 \times 2,5^\circ$	Данные на стандартных изобарических поверхностях (1000, 925, 850, 700 гПа): давление геопотенциал температура скорость и направление ветра количество осадков за определенные периоды

3.1. Метеорологический блок для приземных данных

В случае, когда имеются только данные стандартных приземных измерений на метеостанции, такой важнейший параметр, как категория устойчивости, не может быть определен ни по температурному градиенту, ни по флуктуациям направления скорости. Единственный способ определения категории устойчивости заключается в использовании синоптических признаков. Методика нахождения класса устойчивости взята из [13] и подробно описана ниже.

Вычисление вертикальных профилей параметров, необходимых для расчета рассеивания примеси (скорости и направления ветра, коэффициентов турбулентного обмена), производится с использованием законов подобия ПСА. В основу расчета высоты ПСА, профилей скорости и вертикального коэффициента диффузии положены данные работы Н. Л. Бызовой, В. А. Шнайдемана, В. Н. Бондаренко [14]. Методика определения горизонтального коэффициента диффузии использует тот же подход, основанный на законах подобия ПСА. Конкретные формулы и параметризации взяты из работ [15; 16]. Такой подход имеет свои ограничения. Он опирается на представления о стационарном ПСА и тем самым не учитывает переходные процессы формирования ПСА и нестационарности в неустойчивых условиях.

Модель основана на данных высотной метеорологической мачты в Обнинске высотой 300 м и требует экстраполяции для неустойчивых условий, когда высота ПСА может оказаться выше 300 м. Модель корректно описывает ПСА только для баротропной атмосферы и не учитывает влияния бароклинности.

В то же время из наземных данных невозможно извлечь более подробную информацию, и описанная модель должна применяться с известными оговорками.

3.1.1. Методика определения категории устойчивости

В обширной литературе по изучению процессов в пограничном слое атмосферы используются различные критерии устойчивости. Большая часть не может быть использована при типизации профилей метеорологических величин из-за отсутствия необходимой для их определения информации. В связи с этим возникает необходимость разработки упрощенных критериев для оценки состояния атмосферы.

Для приближенного определения устойчивости используют способы, основанные на наземных наблюдениях, такие как способы Паскуилла, Тернера с поправками. Нами использован способ Тернера с поправками. По сравнению с классами устойчивости по Паскуиллу для этого способа характерны более детальный учет термических факторов и состояний, классифицируемых как устойчивые, и введение в рассмотрение ситуаций, квалифицируемых как очень устойчивые.

Характеристика классов устойчивости атмосферы по Тернеру:

- 1 — очень неустойчивая;
- 2 — умеренно неустойчивая;
- 3 — слабо неустойчивая;
- 4 — безразличная;
- 5 — слабо устойчивая;
- 6 — умеренно устойчивая;
- 7 — очень устойчивая.

Качественное соотношение между классами Тернера и Паскуилла приведено в табл. 3.2

Таблица 3.2. Соотношение между классами Тернера и Паскуилла

Тернер	1	2	3	4	5	6	7
Паскуилл	A	B	C	D	E	E	F

Основой для определения класса устойчивости атмосферы по данной методике является индекс инсоляции n . В общем случае он определяется по времени суток согласно табл. 3.3.

Таблица 3.3. Индекс инсоляции n в зависимости от времени суток

День		Ночь	
Высота солнца, град	Индекс инсоляции n	Время после захода солнца, ч	Индекс инсоляции n
0—15	1	0—2	-1
15—30	2	2—7	-2
30—45	3	Более 7	-3
45—60	4		
Более 60	5		

При наличии дополнительной информации об облачности, видимости и снежном покрове вводится соответствующая поправка к индексу инсоляции (табл. 3.4).

Таблица 3.4. Поправка к индексу инсоляции n на облачность и видимость

Облачность, баллы	Высота облаков, м	Видимость, м	Исходный индекс инсоляции n							
			-3	-2	-1	1	2	3	4	5
			Поправленный индекс инсоляции n'							
10	Менее 2000	Менее 1000	0	0	0	0	0	0	0	0
10	Менее 2000	Более 1000	0	0	0	1	1	1	1	2
10	Более 2000	Любая	0	0	0	1	1	2	3	4
6—9	Более 2000	Любая	-1	-1	-1	1	1	1	2	3
6—9	2000—5000	Любая	-1	-1	-1	1	1	2	3	4
4—6	2000—5000	Любая	-2	-1	-1	1	2	3	4	5

При облачности ночью ≤ 4 баллов, днем ≤ 5 баллов любого яруса или 6—9 баллов верхнего яруса поправка на облачность не вводится. При полном снежном покрове после поправки на облачность вводится дополнительная поправка: 1 заменяется на -1, все остальные значения уменьшаются на 1.

Балл облачности — степень закрытия облаками небосвода в десятых долях. Облачность 10 баллов — сплошная облачность, 6—9 баллов — больше половины небосвода покрыто облаками, 4—6 баллов — около половины.

Класс устойчивости по Тернеру определяется на основе исправленного индекса инсоляции n' и скорости ветра на высоте 10 м стандартным образом (табл. 3.5).

Таблица 3.5. Определение класса устойчивости по Тернеру через скорость ветра на высоте 10 м V и исправленный индекс инсоляции n'

$V, \text{ м/с}$	n'								
	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3
0—1,5	1	1	1	2	3	4	6	7	7
1,5—2,0	1	1	2	2	3	4	5	6	7
2,0—2,5	1	1	2	2	3	4	5	6	6
2,5—3,0	1	2	2	3	3	4	5	6	6
3,0—4,5	1	2	2	3	4	4	4	5	6

Продолжение табл. 3.5

$V, \text{ м/с}$	n'								
	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3
4,5—5,5	2	2	3	3	4	4	4	5	5
5,5—6,5	2	3	3	3	4	4	4	4	5
6,5—7,5	2	3	3	4	4	4	4	4	5
Более 7,5	3	4	4	4	4	4	4	4	4

3.1.2. Определение динамической скорости

Для использования данных о вертикальной структуре ПСА, приведенных в [14], необходима оценка динамической скорости U_* .

Для расчета скорости трения по данным о приземном ветре используется, как предложено в [14], соотношение, выражающее закономерности ПСА:

$$U_* = \frac{0,4U_f}{\ln\left(\frac{z_f}{z_0}\right) + A(y_f)},$$

где $y_f = z_f / L(p, z_0)$; z_f — высота флюгера; $L(p, z_0)$ — масштаб Монина — Обухова; p — категория стабильности; z_0 — параметр шероховатости; U_f — скорость на высоте флюгера; $A(y_f)$ — функция, принимающая разные значения в зависимости от класса устойчивости p и шероховатости z_0 .

Функция $A(y)$ определяется видом универсальных функций профиля скорости ветра. В коде используется следующее приближение [14]:

$$A(y_f) = \psi(y_f) - \psi(y_0),$$

где $y_0 = z_0 / L(p, z_0)$.

Функции $\psi(y)$ для разных категорий устойчивости имеют вид [14]

$$\begin{aligned} \psi(y) = 4,7y & \quad y > 0 & \text{(устойчивая} \\ & & \text{стратификация)} \\ \psi(y) = -\ln\left(\frac{(1+x)^2(1+x^2)}{8}\right) + 2\operatorname{arctg}(x) & \quad y < 0 & \text{(неустойчивая} \\ & & \text{стратификация)} \end{aligned} \quad (4.1)$$

где

$$x = (1 - 15y)^{1/4}.$$

Для определения высоты Монина — Обухова применяется следующее выражение [17]:

$$L = a(p)z_0^{\alpha(p)}.$$

Значения эмпирических коэффициентов $a(p)$ и $\alpha(p)$ для разных категорий устойчивости приведены в табл. 3.6 [17].

Таблица 3.6. Значения коэффициентов $a(p)$ и $\alpha(p)$ для разных категорий устойчивости

Коэффициент	p						
	1	2	3	4	5	6	7
$a(p)$	-0,1135	-0,0385	-0,0081	0,0	0,0081	0,0385	0,0385
$\alpha(p)$	-0,1025	-0,1710	-0,3045	1,0	-0,3045	-0,1710	-0,1710

В коде принято значение высоты флюгера $z_f = 10$ м.

3.1.3. Высотные профили скорости ветра и вертикального коэффициента диффузии

Типовые безразмерные профили параметров ПСА получены в работе [14] на основе данных наблюдений и использования модели пограничного слоя атмосферы. Типовые профили получены для семи категорий устойчивости и для теплого и холодного сезонов отдельно. Данные в пределах каждого класса устойчивости осреднены. Входными параметрами для модели послужили данные измерений на метеорологической мачте в Обнинске.

Хотя входные данные для настройки модели получены на основе измерений для поверхности с шероховатостью определенного типа (шероховатость 0,5—1 м), полученные безразмерные профили как в качественном, так и в количественном отношении близки к экспериментальным оценкам, полученным для поверхностей в том числе и с другими уровнями шероховатости [18].

Приведенные в [14] таблицы высотных профилей представляют как функции высоты следующие параметры:

- скорость ветра;
- угол разворота ветра относительно направления на высоте флюгера;
- энергию турбулентности;
- вертикальный коэффициент диффузии.

Типовые профили представлены в безразмерном виде.

Масштабом скорости является величина, пропорциональная динамической скорости (скорости трения) $v_d = 2,5U_*$, масштабом длины — величина $\lambda = 0,4U_* / f$, где f — параметр Кориолиса, масштабом коэффициента вертикальной диффузии — величина $K_d = 0,4\lambda U_*$, масштабом энергии турбулентности — величина $b_d = 4,54U_*^2$.

Соответствующие значения перечисленных величин, взятые из [14], приведены ниже в табл. 3.9.

3.1.4. Высота пограничного слоя атмосферы

Высота пограничного слоя атмосферы H_m определяется на основе типовых профилей [14] как высота, на которой вертикальный коэффициент диффузии уменьшается на порядок и более по сравнению с максимальным значением.

Для неустойчивых условий (классы А, В) данные измерений в силу недостаточной высоты башни не позволяют оценить высоту слоя перемешивания. В этих случаях проводилась экстраполяция высотной зависимости коэффициента K_z до обращения его в нуль. Полученное таким образом значение высоты дополнительно уточнялось таким образом, чтобы высота ПСА при типичных для каждого класса устойчивости значениях скорости ветра на высоте флюгера соответствовало экспериментальным данным.

Для нейтральной стратификации (класс D) приведенный алгоритм дает несколько завышенные значения высоты ПСА. Поэтому для этого случая использовался другой способ определения H_m . Она вычислялась по полуэмпирической формуле, взятой из [16]:

$$H_m = d_0 (\ln 10 / z_0)^{3/4} U_* / f,$$
$$d_0 = \begin{cases} 0,07 & \text{теплый период,} \\ 0,05 & \text{холодный период.} \end{cases}$$

Используемые в коде значения безразмерной (нормированной на величину λ) высоты ПСА приведены в табл. 3.7.

В табл. 3.8 приведены типичные значения U_{10} для разных категорий устойчивости и соответствующие им значения высоты ПСА, оцененные на основе данных табл. 3.7.

Таблица 3.7. Безразмерная высота ПСА при разных классах устойчивости для теплого и холодного сезонов

Сезон	Класс устойчивости						
	1	2	3	4	5	6	7
Теплый	2,00	1,00	0,66	0,43	0,35	0,30	0,20
Холодный	—	0,73	0,50	0,40	0,32	0,30	0,20

Таблица 3.8. Оценка высоты ПСА для разных категорий устойчивости и значений U_{10} при шероховатости поверхности 1 м

Класс устойчивости P	Типичная скорость U_{10} , м/с	Высота ПСА, м
<i>Теплый период</i>		
1	1	2,0E+03
2	2	1,6E+03
3	3	1,4E+03
4	5	1000
5	3	550
6	2	200
7	1,5	100
<i>Холодный период</i>		
2	2	1,2E+03
3	3	1,0E+03
4	5	740
5	3	530
6	2	220
7	1,5	110

Примечание. В холодный период категория устойчивости А является нетипичной, поэтому в таблицах соответствующие данные отсутствуют.

3.1.5. Вертикальный профиль скорости ветра

Вертикальные зависимости скорости ветра и угла разворота восстанавливаются на основе тех же таблиц [13; 14]. Следует иметь в виду, что такое восстановление на основе статистических данных корректно лишь в случае баротропной атмосферы.

3.1.6. Коэффициент вертикальной диффузии

Коэффициенты вертикального обмена рассчитываются на основании [14]. Данные по K_z приведены в табл. 3.9, где представлены типовые безразмерные высотные профили коэффициента вертикальной диффузии для разных классов устойчивости (классификация классов устойчивости по Тернеру [13]) для теплого и холодного времени года. В тех случаях, когда максимальная высота z_{end} , для которой в таблицах [14] имеются данные, ниже высоты ПСА (классы устойчивости А, В, теплый период), высотный ход коэффициентов вертикальной диффузии экстраполировался вплоть до высоты ПСА на основе следующих соображений. Считается, что вертикаль-

ный профиль K_z в неустойчивых условиях описывается полуэмпирическим выражением

$$K_z(z) = (0,4U_{*z} / \Phi(z/L))(1 - 0,9z/H_m),$$

где $\Phi(z/L)$ — универсальная функция профиля скорости ветра, которая с точностью до константы соответствует функции $\psi(z/L)$ из (4.1).

Далее предполагается, что вблизи границы ПСА высотный ход K_z определяется в основном вторым сомножителем. Получаем следующий способ продолжения профиля для $z > z_{\text{end}}$:

$$K_z(z > z_{\text{end}}) = K_z(z_{\text{end}})(1 - 0,9z/H_m)^2 / (1 - 0,9z_{\text{end}}/H_m)^2.$$

На рис. 3.1 показан пример такого продолжения для класса устойчивости В. В диапазоне высот между границей ПСА и верхней границей расчетной области $H_m < z < Z_m$, где формально в соответствии с приведенными выше выражениями $K_z = 0$, значение K_z полагается отличным от нуля и равным $K_z = 0,03K_{\text{max}}$ (K_{max} — максимальное значение K_z в ПСА).

3.1.7. Горизонтальный коэффициент диффузии

Для определения горизонтального коэффициента турбулентной диффузии используются законы подобия ПСА, результаты статистической теории турбулентной диффузии [19], а также эмпирические данные и параметризации.

Пусть σ_y есть среднеквадратичная дисперсия флуктуаций горизонтальной скорости. Тогда среднеквадратичное смещение частиц в турбулентном потоке (т. е. размер «среднего факела» [19]) согласно [19] может быть выражено формулой

$$\sigma_y = \sigma_{y'} t [1 + t/(2\tau_L)]^{-1/2},$$

где t — время диффузии; τ_L — лагранжев временной корреляционный масштаб турбулентных пульсаций. Горизонтальный коэффициент диффузии определяется из обычного соотношения

$$K_y = 0,5d\sigma_y^2/dt.$$

Для определения величины σ_y используются следующие параметризации, взятые из [16]:

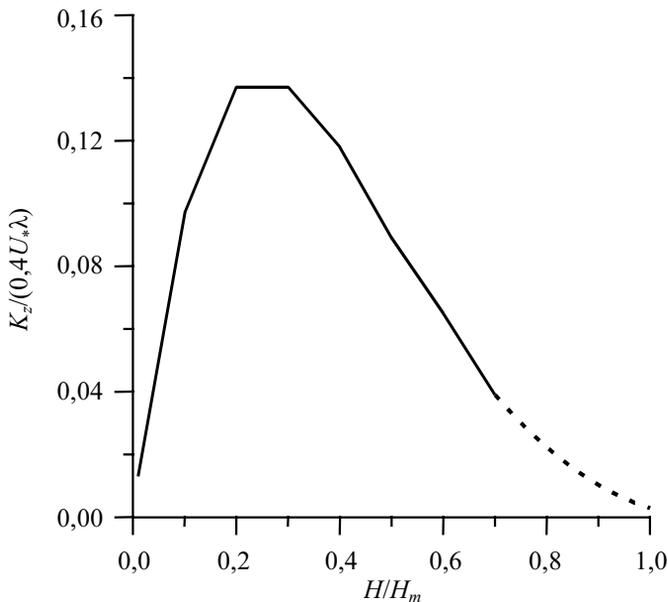


Рис. 3.1. Продолжение типового высотного профиля коэффициента вертикальной диффузии для класса устойчивости В, теплый период (показано пунктиром)

для устойчивых условий:

$$\sigma_v = 2U_* (1 - 0,9z/H_m)^{3/8} \quad (z \leq 0,8H_m),$$

где z — высота; H_m — высота пограничного слоя;

для неустойчивых условий:

$$\sigma_v = U_* \left[(2 - z/H_m) + 0,31(-H_m/0,4L)^{2/3} \right]^{1/2},$$

где L — масштаб Монина — Обухова;

для нейтральных условий:

$$\sigma_v = U_* (1 + 10z/H_m)^{-1/4}.$$

Временной масштаб корреляций может быть найден из соотношения [19]

$$\tau_L = \sigma_v^2 / c_2 \varepsilon,$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии; c_2 — константа. Скорость диссипации ε , в свою очередь, определяется на основе параметризаций, взятых из [16; 19; 32].

Для устойчивой стратификации:

$$0,4\varepsilon H_m / U_*^3 = H_m / z(1 + 4,7z / L)(1 - 0,85z / H_m)^{1,5}.$$

Для неустойчивой стратификации:

$$0,4\varepsilon H_m / U_*^3 = H_m / z(1 + 4,7z / L)(1 - 0,85z / H_m)^{1,5}.$$

Для нейтральной стратификации:

$$0,4\varepsilon H_m / U_*^3 = H_m / z.$$

Приведенные формулы показывают, что при малых временах диффузии $t \ll \tau_L$ горизонтальный коэффициент диффузии K_y растет линейно со временем, а при $t \gg \tau_L$ выходит на константу, равную $\sigma_V^2 \tau_L$ на заданной высоте.

Значения констант a_ε и c_2 , входящих в приведенные формулы, на основании литературных источников выбраны следующими:

$$a_\varepsilon = 0,048, \quad c_2 = 0,6.$$

В табл. 3.9 приведены безразмерные параметры ПСА, на основе которых производятся вычисления в коде.

Таблица 3.9. Зависимость безразмерных скорости V , угла разворота θ и коэффициента вертикальной диффузии K от безразмерной высоты ξ

Теплый период								
Класс устойчивости А								
ξ	0,01	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70
V	3,20	4,70	5,20	5,40	5,60	5,80	5,90	6,00
θ	0,00	2,00	3,00	4,00	5,00	6,00	7,00	8,00
K	0,01	0,14	0,23	0,26	0,27	0,25	0,22	0,19
Класс устойчивости В								
ξ	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
V	3,7	5,3	6,4	6,8	7,1	7,4	7,6	7,7
θ	0,0	2,0	3,0	5,0	7,0	8,0	9,0	10,0
K	0,01	0,09	0,13	0,13	0,11	0,08	0,06	0,03
Класс устойчивости С								
ξ	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	
V	3,9	6,4	7,4	8,1	8,7	8,9	8,9	
θ	0,0	4,0	6,0	8,0	10,0	12,0	13,0	
K	0,011	0,06	0,052	0,03	0,014	0,004	0,002	

Продолжение табл. 3.9

Класс устойчивости D						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	0,400
V	4,200	6,500	7,400	8,800	9,700	10,200
θ	0,000	2,000	5,000	17,000	21,000	24,000
K	0,009	0,031	0,038	0,026	0,014	0,003
Класс устойчивости E						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	
V	4,400	7,200	8,800	11,800	11,900	
θ	0,000	2,000	10,000	20,000	30,000	
K	0,008	0,017	0,014	0,004	0,000	
Класс устойчивости F						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	
V	4,200	7,700	10,100	13,700	12,000	
θ	0,000	4,000	15,000	26,000	37,000	
K	0,007	0,011	0,006	0,001	0,001	
Класс устойчивости G						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	
V	3,900	8,000	11,000	14,300	13,000	
θ	0,000	9,000	18,000	31,000	43,000	
K	0,007	0,008	0,005	0,000	0,000	
Холодный период						
Класс устойчивости B						
ξ	0,010	0,100	0,200	0,300	0,400	0,500
V	4,700	7,200	8,300	8,800	9,500	9,600
θ	0,000	4,000	6,000	10,000	12,000	14,000
K	0,010	0,062	0,055	0,031	0,013	0,004
Класс устойчивости C						
ξ	0,010	0,100	0,200	0,300	0,400	0,500
V	5,100	7,800	9,000	9,800	10,400	10,000
θ	0,000	5,000	9,000	12,000	15,000	19,000
K	0,009	0,049	0,036	0,011	0,004	0,000
Класс устойчивости D						
ξ	0,010	0,100	0,200	0,300	0,400	
V	5,400	9,200	11,500	12,400	11,800	
θ	0,000	8,000	14,000	19,000	28,000	
K	0,008	0,021	0,008	0,002	0,000	
Класс устойчивости E						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	
V	5,300	7,900	9,300	11,700	12,500	
θ	0,000	2,000	13,000	22,000	33,000	
K	0,008	0,021	0,019	0,006	0,001	
Класс устойчивости F						
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200	0,300	
V	5,100	8,100	9,800	13,100	12,000	
θ	0,000	5,000	20,000	27,000	39,000	
K	0,008	0,015	0,011	0,002	0,000	

Продолжение табл. 3.9

Класс устойчивости G				
ξ	0,010	0,060	0,100	0,200
V	5,000	8,400	10,800	14,300
θ	0,000	10,000	28,000	44,000
K	0,007	0,011	0,001	0,000

3.1.8. Дополнительная входная информация

Для оценки начального подъема примеси над источником с ненулевым начальным импульсом и плавучестью пользователь должен предварительно оценить эффективную высоту подъема на основе любой из известных методик.

Для этого могут быть использованы отдельные модули ПОЖАР и ВЗРЫВ, предназначенные для расчета эффективной высоты выброса при наличии стационарного или импульсного источника энергии соответственно. Для этой же цели могут использоваться заложенные в код формулы Бриггса и формулы, разработанные в ЭНИН. Для оценки высоты используются введенные данные о размере источника, скорости и температуре выходящих газов, температуре окружающего воздуха и устойчивости атмосферы.

Параметр шероховатости определяется в зависимости от вида ландшафта. Для расчетов переноса на десятки километров используется «мезошероховатость» (в отличие от микрошероховатости, используемой при рассмотрении дисперсии примеси на небольшие расстояния). Зависимость шероховатости от вида ландшафта берется основе работ [19; 33; 16]. В табл. 3.10 приведена классификация поверхностей, взятая из [33].

Таблица 3.10. Классификация мезошероховатости поверхностей по Давенпорту

Тип поверхности	z_0 , М	
	Лето	Зима
Водная поверхность	0,01	0,01
Открытое поле	0,17	0,04
Лес	0,75	0,75
Сельская застройка	0,40	0,40
Городская территория	1,00	1,00
Центр крупного города	4,00	4,00

Параметр шероховатости может быть введен непосредственно либо выбором из таблицы. При непосредственном вводе шероховатость может быть задана как функция координат.

3.2. Информация об источнике

Непосредственно в систему вводится следующая информация об источнике:

- высота источника (эффективная);
- размер источника;

- радионуклидный состав выброса включая распределение по группам осаждения;
- интенсивность выброса в зависимости от времени и длительность действия;
- скорости гравитационного осаждения, сухого осаждения и вымывания осадками для аэрозольной составляющей выброса.

Источник может быть задан точечным либо объемным, с определенными размерами вдоль осей x, y, z .

Ввод данных о составе источника может осуществляться двумя способами:

- считывание данных из специальной библиотеки, содержащей данные об источнике для различных технологических сценариев аварии на АЭС, с корректировкой этих данных;
- непосредственный ввод данных.

В последнем случае пользователь может ввести несколько групп нуклидов, различающихся свойствами осаждения и вымывания. Таким образом, учитывается полидисперсность выброса. Как правило, имеются по крайней мере три группы с различными свойствами осаждения: РБГ (нулевая скорость осаждения и вымывания), изотопы йода в молекулярной и органической форме (имеют отличные от аэрозолей скорости осаждения) и другие аэрозоли. Для каждой группы задается гравитационная скорость, скорость сухого осаждения и коэффициент вымывания осадками.

Все данные об источнике — нуклидный состав, количество и состав групп по свойствам осаждения, параметры осаждения и вымывания, интенсивность выброса — могут быть заданы изменяющимися со временем произвольным образом. При этом параметры источника представляются как набор временных «ступенек», характеризуемых определенными составом, интенсивностью, свойствами осаждения и вымывания. Число и продолжительность таких ступенек не ограничено.

4. Верификация программного средства

4.1. Описание аналитических тестов

Для тестирования предложенной методики использовались аналитическое решение для стационарного точечного источника при степенном профиле скорости ветра [22] и точные решения уравнений диффузии-адвекции примеси от мгновенного наземного точечного источника в нейтрально стратифицированном пограничном слое атмосферы. При этом показано, что при формулировке стохастических уравнений нельзя пренебрегать производной от коэффициента вертикальной диффузии. Это приводит к

нереалистичному распределению примеси по высоте, скоплению ее у поверхности, завышенным значениям выпадения.

1. В качестве первого теста использовалось точное решение уравнения диффузии со степенным профилем ветра по высоте (аналитическое решение Гандина — Соловейчика для распространения примеси от непрерывного точечного приподнятого источника при степенной зависимости скорости ветра и коэффициента поперечной диффузии и линейном росте коэффициента диффузии по вертикали над отражающей поверхностью).

$$U = U_0 Z^m,$$

$$K = K_0 Z^m, \quad K_z = K_1 Z.$$

Аналитическое решение приведено в [22]. Здесь рассмотрен частный случай, когда скорость гравитационного оседания равна нулю.

$$c(x, y, z) = \frac{\left(\frac{U_0}{x}\right)^{1.5} Q h^m}{2(1+m)\sqrt{\pi K_0 K_1}} \exp\left[\frac{-U_0 y^2}{4K_0 x} - \frac{U_0(h^{1+m} + z^{1+m})}{(1+m)^2 K_1 x}\right] I_0\left(\frac{2U_0(hz)^{(1+m)/2}}{(1+m)^2 K_1 x}\right),$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя; x, y, z — координаты соответственно вдоль направления ветра, поперек следа и вертикальная; h — высота источника. Эта формула дает значение концентрации от точечного источника с координатами $0, 0, h$ в точке с координатами x, y, z . Следует отметить, что вслед за [22] под величиной Q здесь подразумевается не обычная интенсивность источника, имеющая размерность г/с, а интеграл от концентрации по поперечному сечению струи

$$Q = \iint c(x, y, z) dy dz$$

при $x = 0$, т. е. в точке расположения источника. Эта величина имеет размерность г/м и связана с обычной интенсивностью источника соотношением

$$Q = Q^* / V,$$

где Q^* — интенсивность источника, г/с; V — скорость ветра в точке источника.

Сравнение теоретических и расчетных профилей приведено на рис. 4.1, где показано распределение плотностей по поперечной к ветру горизон-

тальной координате на высотах $h = 0,2$, $h = 0,9$ ($U_1 = 4$, $m = 0,05$, $K_0 = 0,03$, $K_1 = 0,1$). Здесь модель хорошо согласуется с теорией.

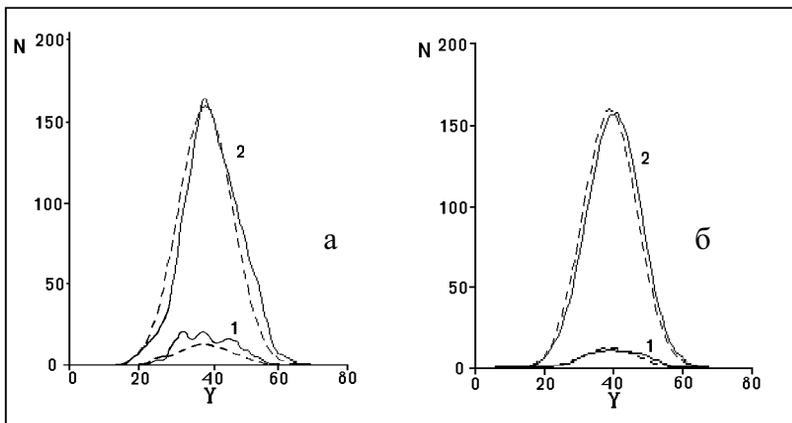


Рис. 4.1. Сравнение с аналитическим решением [22]. Распределение плотности примеси у поверхности по поперечной к ветру горизонтальной координате при высоте источника:

- 1) $h = 0,9$; 2) $h = 0,2$ ($U_1 = 4$, $m = 0,05$, $K_0 = 0,03$, $K_1 = 0,1$);
- а) простой метод Монте-Карло, число точек $N = 1000$;
- б) модифицированный метод, число «облаков» $N = 200$

2. Важность правильного учета поправки в стохастических уравнениях к вертикальной скорости частиц продемонстрирована на двух примерах.

2.1. Распространение примеси от мгновенного наземного точечного источника в нейтрально стратифицированном пограничном слое атмосферы. Для такого слоя характерен логарифмический профиль скорости ветра:

$$U(Z) = \left(\frac{U_*}{k} \right) \ln[(Z + z_0)/z_0],$$

где k — постоянная Кармана; U_* — «скорость трения»; Z — высота; z_0 — параметр шероховатости. Коэффициенты диффузии в направлениях X, Y, Z (X — направление вдоль ветра) берутся в виде

$$K_x = \alpha_x U_* Z, \quad K_y = \alpha_y U_* Z, \quad K_z = \alpha_z U_* Z.$$

В этом случае существуют аналитические решения уравнений диффузии, дающие для статистических характеристик облака следующие выражения:

для координат центра тяжести:

$$X(t) = \frac{U_* t}{k} \left(\ln \frac{\alpha U_* t}{z_0} - 1 - \gamma \right),$$

$$Z(t) = \alpha U_* t,$$

где $\gamma = 0,58$ — постоянная Эйлера; t — время;

для продольной и вертикальной дисперсий:

$$\sigma_x^2 = \left[\left(\frac{\pi^2}{6} - 1 \right) \frac{1}{k^2} + \alpha_x \alpha_z \right] U_*^2 t^2,$$

$$\sigma_y^2 = \alpha_y \alpha_z U_*^2 t^2,$$

$$\sigma_z^2 = \alpha_z^2 U_*^2 t^2.$$

Можно принять следующие значения коэффициентов, характерные для рассматриваемой ситуации [22; 8]:

$$\alpha_s = 0,47, \quad \alpha = 5\alpha_z, \quad \alpha_y = 5,2.$$

Результаты моделирования с учетом и без учета поправок даны на рис. 4.2.

Без поправок расчетные точки значительно отличаются от теоретических, тогда как введение поправок приводит к решениям, близким к теоретическим.

2.2. В качестве второго примера использовалось уже упоминавшееся решение для стационарного источника при степенном профиле скорости ветра.

Для $U_1 = 4$, $m = 0,05$, $K_0 = 0,03$, $K_1 = 4$ при высоте источника $h = 0,3$ отбрасывание поправки приводит к завышению приземных концентраций более чем в два раза.

3. Для верификации модели случайно блуждающих облаков с учетом осадения использовано аналитическое решение [6] для уравнения

$$\frac{\partial c}{\partial t} + U \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right).$$

Условие осадения на поверхности

$$K_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=0} = V_d c \Big|_{z=0}$$

в случае, когда $U = U_0 z_1^p$, $K = K_0 z_1^n$, $n = 1$, $p = 0$, где $z_1 = z/h$ — безразмерная высота; h — высота источника.

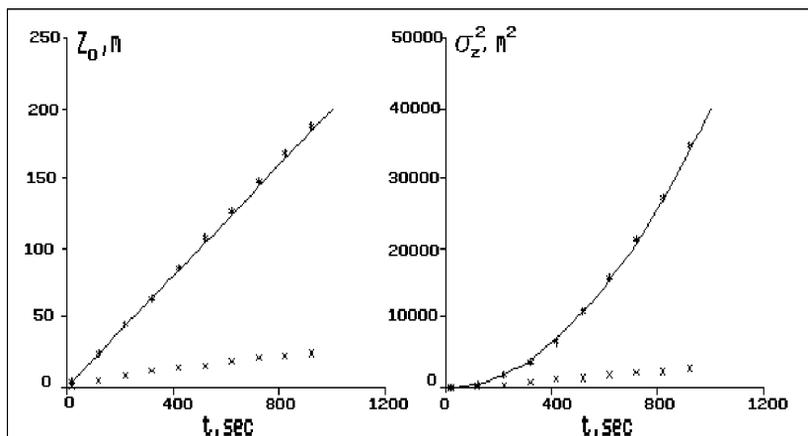


Рис. 4.2. Расчет эволюции точечного облака в нейтрально стратифицированной атмосфере: z_c — высота центра тяжести; σ — вертикальная дисперсия облака; сплошные кривые — теория; Δ — с учетом поправки $\frac{\partial K_z}{\partial z}$; x — без учета поправки

Аналитическое решение [6] относится к линейному источнику. На больших расстояниях оно практически эквивалентно решению трехмерной задачи от площадного источника размерами 1×1 м с $K_y = 0$. При этом интенсивность источника в г/с должна быть численно равна интенсивности линейного источника в г/(м·с). Под большими расстояниями подразумеваются расстояния, много большие 1 м.

На рис. 4.3 приведены результаты сравнения аналитического решения и результатов моделирования с использованием модели облаков для разных соотношений между коэффициентом вертикальной диффузии и скоростью сухого осаждения.

4.2. Сравнения лагранжевой модели НОСТРАДАМУС с другими моделями переноса

Проведено сравнение результатов расчетов по модели НОСТРАДАМУС и по двум широко известным моделям переноса — Гиффорда и Эйри. Модели сравнивались по величине дисперсии и концентрации.

В случае лагранжевой модели горизонтальная дисперсия струи на разных высотах вычислялась как $\sigma_y = \int 2K_y dt$, где K_y — коэффициент диффузии на этой высоте. Кроме того, вычислялась еще одна величина — «фак-

тическая дисперсия» σ_y , представляющая собой ширину профиля приземной концентрации на данном расстоянии. На эту величину влияет разворот ветра с высотой, и она может использоваться для оценки этого влияния на распределение приземной концентрации.

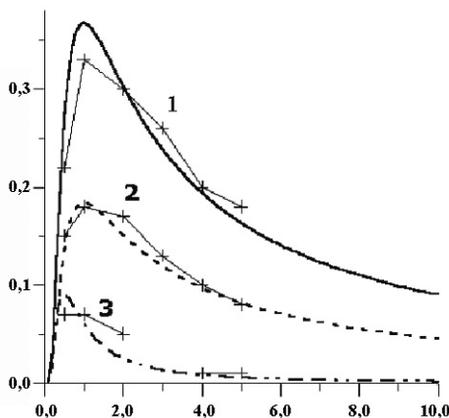


Рис. 4.3. Безразмерная приземная концентрация в зависимости от безразмерного расстояния: масштаб расстояния равен h^2U_0/K_0 , масштаб концентраций — Q/U_0h ; 1 — $hV_d/K_0 = 0$; 2 — $hV_d/K_0 = 1$; 3 — $hV_d/K_0 = 2$; сплошные линии — аналитические решения, маркеры — численные

На рис. 4.4 показана высотная зависимость горизонтальной дисперсии для разных классов устойчивости на расстоянии 10 км при шероховатости, соответствующей сельской местности, $z_0 = 0,4$ м. Высота нормирована на высоту ПСА (зависящую от класса устойчивости согласно табл. 3.7). Пунктиром для сравнения нанесены значения σ_y по модели Гиффорда для приземного источника. Здесь же точками отмечены значения σ_y , рассчитанные по модели [31] для высотных источников с высотой 50 и 100 м. Рис. 4.4 показывает хорошее согласие как с моделью Гиффорда, так и с расчетами на основе рекомендаций МАГАТЭ [31] для высотных источников.

На рис. 4.5—4.10 показаны зависимости σ_y от расстояния от источника для разных категорий устойчивости. Здесь приведены данные, рассчитанные по настоящей модели, модели Гиффорда и модели Эйри. Скорости ветра на высоте 10 м были взяты равными типичным скоростям для каждого класса устойчивости (табл. 3.8). Для устойчивых условий (классы устойчивости E и F) на рис. 4.9 и 4.10 дополнительно показана дисперсия профиля приземной концентрации, рассчитанная по траекторной модели с

учетом разворота направления ветра с высотой. В неустойчивых и нейтральных условиях на расстоянии до 10 км разворот ветра не вносит существенного вклада в поперечное горизонтальное рассеивание облака примеси. В устойчивых же условиях влияние разворота направления ветра с высотой приводит к увеличению поперечной дисперсии на расстоянии 10 км в 1,5—2 раза по сравнению со случаем однородного ветра.

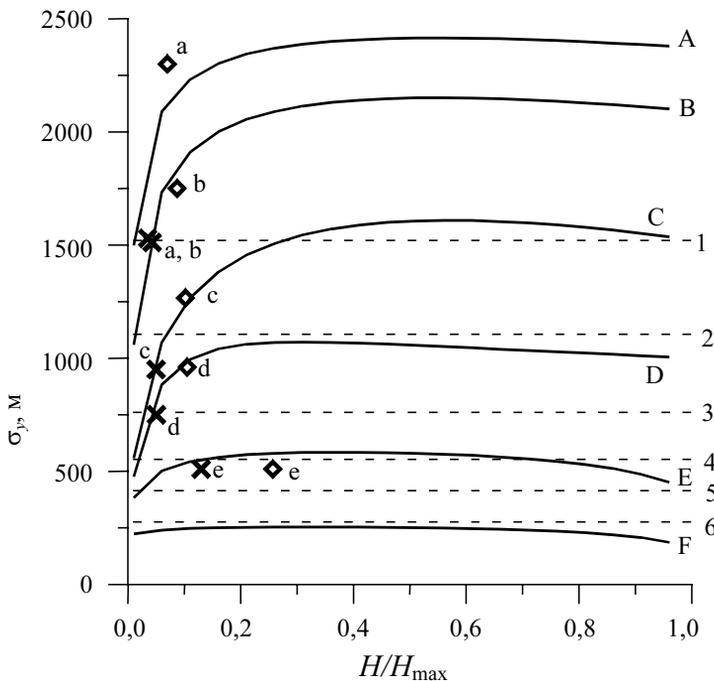


Рис. 4.4. Зависимость горизонтальной дисперсии от нормированной высоты на расстоянии 10 км от источника. Сплошные линии — расчет по лагранжевой модели для разных классов устойчивости. Пунктир — расчет по модели Гиффорда для приземного источника (цифрами показан класс устойчивости: 1 — А, ..., б — F). Точки соответствуют данным, полученным на основе [31] для высотных источников для высот 50 м (x) и 100 м (◇). Против каждой точки строчной буквой указано, к какому классу устойчивости она относится. Шероховатость $Z_0 = 0,4 \text{ м}$

На рис. 4.11—4.16 представлены расчетные концентрации примеси от единичного источника, рассчитанные по тем же трем моделям в тех же условиях.

Все данные на рис. 4.4—4.16 рассчитаны при характерной для каждого класса устойчивости скорости ветра (табл. 3.8).

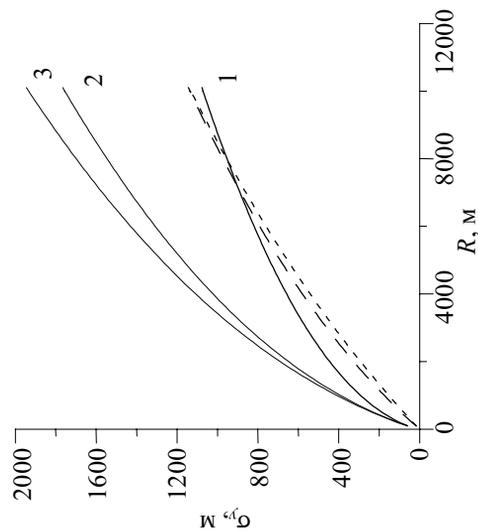


Рис. 4.6. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.5. $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости В

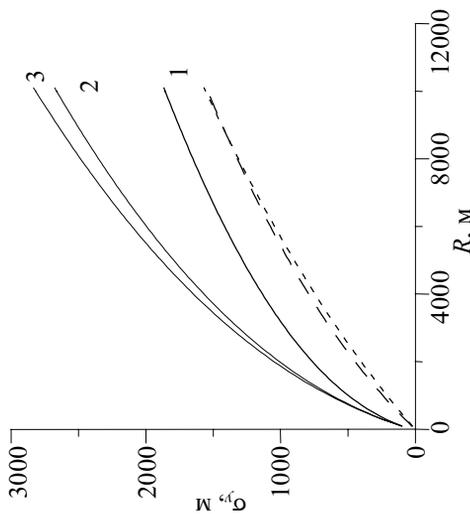


Рис. 4.5. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Сплошные линии — настоящая модель: 1 — высота 10 м; 2 — высота 0,4 от высоты ПСА; 3 — высота 0,8 от высоты ПСА. Частый пунктир — модель Гиффорда для сельской местности; редкий пунктир — модель Эйри. $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости А

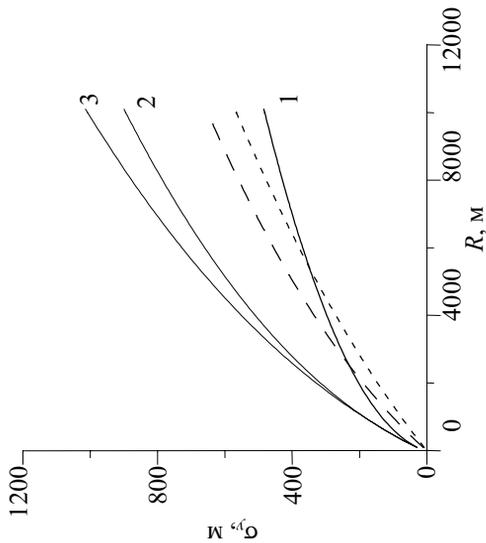


Рис. 4.8. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.5.
 $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости D

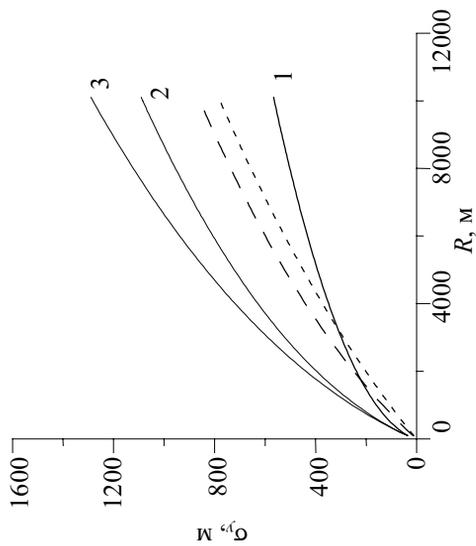


Рис. 4.7. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.5.
 $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости С

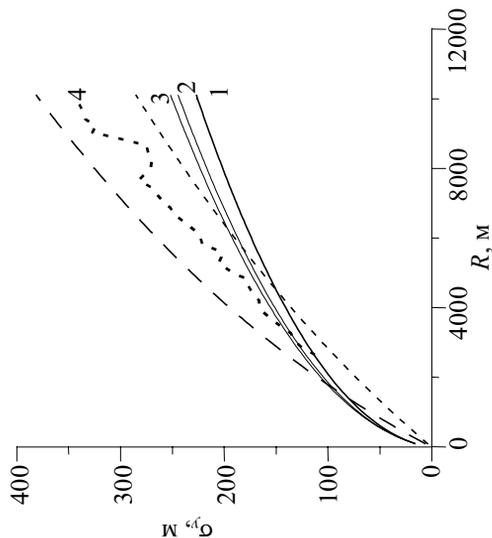


Рис. 4.10. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.9. $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости F

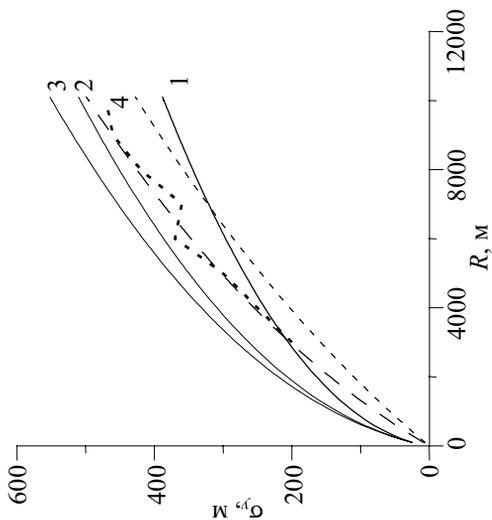


Рис. 4.9. Зависимость горизонтальной дисперсии от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.5. $z_0 = 0,4$ м. Класс устойчивости E. Жирная пунктирная линия (4) — фактическая дисперсия σ_y^* приземного профиля концентрации с учетом разворота направления ветра с высотой

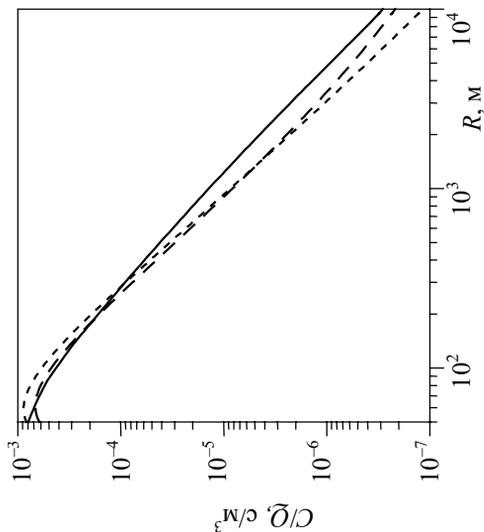


Рис. 4.11. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Сплошная линия — настоящая модель, частый пункт — модель Гиффорда, редкий пункт — модель Эйри. Класс устойчивости А. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

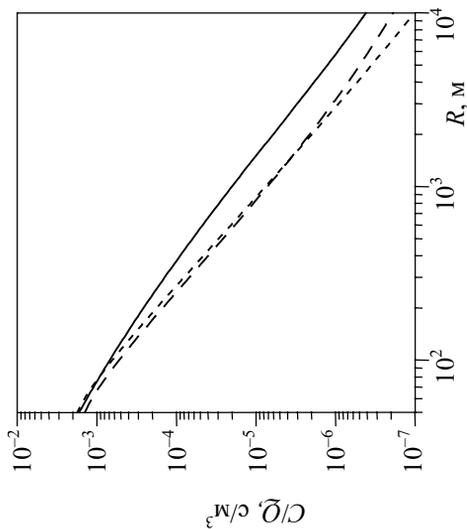


Рис. 4.12. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.11. Класс устойчивости В. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

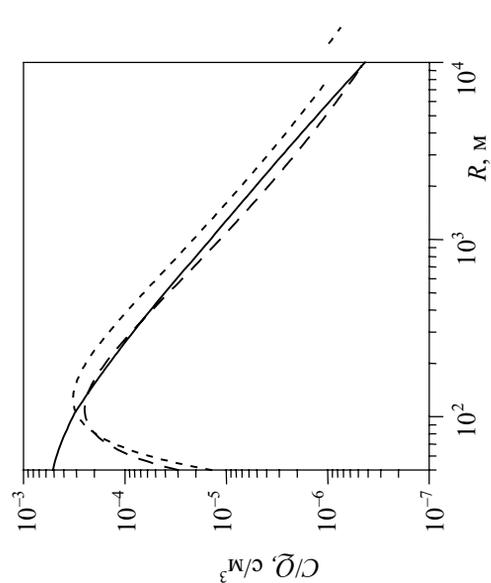


Рис. 4.14. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.11. Класс устойчивости D. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

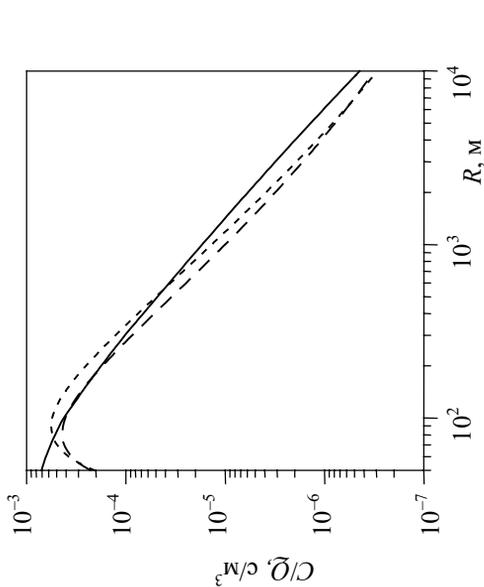


Рис. 4.13. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.11. Класс устойчивости C. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

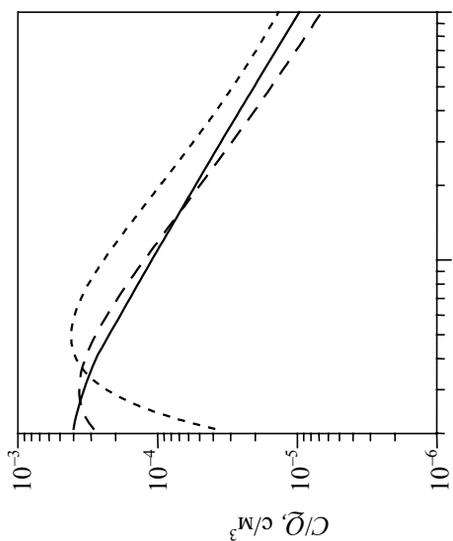


Рис. 4.16. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.11. Класс устойчивости F. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

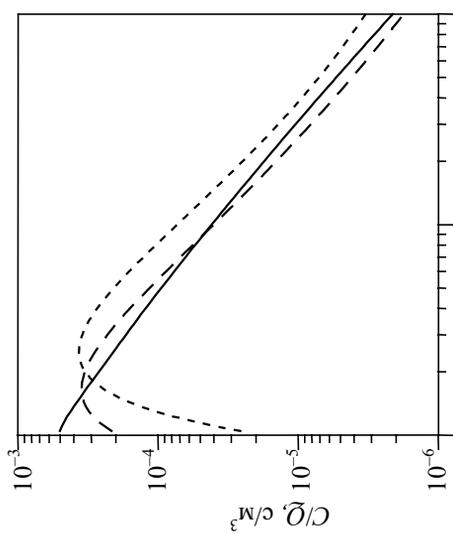


Рис. 4.15. Зависимость концентрации от единичного источника от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 4.11. Класс устойчивости E. Высота источника 10 м, шероховатость $z_0 = 0,4$ м

4.3. Верификационная матрица

Верификационная матрица ПС НОСТРАДАМУС включает данные различных экспериментов по атмосферной дисперсии, проведенных в разное время разными исследователями в разных странах. Сюда вошли следующие эксперименты:

1. Четыре натуральных эксперимента по атмосферной дисперсии разных лабораторий Европы, проведенные в 1976—1979 гг. Эксперименты были проведены специально для валидации моделей атмосферного переноса и использовались для проверки девяти наиболее известных европейских моделей разных типов: гауссовых, эйлеровых, лагранжевых. Эти модели разрабатывались в следующих институтах:

- Hamburg Univ., Германия — эйлерова и гауссова модели;
- EIR, Швейцария — гауссова модель;
- NRPB, Англия — гауссова модель;
- Riso, Дания — гауссова модель (puff);
- KFA, Германия — гауссова модель;
- KfK, Германия — гауссова модель;
- Battelle-Inst, Германия — эйлерова модель;
- IABG, Германия — лагранжева модель.

Валидация моделей на основе этих экспериментов была завершена, и результаты опубликованы в 1987 г.

Скорость и направление ветра на разных высотах в каждом эксперименте (E1, E2, E3, E4) измерялись на мачте вблизи источника. Определялся также класс устойчивости. Проводились измерения временного интеграла концентрации в разных точках. Подробное описание условий и данных экспериментов содержится в [23].

2. Серия четырех мезомасштабных экспериментов по атмосферной дисперсии, проведенных в Германии Kernforschungszentrum, Karlsruhe (KfK) в 1983—1985 гг. Четыре эксперимента по мезомасштабному переносу примеси были проведены в Германии в Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) соответственно в апреле 1983 г., марте 1984 г. и марте 1985 г. Цель экспериментов — накопление и анализ натуральных данных по мезомасштабному переносу примеси. Они также использовались для валидации разработанной в ИБРАЭ РАН модели распространения примеси в атмосфере.

Во всех экспериментах источник имел высоту 100—150 м, использовался выпуск SF_6 . Его концентрация измерялась в нескольких пунктах, разнесенных по азимуту и по расстоянию от источника. В этих пунктах располагались переносные станции пробоотбора, которые измеряли концентрацию SF_6 у поверхности, усредненную за получасовые промежутки в течение 3—5 ч.

Для контроля траекторий воздушных масс помимо измерений на метеорологической мачте использовались тетроны и радарная техника слежения за ними.

Измерительные станции располагались на трех дугах с радиусами 10—12 км, 20—23 км и 43—49 км (в третьем эксперименте вторая и третья дуги имели радиусы 30—33 км и 52—69 км). Всего в разных экспериментах было задействовано от 20 до 50 станций.

Общее количество измерений концентрации, полученное во всех экспериментах, было около 700.

Данные по условиям и результатам этих экспериментов содержатся в [24].

3. Натурные промышленные эксперименты с выбросом больших объемов природного газа. Эксперименты были проведены ВНИИГАЗом совместно с другими организациями в 1970—1977 гг. с целью оценки последствий аварий на газотранспортной системе с выбросом больших объемов природного газа с повышенной сернистостью и обоснования размеров санитарно-защитной зоны вокруг объектов системы. В качестве источника использовался рабочий трубопровод диаметром 1000 мм и длиной 110 км. Во время экспериментов производились запись метеорологической информации и измерения концентрации сероводорода в воздухе в разных точках на расстояниях до 25 км. Количество точек одновременного измерения концентраций достигало 100.

Часть материалов экспериментов опубликована в [5; 25].

4. Эксперименты по атмосферной дисперсии, проведенные при малых скоростях ветра.

5. Эксперименты по распространению загрязнения в штилевых условиях. Серия натурных экспериментов, которые были проведены в штилевых условиях в Oak Ridge, Tennessee. Условия и данные этих экспериментов опубликованы в [26; 27; 30].

Перечень экспериментов, вошедших в верификационную матрицу, с указанием ссылки на источники приведен в табл. 4.1. Некоторые из этих экспериментов использовались другими исследователями для верификации своих моделей атмосферного переноса. В тех случаях, когда имеются данные расчетов по другим моделям, они также приводятся в настоящей статье в графическом виде.

Таблица 4.1. Перечень использованных для верификации экспериментов

№	Эксперимент	Максимальное расстояние, км	Ссылка на источник	Примечание
1	Четыре натуральных эксперимента по атмосферной дисперсии лабораторий Европы, 1976—1979 гг.	5	[23]	Измерение скорости ветра на метеобашне, интеграла концентрации
2	Четыре мезомасштабных эксперимента Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) 1983—1985 гг.	67	[24]	Измерение скорости ветра на метеобашне, усредненной концентрации
3	Промышленные эксперименты ВНИГАЗ с выбросом природного газа, 1970—1977 гг.	25	[5; 25]	Измерение скорости ветра на разных высотах, концентрации
4	Эксперименты по атмосферному рассеянию в условиях штиля	1	[26; 27; 30]	

Материал по первым двум группам экспериментов (табл. 4.1) [23; 24] является основным. На основе этого материала проведен статистический анализ. Данные остальных экспериментов, [5; 25; 19; 26—28] являются дополнительными, что объясняется неполнотой первичной информации [5; 25] либо недостаточным для статистического анализа объемом экспериментальных данных [19; 26—28].

4.4. Результаты верификации модели НОСТРАДАМУС

В этом разделе приводятся результаты верификации модели атмосферного переноса, заложенной в код НОСТРАДАМУС. Графически представлены некоторые результаты расчетов вместе с данными измерений и других расчетов, а также результаты статистического анализа для двух первых групп данных (№ 1 и 2 в табл. 4.1) без изложения дальнейших сведений об экспериментах. Затем представлены результаты сопоставления модели с дополнительными экспериментальными данными.

На рис 4.17—4.20 расчетные данные сопоставлены с данными экспериментов первой серии (№ 1 в табл. 4.1). Результаты сопоставления представлены графически вместе с данными, полученными по упомянутому выше другим моделям. Угол на графике — азимутальный угол направления на точку измерения.

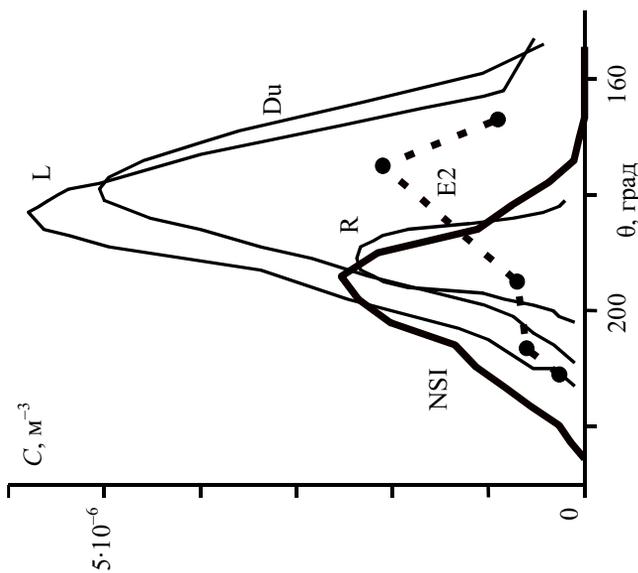


Рис. 4.17. Нормированный интеграл приземной концентрации трассера: эксперимент — E1; NSI — модель ИБРАЭ; R — гауссова рифф модель (Дания); L — лагранжева модель IABG (Германия); Du — эйлера модель (Германия)

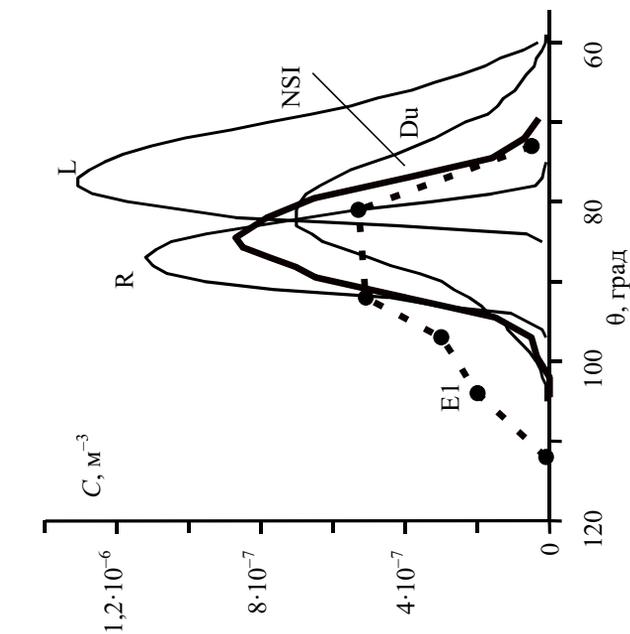


Рис. 4.18. Нормированный интеграл приземной концентрации трассера: эксперимент — E2; NSI — модель ИБРАЭ; R — гауссова рифф модель (Дания); L — лагранжева модель IABG (Германия); Du — эйлера модель (Германия)

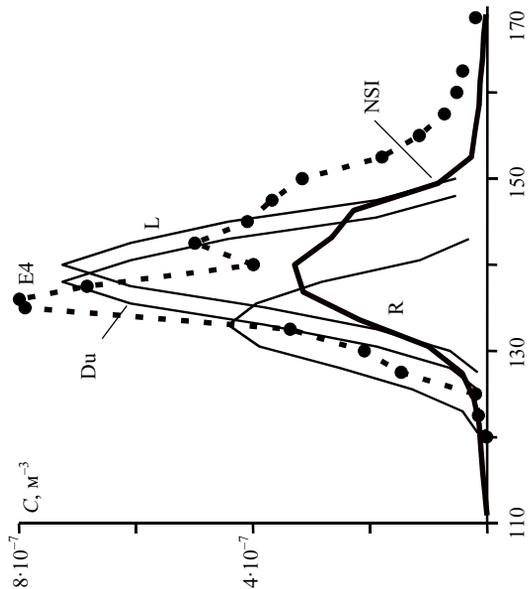


Рис. 4.20. Нормированный интеграл призмной концентрации трассера: эксперимент — E4, NSI — модель ИБРАЭ; R — гауссова rifff модель (Дания); L — лагранжева модель IABG (Германия); Du — эйлера модель (Германия)

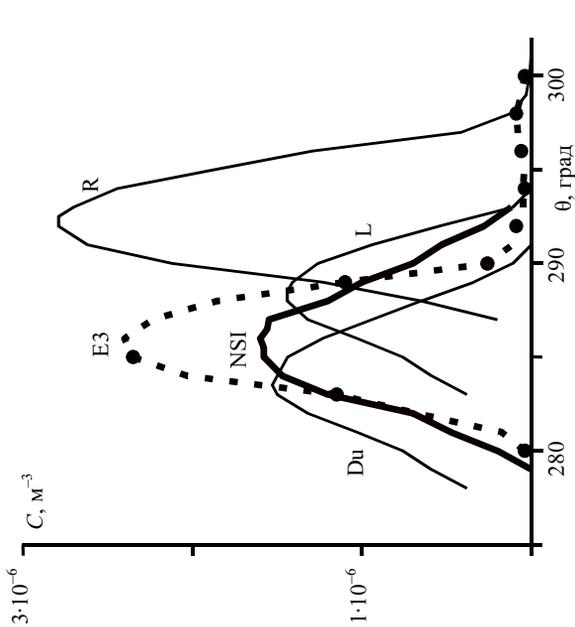


Рис. 4.19. Нормированный интеграл призмной концентрации трассера: эксперимент — E3; NSI — модель ИБРАЭ; R — гауссова rifff модель (Дания); L — лагранжева модель IABG (Германия); Du — эйлера модель (Германия)

4.4.1. Статистический анализ отклонений расчетных и экспериментальных данных (группы 1 и 2 табл. 4.1)

Общий анализ

На рис. 4.21 показан результат статистической обработки случаев сравнения экспериментальных и расчетных данных. Сюда вошли данные по первым двум группам экспериментов, имеющих наилучшее обеспечение метеорологическими данными. Здесь изображена плотность вероятности (частоты повторения) отношения рассчитанной и измеренной концентрации примеси в каждой точке измерений на все моменты измерений.

На этом же рисунке приведено распределение вероятности отношения максимальных значений концентрации — рассчитанной $C_{\text{расч}}$ и измеренной $C_{\text{изм}}$ на одном и том же расстоянии от источника в разные моменты времени независимо от того, совпадают ли положения этих максимумов по углу.

Модель в обоих случаях дает несмещенную оценку — отклонения в обе стороны практически равновероятны, и распределение имеет максимум, приходящийся на измеренное значения.

Для данной точки с 50%-ной вероятностью отклонение от прогноза не превышает 2—4 раз, а с 90%-ной вероятностью — не превышает 10—20 раз.

Величина максимума концентрации примеси предсказывается достаточно точно на всех расстояниях и на все моменты времени — с вероятностью 90% отклонение не превышает 3. Это важно для консервативных оценок, когда с большой степенью достоверности требуется убедиться в отсутствии на данном расстоянии от источника концентраций, превышающих определенный уровень.

Более детальные результаты статистического анализа расчетных и экспериментальных данных (в основном по первым трем группам экспериментов) приведены на следующих рисунках.

На рис. 4.22 показана общая диаграмма рассеяния (сюда вошли данные второй группы экспериментов). На графике показаны также биссектриса линии пятикратного отклонения.

На рис. 4.23 показаны области, в которых лежат половина измеренных значений концентрации и половина расчетных — за вычетом 25% наибольших значений и 25% наименьших значений. Пунктиром внутри областей показаны средние значения измеренных и расчетных концентраций.

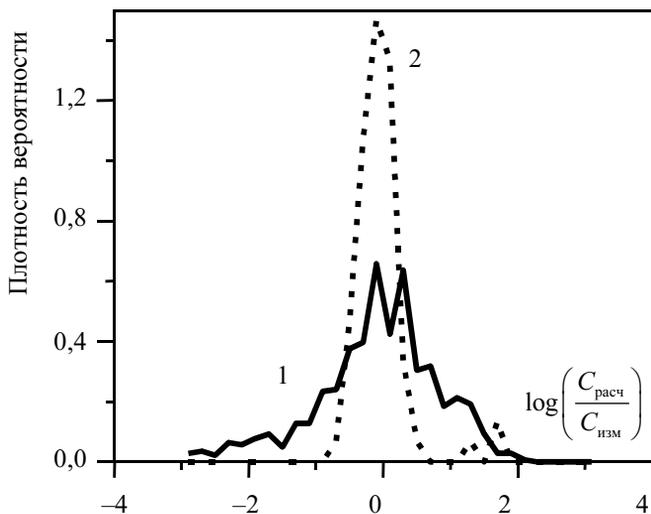


Рис. 4.21. Распределения плотности вероятности отклонений расчетных данных от измеренных: 1 — логарифм отношения расчетной приземной концентрации к измеренной в разных точках и в разные моменты времени; 2 — логарифм отношения максимума модельной приземной концентрации к максимуму измеренной

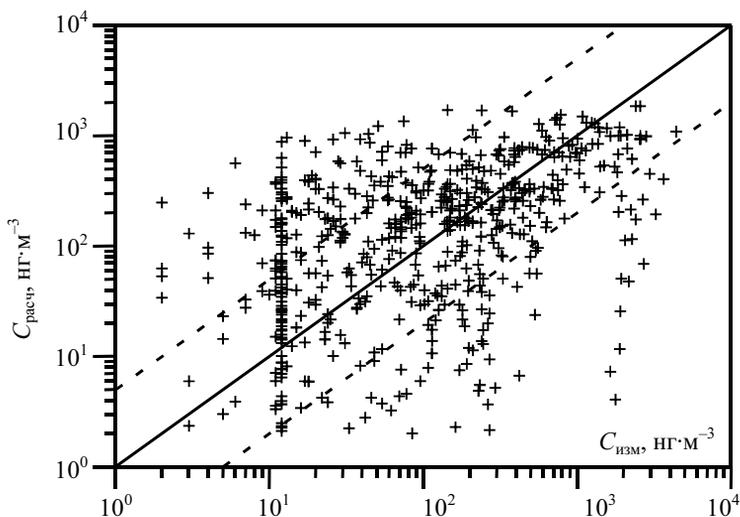


Рис. 4.22. Глобальная диаграмма рассеяния

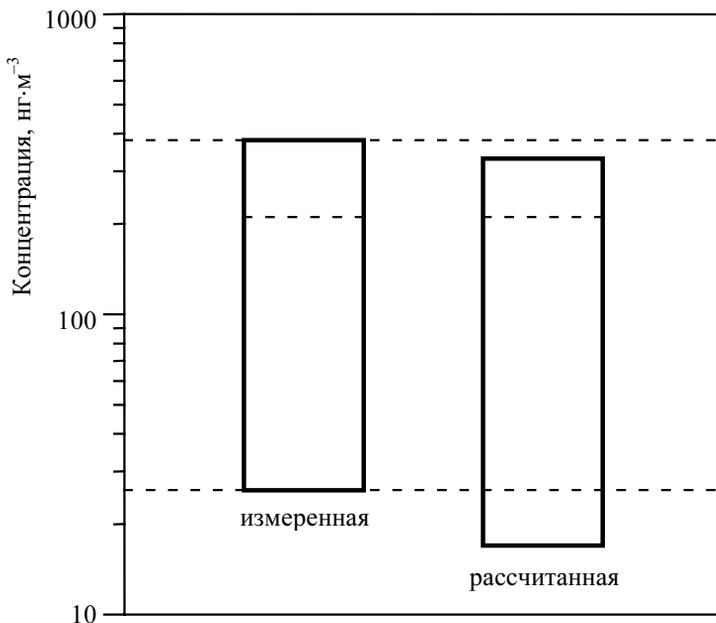


Рис. 4.23. Границы измеренных и расчетных значений концентрации

Доля случаев превышения расчетного значения над измеренным	OEX = 0,51
Доля случаев, когда отклонение не превышает 2,	FA2 = 0,22
Доля случаев, когда отклонение не превышает 5,	FA5 = 0,41
Общий коэффициент корреляции	$P_{\text{кор}} = 0,45$
Общее нормированное среднеквадратичное отклонение	NMSE = 4,9
Среднее отклонение	Bias = -44 нг/м ³

Анализ по расстояниям

Приведенные ниже диаграммы (рис. 4.24—4.26) представляют анализ зависимости статистических характеристик модели от расстояния до источника. В первой и второй группах экспериментов измерения проводились на различных расстояниях от источника. Эти расстояния можно разделить на четыре интервала: R0 = 0,6—4 км, R1 = 10—14 км, R2 = 22—33 км и R3 = 45—60 км.

Для данных, относящимся к указанным интервалам расстояний, приведены следующие статистические параметры:

- среднее отклонение;
- нормированное среднеквадратичное отклонение;
- коэффициент корреляции Пирсона.

Каждая точка в каждой из четырех групп соответствует одному из экспериментов серии. Пунктиром обведены точки, относящиеся к разным группам расстояний — R0, R1, R2, R3.

На рис. 4.27 показаны плотность вероятности (частоты повторения) отношения рассчитанной $C_{\text{расч}}$ и измеренной $C_{\text{изм}}$ концентрации примеси в одной и той же точке в одно и то же время для разных расстояний от источника. Здесь приведены данные для трех из упомянутых интервалов — R1, R2 и R3.

Каких-либо заметных изменений статистических параметров модели с расстоянием от источника не наблюдается.

4.4.2. Натурные промышленные эксперименты с выбросом больших объемов природного газа в 1970—1977 гг.

Параметры натурального промышленного эксперимента

Выбрасываемый газ	природный газ с 20% H ₂ S
Высота источника	1 м (приземный)
Интенсивность источника	8,85 т H ₂ S в час
Время работы источника	0,6 ч
Количество пунктов измерения	до 100
Расстояние между источником и пунктами измерения	от 2 до 25 км

Сопоставляемая величина — функция разбавления, т. е. нормированная приземная концентрация сероводорода на разных расстояниях на оси следа. Эта величина определяется как

$$n^* = cV / Q,$$

где c — концентрация H₂S в данной точке; V — скорость ветра; Q — интенсивность источника.

Метеорологические данные натуральных промышленных экспериментов

Здесь выделены две группы экспериментов. В обеих группах:

скорость ветра	3—4 м/с
класс устойчивости	A (первая группа)
класс устойчивости	F (вторая группа)

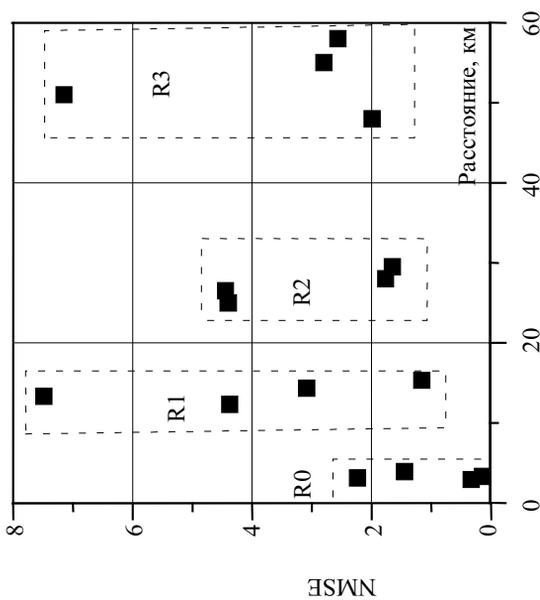


Рис. 4.25. Нормированное среднее квадратичное отклонение (NMSE) на разных расстояниях

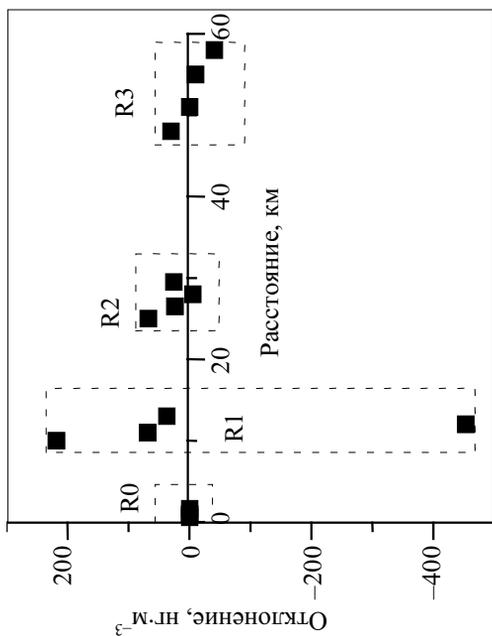


Рис. 4.24. Среднее отклонение на разных расстояниях

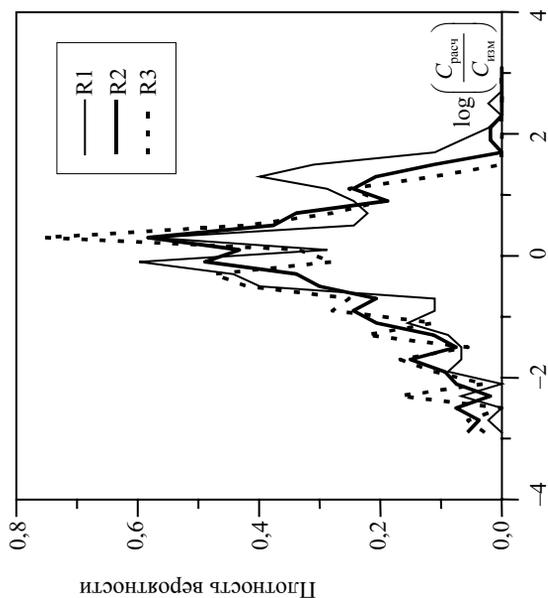


Рис. 4.27. Распределения плотности вероятности отклонений расчетных данных от измеренных для разных расстояний от источника

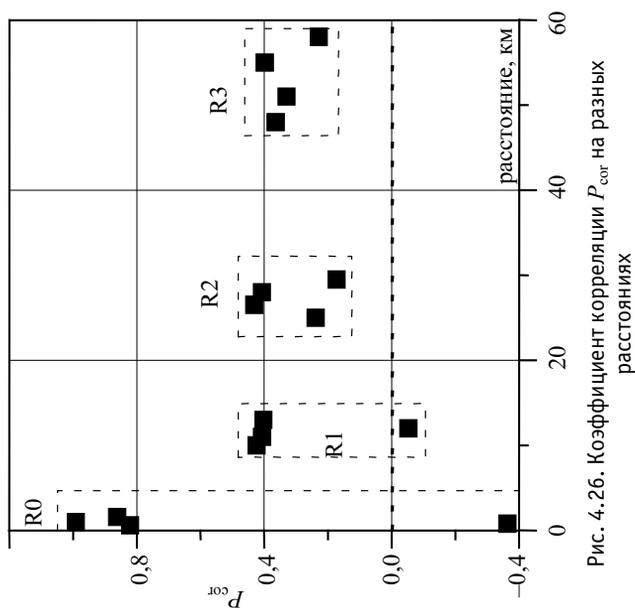


Рис. 4.26. Коэффициент корреляции P_{cor} на разных расстояниях

Результаты экспериментов и модельных расчетов приведены на рис. 4.28 и 4.29 в виде графиков. В расчетах по коду НОСТРАДАМУС скорость ветра принималась равной 3,5 м/с. Местность пустынная (песок, высохшая трава). Шероховатость в численных экспериментах принята равной 0,03 м.

Здесь же приведены расчетные данные, полученные по другим методикам.

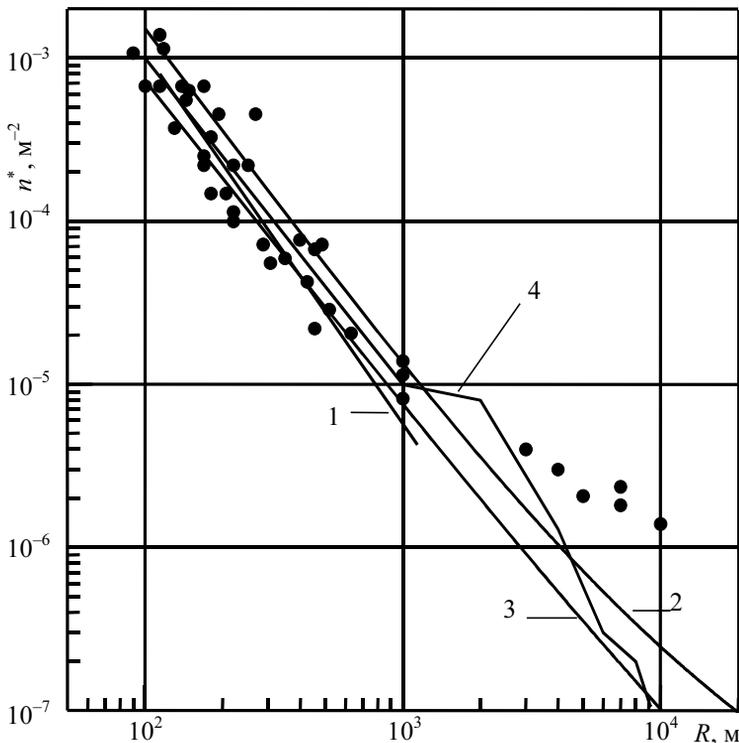


Рис. 4.28. Сравнение данных экспериментов и результатов использования различных моделей (класс устойчивости А): $n^* = NV/Q$ (Q — интенсивность источника; V — ветер; N — приземная концентрация сероводорода); маркеры — данные экспериментов; 1 — модель Гиффорда; 2 — модель [29]; 3 — базовая модель Агентства по охране окружающей среды США (EPA); 4 — лагранжева модель НОСТРАДАМУС

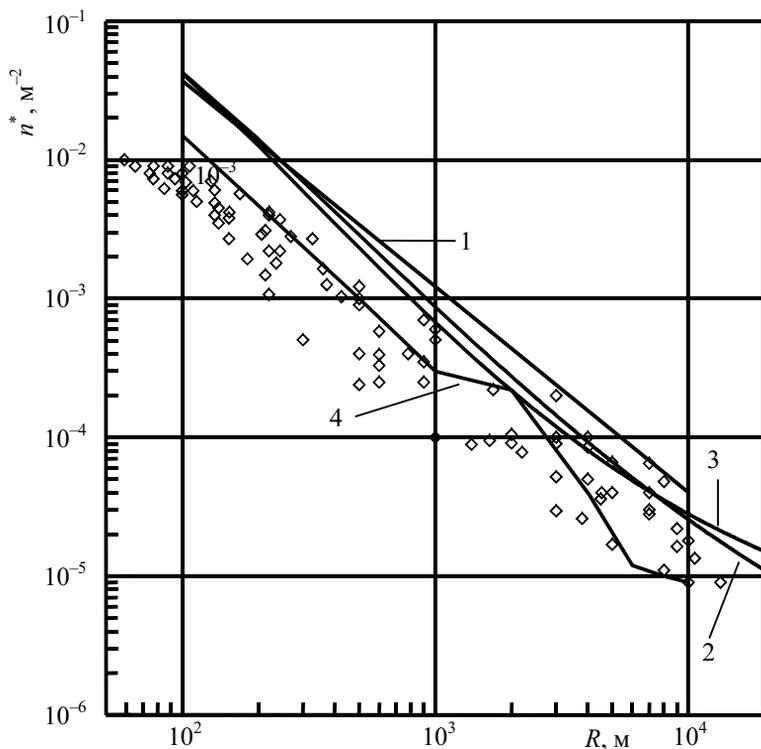


Рис. 4.29. Сравнение данных экспериментов и результатов использования различных моделей (класс устойчивости F): $n^* = NV/Q$ (Q — интенсивность источника; V — ветер; N — приземная концентрация сероводорода); маркеры — данные экспериментов; 1 — модель Гиффорда; 2 — модель [29]; 3 — базовая модель Агентства по охране окружающей среды США (EPA); 4 — лагранжева модель НОСТРАДАМУС

4.4.3. Отдельные эксперименты по атмосферной дисперсии, проведенные в условиях штиля

В этом разделе приведены некоторые результаты численных расчетов и сравнение с данными экспериментов при малых скоростях ветра.

Использовались данные натуральных экспериментов в Oak Ridge, Tennessee [26; 27; 30]. Подстилающая поверхность с большой шероховатостью (1,5 м). Время наблюдения — около 1 ч. Условия экспериментов приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2. Условия экспериментов с малыми скоростями ветра

Номер эксперимента	Класс устойчивости	Скорость ветра, м/с	Высота выброса, м
1	E	0,50	2
2	D	0,31	2
3	E	0,26	2
4	E	0,23	2
5	E	0,32	2
6	E	0,34	2
7	E	0,23	2

По сравнению с классификацией, приведенной в МПА-98, эти эксперименты не подпадают под понятие «штилевые условия» в соответствии с определениями, принятыми в микрометеорологии (теории атмосферной дисперсии). Здесь штилем считается состояние, когда турбулентная диффузия примеси опережает перенос ветром. В этом случае разовый выброс принимает форму облака, зависающего вблизи трубы, а не сносимого по ветру. Ветер в этих экспериментах несколько выше данного в МПА-98 верхнего предела скорости ветра, при котором условия рассеяния можно считать штилевыми в соответствии с определениями, принятыми в микрометеорологии. Условия проведения экспериментов соответствуют понятию штилевых условий, принятых в синоптической метеорологии (применительно к наблюдениям на сетевых метеостанциях Управления гидрометслужбы это условия, когда скорость ветра меньше 1 м/с).

На рис. 4.30 представлены нормированные результаты измерений (эксперимент 1) на разных расстояниях от источника, результаты моделирования с использованием кода НОСТРАДАМУС, результаты формального использования модели Эйри при наблюдаемых скоростях ветра, приблизительные оценки концентраций, полученных с использованием номограмм МПА-98 для штилевых условий (класс устойчивости D, эффективная высота выброса 0 м, продолжительность штиля — 1 ч).

На рис. 4.31 представлены нормированные результаты измерений (эксперименты 2, 5) и результаты модельных оценок, проведенных с использованием тех же моделей, что и в предыдущем случае. При проведении численных экспериментов скорость ветра полагалась равной 0,3 м/с.

Для остальных экспериментов результаты наблюдений близки к результатам экспериментов 2, 5.

Таким образом, для рассмотренного круга условий распространения примеси (штилевые условия в синоптическом понимании, но не в метеорологическом) соответствие данных наблюдений и данных моделирования можно признать удовлетворительным.

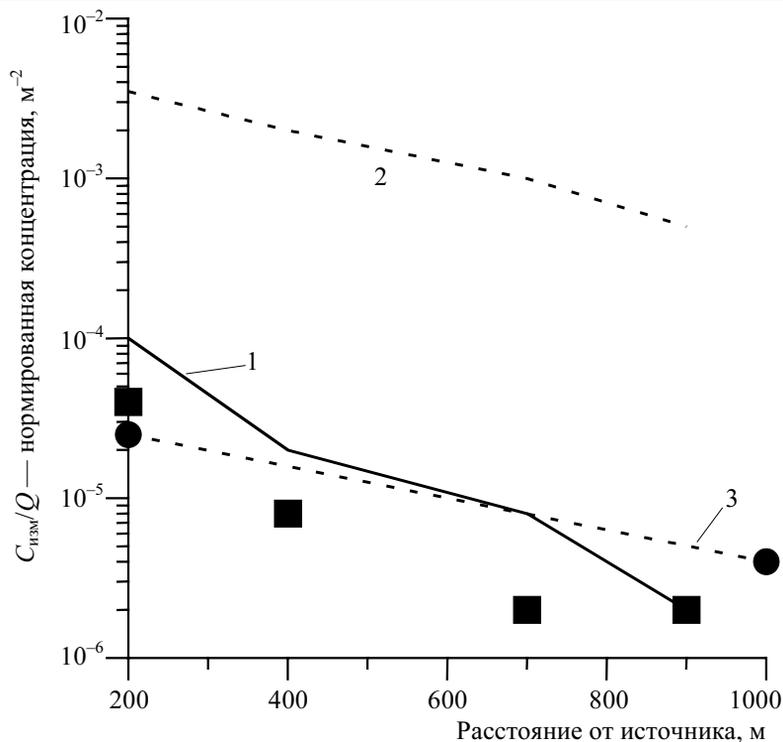


Рис. 4.30. Сопоставление экспериментальных данных (эксперимент 1) с расчетными: маркеры (квадраты) — результаты измерений; сплошная линия (1) — результаты моделирования с использованием кода НОСТРАДАМУС; пунктир без маркеров (2) — результаты формального использования модели Эйри; пунктир с кружками (3) — приблизительные оценки концентраций, полученные с использованием номограмм МПА-98 для штилевых условий (класс устойчивости D, эффективная высота выброса 0 м, продолжительность штиля 1 ч)

5. Заключение

Проведена верификация программного средства НОСТРАДАМУС, предназначенного для оценки атмосферного рассеивания и прогнозирования радиационной обстановки при выбросах радиоактивных материалов в аэрозольной и газовой форме в атмосферу.

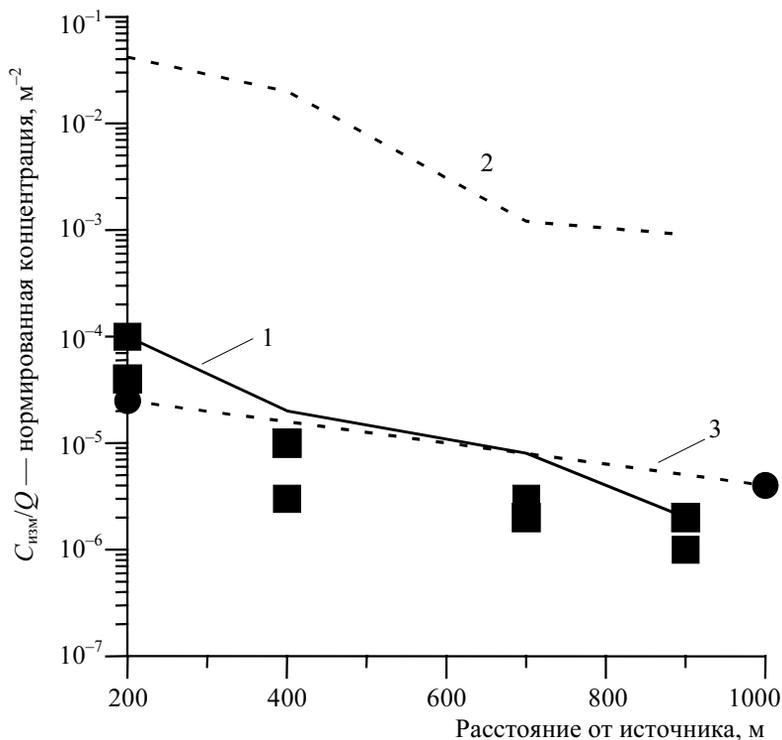


Рис. 4.31. Сопоставление экспериментальных данных (эксперименты 2, 5) с расчетными. Обозначения те же, что на рис. 4.30

Аналитические тесты показали, что код с хорошей точностью описывает распространение примеси в однородном поле ветра с постоянным коэффициентом диффузии.

Сопоставление с другими распространенными и нормативными моделями атмосферного переноса показало, что в стандартных условиях переноса программное средство дает результаты, близкие к полученным по нормативным методикам, широко используемым в России и Европе.

Использованный для верификации кода экспериментальный материал охватывает широкий диапазон параметров:

- по скорости ветра — 0,5—15 м/с;
- по высоте источника — 0—150 м;
- по расстоянию переноса — 0,5—400 км;
- по состоянию атмосферы — от устойчивого до неустойчивого.

Всего проведено более 800 сопоставлений расчетных и экспериментальных результатов.

Во всем диапазоне параметров продемонстрировано, что заложенная в код лагранжева стохастическая траекторная модель атмосферного переноса дает в целом правильные оценки приземных концентраций и плотности выпадений. В пределах приведенного здесь основного экспериментального материала модель дает несмещенную оценку — отклонения в обе стороны практически равновероятны, и распределение имеет максимум, приходящийся на измеренное значение.

Отклонение расчетной приземной концентрации в заданной точке с вероятностью 90% не превышает 15 раз.

Величина максимума концентрации примеси предсказывается с меньшей неопределенностью, чем концентрации в заданных точках, — с вероятностью 90% отклонение не превышает 3.

Ограничения условий применимости ПС определяются характером модели и входных данных, а также диапазоном параметров, в котором оно проверено на большом объеме материала:

- по скорости ветра — 0,5—15 м/с;
- по высоте источника — 0—150 м;
- по расстоянию переноса — 0,5—60 км;
- по состоянию атмосферы — от устойчивого до неустойчивого.

Код не может использоваться для моделирования рассеивания газов с отличной от воздуха плотностью (тяжелых и легких газов) на начальном участке, а также для моделирования переноса в особых метеорологических условиях (атмосферные фронты, бризовая циркуляция, горнодолинная циркуляция). Входные метеоданные используют приземную информацию, и заложенный в код способ восстановления вертикальной структуры ПСА корректен только для баротропной атмосферы.

Таким образом, с учетом приведенных ограничений совокупность проведенных верификационных исследований дает основание заключить, что код НОСТРАДАМУС позволяет оценивать приземные концентрации и плотности выпадений аэрозольных частиц при выбросе радиоактивных материалов в аэрозольной и/или газовой форме.

Программное средство НОСТРАДАМУС может использоваться на практике для прогнозирования радиационной обстановки в ситуациях, связанных с радиоактивными выбросами в атмосферу.

Литература

1. *Arutunjan R. V., Bolshov L. A., Belikova G. V. et al.* Models of Radionuclides Transport in Atmosphere from Integrated Software Package «NOSTRADAMUS». — Moscow, 1994. — (Препринт / ИБРАЭ; IBRAE-94-31)).
2. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др.* Компьютерная система НОСТРАДАМУС для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно опасных объектах // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 19—30.
3. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др.* Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 31—34.
4. *Беликов В. В., Беликова Г. В., Фокин А. Л. и др.* Анализ сравнения нормативных моделей переноса радионуклидов в атмосфере с лагранжевой моделью, используемой в интегрированном пакете «NOSTRADAMUS». — М., 1996. — (Препринт / ИБРАЭ; IBRAE-96-03).
5. *Grisenko A. I., Belov N. S., Semenov V. N., Sorokovikova O. S.* The Unique Experiments on the Assessment of Accident Consequences at the Gas Transport Systems / Society for Risk Analysis-EUROPE. — Stockholm, 1997. — P. 724—729.
6. *Boughton B. A., Delaunty J. M., Dunn W. E.* A Stochastic Model of Particle Diffusion in the Atmosphere // Boundary Layer Meteor. — 1987. — Vol. 40. — P. 147—163.
7. *Zanetty P.* New Monte Carlo scheme for simulation lagrangian particle diffusion with wind shear effects // Appl. math. modelling. — 1984. — Vol. 8. — P. 188—192.
8. *Костриков А. А., Новицкий М. А.* Численное моделирование распространения примеси от точечного источника в условиях бризовой циркуляции // Труды ИЭМ. — 1986. — Вып. 37 (120). — С. 25—38.
9. Методические рекомендации по выбору исходных данных и параметров при расчете радиационных последствий аварий на АЭС [Утверждено ген. директором ВНИИАЭС А. А. Абагяном, директором ГНЦ-ИБФ Л. А. Ильиным, ген. директором НПО ТАЙФУН А. Д. Орлянским, директором ИБРАЭ РАН Л. А. Большовым, техническим директором концерна Росэнергоатом Б. В. Антоновым]. — М., 2001.
10. *Гусев Н. Г., Дмитриев П. П.* Цепочки радиоактивных превращений: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1994.
11. ICRP Publication 68: Dose coefficients for intakes of radionuclides by workers // Annals of ICRP. — 1994. — Vol. 24. — № 4.

12. *Eckerman K. F., Ryman J. C.* External Exposure to Radionuclides in Air, Water, and Soil / Environmental Protection Agency. — Washington, D.C.: 1993. — (EPA-402-R-93-081. Federal Guidance Report No. 12).
13. Атмосфера: Справочник. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991. — С. 509.
14. *Бызова Н. Л., Шнайдем В. А., Бондаренко В. Н.* Расчет вертикального профиля ветра в пограничном слое атмосферы по наземным данным // Метеорология и гидрология. — 1987. — № 11. — С. 75—83.
15. *Gryning S.-E. et al.* // Atmospheric Environment. — 1987. — Vol. 21. — No. 1. — P. 79—89.
16. ЕГАСКРО: Проект: Методика расчета рассеяния радиоактивных веществ в атмосфере при аварийных выбросах / НПО ТАЙФУН. — Обнинск, 2001.
17. *Randerson D.* Atmospheric science and Power Production / Technical Information Center, Office of Scientific and Technical Information. United States Department of Energy. — Vol. 1. — [S. l.], 1994.
18. *Hanna S. R.* Review of atmospheric diffusion models for regulatory applications // WWO Techn. Note. — 1982. — № 177. — 42 p.
19. *Бызова Н. Л., Гаргер Е. К., Иванов В. Н.* Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991.
20. Общие положения безопасности АЭС: Методы расчета распространения радиоактивных веществ с АЭС и облучения окружающего населения: Нормативно-технический документ стран-членов СЭВ и СФРЮ 38.220.56-84. — М.: Энергоиздат, 1984.
21. Методические указания по расчету радиационной обстановки в окружающей среде и ожидаемого облучения населения при кратковременных выбросах радиоактивных веществ в атмосферу. Технический документ МПА-98. Утвержден министром РФ по атомной энергии и зам. главного государственного санитарного врача по спецвопросам 10.12.98.
22. *Гандин Л. С., Соловейчик П. Э.* О распространении дыма из фабричных труб // Науч. тр. / Гл. геофиз. обсерватория. — 1958. — Вып. 77. — С. 84—94.
23. *Pasler-Sauer J.* Comparative calculations and validation studies with atmospheric dispersion models. — Karlsruhe, Nov. 1986. — 130 p. — (Report / KfK; 4164).
24. *Thomas P., Vogt S., Gaglione P.* Mesoscale Atmospheric Experiment Using Tracer and Tetroons Simultaneously at Kernforschungszentrum. — Karlsruhe, 1987. — 112 p. — (Report /KfK; 4147 EUR 10907 EN).
25. *Белов Н. С.* Временная методика расчета газовых выбросов из наземных источников на объектах газовой промышленности / РАО ГАЗПРОМ. — М., 1987. — 42 с.

26. *Wilson R. G., Start G. E., Dickson C. R., Ricks N. R.* Diffusion under low wind speed conditions near Oak-Ridge, Tennessee. — [S. l.], 1976. — (NOAA Technical Memorandum RRL AIR 61).
27. *Sadendorf J. F., Dickon C. R.* Diffusion under low wind speed inversion conditions. — [S. l.], 1974. — (NOAA Technical Memorandum ERL AIR 52).
28. *Van der Haven.* A survey of field measurement of atmospheric inversion conditions // *Nucl. Safety.* — 1976. — 17 (2).
29. Сборник правил и норм по радиационной безопасности в атомной энергетике / М-во здравоохранения СССР. — Т. 3. — М., 1989.
30. *Randerson D.* Atmospheric science and Power Production / Technical Information Center, Office of Scientific and Technical Inforation. United States Department of Energy. — Vol. 2. — [S. l.], 1994.
31. Учет дисперсионных параметров атмосферы при выборе площадки для атомных электростанций. — Вена: МАГАТЭ, 1982. — 105 с. — (Сер. изданий по безопасности; № 50-SG-S-3).
32. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примеси / Под ред. Ф. Т. М. Ньюстадта и Х. Ван Допа. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 351 с.
33. *Borrejo C. S., Coutinho M. S., Costa M. J.* Introduction of terrain roughness effect into a Gaussian dispersion model // *The Science of Total Environment.* — 1990. — Vol. 99. — P. 153—161.

Расширение лагранжевой стохастической модели атмосферного переноса для учета эффектов плавучести и начального импульса струи

*В. В. Беликов, В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, А. Л. Фокин,
Л. П. Стародубцева, В. М. Головизнин*

1. Введение

Математическое моделирование распространения в атмосфере радиоактивных материалов при аварийных выбросах необходимо при анализе безопасности ядерных объектов, а также в системе поддержки принятия решений в кризисных ситуациях.

Аварийные выбросы на АЭС могут сопровождаться высокоскоростным истечением газов с большим потоком плавучести за счет высокой температуры и наличия в выбросе газов с отличной от воздуха плотностью, например, водяного пара. Это существенным образом сказывается на высоте подъема примесей. Высота же, в свою очередь, определяет характер дальнейшего поведения примеси в атмосфере.

Проблема оценки рассеивания в атмосфере газов с отличной от воздуха плотностью, особенно тяжелых газов, возникает в химической промышленности, где возможны выбросы токсичных газов и паров, в газовой отрасли при транспортировке и хранении сжиженных газов и т. д. В последнее время особенно остро эта проблема стоит в связи с работами по ликвидации химического оружия.

Сейчас ощущается необходимость в современных инженерных методиках нового поколения для расчета рассеивания тяжелых газов. Эти методики должны, с одной стороны, опираться на новейшие наукоемкие математические модели атмосферного переноса с высокой предсказательной способностью и современные компьютерные информационные технологии. С другой стороны, их использование на этапе проектирования, при анализе риска, при принятии решений в кризисных ситуациях должно осуществляться неподготовленным персоналом, т. е. людьми, не являющимися специалистами в области физики атмосферного переноса примесей. Это накладывает определенные ограничения на модели, которые могут быть использованы при создании новых инженерных методик.

В настоящее время создано большое количество математических моделей для оценки распространения примесей в атмосфере. В некоторых из них рассматривается перенос нейтральных, т. е. не плавучих примесей. Другие, напротив, полностью ориентированы на моделирование поведения тяжелых газов.

Наиболее полное и подробное описание достигается в математических моделях рассеивания тяжелых газов, основанных на полном гидродинамическом подходе (см., например, [1—3]), т. е. на решении уравнений гидродинамики с турбулентным переносом в трехмерном пространстве с различными моделями описания турбулентности (включая довольно сложные $k-\varepsilon$ -модели). Методы решения таких задач очень сложны и требуют большого количества вычислений [1]. Соответственно методики, основанные на такой математической модели, не могут быть оперативными.

Для моделирования поведения тяжелых газов применяют также промежуточные упрощенные гидродинамические модели. Среди них наиболее простыми можно считать так называемые *box*-модели, в которых тяжелый газ предполагается однородно распределенным в облаке. Более сложны модели стационарного слоя [5] (*steady state slab*), модели с автомодельным профилем [6; 7] (*advanced similarity models*). В них используется профилирование либо квазистационарное приближение для вертикального распределения плотности газового облака. Они дают хорошие результаты в сравнительно узком круге условий рассеяния. При относительной простоте эти методы также сопряжены с проблемой решения уравнений гидродинамики на сетках с вытекающими отсюда проблемами.

Расчеты по гидродинамическим моделям показывают, что соответствие результатов данным эксперимента сильно зависит от выбора модели турбулентности, причем для разных условий опытов лучшие результаты дают разные модели [3]. Наиболее подходящую модель невозможно выбрать заранее из общих соображений, ее приходится подбирать фактически для каждого случая. В этих условиях использование сложных моделей, основанных на прямом решении уравнений гидродинамики, представляется неоправданным.

Задача корректного учета эффектов плавучести стоит и при моделировании распространения примесей на большие расстояния. Хотя на больших расстояниях при сильном разбавлении эти эффекты перестают играть какую-либо роль в рассеивании, на начальной стадии они определяют высоту струи или облака, что решающим образом сказывается на дальнейшем поведении примеси в атмосфере.

Среди моделей, описывающих распространение нейтральных примесей, наиболее качественными являются те, которые основаны на решении полуэмпирических уравнений адвекции-диффузии в неоднородном и нестационарном поле ветра и с неоднородными коэффициентами турбулентного об-

мена. Наиболее простые из них — траекторные лагранжевы модели, в которых решение этого уравнения фактически осуществляется методом статистических испытаний [8]. Благодаря простоте и эффективности этих моделей на их основе создаются компьютерные системы прогнозирования атмосферного распространения различных загрязнителей [9].

В таких моделях примесь предполагается «нейтральной», т. е. плавучесть струи или облака примеси не учитывается. В некоторых случаях влияние плавучести может быть учтено на первой стадии переноса примеси от источника, когда струя или облако легче воздуха и стремится подняться на некоторую эффективную высоту (это высота, на которой плавучесть становится равной нулю в случае устойчивой стратификации). При дальнейшем распространении примеси плавучесть не учитывается. «Эффективная высота источника» оценивается по формулам Бриггса либо на основе специальных кодов расчета конвективных течений и струй. Такой подход достаточно обоснован, если «эффективная высота» больше исходной высоты источника (т. е. примесь поднимается), что всегда имеет место в случае фабричных труб, для которых и были получены формулы Бриггса. При тяжелой примеси (и отрицательной плавучести) «эффективная высота» меньше высоты источника, и если источник наземный, будет иметь место постоянная тенденция к опусканию примеси вниз. В этом случае влияние плавучести необходимо учитывать постоянно в процессе рассеяния в атмосфере.

В настоящее время созданы очень простые и эффективные модели для расчета конвективных течений с учетом эффектов плавучести и оценки высоты выброса. Процесс турбулентного перемешивания в этих моделях описывается одним параметром — так называемым «параметром вовлечения», определяющим скорость вовлечения окружающего воздуха в область движения струи примеси [10]. При всей простоте этот подход демонстрирует хорошее соответствие экспериментальным данным для самых разных масштабов течений [10; 11].

Однако эти модели описывают лишь два предельных режима: стационарная струя и мгновенное энерговыделение (взрыв). Ни одна из них не годится для описания переходных режимов, например, случаев, когда интенсивность выброса переменна или продолжительность выброса составляет несколько минут.

Для создания оперативных методик моделирования рассеяния тяжелых газов наиболее разумным представляется путь модификации стохастической траекторной модели переноса с целью учета эффектов плавучести. При этом каждая пробная точка или элементарное облако [8] получает свою плавучесть, которая вместе с турбулентной диффузией определяет ее траекторию.

Такой подход позволяет в рамках единого алгоритма описать как начальную стадию, включающую любую нестационарную конвекцию при отличной от воздуха плотности выброса, так и дальнейшие фазы распространения в атмосфере.

Для описания турбулентного перемешивания предлагается использовать подход «вовлечения», как в моделях конвективных течений. При таком подходе каждая лагранжева «пробная точка» представляет собой «турбулентный моль», содержащий определенное количество примеси. Перемешивание с окружающим воздухом происходит по закону вовлечения. Это позволяет найти архимедову силу, действующую на каждый «моль», и тем самым определить его вертикальное движение.

Разработанная процедура дает возможность последовательно учесть влияние эффектов плавучести на распространение тяжелых газов.

2. Основные уравнения

В траекторных лагранжевых моделях распространение облака примеси представляется одновременным движением большого количества пробных точек. При этом рассеивание примеси в атмосфере моделируется некоторым стохастическим движением, которое накладывается на регулярный перенос точек по среднему ветру. Величина случайных перемещений точек определенным образом связана с коэффициентом турбулентного перемешивания.

Численный алгоритм, реализуемый в стохастических моделях, выглядит следующим образом: на очередном временном шаге i -я точка испытывает смещение в соответствии с ветровым переносом:

$$dx_i = V_x \Delta t, \quad dy_i = V_y \Delta t, \quad dz_i = V_z \Delta t, \quad (1)$$

$$V'_z = V_z + V_g + \frac{\partial K_z}{\partial z}. \quad (2)$$

Затем каждая точка подвергается случайному смещению, величина которого определяется как

$$dx_i = (2K_x \Delta t)^{1/2} \xi, \quad dy_i = (2K_y \Delta t)^{1/2} \xi, \quad dz_i = (2K_z \Delta t)^{1/2} \xi. \quad (3)$$

В эти формулах dx_i, dy_i, dz_i обозначают величины смещения по координатам x, y, z ; V_x, V_y, V_z — соответствующие компоненты скорости ветра; Δt — шаг по времени; K_x, K_z — коэффициенты турбулентной диффузии

в горизонтальном и вертикальном направлениях; ξ — случайная величина, распределенная по нормальному закону с единичной дисперсией и нулевым математическим ожиданием.

Модификация обычной траекторной модели [8] заключается в том, что каждая из случайным образом движущихся точек делается центром отдельного облака примеси с гауссовым распределением плотности — аналогом облака в гауссовой модели. Размеры облаков растут со временем по диффузионному закону.

При этом рост облаков и величина случайных смещений подобраны таким образом, что общая дисперсия облака в целом точно соответствует решению исходного уравнения диффузии. Это обеспечивается тем, что случайные смещения центров облаков определяются теперь формулами

$$dx_i = (2K_y \alpha \Delta t)^{1/2} \xi, \quad dy_i = (2K_y \alpha \Delta t)^{1/2} \xi, \quad dz_i = (2K_y \alpha \Delta t)^{1/2} \xi, \quad (4)$$

а рост размеров облаков — формулами

$$\frac{dR^2}{dt} = 2K_y (1 - \alpha), \quad \frac{dH^2}{dt} = 2K_z (1 - \alpha), \quad (5)$$

где R — горизонтальный размер облака; H — вертикальный размер; α — параметр разделения.

Плотность в данной точке определяется суммой плотностей всех облаков.

Подробное описание модели и численного алгоритма содержится в работах [8; 11]. Использование такой гибридной методики приводит к сглаживанию результатов, что позволяет работать с небольшим количеством точек и тем самым сократить время расчета и сэкономить ресурсы.

В приведенных формулах под коэффициентом диффузии понимался коэффициент турбулентного обмена внешней (по отношению к струе выброса) атмосферы. Если рассматривается выброс газов с ненулевой плавучестью или с большим начальным импульсом, то интенсивность турбулентности, вызванной собственным движением выбрасываемых газов, может намного превосходить интенсивность атмосферной турбулентности (по крайней мере на начальной фазе). Поэтому при использовании стохастического подхода необходимо учесть турбулентный обмен, связанный с движением выбрасываемого газа. Как уже отмечалось, выбор коэффициента турбулентной диффузии неоднозначен.

В принципе этот выбор нужно делать на основе сопоставления с экспериментальными данными. Как будет показано ниже, для моделирования струй с ненулевой плавучестью коэффициент турбулентной диффузии может быть выбран в простейшем виде:

$$K = \alpha VR, \quad (6)$$

где V — скорость струи относительно окружающего воздуха; R — ее радиус; α — эмпирический коэффициент.

Будем считать, что каждая из пробных точек представляет собой «турбулентный моль», содержащий определенное количество примеси. Если температура выброса отличается от окружающей температуры, то этот «турбулентный моль» будет иметь определенный избыток тепловой энергии. Перемешивание с окружающим воздухом происходит за счет его вовлечения в объем «моля». Количество примеси при этом остается постоянным.

Определим плотность примеси C в месте, где находится i -я пробная точка. Эта плотность может быть найдена как количество точек в определенном объеме, отнесенное к этому объему, либо способом, принятым в модифицированной стохастической модели. Объем, приходящийся на одну точку, т. е. на заданное количество примеси в «турбулентном моле», есть, очевидно, $\Omega = 1/C$.

Изменение этого объема со временем связано с вовлечением в него окружающего воздуха. Тогда изменение массы моля на одном шаге по времени

$$dM = d\Omega\rho_0,$$

где ρ_0 — плотность воздуха. Если плотность в рассматриваемом объеме в начальный момент t равна ρ (и вообще отличается от ρ_0), то ее значение через временной шаг dt будет

$$\rho' = \frac{\rho\Omega + d\Omega\rho_0}{\Omega + d\Omega}. \quad (7)$$

Теперь можно определить приращения компонентов импульса «турбулентного моля» за счет вовлекаемого в него воздуха:

$$dP_x = dMV_{wx}, \quad dP_y = dMV_{yw}, \quad dP_z = (\rho - \rho_0)\Omega dt.$$

Здесь V_{wx} и V_{yw} — соответствующие компоненты скорости ветра; вертикальную скорость ветра полагаем равной нулю, а правая сторона последнего соотношения представляет собой выталкивающую силу Архимеда, действующую на выбранный «турбулентный моль». Далее, зная его импульс на седующем шаге по времени, находим новые значения компонент скорости движения:

$$V'_x = \frac{MV_x + dMV_{wx}}{M + dM}, \quad V'_y = \frac{MV_y + dMV_{yw}}{M + dM}, \quad V'_z = \frac{MV_z + (\rho - \rho_0)\Omega dt}{M + dM}. \quad (8)$$

Таким образом, мы нашли скорости регулярного движения элементарного объема струи, которыми нужно заменить регулярные скорости частиц (равные скорости ветра), входящие в формулы (1). Вместе с выражением для коэффициента турбулентного обмена типа (6) эти уравнения полностью определяют эволюцию облака пробных частиц и тем самым распространение примеси в атмосфере.

Ограничения настоящей модели связаны с тем, что мы считали давление в облаке примеси всюду равным атмосферному. В случае, когда нижняя кромка облака тяжелого газа касается поверхности земли, это может быть не так. Тогда возникает перепад давления порядка $\delta P \approx gh\delta\rho$, где h — высота облака; $\delta\rho$ — разность плотностей в облаке и в воздухе. Этот перепад приводит к появлению скоростей порядка $V = (gh\delta\rho/\rho)^{1/2}$. Модель применима в том случае, если исходная скорость движения струи или облака превосходит указанную скорость.

3. Проверка модели, тестовые расчеты

Модель проверялась на простейших достаточно изученных примерах движения турбулентных термиков (плавучих облаков близкой к сферической формы) и стационарных струй.

Как известно, движение плавучего термика в нестратифицированной атмосфере носит автомодельный характер [12]. Его радиус растет со временем пропорционально пройденному расстоянию, а скорость движения падает, причем $R \propto X \propto t^{1/2}$, $V \propto t^{-1/2}$.

В случае нейтрального термика (т. е. облака газа с плотностью воздуха, имеющего начальный импульс) также имеется автомодельный режим движения [13]. В этом случае $R \propto X \propto t^{1/4}$, $V \propto t^{-3/4}$.

Хорошо известно [14], что для турбулентной затопленной струи имеет место соотношение

$$VR = \text{const} ,$$

где V — скорость струи в данном сечении; R — ее радиус в том же сечении.

Горячая стационарная вертикальная струя с малым начальным импульсом, которая поднимается под действием сил плавучести, характеризуется тем, что для нее имеет место [14] соотношение

$$VR^{1/3} = \text{const} .$$

На рис. 1 показан вид последовательных положений сферического облака и газовой струи. Как и должно быть, радиус струи и термика пропорционален расстоянию от источника.

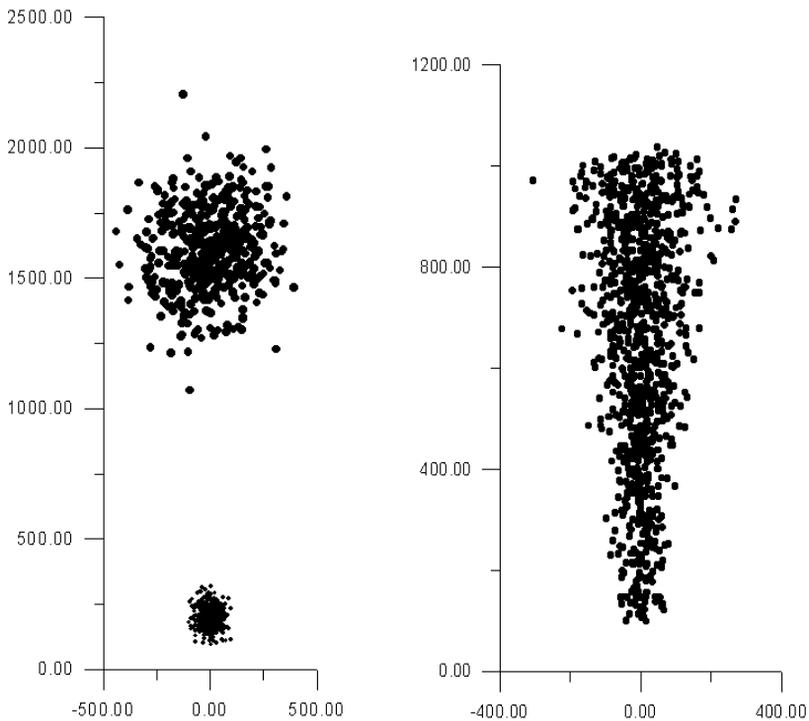


Рис. 1. Общий вид облака мгновенного выброса и квазистационарной струи

На рис. 2 представлено сопоставление расчетных характеристик газового облака с рассмотренными выше автомодельными решениями. Сверху показаны результаты для облака с плавучестью, снизу — без плавучести, но с начальной скоростью.

Результаты сопоставления расчетов по модели с теоретическими данными для струй даны на рис. 3. Здесь показаны зависимости величин VR и $VR^{1/3}$ (для затопленной и плавучей струи соответственно) от расстояния данного сечения струи от источника.

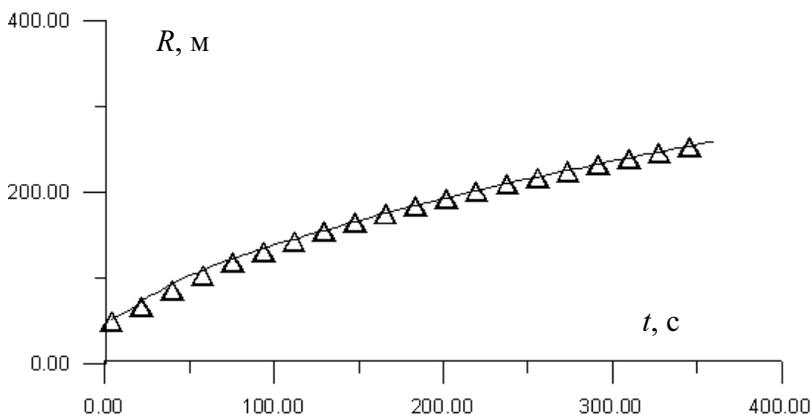
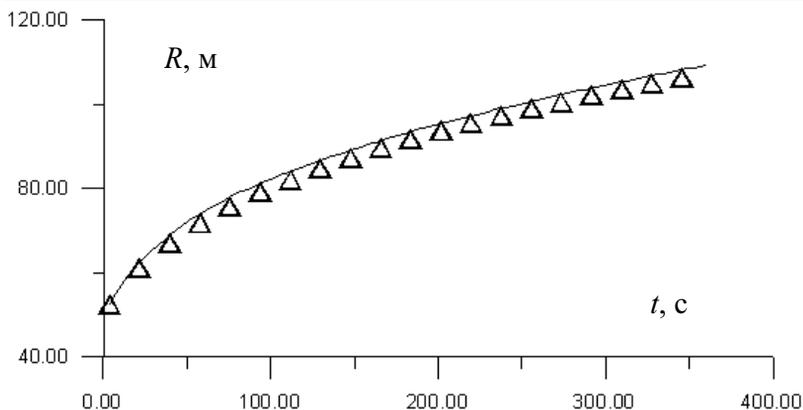


Рис. 2. Зависимость радиуса облака мгновенного выброса от времени в разных режимах: сверху — затопленное облако с начальным импульсом, снизу — плавучее облако с нулевой начальной скоростью; точки — расчет по модели, кривые — соответствующие автомодельные решения

Отметим, что результаты для облаков значительно более гладкие, чем для струй. Это связано с тем, что в случае облака указанные параметры (радиус и скорость) получаются усреднением по значительно большему количеству точек, чем в случае струй. В первом случае в усреднении участвуют практически все точки облака, тогда как во втором — лишь малая часть общего числа точек, приходящаяся на ближайшую окрестность данного сечения.

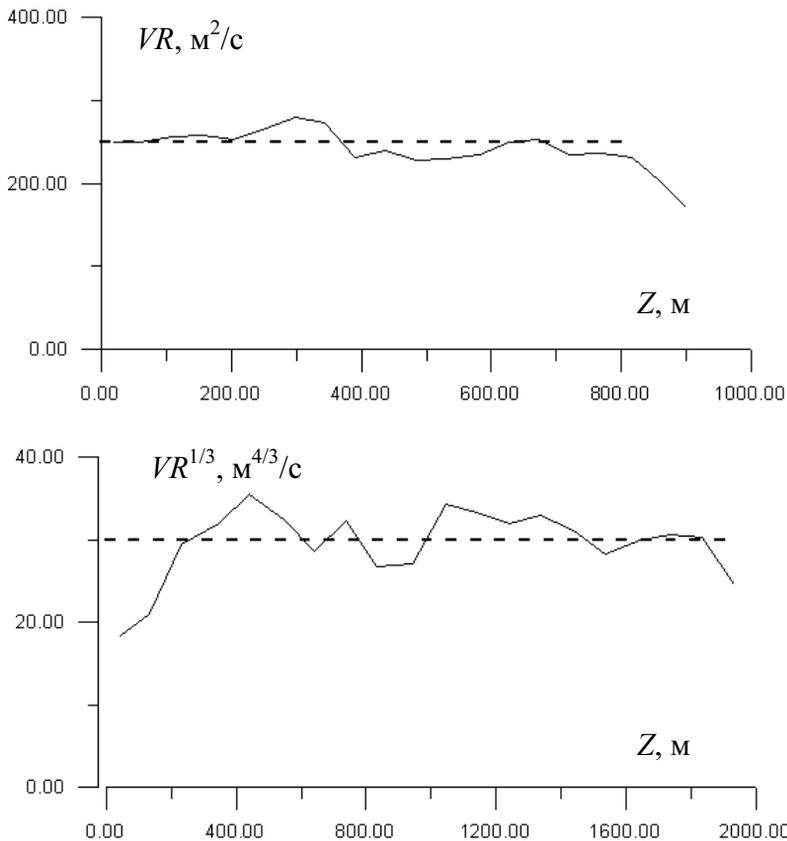


Рис. 3. Сопоставление расчетных и теоретических характеристик струй: сверху — затопленная струя, снизу — горячая струя; прямые линии — теоретические значения

Результаты показывают, что представленная модель достаточно хорошо описывает течения в виде струй и компактных газовых облаков.

На рис. 4 и 5 представлены некоторые характерные результаты модельных расчетов на основе предлагаемой модели. Рис. 4 демонстрирует характерную разницу при рассеивании газовых струй легкого (L), тяжелого (H) и нейтрального (N) газов. Эффекты плавучести в сильной мере определяют вертикальные размеры струи и, следовательно, приземные концентрации примесей.

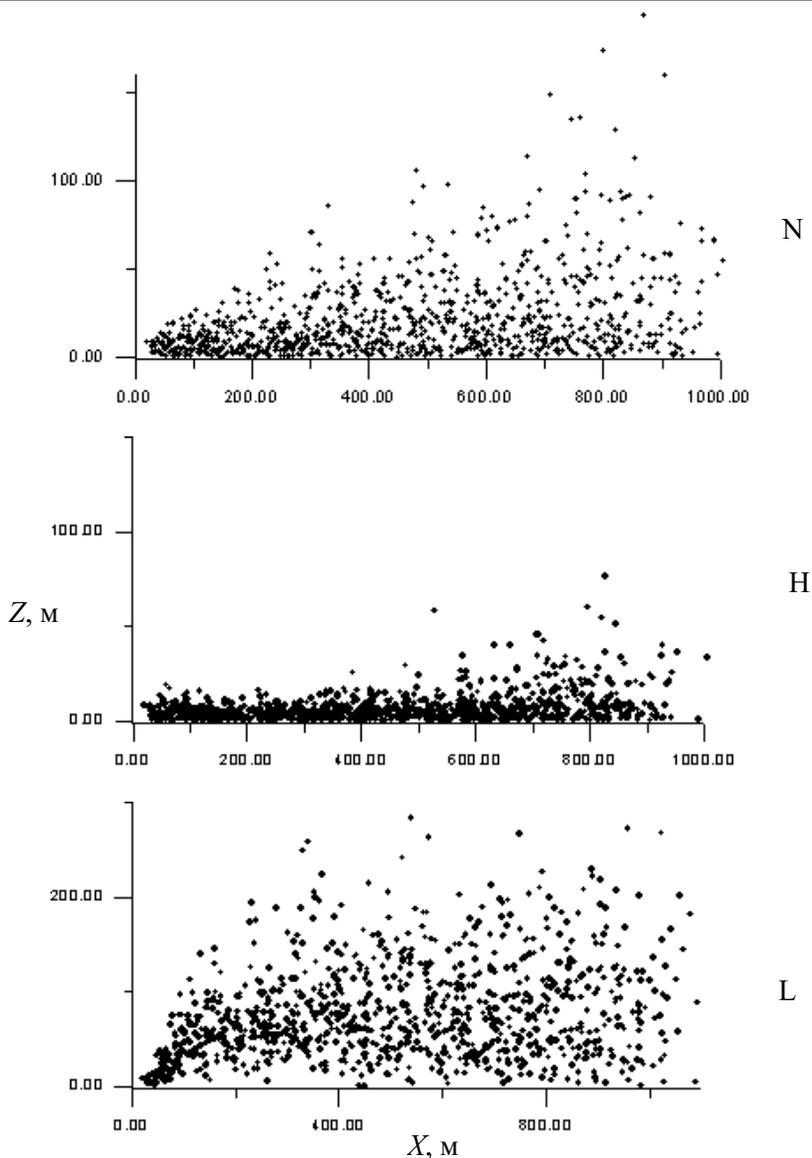


Рис. 4. Вид сбоку струи, распространяющейся по ветру (5 м/с) от приземного источника со скоростью истечения 3 м/с: сверху вниз соответственно — нейтральный газ (N) (с плотностью воздуха), легкий газ (L), тяжелый газ (H)

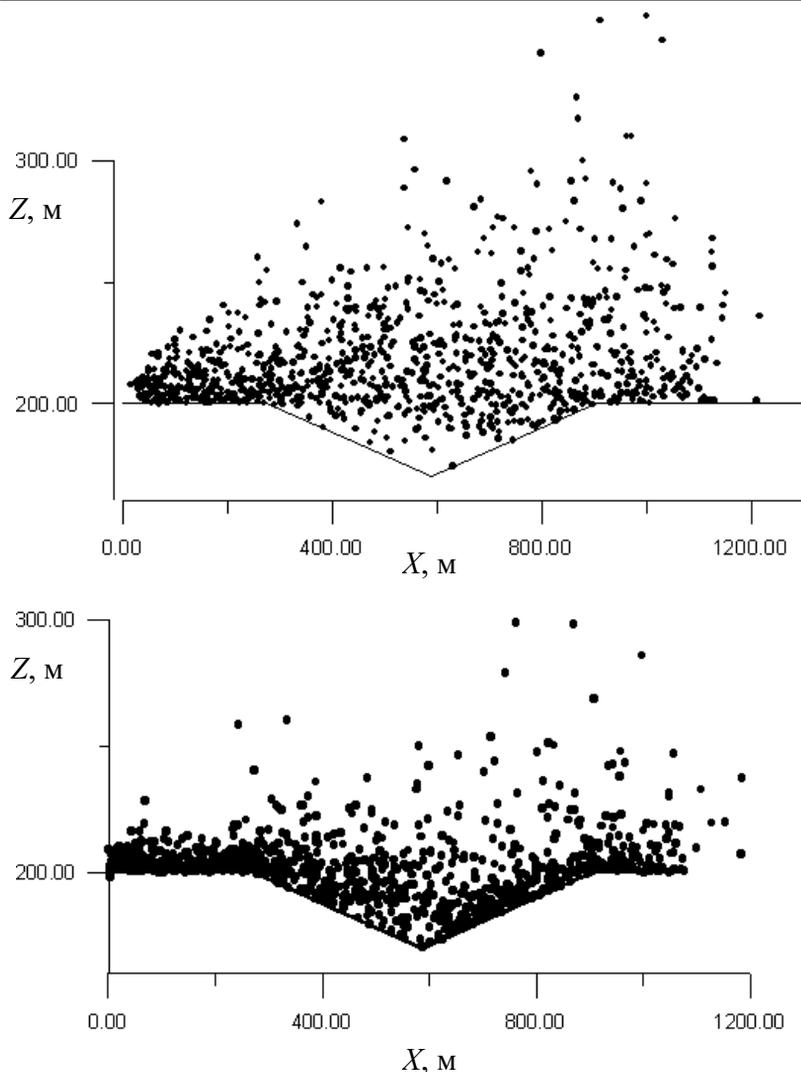


Рис. 5. Распространение тяжелого газа над оврагом

На рис. 5 представлены расчетные картины распространения газа из протяженного источника без начальной скорости (испарение с поверхности лужи). Распространение происходит по ветру над рельефом с оврагом. Сверху — случай нейтрального газа, внизу — тяжелый газ. Расчет демонстрирует эффект заполнения тяжелым газом пониженных мест — на дне оврага значительно бóльшая концентрация тяжелого газа.

4. Заключение

Представленная модель рассеивания в атмосфере газов с отличной от воздуха плотностью является прямым расширением лагранжевой траекторной стохастической модели атмосферного переноса. Эффекты плавучести в ней учтены естественным образом путем приписывания каждой из пробных точек своих массы и объема. Это позволяет в рамках единого простого алгоритма моделировать как начальную стадию выброса, где плавучесть и начальный импульс играют решающую роль, так и поздние стадии пассивного переноса.

Приведенные примеры расчета поведения тяжелого газа демонстрирует характерные эффекты, такие как «сплющивание» струи тяжелого газа, затекание в пониженные места.

Как и базовая лагранжева модель, настоящая модель может быть основой для оперативной компьютерной системы прогнозирования обстановки.

Литература

1. *Едигаров А. В.* Численный расчет турбулентного течения холодного течения газа в атмосфере // Журн. вычисл. математики и мат. физики. — 1991. — Т. 31. — № 9. — С. 1369—1380.
2. *Riou Ya. J., Saab A. E.* A Three-Dimensional Numerical Model for the Dispersion of Heavy Gases Over Complex Terrain // The 15th NATO/CCMS International Technical Meeting on Air Pollution Modeling and its Application, St. Louis, Missouri, U.S.A., April 15—19, 1985. — P. 743—755.
3. *Едигаров А. В.* Численный анализ различных моделей турбулентного переноса в задаче диффузии тяжелого газа // Инж.-физ. журн. — 1991. — Т. 61. — № 3. — С. 301.
4. *McQuaid J.* Overview of Current State of Knowledge on Heavy Gas Dispersion and Outstanding Problems/Issues / Heavy Gas (LNG/LPG) Workshop. — Toronto, 1985.
5. *Ermac D. L., Chan S. T.* A Study of Heavy Gas Effects on the Atmospheric Dispersion of Dense Gases // The 15th NATO/CCMS International Technical Meeting on Air Pollution Modeling and its Application., St. Louis, Missouri, U.S.A., April 15—19, 1985. — P. 723—742.
6. *Colenbrander G. W.* A Mathematical Model for the Transient Behaviour of Dense Vapor Clouds // 3rd International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. — Basle, Switzerland, 1980.

7. *Colenbrander G. W., Puttock J. S.* Dence Gas Dispersion Behavior: Experimental Observations and Model Developments // 4th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. — Harrogate, England, 1983.
8. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др.* Компьютерная система НОСТРАДАМУС для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно опасных объектах // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 19—30.
9. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др.* Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 31—34.
10. *Бекряев В. И.* Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере // Труды ЛТМИ. — 1972. — Вып. 45.
11. *Arutunjan R. V., Bolshov L. A., Belikova G. V. et al.* Models of Radionuclides Transport in Atmosphere from Integrated Software Package “NOSTRADAMUS”. — Moscow, 1994. — (Preprint / IBRAE; IBRAE-94-31).
12. *Гостинцев Ю. А., Матвеев Ю. С., Небогатов В. Е., Солодовник А. Ф.* К вопросу о физическом моделировании турбулентных термиков // Журн. приклад. механики и техн. физики. — 1986. — № 6. — С. 53—57.
13. *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. — М.: Наука, 1977.
14. *Hanna S. R., Briggs G. A., Hosker R. P.* Handbook on Atmospheric Diffusion / Technical Information Center, U.S. Department of Energy. — [S. l.], 1982. — 91 p.

Восстановление параметров источника выброса с помощью лагранжевой модели атмосферного переноса примеси

*В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин,
О. С. Сороковикова, Ю. В. Катыхков*

1. Введение

Принятие решений в кризисных ситуациях, связанных с выходом опасных материалов в окружающую среду, требует развития математических методов прогнозирования как ближайших, так и отдаленных последствий.

Наиболее остро задача оперативного прогнозирования стоит в случае выброса в атмосферу в газовой и/или аэрозольной форме. Перенос газов и аэрозолей в атмосфере — самый быстрый механизм распространения загрязнений на ранней фазе инцидента, в первые часы и сутки. В атмосфере загрязняющие вещества могут быстро переноситься на большие расстояния и приводить к загрязнению почвы и гидрологической сети за счет выпадения аэрозольных частиц на почву и поверхность водоемов.

Одной из главных проблем в прогнозировании рассеивания в атмосфере опасных веществ является неопределенность и неполнота входных данных. Особенно это касается сведений об источнике на ранней фазе инцидента. В этой связи большое значение имеет возможность оперативного восстановления параметров источника по данным измерений и последовательное уточнения прогноза на основе восстановленных данных. Очевидно, что возможность повышения достоверности прогноза развития обстановки за счет оценки параметров источника по измерениям на месте имеет принципиальное значение в кризисных ситуациях, связанных с аварийными выбросами в атмосферу.

Проблема прогнозирования атмосферного переноса и восстановления параметров источника выброса актуальна для многих отраслей индустрии — атомной энергетики, химических производств, газовой индустрии. Поэтому методы оценки размера утечки загрязнений в атмосферу усиленно разрабатываются и исследуются в интересах многих отраслей с учетом их специфики. В настоящее время известно много различных подходов и методов решения этой задачи. Все они учитывают особенности исходных условий процесса распространения загрязнений.

Так, в газовой отрасли методы оценки интенсивности выхода природного газа в атмосферу разрабатываются в связи с неизбежными утечками при-

родного газа на всех элементах технологической цепи (на объектах добычи, переработки и транспортировки). В этом случае, как правило, приходится иметь дело с квазистационарной струей, вытекающей, например, из поврежденного трубопровода. Это обстоятельство позволяет использовать методы оценки размера утечки, которые можно назвать «безмодельными». Это означает, что они не требуют применения каких-либо моделей атмосферного рассеивания, служащих для расчета концентрации в пространстве от заданного источника. Подобные методы полностью свободны от недостатков «модельных» способов восстановления источника, связанных с неопределенностями самих моделей переноса и математической некорректностью «обратной задачи».

Один из таких методов заключается в определении потока газа через некоторое сечение горизонтального участка струи с повышенной концентрацией метана, формирующейся от источника и вытянутой в направлении ветра. Для этого необходимо измерить интеграл концентрации метана по площади данного сечения струи. После умножения на скорость ветра получается искомый размер утечки. Необходимые измерения могут быть выполнены путем непрерывного сканирования концентрации метана вдоль горизонтальных траекторий, пересекающих струю на разных высотах, с помощью датчика, размещенного на вертолете или самолете. Таким образом, метод требует довольно значительного объема измерений концентрации в воздухе в определенных точках пространства, что может быть практически реализовано с использованием авиационной техники. Этот метод оценки интенсивности источника подробно описан в работах [1; 2].

Другой прямой («безмодельный») метод заключается в следующем. Рядом с неизвестным источником устанавливается известный калиброванный источник другого газа. В некоторой удаленной точке (на расстоянии, которое много больше расстояния между источниками) измеряется концентрация обоих газов. Независимо от погодных условий коэффициент разбавления для них в данной точке один и тот же, и их концентрации должны быть пропорциональны интенсивностям источников. В этом случае ответ может быть в принципе получен путем измерения концентраций всего лишь в одной точке.

В принципе оба метода могут быть модифицированы для оценки импульсных кратковременных источников. В первом случае это потребует помимо поперечного сканирования еще и сканирования вдоль направления ветра, во втором — импульсного дополнительного источника.

Большое достоинство описанных методов состоит в том, что они являются прямыми, т. е. дают ответ непосредственно, без вычислений, не зависят от метеорологических условий и не требуют никаких моделей атмосферного переноса. Вместе с тем они имеют существенные недостатки: необходи-

мость пространственных измерений строго в сечении струи, что не может быть осуществлено с помощью стационарных датчиков, а также необходимость установки пробного источника. Ни одна из методик не позволяет восстановить положение источника.

Для интересующего нас случая, а именно анализа распространения загрязнений в кризисных ситуациях, связанных с авариями или террористическими актами, эти недостатки, по-видимому, являются решающими. Кризисные ситуации характеризуются следующим:

- нестационарным, по всей вероятности, характером источника;
- быстрым развитием ситуации, отсутствием достаточного времени для организации полномасштабных измерений концентраций в пространстве с помощью подвижных сенсоров;
- малым количеством данных о концентрациях вблизи поверхности земли от стационарно размещенных датчиков, возможно, не на оси следа загрязнения.

В таких условиях прямые методы малоэффективны, и более подходящими являются методы, основанные на использовании моделей атмосферного переноса. По существу в этих методах недостаток входной информации о распределении концентрации восполняется расчетным путем, за счет модели переноса.

В самом общем виде задача определения параметров источника с использованием измерений концентраций в разных точках может быть сформулирована как обратная задача атмосферного переноса. «Входными» данными для нее являются измеренные в концентрации, а результатом — характеристики источника. При этом метеорологические параметры считаются заданными.

Прямая задача, т. е. расчет распределения концентраций в пространстве от заданного источника, решается с помощью различных моделей атмосферного переноса. Решение обратной задачи «привязано», таким образом, к модели атмосферного переноса, которая используется для решения прямой задачи. Следовательно, оно требует той же информации (в частности, о коэффициентах турбулентной диффузии), что необходима для решения прямой задачи.

Примеры решения обратной задачи для разных моделей атмосферного переноса применительно к чернобыльским выпадениям можно найти, например, в работах [3; 4]. Недостаток этих работ — отсутствие оценок точности получаемых результатов. Такие оценки сделаны, например, в работе [5], в которой разработана методика решения обратной задачи на основе простейшей модели гауссова факела.

В настоящей работе предлагается метод решения обратной задачи для более сложной лагранжевой траекторной стохастической модели, которая используется в системе НОСТРАДАМУС.

Обратные задачи, как известно, относятся к числу некорректно поставленных. Это означает, вообще говоря, отсутствие однозначного решения и сильную чувствительность результата к изменению входных данных. Имеющаяся всегда погрешность измерений приводит к неопределенности результата. На эту неопределенность накладываются неопределенности метеорологической информации и параметров самой модели переноса. Расчет для конкретных примеров (Кыштымский след [5]) показывает, что неопределенности в результатах решения могут быть значительны.

Решение обратной задачи восстановления параметров источника существенно упрощается, когда зависимость измеряемых величин от этих параметров является линейной. Это имеет место, если речь идет о восстановлении интенсивности источника нейтральной примеси, т. е. примеси, не имеющей плавучести. Тогда зависимость концентраций, выпадений и других «выходных» величин от интенсивности источника является линейной. При этом значения вектора полных активностей \vec{q} могут быть получены «за один проход», т. е. за один запуск модели расчета концентраций в произвольной точке.

Однако если выбрасываемое в атмосферу вещество является тяжелым или легким газом, который обладает собственной плавучестью, это свойство линейности теряется. Зависимость концентрации в данной точке от мощности выброса уже нелинейна и не взаимно-однозначна, что может приводить к неоднозначности восстановления параметров источника [5].

В данной работе для решения прямой задачи используется лагранжева траекторная стохастическая модель атмосферного переноса, включенная в систему НОСТРАДАМУС, используемую для прогнозирования радиационной обстановки при аварийных выбросах на АЭС [6; 7].

Дается методика восстановления нескольких параметров источника на основе этой модели. В качестве восстанавливаемых параметров в данном случае берутся полные активности нескольких групп аэрозольной составляющей выброса, имеющих разные скорости сухого осаждения, и высота источника. Горизонтальные координаты считаются известными.

Методика с несколькими группами аэрозолей отработана и проверена на искусственных данных. При этом в качестве входных данных используется плотность выпадений аэрозолей.

Проведена также ее проверка на реальных данных эксперимента. Здесь используется серия из четырех экспериментов, проведенная в KfK (Карлсруэ, Германия), которая подробно описана в [8]. Эти данные использовались для верификации модели НОСТРАДАМУС. Для этого ряда данных восстанавли-

ваемых параметров два — полная интенсивность выброса (в качестве трассера использовался газ) и высота источника. Входными данными служат проинтегрированные по получасовому интервалу приземные концентрации трассера в разных точках и на разных временных интервалах.

Как уже отмечалось, большое значение имеет то, является ли в рамках этой модели переноса зависимость величин, используемых как входные (концентраций и/или плотности выпадений), от восстанавливаемых параметров линейной. Если она линейная, методика просто обобщается в рамках метода наименьших квадратов. При этом требуется лишь один запуск модели переноса для решения прямой задачи. В противном случае необходимо применять иные методы минимизации функционала, что требует, вообще говоря, многократных расчетов решения прямой задачи.

В методике восстановления, разработанной для кода НОСТРАДАМУС, выбран простейший метод минимизации — простой перебор. Это наиболее надежный метод, поскольку он не чувствителен к наличию локальных минимумов в области поиска. В то же время при малом числе восстанавливаемых параметров (один-два) решение может быть получено достаточно быстро. При увеличении числа параметров объем вычислений резко растет, время расчета становится неприемлемо большим, и необходимо использовать более экономичные методы минимизации.

Ниже даются описание обобщенного метода наименьших квадратов для восстановления групповых активностей, оценка статистических характеристик результатов решения обратной задачи, а также результаты расчетов с использованием искусственных и реальных данных.

2. Методика восстановления параметров выброса

Аэрозольная составляющая выброса радиоактивных материалов состоит из частиц с разными размерами, физико-химическими свойствами и скоростями сухого осаждения. Предполагается, что выброс можно разделить на ряд групп, каждая из которых имеет свою скорость сухого осаждения. В качестве восстанавливаемых характеристик источника были выбраны высота источника выброса h и вектор полных активностей групп радионуклидов с различными скоростями сухого осаждения

$$\vec{q}^T = \{q_1, q_2, \dots, q_M\},$$

где M — количество групп; индекс T обозначает транспонированную матрицу.

Исходными данными являются компоненты вектора измеренных значений суммарной поверхностной активности ($\text{Бк}/\text{м}^2$):

$$\vec{a}^T = \{a_1, a_2, \dots, a_N\},$$

где N — количество измеренных данных, $N > M$.

Мы предполагаем, что при заданной высоте источника h плотности выпадений в разных точках определяются линейным соотношением

$$\vec{a} = \hat{A}\vec{q},$$

где \hat{A} — $M \times N$ — матрица регрессоров, т. е. значений плотности выпадений в точках наблюдения, рассчитанных с помощью модели при единичных компонентах вектора \vec{q} . Эта матрица вычисляется только один раз и может быть получена при одном запуске модели переноса. Зависимость компонентов вектора \vec{a} от высоты выброса h является нелинейной. Поэтому для получения значений \vec{a} при разных значениях h необходимо производить расчет по модели для каждого значения h . Это определяет методику восстановления нескольких величин включая высоту и групповые активности.

В начале процедуры восстановления диапазон возможных значений высоты источника выброса разбивается на K интервалов. Методика восстановления состоит в нахождении стохастического решения при различных значениях высоты h_k ($k = 1, 2, \dots, K$) и единичной интегральной активности каждой из групп радионуклидов. Для каждой из высот h_k рассчитываются элементы матрицы значений поверхностной активности A_{mn} в точках наблюдения r_n ($n = 1, 2, \dots, N$) для каждой из m групп радионуклидов ($m = 1, 2, \dots, M$). Далее вычисляются компоненты вектора \vec{q} , при которых отклонение расчетных плотностей выпадений от измеренных минимально, и само это отклонение (при заданной высоте h_k). За восстановленное значение высоты принимается то, для которого отклонение является наименьшим. Таким образом, для восстановления высоты реализуется метод перебора. Он наиболее прост, надежен и при небольшом количестве восстанавливаемых параметров вполне приемлем по количеству вычислений.

Активности выброса (при заданной высоте) восстанавливаются методом наименьших квадратов. Ниже дается анализ погрешности метода наименьших квадратов с учетом флуктуаций решения стохастической модели, погрешностей измерения и возмущений регрессионной модели.

Вследствие стохастического характера используемой модели распространения матрица \hat{A} может быть представлена в виде

$$\hat{A} = \hat{B} + \hat{\Delta}, \quad (1)$$

где \hat{B} — матрица неизвестных истинных значений поверхностной активности с элементами B_{nm} ; $\hat{\Delta}$ — матрица квазислучайных флуктуаций, обусловленных стохастическим характером решения, с элементами Δ_{nm} .

Уравнение регрессии с неизвестной истинной матрицей регрессоров \hat{B} имеет вид

$$\bar{a} = \hat{B}\bar{q} + \bar{\psi}, \quad (2)$$

где вектор $\bar{\psi}$ описывает случайные отклонения, связанные со случайными возмущениями регрессионной модели и с ошибками наблюдений.

Предполагается, что математическое ожидание компонент вектора $\bar{\psi}$ $E\{\bar{\psi}\} = 0$. Если с помощью соотношения (1) в уравнении (2) заменить неизвестную матрицу \hat{B} на известную из результатов моделирования матрицу \hat{A} , получим следующую регрессионную зависимость:

$$\bar{a} = \hat{A}\bar{q} + \bar{\psi} - \hat{\Delta}\bar{q}. \quad (3)$$

Анализ экспериментальных данных, в частности, данных по загрязненности территорий в результате аварии на Чернобыльской АЭС [9], показывает, что флуктуации плотности выпадений статистически независимы даже в близких точках и имеющие данные не противоречат предположению о нормальном или логнормальном распределении. Тогда статистическая неоднородность случайных возмущений $\bar{\psi}$ может быть приблизительно представлена следующим образом:

$$\psi_n \approx \varphi_n \alpha_n, \quad (4)$$

где α_n — среднее значение (точнее, математическое ожидание) суммарной поверхностной активности:

$$\alpha_n = E\{\alpha_n\} = (\hat{B}\bar{q})_n, \quad (5)$$

а величина φ_n является нормально распределенной и статистически однородной с нулевым математическим ожиданием.

С другой стороны, на основании исследования флуктуаций решения стохастической модели матрицу $\hat{\Delta}$ можно представить в виде

$$\lambda_{nm} = \Delta_{nm} / B_{nm} \approx \lambda_n. \quad (6)$$

Таким образом, матрица \hat{A} может быть представлена следующим образом:

$$\hat{A} = (\hat{I} + \hat{\Lambda})\hat{B} \quad \text{или} \quad \hat{\Delta} = \hat{\Lambda}\hat{B}, \quad (7)$$

где \hat{I} — единичная матрица, а элементы матрицы $\hat{\Lambda}$ суть

$$\Lambda_{nm} = \lambda_n \delta_{nm}. \quad (8)$$

Введенные в соотношениях (4), (6) и (8) величины φ_n и λ_n предполагаются нормально распределенными, статистически однородными и независимыми случайными величинами с нулевыми средними.

$$E\{\varphi_n\} = 0, \quad E\{\lambda_n\} = 0, \quad E\{\varphi_n \lambda_n\} = 0, \quad (9)$$

$$E\{\varphi_m \varphi_n\} = \varphi^2 \delta_{mn}, \quad E\{\lambda_m \lambda_n\} = \lambda^2 \delta_{mn}, \quad n, m = 1, 2, \dots, N. \quad (10)$$

Преобразуем уравнение регрессии (3) к уравнению регрессии со статистически однородными флуктуациями. Для этого введем матрицу преобразования

$$\hat{P} = \text{diag}\{\alpha_1^{-1}, \dots, \alpha_N^{-1}\}. \quad (11)$$

Умножая уравнение (3) на \hat{P} , получим

$$\bar{z} = \hat{X}\bar{q} + \bar{\eta}, \quad (12)$$

где

$$\bar{z} = \hat{P}\bar{a}, \quad \hat{X} = \hat{P}\hat{A}, \quad (13)$$

$$\bar{\eta} = \hat{P}(\bar{\psi} - \hat{\Lambda}\hat{B}\bar{q}) = \bar{\varphi} - \bar{\lambda}. \quad (14)$$

В рамках сделанных выше предположений относительно особенностей флуктуаций наблюдаемых и моделируемых значений поверхностной активности (9), (10) преобразованная таким способом относительная дисперсия данных наблюдений (14) приблизительно одинакова для всех точек: $E\{\eta_n^2\} \approx \eta^2$.

Вектор оценок интегральных активностей определяется в рамках метода наименьших квадратов, т. е. ищется такое значение вектора \bar{q} , при котором остаточная сумма квадратов

$$S(\bar{q}) = (\bar{z} - \hat{X}\bar{q})^T (\bar{z} - \hat{X}\bar{q}) \quad (15)$$

достигает минимума. Минимизация суммы (15) приводит к уравнению

$$\hat{X}^T \hat{X} \bar{q} = \hat{X}^T \bar{z}. \quad (16)$$

Так как вектор значений средней активности $\bar{\alpha}$ неизвестен, соответственно неизвестна и матрица преобразований \hat{P} , и нахождение оценок \hat{q}' осуществляется с помощью итерационной процедуры [10]:

$$\begin{aligned} \hat{P}^{(i)} &= \text{diag} \left\{ \left(\alpha_1^{(i-1)} \right)^{-1}, \dots, \left(\alpha_N^{(i-1)} \right)^{-1} \right\}, \\ \bar{q}^{(i)} &= \left[\hat{A}^T \hat{\Omega}^{(i)} \hat{A} \right]^{-1} \hat{A}^T \hat{\Omega}^{(i)} \bar{a}, \\ \hat{\Omega}^{(i)} &= \left(\hat{P}^{(i)} \right)^T \hat{P}^{(i)} = \left(\hat{P}^{(i)} \right)^2. \end{aligned} \quad (17)$$

На первом итерационном шаге ($i=1$) вместо неизвестных значений $\bar{\alpha}$ подставляются соответствующие результаты измерений:

$$\bar{\alpha}^{(0)} = \bar{a}.$$

На втором и последующих шагах вместо неизвестных значений α подставляются оценки вектора \bar{a} , полученные на предыдущем шаге:

$$\bar{\alpha}^{(i-1)} = \bar{a}^{(i-1)} = \hat{A} \bar{q}^{(i-1)}, \quad i > 1.$$

Матрицы преобразований $\hat{P}^{(j)}$ и $\hat{\Omega}^{(j)}$ на последнем, J -м шаге итераций представляем в виде

$$\hat{P}' \equiv \hat{P}^{(j)} \approx \left(\hat{I} + \hat{\Gamma} \right) \hat{P}, \quad \hat{\Omega}' \equiv \hat{\Omega}^{(j)} = \hat{P}'^T \hat{P}', \quad (18)$$

причем для элементов диагональной матрицы $\hat{\Gamma}$, которая определяет отклонение от точной матрицы преобразования \hat{P} , имеют место соотношения

$$\Gamma_{mm} = \gamma_m \delta_{mm}, \quad E \{ \gamma_m \gamma_n \} = \gamma^2 \delta_{mn}, \quad m, n = 1, 2, \dots, N. \quad (19)$$

Векторы оценок групповых активностей и дисперсия данных измерений на последнем шаге итераций определяются выражениями

$$\bar{q}' = [\hat{A}'^T \hat{W}' \hat{A}']^{-1} \hat{A}'^T \hat{W}' \bar{a}, \quad (20)$$

$$\bar{a}' = \hat{A} \bar{q}', \quad (21)$$

$$\eta'^2 = \frac{(\bar{a} - \bar{a}')^T \hat{\Omega}' (\bar{a} - \bar{a}')}{N - M}. \quad (22)$$

Очевидно, что среднеквадратичное отклонение η' является оценкой относительных флуктуации данных наблюдений по отношению к неизвестному вектору средних значений \bar{a} .

После проведения расчетов для всех значений высоты h_k определяется значение k , при котором оценка дисперсии η'^2 в (22) достигает минимума. Оценками параметров источника являются соответствующее этой минимальной дисперсии значение высоты выброса h' и рассчитанный для этого значения высоты вектор оценок интегральных активностей \bar{q}' (20).

3. Статистические характеристики восстанавливаемых параметров

Как уже отмечалось, отклонения стохастического решения модели от средних значений и отклонения измеренных величин от рассчитанных представляются как случайные величины, причем их статистические характеристики предполагаются известными. Эти характеристики определяются соотношениями (9) и (10). Постулировав статистические свойства отклонений, можно определить статистические свойства решений задачи (15)—(16).

Уравнение (16) на последнем шаге итерации имеет вид

$$\hat{X}'^T \hat{X}' \bar{q}' = \hat{X}'^T \bar{z}', \quad (23)$$

$$\hat{X}' = \hat{P}' \hat{A}, \quad \bar{z}' = \hat{P}' \bar{a}. \quad (24)$$

Используя соотношения (7) и (18), можно показать, что

$$\hat{X}' = (\hat{I} + \hat{\Gamma}) (\hat{I} + \hat{\Lambda}) \hat{Y}, \quad (25)$$

$$\bar{z}' = (\hat{\Gamma} + \hat{\Gamma}') (\hat{Y} \bar{q} + \bar{\varphi}), \quad (26)$$

где

$$\hat{Y} = \hat{P} \hat{B}. \quad (27)$$

После подстановки выражений (24), (25) и (26) в уравнение (23) получаем

$$\hat{Y}^T (\hat{\Gamma} + \hat{\Gamma}')^2 (\hat{\Gamma} + \hat{\Lambda})^2 Y \bar{q}' = \hat{Y}^T (\hat{\Gamma} + \hat{\Gamma}')^2 (\hat{\Gamma} + \hat{\Lambda}) (\hat{Y} \bar{q} + \bar{\varphi}). \quad (28)$$

Статистические характеристики восстановленных параметров исследуем в приближении малых флуктуаций данных измерений и результатов моделирования [11]. С этой целью представим вектор оценок \bar{q}' в виде суммы последовательных приближений:

$$\bar{q}' = \bar{q} + \bar{q}^{(1)} + \bar{q}^{(2)} + \dots, \quad (29)$$

которые пропорциональны соответствующим степеням малых величин:

$$|\bar{q}^{(k)}| \propto \lambda_k, \varphi_k, \lambda_k, \quad k = 1, 2, \dots$$

Подставляя разложение (29) в уравнение (28) и сохраняя только члены первого порядка малости по γ, φ, λ , получаем решение для первого приближения $\bar{q}^{(1)}$:

$$\bar{q}^{(1)} \approx (\hat{Y}^T \hat{Y})^{-1} \hat{Y}^T (\bar{\varphi} - \bar{\lambda}). \quad (30)$$

Отсюда может быть получено выражение для матрицы корреляции восстановленных групповых активностей:

$$V(\bar{q})_{ij} \equiv E \left\{ (q'_i - q_i) (q'_j - q_j) \right\} \approx E \left\{ q_i^{(1)} (q_j^{(1)})^T \right\} = E \left\{ \bar{q}^{(1)} (\bar{q}^{(1)})^T \right\},$$

$$i, j = 1, 2, \dots, M.$$

Используя выражение для $\bar{q}^{(1)}$ (30) и учитывая, что

$$E \left\{ (\bar{\varphi} - \bar{\lambda}) (\bar{\varphi} - \bar{\lambda})^T \right\} = \hat{\Gamma} (\varphi^2 + \lambda^2) = \hat{\Gamma} \eta^2$$

в силу соотношений (9), (10) и (14), получим окончательно

$$\hat{V}(\bar{q}) = (\hat{Y}^T \hat{Y})^{-1} (\varphi^2 + \lambda^2) = (\hat{Y}^T \hat{Y})^{-1} \eta^2. \quad (31)$$

Диагональные элементы матрицы корреляции определяют дисперсии оценок интегральных активностей:

$$\sigma^2(q_j) = (V(\bar{q}))_{jj}. \quad (32)$$

Таким образом, флуктуации различной природы вносят аддитивный вклад в значения элементов матрицы корреляции.

Решение уравнения (28) для второго приближения

$$\bar{q}^{(2)} \approx (\hat{Y}^T \hat{Y})^{-1} \left[\hat{Y}^T (\hat{\Gamma}^2 + 4\hat{\Gamma}\hat{\Lambda} + \hat{\Lambda}^2) \hat{Y} \bar{q} - 2\hat{Y}^T (\hat{\Gamma} + \hat{\Lambda}) \hat{Y} \bar{q}^{(1)} \right] \quad (33)$$

определяет смещение полученных оценок:

$$\bar{b} = E\{\bar{q}'\} - \bar{q} \approx E\{\bar{q}^{(2)}\} = (\hat{Y}^T \hat{Y})^{-1} \left[\hat{Y}^T \hat{F}_1 \hat{Y} \bar{q} - 2\hat{Y}^T \hat{F}_2 \right], \quad (34)$$

где

$$\hat{F}_1 = E\{\hat{\Gamma}^2 + 4\hat{\Gamma}\hat{\Lambda} + \hat{\Lambda}^2\}, \quad (35)$$

$$\hat{F}_2 = E\{(\hat{\Gamma} + \hat{\Lambda}) \hat{Y} \bar{q}^{(1)}\}. \quad (36)$$

В выражение для смещения вошли элементы диагональной матрицы $\hat{\Gamma}$, определяемой соотношением (19). Они могут быть выражены через элементы известных векторов флуктуаций $\bar{\varphi}$ и $\bar{\lambda}$.

С использованием выражений (7), (8), (21) и (29) оценка для среднего значения суммарной поверхностной активности может быть записана в виде

$$\alpha'_i = a'_i = (\hat{A} \bar{q}')_i \approx \alpha_i \left[1 + \lambda_i + (\hat{Y} \bar{q}^{(1)})_i \right]. \quad (37)$$

Подставляя (19) и (37) в соотношение (18), получаем, что

$$\alpha_i^{-1} \left[1 + \lambda_i + (\hat{Y} \bar{q}^{(1)})_i \right]^{-1} \approx \alpha_i^{-1} [1 + \gamma_i].$$

Таким образом,

$$\Gamma_{ij} = \gamma_i \delta_{ij} \approx \left[-\lambda_i - \left(\hat{Y} \bar{q}^{(1)} \right)_i \right] \delta_{ij}, \quad (38)$$

а элементы матрицы \hat{F}_1 (35) и вектора \hat{F}_2 (36) могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} (F_1)_{ij} &\approx -2\lambda^2 - 2(F_{q\lambda})_i + (E_{qq})_i, \\ (F_2)_i &\approx -(F_{qq})_i, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (F_{qq})_i &= E \left\{ \left(\hat{Y} \bar{q}^{(1)} \right)_i \right\}^2, \\ (F_{q\lambda})_i &= E \left\{ \left(\hat{Y} \bar{q}^{(1)} \right)_i \lambda_i \right\}^2. \end{aligned}$$

Таким образом, смещение в оценке вектора интегральных активностей связано с флуктуациями рассчитываемых значений поверхностной активности и с ошибками в построении матрицы преобразования \hat{P}' (18), исходного уравнения регрессии (3) к уравнению регрессии со статистическими однородными флуктуациями (12). В свою очередь, как следует из выражений (18), (30) и (38), ошибки в построении матрицы преобразования обусловлены флуктуациями наблюдаемых и рассчитываемых значений поверхностной активности.

Очевидно, что если норма матрицы ошибок $\left(\hat{Y}^T \hat{Y} \right)^{-1}$ велика, то даже при малых флуктуациях величины дисперсий (32), корреляций (31) и относительных смещений (34) оценок интегральных активностей групп радионуклидов q_m могут оказаться значительными.

Границы доверительной области восстанавливаемых параметров могут быть определены из выражения

$$\frac{S(h, \bar{q}) - S(h', \bar{q}')}{S(h', \bar{q}')} = u(p), \quad (39)$$

где S — остаточная сумма квадратов (15); h, \bar{q} — точные значения параметров; h', \bar{q}' — оцененные значения (20); p — вероятность обнаружить точное значение h и \bar{q} внутри доверительной области; $u(p)$ — некоторая константа, зависящая от функции распределения левой части (39) и уровня вероятности p .

Для нелинейных моделей (в нашем случае модель переноса нелинейна по высоте, т. е. зависимость $\bar{a}(h)$ нелинейна) нахождение функции распределения — сложная задача, поэтому необходимо прибегать к упрощениям. Предполагая малость отклонения высоты, можно разложить зависимость вектора плотности выпадений \bar{a} от высоты около точки h' , ограничившись линейными членами. В этом приближении остаточная сумма в знаменателе (39) $S(h', \bar{q}')$ будет иметь распределение χ^2 с $[(N+1)-(M+1)] = (N-M)$ степенями свободы. Числитель в левой части (39) представляет квадратичную форму от случайной части компонент вектора \bar{q} и высоты h : $\bar{q}_1 = \bar{q} - \bar{q}'$ (29), $\bar{h}_1 = \bar{h} - \bar{h}'$. Эта величина также имеет распределение χ^2 с $(M+1)$ степенями свободы. Поэтому левая часть (39) имеет распределение Фишера с $(M+1)$ и $(N-M)$ степенями свободы, и (39) можно переписать как

$$S(h, \bar{q}) - S(h', \bar{q}') = \frac{M+1}{N-M} F(M+1, N-M, p) S(h', \bar{q}'),$$

где $F(M+1, N-M, p)$ — квантиль распределения Фишера с $(M+1)$ и $(N-M)$ степенями свободы при заданном уровне вероятности p . Доверительная область в этом случае аппроксимируется $(M+1)$ -мерным эллипсоидом.

При использовании приведенных выше формул вместо неизвестной матрицы \hat{Y} и неизвестных дисперсий следует подставлять соответственно матрицу \tilde{X}' (24) и оценки дисперсии. Значение оценки дисперсии решения λ'^2 может быть получено на основе большого количества реализаций расчета по стохастической модели.

В следующем разделе приводятся численные оценки погрешностей описанной методики (величины флуктуаций стохастической модели распространения, смещение и корреляция оценок восстанавливаемых параметров, характерная скорость сходимости итераций), полученные непосредственно расчетами с множеством реализаций случайных векторов флуктуаций $\bar{\varphi}$ и $\bar{\lambda}$.

4. Результаты расчетов

Проверка разработанной методики проводилась с использованием как искусственных исходных данных, так и реальных данных эксперимента по атмосферному рассеиванию примесей. В первом случае исходные данные для решения обратной задачи получаются решением прямой задачи, т. е. расчетом по используемой модели атмосферного переноса с последующим наложением на них случайных «шумов», моделирующих ошибки измерений и отклонения регрессионной модели. Это дает возможность, используя большое количество реализаций случайных шумов, определить важные статистические характеристики метода восстановления: смещения, дисперсии, корреляции восстанавливаемых величин в зависимости от амплитуды «шумов». Этот анализ может быть проведен при любом уровне «шумов» и для произвольной нелинейной модели (приведенные выше аналитические оценки сделаны в предположении малости «шумов» и линейности модели). Кроме того, использование искусственных данных позволяет определить погрешность восстановления, связанную со стохастическим характером самой модели атмосферного переноса.

4.1. Восстановление нескольких параметров источника с использованием искусственных исходных данных

Рассмотрим вначале погрешности описанной выше методики на искусственных данных. В этом случае в качестве исходных данных измерений (т. е. поверхностной плотности активности) используются результаты расчета, т. е. решения прямой задачи, на которые накладывается случайный «шум» заданной интенсивности. Это позволяет исследовать статистические характеристики восстанавливаемых параметров.

В рассмотренном тестовом примере поле поверхностного загрязнения формируется в результате выброса трех групп аэрозолей с различными скоростями сухого осаждения:

Группа	Скорость сухого осаждения, см/с
1	0,8
2	2,0
3	10,0

Выбранные значения скоростей осаждения соответствуют характерным величинам, которые могут наблюдаться в условиях аварийного радиоактивного выброса.

Восстанавливаемыми величинами являются высота источника и величина выброса активности трех перечисленных групп q_1 , q_2 и q_3 .

Метеорологические данные в тестовом расчете выбраны типичными. Параметры тестового примера:

Высота источника выброса h , м	100
Скорость выброса активности группы 1 q_1 , Бк	$1,6 \cdot 10^{14}$
Скорость выброса активности группы 2 q_2 , Бк	$1,6 \cdot 10^{14}$
Скорость выброса активности группы 3 q_3 , Бк	$1,6 \cdot 10^{14}$
Суммарная скорость выброса активности q_{Σ} , Бк	$4,8 \cdot 10^{14}$
Продолжительность выброса τ , ч	5
Время расчета t , ч	6
Класс устойчивости атмосферы	D (нейтр.)
Скорость ветра u , м/с	5
Параметр шероховатости z_0 , м	0,1
Осадки	Нет
Количество пробных точек	4000

«Измеренные» данные рассчитывались в 10 точках вблизи оси следа на разных расстояниях от источника.

Рассмотрим сначала характеристики флуктуаций стохастической модели. Средние значения и дисперсии плотности выпадений в каждой точке n и для каждой группы m (a_{nm} и λ_{nm}^2) рассчитывались по данным, полученным в результате $L = 500$ запусков стохастической модели переноса с различной инициацией генератора случайных чисел:

$$a_{nm} = (1/L) \sum a_{(nm)l}, \quad \lambda_{nm}^2 = (1/L) \left[\sum (a_{(nm)l} - a_{nm})^2 \right] / a_{nm}^2,$$

где $a_{(nm)l}$ — значение плотности выпадений в точке n для группы m , полученное в l -м запуске модели, суммирование по l производится от 1 до L .

В табл. 1 приведены значения относительной дисперсии расчетной плотности выпадений для разных групп в разных точках на разных расстояниях от источника. Как видно из этих данных, дисперсия результатов расчета сравнительно слабо зависит от расстояния от источника, и с приемлемой точностью можно считать, что сделанные выше предположения о характере флуктуаций решения стохастической модели справедливы, причем $\lambda \approx 0,06—0,14$.

Рассмотрим теперь погрешности восстановления параметров источника при наличии только флуктуаций решения стохастической модели переноса указанной выше величины. При этом флуктуации, связанные с погрешностью измерений и отклонениями регрессионного соотношения, считаются нулевыми, т. е. предполагается, что $\varphi = 0$, — см. (4), (10).

Таблица 1. Относительные флуктуации модели распространения.
 $L = 500$

Точка измерения	Расстояние от источника R_n , м	Средняя поверхностная активность $a_{сн,r}$ Бк/м ²	Относительная дисперсия поверхностной активности		
			λ_{n1}	λ_{n2}	λ_{n3}
1	2330	3,43 E+7	0,060	0,055	0,060
2	5807	1,27 E+7	0,055	0,055	0,060
3	9284	6,7 E+6	0,065	0,060	0,065
4	12761	4,12 E+6	0,070	0,070	0,075
5	19715	1,99 E+6	0,080	0,070	0,080
6	26670	1,32 E+6	0,090	0,095	0,095
7	33624	7,5 E+5	0,110	0,110	0,110
8	40578	4,3 E+5	0,120	0,110	0,120
9	45532	3,3 E+5	0,120	0,130	0,130
10	54486	2,1 E+5	0,140	0,130	0,130

Результаты восстановления параметров выброса с соответствующими статистическими характеристиками, в том числе коэффициентами корреляции групповых активностей C_{mn} , представлены в табл. 2. Статистические характеристики получены по данным $L = 50$ реализаций процесса восстановления с расчетом по стохастической модели. Поиск значения высоты проводился в диапазоне 0—200 м, который разбивался на 20 одинаковых интервалов ($K = 20$). Исходные «измеренные» данные рассчитывались в одном из запусков модели переноса.

Таблица 2. Результаты восстановления параметров выброса при $\varphi = 0$.
 $L = 50, N = 10$

Параметр	Восстановленное значение (относительное) R	Относительное смещение β	Относительная дисперсия δ
Высота	1,06	0,06	0,23
Суммарная активность	1,15	0,15	0,30
Активность, группа 1	0,78	-0,22	0,51
Активность, группа 2	1,16	0,16	0,15
Активность, группа 3	1,36	0,36	0,80
<i>Коэффициенты корреляции и выборочная дисперсия</i>			
Коэффициент корреляции C_{12}		-0,63	
Коэффициент корреляции C_{13}		0,92	
Коэффициент корреляции C_{23}		0,37	
Выборочная дисперсия $\tilde{\eta}$		0,08	

Все значения в табл. 2 относительные. Восстановленные значения высоты и групповых активностей, их смещение b от истинного значения и дисперсия τ нормированы на истинные значения соответствующих величин. Эти относительные величины обозначены в таблице через R , β и δ . Коэффициенты корреляции групповых активностей определены как

$$C_{mn} = \frac{V(q)_{mn}}{\sigma(q_m)\sigma(q_n)}.$$

Как видно из табл. 2, оценка среднеквадратичного отклонения составляет $\tilde{\eta} \approx 0,08$. Это соответствует величине флуктуаций модели распространения (как показано выше, $\lambda \approx 0,06—0,14$ с учетом небольших вариаций в зависимости от положения точки наблюдения — см. табл. 1). Высота выброса h восстанавливается практически без смещения, среднеквадратичное отклонение тоже мало. Смещение и дисперсия суммарной активности также относительно невелики.

В то же время относительное смещение оценок для активностей каждой из групп $\beta = b_m/q_m$ и их среднеквадратичные отклонения $\delta_m = \sigma_m/q_m$ достигают, как видно из табл. 2, сравнительно больших величин. При этом групповые активности имеют сильные взаимные корреляции. Поскольку среднеквадратичное отклонение измеренных данных от расчетных мало ($\tilde{\eta} \approx 0,08$), причина заметных ошибок восстановления активностей связана с большой величиной нормы матрицы ошибок $(\mathbf{X}^T\mathbf{X})^{-1}$. Таким образом, для рассмотренных значений параметров модели построенная регрессионная зависимость позволяет восстановить распределение радионуклидов по скоростям осаждения лишь с невысокой точностью. Возможным путем повышения точности может быть построение дополнительных регрессионных зависимостей, например, с использованием измерения мощности дозы.

Чтобы оценить влияние на качество восстановления параметров ошибок измерений и возмущений регрессионного соотношения, к искусственным исходным данным («данным измерений») добавлялись случайные возмущения. Значения a_n умножались на случайный фактор, имеющий логнормальное распределение с заданной дисперсией φ . Расчеты проведены для трех значений дисперсии: $\varphi = 0,1$, $\varphi = 0,2$ и $\varphi = 0,5$. Такой подход позволяет смоделировать отклонения, связанные со случайными возмущениями регрессионной модели и с ошибками наблюдений. Расчеты статистических характеристик были выполнены на основе 50 реализаций вектора случайных возмущений исходных данных (плотности выпадений) для каждого значения безразмерной дисперсии возмущений φ .

В табл. 3 представлены статистические характеристики восстанавливаемых параметров при разных значениях ошибки измерения φ (обозначения те же, что и в табл. 2).

Возмущение «измеренных» данных за счет наложения искусственных шумов приводит к увеличению ошибок восстановления по сравнению со случаем $\varphi = 0$. Влияние «шума» проявляется при $\varphi > 0,1$: для этих значений φ

среднеквадратичное отклонение расчетных данных становится значительно больше, чем при $\varphi = 0$.

Таблица 3. Статистические характеристики восстанавливаемых величин. $L = 50, N = 10$

Параметр	$\varphi = 0,1$			$\varphi = 0,2$			$\varphi = 0,5$			
	R	β	δ	R	β	δ	R	β	δ	
Высота	1,50	0,05	0,25	1,15	0,15	0,34	1,17	1,70	0,41	
Суммарная активность	1,10	0,10	0,32	1,20	0,20	0,37	1,27	0,27	0,46	
Активность, группа 1	0,82	-0,08	0,54	0,83	-0,17	0,52	0,78	-0,22	0,85	
Активность, группа 2	1,00	0,00	0,18	0,99	-0,01	0,19	1,30	0,30	0,46	
Активность, группа 3	1,34	0,34	0,91	1,54	0,54	0,88	1,55	0,55	1,37	
<i>Коэффициенты корреляции и выборочная дисперсия</i>										
Коэффициент корреляции C_{12}				-0,66			-0,69			-0,86
Коэффициент корреляции C_{13}				0,91			-0,92			0,93
Коэффициент корреляции C_{23}				0,39			0,43			0,70
Выборочная дисперсия $\tilde{\eta}$				0,09			0,15			0,37

Ошибки восстановления всех параметров, вообще говоря, возрастают с увеличением величины флуктуаций. При этом для всех рассмотренных значений φ погрешности высоты и полной активности выброса остаются меньше неопределенностей восстановления групповых активностей.

Коэффициенты корреляции между активностями разных групп слабо зависят от величины флуктуаций φ . Наибольшая корреляция наблюдается между первой и третьей группами радионуклидов. В частности, даже при $\varphi = 0$ C_{13} составляет порядка 0,8.

В табл. 4 показана скорость сходимости итерационного процесса вычисления групповых активностей.

Таблица 4. Значения нормированных активностей групп радионуклидов. $R_m^{(i)} = \tilde{q}_m / q_m$ на i -м шаге итерации

i	$R_1^{(i)}$	$R_2^{(i)}$	$R_3^{(i)}$
1	0,9466	0,8195	1,4374
2	0,9279	0,8303	1,5123
3	0,9283	0,8301	1,5120
4	0,9283	0,8301	1,5120

Уже на третьем шаге итераций приращение за шаг становится пренебрежимо мало по сравнению с ошибками, связанными с различного рода случайными флуктуациями.

4.2. Восстановление нескольких параметров источника на реальных данных

В этом разделе представлены результаты испытания методики восстановления нескольких параметров источника на основе реальных данных эксперимента. В качестве исходных использовались данные серии четырех экспериментов, проведенных в KfK (Карлсруэ, Германия) в 1983—1985 гг. Подробное описание условий этих экспериментов и полученных результатов приведено в [8].

В качестве восстанавливаемых параметров здесь выбраны два — высота выброса h и скорость выброса трассерного газа Q . В качестве исходных данных берутся усредненные (за получасовой интервал) значения концентрации, измеренные в разных точках и на различных временных интервалах.

В табл. 5—8 приведены результаты восстановления двух параметров — высоты и интенсивности источника (release rate) согласно описанной выше методике. Диапазон поиска высоты от 0 до $2h_0$ (h_0 — истинная высота источника) разбивался на 20 равных интервалов. Дальше положение минимума отклонения уточнялось на нескольких пятиметровых интервалах.

Как и при восстановлении одной интенсивности источника, для каждого эксперимента восстановление проведено по ряду групп точек, для которых имеются данные измерений: по всем точкам (приблизительно по 200—300 точек в каждом эксперименте), по каждой из трех групп точек, расположенных приблизительно на одном расстоянии от источника (по 50—100 точек), а также по трем группам из произвольно выбранных 30 и 10 точек. При этом одна из подобных групп выбиралась так, чтобы точки оказались вблизи оси следа (группа 1), а другая (группа 2) — наоборот, чтобы точки были на периферии следа, а в третью попадали те и другие точки. Данные по 10 точкам могут быть сопоставлены с результатами тестовых расчетов, которые также проводились по 10 точкам.

Из табл. 5—8 можно видеть, что восстановление высоты выброса происходит с гораздо большей неопределенностью, чем в тестовом примере даже с наибольшим значением $\varphi = 0,5$. Возможно, это связано с тем, что в рассматриваемых здесь экспериментах все точки наблюдения лежали на сравнительно больших расстояниях от источника (ближайшие находились примерно в 10 км; в тестовом примере ряд точек находился существенно ближе), где зависимость концентрации от высоты слабая. Во всех случаях среднеквадратичное отклонение η как функция высоты h_k имеет очень пологий минимум: отличие значения η в минимуме от максимального значения η в пределах диапазона поиска составляет несколько процентов.

Таблица 5. Эксперимент 1. Результаты восстановления высоты и интенсивности источника.

Истинные значения: $h_0 = 100$ м, $Q_0 = 22,6$ г/с

Группа точек	Q , г/с	h , м	ΔQ , г/с	$\Delta Q/Q_0$	Δh , м	η
Все точки ($N = 189$)	9,4	145	-13,2	-0,58	45	1,52
Точки, лежащие на $R = R1$ ($N = 81$)	9,0	140	-13,6	-0,60	40	1,51
Точки, лежащие на $R = R2$ ($N = 63$)	10,2	160	-12,4	-0,55	60	1,59
Точки, лежащие на $R = R3$ ($N = 45$)	9,2	100	-13,4	-0,59	0	1,37
30 произвольных точек, группа 1 ($N = 30$)	14,9	75	-7,7	-0,34	-25	1,52
10 произвольных точек, группа 1 ($N = 10$)	38,2	155	15,6	0,69	55	1,18
30 произвольных точек, группа 2 ($N = 30$)	9,6	70	-13,0	-0,57	-30	1,51
10 произвольных точек, группа 2 ($N = 10$)	4,6	60	-18,0	-0,79	-40	1,51
30 произвольных точек, группа 3 ($N = 30$)	22,8	120	0,2	0,009	20	1,67
10 произвольных точек, группа 3 ($N = 10$)	1,6	155	-21,0	-0,90	55	1,70

Таблица 6. Эксперимент 2. Результаты восстановления высоты и интенсивности источника.

Истинные значения: $h_0 = 100$ м, $Q_0 = 22,3$ г/с

Группа точек	Q , г/с	z , м	ΔQ , г/с	$\Delta Q/Q_0$	Δh , м	η
Все точки ($N = 324$)	25,8	125	3,5	0,16	25	1,46
Точки, лежащие на $R = R1$ ($N = 117$)	20,4	120	-1,9	-0,08	20	1,41
Точки, лежащие на $R = R2$ ($N = 99$)	26,0	120	3,7	0,18	20	1,49
Точки, лежащие на $R = R3$ ($N = 108$)	34,6	135	12,3	0,55	35	1,48
30 произвольных точек, группа 1 ($N = 30$)	21,8	120	-0,5	-0,02	20	1,35
10 произвольных точек, группа 1 ($N = 10$)	17,0	160	-5,3	-0,24	60	0,94
30 произвольных точек, группа 2 ($N = 30$)	20,6	115	-1,7	-0,07	15	1,32
10 произвольных точек, группа 2 ($N = 10$)	186,0	60	163,7	7,34	-40	1,74
30 произвольных точек, группа 3 ($N = 30$)	16,6	140	-5,7	-0,25	40	1,78
10 произвольных точек, группа 3 ($N = 10$)	6,8	155	-15,5	-0,69	55	0,93

Таблица 7. Эксперимент 3. Результаты восстановления высоты и интенсивности источника.

Истинные значения: $h_0 = 140$ м, $Q_0 = 28,12$ г/с

Группа точек	Q , г/с	h , м	ΔQ , г/с	$\Delta Q/Q_0$	Δh , м	η
Все точки ($N = 288$)	26,2	65	-1,92	-0,07	-75	1,38
Точки, лежащие на $R = R1$ ($N = 72$)	29,4	100	1,28	0,04	-40	1,39
Точки, лежащие на $R = R2$ ($N = 108$)	26,4	60	-1,72	-0,06	-80	1,19
Точки, лежащие на $R = R3$ ($N = 108$)	30,0	80	1,88	0,07	-60	1,54
30 произвольных точек, группа 1 ($N = 30$)	15,2	140	-12,90	-0,46	0	0,89
10 произвольных точек, группа 1 ($N = 10$)	11,6	145	-16,52	-0,59	5	0,83
30 произвольных точек, группа 2 ($N = 30$)	29,8	60	1,68	0,06	-80	1,17
10 произвольных точек, группа 2 ($N = 10$)	437,0	135	409,00	14,50	-5	1,23
30 произвольных точек, группа 3 ($N = 30$)	38,6	70	10,50	0,37	-70	1,16
10 произвольных точек, группа 3 ($N = 10$)	112,6	60	84,50	3,00	-80	1,10

Таблица 8. Эксперимент 4. Результаты восстановления высоты и интенсивности источника.

Истинные значения: $h_0 = 140$ м, $Q_0 = 28,51$ г/с

Группа точек	Q , г/с	h , м	ΔQ , г/с	$\Delta Q/Q_0$	Δh , м	η
Все точки ($N = 250$)	27,6	160	-0,91	-0,03	20	1,44
Точки, лежащие на $R = R1$ ($N = 70$)	19,8	80	-8,71	-0,30	-60	1,16
Точки, лежащие на $R = R2$ ($N = 90$)	25,0	105	-3,51	-0,12	-35	1,48
Точки, лежащие на $R = R3$ ($N = 90$)	44,6	160	16,09	0,56	20	1,59
30 произвольных точек, группа 1 ($N = 30$)	37,8	160	9,29	0,32	20	0,94
10 произвольных точек, группа 1 ($N = 10$)	52,6	80	24,10	0,84	-60	0,62
30 произвольных точек, группа 2 ($N = 30$)	137,2	165	108,70	3,80	25	1,00
10 произвольных точек, группа 2 ($N = 10$)	453,0	160	424,50	14,90	20	1,02
30 произвольных точек, группа ($N = 30$)	5,0	70	-23,51	-0,80	-70	0,91
10 произвольных точек, группа 3 ($N = 10$)	4,6	65	-23,91	-0,80	-75	1,02

При использовании большого количества точек, как и при восстановлении только одного параметра, относительная ошибка восстановления скорости выброса Q во всех случаях оказывается небольшой, особенно в первых трех экспериментах. В эксперименте 1 ошибка находится в пределах 60%. В случае реальных экспериментальных данных оценка среднеквадратичного отклонения η оказывается значительно больше, чем в тестовом примере, даже при большой величине флуктуаций «измеренных» данных с $\varphi = 0,5$.

С уменьшением количества точек погрешность восстановления скорости выброса, вообще говоря, увеличивается. В наибольшей степени это увеличение проявляется, как правило, для точек, лежащих на периферии следа. При количестве точек $N \sim 10\text{—}30$ отклонение результатов может достигать порядка величины и более. Все это качественно соответствует тому, что имеет место при восстановлении одной скорости выброса. Погрешность восстановления высоты составляет 50—60% и слабо зависит от количества точек.

Приведенные выше данные позволяют оценить количество точек, необходимое для получения приемлемой погрешности восстановленной интенсивности источника.

5. Заключение

В настоящей работе предложен алгоритм восстановления нескольких параметров радиоактивного выброса с помощью модифицированной лагранжевой модели атмосферного переноса НОСТРАДАМУС [6]. Использование модифицированной стохастической модели распространения позволило обеспечить работу алгоритма в реальном масштабе времени.

В качестве восстанавливаемых параметров источника были выбраны высота подъема радиоактивных продуктов h и вектор \bar{q} активностей групп радионуклидов, имеющих различные скорости сухого осаждения. В частном случае может быть всего одна такая группа. Исходными данными являются компоненты вектора измеренных значений суммарной поверхностной активности a_n в точках наблюдения r_n , либо приземные концентрации примеси в этих точках.

Отсутствие линейной зависимости между высотой выброса и плотностью выпадений (концентрацией) требует применения специальных методов минимизации функционалов. В данном случае используется метод перебора, в котором производится вычисление плотности выпадений (концентрации) для набора высот из некоторого диапазона поиска. Процедура поиска решения выглядит следующим образом.

Для каждой из набора высот строится уравнение линейной регрессии, матрица которого вычисляется с помощью модели переноса. Методом наименьших квадратов определяется оценка вектора групповых активностей для каждой высоты \tilde{z} из заданного набора, одновременно определяют оптимальная высота \tilde{h} и оценка вектора активностей \tilde{q} при оптимальной высоте. Предложенный подход позволяет смоделировать в первом приближении восстановление функции распределения осаждаемых частиц по скоростям осаждения.

Получены соотношения, определяющие влияние флуктуаций в регрессорах λ , а также ошибок измерений и отклонений регрессионной модели φ на точность восстановления параметров. Даже при малых λ и φ большая величина нормы матрицы ошибок может приводить к заметным дисперсиям, корреляциям и смещению оценок параметров источника. Неопределенность восстановления будет увеличиваться с увеличением количества восстанавливаемых параметров.

Испытание разработанной методики восстановления нескольких параметров выброса на тестовом примере показало следующее.

С хорошей степенью точности производится восстановление высоты выброса h . С несколько большей погрешностью восстанавливается суммарная активность выброса q . Погрешность восстановления этих величин возрастает с увеличением ошибок измерения φ . В то же время точность восстановления активностей групп радионуклидов q_m оказывается низкой даже при небольших возмущениях, связанных с разбросом решения стохастической модели (при нулевых ошибках измерения). Это объясняется большой величиной нормы матрицы ошибок $(\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1}$ в данном случае. Возможным путем повышения точности восстановления величин q_m может быть построение дополнительных регрессионных зависимостей, например, в результате измерения мощности дозы.

Разработанная методика проверена также на данных серии экспериментов по атмосферному рассеиванию, проведенной в КfК в 80-х годах. На основе этих данных производилось восстановление двух параметров источника — его высоты и скорости выброса. Исходными данными были приземные концентрации выбрасываемого из источника газа.

Погрешность восстановления высоты выброса, как правило, довольно высока. Ее можно в среднем оценить как 40—50%. Это можно связать с тем, что в рассматриваемых здесь экспериментах все точки наблюдения лежали на сравнительно больших расстояниях от источника, где зависимость концентрации от высоты слабая. Поэтому небольшие возмущения данных могут приводить в заметным изменениям восстановленной высоты.

Погрешность восстановления скорости выброса зависит от количества используемых данных измерений. При большом их количестве методика дает вполне приемлемые результаты. Как и при восстановлении одного параметра, в среднем относительное смещение скорости выброса порядка 40%, в трех из четырех экспериментов оно не превышает 25%.

С уменьшением количества точек ошибка определения \bar{q} увеличивается и при $N = 10$ может достигать порядка величины. Относительное средне-квадратичное отклонение расчетных и измеренных данных η во всех случаях велико и заметно превосходит величину, полученную в тестовых расчетах с дисперсией «шума» до 0,5. Это свидетельствует о том, что реальные экспериментальные данные характеризуются очень большим разбросом.

Представленные результаты испытания методики восстановления параметров выброса показывают, что разработанная методика при достаточном количестве данных измерений позволяет с приемлемой точностью восстановить несколько параметров источника, в частности, высоту и интенсивность выброса. При этом используется метод перебора по высоте. Хотя это и требует многократных расчетов по модели переноса НОСТРАДАМУС, при небольшом количестве восстанавливаемых параметров методика обеспечивает возможность работы в реальном времени.

Для рассмотренного случая модельного эксперимента анализируемое уравнение регрессии не позволяет с хорошей степенью точности восстановить функцию распределение радионуклидов по скоростям сухого осаждения. Сходная проблема может возникать и при восстановлении временного хода радиоактивного выброса [12].

Литература

1. Семенов В. Н., Сидоров М. В. Методы оценки размера утечек природного газа по измеренным концентрациям метана в воздухе. — М., 2003. — (Препринт / ИБРАЭ; ИБРАЭ-2003-10).
2. Семенов В. Н., Сороковикова О. С., Филиппов П. Г., Журкин С. Н. Методы оценки размера утечек природного газа по измеренным концентрациям метана в воздухе // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 2004. — № 5. — С. 95—101.
3. Седунов Ю. В., Борзилов В. А., Клетикова Е. Н. и др. Физико-математическое моделирование регионального переноса в атмосфере радиоактивных веществ в результате аварии на Чернобыльской АЭС // Метеорология и гидрология. — 1989. — № 9. — С. 151—158.
4. Буйков М. В., Гаргер Е. К., Талерко Н. Н. Исследование формирования пятнистой структуры радиоактивных выпадений с помощью ла-

- гранжево-эйлеровой диффузионной модели // *Метеорология и гидрология*. — 1992. — № 12. — С. 33—45.
5. Семенов Б. Л., Арутюнян Р. В., Горшков В. Е. и др. Восстановление характеристик источника радиоактивного выброса по данным измерения поверхностной активности // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика*. — 1995. — № 3. — С. 56—64.
 6. Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др. Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика*. — 1995. — № 4. — С. 31—44.
 7. Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др. Компьютерная система НОСТРАДАМУС для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно-опасных объектах // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика*. — 1995. — № 4. — С. 19—30.
 8. Thomas P., Vogt S., Gaglione P. Mesoscale Atmospheric Experiment Using Tracer and Tetroons Simultaneously at Kernforschungszentrum. — Karlsruhe, 1987. — 112 p. — (KfK 4147 EUR 10907 EN).
 9. Tarasov V. I., Vikharev V. D. Statistical analysis of radioactive contamination levels in settlements of the Chernobyl middle zone // *Health Phys.* — 1994. — Vol. 66 (4). — P. 444—449.
 10. Box G. E. P., Hill W. J. Correcting inhomogeneity of variance with power transformation weighting // *Technometrics*. — 1974. — Vol. 16. — № 3. — P. 385—389.
 11. Hodges S. D., Moore P. G. Data uncertainties and least squares regression // *Applied Statistics*. — 1972. — Vol. 21. — P. 185—194.
 12. Maryon R. H., Best M. J. Estimating the emissions from a nuclear accident using observations of radioactivity with dispersion model products // *Atmospheric Environment*. — 1995. — Vol. 29. — № 15. — P. 185—195.

Модификация модели ветрового восполнения для компьютерной системы НОСТРАДАМУС

*С. В. Антипов, В. М. Головизнин, В. Н. Семенов,
О. С. Сороковикова, А. Л. Фокин*

1. Введение

Помимо АЭС потенциальными источниками радиационной опасности являются транспортные устройства с ядерными ректорами, к числу которых относятся атомные ледоколы, атомные подводные лодки (АПЛ) и другие суда Военно-морского флота. В настоящее время остро стоит проблема утилизации выведенных из эксплуатации АПЛ. Этот процесс включает в себя комплекс технологических процессов, конечной целью которого является удаление всех радиационно-опасных элементов конструкции утилизируемых объектов и последующая переработка или захоронение радиоактивных отходов [1]. При возникновении в процессе утилизации аварийных ситуаций, вызванных техническими причинами или возможными террористическими актами, радиоактивные материалы утилизируемых объектов могут представлять реальную угрозу для населения и окружающей среды.

Атмосферный перенос — один из основных механизмов распространения радиоактивных загрязнений в окружающей среде [2—5]. Совершенствование математических моделей, описывающих этот процесс, является актуальной задачей.

Математические модели переноса радионуклидов в атмосфере используют актуализированные данные о ветровых полях и атмосферной турбулентности [6]. Источником этих данных являются мировые центры погоды, которые на основе четырехмерного анализа поступающей из всех возможных источников метеорологической информации и расчетов по глобальным атмосферным моделям составляют прогнозы метеорологических полей.

Ветровые поля, рассчитываемые в соответствии с глобальными прогностическими атмосферными моделями в мировых центрах погоды, определяются в дискретных точках (географических координатах), составляющих пространственную расчетную сетку и отстоящих друг от друга на значительные расстояния (так, стандартный прогноз Гидрометцентра России рассчитывается на сетке $1,5 \times 1,5^\circ$, что составляет около 150 км). При таком разрешении орографические особенности местности могут быть учтены

лишь приближенно. При использовании прогностической информации низкого разрешения для расчета переноса в областях небольших размеров простая интерполяция может привести к несовместимости полученных метеополей с граничными условиями на поверхности. Поэтому для расчета атмосферного переноса радиоактивных аэрозолей в холмистых или горных районах необходимо существенное уточнение данных. Такое уточнение может быть проведено с использованием региональных атмосферных моделей, базирующихся на упрощенных уравнениях динамики атмосферы и атмосферного пограничного слоя (прогностических моделей). Однако эти модели с точки зрения использования для оперативного прогнозирования переноса имеют ряд недостатков. Во-первых, они требуют решения системы дифференциальных уравнений в частных производных и, соответственно, слишком больших вычислительных затрат и большого объема входных данных. Во-вторых, и в этих моделях [7—9] пространственное разрешение составляет десятки километров, чего также может оказаться недостаточно. Наиболее приемлемым с точки зрения быстроты расчета на любых масштабах является способ учета локальных орографических неоднородностей ветрового поля на основе так называемых диагностических моделей, иногда называемых еще «атмосферным приспособлением». В них не используются физические принципы моделирования, а производится минимальная коррекция исходного, «грубого» поля скоростей ветра, позволяющая выполнить граничные условия на поверхности.

2. Восполнение ветрового поля

Для восполнения ветрового поля на подробной расчетной сетке обычно используется вариационный подход [10—15]: в рассматриваемой локальной области вводится достаточно подробная географическая сетка, на которой задаются высоты местности. Эта двумерная сетка достраивается до трехмерной добавлением дополнительных слоев, лежащих выше подстилающей поверхности, так, чтобы вся область атмосферного пограничного слоя была покрыта этой сеткой. Затем имеющиеся данные о ветровом поле в окрестности рассматриваемой области, полученные из региональных или глобальных атмосферных моделей на более грубых сетках, приближенно проецируются на локальную расчетную сетку, например, посредством линейной интерполяции. Такая процедура задает начальное приближение, отталкиваясь от которого, диагностическая модель должна построить новое, физически корректное ветровое поле, учитывающее локальный рельеф местности. Обычно предполагается, что подстройку следует проводить так, чтобы выполнялся закон сохранения массы воздуха (условие несжимаемости) и получающиеся отклонения от начального приближения были минимальными.

Для построения эффективных вычислительных моделей удобно исходить из непрерывной модели среды, которая получается из описанной устремлением шагов расчетной сетки к нулю.

Это приводит к следующей вариационной задаче: найти минимум средне-квадратичного отклонения

$$J(u, v, w) = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left\{ \alpha_g \left[(u - u^0)^2 + (v - v^0)^2 \right] + \alpha_H (w - w^0)^2 \right\} dx dy dz \quad (1)$$

при условии дивергентности получающегося поля скоростей

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

где u, v, w — компоненты искомой скорости по направлениям x, y, z соответственно; u^0, v^0, w^0 — скорости начального приближения; $\alpha_g > 0, \alpha_H > 0$ — весовые коэффициенты.

Стационарное значение функционала (1) при учете дифференциальных связей (2) достигается на функционале

$$J^*(u, v, w) = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left\{ \alpha_g \left[(u - u^0)^2 + (v - v^0)^2 \right] + \alpha_H (w - w^0)^2 \right\} dx dy dz - \iiint_{\Omega} \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dx dy dz, \quad (3)$$

где $\lambda = \lambda(x, y, z)$ — множители Лагранжа.

Пусть $H(x, y)$ — возвышение рельефа местности над уровнем моря. Варьирование функционала проводится на функциях, удовлетворяющих на подстилающей поверхности условию непротекания:

$$un_x + vn_y + wn_z = 0, \quad (4)$$

где $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ — вектор единичной нормали к рельефу местности.

Условия стационарности этого модифицированного функционала имеют вид

$$u + \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial x} = u^0, \quad v + \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial y} = v^0, \quad w + \frac{1}{\alpha_H} \frac{\partial \lambda}{\partial w} = w^0. \quad (5)$$

Подставляя эти соотношения в условие дивергентности (2), получаем уравнение на множители Лагранжа:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\alpha_H} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial u^0}{\partial x} + \frac{\partial v^0}{\partial y} + \frac{\partial w^0}{\partial z} \right). \quad (6)$$

Условие непротекания (4) приводит на подстилающей поверхности, которую в дальнейшем будем обозначать как ∂G , к граничному условию

$$\frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial x} n_x + \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \lambda}{\partial y} n_y + \frac{1}{\alpha_H} \frac{\partial \lambda}{\partial w} n_z = u^0 n_x + v^0 n_y + w^0 n_z. \quad (7)$$

На всех остальных границах естественным граничным условием, т. е. условием, которое следует из стационарности функционала (3), является

$$\lambda \Big|_{\partial \Omega / \partial G} = 0. \quad (8)$$

Таким образом, мы приходим к смешанной краевой задаче для уравнения эллиптического типа (6), решение которой находится с использованием тех или иных численных методов [17].

В описанной постановке имеются два свободных параметра α_g и α_H , от выбора которых зависит характер обтекания орографических особенностей перестроенным ветровым полем.

3. Учет дополнительных метеорологических данных

В рассматриваемой области Ω могут оказаться метеостанции, данные о параметрах ветрового поля над которыми известны с гораздо большей точностью, нежели получаемые из глобальных или региональных прогнозистических моделей. Эту дополнительную информацию естественно попытаться учесть при построении восполнения ветрового поля.

Пусть (x_k, y_k) , $k=1, \dots, n$ — географические координаты метеостанций, над которыми точно известны вертикальные профили ветрового поля

$$u^*(x_k, y_k, z); v^*(x_k, y_k, z); w^*(x_k, y_k, z).$$

Для того чтобы учесть эти данные в вариационной постановке задачи, необходимо внести уточнения в начальное приближение (u^0, v^0, w^0) .

Определим откорректированное начальное приближение как

$$\begin{aligned}\tilde{u} &= \left(1 - \sum_{k=1,n} \sigma_k\right) u^0 + \sum_{k=1,n} \sigma_k u_k^*, \\ \tilde{v} &= \left(1 - \sum_{k=1,n} \sigma_k\right) v^0 + \sum_{k=1,n} \sigma_k v_k^*, \\ \tilde{w} &= \left(1 - \sum_{k=1,n} \sigma_k\right) w^0 + \sum_{k=1,n} \sigma_k w_k^*,\end{aligned}\tag{9}$$

где

$$\sigma_m(x, y) = \beta_m \exp\left(\frac{(x - x_m)^2 - (y - y_m)^2}{R_m^2}\right);$$

R_m — характерный радиус зоны влияния соответствующей метеостанции, а параметры β_m находятся из системы линейных уравнений

$$\sum_{m=1,n} \sigma_m(x_k, y_k) = 1, \quad k = 1, \dots, n.\tag{10}$$

4. Простейшая дискретная модель ветрового восполнения

При переходе от описанной выше непрерывной модели к дискретной необходимо задать расчетную область, выбрать расчетную сетку и определиться с аппроксимацией рельефа местности. В качестве расчетной области часто выбирают параллелепипед

$$\Omega: \{(x_L \leq x \leq x_R), (y_B \leq y \leq y_T), (z_{\min} \leq z \leq z_{\max})\},\tag{11}$$

где z_{\min} — величина минимального возвышения рассматриваемой области над уровнем моря; z_{\max} — высота границы атмосферного турбулентного пограничного слоя.

В плоскости $z = 0$ введем равномерную расчетную сетку с координатами узлов $(x_{i,j}, y_{i,j})$; $i = 1, \dots, N_x$, $j = 1, \dots, N_y$, такую, что ее ячейки представляют собой прямоугольники со сторонами h_x, h_y . Разбивку параллелепипеда горизонтальными плоскостями по направлению z лучше сделать неравномерной — так, чтобы на перепад высот местности приходилось заданное

число слоев. В этом случае расстояние между горизонтальными слоями (шаг сетки в направлении z) будет переменным: $(h_z)_{k+1/2} = z_{k+1} - z_k$.

При описанном разбиении часть расчетных ячеек полностью окажется ниже земной поверхности, и соответствующие ячейки не следует принимать во внимание при корректировке ветрового поля. Другая часть ячеек будет иметь смешанный тип, т. е. частично находится ниже уровня земли, частично — выше. Если часть объема, находящаяся ниже земной поверхности, составляет больше половины объема ячейки, будем считать их полностью фиктивными, если меньше половины — полностью воздушными. Таким образом, реальный рельеф местности приближенно заменяется ступенчатым, и область, в которой ищется согласованное с рельефом ветровое восполнение, также оказывается ступенчатой.

Спроектируем поле скоростей начального приближения $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ в середине граней «воздушных» ячеек и обозначим как $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})_{i+1/2, j+1/2, k+1/2}$.

На гранях, примыкающих к ступенчатому рельефу местности, нормальные скорости начального ветрового поля положим равными нулю. Аппроксимируем дивергенцию скорости в каждой воздушной ячейке разностным выражением

$$\begin{aligned} \text{DIV}_h(u, v, w)_{i', j', k'} &= \frac{(S_z w)_{i', j', k+1} - (S_z w)_{i', j', k}}{D_{i', j', k'}} + \\ &+ \frac{(S_y v)_{i', j', k'} - (S_y v)_{i', j, k'} + (S_x u)_{i+1, j', k'} - (S_x u)_{i, j', k'}}{D_{i', j', k'}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь и далее в настоящей статье $m' = m + 1/2$, $m'' = m - 1/2$ ($m = i, j, k$).

$$\begin{aligned} (S_x)_{i, j', k'} &= h_y (h_z)_{i, j', k'}, & (S_y)_{i', j, k'} &= h_x (h_z)_{i, j', k'}, \\ (S_z)_{i', j', k} &= h_x h_y, & D_{i', j', k} &= h_x h_y (h_z)_{i, j', k'}. \end{aligned}$$

Аппроксимируем интеграл (1) выражением

$$J_h(u, v, w) = \frac{1}{2} \sum_{i, j, k \in \mathbb{O}^*} E_{i', j', k'} D_{i', j', k'}, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned}
 E_{i',j',k'} = & 0,5(\alpha_g)_{i',j',k'} \left\{ \left[(\tilde{u})_{i,j',k'}^2 + (\tilde{u})_{i+1,j',k'}^2 \right] + \left[(\tilde{v})_{i',j,k'}^2 + (\tilde{v})_{i',j+1,k'}^2 \right] + \right. \\
 & + \left[(\tilde{v})_{i,j',k'}^2 + (\tilde{v})_{i+1,j',k'}^2 \right] + \left[(\tilde{w})_{i,j',k'}^2 + (\tilde{w})_{i+1,j',k}^2 \right] + \left[(\tilde{u})_{i',j,k'}^2 + (\tilde{u})_{i',j+1,k'}^2 \right] + \\
 & + \left. \left[(\tilde{w})_{i',j,k'}^2 + (\tilde{w})_{i',j+1,k'}^2 \right] \right\} + 0,5(\alpha_H)_{i',j',k'} \left\{ \left[(\tilde{w})_{i',j',k}^2 + (\tilde{w})_{i',j',k+1}^2 \right] + \right. \\
 & + \left. \left[(\tilde{u})_{i',j',k}^2 + (\tilde{u})_{i',j',k+1}^2 \right] + \left[(\tilde{v})_{i',j',k}^2 + (\tilde{v})_{i',j',k+1}^2 \right] \right\},
 \end{aligned}$$

где $\tilde{s} = (s - \tilde{s})$ ($s = u, v, w$); параметры α_g, α_H относятся к серединам расчетных ячеек. С учетом (12) и (13) функционал (3) заменяется дискретным выражением

$$J_h^*(u, v, w) = J_h(u, v, w) - \sum_{i,j,k \in \omega^*} \{ \lambda \text{DIV}_h(u, v, w) D \}_{i',j',k'}. \quad (14)$$

Условия стационарности этого функционала имеют вид

$$\begin{aligned}
 \Delta u_{i,j',k'} &= - \frac{2}{\left[(\alpha_g)_{i'} + (\alpha_g)_{i''} \right]_{i',k'}} \frac{(\lambda_{i'} - \lambda_{i''})_{j',k'}}{h_x}, \\
 \Delta v_{i',j,k'} &= - \frac{2}{\left[(\alpha_g)_{j'} + (\alpha_g)_{j''} \right]_{i',k'}} \frac{(\lambda_{j'} - \lambda_{j''})_{i',k'}}{h_y}, \\
 \Delta w_{i',j,k'} &= - \frac{4}{\left[(\alpha_H)_{k'} + (\alpha_H)_{k''} \right]_{i',j'}} \frac{(\lambda_{k'} - \lambda_{k''})_{i',j'}}{(h_z)_{k'} + (h_z)_{k''}}, \\
 \Delta u_{i,j',k'} &= (u - \tilde{u})_{i,j',k'}, \\
 \Delta v_{i',j,k'} &= (v - \tilde{v})_{i',j,k'}, \\
 \Delta w_{i',j,k} &= (w - \tilde{w})_{i',j',k}
 \end{aligned} \quad (15)$$

и

$$\begin{aligned}
 v_{i,j',k'} &= \tilde{v}_{i,j',k'}, & w_{i,j',k'} &= \tilde{w}_{i,j',k'} \\
 u_{i',j,k'} &= \tilde{u}_{i',j,k'}, & w_{i',j,k'} &= \tilde{w}_{i',j,k'} \\
 u_{i',j',k} &= \tilde{u}_{i',j',k}, & v_{i',j',k} &= \tilde{v}_{i',j',k}.
 \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя уравнения (15) в выражение дискретной дивергенции (12), приходим к разностному уравнению относительно неизвестных значений множителей Лагранжа:

$$L_h \lambda = \text{DIV}_h (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}), \quad (17)$$

где L_h — разностный оператор эллиптического типа, аппроксимирующий левую часть дифференциального уравнения (6).

Решая это уравнение с граничными условиями первого рода на «воздушной» части границы и второго рода на границах с земным рельефом ким-либо итерационным методом, находим $\lambda_{i',j',k'}$, подставляя которые в (15), получаем откорректированные (новые) значения нормальных к границам расчетных ячеек компонент вектора скоростей. Компоненты скорости, лежащие в плоскостях соответствующих граней, согласно (16) не изменятся.

5. Принцип минимальности изменения кинетической энергии при подстройке ветрового поля к рельефу земной поверхности

Описанный выше алгоритм оставляет неизменными тангенциальные составляющие ветрового поля на гранях расчетных ячеек. При подстройке нормальных компонент происходит изменение как полной кинетической энергии воздушных масс, так и локальных плотностей кинетической энергии на гранях ячеек. Изменение кинетической энергии в так называемых физически содержательных моделях должно компенсироваться изменением потенциальной и внутренней энергий, однако в рассматриваемых диагностических моделях такие понятия отсутствуют. Возникающий дисбаланс может оказаться весьма существенным и повлиять на качественную картину обтекания наземных препятствий. Это обстоятельство никак не учитывается в существующих моделях [10—15].

Для уменьшения дисбаланса кинетической энергии будем использовать следующую модификацию алгоритма: на каждой грани вычислим исходную удельную кинетическую энергию $E_k = 0,5(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2)$, затем найдем новые прикидочные значения тангенциальных компонент скорости как средние по соответствующим нормальным скоростям к соседним граням. Для грани с индексами (i, j, k') эта процедура будет иметь вид

$$\begin{aligned}\hat{w}_{i,j',k'} &= 0,25 \left(w_{i',j',k+1} + w_{i',j',k} + w_{i'',j',k+1} + w_{i'',j',k} \right), \\ \hat{v}_{i,j',k'} &= 0,25 \left(v_{i',j,k'} + v_{i',j+1,k+1} + v_{i'',j,k'} + v_{i'',j+1,k'} \right).\end{aligned}$$

Окончательные значения новых тангенциальных скоростей на рассматриваемой грани определим как

$$w_{i,j',k'} = \theta \hat{w}_{i,j',k'}, \quad v_{i,j',k'} = \theta \hat{v}_{i,j',k'},$$

где коэффициент θ определим из условия минимума изменения удельной кинетической энергии на этой грани:

$$\Phi(\theta) = 0,5 \left[u^2 + \theta^2 (\hat{v}^2 + \hat{w}^2) \right] - E_k,$$

откуда следует:

$$\theta = \begin{cases} \sqrt{\frac{E_k - 0,5u^2}{\hat{v}^2 + \hat{w}^2}}, & \text{если } (E_k - 0,5u^2) \geq 0, \\ 0, & \text{если } (E_k - 0,5u^2) < 0. \end{cases}$$

Аналогичная процедура проводится и для граней двух остальных семейств.

6. Учет стратификации атмосферы

Характер обтекания приземным атмосферным потоком особенностей рельефа местности чрезвычайно сильно зависит от того, в каком состоянии находится атмосфера. Ветер стремится обогнуть холм, при нейтральной и неустойчивой стратификации обтекая его сверху, а при устойчивой — с боков. Учет стратификации в диагностических моделях осуществляется варьированием отношения $\alpha = \alpha_H / \alpha_g$. Малые значения этого отношения препятствуют отклонению ветра в вертикальном направлении и отвечают условиям устойчивой стратификации. Увеличение параметра α приводит к эффекту свободного вертикального отклонения, что соответствует поведению потока при неустойчивой атмосфере.

В простейшем случае параметр α считается постоянным [10—15] для всей области. В работе [17] предлагается следующая таблица, связывающая параметр α с классом атмосферной устойчивости:

$\alpha = 5$	Сильно неустойчивая стратификация
$\alpha = 2$	Слабо неустойчивая стратификация
$\alpha = 1$	Нейтральная стратификация
$\alpha = 0,5$	Слабо устойчивая стратификация
$\alpha = 0,2$	Сильно устойчивая стратификация

Для сложной топографии и переменной стратификации параметр α в пределах расчетной области следует варьировать. В работе [12] был предложен и в [10] получил дальнейшее развитие подход, основанный на использовании корреляционной зависимости локальной величины параметра α от локального числа Струхала в виде

$$\alpha^2 = \begin{cases} \exp[-1,5(\text{Str})^{1,5}], & \text{Str} \geq 0, \\ \exp[1,5(-\text{Str})^{1,5}], & \text{Str} < 0, \end{cases} \quad (18)$$

где локальное число Струхала определяется следующим образом:

$$\text{Str} = \begin{cases} \frac{\Delta H N}{U}, & N = \sqrt{\frac{g}{\eta} \frac{d\eta}{dz}}, \quad \frac{d\eta}{dz} \geq 0, \\ -\frac{\Delta H t}{U}, & t = \sqrt{-\frac{g}{\eta} \frac{d\eta}{dz}}, \quad \frac{d\eta}{dz} < 0. \end{cases} \quad (19)$$

Здесь ΔH — характерный перепад высот; N — частота Брента — Вьяйсяля; U — характерная скорость; η — потенциальная температура. Для оценки характерной скорости используется формула

$$U = \max\left(\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}, 0,2 \text{ м/с}\right). \quad (20)$$

Для характерного перепада высот применяется выражение

$$\Delta H = c(H_{\max} - H_{\min}) + (1-c) \frac{\sum_{i,j}^{N_x, N_y} |\Delta h_{i,j}| / r_{i,j}^2}{\sum_{i,j}^{N_x, N_y} 1/r_{i,j}^2}, \quad (21)$$

где $\Delta h_{i,j}$ и $r_{i,j}^2$ — разность высот и расстояний по горизонтали между рассматриваемым центром расчетной ячейки и всеми остальными ячейками расчетной области; $c \in [0, 1]$ — весовой параметр. Для одного холма наи-

более хорошее согласие с экспериментальными наблюдениями достигается при $c = 1$. В общем случае рекомендуется полагать $c = 0,5$.

7. Модели с непрерывной аппроксимацией рельефа

Ступенчатая аппроксимация рельефа местности в некоторых случаях оказывается излишне грубой, что приводит к необходимости использовать более точную линейную аппроксимацию. Подвергнем рассмотренную ранее область Ω деформации, приспособляющей ее к форме подстилающей поверхности. При этом координаты расчетных узлов $(x_{i,j,k}, y_{i,j,k})$ останутся неизменными, а их вертикальные координаты примут значения $z_{i,j,k} = H_{i,j} + (k-1)(h_z)_{i,j}$, $(h_z)_{i,j} = (H_{i,j}^* - H_{i,j}) / (N_z - 1)$, где $H_{i,j}^*$ — локальная высота границы атмосферного погранслоя. Как и ранее, спроектируем ветровое поле в центры граней трехмерных расчетных ячеек. Дискретный аналог дивергенции на такой сетке будет иметь вид

$$\begin{aligned} \text{DIV}_h(u, v, \vec{w}_n)_{i',j',k'} &= \frac{(S_z \vec{w}_n)_{i',j',k+1} - (S_z \vec{w}_n)_{i',j',k}}{D_{i',j',k'}} + \\ &+ \frac{(S_y v)_{i',j+1,k'} - (S_y v)_{i',j,k'} + (S_x u)_{i+1,j',k'} - (S_x u)_{i,j',k'}}{D_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}}, \end{aligned} \quad (22)$$

где \vec{w}_n — проекция скорости на единичную нормаль к «квазигоризонтальной» грани ячейки;

$$\begin{aligned} (S_x)_{i,j',k'} &= h_x \frac{(z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k}) + (z_{i,j+1,k+1} - z_{i,j+1,k})}{2}; \\ (S_y)_{i',j,k'} &= h_y \frac{(z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k}) + (z_{i+1,j,k+1} - z_{i+1,j,k})}{2}; \\ D_{i',j',k'} &= h_x h_y (\Delta z)_{i',j',k'}. \end{aligned} \quad (23)$$

Особого внимания заслуживает вычисление площадей квазигоризонтальных граней и компонент вектора единичной нормали к этим граням. Для квазигоризонтального слоя расчетных узлов с номером k и расчетной ячейки с центром $(i+1/2, j+1/2)$ рассмотрим векторы

$$\begin{aligned}\vec{r}_{2,1} &= (x_2 - x_1, y_2 - y_1, z_2 - z_1)^T, \quad \vec{r}_{4,1} = (x_4 - x_1, y_4 - y_1, z_4 - z_1)^T, \\ \vec{r}_{4,3} &= (x_4 - x_3, y_4 - y_3, z_4 - z_3)^T, \quad \vec{r}_{2,3} = (x_2 - x_3, y_2 - y_3, z_2 - z_3)^T,\end{aligned}\quad (24)$$

где $\xi_1 = \xi_{i+1,j,k}$, $\xi_2 = \xi_{i+1,j+1,k}$, $\xi_3 = \xi_{i,j+1,k}$, $\xi_4 = \xi_{i,j,k}$ — узловые координаты и переменная ξ принимает значения x, y, z . Построим вектора \vec{n}_m , $m = 1, 2, 3, 4$ такие, что

$$\vec{n}_1 = \frac{1}{2}[\vec{r}_{2,1} \times \vec{r}_{4,1}], \quad \vec{n}_3 = \frac{1}{2}[\vec{r}_{4,3} \times \vec{r}_{2,3}], \quad \vec{n}_2 = \frac{1}{2}[\vec{r}_{3,2} \times \vec{r}_{1,2}], \quad \vec{n}_4 = \frac{1}{2}[\vec{r}_{1,4} \times \vec{r}_{3,4}].$$

Здесь предполагается, что $\vec{r}_{3,2} = -\vec{r}_{2,3}$, $\vec{r}_{1,2} = -\vec{r}_{2,1}$, $\vec{r}_{1,4} = -\vec{r}_{4,1}$, $\vec{r}_{3,4} = -\vec{r}_{4,3}$. По построению каждый из векторов \vec{n}_m составляет острый угол с осью z , и его модуль равен площади треугольника, на сторонах которого он построен, т. е.

$$\begin{aligned}|\vec{n}_1|^2 &= (S_{1,2,4})^2 = [(\Delta x)_{2,1} (\Delta y)_{4,1} - (\Delta x)_{4,1} (\Delta y)_{2,1}]^2 + \\ &+ [(\Delta x)_{2,1} (\Delta z)_{4,1} - (\Delta x)_{4,1} (\Delta z)_{2,1}]^2 + [(\Delta z)_{2,1} (\Delta y)_{4,1} - (\Delta z)_{4,1} (\Delta y)_{2,1}]^2, \\ |\vec{n}_3|^2 &= (S_{4,2,3})^2 = [(\Delta x)_{4,3} (\Delta y)_{2,3} - (\Delta x)_{2,3} (\Delta y)_{4,3}]^2 + \\ &+ [(\Delta x)_{2,3} (\Delta z)_{4,3} - (\Delta x)_{4,3} (\Delta z)_{2,3}]^2 + [(\Delta z)_{2,3} (\Delta y)_{4,3} - (\Delta z)_{4,3} (\Delta y)_{2,3}]^2, \\ |\vec{n}_2|^2 &= (S_{1,2,3})^2 = [(\Delta x)_{3,2} (\Delta y)_{1,2} - (\Delta x)_{1,2} (\Delta y)_{3,2}]^2 + \\ &+ [(\Delta x)_{3,2} (\Delta z)_{1,2} - (\Delta x)_{1,2} (\Delta z)_{3,2}]^2 + [(\Delta z)_{3,2} (\Delta y)_{1,2} - (\Delta z)_{1,2} (\Delta y)_{3,2}]^2, \\ |\vec{n}_4|^2 &= (S_{1,3,4})^2 = [(\Delta x)_{1,4} (\Delta y)_{3,4} - (\Delta x)_{3,4} (\Delta y)_{1,4}]^2 + \\ &+ [(\Delta x)_{3,4} (\Delta z)_{1,4} - (\Delta x)_{1,4} (\Delta z)_{3,4}]^2 + [(\Delta z)_{3,4} (\Delta y)_{1,4} - (\Delta z)_{1,4} (\Delta y)_{3,4}]^2.\end{aligned}$$

Площадь квазигоризонтальных граней расчетных ячеек определим как

$$(S_z)_{i+1/2, j+1/2, k} = \frac{1}{2}(S_{1,2,4} + S_{3,2,4} + S_{1,3,4} + S_{1,2,3}), \quad (25)$$

а единичные нормали к их серединам — как

$$\vec{n} = \frac{1}{4} \left(\frac{\vec{n}_1}{S_{1,2,4}} + \frac{\vec{n}_2}{S_{1,2,3}} + \frac{\vec{n}_3}{S_{3,2,4}} + \frac{\vec{n}_4}{S_{1,3,4}} \right). \quad (26)$$

Будем минимизировать только функционал отклонения нормальных к границам расчетных ячеек скоростей:

$$J_h^*(u, v, w) = \sum_{i,j,k \in \omega^*} \left\{ \tilde{E} D \right\}_{i',j',k'} - \sum_{i,j,k \in \omega^*} \left\{ \lambda \text{DIV}_h(u, v, w) D \right\}_{i',j',k'}, \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{i',j',k'} = & 0,5(\alpha_g)_{i',j',k'} \left\{ \left[\left(\tilde{u} \right)_{i,j,k'}^2 + \left(\tilde{u} \right)_{i+1,j',k'}^2 \right] + \left[\left(\tilde{v} \right)_{i',j,k'}^2 + \left(\tilde{v} \right)_{i',j+1,k'}^2 \right] \right\} + \\ & + 0,5(\alpha_H)_{i',j',k'} \left[\left(\tilde{w} \right)_{i,j',k}^2 + \left(\tilde{w} \right)_{i+1,j',k+1}^2 \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

От ранее использованного функционала (13) этот отличается тем, что тангенциальные составляющие скорости в нем не представлены, поскольку они никак не влияют на дискретную дивергенцию (22).

Условия минимума этого функционала имеют вид

$$\begin{aligned} u_i = \tilde{u}_i - (\mu_x)_i (\lambda_{i'} - \lambda_{i''}), \quad v_j = \tilde{v}_j - (\mu_y)_j (\lambda_{j'} - \lambda_{j''}), \\ (w_n)_k = (\tilde{w}_n)_k - (\mu_z)_k (\lambda_{k'} - \lambda_{k''}), \end{aligned} \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} (\mu_x)_i = \frac{2(S_x)_i}{(\alpha_g)_{i'} D_{i'} + (\alpha_g)_{i''} D_{i''}}, \quad (\mu_y)_j = \frac{2(S_y)_j}{(\alpha_g)_{j'} D_{j'} + (\alpha_g)_{j''} D_{j''}}, \\ (\mu_z)_k = \frac{2(S_z)_k}{(\alpha_H)_{k'} D_{k'} + (\alpha_H)_{k''} D_{k''}}. \end{aligned}$$

Граничные условия, как и для случая простейшей модели, также следуют из вариационного принципа и приводят к первой краевой задаче $\lambda|_{\partial\Omega/\partial\Omega^*} = 0$ на боковых и верхней границе расчетной области Ω и к дискретному аналогу краевого условия второго рода $\frac{\partial\lambda}{\partial n}|_{\partial\Omega^*} = 0$ на подсти-

лающей поверхности.

Нетрудно видеть, что описанная вариационная задача алгоритмически полностью эквивалентна ранее рассмотренной простейшей модели. Отличие заключается только в коэффициентах разностного эллиптического оператора, для численного обращения которого можно использовать те же итерационные методы.

8. Переинтерполяция полученных результатов на регулярную сетку

После того как вычислены нормальные составляющие скорости ветрового поля к граням расчетных ячеек, определим приближенные значения компонент поля скоростей (U, V, W) в центрах расчетных ячеек. За центр ячейки примем точку с координатами

$$x^* = \frac{x_{i+1} + x_i}{2}, \quad y^* = \frac{y_{j+1} + y_j}{2},$$

$$z^* = \frac{z_{i,j,k} + z_{i+1,j,k} + z_{i+1,j+1,k} + z_{i,j+1,k} + z_{i,j,k+1} + z_{i+1,j,k+1} + z_{i+1,j+1,k+1} + z_{i,j+1,k+1}}{8}.$$

Центральные скорости в горизонтальных направлениях естественно определить как

$$U_{i',j',k'} = \frac{u_{i,j',k+1/2} + u_{i+1,j'}}{2},$$

$$V_{i',j',k'} = \frac{v_{i',j,k'} + v_{i',j+1,k'}}{2}.$$

Скорость $W_{i',j',k'}$ в вертикальном направлении определяется из соотношения

$$\frac{(n_x)_{k+1} + (n_x)_k}{2} U + \frac{(n_y)_{k+1} + (n_y)_k}{2} V + \frac{(n_z)_{k+1} + (n_z)_k}{2} W = \frac{(w_n)_{k+1} + (w_n)_k}{2}.$$

Таким образом, мы получили ветровое поле на другой расчетной сетке, при определении которого использовались разнесенные компоненты скоростей, модифицированные в ходе приспособления к рельефу местности.

Компьютерная система НОСТРАДАМУС [18] использует характеристики ветра, определенные на ортогональной расчетной сетке, которая не совпадает с сеткой центров ячеек вспомогательной сетки, использованной для адаптации ветра к рельефу. Для упрощения переинтерполяции данных со вспомогательной сетки на основную будем придерживаться следующего соглашения: горизонтальные координаты узлов основной сетки должны совпадать с горизонтальными координатами центров ячеек вспомогательной сетки. В этом случае переинтерполяции будут подвергаться только данные, лежащие на вертикальных прямых. Одномерная переинтерполяция осуществляется стандартным методом.

9. Примеры расчетов

Предложенная методика трехмерного обтекания сложного рельефа тестировалась на модельной орографии. В качестве примера рассматривалась задача о потенциальном обтекании холма в форме полусферы. Известно аналитическое решение. В терминах потенциала для векторного поля скоростей это решение имеет вид

$$\psi = u_0 x (1 + r_0^3 / 2r^3), \quad r \geq r_0,$$

где u_0 — скорость набегающего потока; r_0 — радиус полусферы; r — расстояние от центра полусферы до заданной точки ($r \geq r_0$). Начало декартовой системы координат расположено в центре полусферы.

В терминах компонент скорости аналитическое решение имеет вид

$$u = u_0 (1 + (y^2 + z^2 - 2x^2)r_0^3 / 2r^5), \quad v = -3u_0 x y r_0^3 / 2r^5, \quad w = -3u_0 x z r_0^3 / 2r^5.$$

Пусть радиус полусферы составляет 300 м, размер области — 3×3 км, количество ячеек по каждому из трех направлений — 100.

На рис. 1, 3, 5 представлены линии уровня продольной, поперечной и вертикальной компонент скорости ветра в горизонтальном сечении на высоте $0,5r$ (численное решение), на фоне линий тока, начинающихся у левой границы на высоте $0,6r$. На рис. 2, 4, 6 представлены те же величины и линии тока, но для аналитического решения. Расчет выполнен для $u_0 = 1$ м/с в предположении нейтральной стратификации $\alpha_g = \alpha_H = 1$. Нетрудно убедиться, что решения близки.

На рис. рис. 7 и 8 приведены результаты численного моделирования по предложенному алгоритму, но для условий сильно устойчивой и сильно неустойчивой стратификации. Для устойчивой стратификации $\alpha_g / \alpha_H = 0,2$. Для неустойчивой стратификации $\alpha_g / \alpha_H = 5$.

На рис. 9—11 представлены результаты расчетов для случая, когда холмов в форме полусферы два (радиус полусферы и другие параметры задачи прежние). Линии тока начинаются у левой границы на высоте $0,6r$. Рис. 9 — сильно устойчивая стратификация, $\alpha_g / \alpha_H = 0,2$; рис. 10 — нейтральная стратификация, $\alpha_g / \alpha_H = 1$; рис. 11 — сильно неустойчивая стратификация, $\alpha_g / \alpha_H = 5$.

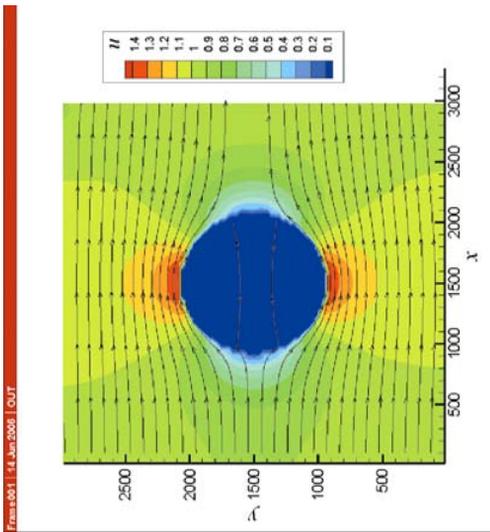


Рис. 1. Линии уровня продольной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте 0,5г (численное решение)

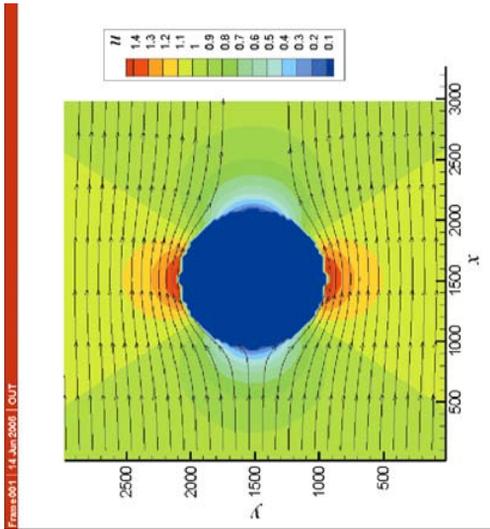


Рис. 2. Линии уровня продольной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте 0,5г (аналитическое решение)

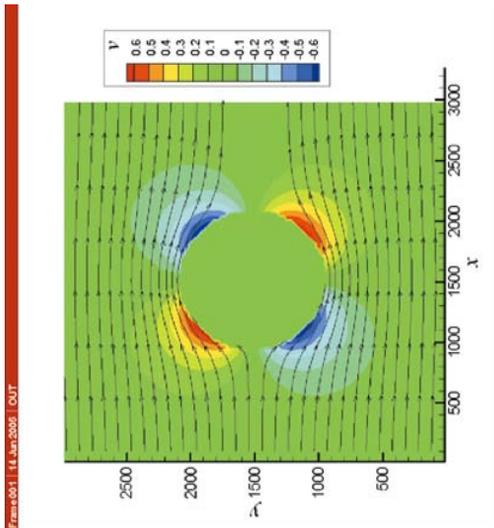


Рис. 3. Линии уровня поперечной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте $0,5r$ (численное решение)

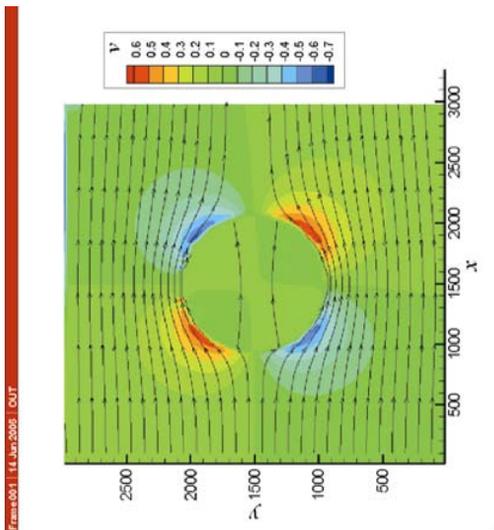


Рис. 4. Линии уровня поперечной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте $0,5r$ (аналитическое решение)

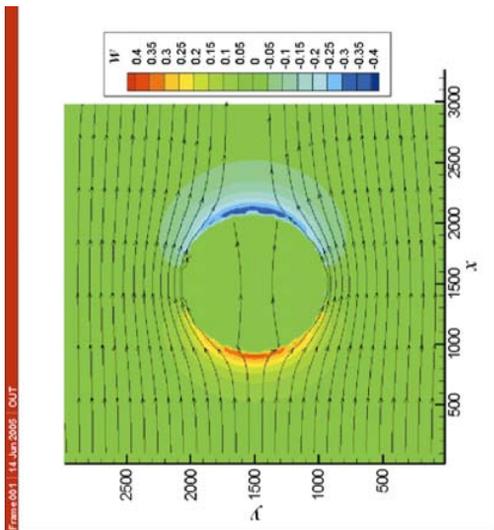


Рис. 5. Линии уровня высотной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте 0,5г (численное решение)

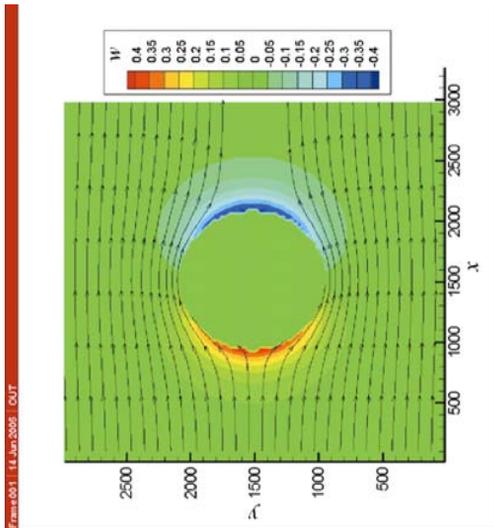


Рис. 6. Линии уровня высотной компоненты ветра в горизонтальном сечении на высоте 0,5г (аналитическое решение)

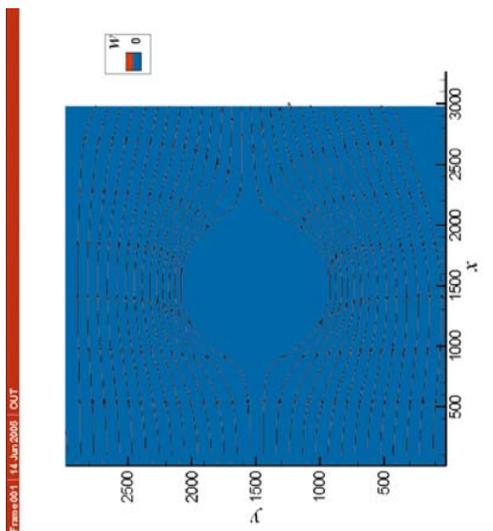


Рис. 7. Результаты численного моделирования (сильно устойчивая стратификация)

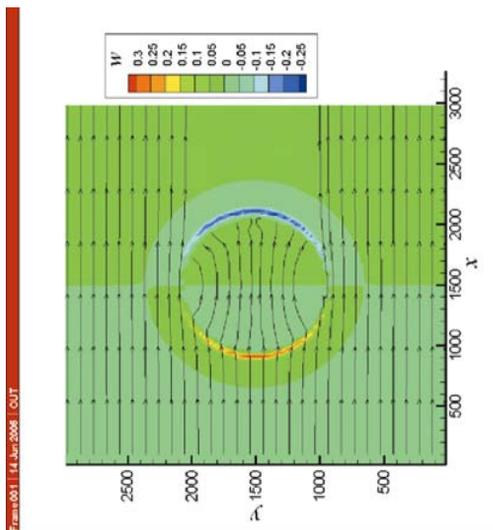


Рис. 8. Результаты численного моделирования (сильно неустойчивая стратификация)

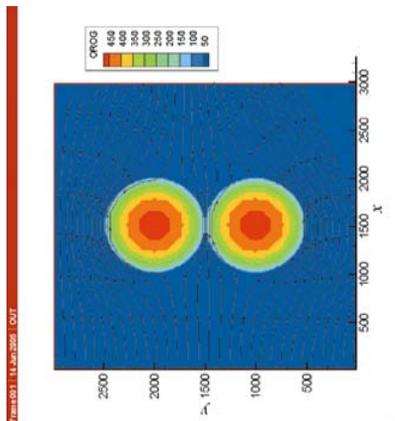


Рис. 9. Случай двух полусферических холмов (сильно устойчивая стратификация)

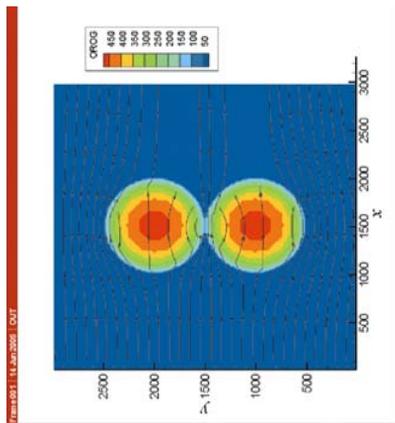


Рис. 10. Случай двух полусферических холмов (нейтральная стратификация)

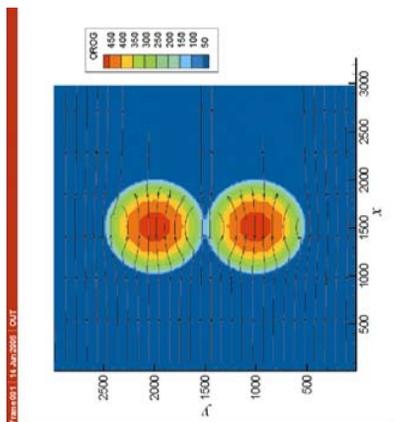


Рис. 11. Случай двух полусферических холмов (сильно неустойчивая стратификация)

10. Заключение

Все известные диагностические модели подстройки поля ветра к орографическим особенностям местности [10—15] исходят из вариационного принципа минимальности его отклонения от изначально заданного при условии сохранения воздушных масс. В настоящей работе этот принцип дополнен принципом минимальности изменения кинетической энергии воздушной среды, приближающим диагностические модели к прогностическим.

Для повышения точности атмосферного приспособления в областях со сложным рельефом местности, характерным для прибрежных зон северных и дальневосточных морей, необходимо ступенчатое приближение рельефа, использующееся в простейших диагностических моделях, заменить на непрерывное с использованием линейной интерполяции. Это приводит к криволинейным расчетным сеткам, а в таком случае использовать метод конечных разностей невозможно. Многие авторы используют метод конечных элементов, что сопряжено с существенным усложнением вычислительных алгоритмов [17]. В настоящей работе вместо конечных элементов предложено использовать метод конечных объемов, что приводит к резкой экономии вычислительных ресурсов при сохранении необходимой точности. Более того, вычислительный алгоритм становится даже проще за счет перехода от ступенчатых расчетных областей к более простым, имеющим форму параллелепипеда в пространстве индексов. Это позволяет сохранить быстродействие, необходимое для компьютерных моделей, использующихся для поддержки принятия решений в аварийных ситуациях.

Чрезвычайно важным для диагностической модели является возможность учета состояния устойчивости атмосферы. Степень устойчивости определяет характер обтекания препятствия ветровым потоком: обтекание в основном происходит с боков при устойчивой стратификации и через верх при неустойчивой.

В представленной методике предложено учитывать степень устойчивости атмосферной стратификации путем варьирования коэффициентов модели в соответствии с рекомендациями, выработанными в [10; 12; 17]. Таким образом, новая диагностическая модель атмосферного приспособления, предлагаемая в работе, учитывает все особенности, характерные для моделей нового поколения [15; 17], и обладает заметно большими простотой и быстродействием.

Описанный алгоритм реализован в виде дополнительного программного модуля системы поддержки принятия решения при радиационных авариях НОСТРАДАМУС.

Литература

1. *Беликов В. В., Богатов С. А., Гаврилов С. Л. и др.* Оценка экологических последствий некоторых гипотетических инцидентов на объектах «ДальРАО». — М., 2002. — 30 с. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИВРАЕ-2002-05).
2. *Борзилов В. А., Вельтищева Н. С., Клепикова Н. В. и др.* Региональная модель переноса полидисперсной примеси в атмосфере // *Метеорология и гидрология*. — 1990. — № 7.
3. *Leone J. M. Jr, Nasstrom J. S.* A First Look at the New ARAC Dispersion Model // *ANS 6th Topical Meeting on Emergency Preparedness and Response*, San Francisco, April 22—25 1997. — P. 383—386.
4. *Беликов В. В., Головизнин В. М., Семенов В. Н. и др.* Лагранжева траекторная модель атмосферной дисперсии с учетом эффектов плавучести и начального импульса // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика*. — 2000. — № 4. — С. 110—117.
5. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. М. и др.* Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика*. — 1995. — Т. 33. — № 4. — С. 19—30.
6. *Рубинштейн К. Г., Фокин А. Л.* Система обеспечения метеорологической информацией задач переноса примесей в атмосфере (СДА) // *Труды Международной конференции «ENVIROMIS-2002» «Измерения, моделирование и информационные системы как средства реабилитации окружающей среды на городском и региональном уровне»*. Россия, 6—12 июля 2002 года, Томск / Под ред. Е. П. Гордова. — С. 47—56.
7. *Cox R., Bauer B. L., Smith T.* A mesoscale model intercomparison // *Bul. Amer. Meteor. Soc.* — 1998. — Vol. 79. — № 2. — P. 265—283.
8. *Dudhia J., Grell D., Manning K. et al.* PSU/NCAR Mesoscale Modeling System Tutorial Class Notes and User's Guide: MM5 Modeling, System Version 3. — [S. l.], Jan. 2003.
9. *Thompson G., Rasmussen R. M., Manning K.* Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme: Pt. 1: Description and sensitivity analysis // *Mon. Wea. Rev.* — 2004. — Vol. 132. — № 2. — P. 519—542.
10. *Moussopoulos N., Flassak Th., Knittel G.* A Refined Diagnostic Wind Model // *Envir. Software*. — 1988. — 3. — № 2. — P. 85—94.
11. *Ratto C., Fvesta R., Romeo C. et al.* Mass-Consistent Models for Wind Fields over Complex Terrain. The State of the Art // *Envir. Software*. — 1994. — 9. — P. 247—268.

12. *Ross D. G., Smith I. N., Manins P. C., Fox D. G.* Diagnostic Wind Field Modelling for Complex Terrain: Model Development and Testing // *J. Appl. Meteor.* — 1988. — 27. — P. 785—796.
13. *Sherman C. A.* A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain // *J. Appl. Meteor.* — 1978. — 17. — P. 312—319.
14. *Важник А. И., Волков Ю. Н., Соколов О. В.* Модель адаптации поля ветра к рельефу // Сб. трудов ДВНИГМИ. — Владивосток, 2000.
15. *Важник А. И.* Численный алгоритм двумерной адаптации крупномасштабного поля ветра к локальным особенностям рельефа // *Метеорология и гидрология.* — 2001. — № 12.
16. *Самарский А. А., Гулин А. В.* Численные методы. — М.: Наука, 1989. — 430 с.
17. *Chan S. T., Sugiyama G.* A New Model for Generating Mass-Consistent Wind Fields over Continuous Terrain // *ANS 6th Topical Meeting on Emergency Preparedness and Response, San Francisco, April 22—25 1997.* — P. 379—382.
18. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. М. и др.* Компьютерная система НОСТРАДАМУС для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно-опасных объектах // *Изв. Рос. акад. наук. Энергетика.* — 1995. — Т. 33. — № 4. — С. 31—44.

Математическая модель и численный алгоритм для расчета полей радиационных осадков при аварийных выбросах в атмосферу

В. А. Гальбурт, М. Ф. Иванов

Печальный опыт прошедшего века показал, что из всех тяжелых техногенных аварий наибольший ущерб жизнедеятельности человека наносят аварии на предприятиях атомной промышленности. Это связано с тем, что наряду с разрушениями объектов в эпицентре аварий в окружающую среду происходит выброс большого количества радиоактивного аэрозоля, который подхватывается атмосферными потоками и может переноситься на большие расстояния. Естественно поэтому, что при разработке средств и методов безопасности атомной энергетики большое внимание уделяется прогнозу и анализу распространения радиоактивного загрязнения.

Математическая модель атмосферного переноса аэрозоля достаточно проста. Известно [1], что концентрация примеси $Q(x, y, z, t)$ на больших расстояниях от места выброса удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial V_i Q}{\partial x_i} = \chi \Delta Q, \quad (1)$$

где χ — коэффициент молекулярной диффузии; V_i — компоненты поля скоростей среды в переменных Эйлера. Считаем примесь пассивной, не влияющей на движение основной среды.

Все переменные, входящие в уравнение (1), представляют собой сумму средних значений и турбулентных пульсаций ($V_i = u_i + u'_i$, $Q = q + q'_i$), которые являются случайными функциями координат и времени. Осредняя уравнение (1) и пренебрегая молекулярной диффузией, получаем общий вид уравнения для средней концентрации примеси [1]:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i q}{\partial x_i} = - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial S_i}{\partial x_i}, \quad (2)$$

где u_i — компоненты средней скорости атмосферных течений; q — осредненная концентрация; $S_i = u'_i q'_i$ — потоки примеси, вызванные турбулентными пульсациями.

Конкретный вид уравнения переноса (2) зависит от выбора гипотезы замыкания, которая задает выражение для турбулентного потока примеси S_i .

Определяющей является гипотеза о зависимости потока примеси S_i от градиентов средней концентрации:

$$S_i = -\sum_{j=1}^3 k_{ij} \frac{\partial q}{\partial x_j}, \quad (3)$$

где $k_{ij}(x, t)$ — коэффициенты турбулентной диффузии; i, j — индексы, определяющие пространственные направления.

Подставляя (3) в (2), получаем общий вид полуэмпирического уравнения турбулентного переноса:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i q}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{j=1}^3 k_{ij} \frac{\partial q}{\partial x_j}. \quad (4)$$

Таким образом, задача сводится к выбору коэффициентов турбулентной диффузии k_{ij} , адекватно описывающих турбулентный перенос в атмосфере, и решению уравнения (4). При этом эффект гравитационного оседания частиц из-за ничтожной малости их веса крайне незначителен, и им можно пренебречь. Направление и сила ветра, а также характеристики атмосферной турбулентности и подстилающей поверхности рассматриваются как внешние параметры и задаются по результатам наблюдений на местности.

В большинстве работ (см., например, [2; 3]) для решения уравнения (4) используются конечно-разностные методы. Эти алгоритмы в настоящее время достаточно хорошо разработаны и, как правило, дают хорошие результаты. Однако их применение к решению задач о распространении примесей на большие, многокилометровые расстояния сталкивается с объективными трудностями. Дело в том, что точность разностных методов определяется размерами ячеек пространственной сетки. Таким образом, для получения результатов с приемлемой точностью при расчете переноса примеси в атмосфере на десятки и сотни километров расчетная сетка должна содержать несколько миллионов ячеек, что требует привлечения значительных вычислительных ресурсов.

Чтобы избежать трудностей, связанных с использованием конечно-разностных алгоритмов на трехмерной пространственной сетке, воспользуемся подходом, разработанным ранее одним из авторов данной работы и В. Ф. Швецом для расчета динамики плазмы с учетом столкновений [4—6]. Предложенный в [4—6] метод базируется на том, что уравнение Колмогорова первого рода для плотности вероятности некоторого марковско-

го процесса является стохастически эквивалентным системе уравнений Ланжевена, описывающей ансамбль реализаций этого процесса. Уравнение Колмогорова представляет собой уравнение Фоккера — Планка, частным случаем которого является рассматриваемое нами уравнение (4). В результате, опираясь на ранее полученные результаты, мы можем заменить решение уравнения (4) решением системы уравнений Ланжевена, которые описывают изменения координат модельных частиц таким образом, что усредненная концентрация этих частиц в единице объема (с точностью до множителя совпадающая с концентрацией примеси q) удовлетворяет уравнению (4).

Согласно [4; 5; 7] уравнение (4) стохастически эквивалентно системе уравнений для координат модельных частиц

$$dx_i^\alpha = h_i(\mathbf{x}^\alpha, t)dt + g_{ik}(\mathbf{x}^\alpha, t)d\eta_k, \quad (5)$$

если коэффициенты в уравнениях (4) и (5) связаны соотношениями

$$h_i = u_i + \left(\frac{1}{2} - \nu\right) g_{jk} \frac{\partial g_{ik}}{\partial x_j} + \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial g_{jk}}{\partial x_j}, \quad (6)$$

$$2k_{ij} = g_{ik} g_{jk}.$$

При этом матрицы $\|k\|$ и $\|g\|$ должны быть положительно определенными симметричными, так что следует считать

$$k_{ij} = k_{ji} \text{ и } g_{ij} = g_{ji}.$$

В уравнении (5) индекс α указывает на конкретную модельную частицу, нижние индексы соответствуют координатам (x_1, x_2, x_3) . По повторяющимся индексам производится суммирование. $d\eta_k(t)$ — приращение винеровского процесса [7] с нулевым математическим ожиданием, для которого

$$\langle \eta_k(t) \rangle = 0,$$

$$\langle [\eta_k(t_1) - \eta_k(t_2)][\eta_m(t_1) - \eta_m(t_2)] \rangle = \delta_{km} |t_2 - t_1|. \quad (7)$$

Константа ν может принимать любое значение на отрезке $[0, 1]$ и должна выбираться из дополнительных условий. При этом выбор константы ν определяет способ интегрирования реализаций ансамбля стохастических процессов (5) при переходе к функции распределения, удовлетворяющей уравнению (4). Так, при $\nu = 0,5$ мы приходим к статистике Ито, имеющей

первый порядок точности, а при $\nu = 0,5$ — к статистике Стратоновича, обеспечивающей второй порядок точности [7]. Заметим, что при $\nu = 0$ и $k_{ij} = 0$ ($i \neq j$) изложенный выше алгоритм эквивалентен известному полуэвристическому методу моделирования распространения примеси в атмосфере, разработанному в [9].

Для определения коэффициентов h_i , g_j выберем координату x_1 вдоль направления средней скорости адвекции (ветрового сноса) в атмосфере, а координату x_3 будем считать направленной по вертикали от подстилающей поверхности. Тогда $k_{12} = k_{21} = k_{23} = k_{32} = 0$ в силу симметрии режима турбулентности относительно направления средней скорости (плоскости Ox_1x_3) [9]. В этом случае матрица коэффициентов диффузии принимает вид

$$\begin{pmatrix} k_{11} & 0 & k_{13} \\ 0 & k_{22} & 0 \\ k_{31} & 0 & k_{33} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

и система уравнений для g_j запишется как

$$\begin{aligned} 2k_{11} &= g_{11}^2 + g_{13}^2, & 2k_{22} &= g_{22}^2, \\ 2k_{13} &= g_{13}g_{11} + g_{13}g_{33}, & 2k_{33} &= g_{13}^2 + g_{33}^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Нетрудно видеть, что уравнения (9) сводятся к биквадратному уравнению, имеющему аналитическое решение

$$g_{13}^2 = \frac{C \pm \sqrt{C^2 - 16Bk_{13}^4}}{B}, \quad (10)$$

$$C = 8(k_{11} - k_{33})k_{13}^2 + 16k_{13}^2k_{33}, \quad B = 4(k_{11} - k_{33})^2 + 16k_{13}^2. \quad (11)$$

Для существования решения (10) необходимо, чтобы подкоренное выражение было неотрицательным, что реализуется при условии

$$k_{11}k_{33} - k_{13}^2 \geq 0.$$

Из уравнений (9) далее определяем

$$g_{22} = (2k_{22})^{1/2}, \quad g_{11} = (2k_{11} - g_{13}^2)^{1/2}, \quad g_{33} = (2k_{33} - g_{13}^2)^{1/2}. \quad (12)$$

Для того чтобы в частном случае, когда диагональные коэффициенты диффузии постоянны ($k_{11} = k_{33} \neq 0$, а $k_{13} = 0$), мы пришли к известному

виду уравнений Ланжевена, соответствующих уравнению конвективной диффузии, перед квадратными корнями в выражениях (10) и (12) следует выбрать знак «плюс». В [9] показано, что перекрестный коэффициент диффузии k_{13} отрицателен. Таким образом,

$$g_{31} = g_{13} = - \left(\frac{C + \sqrt{C^2 - 16Bk_{13}^4}}{B} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Заметим, что при $k_{13} = 0$ мы приходим к наиболее часто применяемому при расчетах переноса примеси уравнению диффузии [4; 6; 9; 10]. Однако в [8] указывается, что в общем случае пренебрежение этим коэффициентом необоснованно и может приводить к результатам, противоречащим измерениям характеристик в приземном слое атмосферы.

В диффузионном уравнении (4) горизонтальную компоненту скорости ветра u_1 можно представить в виде

$$u_1 = U_1(x_3)\varphi(x_1), \quad (14)$$

где первый множитель в правой части учитывает изменение скорости ветра с высотой, а второй — изменение скорости ветра с расстоянием от источника загрязнений.

Для устойчивой стратифицированной атмосферы в приземном слое (до высот 50—100 м) составляющая скорости горизонтального потока U_1 изменяется по логарифмическому закону [9]:

$$U_1(x_3) = \frac{u_0}{\alpha} \ln \frac{x_3 + x_{30}}{x_{30}}, \quad (15)$$

где α — постоянная Кармана ($\alpha = 0,35$); u_0 — динамическая скорость или «скорость трения».

Если вдоль трассы распространения примеси производились замеры скорости ветра на определенных высотах, параметр u_0 определяется из уравнения (15) на основе данных наблюдений. Если же данные о скорости ветра при прохождении радиоактивного облака отсутствуют, u_0 определяются, исходя из физического смысла динамической скорости [10; 11]:

$$u_0^2 = \tau_0 \rho^{-1},$$

где τ_0 — напряжение трения вблизи поверхности земли; ρ — плотность воздуха.

Обычно принимается $u_0^2 = 0,1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-2}$ [10; 11]; x_{30} — параметр шероховатости ($x_{30} \approx 10^{-2}$ м для достаточно гладкой поверхности).

Функция $\varphi(x_1)$ задается эмпирически по наблюдениям за изменением скорости ветра вдоль трассы.

Вертикальная скорость u_3 в (4) складывается из вертикальной компоненты скорости ветра $U_3(x_3)\psi(x_1)$ и скорости гравитационного осаждения примеси ω_g , которой, как уже указывалось, в данной постановке можно пренебречь:

$$u_3 = U_3(x_3)\psi(x_1) - \omega_g. \quad (16)$$

До настоящего времени не существует надежных данных о значениях коэффициентов турбулентной диффузии k_{ij} . Наиболее достоверно они изучены для устойчивого пограничного слоя атмосферы с логарифмическим профилем скорости (15). В этом случае имеет место соотношение [9]

$$k_{ij} = \chi_{ij} u_0 x_3. \quad (17)$$

Стандартные значения коэффициентов χ_{ij} можно найти, например, в [9; 12]. Однако при решении конкретных задач представление этих коэффициентов требует уточнения.

Учитывая (10)—(13) и (17), уравнения (5) можно записать следующим образом:

1) при интегрировании результатов реализации стохастических процессов (5) по Стратоновичу ($\nu = 0,5$):

$$\begin{aligned} dx_1 &= \left[u_1 + 0,5 \left(g_{11} \frac{\partial g_{31}}{\partial x_3} + g_{13} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_3} \right) \right] dt + g_{11} d\eta_1 + g_{13} d\eta_3, \\ dx_2 &= u_2 dt + g_{22} d\eta_2, \\ dx_3 &= 0,5 \left(g_{31} \frac{\partial g_{31}}{\partial x_3} + g_{33} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_3} \right) dt + g_{31} d\eta_1 + g_{33} d\eta_3; \end{aligned} \quad (18)$$

2) при интегрировании по Ито ($\nu = 0$):

$$\begin{aligned} dx_1 &= u_1 dt + 0,5 \left(\frac{\partial(g_{11}g_{31})}{\partial x_3} + \frac{\partial(g_{33}g_{13})}{\partial x_3} \right) dt + g_{11} d\eta_1 + g_{13} d\eta_3, \\ dx_2 &= u_2 dt + g_{22} d\eta_2, \\ dx_3 &= u_3 dt + \left(g_{31} \frac{\partial g_{31}}{\partial x_3} + g_{33} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_3} \right) dt + g_{31} d\eta_1 + g_{33} d\eta_3. \end{aligned} \quad (19)$$

Можно показать, что для случая $v = 0$ достаточно хорошие результаты дает неявная схема расчета уравнений (19)

$$x_i^{n+1} = x_i^n + h_i(\mathbf{x}^{n+1}, t^n)\Delta t + g_{ik}(\mathbf{x}^{n+1}, t^n)\Delta\eta_k(\Delta t). \quad (20)$$

При этом согласно [7]

$$\Delta\eta_k(\Delta t) = \gamma_k^n(\Delta t)^{1/2}, \quad (21)$$

где γ^n — нормально распределенная случайная величина с нулевым средним и единичной дисперсией.

Верификация разработанного метода была проведена на решениях уравнений диффузии, представленных в [8], для которых либо известно аналитическое решение, либо решение получено независимым путем. В частности, была решена задача для логарифмического профиля скорости (15) с коэффициентами $u_0 = 0,33$ м/с, $x_0 = 0,01$ м. Коэффициенты диффузии задавались в виде $k_{11} = k_{33} = 0,47u_0x_3$; $k_{22} = 5,2u_0x_3$; $k_{13} = 0$. Решение уравнения диффузии в этом случае имеет аналитическое выражение для центра масс облака примеси. Тестирование показало высокую точность полученных результатов, достигаемую при использовании всего нескольких тысяч модельных частиц, что позволило применить метод стохастического моделирования к решению актуальных задач оценки последствий тяжелых аварий на объектах атомной промышленности. Для оценки влияния корреляций между горизонтальными и вертикальными турбулентными пульсациями на характер распространения примесей был проведен расчет с прежними входными параметрами, но с $k_{13} = 0,675u_0x_3$ [9; 10].

Результаты расчетов представлены на рис. 1. Видно, что расхождение результатов в данном случае достаточно велико и растет со временем. Это указывает на необходимость учета и детального анализа корреляций между горизонтальными и вертикальными пульсациями.

Ниже описано применение разработанного метода к расчету радиационного загрязнения местности при аварии на Сибирском химическом комбинате в 1993 г.

При численном моделировании учитывались как гидродинамика разлетающегося облака аэрозоля в ближней зоне взрыва, так и перенос радиоактивного аэрозоля на расстояние до 30 км. На основе анализа реальных условий развития аварийного процесса на комбинате [13] был выбран следующий сценарий исследуемого события.

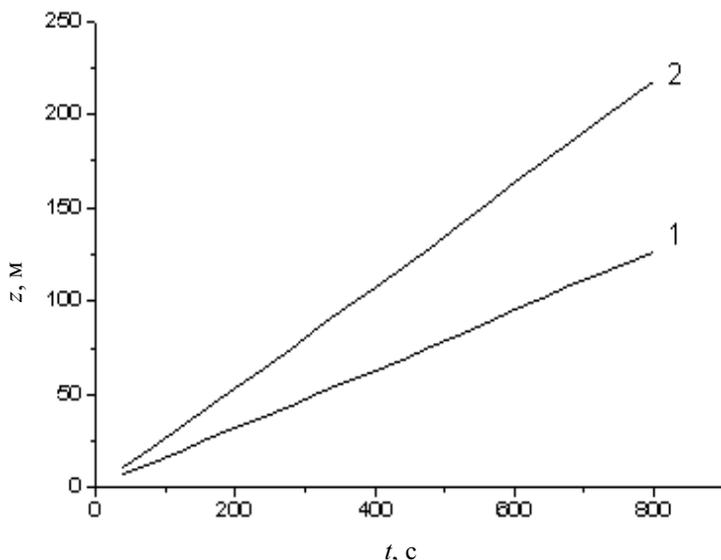


Рис. 1. Изменение вертикальной компоненты центра тяжести облака загрязнения:
 1 — $k_{13} = 0$; 2 — $k_{13} = -0,675u_0x_3$

В начальный момент задается выброс из проема в стене цеха на высоте 7 м от поверхности земли. Размер проема: 100 м по ширине и 7 м по высоте. Объем продуктов взрыва в выбросе составлял 3360 м^3 , их давление на срезе проема равнялось 2 атм. Ограда территории комбината располагалась на расстоянии 7 км от места выброса. Считалось, что местность за территорией комбината представляет собой лесистую зону.

На момент взрыва и в течение всего процесса распространения примеси на выбранной территории задавался модельный ветер со скоростью 10 м/с на высоте 10 м, меняющийся с высотой по логарифмическому закону (15), что соответствует результатам наблюдений на местности.

Коэффициенты турбулентной диффузии k_{ii} в уравнении переноса примеси (4) определялись исходя из эмпирических выражений для горизонтальной и вертикальной дисперсии σ_{ii} , используемых в гауссовых моделях [12]:

$$k = 0,5 \frac{\sigma^2}{t}, \quad (22)$$

$$\sigma_{22} = 465R \text{ tg} [0,0175(c - d \ln R)], \quad \sigma_{33} = aR^b, \quad (23)$$

где t — текущее время распространения примеси; R — расстояние от заданной точки до места выброса, км; a, b, c, d — эмпирические коэффициенты. Дисперсия в выражениях (23) измеряется в метрах.

Анализируя погодные условия в районе Сибирского химического комбината, можно отнести атмосферную устойчивость на момент аварии к классу D по классификации Паскуилла — Гиффорда [12]. В этом случае для эмпирических коэффициентов в формулах (23) выбираются следующие численные значения:

$$a = 32; b = 0,8; c = 8,33; d = 0,72.$$

Будем считать в выражениях (23)

$$R \approx u(x_3)t. \quad (24)$$

Из (22) и (23) следует, что дисперсии и коэффициенты диффузии при заданных t зависят от высоты над подстилающей поверхностью. Подставляя (23) в (22) с учетом (15) и (24), имеем

$$k_{22} = 1,08 \cdot 10^5 \left\{ \operatorname{tg} [0,0175(c - d \ln R)] \right\}^2 \left(\frac{u_0}{\alpha} \right)^2 \left(\ln \frac{x_3 + x_{30}}{x_{30}} \right)^2 t, \quad (25)$$

$$k_{33} = 0,5a^2 \left(\frac{u_0}{\alpha} \right)^{2b} \left(\frac{x_3 + x_{30}}{x_{30}} \right)^{2b} t^{2b-1}. \quad (26)$$

Здесь u_0 измеряется в км/с, x_3 — в м.

При достаточно сильном ветре вклад диффузии частиц по направлению ветрового переноса в общий перенос примеси невелик. Эмпирические коэффициенты дисперсии в этом направлении обычно не задаются. В рассматриваемой математической модели коэффициент k_{11} определяется в соответствии со стандартным представлением для атмосферной турбулентности [9]:

$$k_{11} = 2u_0x_3. \quad (27)$$

Перекрестный коэффициент диффузии k_{13} в данном случае был неопределенным и в расчетах не учитывался.

В прилегающей к месту аварийного выброса области Ω размером $200 \times 200 \times 200$ м³ расчет проводился по комбинированной методике. Движение воздушных масс, вызванное выбросом продуктов взрыва, рассчитывалось на основе уравнений гидродинамики с учетом фактора плавучести по методу «крупных частиц» [14] на эйлеровой пространственной сетке.

Перенос примеси при этом моделировался перемещением модельных частиц, движение которых описывается стохастическими уравнениями Ланжевена с учетом рассчитанных скоростей разлетающихся продуктов взрыва, ветрового переноса и атмосферной турбулентности. Размеры расчетной области Ω были выбраны так, чтобы на ее границах скорость воздушных масс, вызванная взрывом, была много меньше скорости ветра. За пределами расчетной области затухание скорости расширяющихся продуктов взрыва вычислялось по автомодельным соотношениям для точечного взрыва [15]. В районе долины реки Самуськи задавалось искажение приземного поля ветровых скоростей, вызванное влиянием берегового рельефа реки [12].

Результаты расчетов радиоактивного загрязнения окружающей местности продуктами аварийного выброса представлены на рис. 2б, а на рис. 2а — данные измерений радиоактивного загрязнения местности, полученные непосредственно после аварии [13]. В расчетах использовано 8000 модельных частиц. Специально проведенные расчеты показали, что дальнейшее увеличение числа частиц уже не приводит к существенному изменению результатов, причем интервал изменения результатов лежит за пределами точности радиационной съемки на местности.

На рис. 2 различными цветами выделены зоны с примерно одинаковым количеством частиц, осевших на единицу площади. Если изолинию, отвечающую минимальной доле осевших частиц (линия 1 на рис. 2б), отождествить с изолинией, которая соответствует дозе 10 мкР/ч на карте измеренного радиационного загрязнения местности (см. [13]), то изолиния 3 будет соответствовать мощности экспозиционной дозы 100 мкР/ч. Сопоставление расчетных и натурных данных показывает, что изолинии 1, 2 и 3 достаточно хорошо отражают реальное оседание радионуклидов.

Результаты численного моделирования показали, что часть радиоактивных частиц (примерно 20% количества радионуклидов в выбросе) оседает в непосредственной близости от разрушенной взрывом стены цеха на территории комбината (на рисунке не показано). Далее облако поднимается на высоту до 70 м (имеется в виду высота центра тяжести облака), и дальнейшее интенсивное оседание наблюдается только в районе лесистой местности за пределами территории комбината. Всего на территории, представленной на рисунке, оседает до 75% радионуклидов. На расстоянии, удаленном более чем на 25 км от места выброса, оседание радионуклидов крайне незначительно. Ширина следа, ограниченная изолинией 100 мкР/ч, составляет примерно 1 км, что согласуется с результатами съемок на местности.

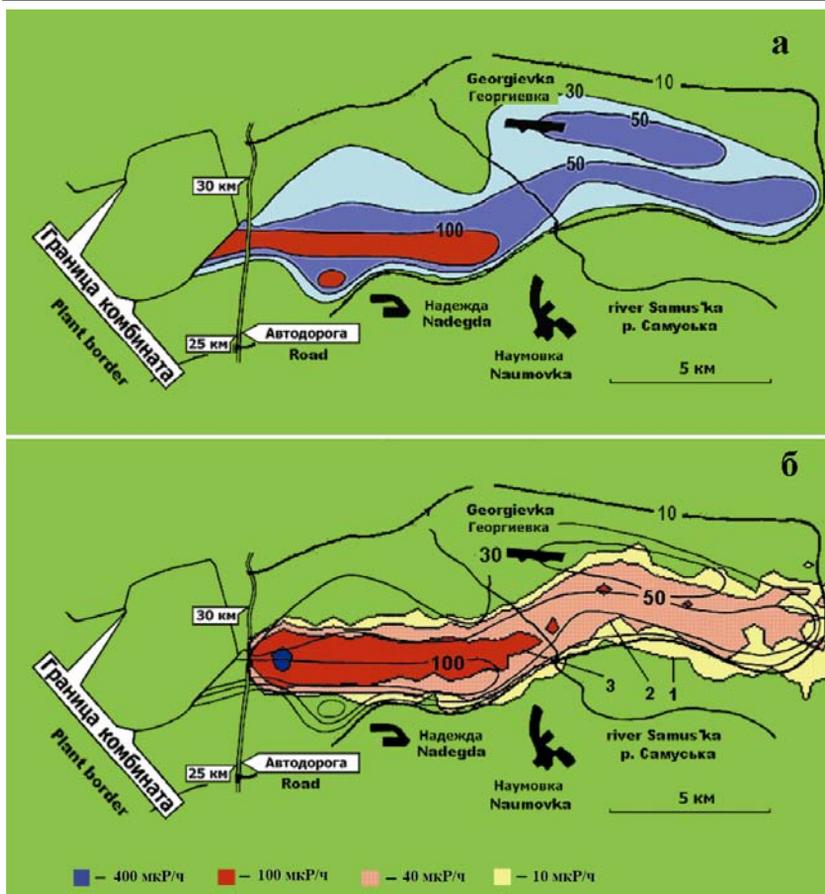


Рис. 2. Измеренные (а) и расчетные (б) уровни загрязнения местности с учетом влияния топографии местности. Цифры на изолиниях показывают измеренную радиацию в мкР/ч

Оценим суммарный выброс ^{239}Pu в результате аварии. Измерения показали, что максимальный уровень загрязнения ^{239}Pu на территории деревни Георгиевки (в 14 км от эпицентра аварии) составил 0,2—0,4 мКи/км², что по оценкам дает суммарный выброс плутония в размере 0,4 Ки. Согласно результатам численного моделирования на территории Георгиевки осело 0,001N частиц/км², где N — полное количество модельных частиц, имитирующих количество плутония в выбросе. Отсюда следует, что суммарная активность выброшенного плутония по максимуму в наших расчетах равна 0,4 Ки. Это совпадает с оценками, полученными на основе реальных замеров на местности.

Приведенный анализ последствий конкретной аварии позволяет заключить, что даже при весьма приближенном задании метеорологических условий и топографии местности результаты численного моделирования достаточно хорошо (не только качественно, но и количественно) описывают реальную ситуацию. Это подтверждает работоспособность примененной методики и возможность использования ее для оценки радиационного заражения местности при тяжелых техногенных авариях.

Авторы благодарят профессоров В. Н. Минеева и А. И. Фунтикова за полезное обсуждение результатов работы, а также Международный научно-технический центр, при поддержке которого выполнялась эта работа (грант ICTS-844).

Литература

1. Бызова Н. Л., Гаргер Е. К., Иванов В. Н. Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991. — 278 с.
2. Музафаров И. Ф., Утожников С. В. Численное моделирование конвективных колонок над большими пожарами в атмосфере // Теплофизика высоких температур. — 1995. — Т. 33. — № 4. — С. 594—601.
3. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Формирование большого пожара, вызванного излучением // Изв. Рос. акад. наук. Механика жидкости и газа. — 1992. — № 1. — С. 17—23.
4. Иванов М. Ф., Швец В. Ф. Об одном подходе к моделированию плазмы со столкновениями методом частиц // Докл. АН СССР. — 1978. — Т. 238. — № 6. — С. 1324—1327.
5. Иванов М. Ф., Швец В. Ф. Метод стохастических дифференциальных уравнений для расчета кинетики плазмы со столкновениями // Журн. вычисл. математики и мат. физики. — 1980. — Т. 20. — № 3. — С. 682—690.
6. Иванов М. Ф., Швец В. Ф. О численном решении стохастических дифференциальных уравнений // Числ. методы механики сплош. среды. — 1979. — Т. 10. — № 1. — С. 64—70.
7. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1977. — 488 с.
8. Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др. Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 31—44.

9. Яглом А. М. Диффузия примеси от мгновенного точечного источника в турбулентном пограничном слое // Турбулентные течения: Труды всесоюзного семинара по проблемам турбулентных течений. — М.: Наука, 1974. — С. 62—74.
10. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. А. М. Яглома. — Л.: Гидрометеиздат, 1985. — 351 с.
11. Гисина Ф. А., Лайхтман Д. Л., Мельникова И. И. Динамическая метеорология. — Л.: Гидрометеиздат, 1976. — 607 с.
12. Handbook of Air Pollution Technology / Ed. by S. Calvert, H. M. Englund. — N.Y., 1984.
13. Израэль Ю. А., Артемов Е. М., Назаров И. М. и др. Локальный радиоактивный выброс как результат аварии на радиохимическом комбинате Томск-7 // Метеорология и гидрология. — 1993. — № 6. — С. 5—8.
14. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982. — 392 с.
15. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977. — 438 с.

Распределенная 3D-модель для описания переноса загрязнения в городских условиях

В. В. Чуданов, А. Е. Аксенова, В. А. Первичко

1. Введение

Распределенная 3D-модель для описания переноса пассивной примеси в городских условиях предназначена для оценки последствий применения радиоактивных изотопов (не относящихся к категории «специальные ядерные материалы»), которые могли бы быть использованы в качестве компонентов «грязной бомбы». Такая бомба может быть разработана с целью загрязнения радиоактивными веществами промышленных центров, транспортных погрузо-разгрузочных узлов и жилых районов, что может привести к выводу из строя большого сектора внутренней экономики страны. Использование «грязной бомбы» может привести к жертвам среди населения или к радиационному облучению людей, однако в основном ее применение может быть нацелено на создание паники и потрясений в обществе.

В настоящее время выделяют три группы моделей для описания переноса пассивной примеси, основанные на гауссовом распределении. К первой группе относятся модели с характерными пространственными масштабами 10—12 км, ко второй — модели с характерными пространственными масштабами 100—120 км, третью группу составляют мезомодели. Все три группы применимы для оценки распространения примеси при достаточно гладком рельефе местности в отсутствие больших перепадов высот и могут только приблизительно оценивать распространение примеси в городских условиях, которые характеризуются пространственными масштабами 1—5 км и перепадами высот от 200 до 500 м. Кроме того, указанные модели являются, как правило, гауссовыми, тогда как в городах с плотной застройкой существенной является трехмерность, и гауссовы модели в этом случае неприменимы.

Одним из возможных способов получения оценки распространения примеси в городских условиях является численное моделирование с использованием распределенной модели, основанной на уравнениях Навье — Стокса в естественных переменных в приближении слабой сжимаемости совместно с уравнением для температуры [1].

2. 3D-модель для моделирования несжимаемых / слабо сжимаемых течений

Более десяти лет в лаборатории вычислительной тепло- и гидродинамики ИБРАЭ разрабатываются 3D-модель и компьютерный код для моделирования процессов тепло- и массопереноса несжимаемой и слабо сжимаемой жидкости для сложной геометрии и широкого диапазона граничных условий (см., например, [2]).

И модель, и код успешно применялись в качестве вычислительного сопровождения различных исследовательских программ проекта РАСПЛАВ (см., например, [7]) и продолжают постоянно развиваться с появлением новых задач и новых вычислительных средств и алгоритмов.

Модель основана на решении уравнений Навье — Стокса совместно с уравнением энергии в естественных переменных и позволяет моделировать распространение загрязнения в широких диапазонах чисел Рейнольдса и Рэлея как для ламинарных, так и для турбулентных режимов течения и в сложных геометриях.

Уравнение неразрывности в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{u}) = 0. \quad (2.1)$$

Для переноса импульса справедливы соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}) + \nabla(\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla P + \nabla(\rho[\nu + \nu_T] \nabla \bar{u}) + \rho g(\beta_T \Delta T + 1), \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \bar{u} = 0 \text{ (несжимаемая жидкость)}. \quad (2.3)$$

Уравнение переноса энтальпии записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla(\rho \bar{u} h) = \nabla([\kappa + \kappa_T] \nabla T) + Q_T, \quad (2.4)$$

где ρ — плотность; $\bar{u} = (u_1, u_2, u_3)$ — вектор скорости; P — давление; ν — вязкость; ν_T — турбулентная вязкость; g — ускорение силы тяжести; β_T — коэффициент теплового расширения; T — температура; $h(T)$ — энтальпия; κ — коэффициент теплопроводности; κ_T — турбулентный коэффициент теплопроводности; Q_T — источник тепла.

Для задания переноса примеси применяется соотношение вида

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \nabla(\bar{u} C_i) = \nabla \left(\left[\kappa_{C_i} + \kappa_{C_i T} \right] \nabla C_i \right) + Q_{C_i}, \quad (2.5)$$

где неизвестные обозначают: C_i — концентрацию i -й примеси; κ_{C_i} — коэффициент диффузии i -й примеси; Q_{C_i} — источник i -й примеси.

Модель валидирована на широком наборе экспериментальных данных и численных тестов (см., например, рис. 1 и 2).

Модель и код применимы для моделирования распространения загрязнения в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 10^5 - 10^6$, в масштабах порядка комнаты или жилого здания, но могут быть распространены и на случай переноса загрязнения в городских условиях.

3. Городские условия и учет погодных факторов и турбулентности

Для описания переноса и рассеяния загрязнения в локальном масштабе (радиусом до 10 км от источника загрязнения) в мире широко используется статистическая модель Паскуилла — Гиффорда, основанная на гауссовом распределении, которая справедлива для оценки распространения примеси при достаточно гладком рельефе местности и в отсутствии больших перепадов высот.

В условиях города с плотной застройкой существенными являются трехмерность и неоднородность рельефа местности, и гауссовы модели неприменимы. В этом случае одним из возможных способов получения оценки распространения примеси в городских условиях является численное моделирование с использованием распределенной модели, основанной на уравнениях Навье — Стокса. Для моделирования переноса пассивной примеси в городских условиях используются уравнения гидродинамики в естественных переменных в приближении слабой сжимаемости.

Уравнение неразрывности в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{u}) = 0. \quad (3.1)$$

Для переноса импульса справедливы соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}) + \nabla(\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla P + \nabla(\rho [v + v_T] \nabla \bar{u}) + \rho g \beta T', \quad (3.2)$$

$$\text{div} \bar{u} = 0. \quad (3.3)$$

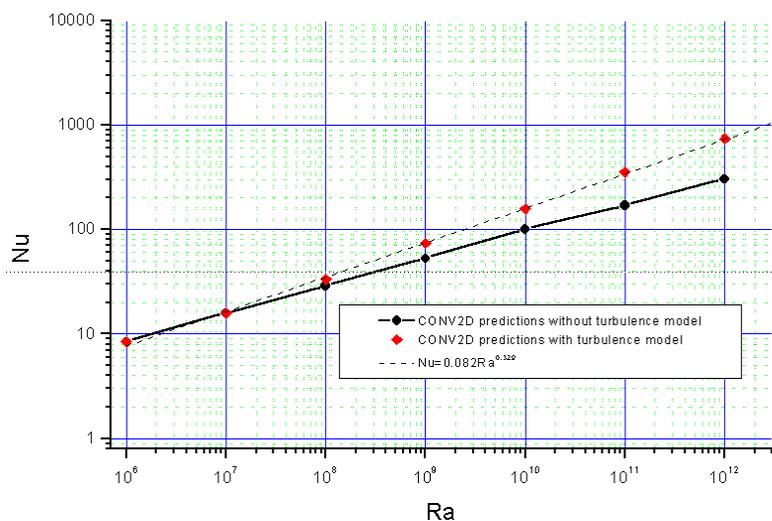


Рис. 1. Сравнение предсказаний с корреляциями [3] для конвекции в полости с боковым подогревом

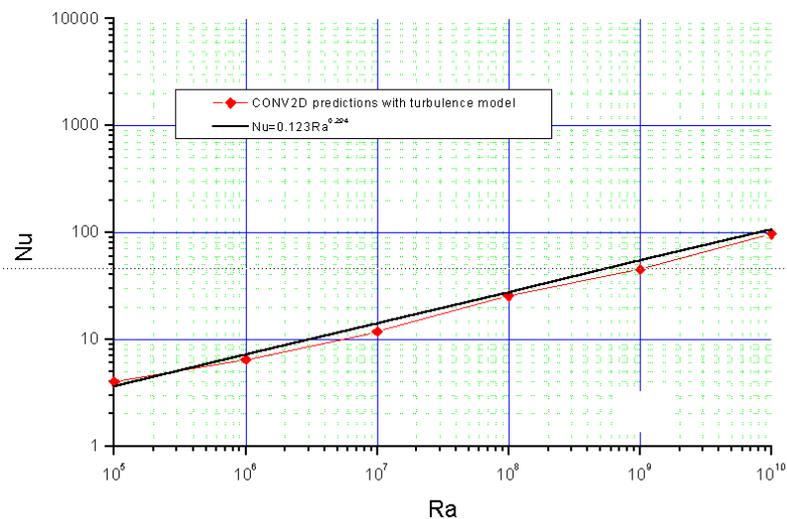


Рис. 2. Сравнение предсказаний с корреляциями [4] для конвекции Бенара

Для переноса тепла

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \vec{u} \nabla T' \right) = (\kappa + \kappa_T) \Delta T' + Q_T,$$

где ρ — плотность; $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ — вектор скорости; P — давление; ν и ν_T — вязкость и турбулентная вязкость; g — ускорение силы тяжести; β — коэффициент теплового расширения; T' — температура; c_p — теплоемкость; κ — коэффициент теплопроводности; κ_T — турбулентный коэффициент теплопроводности; Q_T — источник тепла.

Для задания переноса примеси в атмосфере используется уравнение вида

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \nabla(\vec{u} C_i) = \nabla \left([\kappa_{C_i} + \kappa_{C_i T}] \nabla C_i \right) + Q_{C_i}, \quad (3.4)$$

где неизвестные обозначают: C_i — концентрацию i -й примеси; κ_{C_i} — коэффициент диффузии i -й примеси; Q_{C_i} — источник i -й примеси.

Для учета осаждения аэрозольных частиц к скорости ветра в уравнении (3.4) добавляется скорость гравитационного оседания частиц, и оно принимает вид

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \nabla((\vec{u} + \vec{w}_i) C_i) = \nabla \left([\kappa_{C_i} + \kappa_{C_i T}] \nabla C_i \right) + Q_{C_i}, \quad (3.5)$$

где \vec{w}_i — вектор скорости гравитационного оседания для данной группы частиц (имеет только вертикальную компоненту).

Кроме того, необходимо использовать граничное условие на поверхности для уравнения диффузии

$$(\kappa_{C_i} + \kappa_{C_i T}) \frac{\partial C_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = C_i V_{di},$$

где V_{di} — скорость сухого осаждения для данной группы частиц; z — вертикальная координата.

При этом необходимо принимать во внимание влияющие на процесс распространения загрязнения погодные факторы — солнечную радиацию, осадки, распределение температуры по высоте, влажность и т. д.

Учет метеоусловий может быть произведен с помощью задания температурной стратификации. В простейшем варианте без учета переноса тепла необходимо задавать диффузионные коэффициенты. При использовании

модели турбулентности коэффициенты турбулентной диффузии выбираются порядка коэффициентов турбулентной вязкости.

4. Особенности вычислительного алгоритма

Ниже перечислены основные особенности алгоритма решения представленной выше модели.

- Дискретные аппроксимации строятся с использованием конечно-объемных методов и разнесенных сеток.
- Для построения неявной схемы для нестационарных уравнений гидродинамики применена операторная схема расщепления Дугласа — Рэкфорда (подобная SIMPLEC-методу).
- В уравнении движения операторы расщепляются на две части: первая связана со скоростным переносом конвекцией/диффузией, в то время как вторая — с градиентом давления.
- Для работы с нерегулярными комплексными вычислительными областями используется метод фиктивных областей (МФО). Мы применяем вариант МФО с продолжением по младшим производным, который в физическом смысле можно трактовать как включение в уравнения движения модели пористой среды. Различные формулы могут использоваться для термина сопротивления потока в вышеупомянутых уравнениях (например, ступенчатая функция для резкого переключения процесса, линейный Дарси и т. д.).
- Для нестационарного уравнения теплопроводности используется полностью неявная схема (обратные разности).
- Для решения конвективной проблемы в уравнении движения разработан регуляризованная нелинейная монотонная операторная схема расщепления.
- Кроме этого, в уравнении движения применена специальная аппроксимация конвективных слагаемых для получения дискретного конвективного оператора, который является кососимметричным и не дает вклада в кинетическую энергию (т. е. является энергетически нейтральным).
- Схема обеспечивает второй порядок по пространству и первый по времени.
- Алгоритм является устойчивым при достаточно больших шагах интегрирования по времени.
- Полученные сеточные эллиптические уравнения решаются на каждом временном слое с использованием следующих вычислительных модулей: ICCG для симметричных матриц и ORTHOMIN для несимметричных.

Детали можно найти, например, в [2].

5. Особенности построения расчетных областей и сеток

Для построения трехмерных расчетных областей мы используем системы автоматизированного проектирования (САПР) Mechanical Desktop и 3dsMAX, которые содержат разнообразные инструменты для работы с двумерными и трехмерными объектами.

На рис. 3 показан результат обводки контуров зданий для вычислительной области в Mechanical Desktop-2004. В качестве плана-подложки использован отсканированный фрагмент карты городской застройки в формате .bmp. Результат сохраняется в формате .dwg и передается затем в 3dsMAX.

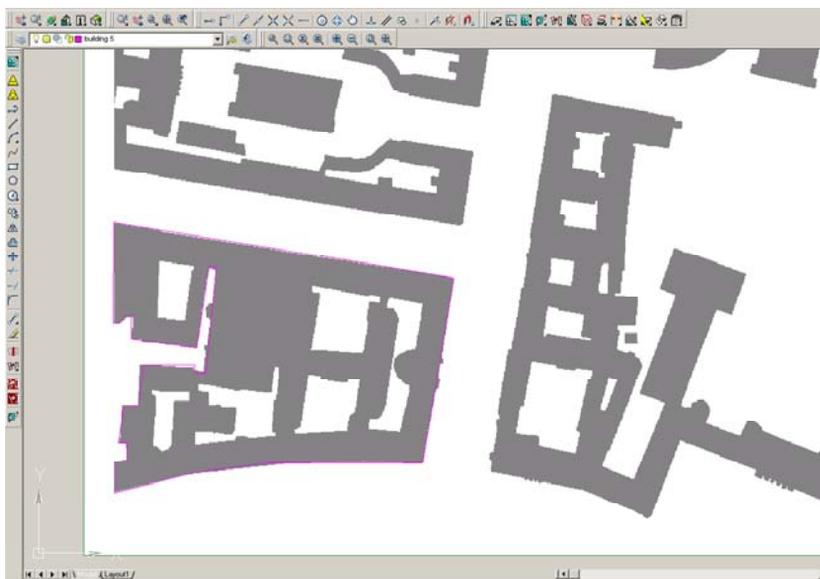


Рис. 3. Результат обводки зданий для вычислительной области в Mechanical Desktop-2004

На рис. 4 показан результат операции Extrusion (Выдавливание) для всей расчетной области в 3dsMAX версии 6. Здесь в качестве плана-подложки использован файл в формате .dwg. Результатом выдавливания является трехмерная вычислительная область, сохраняемая в формате .stl.

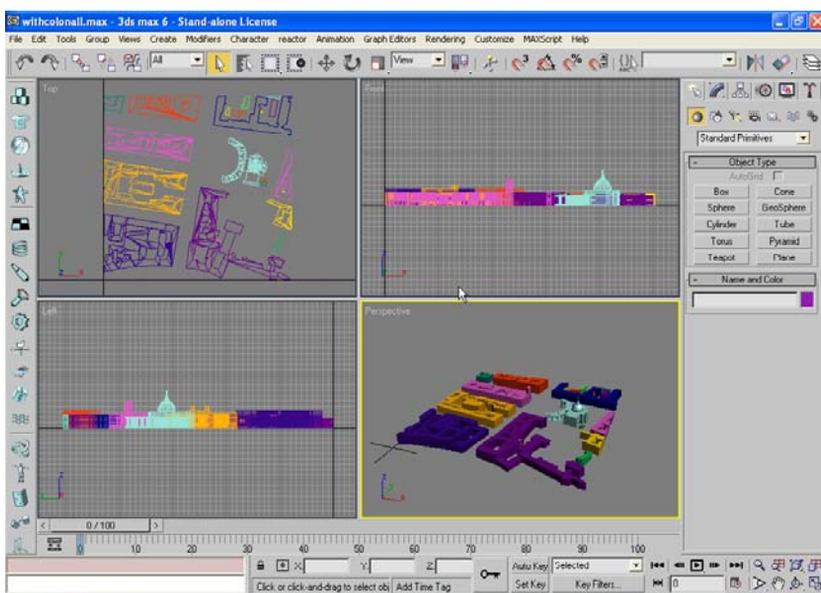


Рис. 4. Результат операции Extrusion для всей расчетной области в 3dsMAX-6
Построенные в САПР геометрические объекты (макеты зданий) передаются в специально разработанную программу генерации сеток, которая конструирует расчетную сетку необходимого качества вокруг объектов. Особенности методики построения расчетных сеток можно найти, например, в [5].

6. Особенности учета турбулентности

Для моделирования турбулентности, обусловленной геометрическими особенностями, предлагается использовать подход Large Eddy Simulation (LES-подход), в котором динамика крупномасштабных вихрей вычисляется, в то время как эффект мелкомасштабной турбулентности моделируется [6].

Основные уравнения для крупных вихрей получаются путем пространственного осреднения или применением процедуры фильтра, которая убирает из уравнений Навье — Стокса маломасштабные колебания.

Для моделирования мелкомасштабных вихрей используется модель Смагоринского, которая успешно применялась и для моделирования распространения загрязнения в атмосфере.

Осредненные уравнения импульса и неразрывности имеют вид

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2}, \quad \tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j.$$

Слагаемое $\partial \tau_{ij} / \partial x_j$ можно смоделировать с помощью модели турбулентной вязкости

$$\nu_T = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}|, \quad \tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2 \nu_T \bar{S}_{ij},$$

где $|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}$ — величина крупномасштабного тензора напряжения; $C_s \sim 0,1$ — турбулентная константа Смагоринского; Δ — масштаб длины используемого фильтра (интервал сетки); $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$; \bar{u}_i — фильтрованная крупномасштабная скорость.

7. Иллюстрация на модельном примере

Разработанная распределенная 3D-модель переноса примеси в городских условиях на основе 3D-модели несжимаемых / слабо сжимаемых CFD течений использована для расчета модельной задачи распространения примеси в условиях городской застройки.

На рис. 5 показаны результаты расчета такой задачи. Представлена трехмерная схема участка Тверской улицы около памятника Пушкину в Москве. Схема городской застройки выполнена в программе Mechanical Desktop. Вычислительная сетка вокруг зданий получена с помощью специально разработанной программы построения сеток [5].

На рис. 5 показаны также приземные траектории распространения примеси от взорванной в районе «грязной бомбы» при характерном направлении ветра и траектории распространения примеси в сечениях $X = \text{const}$ и $Y = \text{const}$.

На рис. 6 представлена трехмерная схема участка около Казанского собора в Санкт-Петербурге. Стрелкой показано направление ветра, красным квадратиком изображено место взрыва «грязной бомбы».

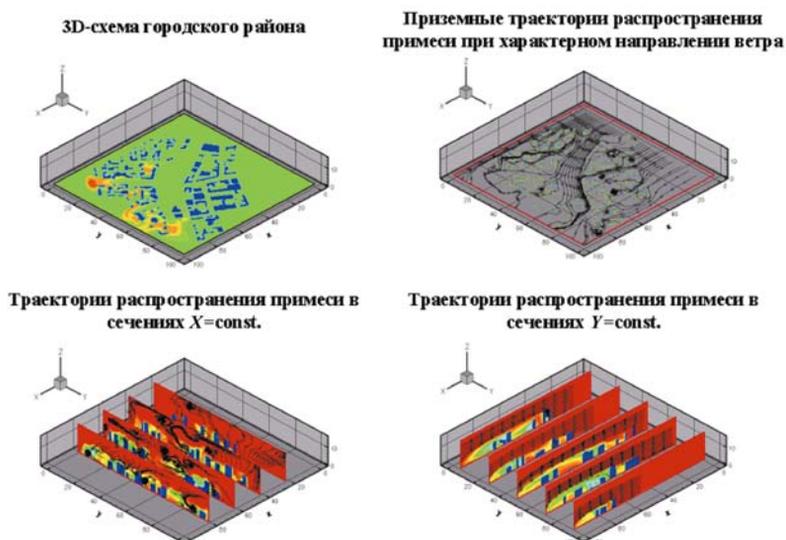


Рис. 5. Расчет для модельной задачи по распространению примеси в атмосфере

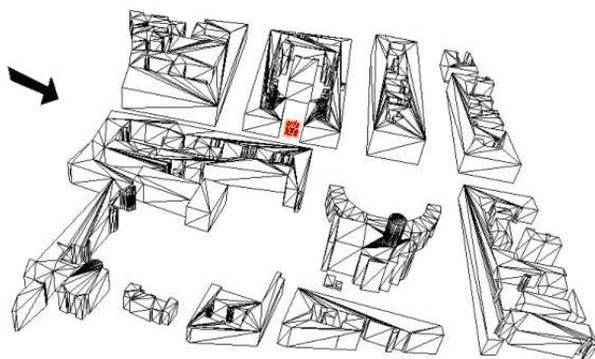


Рис. 6. Схема городского района Санкт-Петербурга

Схема городской застройки выполнена в программе 3dsMAX. Вычислительная сетка вокруг зданий получена с помощью специально разработанной программы построения сеток [5].

На рис. 7—9 показаны результаты анализа уровней радиоактивного загрязнения в приземном слое воздуха относительно высоты зданий и разных вычислительных сеток.

Вычисления выполнены с помощью версии кода, предназначенной для автоматизированной рабочей станции с четырьмя процессорами AMD Opteron.

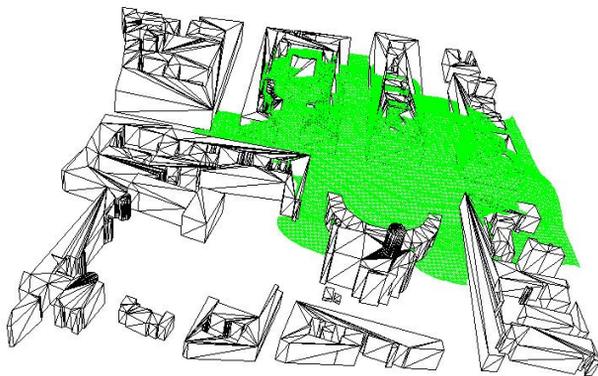


Рис. 7. Изоповерхность с концентрацией загрязнений в воздухе на уровне 10^{-4} максимального значения вблизи источника спустя 400 с с момента начала взрыва.
Вычислительная сетка $129 \times 129 \times 65$

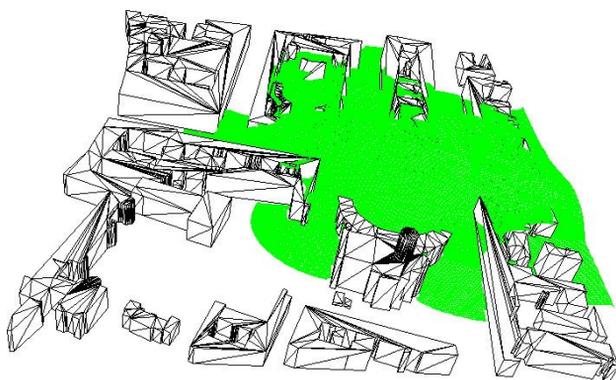
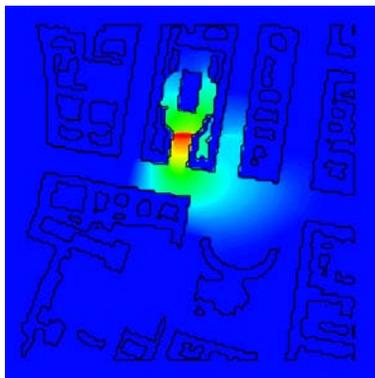
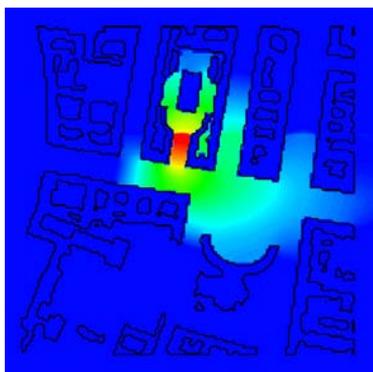


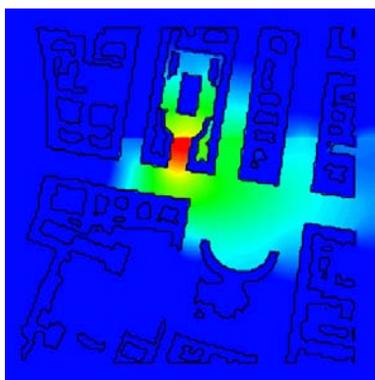
Рис. 8. Изоповерхность с концентрацией загрязнений в воздухе на уровне 10^{-4} максимального значения вблизи источника спустя 400 с с момента начала взрыва.
Вычислительная сетка $257 \times 257 \times 65$



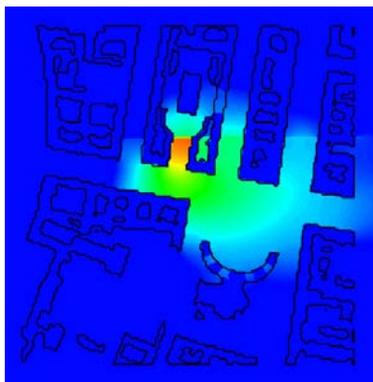
Сетка $129 \times 129 \times 65$ (без арок)



Сетка $257 \times 257 \times 65$ (без арок)



Сетка $513 \times 513 \times 129$ (без арок)



Сетка $257 \times 257 \times 65$ (с арками)

Рис. 9. Уровни загрязнения на уровне земли спустя 400 с с момента начала взрыва для четырех разных типов вычислительных сеток и двух разных типов геометрии (с арками и без арок в здании Казанского собора)

8. Заключение

Разработана распределенная 3D-модель переноса примеси в городских условиях на основе 3D-модели несжимаемых / слабо сжимаемых CFD-течений.

Объединение развитой 3D-модели переноса примеси в городских условиях и современных геоинформационных систем позволит автоматизировать решение задачи распространения загрязнения в городских условиях.

Появление нового автоматизированного рабочего места с четырьмя процессорами AMD Opteron и 16 Гб RAM позволяет уже сегодня выполнить

вычисления на сетках с 40 млн узлов, так что расчет переноса загрязнения примеси может быть выполнен в вычислительной области ($1 \times 1 \times 0,1$ км) с разрешением сетки 1 м.

Возможность наращивания RAM до 64 Гб позволит в будущем выполнять вычисления на сетках с 100 млн узлов.

Литература

1. *Pavlovskii O. A., Tchoudanov V. V.* Application 3D dynamic model for estimation the consequences of «dirty bomb» blasting in urban conditions // Proc. of ANS Winter Meeting Washington, DC, 2002 (Radiological Terrorism—Direct and Indirect Impacts of RDD Events), 17—21 November, 2002.
2. *Чуданов В. В.* Модели и методы трехмерного тепломассопереноса для описания тяжелых аварий // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 2004. — № 2. — С. 22—37.
3. *Jacob M.* Heat and Mass Transfer. — New York, 1949. — Vol. 1.
4. *Wu Z., Libchaber A.* Scaling Relations in Thermal Turbulence: The Aspect-Ratio Dependence // Phys. Rev. — 1992. — A. 45. — № 2. — P. 842—845.
5. *Chudanov V. V., Aksenova A. E., Pervichko V. A. et al.* «Grid Office» for CFD Pre and Post Processing // Proc. 17th IMACS World Congress, Paris, France, July 11—15, 2005. — [S. l.], 2005. — CD-disk. Paper T1-I-57-0970.
6. *Chudanov V. V., Aksenova A. E., Pervichko V. A., Plotnikova I. G.* Combined approach based on LES, FDM and CAD specifications for solving CFD problems, computational mechanics: techniques and developments // Ed. by B. H. V. Topping. — [S. l.]: Civil-Comp Press, 2000. — P. 285—291 (Paperback).
7. *Aksenova A. E., Chudanov V. V., Pervichko V. A. et al.* Development and application of the CONV Codes // Proc. RASPLAV Seminar 2000, Munich, November 2000. — CD-disk. Session 3: Theoretical analysis. — 18 p.

Модель рассеяния мелкодисперсной составляющей продуктов надземного взрыва за счет выноса грунта отраженной взрывной волной

В. А. Гальбурт, М. Ф. Иванов, А. И. Фунтиков

1. Введение

При авариях на предприятиях атомной промышленности или в ситуациях, вызванных террористическим актом, возможно диспергирование и рассеяние радиоактивного материала от источника загрязнения, что может привести к долговременному радиоактивному заражению окружающей среды. В частности, причиной заражения может служить взрывное разрушение элементов конструкций, содержащих радиоактивный материал. Загрязнение прилегающей к месту выброса площади может происходить как крупными нуклидосодержащими фрагментами или осколками изделия, так и мелкими частицами. Крупноразмерные фрагменты представляют собой локальные очаги заражения и могут быть относительно легко устранены. Наибольшую опасность для окружающей среды представляют радиоактивные микрочастицы и аэрозоли размерами менее 100 мкм, так как они могут переноситься на значительные расстояния воздушными потоками, а область их миграции в результате повторных подъемов с поверхностей после оседания может составлять десятки километров.

При взрыве и разрушении конструкций, содержащих радиоактивные материалы, попадание нуклидосодержащих микрочастиц в атмосферу может происходить в основном за счет двух процессов: (а) выброса микрочастиц с открытых поверхностей конструкции и (б) испарения и конденсации продуктов горения радиоактивных веществ. Выброс твердых частиц вещества со свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны изучался в работах [1—3]. Выполненные в этих работах эксперименты показали, что при ударном сжатии различных металлов наблюдается микрокумулятивный выброс частиц из микронеровностей на открытой поверхности образцов. Оказалось, что количество выбрасываемого металла линейно зависит от величины неровностей и исходной плотности материала [1]. Неровностями могут служить микровыступы шероховатой поверхности, высота которых определяется чистой технологической обработкой. Объем выбросов с поверхности образцов для изученных в опытах металлов был пример-

но одинаков. При этом скорость выбрасываемых частиц для таких неровностей примерно в 1,3—1,5 раза превышала скорость свободной поверхности образца. Было также установлено, что основная масса частиц имеет размеры, находящиеся в пределах 1—100 мкм.

Другой компонент мелкодисперсной составляющей образуется в результате испарения материала (если происходит плавление в ударной волне) с открытых поверхностей или его горения и дальнейшей конденсации паров при адиабатическом расширении [4]. Размер образующихся в этом процессе микрочастиц не превышает 10^{-2} мкм.

Попавшие в атмосферу в результате описанных процессов микрочастицы в дальнейшем выносятся из зоны взрыва и в конечном счете оседают на местности. Этот процесс был подробно рассмотрен авторами настоящей статьи в работе [5], посвященной загрязнению окружающей местности при аварии на Сибирском химическом комбинате в 1993 г.

Ниже рассматривается рассеяние мелкодисперсной радиоактивной примеси в близкой к месту взрыва зоне за счет переноса относительно крупными (10^{-3} —1 см и более) частицами грунта, выбрасываемыми из эпицентра взрывной волной. Предполагается, что при подрыве заряда вблизи поверхности земли радиоактивная составляющая попадает в воздух в виде аэрозолей и микрочастиц [1—3], которые оседают на частицы грунта, увлекаемые взрывной волной, и таким образом разносятся на значительные расстояния.

Подъем и перенос частиц проходящими ударными волнами рассматривался в ряде работ (см., например, [6—9] и литературу в них). Показано, что при интенсивном энерговыделении в механизме подъема частиц основную роль играют силы аэродинамического сопротивления и в меньшей степени силы Магнуса и турбулентной диффузии в пограничном слое. При воздействии сильных ударных волн на относительно крупные частицы подстилающей поверхности (200 мкм и более) ведущим механизмом, отвечающим за рассеяние фрагментов грунта, является разлет частиц в потоке воздуха, который возникает за ударной волной, за счет стоковой силы. Эксперименты, описанные в [10], показали, что при взрыве зарядов над поверхностью земли в первую очередь происходит сдвиг лежащего на поверхности грунта раздробленного материала, при этом воронка в грунте практически не образуется. В данной работе мы рассмотрим задачу именно в такой постановке.

2. Физическая модель и основные уравнения

Пусть на частицу с поперечным сечением S набегаёт поток с массовой скоростью u . Как известно, на нее будет действовать сила сопротивления

$F(u)$, под воздействием которой частица будет перемещаться. Уравнение движения имеет простой вид:

$$m \frac{dv}{dt} = F - mg, \quad (1)$$

где m — масса частицы; v — ее скорость; g — ускорение свободного падения.

В близкой к эпицентру взрыва области массовая скорость воздушного потока велика, и для микрочастиц размером 10^{-3} —1 см, что характерно для состава выброса, числа Рейнольдса $Re = \frac{ud}{v}$ будут достигать значений 10^5 . Если принять для простоты форму частиц сферической, то величину силы сопротивления F можно записать в виде [11]

$$F = C\rho_1 U^2 S = C\rho_1 (u-v)^2 \pi R^2, \quad (2)$$

где R — радиус частицы; u — скорость набегающего потока; v — скорость частицы; ρ_1 — плотность воздуха; C — коэффициент, зависящий от значений Re и равный $C = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{Re^{3/2}}{6} \right)$ в диапазоне малых чисел Рей-

нольдса (для оценок можно считать, что он изменяется по такому закону вплоть до значения $Re = 5 \cdot 10^3$). В диапазоне $Re \approx 5 \cdot 10^3$ — 10^5 $C \approx 0,45$.

При дальнейшем росте числа Рейнольдса наступает кризис сопротивления, и C уменьшается в четыре-пять раз [11]. Учитывая сказанное, формулу (1) можно переписать в виде

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = C(Re) \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{(\vec{u} - \vec{v})^2}{R} \frac{\vec{v}}{v} - \vec{g}, \quad (3)$$

где ρ_2 — плотность материала частицы.

Фронт ударной волны обгоняет захваченные ею частицы грунта, поэтому скорость воздушного потока u , обтекающего частицу, будет спадать по мере удаления головы волны. В то же время продолжает расти скорость самой частицы. В результате относительная скорость $(u - v)$ уменьшается до такой величины, что определяющей становится сила тяжести. Можно оценить дистанцию рассеяния фрагментов грунта, используя формулу (3). Для этого нужно знать поля скоростей u отраженной от поверхности земли взрывной волны, которые берутся из решения задачи о приземном взрыве заряда и начальной стадии формирования термика.

Динамика многокомпонентной среды (заряд и воздушная атмосфера) описывается системой уравнений газовой динамики, которые в цилиндрических координатах « r — z » (ось z направлена вверх) имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u_z)}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + u_r \frac{\partial E}{\partial r} + u_z \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{p}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] + Q, \quad (7)$$

где ρ — плотность среды; u_r, u_z — компоненты скорости; p — давление; E — внутренняя энергия; g — ускорение силы тяжести; Q — источниковый член, учитывающий энерговыделение в процессе взрыва.

Система уравнений (4)—(7) дополняется уравнением состояния среды, которое берется для воздуха в виде уравнения состояния идеального газа

$$p_a = (\gamma - 1) \rho_a E_a. \quad (8)$$

На границе воздуха с подстилающей поверхностью задавались граничные условия жесткого отражения.

При отражении воздушной ударной волны от поверхности земли в движение вовлекаются частицы грунта, которые, пролетая через воздушную смесь продуктов детонации и распыленных радиоактивных частиц, адсорбируют их на свою поверхность и переносят в пределах площади рассеяния. Траектории индивидуальных частиц грунта рассчитываются по уравнению (1). Частицы грунта обладают функцией распределения $f(R, x)$ по размерам R , которая полагается одной и той же в каждой точке x области взаимодействия взрывного потока с поверхностью. Количество захваченной радиоактивной примеси полагается пропорциональным площади поверхности частиц. Распределение мелкодисперсных распыленных частиц примеси (аэрозоля) каждого размера в первоначальном приземном облаке полагается изотропным, а коэффициент прилипания для всех частиц одинаков. В силу этого количество переносимой частицами грунта примеси будет просто пропорционально площади поверхности разлетающихся частиц. В таких предположениях количество радиоактивных осадков S на расстоянии r от центра взрыва может быть оценено по формуле

$$S(r) = A \int_0^b \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} f(R, x) R^2 \delta(x + y(R, x) - r) dx dR, \quad (9)$$

где A — коэффициент пропорциональности; b — размер области воздействия падающей ударной волны на подстилающую поверхность; R_{\min} — R_{\max} — диапазон размеров выносимых частиц грунта; $y(R, x)$ — расстояние, которое пролетает частица размером R из точки x ($0 < x < b$) до своего падения.

Система уравнений (1)—(8) решалась численно по полностью консервативной неявной схеме [12].

3. Результаты расчетов

Для апробации рассмотренной модели были проведены расчеты по рассеянию примеси для тротилового заряда массой 150 кг, который имеет полусферическую форму, аналогичную используемым в опытах по определению динамической сжимаемости [13—16], и расположен на высоте 1,2 м над землей. В опытах рассеяние радиоактивного материала из области взрыва составляло несколько десятков калибров заряда. В принятой нами модели взрыв тротила считался мгновенным, и детальное рассмотрение разрушения конструкции заряда не проводилось. Полагалось, что вынос частиц грунта происходит в результате возникающих взрывных течений перемешанной смеси воздуха и продуктов детонации с однородно распределенным радиоактивным аэрозолем. За уравнения состояния продуктов взрыва и атмосферы были приняты уравнения состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$. Начальная плотность тринитротолуола $\rho = 1,6 \text{ г/см}^3$, удельное энерговыделение взрывчатого вещества $Q_0 = 4,2 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$.

Характерные изолинии давления в различные моменты времени от начала взрыва показаны на рис. 1 (в силу симметрии относительно оси z показана только половина возмущенной области). В момент $t = 0$ показан профиль заряда. Далее мы видим формирование маховской структуры на фронте распространяющейся вдоль поверхности земли ударной волны.

На рис. 2 приведены профили давления, вертикальной и горизонтальной массовых скоростей, взятые у поверхности земли ($h = 0 \text{ м}$) и на высоте $h = 1,4 \text{ м}$ в моменты 0,5 мс и 1,5 мс, что соответствует полям давлений на рис. 2б и 2в. Видно, что массовая скорость потока в непосредственной близости к земле на фронте взрывной волны направлена к поверхности и прижимает находящиеся на ней частицы, а далее, за фронтом, возникает поток от поверхности земли, который по нашей модели подхватывает мелкодисперсный грунт. Горизонтальный перенос частиц осуществляется за счет составляющей скорости V_x , профиль которой, как видно из рисунков, с ростом времени и высоты над поверхностью земли стремится к автомоделному.

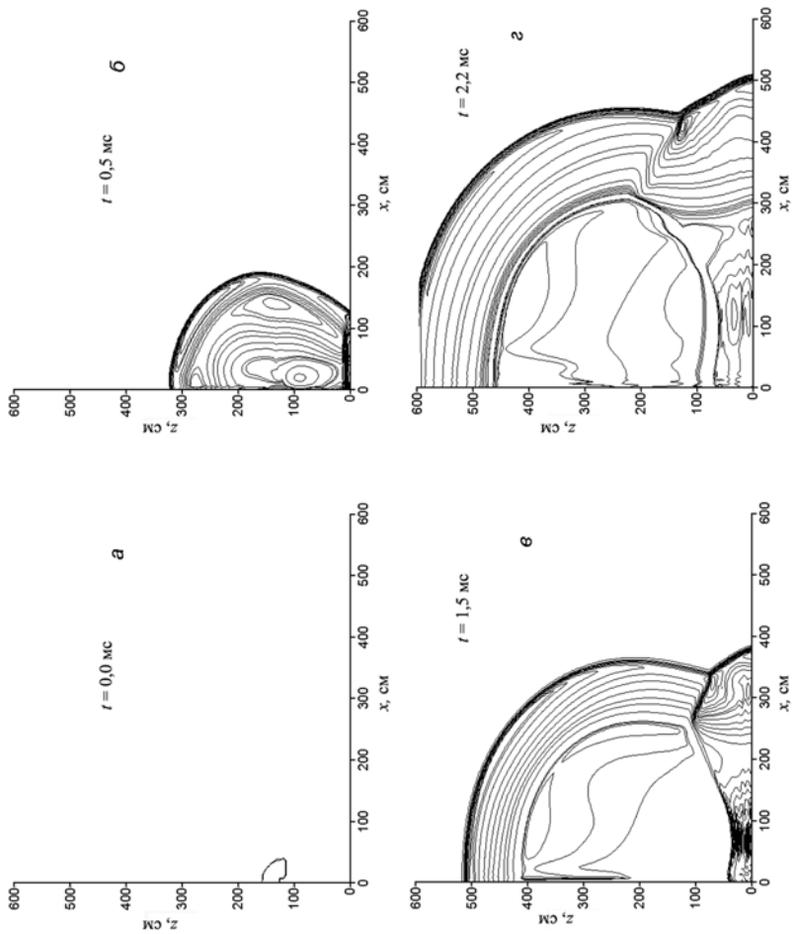


Рис. 1. Поля давления от взрыва в различные моменты времени

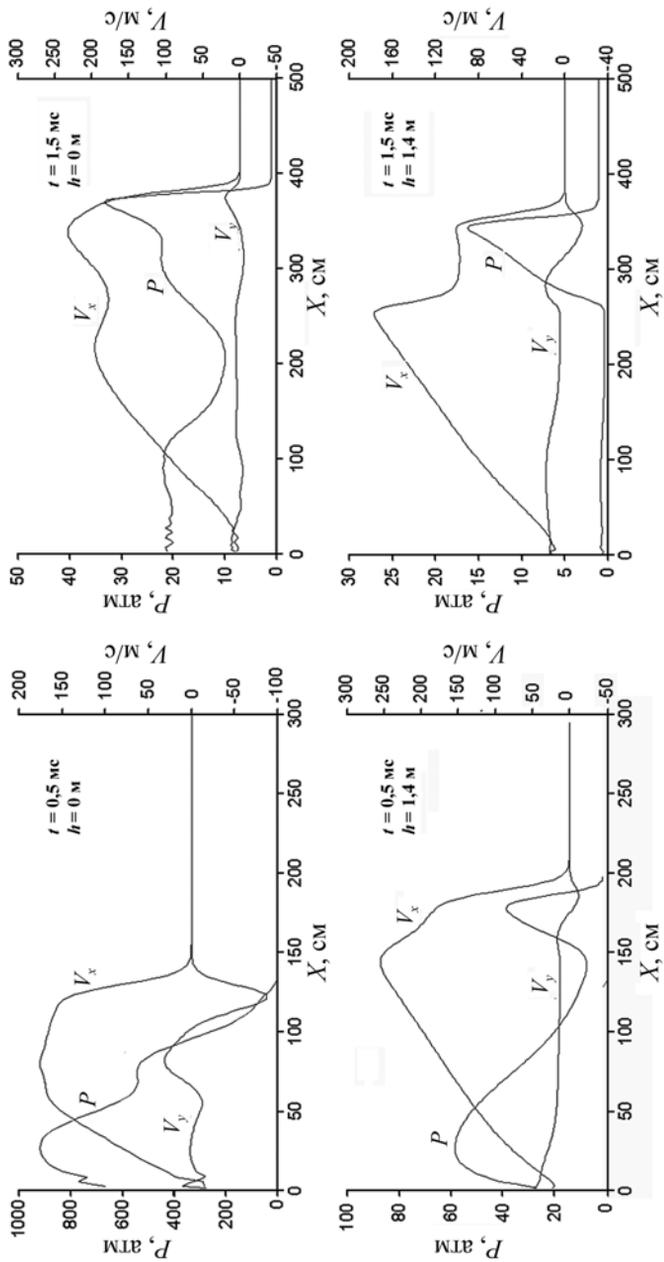


Рис. 2. Профили давлений и скоростей взрывного потока для различных высот в различные моменты времени

Гранулометрический состав грунта при испытаниях, к сожалению, не регистрировался. Поэтому функция распределения частиц грунта $f(R, x)$ в расчетах задавалась исходя из следующих соображений. Фрагментация верхнего слоя грунта возникает из-за многолетнего периодического воздействия на него различных разрушающих факторов. Как показал А. Н. Колмогоров, независимо от начального распределения по размерам частиц их конечное распределение при многократном дроблении асимптотически стремится к логарифмически-нормальному закону [17; 18], параметрами которого являются медиана d_L и среднее квадратичное отклонение σ_L :

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy; \quad y = (\ln d - \ln d_L) / \sigma_L.$$

Из немногочисленных данных по грунтам, приведенных в [17], можно заключить, что σ_L лежит в пределах 0,65—1,2, а d_L изменяется в довольно широких масштабах. Расчеты показали, что близкие к экспериментальным данным по рассеянию радиоактивной примеси результаты получаются при задании $\sigma_L \geq 0,8$ и $d_L \geq 0,5$ см. При этом профиль кривой рассеяния примеси наиболее чувствителен к параметру d_L . При очень мелкодисперсном грунте загрязнение прилегающей к взрыву площади происходит на большие расстояния.

Результаты расчетов показаны на рис. 3. Здесь по оси ординат отложен относительный уровень активности примеси, по оси абсцисс — расстояние от центра взрыва. Видно, что результаты расчетов, выполненные в рамках изложенной выше модели (кривая 2), достаточно хорошо совпадают с данными полигонных экспериментов [14].

Авторы благодарят Международный научно-технический центр, при поддержке которого выполнялась эта работа (грант ICTS-844).

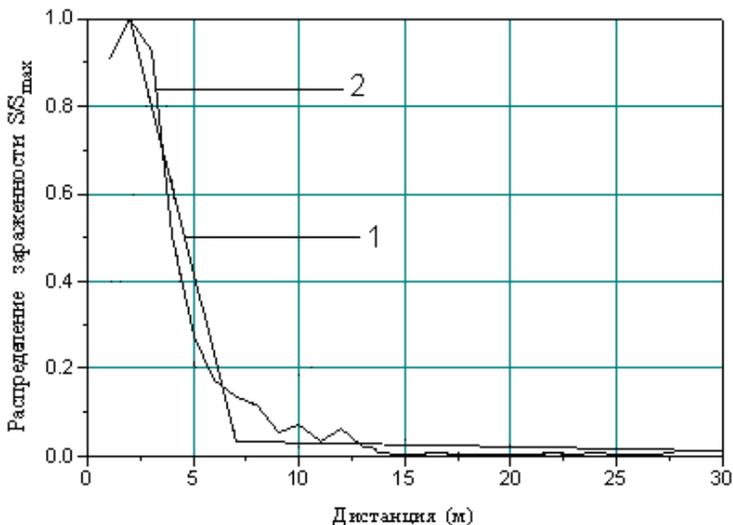


Рис 3. Распределение радиоактивных осадков в ближней зоне взрыва: 1 — эксперимент; 2 — расчет по полю скоростей, полученных двухмерным численным моделированием

Литература

1. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34. — № 6. — С. 103—107.
2. Огородников В. А., Иванов А. Г., Крюков Н. И. Ударно-волновое диспергирование конструкционных материалов // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35. — № 5. — С. 122—126.
3. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Хохлов Н. П. и др. Взрывное разрушение, фрагментация и диспергирование конструкционных материалов // Хим. физика. — 2001. — Т. 21. — № 8. — С. 73—79.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1969.
5. Гальбурт В. А., Иванов М. Ф., Минеев В. Н., Фунтиков А. И. Численное моделирование распределения радиационных осадков на местности // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 2004. — № 5. — С. 110—116.

6. *Бойко В. М., Папырин А. Н.* О динамике образования газовзвеси за ударной волной, скользящей вдоль поверхности сыпучей среды // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23. — № 2. — С. 122—126.
7. *Гостеев Ю. А., Федоров А. В.* К расчету подъема пыли проходящей ударной волной // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38. — № 3. — С. 80—84.
8. *Киселев С. П., Киселев В. П.* Подъем частиц пыли за отраженной ударной волной, скользящей над слоем частиц // Журн. приклад. мех. и техн. физики. — 2001. — Т. 42. — № 5. — С. 8—15.
9. *Федоров А. В., Федорова Н. Н., Федорченко И. А., Фомин В. М.* Математическое моделирование подъема пыли с поверхности // Журн. приклад. механики и техн. физики. — 2002. — Т. 43. — № 6. — С. 113—125.
10. *Ambrosini R. D., Luccioni B. M., Danesi R. F. et al.* Size of craters produced by explosive charges on or above the ground surface // Shock Waves. — 2002. — № 12. — P. 69—78.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.
12. *Самарский А. А., Попов Ю. П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
13. *Альтигуллер Л. В., Трунин Р. Ф., Крупников К. К., Панов Н. В.* Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах // Успехи физ. наук. — 1996. — Т. 166. — № 5. — С. 575—581.
14. *Фунтиков А. И.* Ударное сжатие пористого урана // Теплофизика высоких температур. — 1998. — Т. 36. — № 3. — С. 406—410.
15. *Фунтиков А. И.* Взрывные лабораторные устройства для определения динамической сжимаемости пористых веществ в области давлений от 0,1 до 1 ТПа // Успехи физ. наук. — 1997. — Т. 167. — № 10. — С. 1119—1120.
16. *Балашов Д. А.* Мы трудились для создания паритета обороноспособности страны // Сборник материалов конференции по истории разработок первых образцов атомного оружия «Хочешь мира — будь сильным» / Под ред. Е. А. Негина; РФЯЦ-ВНИИЭФ. — Арзамас-16, 1995. — С. 215—236.
17. *Родионов В. Н., Сизов И. А., Цветков В. М.* Основы геомеханики. — М.: Недра, 1986.
18. *Колмогоров А. Н.* О логарифмически-нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении // Докл. АН СССР. — 1941. — Т. 31. — № 2. — С. 103—106.

Консервативные модельные оценки загрязнения поверхностных вод при возникновении экстремальных гипотетических аварий при утилизации атомных подводных лодок на Камчатском полуострове

В. Н. Семенов, А. В. Сороковиков, О. С. Сороковицова

1. Введение

На Камчатском полуострове проводится утилизация отработавших свой срок атомных подводных лодок (АПЛ). Объем работ пока незначительный. Производственные мощности позволяют в настоящее время утилизировать одну АПЛ в год [1; 6].

В результате скопилось достаточно много снятых с эксплуатации АПЛ в ожидании утилизации. В ближайшее время планируется значительно нарастить производственные мощности и существенно ускорить этот процесс. Рост объемов работ увеличивает риск и опасность загрязнения окружающей среды при возникновении аварийных ситуаций.

Выгрузка отработавшего ядерного топлива (ОЯТ), удаление теплоносителя, демонтаж загрязненного оборудования — потенциально опасные в ядерном и радиационном отношении операции. Многие из них выполняются при вскрытых защитных барьерах, что в случае аварии может привести к серьезным радиозоологическим последствиям для населения и окружающей среды. В процессе утилизации образуется большое количество жидких и твердых радиоактивных отходов (РАО), в том числе вырезанный реакторный отсек. Дополнительную радиозоологическую опасность создает массовое хранение на плаву АПЛ и трехотсечных реакторных отсеков.

Аварийные ситуации возможны как при отстое АПЛ и выгрузке ОЯТ, так и непосредственно при проведении демонтажных работ. Их причинами могут быть отказы технологических средств и оборудования, нарушения технологического процесса, ошибки персонала, а также внешние причины — экстремальные погодные явления, столкновение кораблей и судов, падение летательного аппарата, взрывы (в том числе диверсии) и др.

К настоящему времени разработано несколько сценариев гипотетических радиационных аварий, связанных с обращением ОЯТ и РАО на Камчатке

при утилизации атомных подводных лодок. Результаты этих исследований опубликованы в [1—15].

Крупные аварии такого типа имеют очень низкую вероятность. Однако полностью подобные ситуации (включая возможность террористического акта), к сожалению, исключить нельзя. В этой связи появилась озабоченность даже в регионах, находящихся на больших расстояниях от места гипотетической аварии, в том числе в зарубежных странах — США и Японии.

Возникли следующие вопросы:

- возможно ли возникновение загрязненных акваторий на больших расстояниях от непосредственного места аварии?
- насколько оно может быть велико при самом неблагоприятном стечении обстоятельств?

Сегодня для всех упомянутых выше гипотетических аварий, сопровождающихся выбросом радиоактивных загрязнений в атмосферу с последующим распространением по воздуху, имеются модельные оценки последствий. Они получены с использованием комплексной трехмерной модели [16; 21] для широкого круга метеорологических ситуаций включая возможность прохождения облака через области с интенсивными осадками. Сделаны следующие выводы.

Территории, где ситуации могут оцениваться как аварийные разной степени тяжести при распространении загрязнения по атмосферному каналу, при самом неблагоприятном стечении обстоятельств и крупнейших гипотетических авариях могут находиться на расстоянии не более 50 км от непосредственного места аварии [6].

Вопрос о возможности радиоактивного загрязнения отдаленных морских акваторий, уровнях возможных загрязнений при самом неблагоприятном стечении обстоятельств остается открытым.

Данная работа посвящена:

- выделению классов аварий и определению условий распространения радионуклидов, при которых возможно возникновение заметного радиационного загрязнения акваторий на значительных расстояниях от места аварии;
- получение модельных оценок уровней возможного радиационного загрязнения на расстояниях до 1000 км от места аварии.

2. Сценарии экстремальных радиационных аварий (обзор)

2.1. Особенности утилизации АПЛ в Камчатском регионе

Подробное описание инфраструктуры утилизации АПЛ на Камчатке приведено в [6; 10; 15].

Процесс утилизации представляет собой последовательность этапов, основными из которых являются:

- вывод АПЛ из эксплуатации;
- отстой АПЛ с невыгруженным ядерным топливом (ОЯТ);
- выгрузка ОЯТ;
- отстой (хранение) АПЛ после выгрузки ОЯТ;
- перевод АПЛ на судоремонтный завод;
- вырезка и подготовка к долговременному хранению реакторного отсека;
- загрузка в реакторный отсек твердых радиоактивных отходов;
- передача реакторного отсека в виде трехотсечного блока в пункт временного хранения (при наличии такового) или хранение на акватории судоремонтного завода;
- разделка концевых отсеков до товарного лома.

На Камчатке в сферу утилизации вовлечены три основных объекта (рис. 1):

- судоремонтный завод в бухте Сельдевая (СВРЦ), где осуществляется выгрузка ОЯТ;
- бывшая база Тихоокеанского флота в бухте Горбушечья, пункт отстоя АПЛ;
- плавучая техническая база, осуществляющая перевозки.

Проблема выгрузки ОЯТ и дальнейший подход к утилизации АПЛ в Камчатском регионе находятся в стадии обсуждения, и не исключено, что часть из них с ОЯТ в будущем будет переведена с использованием плавучего дока на ОАО «Дальневосточный завод “Звезда”» (ДВЗ «Звезда») в Приморский край.

В конечном счете в настоящее время рассматриваются два варианта дальнейшей утилизации АПЛ в Камчатском регионе [2].

Вариант 1. Все АПЛ остаются для утилизации на СВРЦ. Выгрузка ОЯТ производится плавучей мастерской ПМ-74 с последующей его отправкой морским путем в Приморский край на Федеральное государственное унитарное предприятие (ФГУП) «ДальРАО». Трехотсечные блоки остаются на плаву в СВРЦ или транспортируются к месту временного хранения в Приморский край для превращения в одноотсечные реакторные блоки.

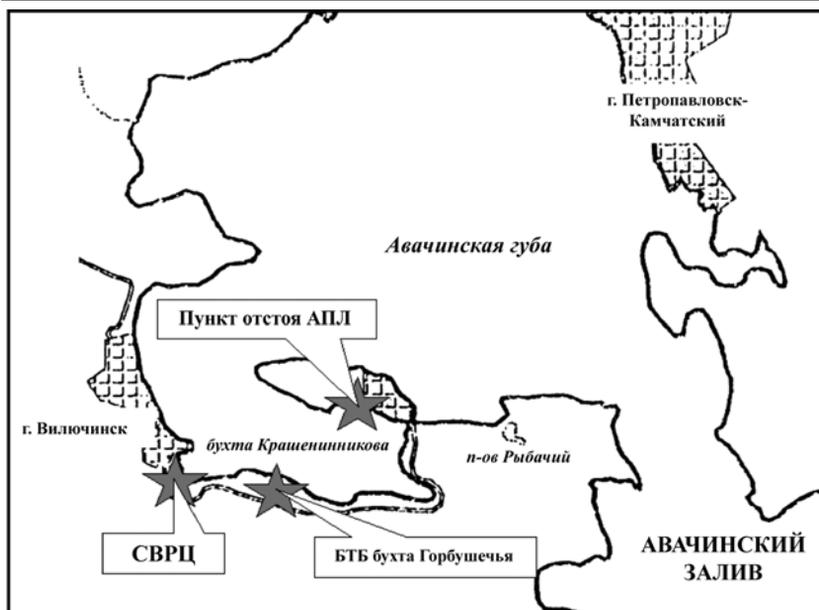


Рис. 1. Расположение объектов утилизации АПЛ в Камчатском регионе

Вариант 2. На СВРЦ остаются АПЛ, из которых выгружено ОЯТ. Остальные транспортируются в плавучем доке в Приморский край для выгрузки ОЯТ и дальнейшей утилизации на ДВЗ «Звезда». Трехотсечные блоки, подготовленные на СВРЦ, также будут транспортироваться к месту временного хранения в Приморский край с последующим их превращением в одноотсечные реакторные блоки.

Поскольку ни один из перечисленных вариантов нельзя исключить, при разработке сценариев считалось, что утилизация АПЛ в Камчатском регионе будет проводиться по ранее существовавшей схеме, однако добавляются гипотетические аварии, возможные при транспортировке АПЛ (или реакторного блока) с ОЯТ с Камчатки в Приморье.

2.2. Перечень запроектных аварий, возможных при утилизации АПЛ [6]

В литературе рассмотрены следующие запроектные аварии:

- Затопление АПЛ с ОЯТ в пункте базирования или при транспортировке на СВРЦ.
- Аварии при выгрузке ОЯТ включая:
 - 1) самоподдерживающуюся цепную реакцию (СЦР);
 - 2) падение летательного аппарата на АПЛ во время выгрузки ОЯТ.

- Аварии при транспортировке ОЯТ на плавучей технической базе (ПТБ) включая:
 - 1) навигационные аварии;
 - 2) падение ПТБ летательного аппарата;
 - 3) диверсионные действия со взрывом на ПТБ и ее затопление.
- Падение летательного аппарата на хранилище ТРО в бухте Горбушечья.

3. Сравнительная оценка сценариев и выбор максимальных гипотетических ядерных и радиационных аварий

Исходя из анализа разработанных сценариев (по мощности выброса), в дальнейшем целесообразно в качестве экстремальных гипотетических аварий рассмотреть следующие две аварии:

- СЦР при выгрузке ОЯТ;
- террористический акт с подрывом, возникновением интенсивного пожара и затоплением ПТБ на маршруте следования с Камчатки в Приморский край.

Для этих случаев приведем оценки ожидаемой активности и радионуклидного состава в выбросах.

3.1. Оценка источника для СЦР при выгрузке ОЯТ

Таблица 1. Расчетная активность радионуклидов в мелкодисперсной форме выброса для СЦР при выгрузке ОЯТ [6]

Радионуклид	Активность, Бк	Радионуклид	Активность, Бк
<i>Долгоживущие радионуклиды</i>			
³ H	8,7E+10	¹⁵⁵ Eu	1,4E+11
⁸⁵ Kr	6,7E+13	²³⁸ Pu	7,3E+10
⁹⁰ Sr	1,8E+13	²³⁹ Pu	4,6E+10
⁹⁹ Tc	3,7E+09	²⁴⁰ Pu	8,4E+09
¹²⁹ I	9,2E+07	²⁴¹ Pu	1,4E+11
¹³⁴ Cs	1,0E+12	²⁴¹ Am	1,9 E+10
¹³⁵ Cs	9,3E+08	⁵⁴ Mn	1,6E+09
¹³⁷ Cs	1,0E+14	⁵⁵ Fe	7,4E+12
¹⁴⁷ Pm	4,0E+12	⁶⁰ Co	5,4E+12
¹⁵¹ Sm	5,2E+11	⁵⁹ Ni	6,3E+10
¹⁵² Eu	2,8E+09	⁶³ Ni	4,5E+12
¹⁵⁴ Eu	4,0E+10	⁹³ Mo	3,6E+07

Продолжение табл. 1

Радионуклид	Активность, Бк	Радионуклид	Активность, Бк
<i>Короткоживущие радионуклиды</i>			
^{85m} Kr	7,2E+09	^{135m} Xe	3,3E+13
⁸⁵ Kr	3,0E+06	¹³⁸ Xe	1,0E+15
⁸⁷ Kr	2,1E+13	¹³⁰ I	6,7E+08
⁸⁸ Kr	2,7E+13	¹³¹ I	1,2E+09
^{129m} Xe	5,9E+01	¹³² I	1,9E+11
^{131m} Xe	4,1E+05	^{132m} I	3,1E+11
¹³³ Xe	2,8E+08	¹³³ I	2,8E+11
^{133m} Xe	2,0E+09	¹³⁴ I	2,8E+13
¹³⁵ Xe	4,0E+11	¹³⁵ I+ ¹³⁵ Xe	2,3E+13

3.2. Оценка источника при террористическом акте с подрывом хранилища отходов и затоплением ПТБ на маршруте следования с Камчатки в Приморский край

Таблица 2. Расчетная активность радионуклидов в мелкодисперсной форме выброса при диверсионном взрыве в хранилище отходов ПТБ [6]

Радионуклид	Активность в диспергированном топливе, Бк
³ H	1,3E+11
⁸⁵ Kr	1,0E+14
⁹⁰ Sr	2,7E+13
⁹⁹ Tc	5,6E+09
¹²⁹ I	1,4E+08
¹³⁴ Cs	1,5E+12
¹³⁵ Cs	1,4E+09
¹³⁷ Cs	1,5E+14
¹⁴⁷ Pm	6,0E+12
¹⁵¹ Sm	7,8E+11
¹⁵² Eu	4,2E+09
¹⁵⁴ Eu	6,0E+10
¹⁵⁵ Eu	2,1E+11
²³⁸ Pu	1,1E+11
²³⁹ Pu	6,9E+10
²⁴⁰ Pu	1,3E+10
²⁴¹ Pu	2,1E+11
²⁴¹ Am	2,9E+10

После затопления ПТБ выход радионуклидов будет определяться наличием на борту жидких радиоактивных отходов и оставшегося ОЯТ в хранилищах. Длительный выход радионуклидов из затопленной ПТБ будет определяться главным образом коррозией. Соответствующие модельные оценки выполнены в [6]. Показано, что размер области, где уровни концентраций радионуклидов превышают КК (контрольные концентрации для введения ограничений на ловлю рыбы в промысловых районах при длитель-

ном воздействии), не превосходит в диаметре нескольких километров. Таким образом, последствия такой аварии на этапе затопления можно считать локальными.

4. Оценка возможности дальнего переноса по воде радиоактивного загрязнения в результате экстремальных гипотетических аварий, связанных с обращением отработавшего ядерного топлива на Камчатском полуострове, при утилизации АПЛ

4.1. Сравнительный анализ потенциальной опасности переноса радиоактивного загрязнения на большие расстояния воздушным и водным путем при сохранении значительных концентраций радионуклидов

Представляется важным попытаться оценить, возможны ли заметные загрязнения водных акваторий на больших расстояниях от места аварии, другими словами, возможны ли гипотетические ситуации, при которых загрязнениям 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 (Чернобыльской катастрофе) значительным загрязнениям 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 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 было особенно значительно.

Анализ последствий распространения радиационного загрязнения воздушным путем (на основе численного моделирования распространения радиоактивного загрязнения при гипотетических экстремальных авариях, связанных с обращением ОЯТ и РАО при утилизации АПЛ) показал [6]:

- Любая из этих аварий (кроме СЦР) может привести к загрязнению территории только в непосредственной близости от места аварии. Площадь территории, где требуется принятие решений, не превышает нескольких квадратных километров.

- Для гипотетической аварии типа СЦР при самых неблагоприятных сценариях (высоком выбросе) и неблагоприятных метеорологических условиях (устойчивой стратификации в слое распространения, возникновении на пути радиоактивного облака зоны интенсивных осадков) незначительные по площади загрязнения могут возникать на расстояниях до несколько десятков километров от места аварии.

Модельные оценки последствий экстремальной радиационной аварии при распространении загрязнения по воздуху показали, что при самых неблагоприятных метеорологических условиях и сценарии аварии (СЦР) зона, где ситуация по дозовым нагрузкам за первые десять дней и первый год попадает под определение аварийной разной степени тяжести, не превышает 50 км.

Таким образом, при самом неблагоприятном сочетании всех факторов территории на расстояниях от источника, превышающих отмеченные, при распространении загрязнения по воздуху не будут подвержены загрязнениям, которые требуют особого внимания по прогнозируемым дозам облучения (на срок до года после аварии).

Модельные оценки радиационных последствий для водных акваторий Берингова и Охотского морей при гипотетических авариях, связанных с диверсионным взрывом на ПТБ, который привел бы к последующему затоплению ПТБ, показали, что ожидаемые активности радионуклидов могут при неблагоприятных обстоятельствах привести к запрету морского промысла в зоне, максимальный радиус которой составляет несколько километров [6].

По модельным оценкам, влияние такой аварии на акваторию Берингова и Охотского морей в целом определено как не имеющее крупномасштабной экологической значимости [6]. Таким образом, по модельным оценкам, при этом типе аварии последствия имеют локальный, ограниченный характер.

На наш взгляд, важно 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. Необходимо определить круг этих условий, экстремальные расстояния, ожидаемые экстремальные концентрации.

При авариях, не связанных с затоплением, начальному загрязнению будет подвержен приповерхностный слой воды в результате непосредственного загрязнения или выпадения из атмосферы.

Наиболее неблагоприятными для распространения по воде с точки зрения дальнего переноса являются следующие факторы.

- Чем менее интенсивно турбулентное перемешивание, чем сильнее течения, тем больше вероятность дальнего переноса радиоактивного загрязнения опасных концентраций.
- В акватории, свободной от 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 находятся в существенной зависимости от сезона.
- В верхнем слое перемешивания основной вклад в генерацию вертикального турбулентного обмена вносит опрокидывание поверхностных волн.
- Верхний перемешанный слой имеет отчетливую нижнюю границу. Ниже расположен слой скачка (сезонный термоклин) толщиной в десятки метров, в котором температура резко, на несколько градусов, падает с глубиной, а затем главный термоклин с плавным медленным снижением температуры с глубиной.
- Наиболее опасным представляется поверхностное загрязнение воды летом, когда из-за устойчивой стратификации в приповерхностном слое вертикальный масштаб слоя перемешивания из-за возникновения сезонного термоклина составляет всего несколько десятков метров [5—15].
- С учетом климатических условий могут оказаться опасными и поверхностное загрязнение льда зимой или весной и последующий перенос загрязнения со льдом в результате дрейфа. Отметим, что оценка направления и скорости дрейфа льда находится в существенной зависимости от конкретных метеорологических факторов и трудно поддается моделированию. Направление дрейфа льда, в частности, может не совпадать с дрейфовыми течениями. Однако существует информация о том, что лед из Берингова моря часто выносится в арктические широты мимо Аляски [3].

Таким образом, существует потенциальная опасность дальнего переноса радионуклидов вместе с дрейфующим льдом (при локальном поверхностном загрязнении ледового покрытия).

Горизонтальный турбулентный обмен при дрейфе в поверхностном слое на расстояния от сотен до тысячи километров оценивается по данным разных авторов величиной $10—10^4$ м²/с (очень велик разброс оценок по данным наблюдений в разных условиях).

Соответствующие значения для атмосферы горизонтальных коэффициентов макротурбулентного горизонтального обмена и масштабов вертикального слоя перемешивания при переносе на такие же расстояния существенно больше (по порядкам величин). Так, коэффициенты крупномас-

штабного турбулентного обмена по горизонтали в атмосфере на такие же расстояния оцениваются величинами 10^5 — 10^7 м²/с [17; 18].

Отсюда можно предполагать, что вероятность возникновения ситуаций, когда значительные концентрации могут наблюдаться на больших расстояниях от источника, заметно выше в случае распространения загрязнения по воде (для изучаемых сценариев в поверхностном слое океана, летом) по сравнению с атмосферным переносом.

Окончательная оценка опасности такого загрязнения морской воды зависит от многих факторов.

Если значительная часть аварийного выброса может при определенном стечении обстоятельств оказаться на больших расстояниях от места аварии, при незначительном «факторе разбавления» это может составить проблему для отдаленных морских акваторий. Окончательный ответ о степени опасности зависит от режима циркуляции воды в той акватории, куда попало загрязнение.

При гипотетической аварии с возникновением пожара при транспортировке в Приморский край загрязнению может подвергнуться акватории не только Берингова, но и Японского моря. При аварии типа СЦР вероятен транспорт радиоактивного загрязнения в Охотское море. Судя по средней картине течений, транспорт к берегам Чукотки и Аляски по воде маловероятен. Однако поскольку наблюдается дрейф льда из Баренцева моря к берегам Аляски, появление загрязнения и в этом регионе не исключено.

4.2. Обзор значений параметров, влияющих на процесс распространения радиоактивного загрязнения в приповерхностном слое Берингова и Охотского морей

4.2.1. Горизонтальный макротурбулентный обмен

На важность макротурбулентного обмена в морях и океанах впервые указал, по-видимому, Росби, вслед за которым рядом авторов были оценены коэффициенты горизонтального турбулентного обмена [17; 22]. Первые оценки этой величины для приповерхностного слоя были порядка 10^3 — 10^4 м²/с. Далее эти оценки пытались уточнять [17]. Так, Манк, Юинг и Ревелл, наблюдая распространение пятна радиоактивной примеси у атолла Бикини, получили значения 10 м²/с. По наблюдениям за другими пятнами загрязнений на поверхности [17; 22] были получены значения порядка 10^2 м²/с. В целом по данным наблюдений (прямым и косвенным) имеет место значительный разброс в значениях эффективных коэффициентов макротурбулентного обмена в приповерхностном слое в пределах 10 — 10^4 м²/с.

Кроме того, наблюдается зависимость этих коэффициентов от масштаба явления. Так, на рис. 2 приведена модель Озмидова [17; 22] для зависимости коэффициента горизонтального турбулентного обмена от масштаба явления. В этой модели коэффициент горизонтального турбулентного обмена зависит от масштаба явления $K(l) = C\varepsilon^{1/3}l^{4/3}$, где C — числовая константа порядка единицы; ε — скорость диссипации турбулентной энергии. Оценки значений для мелкомасштабной и крупномасштабной зон турбулентности составляют $10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}^3$ и $10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}^3$ соответственно.

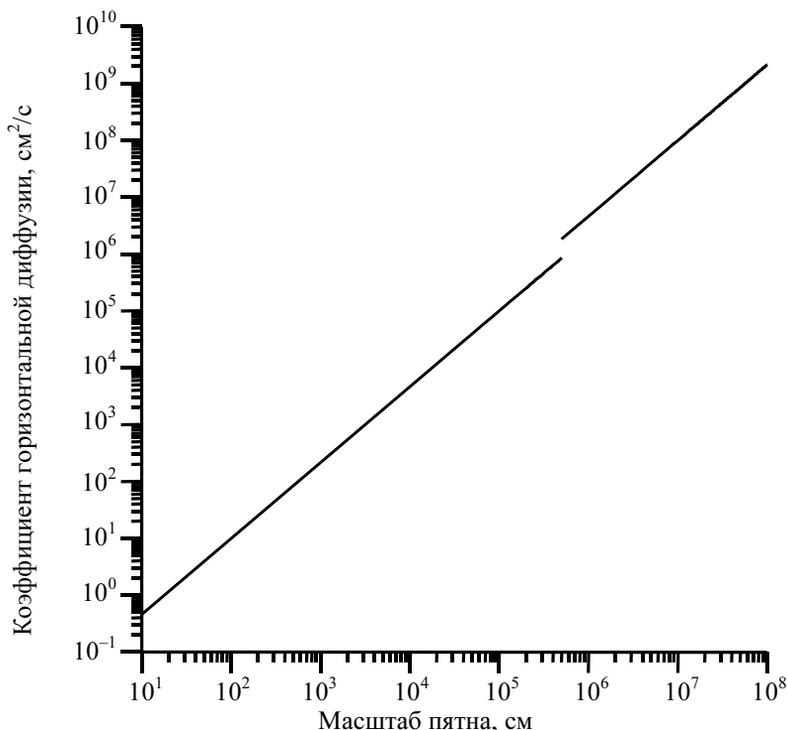


Рис. 2. Модель Озмидова зависимости горизонтального коэффициента турбулентного обмена от размера явления

4.2.2. Особенности ледовой обстановки, данные о масштабах вертикального приповерхностного слоя перемешивания в Беринговом и Охотском морях

По существующей классификации Берингово море располагается в области субарктической структуры вод, которая характеризуется в общем моно-

тонным уменьшением солености с глубиной и немонотонным изменением температуры [19].

На всей акватории моря исключая мелководье и район Алеутской гряды во все сезоны года на вертикальных профилях температуры и разрезах прослеживаются холодный подповерхностный (ХПС) и теплый промежуточный (ТПС) слои. Ядро холодного подповерхностного (промежуточного) слоя отчетливо выделяется только в теплый период года за пределами шельфовой зоны.

В холодный период года в процессе выхолаживания деятельного слоя моря развивается конвекция, сезонный термоклин исчезает, и верхняя граница холодного слоя выклинивается к поверхности. Ниже ядра этого слоя температура воды вновь увеличивается и, достигая локального максимума в ядре теплого промежуточного слоя, монотонно снижается до дна.

Толщина верхнего перемешанного квазиоднородного слоя, где вертикальные градиенты температуры менее $0,01^\circ$, имеет минимальный масштаб в июне-июле (порядка 5—20 м).

Охотское море расположено в муссонной климатической зоне умеренных широт, однако для его северной части, которая глубоко вдается в материк, характерны и некоторые особенности климата арктических морей.

По характеру вертикального распределения температуры стратификация вод Охотского моря относится к субарктическому типу, в котором большую часть года хорошо выражены холодный, промежуточный (подповерхностный — зимой) и более теплый глубинный слои.

При более детальном рассмотрении выделяют три основных разновидности этой структуры: Охотоморскую, Тихоокеанскую и Курильскую, имеющие количественные различия в характеристиках водных масс.

В теплый период года в результате прогрева и вертикального перемешивания в его верхней части формируются тонкий квазиоднородный слой перемешивания и сезонный термоклин (рис. 3). Толщина слоя перемешивания составляет всего 10—20 м (местами более).

Ледовые условия в Беринговом море. Берингово море — самое северное из дальневосточных морей и наиболее суровое по климатическим характеристикам и ледовым условиям. Зимой и весной примерно половина площади его акватории покрыта неподвижными и дрейфующими льдами. Большая часть льдов образуется и тает непосредственно в пределах бассейна моря.

В теплые зимы льдом покрывается около 20% площади моря, а максимум ледовитости приходится на конец февраля. В умеренные и суровые зимы лед покрывает соответственно до 37% и 56% площади, а время наступления максимума ледовитости смещается на первую половину апреля. В

этом месяце кромка льда идет от Бристольского залива через острова Прибылова и далее на запад по 57—58° северной широты. Далее, в центральной части бассейна, она постепенно опускается на юг, к Командорским островам, и проходит вдоль побережья до южной оконечности Камчатки. Южная часть моря не замерзает круглый год.

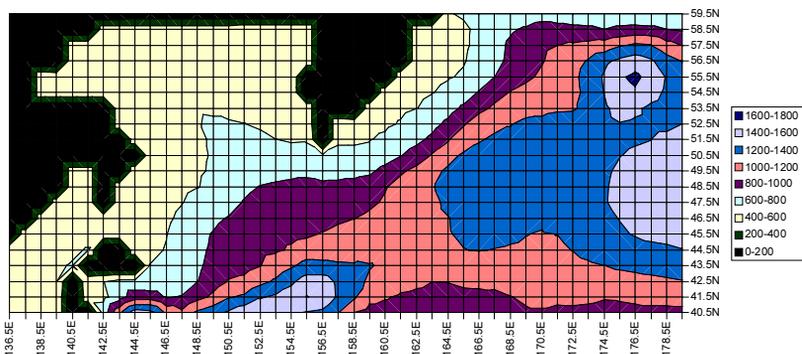


Рис. 3. Глубина верхнего слоя перемешивания (см) в районе Камчатки. Климатические данные за июль GFDL, USA (совместная модель циркуляции атмосферы и океана, база данных LiveAccess)

Некоторая часть льда выносится на север, в Чукотское море, весной наблюдается вынос льда к Аляске.

Ледовые условия в Охотском море. Продолжительная зима с сильными морозами приводит к значительному выхолаживанию морской поверхности, сопровождающемуся интенсивным льдообразованием почти во всех районах моря. Здесь встречаются как неподвижные, так и плавучие льды, которые представляют собой наиболее распространенную форму льдов моря. В целом по суровости ледовых условий Охотское море сопоставимо с арктическими морями.

В наиболее суровые зимы ледяной покров занимает до 99% площади всей акватории моря, а в мягкие — 65%. Максимальная продолжительность ледового периода — 290 сут. Дрейфующий лед достигает большой сплоченности и под влиянием течений и ветров подвергается сильному сжатию и торшению. В открытой части моря никогда не наблюдается сплошного неподвижного льда.

Восточная и западная половины центральной части Охотского моря резко различаются как по длительности ледового периода, так и по характеру ледовой обстановки. В северо-западной части моря лед сохраняется до июля. Южное побережье Камчатки, центральные и северные Курильские острова отличаются малой ледовитостью и значительно меньшей продол-

жительностью существования льда. Однако в суровые зимы дрейфующие льды могут прижиматься к этим островам и забивать отдельные проливы.

4.3. Выводы

Особенности климатических условий Берингова и Охотского морей позволяют предполагать, что вероятность возникновения проблем радиоактивного загрязнения акваторий не в непосредственной близости от места аварии, а на значительных расстояниях от него можно связать:

- с дрейфом загрязненного льда в результате локализованного выпадения из атмосферы при типе аварии СЦР;
- с поверхностным загрязнением воды и последующим дрейфом пятна радиоактивного загрязнения летом.

5. Модель I распространения радиоактивной примеси в верхнем перемешанном слое моря выше сезонного термоклина

Первая упрощенная модель для оценки возможных последствий распространения радиоактивной примеси на большие расстояния основана на предположении, что в верхнем перемешанном слое (толщиной H) примесь равномерно распределена по вертикали (модель двумерная).

В начальный момент возникает линейный источник радиоактивного загрязнения (мгновенное перемешивание в приповерхностном слое перемешивания глубиной H).

Концентрация примеси по горизонтали изменяется в соответствии со стандартным предположением о двумерном нормальном приближении для концентраций относительно центра масс облака (крупномасштабные флуктуации скорости в направлениях X и Y считаются независимыми).

Движение центра масс пятна поверхностного загрязнения совпадает с дрейфом в направлении течения.

Модель I используется только для долгоживущих радионуклидов, период полураспада которых много больше времени дрейфа.

В результате с течением времени концентрация радиоактивной примеси в верхнем перемешанном слое выше сезонного термоклина меняется в соответствии с соотношением [20]

$$c(x, y, t) = \frac{Q}{H} \frac{1}{4\pi t \sqrt{K_x K_y}} \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left[\frac{(x - Ut)^2}{K_x t} + \frac{(y)^2}{K_y t} \right] \right\},$$

где c — объемная активность любой долгоживущей радиоактивной примеси в приповерхностном слое выше сезонного термоклина; U — скорость поверхностного течения; K_x, K_y — коэффициенты горизонтальной макротурбулентной диффузии в направлении течения и перпендикулярно ему; H — глубина приповерхностного слоя перемешивания; Q — активность выброса.

Проведена серия расчетов при разных предположениях о течении и коэффициентах макротурбулентной диффузии (в рамках существующих оценок этих параметров течений).

Результаты моделирования находятся в существенной зависимости главным образом от используемых значений коэффициентов макротурбулентного горизонтального обмена.

Рассмотрены три сценария (режима) горизонтальной макротурбулентности в приповерхностном слое:

- Сценарий А — пессимистичный. Дрейф пятна загрязнения по течению с минимальным по горизонтали «фактором разбавления», соответствующим нижней границе наблюдаемых значений коэффициентов эффективного макротурбулентного обмена K_x, K_y , равной $10 \text{ м}^2/\text{с}$ в верхнем перемешанном слое.
- Сценарий Б — оптимистичный. Дрейф пятна загрязнения по течению с максимальным по горизонтали «фактором разбавления», соответствующим верхней границе наблюдаемых значений коэффициентов эффективного макротурбулентного обмена K_x, K_y , равной $10^4 \text{ м}^2/\text{с}$.
- Сценарий В — промежуточный. Дрейф пятна загрязнения по течению с минимальным по горизонтали «фактором разбавления» в направлении течения и близким к максимальному поперек течения. Сценарий учитывает часто наблюдаемую картину неоднородности горизонтального макротурбулентного обмена вдоль и поперек течения: $K_x = 10 \text{ м}^2/\text{с}$, $K_y = 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$.

При пессимистичном сценарии загрязнения могут быть подвержены акватории на расстояниях во много сотен километров (для аварии типа ЦПР, радионуклиды ^{137}Cs , ^{90}Sr). В этом случае пятно, где концентрации по ^{137}Cs , ^{90}Sr превышают КК для человека при длительном воздействии, может дрейфовать в течение нескольких месяцев и перемещаться на расстояния порядка 500—1000 км.

Окончательная оценка опасности такого загрязнения для акватории, куда переместилось пятно, зависит непосредственно от местной циркуляции водных масс и т. д. Однако в целом можно сказать, что проблемы могут возникнуть на больших расстояниях от источника заражения.

При оптимистичном сценарии значения концентрации быстро уменьшаются и через несколько суток перестают представлять опасность.

Был рассмотрен и промежуточный сценарий с учетом имеющихся данных о том, что горизонтальный турбулентный обмен значительно менее интенсивен в направлении течения по сравнению с перпендикулярным направлением (рис. 4 и 5). При таких предположениях об условиях дрейфа концентрации, например, по ^{137}Cs остаются выше КК почти в течение месяца и в зависимости от скорости течения могут дрейфовать, незначительно увеличиваясь в размерах, на большие расстояния (КК для ^{137}Cs составляет 350 Бк/м^3 , для ^{90}Sr — 8200 Бк/м^3).

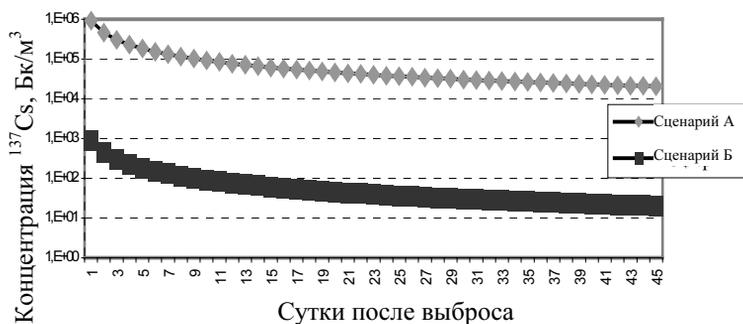


Рис. 4. Изменение концентрации ^{137}Cs в центре пятна за 45 суток

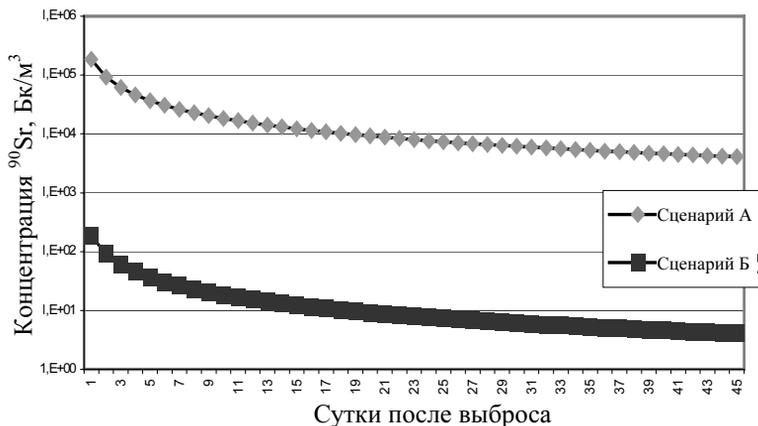


Рис. 5. Изменение концентрации ^{90}Sr в центре пятна за 45 суток

Выводы (базируются на использовании модели I). Для пессимистичных сценариев аварии и условий распространения пятна радиоактивного загрязнения по поверхности Баренцева или Охотского моря (свободной ото льда), а именно:

- тип аварии — СЦР;
- непосредственное попадание выброса на поверхность воды вблизи источника или при самых неблагоприятных метеорологических условиях для высокого выброса (см. подраздел об атмосферном переносе) локализованные выпадения на поверхность воды из атмосферы на расстояниях от десятка до сотни километров;
- сезон — лето;
- интенсивность горизонтального макротурбулентного обмена в приповерхностных водах соответствует исключительно нижней границе наблюдаемых значений;
- возможен длительный дрейф (до полутора месяцев) пятна радиоактивного загрязнения с сохранением при длительном воздействии концентраций по ^{137}Cs на несколько порядков выше, чем КК, и по ^{90}Sr в несколько раз выше, чем КК.

Остальные долгоживущие радионуклиды не составляют такой проблемы. Даже при самых неблагоприятных условиях дрейфа объемные концентрации становятся ниже соответствующих КК значительно быстрее.

При оптимистичном сценарии «быстрого разбавления» за счет интенсивного горизонтального турбулентного обмена проблему составляет только ^{137}Cs , но уже через 20 дней дрейфа в таких условиях максимум концентрации в пятне поверхностного загрязнения становится ниже КК.

Таким образом, при скорости дрейфа 10 см/с на расстоянии около 400 км от места аварии или места локализованного выпадения на поверхность воды из атмосферы (при наиболее неблагоприятном стечении обстоятельств) концентрация ^{137}Cs все еще может по наиболее пессимистичным модельным оценкам превысить КК на несколько порядков. При скорости дрейфа 20 см/с на расстоянии около 800 км возможно возникновение такой же ситуации.

Опасно ли это и насколько опасно для акваторий, находящихся на значительных расстояниях от места аварии? Однозначно ответить на этот вопрос, на наш взгляд, невозможно. Все зависит от режима циркуляции воды в регионе, от того, насколько интенсивно идут процессы разбавления.

Главный вывод проведенных модельных оценок — распространение радиационного загрязнения по воде, в отличие от распространения по воздуху, для экстремальных гипотетических аварий, изучаемых в данной работе, может при пессимистических сценариях дрейфа загрязненной воды создать проблемы для акваторий не вблизи места аварии, а на значительном удалении от него.

Но в любом случае для уточнения модельных оценок необходима модель распространения примеси в верхнем перемешанном слое с учетом неоднородности по времени и пространству коэффициентов горизонтального турбулентного обмена, горизонтальной неоднородности среднего течения.

6. Межгодовая изменчивость течений в районе Камчатки

На основе американской базы данных о поверхностных течениях LiveAccess изучена межгодовая изменчивость течений в районе Камчатского полуострова (рис. 6 и 7).

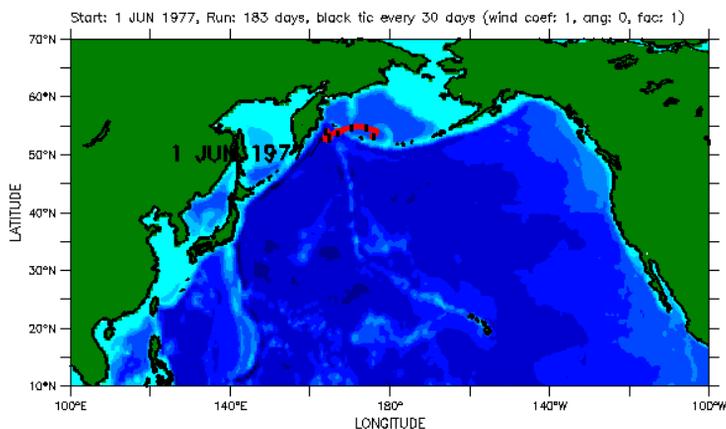


Рис. 6. Траектория дрейфа пятна примеси за полгода с 1 июня по 30 ноября 1977 г. (база данных LiveAccess, четыре срока за каждые сутки)

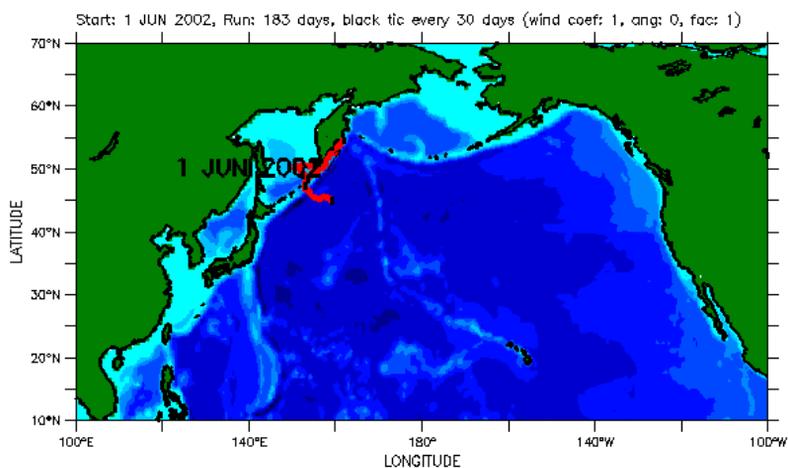


Рис. 7. Траектория дрейфа пятна примеси за полгода с 1 июня по 30 ноября 2002 г. (база данных LiveAccess, четыре срока за каждые сутки)

Вывод. Течения в районе Камчатского полуострова обладают значительной межгодовой изменчивостью, даже направление дрейфа пятна радиоактивного загрязнения в этом районе может кардинально меняться от года к году. На рис. 8 приведены для примера течения на поверхности в июле 1998 г.

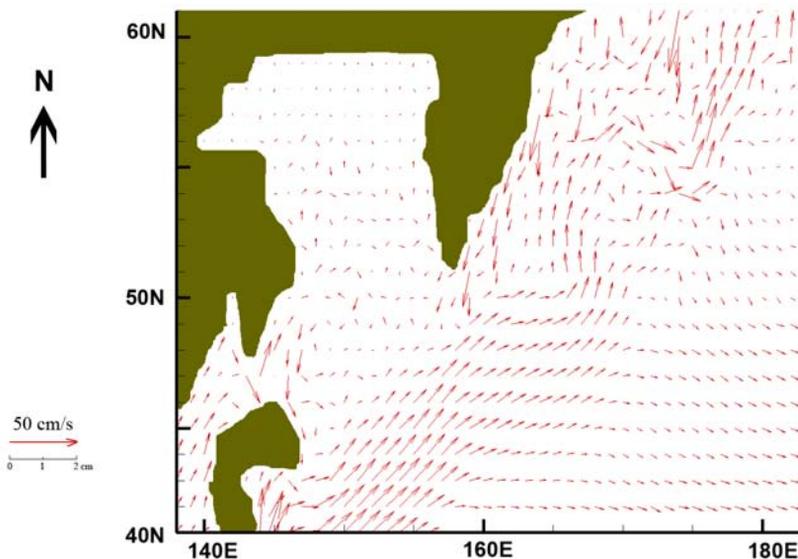


Рис. 8. Поверхностные течения в июле 1998 г.

7. Модель II распространения радиоактивной примеси в верхнем перемешанном слое моря

Простая двумерная модель распространения радиоактивного загрязнения по поверхности Берингова и Охотского морей позволила предполагать, что возможны ситуации, когда радиоактивное пятно в процессе дрейфа может перемещаться на большие расстояния с сохранением высоких концентраций радионуклидов.

Для уточнения результатов была разработана двумерная модель распространения загрязнения для произвольного двумерного течения и неоднородных коэффициентов горизонтального турбулентного обмена. Модель позволяет учитывать, в частности, начальный размер пятна.

При ее помощи проведено моделирование изменения концентрации радионуклидов в предположении изменчивости коэффициента горизонталь-

ного турбулентного обмена в зависимости от размера пятна для реальных течений и данных о даунвеллинге и глубине слоя перемешивания.

7.1. Дифференциальная формулировка модели

Будем предполагать, что распространение примеси в верхнем перемешанном слое описывается полуэмпирическим уравнением адвекции-диффузии. Это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial H(\varphi, \theta)c}{\partial t} + \frac{\partial \cos \varphi H(\varphi, \theta)cu(\varphi, \theta)}{R \cos \varphi \partial \varphi} + \frac{\partial H(\varphi, \theta)cv(\varphi, \theta)}{R \cos \varphi \partial \theta} - \frac{\partial K_{\varphi} \cos \varphi \frac{\partial c H(\varphi, \theta)}{\partial \varphi}}{R^2 \cos \varphi \partial \varphi} - \frac{\partial K_{\theta} \frac{\partial c H(\varphi, \theta)}{\partial \theta}}{R^2 \cos^2 \varphi \partial \theta} = Q(\varphi, \theta, t),$$

где H — двумерный массив данных о глубине верхнего квазиоднородного слоя перемешивания (выше сезонного термоклина); u и v — компоненты скорости течения в верхнем перемешиваемом слое; $Q(\varphi, \theta, t)$ — мощность источника; φ, θ — широта и долгота.

7.2. Неоправданность использования схем с направленными разностями для моделирования дрейфа пятна радиоактивного загрязнения

При моделировании процессов переноса, если имеются значительные градиенты концентраций, возникают проблемы, связанные либо с появлением нефизических осцилляций, отрицательных концентраций, либо, наоборот, со слишком быстрым размыванием загрязнения из-за скрытой аппроксимационной вязкости.

В Институте океанологии РАН, например, используется схема с направленными разностями для аппроксимации адвективных членов. Она обладает значительной скрытой аппроксимационной вязкостью.

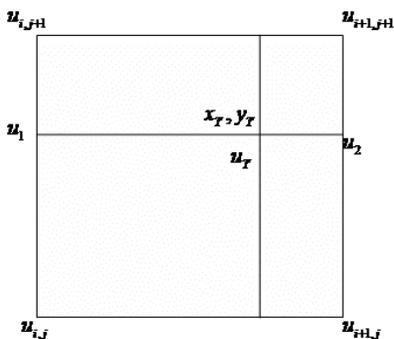
Рассмотрим схему с направленными разностями для решения двумерного уравнения переноса без учета турбулентной диффузии.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial cU}{\partial x} + \frac{\partial cV}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{c_{i,j}^{n+1} - c_{i,j}^n}{\Delta t} = - \frac{\left(U_{i+\frac{1}{2},j}^n c_{i+\frac{1}{2},j}^{*n} - U_{i-\frac{1}{2},j}^n c_{i-\frac{1}{2},j}^{*n} \right)}{\Delta x} - \frac{\left(V_{i,j+\frac{1}{2}}^n c_{i,j+\frac{1}{2}}^{*n} - V_{i,j-\frac{1}{2}}^n c_{i,j-\frac{1}{2}}^{*n} \right)}{\Delta y},$$

$$c_{i+\frac{1}{2},j}^* = c_{i,j}, \text{ если } U_{i+\frac{1}{2},j} > 0, \quad c_{i+\frac{1}{2},j}^* = c_{i+1,j}, \text{ если } U_{i+\frac{1}{2},j} < 0,$$

$$c_{i,j+\frac{1}{2}}^* = c_{i,j}, \text{ если } U_{i,j+\frac{1}{2}} > 0, \quad c_{i,j+\frac{1}{2}}^* = c_{i,j+1}, \text{ если } U_{i,j+\frac{1}{2}} < 0.$$



$$u_1 = u_{i,j} + \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{h_y} (y_T - y_{i,j}),$$

$$u_2 = u_{i+1,j} + \frac{u_{i+1,j+1} - u_{i+1,j}}{h_y} (y_T - y_{i,j}),$$

$$u_T = u_1 + \frac{u_2 - u_1}{h_x} (x_T - x_{i,j}).$$

Использование этой схемы при числе Куранта 0,7 и отсутствии явного турбулентного перемешивания приводит к результатам, сравнимым с показателями, полученными с использованием сценария В (рис. 9).

Нетрудно видеть, что чисто численные эффекты (аппроксимационная вязкость) в потоковой схеме существенно сильнее, чем эффекты турбулентной диффузии по сценарию А, поэтому для задач распространения примеси в атмосфере и воде часто используют схемы типа Монте-Карло.

7.3. Метод решения уравнения переноса и диффузии, служащего основой для второй модели распространения радиоактивной примеси в верхнем перемешанном слое моря выше сезонного термоклина

Уравнение переноса и диффузии с неоднородным полем скорости ветра при неізотропной турбулентности решается методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). Этот метод в последнее время широко используется для моделирования распространения примесей в различных неоднородных средах (атмосфере, воде) [16; 23; 24].

Этот метод можно наглядно интерпретировать следующим образом. Облако примеси представляется в виде большого количества пробных частиц

(точек), каждая из которых движется в соответствии со скоростью ветра или течения, а кроме того, подвергается случайным смещениям, моделирующим турбулентное рассеивание. Объемная концентрация точек ассоциируется с концентрацией примеси.

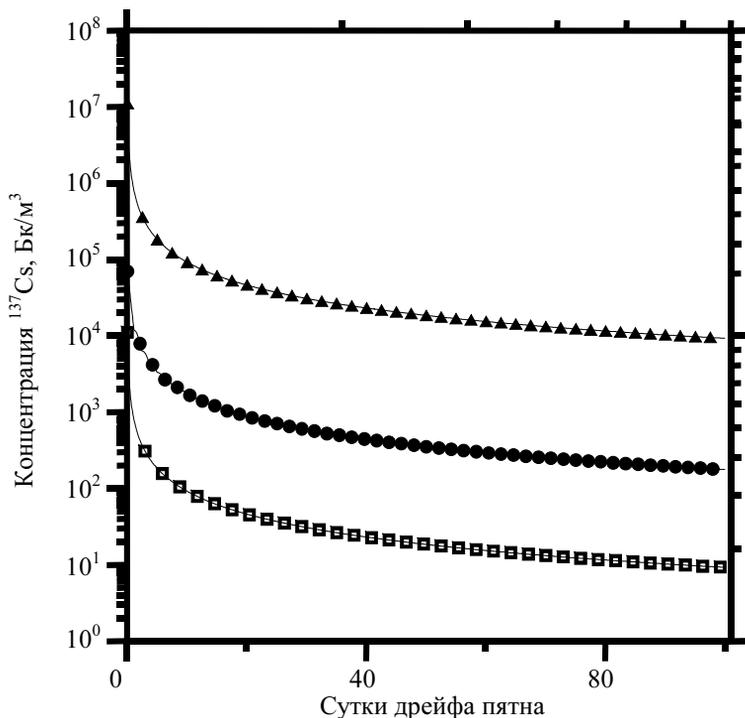


Рис. 9. Результаты расчета максимума концентрации в результате аварии типа СЦР в зависимости от времени. Треугольники — сценарий А для коэффициентов турбулентного обмена, круги — потоковая схема, коэффициент диффузии нулевой (скорость дрейфа 10 см/с), квадраты — сценарий В для коэффициентов турбулентного обмена

Если частица попадает в область вблизи береговой линии (менее 500 м от этой линии), то считается, что в этой области течения и диффузия отсутствуют (местоположение частицы с течением времени не меняется).

Для уменьшения количества частиц, необходимого для получения гладких решений, используются всевозможные модификации этих методов, когда отдельная точечная частица заменяется «крупной» частицей конечной площади. Нами использован вариант, когда крупная частица — квадрат со сторонами, параллельными осям X и Y , и с переменной длиной стороны.

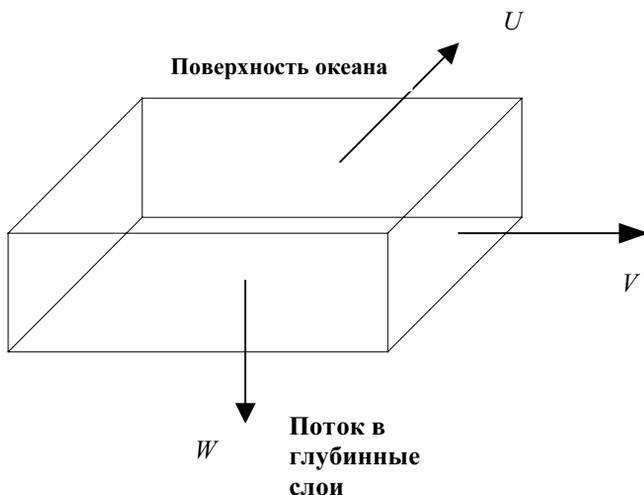
Начальные условия для стохастической системы таковы. Траектория каждой точки начинается в области источника примеси

$$X|_{t=0} = X_S, \quad Y|_{t=0} = Y_S, \quad \text{где } X_S, Y_S \text{ — координаты источника.}$$

Численный алгоритм решения стохастических уравнений. Сначала частица переносится со скоростью ветра в момент времени n :

$$R\varphi_i^{n+1} = R\varphi_i^n + u_i^n \Delta t, \quad R \cos \varphi_i^{n+1} \theta_i^{n+1} = R \cos \varphi_i^n \theta_i^n + v_i^n \Delta t.$$

Расчетная ячейка



Затем частица испытывает случайное смещение, величина которого в среднем тем больше, чем больше коэффициент диффузии:

$$R\varphi_i^{n+1} = R\varphi_i^n + \sqrt{2\tilde{K}_{\varphi_i}^n \Delta t} b_{\varphi}, \quad R \cos \varphi_i^{n+1} \theta_i^{n+1} = R \cos \varphi_i^n \theta_i^n + \sqrt{2\tilde{K}_{\theta_i}^n \Delta t} b_{\theta}.$$

Скорость течения интерполируется линейно из узлов разностной сетки.

Масса крупной частицы считается переменной ($W(x, y)$ — скорость даунвеллинга, H — глубина верхнего перемешанного слоя в расчетной ячейке, где расположен центр крупной частицы):

$$(m_{n+1} - m_n) / \tau = W(x, y) / H(x, y) m_n.$$

Коэффициент диффузии определяется на основе модели Ozmidova до тех пор, пока среднеквадратичное отклонение местоположения крупных частиц относительно центра масс пятна удовлетворяет условию $\sigma < h/2$. После этого значение коэффициента подсчетного турбулентного обмена считается постоянным.

Некоторые результаты расчетов для типа аварии «террористический акт» и местоположения источника $52,6^\circ$ северной широты, 159° восточной долготы приведены на рис. 10—12.

8. Заключение

Проведен анализ существующих сценариев экстремальных гипотетических аварий при утилизации АПЛ на Камчатском полуострове. Выделены две самые тяжелые аварии, приводящие к возможности загрязнения поверхности или льда в акватории Тихого океана (самопроизвольная цепная реакция при выгрузке отработавшего ядерного топлива и террористический акт с подрывом хранилища отходов при транспортировке).

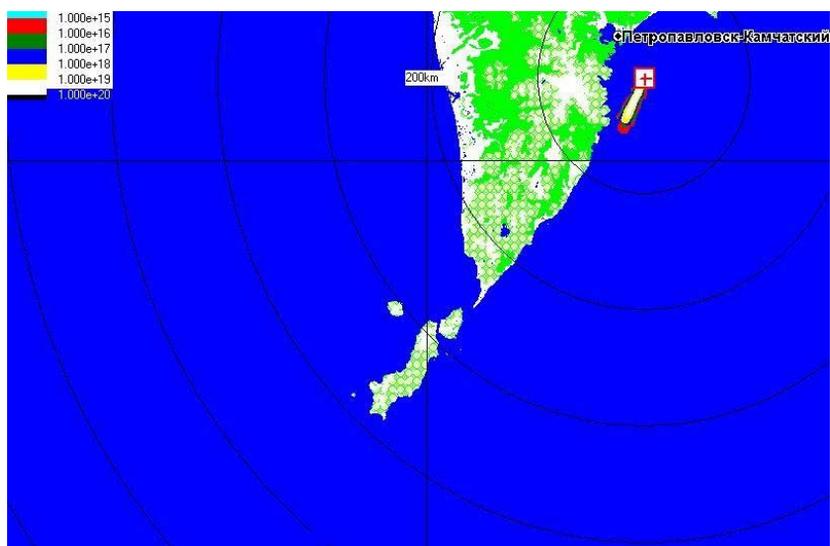


Рис. 10. Проинтегрированные по времени концентрации (Tic) ^{137}Cs и ^{90}Sr . Тип аварии — террористический акт. 20 суток после аварии

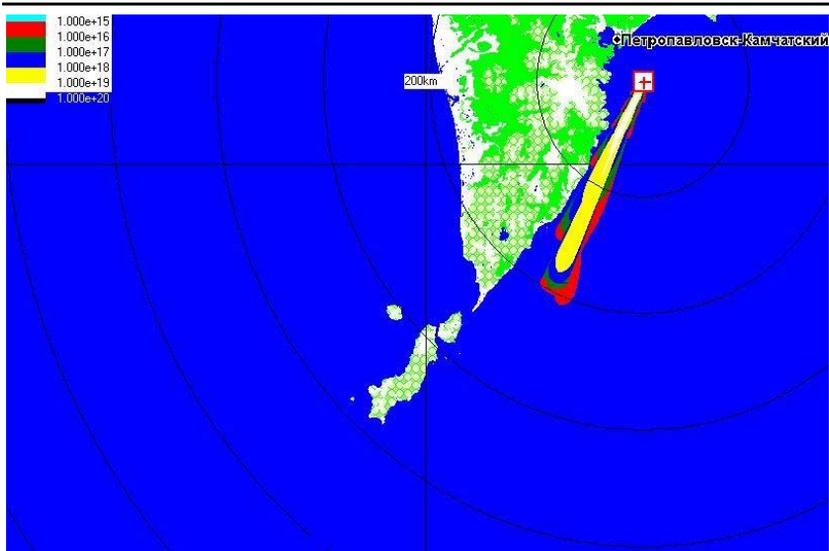


Рис. 11. Проинтегрированные по времени концентрации (Tic) ^{137}Cs и ^{90}Sr . Тип аварии — террористический акт. 47 суток после аварии

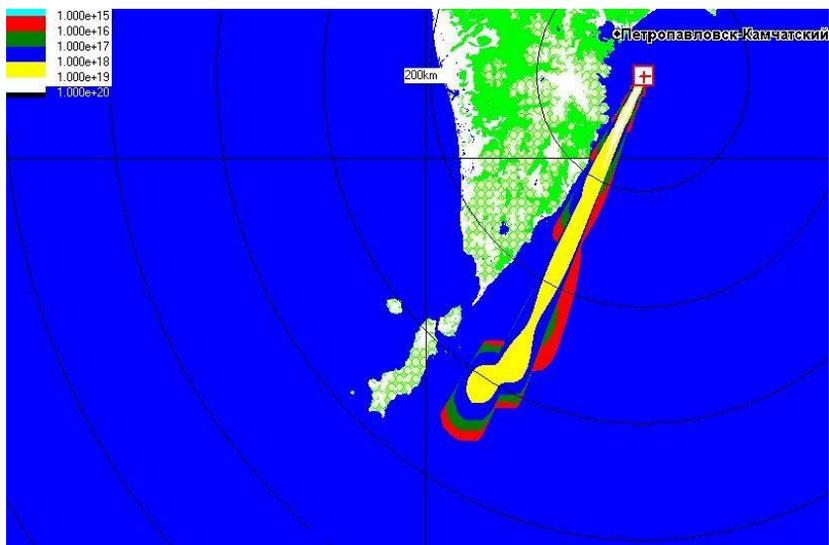


Рис. 12. Проинтегрированные по времени концентрации (Tic) ^{137}Cs и ^{90}Sr . Тип аварии — террористический акт. 82 дня после аварии

В отличие от изученных ранее различных ситуаций с переносом загрязнения по атмосферному каналу значительные концентрации радионуклидов при попадании на поверхность воды, по предварительным модельным оценкам, могут быть зарегистрированы на значительных расстояниях от места аварии при неблагоприятном стечении обстоятельств. К таким неблагоприятным обстоятельствам относится загрязнение поверхности в летний период.

Модельные оценки сделаны на основе использования:

- известных аналитических решений уравнения переноса и диффузии примеси при предположении о пространственной и временной однородности поля скорости и коэффициентов турбулентного обмена в направлениях вдоль и поперек течения;
- разработанной стохастической модели Монте-Карло для крупных квадратных частиц, позволяющей моделировать распространение долгоживущих радионуклидов в верхнем перемешанном слое океана в неоднородном поле скоростей при предположении о неоднородном поле турбулентности.

На основе разработанной модели проведены оценки поведения радиоактивного пятна загрязнения (временная динамика изменения концентрации и траектория дрейфа пятна) при разных местоположениях источника в конкретной ситуации, соответствующей условиям лета 1998 г.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-08-01376).

Литература

1. *Шишкин В. А., Мазокин В. А.* Концепция комплексной утилизации АПЛ. Принципиальные решения для Тихоокеанского региона // Сборник трудов Международной конференции «Экологические проблемы утилизации АПЛ и развитие ядерной энергетики в регионе» (Экофлот-2002), 16—20 сентября 2002 г., г. Владивосток. — Владивосток: Изд-во ДВГГУ, 2002. — С. 32—33.
2. *Пименов А. О., Мазокин В. А., Гонцарюк Н. И. и др.* Обращение с реакторными блоками утилизируемых АПЛ в Тихоокеанском регионе // Сборник трудов Международной конференции «Экологические проблемы утилизации АПЛ и развитие ядерной энергетики в регионе» (Экофлот-2002), 16—20 сентября 2002 г., г. Владивосток. — Владивосток: Изд-во ДВГГУ, 2002. — С. 155—158.
3. *Рубцов П. М., Ружанский П. А.* Оценка радиационных характеристик отработавшего топлива реакторов атомных подводных лодок и ледо-

- кола «Ленин», затопленных в районе архипелага Новая Земля // Атом. энергия. — 1996. — Т. 81 (3). — С. 212—219.
4. *Lysenko N. I., Pologich B. G., Sivintsev Yu. V.* Radioecological consequences of accidental helicopter/airplane fall on a nuclear submarine during a removal of spent nuclear fuel (SNF) or on a shore storehouse of SNF. — Moscow, 2002. — (Paper / Russian Research Centre «Kurchatov Institute»; 31/3-529-02).
 5. *Lavkovsky S. A., Kobzev V. I.* Collection, Processing and Submission of Information in Addition to the Existing Database of ISTC Project 101 on Radioactive Waste Resulting from the Russian Nuclear Fleet Activity at the Far East: Contractor Report to IASA of July 30 2001 / Lazurit Central Design Bureau. — Moscow, 2001.
 6. Отчет по 3 этапу контракта № 9-3-0103 «Оценка радиационных последствий максимальных гипотетических аварий, связанных с обращением ОЯТ и РАО на Камчатском полуострове при утилизации АПЛ» / ИБРАЭ РАН. — М., 2005.
 7. *Самойлов О. Б.* Безопасность ядерных энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
 8. *Богатов С. А., Гаврилов С. Л., Данилян В. А., Киселев В. П.* Оценка выхода радионуклидов для ряда гипотетических аварий на объектах ВМФ. — М., 2001. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИБРАЭ-2001-07).
 9. *Езовит Э. С., Мазокин В. А., Нетеча М. Е., Орлов Ю. В.* Радиационные факторы, определяющие безопасность при обращении с реакторными отсеками в период снятия с эксплуатации атомных подводных лодок // Проблемы вывода из эксплуатации и утилизация атомных подводных лодок: Материалы международного научного семинара, Москва, 19—22 июня 1995 г. / Под ред. акад. А. А. Саркисова. — М.: КомТех, 1999. — С. 371—379.
 10. *Гладков Г. А., Зотов А. П., Пологих Б. Г. и др.* Принципы обращения со снятыми с эксплуатации морскими реакторами // Проблемы вывода из эксплуатации и утилизация атомных подводных лодок: Материалы международного научного семинара, Москва, 19—22 июня 1995 г. / Под ред. акад. А. А. Саркисова. — М.: КомТех, 1999. — С. 196—204.
 11. Analysis of the Actual Situation Regarding the Decommissioned NSs and Their Related Supporting Infrastructure in the Kamchatka Peninsula: Preliminary Examination of SNF & RW Storage Areas and Identification of Their Radiation Potential: Progress Report on the First Part of the Project ATRP 1.3 (Contract # 80169-2). — Moscow, 2004.
 12. *Беликов В. В., Богатов С. А., Гаврилов С. Л. и др.* Оценка радиологических последствий некоторых гипотетических инцидентов на объ-

- ектах «ДальРАО». — М., 2002. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИБРАЭ-2002-05).
13. *Енговатов И. А., Машкович В. П., Орлов Ю. В. и др.* Радиационная безопасность при выводе из эксплуатации реакторных установок гражданского и военного назначения: Проект МНТЦ № 465-97. — М.: ПАМИС, 1999. — 300 с.
 14. *Ганул М. Н., Кучин Н. Л., Сергеев И. В.* Радиационные последствия затопления судов атомно-технологического обслуживания // Атом. энергия. — 1998. — Т. 85 (3). — С. 238—287.
 15. *Данилян В. А., Высоцкий В. Л., Максимов А. А., Гичев Д. В.* Оценка возможности возникновения чрезвычайных ситуаций в районах расположения ядерно и радиационно опасных объектов Тихоокеанского флота // Атом. энергия. — 1998. — Т. 84 (2). — С. 145—151.
 16. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Головизнин В. М. и др.* Модели распространения радиоактивных загрязнений в окружающей среде // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1999. — Вып. 1. — С. 61—76.
 17. *Монин А. С., Озмидов Р. В.* Океанская турбулентность. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
 18. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана: В 2 т. — М.: Мир, 1986.
 19. Атлас по океанографии Берингова, Охотского и Японских морей // <http://www.pacificinfo.ru>.
 20. *Феллер В.* Введение в теорию вероятностей и ее приложения. — М.: Мир, 1984. — Т. 2.
 21. *Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др.* Компьютерная система НОСТРАДАМУС для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно опасных объектах // Изв. Рос. акад. наук. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 19—30
 22. *Озмидов Р. В.* Диффузия примесей в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
 23. Atmospheric and Geophysical sciences program report 1990-1991 / Lawrence Livermore National Laboratory. — [S. l.], 1992. — 162 p. — (Report / LLNL; № UCRL-51444-90/91).
 24. *Tinarelli G., Anfossi D.* Lagrangian particle simulation of tracer dispersion // J. of Applied Meteorology. — 1994. — 33. — P. 33—37.

Научное издание

Труды ИБРАЭ РАН

Под общей редакцией чл.-кор. РАН Л. А. Большова

Выпуск 9

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ В ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

*Под научной редакцией профессора,
д-ра физ.-мат. наук Р. В. Арутюняна
Рецензенты: д-р техн. наук И. И. Линге,
д-р физ.-мат. наук К. Г. Рубинштейн*

*Утверждено к печати Ученым советом
Института проблем безопасного развития атомной энергетики
Российской академии наук*

Редактор *А. И. Иоффе*

Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
Зав. редакцией *М. В. Грачева*

Оригинал-макет подготовлен ООО «Комтехпринт»

Сдано в набор 25 ноября 2008 г. Подписано в печать 2 декабря 2008 г.

Формат $60 \times 90 \frac{1}{16}$. Бумага офсетная 80 г/м².

Печать офсетная. Гарнитура «Оффицина».

Усл. печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 11,5. Тираж 500. Заказ 18464.

Отпечатано с готовых диапозитивов типографией ООО «Инфолио-Принт»