

Е. К. Гаргер*Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, ул. Лысогорская, 12, корп. 106, Киев, 03028, Украина*

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЙНИЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ В ПЕРЕМЕННЫХ ЛАГРАНЖА

Представлена методика расчета диффузионных характеристик и поля концентрации примеси в приземном слое атмосферы от источников различного типа. Приведены формулы расчета: концентрации примеси от точечного и линейного источников мгновенного и непрерывного действия; абсолютной и относительной дисперсий координат частиц как функций времени диффузии для широкого диапазона метеорологических условий. Отмечено, что наибольшая точность расчета достигается для условий, близких к нейтральной и слабо неустойчивой стратификации. Приведена схема расчета входных параметров на основе доступных метеорологических измерений в приземном слое атмосферы, оценка погрешности вычислений и ограничения методики.

Ключевые слова: абсолютная и относительная дисперсии, время диффузии, точечный и линейный источники примеси, термическая стратификация приземного слоя атмосферы.

Введение

Распространение выбросов от разнообразных источников токсичных веществ в приземном слое атмосферы, например при разливах химических веществ, интенсивном пылении хвостохранилищ промышленных отходов, лесных пожарах, в сельском и лесном хозяйствах при борьбе с вредителями для слежения за распространением облаков ядохимикатов, принято рассматривать в виде клубка, облака, струй, если высота выбросов была в пределах 50 – 100 м над поверхностью земли. По продолжительности выбросов источники можно разделить на три типа: мгновенного, конечного и непрерывного времени действия (предприятия непрерывного цикла работ). При мгновенных выбросах наиболее удобно следить за распространением и рассеянием отдельного облака в системе координат с началом, расположенным в центре движущегося облака, т. е. использовать лагранжев метод описания атмосферной диффузии. При этом фактор времени играет определяющую роль при решении вопросов прогнозирования радиационной, химической обстановки, принятия срочных мер и систем мониторинга для последующей реализации эффективных контрмер.

Существующие модели, применяемые на практике для расчета поля осредненной концентрации в приземном слое атмосферы, основаны на решении полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии или модели стационарной струи с гауссовым распределением примеси, параметры которого определяются эмпирическими соотношениями. В большинстве случаев общим у них является предположение о рассеянии примеси в горизонтальной плоскости, не зависящем от высоты, т. е. считается, что рассеяние по горизонтали протекает в однородном потоке. Как показано в [1, 2], в приземном слое соотношения однородной турбулентности для поперечной компоненты дисперсии координат не подтверждаются экспериментально. В связи с этим использование универсальных турбулентных характеристик теории подобия приземного слоя физически более обосновано [3]. Более того, универсальные турбулентные характеристики приземного слоя связаны с такими внешними параметрами, как геострофическая скорость ветра, разность потенциальных температур, взятых на границах пограничного слоя атмосферы, и могут быть вычислены по данным прогноза погоды [4].

В настоящей работе разработана модель расчета переноса примеси и диффузионных характеристик, а также объемной концентрации невесомой примеси на основе использования статистической модели дымовой струи [5] с привлечением ряда следствий гипотезы подобия лагранжевых характеристик турбулентности. Статистическая модель позволяет исследовать процессы диффузии как относительно неподвижно закрепленного начала координат, так и движущегося вместе с облаком. Это дает возможность раздельно изучать влияние мелкомасштабных вихрей на процесс рассеяния примеси (рассеяние относительно мгновенной оси) и влияние крупномасштабных вихрей, которые обуславливают колебание оси струи, а также описывать рассеяние примеси от непрерывного и мгновенного источников примеси. Распределение вещества по всем трем направлениям происходит независимо друг от друга по нормальному закону. Модель доведена до расчетных формул, позволяющих рассчитывать скорость переноса, траекторию облака и диффузионные характеристики, концентрации примеси от различного типа источников. В нижеприведенных формулах состоянии термической устойчивости определяется по отношению высоты центра тяжести облака частиц \bar{z} , характеризующему

слоем рассеяния, к масштабу длины Монины – Обухова $L = -\frac{U_*^3}{\kappa\beta P_0}$, где U_* – скорость трения; κ – постоянная Кармана; $\beta = g/\bar{T}$; \bar{T} – средняя температура слоя воздуха; g – ускорение свободного падения, поток температуры $P_0 = \overline{W' T'}$ [3]. Действительно, при малых временах диффузии, когда $\bar{z}(\tau)$ мало по сравнению с L , условия рассеяния примеси мало отличаются от условий, наблюдающихся при нейтральной стратификации. В случае, когда время диффузии велико и $L = \text{const}$, значение $\bar{z}(\tau)$ одного порядка с L или более, влияние сил плавучести доминирует. Таким образом, кроме масштаба L необходимо уметь вычислять $\bar{z}(\tau)$. Кроме того, для ряда прикладных задач поведение $\bar{z}(\tau)$ имеет и самостоятельное значение. Ниже приведены расчетные формулы для $\bar{z}(\tau)$ и $\bar{U}(\tau)$ или $\bar{U}(\bar{z})$.

Расчет координат и скорости переноса центра тяжести

Для условий, близких к нейтральной стратификации (т. е. $L = \pm\infty$), высота центра тяжести облака частиц и его вертикальная скорость могут быть рассчитаны на основе гипотезы подобия лагранжевых характеристик турбулентности по формулам [3, 9]

$$\bar{z}(\tau) = H + bU_*\tau, \tag{1}$$

$$\bar{w}(\tau) = bU_*, \tag{2}$$

где $b = 0,4$, H – эффективная высота выброса. Среднее положение центра тяжести по оси x и средняя скорость переноса могут быть вычислены по формулам

$$\bar{U}(\tau) = \kappa^{-1}U_* \ln \frac{CU_*\tau}{z_0}, \tag{3}$$

$$\bar{x} = \kappa^{-1}U_*\tau \ln \frac{CU_*\tau}{ez_0}, \tag{4}$$

где $C = 0,29$ [3]; z_0 – шероховатость подстилающей поверхности; e – основание натуральных логарифмов.

По данным [3] средняя скорость дымовых частиц, приходящих на уровень z , отличается от средней скорости ветра на этом уровне на 10 – 15 %. С практической точки зрения это отличие мало существенно, что позволяет считать

$$\bar{U}[\bar{z}(t)] \approx \bar{U}(\bar{z}). \tag{5}$$

В этом случае удобнее воспользоваться интерполяционными формулами [4]

$$\bar{U}(\bar{z}) \approx \kappa^{-1}U_* \begin{cases} \ln \frac{\bar{z}}{z_0} + 9,9 \frac{\bar{z}}{L} & \text{при } \frac{\bar{z}}{L} > 0 \\ \ln \frac{\bar{z}}{z_0} + 1,45 \frac{\bar{z}}{L} & \text{при } -0,16 \leq \frac{\bar{z}}{L} \leq 0 \\ 0,24 + 1,25 \left(\frac{\bar{z}}{L}\right)^{-1/3} - \ln \left|\frac{z_0}{L}\right| & \text{при } \frac{\bar{z}}{L} < -0,16, \end{cases} \tag{6}$$

а среднее положение центра тяжести по оси x считать равным

$$\bar{x} \approx \bar{U}(\bar{z})\tau. \tag{7}$$

Обычно на практике при $|L| \approx 100$ м и малых \bar{z} условия считаются близкими к нейтральным. Из опытов с тетронами [2] следует, что достаточно надежной оценкой условий рассеяния при нейтральной стратификации служит неравенство $-0,08 \leq \bar{z}/L < 0,1$.

Для условий умеренной и сильной неустойчивости, при $\bar{z}/L < -0,08$,

$$\bar{z} = C_1 U_*^{3/2} |L|^{-1/2} \tau^{3/2}, \tag{8}$$

$$\bar{w} = \frac{3}{2} C_1 U_*^{3/2} |L|^{-1/2} \tau^{1/2}, \quad (9)$$

где $C_1 \approx 0,91$ [6]; для условий сильной устойчивости, при $\bar{z}/L > 0,1$, формулы для \bar{z} и \bar{w} имеют вид

$$\bar{z} = b' U_*^{1/2} L^{1/2} \tau^{1/2}, \quad (10)$$

$$\bar{w} = \frac{1}{2} b' U_*^{1/2} L^{1/2} \tau^{-1/2}, \quad (11)$$

где $b' \approx 0,20$. Из предположения, что других (промежуточных) режимов зависимостей $\bar{z}(\tau)$ нет, найдем, что переход к режиму (8) осуществляется со времени диффузии, равного

$$\tau \geq \tau_1 = 0,2 \frac{|L|}{U_*}; \quad (12)$$

переход к режиму (10) следует проводить со времени диффузии

$$\tau_2 = 0,25 \frac{L}{U_*}. \quad (13)$$

Как видно из приведенного выше интервала устойчивости, \bar{z}/L для дисперсий и центра тяжести по экспериментальным данным получились несколько отличающимися друг от друга, так как значения $\bar{z}(\tau)$ оказались более чувствительными к изменению устойчивости с изменением времени диффузии.

Дисперсии координат

Характер зависимости дисперсий координат от времени диффузии и расстояний определялся по экспериментальным данным, полученным с помощью дымовых струй, запуска тетронов [2] и по данным программы «Прейри Грасс», опубликованным в [8, 12]. Ниже приведены формулы расчета σ , S для различных интервалов устойчивости, для которых были проведены эксперименты.

При условиях близких к нейтральной стратификации $-0,2 \leq \bar{z}/L \leq 0$ формулы имеют следующий вид для относительной дисперсии координат

$$S_z^2 = \beta_z^2 U_*^2 \tau^2, \quad (14)$$

$$S_y^2 = y_0^2 + \beta_y^2 U_*^2 \tau^2, \quad (15)$$

где $\beta_z = 0,30$; $\beta_y = 0,48$; y_0 – начальная полуширина облака; для абсолютной дисперсии координат относительно $h = 0$, $\sigma_z^2 = (z - h)^2$, $\sigma_{1z}^2 = (z - \bar{z})^2$, σ_y^2 при том же условии $-0,2 \leq \bar{z}/L \leq 0$:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{1z}^2 &= \alpha_z^2 U_*^2 \tau^2 \\ \bar{z}^2 &= b_0^2 U_*^2 \tau^2 \\ \sigma_z^2 &= a_0^2 U_*^2 \tau^2 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\sigma_y^2 = \alpha_y^2 U_*^2 \tau^2, \quad (17)$$

где $\alpha_z = 0,36$, $b_0 = 0,53$; $a_0 = 0,40$; $\alpha_y = 1,28$.

При *неустойчивой стратификации*, по данным экспериментов [2, 6], характер режима зависимости S и σ от τ меняется очень слабо, и поэтому можно считать, что меняются только константы до определенных значений \bar{z}/L порядка -3. При меньших значениях \bar{z}/L скорость роста σ и S в зависимости от τ увеличивается, и данные согласуются с предсказаниями, полученными для термомеханического режима. Таким образом, для условий неустойчивой стратификации ($-1,0 \leq \bar{z}/L \leq -0,2$) имеем следующий набор формул:

$$S_y^2 = y_0^2 + \beta_y'^2 U_*^2 \tau^2, \quad (18)$$

$$\sigma_z^2 = a_0'^2 U_*^2 \tau^2, \quad (19)$$

$$\sigma_y^2 = \alpha_y'^2 U_*^2 \tau^2, \quad (19')$$

где $\beta'_y \approx 0,56$; $a'_0 \approx 0,75$; $\alpha'_y \approx 1,9$. Для большей степени неустойчивости ($-3,3 \leq \bar{z}/L \leq -1,0$), по данным работы [6], получена формула для относительной дисперсии координат

$$S_y^2 = y_0^2 + \beta_y'' U_*^2 \tau^2, \quad (20)$$

где $\beta_y'' = 0,75$. Для условий сильной неустойчивости ($\bar{z}/L < -3,3$) имеем

$$S_z^2 = \delta_z^2 U_*^2 \tau^2 \frac{U_* \tau}{|L|}, \quad (21)$$

$$\sigma_z^2 = a_{0H}^2 U_*^2 \tau^2 \frac{U_* \tau}{|L|}, \quad (22)$$

где $\delta_z \approx 1,0$, $a_{0H} \approx 1,1$. При $\bar{z}/L < -7,0$

$$S_y^2 = \delta_y^2 U_*^2 \tau^2 \frac{U_* \tau}{|L|}, \quad (23)$$

$$\sigma_y^2 = \gamma_y^2 U_*^2 \tau^2 \frac{U_* \tau}{|L|}, \quad (24)$$

где $\delta_y \approx 0,25$, $\gamma_y \approx 0,42$.

При *устойчивой термической стратификации*, когда $0 < \bar{z}/L \leq 0,1$, расчетные формулы дисперсии координат имеют вид

$$\sigma_z^2 = a_0'' U_*^2 \tau^2, \quad (25)$$

$$\sigma_y^2 = \alpha_y^2 U_*^2 \tau^2, \quad (26)$$

где $a_0'' = 0,46$, $\alpha_y = 1,28$. Для условий большей устойчивости меняется режим зависимости дисперсий координат от времени диффузии. В этом случае, при $\bar{z}/L > 0,1$, формулы для σ_z , S_z равны

$$\sigma_z^2 \approx S_z^2 \approx a_{0U}^2 U_* L \tau, \quad (27)$$

где $a_{0U} \approx 0,2$. При достижении $\bar{z}/L = 0,25$ меняется режим зависимости σ_y , S_y от τ :

$$\sigma_y^2 \approx S_y^2 = \gamma_y'^2 U_* L \tau, \quad (28)$$

где $\gamma_y' = 0,86$. Эмпирические константы в формулах (27) и (28) получены на небольшом экспериментальном материале и поэтому нуждаются в уточнении.

Формулы расчета концентрации примеси

Формула для средней концентрации примеси облака, созданного мгновенным точечным источником у земли в момент t , имеет вид [13]

$$\bar{q}(x, y, z, t) = \frac{2Q'}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (29)$$

где Q' – количество вещества в г (или активность в Бк); σ_x^2 , σ_y^2 , σ_z^2 – абсолютные дисперсии координат частиц, являющиеся функциями времени диффузии τ ; $\bar{x}(\tau)$ – средняя координата центра тяжести облака частиц. Обычно система координат выбирается таким образом, что ось x совпадает со средним направлением ветра у земли, ось y ей перпендикулярна, ось z направлена вверх. При этом считается, что в силу симметрии потока в приземном слое $y = 0$ [3]. Рассеяние по вертикали происходит как бы в безграничном пространстве. Наличие поверхности земли и удовлетворение закона сохранения вещества учитывается путем введения симметричного мнимого источника, что отражено в формуле (29) в числителе коэффициентом 2. В связи с этим максимум распределения (29) и центр тяжести облака \bar{z} не совпадают друг с другом, и между σ_z и \bar{z} имеет место соотношение

$\sigma_z = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \bar{z}$. По оси x максимум распределения и центр тяжести совпадают друг с другом и движутся со скоростью $\bar{U}(t)$. Формула (29) удовлетворяет граничным и начальным условиям

$$\begin{aligned} \bar{q} &\rightarrow 0 \text{ при } x, y, z \rightarrow \infty, \\ \bar{q} &\rightarrow 0 \text{ при } t \rightarrow 0 \text{ и } x, y, z > 0 \end{aligned} \quad (30)$$

и закону сохранения вещества

$$\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{q}(x, y, z) dx dy dz = Q'. \quad (31)$$

Чтобы получить формулу для непрерывного точечного источника, представим $Q' = Q dt'$, где Q – производительность непрерывного точечного источника в граммах или в беккерелях за секунду, созданного в момент t' , и проведем интегрирование формулы (29) по t' от момента $t' = 0$ до $t' = \infty$, заменяя t' на эффективное время диффузии $t - t' = \tau$:

$$\bar{q}(x, y, z) = \frac{2Q}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} dt'. \quad (32)$$

Согласно [13], интеграл (32) можно вычислить приближенно, воспользовавшись тем, что максимум подинтегральной функции имеет место при $x = \bar{x}$. В этом случае удобно произвести замену переменной интегрирования t' на $\frac{x - \bar{x}}{\sigma_x}$, при этом интеграл (32) приобретает вид

$$\bar{q}(x, y, z) = \frac{Q}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}}{\sigma_y \sigma_z} \left[\frac{e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}}}{\frac{x-\bar{x}}{\sigma_x} \frac{d\sigma_x}{dt'} + \frac{d\bar{x}}{dt'}} \right] d \frac{x-\bar{x}}{\sigma_x}, \quad (33)$$

где функция $\frac{1}{x-\bar{x}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}}$ стремится к дельта-функции $\delta\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma_x}\right)$ при $x = \bar{x}$, что правомерно при

больших $\bar{x}(t)$. Это равносильно пренебрежению эффектом продольной диффузии. При этом допущении следует, что при любых фиксированных значениях y и z и достаточно больших \bar{x} выражение (33) можно приближенно представить в виде

$$\bar{q}(x, y, z) \approx \frac{Q}{\pi \frac{d\bar{x}}{dt} \sigma_x \sigma_z} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (34)$$

где $\bar{x} = \bar{x}(\tau)$, $\sigma_y = \sigma_y(\tau)$, $\sigma_z = \sigma_z(\tau)$ берутся только при таком значении τ , что $\bar{x}(\tau) = x$.

Аналогично формулам (29) и (34) можно записать формулы для осредненной концентрации примеси от мгновенного и непрерывного бесконечного линейного источника, ориентированного поперек среднего направления ветра:

$$\bar{q}(x, y, t) = \frac{Q_1}{\pi \sigma_x \sigma_z} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (35)$$

$$\bar{q}(x, z) \approx \frac{\sqrt{2} Q_2}{\sqrt{\pi} \frac{d\bar{x}}{dt} \sigma_z} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (36)$$

где Q_1 – производительность мгновенного линейного источника, $\text{г} \cdot \text{м}^{-1}$; Q_2 – производительность непрерывного линейного источника, $\text{г} \cdot \text{м}^{-1} \text{с}^{-1}$.

В случае приподнятого источника высотой H выражение для концентрации от непрерывного источника следующее:

$$\bar{q}(x, y, z) \approx \frac{Q e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}}{2\pi \frac{d\bar{x}}{dt} \sigma_y \sigma_z} \left[e^{-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}} \right], \quad (37)$$

где σ_z – абсолютная дисперсия координат, центрированная относительно высоты источника H . Аналогичный вид будут иметь формулы и для приподнятого линейного источника.

При использовании гипотезы нормального распределения примеси в мгновенном клубе, согласно [5], имеем формулу для *мгновенной концентрации*

$$C(x', y', z', \tau) = \frac{Q'}{(2\pi)^{3/2} S_x S_y S_z} e^{-\frac{(x'-D_x)^2}{2S_x^2} - \frac{(y'-D_y)^2}{2S_y^2}} \times \left[e^{-\frac{(z'-D_z)^2}{2S_z^2}} + e^{-\frac{(z'+D_z)^2}{2S_z^2}} \right], \quad (38)$$

где S_x^2, S_y^2, S_z^2 – относительные дисперсии координат; D_x, D_y, D_z – мгновенные координаты центра распределения концентрации в клубе, относительно которых отсчитываются x', y', z' .

Для мгновенной струи формула имеет вид

$$C(x', y', z') \approx \frac{Q e^{-\frac{(y'-D_y)^2}{2S_y^2}}}{2\pi \frac{d\bar{x}}{dt} S_y S_z} \left[e^{-\frac{(z'-D_z)^2}{2S_z^2}} + e^{-\frac{(z'+D_z)^2}{2S_z^2}} \right], \quad (39)$$

где $\frac{d\bar{x}}{dt} \approx \frac{dD_x}{dt}$; S_y и S_z берутся при значениях τ , когда $D_x = x'$. При больших значениях D_x , пренебрегая диффузией по потоку, можно отождествлять D_x с x' без существенных ошибок. Для мгновенной концентрации примеси от мгновенного и непрерывного бесконечного линейного источников в приземном слое формулы будут иметь соответственно следующий вид:

$$C(x', z', \tau) = \frac{Q_1 e^{-\frac{(x'-D_x)^2}{2S_x^2}}}{2\pi S_x S_z} \left[e^{-\frac{(z'-D_z)^2}{2S_z^2}} + e^{-\frac{(z'+D_z)^2}{2S_z^2}} \right], \quad (40)$$

$$C(x', z') \approx \frac{Q_2}{(2\pi)^{1/2} S_z \frac{d\bar{x}}{dt}} \left[e^{-\frac{(z'-D_z)^2}{2S_z^2}} + e^{-\frac{(z'+D_z)^2}{2S_z^2}} \right]. \quad (41)$$

Приведенные формулы на практике имеют ценность лишь тогда, когда все необходимые диффузионные параметры (σ_i^2, S_i^2 и скорость переноса вещества $\bar{U}(\tau) = \frac{d\bar{x}}{dt}$) можно рассчитать на основе доступной метеорологической информации. Прежде чем приводить соответствующие расчетные формулы, напомним, что все они правомерны при выполнении условия [3] $\tau \gg \frac{H}{U_*}$. По данным экспериментов с дымовыми струями и запуском тетронов в приземном слое [2, 6] влиянием начальных условий можно пренебрегать при временах диффузии $\tau \geq (3-5) \frac{H}{U_*}$.

Входные данные и схема расчета

Для определения концентрации примеси нужно знать время суток выброса, параметры источника, метеорологические данные. Схема расчета состоит из следующих этапов: определение параметров источника; расчет метеопараметров; вычисление времен диффузии, разделяющих условия рассеяния в зависимости от термической устойчивости, по формулам (12) и (13); вычисление высоты центра тяжести $\bar{z}(\tau)$; вычисление интервала изменения параметра устойчивости \bar{z}/L . Необходимые

параметры источника: его производительность, эффективная высота выброса и начальная ширина облака частиц. Расчет эффективной высоты источника примеси можно найти в [5].

Необходимыми метеорологическими данными являются разность средней температуры воздуха $\Delta\bar{T}$ на высотах 0,5 и 2 м $\Delta T = \bar{T}_{2,0} - \bar{T}_{0,5}$; средняя скорость ветра \bar{U} на высоте $h_{1,0} = 1,0$ м, $\bar{T} = 273^\circ + t$ °С. Оптимальный период осреднения температуры, скорости и направления ветра должен быть 10 мин, минимальный – 6 мин. Если расчет проводится для середины дня или ночи, то условия считаются стационарными при отсутствии прохождения атмосферного фронта. Так как в пределах приземного слоя направление ветра постоянно, то оно может быть измерено и выше, на высоте флюгера.

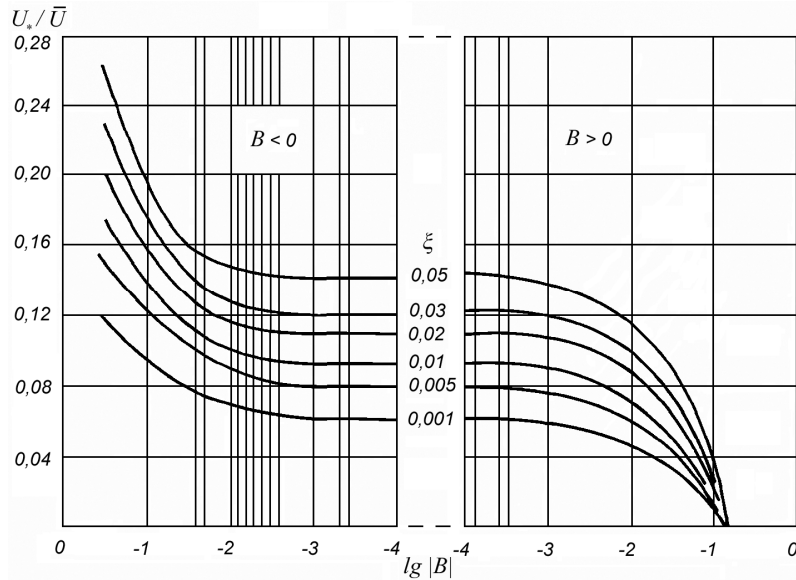


Рис. 1. Номограмма для определения безразмерной скорости U_*/\bar{U} по значениям параметров B и ξ .

По метеоданным рассчитывается скорость трения U_* с помощью номограммы (рис. 1), входными параметрами которой являются

$$B = h_{1,0} \frac{g}{\bar{T}} \frac{\Delta T}{\bar{U}^2}, \quad \xi = \frac{z_0}{h_{1,0}}, \quad (42)$$

где g – ускорение свободного падения; z_0 – шероховатость подстилающей поверхности, см. Характерные значения z_0 для различных типов подстилающей поверхности можно найти в [4]. По вычисленным значениям B и ξ определяем отношение U_*/\bar{U} . Левая часть номограммы используется для неустойчивой стратификации, правая – для устойчивой.

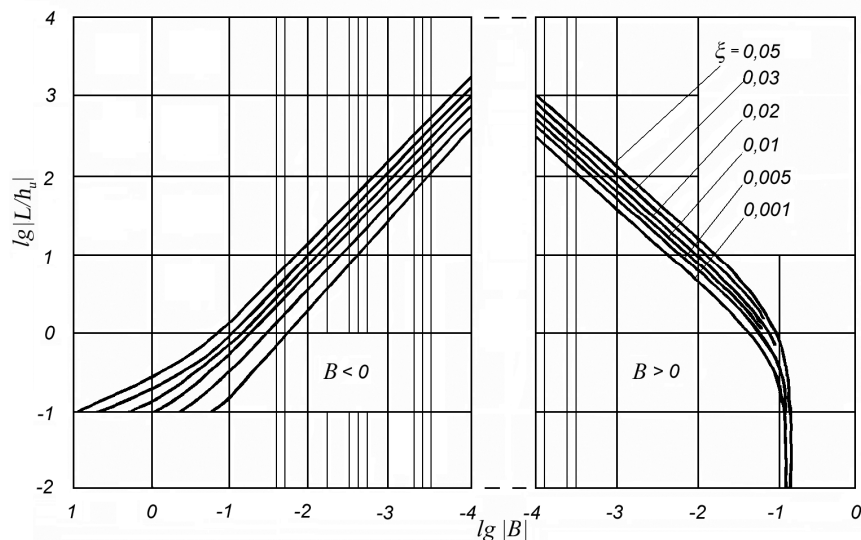


Рис. 2. Номограмма для определения отношения абсолютного значения масштаба длины Монина – Обухова L к высоте уровня измерений скорости ветра h_u по значениям B и ξ . Знак L совпадает со знаком B .

Для последующих расчетов необходимо задаться теми временами диффузии или расстояниями от источника, которые интересны для конкретной задачи. Как правило, для стационарных источников интерес представляют расстояния от него. Переход от τ к x и обратно проводится по формулам (4), (6) и (7). Масштаб длины Монина – Обухова определяется с помощью номограммы на рис. 2.

После этого проводится расчет дисперсий координат σ или S в зависимости от типа источника и конкретных условий задачи. Иногда на практике имеет место источник ограниченного времени действия (порядка нескольких минут). Этот фактор легко учесть, введя поправку на абсолютные

дисперсии координат $\sigma_y^2, \sigma_x^2, \sigma_z^2$ с помощью эмпирической формулы $\sigma^2(T) = \sigma^2(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{0,2}$, где T_0

– период осреднения, принятый в данной работе, и равный 10 мин для поперечной и продольной компонент координат, 3 мин для вертикальной компоненты. Различие периодов осреднения обусловлено различием энергетических спектров соответствующих компонент по измерениям в приземном слое атмосферы [5, 10]. В [5] собраны экспериментальные данные о зависимости отношений концентраций от отношения периодов их осреднения. Из этих данных следует, что показатель степени в выражении $\bar{q}(T)/\bar{q}(T_0) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^n$ равен $n = -2$. Иначе говоря, концентрация обратно пропорциональна σ_y ,

которая является функцией времени осреднения, а не σ_z . В противном случае показатель степени был бы большей величиной.

Как показывает практика, учет «сухого осаждения» примеси за счет ее взаимодействия с элементами поверхности имеет большое значение. Особенно это важно при наличии высокого травяного покрова на поверхности земли. Обычно этот эффект учитывают путем введения поправочного множителя на обеднение облака примеси, изменяющегося с расстоянием от источника [7]. В этом случае эффективная мощность источника равна

$$Q_x = Q \left[\exp \int_0^x \frac{dx}{\sigma_z \exp(H^2/2\sigma_z^2)} \right]^{-\gamma}, \quad (43)$$

где $\gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V_g}{\bar{U}}$; V_g – скорость сухого осаждения; \bar{U} – средняя скорость ветра в слое рассеяния. В [7]

приведены графики (рис. 3), с помощью которых при знании класса устойчивости, скорости осаждения $1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, средней скорости ветра и высоты выброса можно оценить параметр обеднения облака Q_x/Q . При других значениях V_g и \bar{U} можно воспользоваться формулой пересчета

$$\left(\frac{Q_x}{Q}\right)_2 = \left(\frac{Q_x}{Q}\right)_1^{\bar{u}_1 V_{g1} / \bar{u}_2 V_{g2}}, \quad \text{где индекс 1 означает величину, найденную по рис. 3, а индекс 2 – искомые}$$

величины. Оценку величины V_g , согласно [11], можно сделать по формуле $V_g = U_* b_g$, где b_g – безразмерный параметр граничного условия, который, согласно [11], может меняться от 0,010 до 0,024 при $z_0 = 3 \text{ см}$ и $w = 0$ для сухой травы и от 0,014 до 0,110 – для влажной.

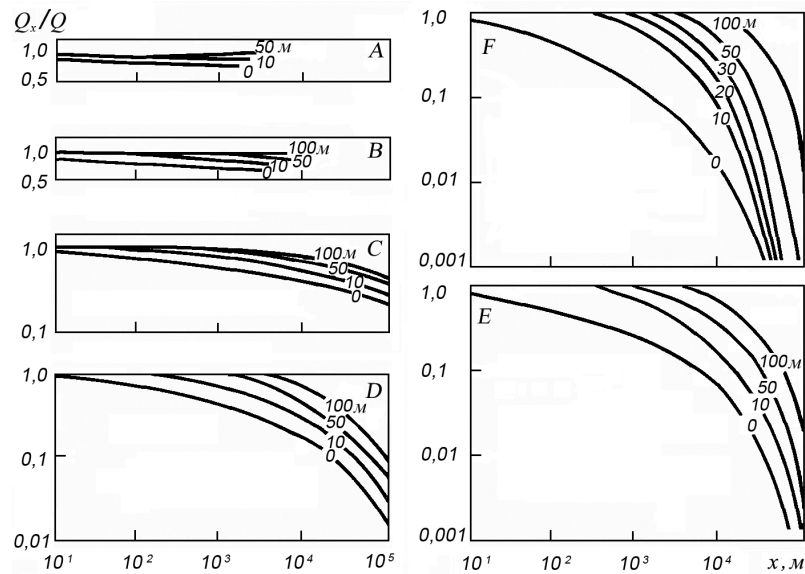


Рис. 3. Параметр обеднения облака примеси Q_x/Q при различной высоте выброса h (цифры около кривых) и различных состояниях устойчивости (A – E); x – расстояние от источника примеси.

Учет нестационарности за счет суточного хода

В переходное время суток влияние суточного хода на перестройку приземного слоя максимально. В этом случае данная методика расчета может быть использована со следующими ограничениями: во-первых, в это время суток полученный расчет пригоден не более чем в течение получаса, при необходимости расчет повторяют с новыми входными метеорологическими данными; во-вторых, следует различать характер поведения дымовых струй утром и вечером. Различие связано с разным типом вертикальной неоднородности профиля температуры.

Утром наблюдается разрушающаяся снизу приподнятая инверсия и загрязняющая примесь интенсивно перемешивается только под инверсией. Концентрацию примеси для точечного непрерывного источника можно оценить по приближенной формуле [5] $\bar{q} \approx \frac{Q}{(2\pi)^{1/2} \bar{U} \sigma_y h_U} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}$, по ко-

торой распределение примеси по z считается равномерным и где \bar{U} – средняя скорость ветра в слое рассеяния. Подобное распределение может наблюдаться только при больших значениях τ или x . Здесь h_U – нижняя граница инверсии. Значения $\sigma_y^2(\tau)$ рассчитываются по формулам предыдущих разделов в соответствии со степенью устойчивости слоя.

Вечером образуется приземная инверсия, выше которой может наблюдаться неустойчивая или нейтральная стратификация. Для источников примеси со значительным перегревом дымовые струи могут рассеиваться выше тонкого слоя растущей вверх инверсии температуры. В этом случае примесь может не доходить до земной поверхности, рассеяние по вертикали следует считать с высоты слоя инверсии. Таким образом, для условий нестационарных за счет суточного хода необходимо знать еще высоту нижней и верхней границ приземной инверсии температуры.

Об ограничениях и погрешностях вычислений

Расчет поля концентрации по данной методике ограничен по горизонтали длиной квазиоднородной подстилающей поверхности порядка несколько километров в зависимости от термической стратификации. Резкая неоднородность подстилающей поверхности (суша – вода, ровная поверхность – холм, поле – лес и т. д.) не учитываются. Резкая нестационарность метеоусловий, обусловленная прохождением через пункт атмосферного фронта или микрофронта, связанного с локальной циркуляцией, также не учитываются. Погрешности вычисления поля концентрации связаны с ошибками измерений средних значений температуры, скорости и направления ветра, с нарушением условий стационарности и горизонтальной однородности турбулентного потока, неточностью интерполяционных формул, заложенных в основу градиентного метода определения потоков тепла и импульса, неточностью знаний границ диффузионных режимов и соответствующих им эмпирических констант,

низкой точностью определения производительности источников примесей. Максимальные средние квадратические ошибки вычисления входных параметров U_* и L составляют 25 и 36 % соответственно. Ошибки максимальны при условии устойчивой стратификации. При нейтральной и неустойчивой (до умеренной) стратификации ошибки ниже и составляют 20 и 29 % соответственно. Универсальные диффузионные константы статистически обеспечены различно. Наиболее обеспеченными являются константы, полученные для нейтральных и слабо неустойчивых условий. Наиболее обеспеченными константами являются b , C , α_y , β_y , a_0 , β_z , так как их относительные ошибки не превосходят 10 – 20 %. Все остальные эмпирические константы известны с точностью не выше 30 – 50 %.

Из приведенных погрешностей измерений метеопараметров, универсальных констант и максимальной относительной ошибки расхода вещества, равной 30 %, следует, что для условий нейтральной стратификации расчет дисперсии координат имеет среднюю квадратическую ошибку в пределах 25 – 30 % в зависимости от константы, а концентрация примеси имеет среднюю квадратическую ошибку 55 – 70 %. Значения диффузионных характеристик и осредненных концентраций приведены к 10-минутному интервалу забора проб.

Выводы

На основе модели флуктуирующей струи и гипотезы подобия лагранжевых характеристик турбулентности построена методика расчета диффузионных характеристик \bar{z} , \bar{x} , S_i^2 , σ_i^2 и концентрации от различных источников примеси в приземном слое атмосферы. В расчетах используются простые метеорологические данные, доступные для любых исследований и сравнительно легко поддающиеся прогнозу. Наибольшая точность расчета достигается при условиях близких к нейтральной стратификации или слабой неустойчивости приземного слоя атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаргер Е. К. Модель дымовой струи Гиффорда с использованием гипотезы подобия лагранжевой турбулентности в приземном слое атмосферы // Труды ИЭМ. - 1978. - Вып. 21 (80). - С. 3 - 15.
2. Гаргер Е. К., Мазурин Н. Ф., Найденов А. В., Уваров Д. Б. Экспериментальное исследование поперечной турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1982. - Т. 18. - № 4. - С. 356 - 362.
3. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. I. - М.: Наука, 1965. - 639 с.
4. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1970. - 292 с.
5. Метеорология и атомная энергия: Пер. с англ. / Под ред. Н. Л. Бызовой и К. П. Махонько. - Л.: Гидрометеоиздат, 1971. - 648 с.
6. Гаргер Е. К. Экспериментальная оценка некоторых коэффициентов формул подобия для лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1982. - Т. 18. - № 8. - С. 787 - 796.
7. Horst T. W. Lagrangian similarity modeling of vertical diffusion from ground-level source // J. Appl. Meteorology. - 1979. - Vol. 18. - No. 6. - P. 733 - 740.
8. Takeuchi K. On the structure of the turbulent field in the surface boundary layer analysis of data obtained at O'Neill, Nebraska // J. Meteorol. Soc. Japan. - 1961. - Vol. 39. - No. 6. - P. 39 - 48.
9. Batchelor G. K. Diffusion from sources in a turbulent boundary layer // Archiwum Mechaniki Stosowanej. - 1964. - Vol. 3. - № 16. - P. 661 - 670.
10. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. II. - М.: Наука, 1967. - 720 с.
11. Бызова Н. Л. Рассеяние примеси в пограничном слое атмосферы - М.: МО Гидрометеоиздата, 1974. - 191 с.
12. Barad M. L., Haugen D. A. A preliminary evaluation of Sutton's hypothesis for diffusion from a continuous source // J. Meteorology. - 1959. - Vol. 16. - No. 1. - P. 12 - 20.
13. Гиффорд Ф. Статистическая модель дымовой струи: Пер. с англ. // Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха. - М.: Изд-во иностр. литературы, 1962. - С. 143 - 164.

Е. К. Гаргер

Институт проблем безпеки АЕС НАН України, вул. Лисогірська, 12, корп. 106, Київ, 03028, Україна

РОЗРАХУНОК ТУРБУЛЕНТНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РОЗСПОВАННЯ У ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ В ЗМІННИХ ЛАГРАНЖА

Представлено методику розрахунку дифузійних характеристик та поля концентрації домішки у приземному шарі атмосфери від джерел різного типу. Надано формули розрахунку: концентрації домішки від точко-

вого та лінійного джерела миттєвої і безперервної дії; абсолютної і відносної дисперсій координат частинок як функцій часу дифузії для широкого діапазону метеорологічних умов. Відмічено, що найбільша точність розрахунку досягається для умов, близьких до нейтральної та слабо нестійкої стратифікації. Надано схему розрахунку вхідних параметрів на основі доступних метеорологічних даних вимірювань у приземному шарі атмосфери, оцінку похибки обчислень і обмеження методики.

Ключові слова: абсолютна та відносна дисперсія, час дифузії, точкове та лінійне джерела домішки, термічна стратифікація приземного шару атмосфери.

E. K. Garger

*Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants NAS of Ukraine, Lysogirska str., 12, building 106,
Kyiv, 03028, Ukraine*

CALCULATION OF TURBULENT CHARACTERISTICS OF DISPERSION IN THE SURFACE LAYER OF THE ATMOSPHERE IN VARIABLES LAGRANGIAN

The method of calculating of diffusion characteristics and concentrations of an admixture on the basis of the similarity theory of turbulence in variables Lagrangian in the surface layer of the atmosphere is presented. There are formulas of calculation of co-ordinates and the transfer speed of clouds, absolute and relative dispersions of particles co-ordinates as functions of the diffusion time. Concentrations from the point and linear sources of an admixture for instantaneous and finite time of action are adduced taking into account the statistical model of the smoke plume. The scheme of calculation of input parameters on the basis of accessible meteorological measurements in the surface layer of the atmosphere, an estimation of an error of calculations and technique restriction are resulted. It is noticed, that the greatest accuracy of calculation is reached for conditions close to neutral and poorly unstable stratification.

Keywords: absolute and relative dispersion, time of diffusion, point and linear sources of admixture, thermal stratification of the surface layer of the atmosphere.

REFERENCES

1. *Garger E. K.* Gifford` model of smoke plume with use of the similarity hypothesis of Lagrangian turbulence in the atmospheric surface layer // Trudy Instituta Eksperimentalnoj Meteorologii. - 1978. - Iss. 21 (80). - P. 3 - 15. (Rus).
2. *Garger E. K., Mazurin N. F., Najdenov A. V., Uvarov D B.* Experimental study of lateral turbulent diffusion in the atmospheric surface layer // Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana (Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics), - 1982. - Vol. 18, № 4. - P. 356 - 362. (Rus).
3. *Monin A. S., Yaglom A. M.* Statistical hydromechanics. Part I. - Moskva: Nauka, 1965. - 639 p. (Rus)
4. *Zilitinkevich S. S.* The dynamics of the atmospheric boundary layer. - Leningrad: Gidrometeoizdat, 1970. - 292 p. (Rus).
5. *Meteorology and atomic energy: Transl. from Eng. / Ed. N. L. Byzova and K. P. Makhon`ko.* - Leningrad: Gidrometeoizdat, 1971. - 648 p. (Rus)
6. *Garger E. K.* Experimental estimation of some similarity theory constants of Lagrangian turbulent characteristics in the atmospheric surface layer // Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana (Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics). - 1982. - Vol. 18, № 8. - P. 787 - 796. (Rus).
7. *Horst T. W.* Lagrangian similarity modeling of vertical diffusion from ground-level source // J. Appl. Meteorology. - 1979. - Vol. 18, No. 6. - P. 733 - 740.
8. *Takeuchi K.* On the structure of the turbulent field in the surface boundary layer analysis of data obtained at O'Neill, Nebraska // J. Meteorol. Soc. Japan. - 1961. - Vol. 39. - No. 6. - P. 39 - 48.
9. *Batchelor G. K.* Diffusion from sources in a turbulent boundary layer // Archivum Mechaniki Stosowanej. - 1964. - Vol. 3. - № 16. - P. 661 - 670.
10. *Monin A. S., Yaglom A. M.* Statistical hydromechanics. Part II. - Moskva: Nauka, 1967. - 720 p (Rus).
11. *Byzova N. L.* Diffusion of admixture in the atmospheric boundary layer. - Moskva: MO Gidrometeoizdata, 1974. - 191 p. (Rus).
12. *Barad M. L., Haugen D. A.* A preliminary evaluation of Sutton`s hypothesis for diffusion from a continuous source // J. Meteorology. - 1959. - Vol. 16, No. 1. - P. 12 - 20.
13. *Gifford F.* Statistics model of a smoke plum // Atmosfernaia diffuziia i zagriaznenie vozdukh: Transl. from Eng. - Moskva: Izdatelstvo Inostrannoi Literatury, 1962. - P. 143 - 164. (Rus)

Надійшла 18.02.2013

Received 18.02.2013