<Оптика атмосферы и океана>, **7**, N 2 (1994)

УДК 372.21.51.27

Л.Т. Матвеев, С.А. Солдатенко

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПЕРЕНОСА ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ВЕЩЕСТВ В АТМОСФЕРЕ БОЛЬШОГО ГОРОДА

Важное место в распределении атмосферных примесей в пространстве и в изменении их концентрации во времени принадлежит турбулентному обмену и переносу примеси упорядоченными вертикальными токами (конвективный приток).

На основе представлений теории подобия и размерности выполнена параметризация коэффициента турбулентности и построена модель распределения по высоте концентрации примеси, скорости ветра и температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Модель согласуется с экспериментальными данными и позволяет установить влияние различных факторов на профиль концентрации примеси.

Проблема загрязнения атмосферы большого города (с населением свыше 0,5–1,0 млн человек) в результате работы транспорта, промышленности и отопительных систем относится к числу наиболее актуальных в экологии. И хотя этой проблеме посвящена обширная литература (назовем здесь лишь некоторые источники [1, 2, 5 – 9, 14]), остается большое число вопросов, требующих дальнейшего развития и углубления.

Согласно уравнению притока загрязняющих веществ (примеси) в атмосфере

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial q}{\partial x} + v\frac{\partial q}{\partial y}\right) - w\frac{\partial q}{\partial z} + \kappa_s\left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\kappa_z\frac{\partial q}{\partial z} - \frac{q}{\tau} \qquad (1)$$

скорость изменения концентрации q во времени t в фиксированной точке пространства определяется: а) адвективным притоком (первое слагаемое в правой части, в котором u и v – проекции скорости ветра на горизонтальные оси x и y); б) конвективным притоком (второе слагаемое, в котором w – составляющая скорости переноса вещества по вертикали z); в) притоком примеси под влиянием горизонтального и вертикального турбулентного обмена (κ_s и κ_z – коэффициенты турбулентности); г) убылью загрязняющего вещества вследствие поглощения (захвата) его каплями и кристаллами облаков, туманов и осадков или вследствие радиоактивного распада (τ – время релаксации или время полураспада вещества).

Адвективный приток примеси оценивается по данным о распределении q и скорости ветра (u, v) в горизонтальной плоскости. Оценка притока примеси под влиянием обмена по горизонтали обычно производится на основе предположения о нормальном (гауссовском) распределении q в горизонтальном направлении [4].

В общем случае решение уравнения (1), к которому следует присоединить уравнения движения (для определения u и v), уравнение неразрывности (для w), а также ряд дополнительных соотношений (для расчета κ_z, κ_s, τ), при соответствующих граничных и начальном условиях может быть построено только с помощью численных методов и реализовано на мощных ЭВМ. Принципиальные вопросы построения моделей распространения в атмосфере примесей, поступающих из различных источников, обсуждены в монографиях [1, 9, 13].

В настоящей статье мы останавливаемся на параметризации конвективного и турбулентного (по вертикали) притоков примеси, играющих определяющую роль в переносе примеси по вертикали и, как следствие, в формировании уровней загрязнения вблизи земной поверхности.

Вертикальный турбулентный обмен. Известно [4, 11], что в приземном слое (толщиной h от 50–100 до 250–300 м) распределение скорости ветра, температуры и концентрации примесей описывается с погрешностью, не превышающей 10%, уравнениями:

$$l\, dc / dz = u_*; \qquad (2)$$

$$l\, d\theta / dz = \theta_*; \tag{3}$$

$$l\, dq/dz = q_*, \tag{4}$$

где $c = \sqrt{u^2 + v^2}$ – модуль скорости ветра; θ – потенциальная температура; u_* – динамическая скорость (масштаб скорости);

$$\theta_* = -Q_\theta(0)/(c_p \rho u_*), \quad q_* = -Q_q(0)/(\rho u_*)$$

– масштабы θ и q (более точно – масштабы изменений θ и q в пределах приземного слоя); $Q_\theta(0)$ и $Q_q(0)$ – турбулентные потоки тепла и примеси вблизи земной поверхности; ρ – плотность воздуха; c_p – удельная теплоемкость воздуха.

Вошедший в (1) – (3) параметр l – путь смешения турбулентных молей, связанный с коэффициентом κ_z соотношением

$$\kappa_z = l\, u_*. \tag{5}$$

Согласно теории подобия, развитой Л. Прандтлем и Т. Карманом для несжимаемой жидкости (применительно к атмосфере – безразличной или равновесной стратификации) и обобщенной в [10] на случай неравновесной стратификации, путь смешения может быть представлен в виде

$$l = -\kappa \frac{dc/dz}{d^2c/dz^2} f(\mathrm{Ri}), \tag{6}$$

где $f(\mathrm{Ri})$ – пока неизвестная функция числа Ричардсона

$$\mathrm{Ri} = \frac{g}{T} \frac{d\mathrm{q}/dz}{(dc/dz)^2}; \tag{7}$$

κ = 0,38 – постоянная Кармана; g – ускорение свободного падения; T – температура воздуха.

С учетом уравнений (2) и (3) выражение для Ri принимает вид

$$\mathrm{Ri} = (g/T)\, l\, \theta_*/u_*^2. \tag{8}$$

Если теперь уравнение (2) продифференцировать по z:

$$(dl/dz)(dc/dz) + l\,(d^2c/dz^2) = 0,$$

и полученное отсюда выражение для d^2c/dz^2 вставить в (6), то с учетом (8) получим

$$dl/dz = \kappa f(l/\kappa Z_*), \tag{9}$$

где введен масштаб Монина – Обухова Z_*, который, как следует из (8), имеет вид

$$Z_* = \frac{u_*^2}{\mathrm{k}\,(g/T)\,\theta_*} = -\frac{c_p \rho u_*^3}{\mathrm{k}\,(g/T)\,Q_\mathrm{q}(0)}. \tag{10}$$

При равновесной (безразличной) стратификации, когда поток $Q_\theta(0)$ и число Ri равны нулю (Ri = 0), функцию $f(\mathrm{Ri})$ следует положить равной единице: $f(0) = 1$, поскольку формула (6) должна при этом совпасть с известной формулой Прандтля – Кармана.

Представим теперь функцию f в виде разложения в ряд, ограничившись в нем малыми первого порядка:

$$f(l/\kappa Z_*) = 1 - l/\kappa Z_*. \tag{11}$$

При Ri, стремящемся к 0, Z_* стремится к ±∞, а $f(\mathrm{Ri})$ – к единице.

Уравнение (9) принимает вид:

$$dl\,/\,dz = \kappa\,(1 - l\,/\,\kappa\,Z_*)\,. \tag{12}$$

Интегрируя это уравнение в пределах от $z = 0$, где $l = l_м$, до произвольных z и l, получаем

$$l(z) = \kappa\,Z_*\,[1 - (1 - l_м\,/\,\kappa\,Z_*)\,\exp\,(-z\,/\,Z_*)]\,. \tag{13}$$

Здесь $l_м$ – путь смешения (молекулярный) в непосредственной близости к земной поверхности (в вязком подслое), который на несколько порядков величины меньше Z_*, поэтому отношением $l_м/\kappa\,Z_*$ вполне можно пренебречь по сравнению с 1.

Зависимость коэффициента турбулентности k_z от высоты, согласно (5) и (13), описывается формулой

$$k_z = \kappa\,u_*\;Z_*\,[1 - \exp\,(-z\,/\,Z_*)]\,. \tag{14}$$

Для получения формул, описывающих распределение c, θ и q по высоте, введем вместо z новую переменную

$$\eta(z) = \exp\,(z\,/\,Z_*) - 1\,. \tag{15}$$

В новых переменных уравнения (1) – (3) при l, определенном соотношением (13), приобретают следующий вид:

$$dc = (u_*\,/\,\kappa)\,(d\eta\,/\,\eta)\,; \tag{16}$$

$$d\theta = (\theta_*\,/\,\kappa)\,(d\eta\,/\,\eta)\,; \tag{17}$$

$$dq = (q_*/\kappa)\,(d\eta\,/\,\eta)\,. \tag{18}$$

Интегрируя эти уравнения в пределах от уровня шероховатости z_0 до произвольной высоты z, получаем:

$$c(z) = (u_*/\,\kappa)\,\ln(\eta\,/\,\eta_0)\,, \tag{19}$$

$$\theta(z) = \theta_0 + (\theta_*/\kappa)\,\ln(\eta\,/\,\eta_0)\,, \tag{20}$$

$$q(z) = q_0 + (q_*/\kappa)\,\ln(\eta\,/\,\eta_0)\,, \tag{21}$$

где θ_0 и q_0 – значения θ и q на уровне шероховатости z_0 (скорость ветра на этом уровне, согласно его определению, обращается в нуль), $\eta_0 = \exp(z_0\,/\,Z_*) - 1$.

Формулы (13) и (14) и (19) – (21) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, а также с теми закономерностями строения приземного слоя, которые установлены к настоящему времени в многочисленных исследованиях. Из этих формул, как частные случаи, легко получить ряд известных выражений, аппроксимирующих универсальные функции теории подобия (в частности, логарифмический закон, а также <логарифмический плюс линейный>).

Формулы (19) – (21) описывают распределение метеовеличин в приземном слое как в условиях неустойчивой ($Ri < 0$, $Z_*<0$), так и устойчивой ($Ri>0$, $Z_*>0$), в частности инверсионной, стратификаций. Однако в туманах, а в больших городах и при их отсутствии нередки случаи образования так называемых приподнятых инверсий температуры. В Москве, например, в среднем за год на долю приподнятых инверсий приходится 44% от общего числа наблюдений и только 13% – на долю приземных (в небольшом городе Обнинске соотношение практически обратное: 15% – приподнятых и 38% – приземных).

В целом же повторяемость инверсионного распределения температуры, создающего особенно высокие уровни загрязнения, достаточно высока: как правило, свыше 50%, а в некоторых точках достигает 70 – 80%. В связи с этим следует уточнить формулы, описывающие распределение c, θ и q при образовании приподнятой инверсии температуры.

Согласно данным измерений, в слое от земной поверхности до нижней границы z^* приподнятой инверсии распределение температуры близко к адиабатическому, наиболее часто – к влажноадиабатическому ($\gamma \approx \gamma_{ва}$), поскольку в этом слое водяной пар близок к состоянию насыщения. Вследствие этого в слое от z_0 до z^* распределение c и q описывается с помощью логарифмических следующих формул:

$$c(z) = (u_*/\kappa)\ln(z/z_0); \tag{22}$$

$$q(z) = q_0 + (q_*/\kappa)\ln(z/z_0). \tag{23}$$

В инверсионном слое (от z^* до h) распределение c, θ и q по высоте описывается соотношениями (19) – (21).

Выше приземного слоя, толщину h которого можно положить равной модулю масштаба Z_* (согласно определению последнего), коэффициент κ_z практически не изменяется с высотой. Таким образом, при $z > h$, как следует из формулы (14),

$$\kappa_z \approx \kappa_z(h) = \kappa\, u_*\, Z_*\,(1 - e^{-1}) \approx \kappa\, u_*\, Z_* \text{ при } \mathrm{Ri} > 0\ (Z_* > 0),$$

$$\kappa_z = \kappa_z(h) = \kappa\, u_*\, Z_*\,(1 - e) \text{ при } \mathrm{Ri} < 0\ (Z_* < 0), \tag{24}$$

где $e = 2{,}72...$ – основание натуральных логарифмов.

Конвективный приток примеси. Этот приток обусловлен упорядоченными вертикальными движениями, порожденными, в свою очередь, сходимостью воздушных течений в горизонтальной плоскости (дивергенцией скорости ветра). Интегрируя по высоте уравнение неразрывности, для вертикальной скорости w получаем соотношение

$$w = -\int_0^z (\partial u/\partial x + \partial v/\partial y)\, dz. \tag{25}$$

Под влиянием силы трения (в сочетании с градиентом давления и кориолисовой силой) в областях пониженного давления (циклонах и ложбинах) наблюдаются сходимость воздушных потоков (дивергенция скорости ветра меньше нуля) и, как следствие, восходящие вертикальные движения ($w > 0$), в областях повышенного давления (антициклонах и гребнях) – расходимость потоков по горизонтали ($\partial u/\partial x + \partial v/\partial y > 0$) и нисходящие вертикальные движения ($w < 0$).

В больших городах восходящие движения дополнительно возникают под влиянием области (острова) тепла (эффект силы плавучести).

В общем случае для определения w по (25) следует привлечь уравнения движения. При этом получаем очень громоздкие соотношения. Стремясь получить более простые (тем не менее обеспечивающие нужную точность) выражения для w, мы воспользуемся тем физически очевидным фактом (подкрепленным и количественными оценками), что наибольшие значения модуля дивергенции скорости ветра наблюдаются вблизи земной поверхности (где максимальна и сила трения), а с ростом высоты дивергенция убывает. Поскольку точный закон этого убывания неизвестен, то воспользуемся наиболее простым (а в таких случаях и наиболее разумным) предположением: дивергенция скорости ветра – линейно убывающая функция высоты:

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = a - b\,z. \tag{26}$$

Анализ упомянутых выше громоздких соотношений для w (впервые проведенный в [3]) показывает, что вертикальная скорость, равная нулю на ровной (вне гор) земной поверхности, с увеличением z растет в нижней тропосфере, достигает максимума w_m на некоторой высоте z_m (в средней части тропосферы), после чего убывает и обращается второй раз в нуль в верхней части тропосферы.

Соотношение (25) при изменении дивергенции, определенном (26), принимает вид

$$w = -z\,(a - b\,z/2). \tag{27}$$

Согласно условию w достигает максимума, равного w_m, при $z = z_m$, поэтому $\partial w/\partial z = -(a - b\, z_m) = 0$ и $w_m = -z_m(a - b\, z_m/2)$; отсюда $b = -2\, w_m/z_m^2$ и $a = -2\, w_m/z_m$, а соотношение (27) принимает вид

$$w(z) = 2\, w_m \frac{z}{z_m}\left(1 - \frac{z}{2\, z_m}\right). \tag{28}$$

Вертикальная скорость обращается в нуль при $z = 0$ и при $z = 2\, z_m$; наиболее часто принимают $z_m = H_т/2$, где $H_т$ – высота тропопаузы.

Максимум модуля вертикальной скорости достигается на верхней границе слоя, в пределах которого дивергенция скорости сохраняет один и тот же знак. В частности, при восходящем движении ($w_m > 0$) в слое от земной поверхности до уровня z_m наблюдается отрицательная дивергенция (конвергенция), а при нисходящем ($w_m < 0$) – положительная. Поскольку дивергенция скорости сохраняет знак, как правило, в пределах пограничного слоя атмосферы, то отсюда следует, что w_m совпадает с вертикальной скоростью w_H, которая формируется на верхней границе H погранслоя под влиянием сходимости (расходимости) воздушного потока в этом слое.

Воспользовавшись уравнениями движения в погранслое и соотношением (25), легко устанавливаем, что формула для w_H имеет вид

$$w_H = \frac{1}{2\,\omega_z \rho_H}\left[\frac{\partial\, \tau_y(0)}{\partial x} - \frac{\partial\, \tau_x(0)}{\partial y}\right], \tag{29}$$

где $\tau_x(0) = (\rho\, \kappa_z\, \partial u/\partial z)_0$ и $\tau_y = (\rho\, \kappa_z\, \partial v/\partial z)_0$ – составляющие турбулентного напряжения трения вблизи земной поверхности; $2\omega_z$ – кориолисов параметр.

Методика расчета этих составляющих, равно как и ряда других характеристик приземного и пограничного слоев, изложена в [11, 12]. Здесь приведем лишь формулу А.Ф. Дюбюка, которая получена в предположении независимости κ_z от высоты в пределах всего пограничного слоя:

$$w_H = D\, \nabla^2 p_0\,, \tag{30}$$

где $\nabla^2 p_0 = \partial^2 p_0/\partial x^2 + \partial^2 p_0/\partial y^2$ – лапласиан давления воздуха на уровне земной поверхности ($z = 0$), $D = (\kappa_z/2)^{1/2}/(2\,\omega_z)^{3/2}\, \rho_H$.

В заключение приведем решение уравнения (1) для одного простейшего случая. Это решение качественно позволяет выявить роль метеорологических факторов в формировании уровней загрязнения атмосферы города.

Поскольку левая часть (dq/dt) и адвективный приток в правой части уравнения (1), как правило, одного знака и одного порядка величины, то (как первое приближение) ими можно пренебречь. Такое предположение тем более оправдано, если рассматривается осредненная по городу и за определенный интервал времени концентрация примеси. При этом осреднении исключается также приток, обусловленный горизонтальным перемешиванием. Таким образом, уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d}{dz}\kappa_z \frac{dq}{dz} - w\frac{dq}{dz} - \frac{q}{\tau} = 0\,. \tag{31}$$

В общем случае решение и этого уравнения можно построить лишь численными методами.

Выше приземного слоя κ_z практически постоянен с ростом высоты $\kappa_z = \kappa_z(h) = \text{const}$. Предположение о независимости w и τ от высоты менее оправдано. Тем не менее устанавливаемая на основе этого предположения зависимость распределения примеси по высоте от метеорологических условий удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными и качественно-физическими представлениями.

Введя новую функцию

$$q^*(z) = q(z)\exp\left[-\frac{\bar{w}}{2\,\kappa_z(h)}(z-h)\right], \tag{32}$$

уравнение (31), после замены в нем $q(z)$ на $q^*(z)$, приведем к виду

$$d^2q^*(z)\,/\,d\,z^2 - b^2q^*(z) = 0\,, \tag{33}$$

где

$$b^2 = (\bar{w}/2\,\kappa_z(h))^2 + 1/\tau\,\kappa_z(h)\,, \tag{34}$$

$\bar{w}$ – среднее (по высоте) значение w в слое от h до H; $\kappa_z(h)$ – значение коэффициента κ_z на верхней границе приземного слоя, определяемое по соотношению (24).

Решение уравнения (33) имеет хорошо известный вид:

$$q^*(z) = A\exp\,[b\,(z-h)] + B\exp\,[-\,b\,(z-h)]\,.$$

С учетом соотношения (32) выражение для $q(z)$ запишем в виде

$$q(z) = \exp\left[\left(\frac{\bar{w}}{2\,\kappa_z(h)} + b\right)(z-h)\right]\{A + B\exp\,[-2\,b\,(z-h)]\}\,. \tag{35}$$

Постоянные интегрирования A и B определим из двух условий:

$$q(h) = q_h \quad \text{и} \quad q(H) = q_H\,, \tag{36}$$

где q_h – значение q на верхней границе приземного слоя $h = \pm Z_*$, определяемое по формуле (21); q_H – значение q на уровне H, под которым понимается верхняя граница погранслоя, где концентрация примеси мала по сравнению с q_h (составляет, например, 0,01 q_h); без большой погрешности H можно принять равной $z_m = H_т\,/\,2$ или удвоенной высоте экмановского пограничного слоя: $H = 2\pi\sqrt{\kappa_z(h)/\omega_z}$.

Определив постоянные A и B из условий (36), приведем решение (35) к виду

$$q(z) = \exp\left[\left(\frac{w}{2\,\kappa_z(h)} + b\right)(z-h)\right]\left\{q_h + \frac{q_h - q_H\,r_1}{1-r_2}\left[\exp\,(-\,2\,b\,(z-h)) - 1\right]\right\}, \tag{37}$$

где $r_1 = \exp\left[-\left(\frac{\bar{w}}{2\,\kappa_z(h)} + b\right)(H-h)\right]$; $r_2 = \exp\,[-\,2\,b\,(H-h)]$.

В частном случае отсутствия вымывания примеси облаками и осадками ($\tau \to \infty$) и радиоактивного распада формула (37) принимает вид

$$q(z) = q_h + \frac{q_h - q_H}{r-1}\left\{1 - \exp\left[\frac{\bar{w}}{\kappa_z(h)}(z-h)\right]\right\}, \tag{38}$$

где $r = \exp\,[\bar{w}\,(H-h)/\kappa_z(h)]$.

Обратим внимание на то, что решение (37) может учитывать влияние и нестационарности, и адвективного притока примеси. Достаточно положить $\partial q/\partial t + u\,\partial q/\partial x + v\,\partial q/\partial y = q/\tau'$, где τ' – время релаксации, учитывающее влияние этих факторов (нестационарности и адвекции).

Последний параметр в уравнении (1) – время релаксации τ – достаточно сложная функция размеров частиц примеси и капель облаков (туманов, осадков). Этот вопрос – один из наиболее важных в механике аэрозолей. Приведем здесь сведения о значениях τ, определенных для облаков и осадков в предположении, что плотность распределения капель облаков и частиц примеси описывается выражениями

$$f(R) = 4\,(R/R_m)^2\exp\,(-\,2\,R/R_m)\,;\ f(r) = 4\,(r/r_m)^2\exp\,(-\,2\,r/r_m)\,,$$

где R и r – радиусы капель и частиц соответственно; R_m и r_m – радиусы капель и частиц, при которых функция f достигает максимума.

При некоторых средних значениях R_m и r_m и средней интенсивности осадков получены [11] следующие значения времени релаксации τ (в часах):

	Дождь		
слабый	умеренный	сильный	морось
0,8	0,9	1,5	0,6
	Облака		
слоистые	слоисто-дождевые	слоисто-кучевые	туман
1,2	0,8	0,6	0,5

Проведенная параметризация основных механизмов распространения загрязняющих веществ использована при разработке численных моделей диагноза и прогноза экологической обстановки в больших городах.

1. Берлянд М.Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 272 с.
2. Борисенков Е.П., Кондратьев К.Я. Круговорот углерода и климат. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 319 с.
3. Булеев Н.И., Марчук Г.И. // Тр. ИФА АН СССР. 1986. N 2. С. 66 – 104.
4. Владимиров А.М., Ляхин Ю.И., Матвеев Л.Т., Орлов В.Г. Охрана окружающей среды. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 423 с.
5. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 253 с.
6. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 256 с.
7. Израэль Ю.А. Экология и контроль состояния природной среды. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 560 с.
8. Ландсберг Г.Е. Климат города. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 248 с.
9. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. М.: Наука, 1982. 310 с.
10. Матвеев Л.Т. // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1960. N 1. С. 83 – 88.
11. Матвеев Л.Т. //Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1985, С. 335 – 444, с. 758–762.
12. Панчев С., Атанасов Д.О. // Метеорология и гидрология. 1979. N 5. С. 28 – 34.
13. Пененко В.В., Алоян А.Е. Модели и методы в задачах охраны окружающей среды. Новосибирск: Наука, 1985. 256 с.
14. Рамад Ф. Основы прикладной экологии / Пер. с франц. под ред. Л.Т. Матвеева. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 543 с.

Российский государственный
гидрометеорологический институт, Санкт-Петербург
Военная инженерно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
15 ноября 1993 г.

L.T. Matveev, S.A. Soldatenko. **Parametrization of Air Pollution Transfer in the Atmosphere over a City.**

It is known that turbulent mixing and transportation by regular vertical air flows (convective influx) play an important role in dispersal of the atmospheric contaminants and time variation of their concentrations.

Based on concepts of theory of similarity and dimensionality we have proposed a parametrization of the turbulence coefficient and constructed a model of vertical distributions of a contaminant concentration, wind velocity, and temperature in the ground atmospheric layer. The model well agrees with the experimental data and allows the influence of different physical factors on the profile of contaminant concentration to be established.

The altitude distribution of the vertical wind velocity in the boundary layer of the atmosphere and in the whole troposphere was parametrized using most simple and justified assumption on the wind velocity divergence. As a result, a model of variations of concentration of a contaminant with height in the atmospheric layer above the ground layer was constructed.