

## 大気拡散計算を行うエクセルマクロの開発：米国 EPA の“AERMOD”モデル

花石竜治

大気拡散シミュレーションモデルである、米国環境保護局の“AERMOD”を表計算ソフト・マイクロソフト社エクセルのマクロでコードした。粉じんの拡散を計算するために、このモデルに重力沈降および乾性沈着を取り入れた。また、AERMOD において地形が汚染物質の地表濃度分布に与える影響を考慮する *dividing streamline* (流れの分割) の概念を、地形を考慮したモデル計算で示した。また、適用例として、安定層条件における粉じんの粒径別の濃度分布およびそれに対する地形の効果、並びに対流層条件における小規模焼却炉から排出されたダイオキシン類の濃度分布の年間平均値を得るための試算例を論じた。これらの検討から、このエクセルマクロの大気拡散シミュレーションモデルにより、汚染物質の濃度分布やその濃度の桁を推定できることが確認された。

Key words: Atmospheric dispersion model, AERMOD, Dividing streamline, Particulate matter, Dioxins

### 1. はじめに

大気環境科学において、発生源からの汚染物質の放出に伴う移送および拡散は、公害問題が顕在化した時代から、研究されてきた。

大気拡散シミュレーションは、これら移送、拡散の現象を、気象学の知見をもとに数理的に推定するものである。その歴史は、1950 年代までの Sutton、Bosanquet らの計算式による方法に始まった。これらは我が国の大気汚染防止法による二酸化硫黄の規制 (K 値規制) に適用され<sup>1)</sup>、大気中の二酸化硫黄濃度の削減において成果をもたらした。

その後、1990 年代には、米国環境保護局 (USEPA) により次世代の ISC モデル (*Industrial Source Complex model*) が提唱された。これ以降の世代のモデルは、環境問題の質的変化により、主に環境アセスメントの分野で使用されてきている。我が国の経済産業省-低煙源工場拡散モデル (*Ministry of Economy, Trade and Industry-Low rise Industrial Source dispersion model; METI-LIS モデル*) は、この USEPA の ISC モデルに基礎を置く<sup>2)</sup>。また、現在は、企業が開発した拡散計算を行うソフトウェア<sup>3)</sup> も入手可能であり、拡散計算はルーチンワークとなっている。

このような中で、USEPA が現在、公認している大気拡散計算モデル (*the American Meteorological Society and U.S. Environmental Protection Agency*

*Regulatory MODEL; AERMOD モデル*)<sup>4)</sup> は、2000 年代に開発され、基本的には定常的正規型プルーム式を拡散モデルとしている。このソフトウェアは、対流層における鉛直方向の濃度分布を *bi-Gaussian* (2 正規型) と仮定し、また、複雑な地形での大気拡散について流れの分割 (*dividing streamline*) の概念を導入するなどの特徴がある。計算機資源が豊富な今日では、数値解モデルの差分法などの精密で大規模な数値計算法が確立されているが、AERMOD はプルーム式を用いることから、計算時間が短くすみ、現在でも十分に有効な計算法であると考えられる。

AERMOD はソースコードも公開されているが、FORTRAN で記述されているため、モデルパラメータの可視化などが見にくく、コード全体を理解するのも困難である。そこで、著者は、このモデルを表計算ソフトウェア・マイクロソフト社エクセルのマクロで記述し、エクセルのワークシート内で計算設定をして結果の図示までを完結させればより使いやすくなる考えた。本研究は、AERMOD をエクセルマクロに移植し、簡便に拡散計算を行うことを目的とした。本報告は、計算法の理論の記述も含み、これに多くのスペースを割いたが、これは記述を本報告で完結させるよう努めたことによる。なお、本報告では、蛇行するプルームの扱いおよびダウンウォッシュの扱いは省略した。

また、AERMOD の計算コードでは、それぞれ気象や地形考慮のプリプロセッサ（拡散計算に先だって実行する演算ユニット）である AERMET や AERMAP が別に動作するようになっているが、本報告では、これらの機能を AERMOD 本体にまとめて一つのプログラムとした。

なお、AERMOD 計算法の記述<sup>5),7)</sup>では、気象学および大気環境科学の多くの文献が引用されたが、本報告においては、その解説<sup>5),7)</sup>が引用されているものは再引用せず、一部の論述で確認のために文献<sup>6),8)-11)</sup>を引用したことを断っておく。

## 2. 理論

### 2.1 境界層におけるエネルギー収支<sup>5)</sup>

#### (1) 顕熱フラックス

境界層の成長と構造を決める熱と運動量の流れをエネルギー収支によって議論する。まず、顕熱フラックス  $H$  を推定する。これは上向きを正に取る。

ボーエン比  $B_0$ <sup>6)</sup> は、顕熱と潜熱の比で、水の蒸発に必要な潜熱を  $L_e$ 、水の蒸発量を  $E$ 、潜熱フラックスを  $L_e E$  とすると、

$$B_0 = \frac{H}{L_e E} \quad (1)$$

で定義される。

正味の放射量を  $R_n$  とすると、これも上向きが正で、

$$H = (1 - s) \frac{R_n}{1 + \frac{1}{B_0}} \quad (2)$$

とおくことができ、AERMOD では、 $s = 0.1$  により顕熱フラックス  $H$  を求めている。

#### (2) 正味の放射量

次式により、正味の放射量  $R_n$  が与えられる。

$$R_n = \frac{(1 - r\{\varphi\})R + c_1 T_{ref}^6 - \sigma_{SB} T_{ref}^4 + c_2 n}{1 + c_3} \quad (3)$$

ここで、 $c_1 = 5.31 \times 10^{-13} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-6}$ 、 $c_2 = 60 \text{ W m}^{-2}$ 、 $c_3 = 0.12$ 、 $\sigma_{SB}$  は Stefan Boltzmann 定数( $5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ )、 $T_{ref}$  は参照高さにお

ける気温(K)、 $n$  は割合で示した雲量である。

地表のアルベドは

$$r\{\varphi\} = r' + (1 - r') \exp(a\varphi + b) \quad (4)$$

で表され、 $a = -0.1$ 、 $b = -0.5(1 - r')^2$ 、 $r' = r\{\varphi = 90^\circ\}$  である。(4)式中の太陽高度  $\varphi$  は、度の単位で表す。また、以下、括弧  $\{ \}$  は、 $\{ \}$  内を引数とする関数を示す。

雲量で補正された日射  $R$  は

$$R = R_0(1 - 0.75n^{3.4}) \quad (5)$$

で、 $R_0$  は直達日射の場合の放射量で、

$$R_0 = 990 \sin \varphi - 30 \text{ (W m}^{-2}\text{)} \quad (6)$$

である。

#### (3) 対流層と安定層の間の遷移

太陽高度が変化し、境界層が対流層から安定層に変わるとき、顕熱フラックスの符号が正から負へと変化する。この遷移点の太陽高度（臨界太陽高度  $\varphi_{crit}$  とする。）は、(3)式で  $R_n = 0$  と置き、これについて解くと得られる。このとき、(3)(6)式から、

$$\sin \varphi_{crit} = \frac{1}{990} \left[ \frac{-c_1 T_{ref}^6 + \sigma_{SB} T_{ref}^4 - c_2 n}{(1 + r\{\varphi_{crit}\})(1 - 0.75n^{3.4})} + 30 \right] \quad (7)$$

が得られる。太陽高度が上記の臨界太陽高度  $\varphi_{crit}$  より高い場合、境界層は対流層、それ以外の場合には安定層となる。

### 2.2 対流層のパラメータ導出<sup>5),7)</sup>

摩擦速度  $u_*$  は、乱流の強さのパラメータで風の次元を持ち、

$$u_* = \frac{k u_{ref}}{\ln \left( \frac{z_{ref}}{z_0} \right) - \Psi_m \left\{ \frac{z_{ref}}{L} \right\} + \Psi_m \left\{ \frac{z_0}{L} \right\}} \quad (8)$$

であり、 $k$  は無次元の Karman 定数(0.4)、 $u_{ref}$  は参照高さでの風速、 $z_{ref}$  は参照高さ、 $z_0$  は地表の粗度長で、地表面の空気力学的な粗度を示すパラメータ、 $\Psi_m$  は対流層についての普遍関数である。

次なる(9)(10)式により  $\mu$  および  $\mu_0$  を、(11)(12)式で普遍関数  $\Psi_m$  を定義する。普遍関数とは、風速の鉛直方向の勾配を無次元化したものである。

$$\mu = \left(1 - 16 \frac{z_{ref}}{L}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (9)$$

$$\mu_0 = \left(1 - 16 \frac{z_0}{L}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (10)$$

$$\Psi_m \left\{ \frac{z_{ref}}{L} \right\} = 2 \ln \left( \frac{1 + \mu}{2} \right) + \ln \left( \frac{1 + \mu^2}{2} \right) - 2 \tan^{-1} \mu + \frac{\pi}{2} \quad (11)$$

$$\Psi_m \left\{ \frac{z_0}{L} \right\} = 2 \ln \left( \frac{1 + \mu_0}{2} \right) + \ln \left( \frac{1 + \mu_0^2}{2} \right) - 2 \tan^{-1} \mu_0 + \frac{\pi}{2} \quad (12)$$

Monin-Obukhov 長  $L$  は次式により定義され、大気の安定度の数値的な指標である。

$$L = - \frac{\rho c_p T_{ref} u_*^3}{kgH} \quad (13)$$

ここで、 $\rho$  は空気の密度( $1.2 \text{ kg m}^{-3}$ )、 $g$  は重力加速度 ( $9.8 \text{ m s}^{-2}$ )、 $c_p$  は空気の定圧比熱 ( $1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ )である。

(8)(13)式を繰り返し計算で収束させ、 $u_*$  と  $L$  を得る。

対流速度スケール  $w_*$  は、次式で表され、対流の強さを表すパラメータである。

$$w_* = \sqrt[3]{\frac{gHz_{ic}}{\rho c_p T_{ref}}} \quad (14)$$

ここで、 $z_{ic}$  は対流混合高さであり、後述する。

### 2.3 安定層のパラメータ導出<sup>5),7)</sup>

摩擦温度 (温度スケール)  $\theta_*$  は、摩擦速度  $u_*$  から次式で決定できる。

$$\theta_* = - \frac{H}{\rho c_p u_*} \quad (15)$$

(13)(15)式から、Monin-Obukhov 長は、

$$L = \frac{T_{ref}}{kg\theta_*} u_*^2 \quad (16)$$

である。

安定層における上空の風速として、

$$u = \frac{u_*}{k} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + \frac{\beta_m z_{ref}}{L} \right] \quad (17)$$

を用いる。ここで  $\beta_m = 5$  であり、(16)式を(17)式に代入して、解  $u$  の式を得る。その解は

$$C_D = \frac{k}{\ln(z_{ref}/z_0)} \quad (18)$$

$$u_o^2 = \frac{\beta_m z_{ref} g \theta_*}{T_{ref}} \quad (19)$$

として、

$$u_* = \frac{C_D u_{ref}}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{2u_o}{C_D^{1/2} u_{ref}} \right)^2} \right] \quad (20)$$

である。ここで(20)式の導出においては、上空の風速  $u$  を、参照高さにおける風速  $u_{ref}$  に置換した。(20)式は、風速  $u_{ref}$  が臨界値  $u_{crit} = \sqrt{4\beta_m z_{ref} g \theta_* / T_{ref} C_D}$  以上の時に実数解を与える。風速がこの臨界値よりも小さい場合、次式で摩擦速度  $u_*$  および摩擦温度  $\theta_*$  を定義する。

$$u_* := u_* \{u = u_{crit}\} \frac{u}{u_{crit}} \quad \text{for } u < u_{crit} \quad (21)$$

$$\theta_* := \theta_* \{u = u_{crit}\} \frac{u}{u_{crit}} \quad \text{for } u < u_{crit} \quad (22)$$

(19)(20)式から摩擦速度  $u_*$  を求めるには、摩擦温度  $\theta_*$  が必要であるが、次の経験式を使用できる。

$$\theta_* = 0.09 \left[ 1 - \frac{1}{2} n^2 \right] \text{ (K)} \quad (23)$$

顕熱フラックス  $H$  は、(15)式から導かれた次式から求める。

$$H = -\rho c_p u_* \theta_* \quad (24)$$

また Monin-Obukhov 長  $L$  は、求めたパラメータを用いて、(13)式で計算する。

#### 2.4 混合高さ<sup>5),7)</sup>

対流層における混合高さ  $z_i$  は、対流層境界の長さであり、機械的混合高さ  $z_{im}$  と対流混合高さ  $z_{ic}$  の高い方とする。

一方、安定層においては、混合高さ  $z_i$  は、安定層の境界高さで、機械的混合高さ  $z_{im}$  に等しい。

##### (1) 対流混合高さ

日の出前の早朝の温位と、時間変化する地表の熱フラックスを、対流層の時間発展の計算に用いる。

$$\begin{aligned} z_{ic} \theta\{z_{ic}\} - \int_0^{z_{ic}} \theta\{z\} dz \\ = (1 + 2A) \int_0^t \frac{H\{t'\}}{\rho c_p} dt' \quad (25) \end{aligned}$$

ここで、 $A = 0.2$ 、 $t$  は日の出からの時間である。

なお、(25)式の左辺の温位は日の出前のものであり、よって安定層条件のものであり、日の出後に対流層となった場合にゼロとなる温位勾配とは関係しない。

##### (2) 機械的混合高さ

機械的混合高さ  $z_{im}$  は、中緯度における次の経験式により求める。

$$z_{im} = 2300 u_*^{3/2} \text{ (m)} \quad (26)$$

(26)式は安定層条件および対流層条件の両方に用いることができる。

#### 2.5 境界層の鉛直構造<sup>5),7)</sup>

##### (1) 風速

風速の鉛直プロファイルは次の対数型を取る。

$$u\{z\} = u\{z = 7z_0\} \left( \frac{z}{7z_0} \right) \quad \text{for } z < 7z_0 \quad (27)$$

$$\begin{aligned} u\{z\} \\ = \frac{u_*}{k} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - \Psi_m \left\{ \frac{z}{L} \right\} \right] \quad \text{for } 7z_0 \leq z \leq z_i \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + \Psi_m \left\{ \frac{z_0}{L} \right\} \\ u\{z\} = u\{z = z_i\} \quad \text{for } z > z_i \quad (29) \end{aligned}$$

対流層の場合、普遍関数  $\Psi_m$  は、(11)(12)式の  $z_{ref}$  を  $z$  で置き換えて用いる。

安定層の場合、次式を用いる。

$$\Psi_m \left\{ \frac{z}{L} \right\} = -17 \left[ 1 - \exp \left( -0.29 \frac{z}{L} \right) \right] \quad (30)$$

$$\Psi_m \left\{ \frac{z_0}{L} \right\} = -17 \left[ 1 - \exp \left( -0.29 \frac{z_0}{L} \right) \right] \quad (31)$$

##### (2) 温位勾配

対流層においては、温位勾配  $\partial\theta/\partial z$  はゼロとする。対流層より上の安定層においては、温位勾配は  $0.005 \text{ K m}^{-1}$  の一定値を用いる。

安定層においては、100 m 以下では、次の温位勾配の鉛直プロファイルを使用する。

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\theta_*}{k(z=2)} \left[ 1 + 5 \frac{(z=2)}{L} \right] \quad \text{for } z \leq 2 \text{ m} \quad (32)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\theta_*}{kz} \left( 1 + 5 \frac{z}{L} \right) \quad \text{for } 2 \text{ m} < z \leq 100 \text{ m} \quad (33)$$

高度 100 m より上の温位勾配は、次式で表す。

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\partial\theta\{z_{mx}\}}{\partial z} \exp \left[ -\frac{(z - z_{mx})}{0.44 z_{i\theta}} \right] \quad (34)$$

ここで、 $z_{mx} = 100 \text{ m}$ 、 $z_{i\theta} = \max(z_{im}, 100 \text{ m})$  であり、定数 0.44 は測定から得られた数値である。安定層においては、すべての高度  $z$  において、温位勾配の最小値を  $0.002 \text{ K m}^{-1}$  とする。

##### (3) 温位

AERMOD では、温位勾配から温位の鉛直プロファイルを計算する。まず参照高さ( $z_{ref}$ )における温位を求める。

$$\theta\{z_{ref}\} = T_{ref} + \frac{g z_{msl}}{c_p} \quad (35)$$

ここで、 $z_{msl} = z_{ref} + z_{base}$  は、温度プロファイルの基礎となる高さである。温位はその勾配から次式で計算する。

$$\theta\{z + \Delta z\} = \theta\{z\} + \frac{\overline{\partial\theta}}{\partial z} \Delta z \quad (36)$$

ここで、 $\overline{\partial\theta/\partial z}$  は層  $\Delta z$  における平均的な温位勾配である。

#### (4) 鉛直方向の乱流

対流層においては、鉛直方向の乱流拡散係数  $\sigma_{wT}^2$  は、機械的成分 ( $\sigma_{wm} \propto u_*$ ) および強い対流条件の極限 ( $\sigma_{wc} \propto w_*$ ) からなり、次式で表される。

$$\sigma_{wT}^2 = \sigma_{wc}^2 + \sigma_{wm}^2 \quad (37)$$

対流成分  $\sigma_{wc}$  は次式で計算する。

$$\sigma_{wc}^2 = 1.6 \left( \frac{z}{z_{ic}} \right)^{2/3} w_*^2 \quad \text{for } z \leq 0.1z_{ic} \quad (38)$$

$$\sigma_{wc}^2 = 0.35w_*^2 \quad \text{for } 0.1z_{ic} < z \leq z_{ic} \quad (39)$$

$$\sigma_{wc}^2 = 0.35w_*^2 \exp\left[-\frac{6(z - z_{ic})}{z_{ic}}\right] \quad \text{for } z > z_{ic} \quad (40)$$

機械的乱流の拡散係数 ( $\sigma_{wm}$ ) は、境界層成分  $\sigma_{wml}$  と、境界層の上 ( $z > z_i$ ) の残余層 (residual layer) 成分  $\sigma_{wmr}$  からなる。

$$\sigma_{wm}^2 = \sigma_{wml}^2 + \sigma_{wmr}^2 \quad (41)$$

境界層成分の拡散係数  $\sigma_{wml}$  は、混合層内では摩擦速度に比例し、次のとおりとなる。

$$\sigma_{wml} = 1.3u_* \sqrt{1 - \frac{z}{z_i}} \quad \text{for } z < z_i \quad (42)$$

$$\sigma_{wml} = 0 \quad \text{for } z \geq z_i \quad (43)$$

残余層成分の拡散係数  $\sigma_{wmr}$  は、混合層より上 ( $z > z_i$ ) の測定結果がない場合、混合高さにおける風速に比例するとして、 $\sigma_{wmr} = 0.02u\{z_i\}$  とする。混合層内では、この  $\sigma_{wmr}$  は、高さ  $z_i$  からゼロまで、高さに対して直線的に減少するとする。

安定層においては、鉛直方向の乱流は機械的乱流のみからなり、(37)式の  $\sigma_{wm}$  のみとなる。この項を、対流層と同様に用いて、中立条件で拡散幅が連続となるようにする。

#### (5) 横方向の乱流

対流層においては、横方向の全乱流の拡散係数もまた、機械的成分  $\sigma_{vm}$  と対流成分  $\sigma_{vc}$  の二乗和で求められ、

$$\sigma_{vT}^2 = \sigma_{vc}^2 + \sigma_{vm}^2 \quad (44)$$

である。乱流の対流成分は対流速度スケールと関係して、次式で求められる。

$$\sigma_{vc}^2 = 0.35w_*^2 \quad (45)$$

$z_i$  以上の高さでは、最小値を  $\sigma_{vc} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$  とする。

安定層では、横方向の乱流は、機械的乱流のみからなる。

対流層および安定層の機械的乱流の拡散係数  $\sigma_{vm}$  は、地表付近で次の形とし、摩擦速度に関係する。

$$\sigma_{v0}^2 = 3.6u_*^2 \quad (46)$$

地表と機械的混合高さの上端までは、 $\sigma_{vm}^2$  は直線的に変化すると仮定する。

$$\sigma_{vm}^2 = \left( \frac{\sigma_{vm}^2\{z_{im}\} - \sigma_{v0}^2}{z_{im}} \right) z + \sigma_{v0}^2 \quad \text{for } z \leq z_{im} \quad (47)$$

$$\sigma_{vm}^2 = \sigma_{vm}^2\{z_{im}\} \quad \text{for } z > z_{im} \quad (48)$$

ここで、 $\sigma_{vm}^2\{z_{im}\} = \min(\sigma_{v0}^2, 0.25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2})$  である。

#### 2.6 地形の考慮<sup>5),7)-10)</sup>

ここで述べる地形モデルにおいては、汚染物質濃度を二つの漸近状態で補間する。大気の状態が安定な条件では、流れとその中のプルームは、障害物に遭遇した場合、水平方向に動く。一方、大気が不安定な条件では、プルームはより簡単に障害物を駆け上がる。すなわち、これらの二つの場合が二つの漸近状態となる。

AERMODにおける地形の考慮では、プルームが発生源からリセプターまで直線上を飛行すると仮

定してリセプターにおける汚染物質濃度を推定するが、地形によって流れが蛇行することは想定していない。

一般的な濃度式は次式のとおりである。

$$C_T\{x_r, y_r, z_r\} = f C_{c,s}\{x_r, y_r, z_r\} + (1 - f) C_{c,s}\{x_r, y_r, z_p\} \quad (49)$$

ここで、 $C_T\{x_r, y_r, z_r\}$  は全濃度、 $C_{c,s}\{x_r, y_r, z_r\}$  は丘の水平方向へ流れるプルームからの寄与（添え字  $c$  と  $s$  は、それぞれ、対流層および安定層の条件を示す）、 $C_{c,s}\{x_r, y_r, z_p\}$  は地形に従い丘に登るプルームからの寄与を示し、 $f$  は重み付け因子、 $\{x_r, y_r, z_r\}$  はリセプターの座標である。

ここで、 $z_t$  をリセプターにおける地形の局所的な高さとする、 $z_p (= z_r - z_t)$  はリセプターの地表からの高さを示す。

平坦な地形では、 $z_t = 0$ 、 $z_p = z_r$  であり、(49) 式の濃度は、単一の水平なプルームの形になる。

重み付け因子  $f$  は「臨界的な分割する流れの高さ」(critical dividing streamline height)  $H_c$  の概念により定式化する。

いま、単位質量の気塊のエネルギーについて、次式を得る。

$$\frac{1}{2} u^2(H_c) = \int_{H_c}^z (z - \zeta) N^2(\zeta) d\zeta \quad (50)$$

ここで、 $u(H_c)$  は高さ  $H_c$  における風速、 $N(z)$  は浮力についての Brunt-Vaisala 振動数であり、次式で与えられる。

$$N(z) = \sqrt{\frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{g}{\theta}} \quad (51)$$

Brunt-Vaisala 振動数とは、浮力が働く系において、気塊が平衡高さから動こうとする場合、変位に比例し負号を付した復元力が働くため、変位の二乗に比例するポテンシャルエネルギーを持つ系となつて、調和振動子と同様に考えることができる。このとき、次元が時間の逆数の振動数が与えられ、これが Brunt-Vaisala 振動数である。(50) 式の両辺は、 $[(長さ)^2(時間)^{-2}]$  の次元となっている。

さて、モデルで水平方向へ流れる割合  $\varphi_p$  について次式で定義する。これは  $H_c$  の関数である。

$$\varphi_p = \frac{\int_0^{H_c} C_{c,s}\{x_r, y_r, z_r\} dz}{\int_0^\infty C_{c,s}\{x_r, y_r, z_r\} dz} \quad (52)$$

(49) 式の重み付け因子  $f$  は、次式で与えられ、 $\varphi_p = 1$  のとき  $H_c$  が十分に高く、プルームが丘を駆け上がれず、このとき  $f = 1$  である。逆に  $\varphi_p$  が小さいときは  $H_c$  が低いことに対応し、プルームが丘を駆け上がる。このとき、 $f \rightarrow 1/2$  となる。

$$f = \frac{1}{2} (1 + \varphi_p) \quad (53)$$

不規則に複数の丘がある地域では、局所的な地形の高さ  $z_h$  と有効プルーム高さ  $h_e$  の和である鉛直方向の高さ  $z'$  を超えてプルームが運ばれる場合にリセプターに濃度上昇をもたらすと仮定して、これまでに述べた概念を応用できる。この鉛直高さは次式で定義される。

$$z' = z_h + h_e \quad (54)$$

よって、(50) 式により  $H_c$  を求めるときに、 $z = z'$  とおき計算する。

## 2.7 対流層における AERMOD の濃度推定<sup>5),7)</sup>

対流層 ( $L < 0$ ) で、鉛直方向の速度 ( $w$ ) の鉛直分布は、非正規型の濃度分布となり、一般的に、高い位置にある浮力を持たない発生源のプルームの中心線が降下する。AERMOD では、濃度の鉛直方向の広がり、を、2 正規分布を用いてモデル化する。一方、横方向の拡散は、正規分布と仮定する。

対流層内の拡散では、直接的発生源、間接的発生源、および進入する発生源の三つを考える。図 1 にこれらの概念を示した。

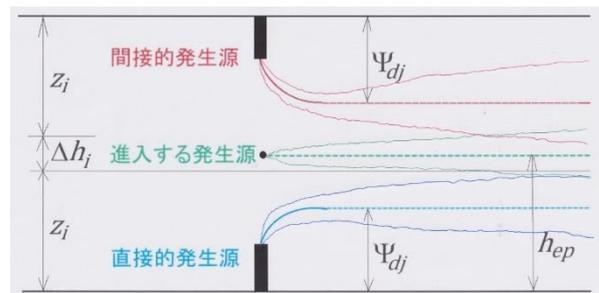


図 1 対流層において想定する発生源の概念図。記号は文中で記述している。

「直接的」な発生源は、地表に直接的に運ばれるプルームを扱い、これらの地表および対流層の境界での反射を考慮する。プルームの高さは、多重反射がない場合には、煙突高さにプルーム上昇分を加えて、鉛直方向の拡散を考慮したものとなる。

「間接的」な発生源とは、拡散の初期に上昇気流で上昇したプルームが混合高さ  $z_i$  において反射され、以後、それに続いて地表  $z = 0$  と混合高さ  $z_i$  において反射されるように設定する。その際に、プルームの上昇 ( $\Delta h_i$ ) により、下方への拡散をある程度遅らせるように考える。これは、浮力により上昇するプルームが、混合高さ  $z_i$  の近くで留まり、下方へ混合しにくい傾向があることをモデル化していると考えてよい。プルームの高さは、あらわに多重反射の効果を含み、それが 1 回の図 1 の例では、 $2z_i - \Psi_{dj} + \Delta h_i$  となる。

「進入する」発生源とは、対流層境界の上の逆転領域に進入し、その後、対流層に再び入り拡散するものを考える。

進入しない、すなわち対流層に留まった発生源物質の割合  $f_p$  は、

$$f_p = 0 \quad \text{for } \Delta h_h < 0.5\Delta h_{eq} \quad (55)$$

$$f_p = 1 \quad \text{for } \Delta h_h > 1.5\Delta h_{eq} \quad (56)$$

$$f_p = \frac{\Delta h_h}{\Delta h_{eq}} - 0.5 \quad \text{for } 0.5\Delta h_{eq} \leq \Delta h_h \leq 1.5\Delta h_{eq} \quad (57)$$

ここで、 $\Delta h_h = z_i - h_s$ 、 $h_s$  は煙突高さ、 $\Delta h_{eq}$  は安定条件でプルームが上昇する平衡高さであり、

$$\Delta h_{eq} = \sqrt[3]{2.6^3 P_s + \left(\frac{2}{3}\right)^3 \Delta h_h} \quad (58)$$

と表される。 $P_s$  を進入についてのパラメータ、 $F_b$  を煙突の浮力フラックス、 $N_h$  を混合高さより高い層における Brunt-Vaisala 振動数とすると、次式が成り立つ。

$$P_s = \frac{F_b}{u N_h^2 \Delta h_h^3} \quad (59)$$

ここで、

$$F_b = g w_s r_s^2 \frac{\Delta T}{T_s} \quad (60)$$

$$N_h = \sqrt{\frac{g}{\theta\{z_i\}} \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{500 \text{ m} > z > z_i}} \quad (61)$$

また、 $u$  は煙突高さにおける風速、 $w_s$  は煙突からの排出速度、 $r_s$  は煙突の半径、 $T_s$  は排出口における温度、 $\Delta T = T_s - T_a$ 、 $T_a$  は室温である。

対流層における全濃度 ( $C_c$ ) は、上記の直接的、間接的および進入する三つの発生源の寄与の和として得られる。プルームが水平方向の状態のとき、

$$C_c\{x_r, y_r, z\} = C_d\{x_r, y_r, z\} + C_r\{x_r, y_r, z\} + C_p\{x_r, y_r, z\} \quad (62)$$

ここで、 $C_d$ 、 $C_r$  および  $C_p$  は、それぞれ直接的、間接的および進入する発生源寄与である。同様に、地形にしたがう状態の濃度は、(62)式で、 $z$  を  $z_p$  に置き換えた形となる。

以下に拡散式を展開するが、安定層条件においても、それらは拡散の 1 時間値としてのスケールを想定している。

### (1) 対流層における濃度への直接的な発生源寄与

直接的なプルームによる濃度は次式で与えられる。添え字  $j$  は 2 正規分布関数において、上昇気流 ( $j = 1$ ) と下降気流 ( $j = 2$ ) に対応する関数を指定する。

$$C_d\{x_r, y_r, z\} = \frac{Q f_p}{\sqrt{2\pi} \bar{u}\{x, y\}} F_y\{x_r, y_r\} \sum_{j=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\lambda_j\{x_r\}}{\sigma_{zj}\{x_r\}} \times \left\langle \exp \left[ -\frac{(z - \Psi_{dj}\{x_r\} - 2mz_i)^2}{2\sigma_{zj}\{x_r\}^2} \right] + \exp \left[ -\frac{(z + \Psi_{dj}\{x_r\} + 2mz_i)^2}{2\sigma_{zj}\{x_r\}^2} \right] \right\rangle \quad (63)$$

ここで、 $\Psi_{dj}\{x_r\} = h_s + \Delta h_d\{x_r\} + \bar{w}_j x_r / u$  はプルームの高さ、 $u$  は煙突における風速、 $F_y\{x_r\}$  は横方向の分布関数((64)式、後述)、 $\Delta h_d\{x_r\}$  はプルームの上昇分((71)式、後述)、 $Q$  は排出速度である。

これら以外のパラメータについては後述する。

横方向の分布関数は次式で与えられる。

$$F_y\{x_r, y_r\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y\{x_r\}} \exp\left(-\frac{y_r^2}{2\sigma_y\{x_r\}^2}\right) \quad (64)$$

ここで、横方向の拡散幅は次式で与えられる。

$$\sigma_y\{x_r\} = \frac{\tilde{\sigma}_v\{x, y\}x_r/\tilde{u}\{x, y\}}{\left(1 + \frac{x_r/\tilde{u}\{x, y\}}{2T_{Ly}}\right)^p} \quad (65)$$

ここで、 $p = 0.5$ 、 $\tilde{u}\{x, y\}$  は有効風速、 $\tilde{\sigma}_v\{x, y\}$  は横方向の有効乱流拡散係数、 $T_{Ly}$  はラグランジアン積分時間スケールである。

ここで、ラグランジアン積分時間スケールについて記述する。まず、自己相関関数というものを考える。これは、時刻  $t$  において、ランダムな物理量  $M$  について時間間隔  $T$  を与えた場合に、統計力学的集団の期待値  $\langle M(t)M(t+T) \rangle$  に比例する量をいう。系が定常な場合、この値は  $t$  に依存しない。この期待値は単純には、時間間隔  $T$  におけるランダムなパラメータの相関係数を示すと考えられる。自己相関関数を  $T$  の軸で積分した値が積分時間スケールである。自己相関関数が  $T$  の増加に伴ってすぐに減衰する関数、すなわち相関時間が短い場合は、積分時間スケールが小さい。一方、これがすぐに減衰せず、相関時間が長い関数となる場合、積分時間スケールが長い。

乱流とは、その流れの場において速度差が生じている流れを指す。流れのベクトル場で速度差があるということは、ベクトル場の回転 ( $\mathbf{M}$  を流れの速度ベクトルとした場合、 $\text{rot } \mathbf{M} = \nabla \times \mathbf{M}$ ) がゼロベクトルでないことである。すなわち、乱流とは、渦が生じている流れである。

乱流現象において、積分時間スケールが長いというのは、乱流をつくる渦が長い間、存在することを示す。このように、積分時間スケールは渦の寿命と考えられ、乱れの強さと関係していると解釈できる。

また、大気のような連続体の記述方法として、ラグランジュの方法と、それに対比されるオイラーの方法がある。前者は時間差で構成要素の移動を追跡し、後者は空間の各点における物理量の時間変化を追跡する。ラグランジアン積分時間スケ

ールとは、ラグランジュの方法により物理学的系の構成要素についての自己相関関数から求めた積分時間スケールとなる。つまり、系の構成要素として、いまの場合、流れを作る気塊の動きに着目した乱流の強さを示す量と解釈できる。

また、「有効」パラメータは、そのパラメータの鉛直プロファイルから、プルーム中の汚染物質が発生源からリセプターまで輸送される（プルームが拡散過程で経験する）層を鉛直方向で平均化して、「有効」な（等価な）値として求めたものである。この「有効」パラメータは、チルダマークで表記する（例えば、有効風速は  $\tilde{u}$  で示す）。

有効パラメータの定義を以下に示す。考える高さの下限と上限をそれぞれ  $h_b$ 、 $h_t$  とする。これはプルームが経験する高さの範囲を示すものである。これらを、リセプターの高さ  $z_r$  とリセプターの水平座標  $(x, y)$  およびプルーム高さ  $H_p$  および拡散幅  $\sigma_z$  から次式で与える。

$$h_b = \begin{cases} H_p\{x, y\} & \text{if } H_p\{x, y\} \leq z_r \\ \max[H_p\{x, y\} - 2.15\sigma_z\{x_r, z_r\}, z_r] & \text{if } H_p\{x, y\} > z_r \end{cases} \quad (66)$$

$$h_t = \begin{cases} \min[H_p\{x, y\} + 2.15\sigma_z\{x_r, z_r\}, z_r] & \text{if } H_p\{x, y\} \leq z_r \\ H_p\{x, y\} & \text{if } H_p\{x, y\} > z_r \end{cases} \quad (67)$$

ここで、リセプターの水平座標  $(x, y)$  は、地形を考慮してその高さ  $z_r$  を与えるものであり、風下距離  $x_r$  とその軸から  $90^\circ$  位相が進んだ軸の座標  $y_r$  および天頂から見て北から時計回りに進む風向の角度  $\theta$  から次式の直交変換で与えられる。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = -\begin{pmatrix} \sin \theta & \cos \theta \\ \cos \theta & -\sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_r \\ y_r \end{pmatrix} \quad (68)$$

これらを用いて、水平座標  $(x, y)$  におけるパラメータ  $\alpha$  の有効値  $\tilde{\alpha}(x, y)$  は次式で与えられる。

$$\tilde{\alpha}(x, y) = \frac{1}{h_t - h_b} \int_{h_b}^{h_t} \alpha(z) dz \quad (69)$$

つまり、拡散幅を考慮し、プルームの高さの幅において平均的なパラメータの値を求めている。

さて、 $l$  を横方向の乱流長さスケールとすると、ラグランジアン積分時間スケール  $T_{Ly}$  は横方向の有効拡散係数  $\tilde{\sigma}_v\{x, y\}$  から、 $T_{Ly} = l/\tilde{\sigma}_v\{x, y\}$  と表せる。すなわち、横方向の拡散が強い場合には、この時間スケールは小さくなる。これにより、

(65)式は無次元の風下距離  $X$  と、無次元の高さスケール  $\delta$  で表される。

$$\sigma_y\{x_r\} = \frac{\overline{\sigma}_v\{x, y\}x_r}{\tilde{u}\{x, y\}(1 + \delta X)^{p'}} \quad (70)$$

ここで、 $X = \overline{\sigma}_v\{x, y\}x_r/\tilde{u}\{x, y\}z_i$ 、 $\delta = z_i/l$  である。 $\delta$ 、 $p'$  はそれぞれ、78、0.3 と設定される。

$\Delta h_d\{x_r\}$  は、煙突からの排出の運動量と浮力効果を重ね合わせて、次式で与えられ、排出速度が大きく、また浮力が大きいほど大きくなるが、また、煙突付近の風速にも関係する。

$$\Delta h_d\{x_r\} = \left( \frac{3F_m x_r}{\beta_1^2 u_p^2} + \frac{3}{2\beta_1^2} \cdot \frac{F_b x_r^2}{u_p^3} \right)^{1/3} \quad (71)$$

ここで、 $F_m = (T/T_s)w_s^2 r_s^2$  は煙突における運動量、 $F_b$  は煙突における浮力フラックス((60)式)、 $\beta_1 = 0.6$  は取り込みのパラメータである。 $u_p$  はプルームの上昇を計算するときの風速で、対流層の場合、 $u_p = u\{h_s\}$  と取る。

添え字  $j$  は、上昇気流に対して 1、下降気流に対して 2 であり、 $\lambda_j\{x_r\}$  は、それぞれの分布への重み付け因子である。(63)式は、虚像プルームによる地面での反射を扱っている。これに続く多重反射は、発生源の高さを  $2z_i + h_s, -2z_i - h_s, 4z_i + h_s, -4z_i - h_s$  などのようにおいて扱う。

鉛直方向の拡散幅 ( $\sigma_{zj}\{x_r\}$ ) は、上空成分 ( $\sigma_{zej}\{x_r\}$ ) および地表成分 ( $\sigma_{zg}\{x_r\}$ ) からなり、次式が成り立つ。

$$\sigma_{zj}\{x_r\}^2 = \sigma_{zej}\{x_r\}^2 + \sigma_{zg}\{x_r\}^2 \quad (72)$$

ここで、上空成分  $\sigma_{zej}\{x_r\}$  は次式となって、鉛直方向の拡散係数と風速の関数である。

$$\sigma_{zej}\{x_r\} = \alpha_b \frac{\sigma_{wj}\{x_r\}x_r}{\tilde{u}\{x, y\}} \quad (73)$$

ここで、 $\sigma_{wj}\{x_r\}$  は、上昇気流 ( $j = 1$ ) および下降気流 ( $j = 2$ ) に対する鉛直方向の拡散係数である。

係数  $\alpha_b$  は、 $\alpha_b = \min(0.6 + 4\Psi_{d2}/z_i, 1.0)$  とし、地表層の上 ( $\Psi_{dj} \geq 0.1z_i$ ) について 1.0 になるようにする。

次に、拡散係数  $\sigma_{wj}\{x_r\}$  の算出を記述する<sup>11)</sup>。対流層においては、二つの正規分布の重ね合わせ

が、 $w$  の確率密度関数(PDF, probability density function)  $p_w$  に対する良い近似となることが実験的に示されている。これによれば、

$$p_w = \frac{\lambda_1\{x_r\}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{w1}\{x_r\}} \exp\left[-\frac{(w - \overline{w}_1\{x_r\})^2}{2\sigma_{w1}\{x_r\}^2}\right] + \frac{\lambda_2\{x_r\}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{w2}\{x_r\}} \exp\left[-\frac{(w - \overline{w}_2\{x_r\})^2}{2\sigma_{w2}\{x_r\}^2}\right] \quad (74)$$

ここで、 $\overline{w}_j\{x_r\}$  および  $\sigma_{wj}\{x_r\}$  ( $j = 1, 2$ ) は、それぞれ、鉛直方向速度の平均値および拡散係数であり、二乗平均を取った鉛直方向の全乱流拡散係数である  $\sigma_w$  に比例する。 $\overline{w}_1\{x_r\}$ 、 $\overline{w}_2\{x_r\}$ 、 $\sigma_{w1}\{x_r\}$ 、 $\sigma_{w2}\{x_r\}$ 、 $\lambda_1\{x_r\}$ 、 $\lambda_2\{x_r\}$  は、 $w$  の統計分布の 3 次のモーメントを  $\overline{w^3}\{x_r\}$  として  $S\{x_r\} = \overline{w^3}\{x_r\}/\sigma_w\{x_r\}^3$ 、およびパラメータ  $R = \sigma_{w1}\{x_r\}\overline{w}_1\{x_r\} = -\sigma_{w2}\{x_r\}\overline{w}_2\{x_r\}$  として表せる。

(74)式の  $p_w(w)$  のパラメータは、その統計分布の 0 次から 3 次のモーメントを取って得られる。その結果、 $\overline{w^0} = \lambda_1\{x_r\} + \lambda_2\{x_r\} = 1$ 、 $\overline{w}\{x_r\} = 0$ 、 $\sigma_w^2 = 1.2u_*^2 + 0.31w_*^2$ 、 $\overline{w^3}\{x_r\} = S\{x_r\}\sigma_w^3$  が得られる。なお、モーメントとは、統計分布の形状から、その分布の性質を積分によって求めたものである。

$R = \sigma_{w1}\{x_r\}/\overline{w}_1\{x_r\} = -\sigma_{w2}\{x_r\}/\overline{w}_2\{x_r\}$  から、 $\overline{w}_1\{x_r\}$  および  $\overline{w}_2\{x_r\}$  の解が次式で表される。

$$\frac{\overline{w}_1\{x_r\}}{\sigma_w} = \frac{\gamma_1 S\{x_r\}}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\gamma_1^2 S\{x_r\}^2 + \frac{4}{\gamma_2}} \quad (75)$$

$$\frac{\overline{w}_2\{x_r\}}{\sigma_w} = \frac{\gamma_1 S\{x_r\}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\gamma_1^2 S\{x_r\}^2 + \frac{4}{\gamma_2}} \quad (76)$$

ここで、

$$\gamma_1 = \frac{1 + R^2}{1 + 3R^2} \quad (77)$$

$$\gamma_2 = 1 + R^2 \quad (78)$$

また、次式が得られる。

$$\lambda_1\{x_r\} = \frac{\overline{w_2}\{x_r\}}{\overline{w_2}\{x_r\} - \overline{w_1}\{x_r\}} \quad (79)$$

$$\lambda_2\{x_r\} = -\frac{\overline{w_1}\{x_r\}}{\overline{w_2}\{x_r\} - \overline{w_1}\{x_r\}} \quad (80)$$

こうして、 $\sigma_w^2$ 、 $S$ 、 $R$  が決まれば、 $\overline{w_j}\{x_r\}$ 、 $\sigma_{wj}\{x_r\}$ 、 $\lambda_j\{x_r\}$  ( $j = 1, 2$ ) が決定できる。ここで、 $R = 2$  と仮定する。以上から、(73)式の鉛直方向の拡散幅の上空成分が求められる。

一方、鉛直方向の拡散幅の地表成分  $\sigma_{zg}\{x_r\}$  は、摩擦速度、Monin-Obukhov 長などの関数で、 $\Psi_{dj} < 0.1z_i$  のとき、

$$\begin{aligned} & \sigma_{zg}\{x_r\} \\ &= b_c \left[ 1 - 10 \left( \frac{\Psi_{dj}\{x_r\}}{z_i} \right) \right] \left( \frac{u_*}{\tilde{u}\{x, y\}} \right)^2 \left( \frac{x_r^2}{|L|} \right) \end{aligned} \quad (81)$$

ここで、 $b_c = 0.5$  である。地表層より上 ( $\Psi_{dj} > 0.1z_i$ ) では、 $\sigma_{zg}\{x_r\} = 0$  とする。一方、地表からの拡散の極限 ( $\Psi_{dj} = 0$ ) に対する鉛直方向の拡散幅は  $\sigma_{zg}\{x_r\} \propto (u_* / \tilde{u}\{x, y\})^2 (x_r^2 / |L|)$  となる。

## (2) 対流層における間接的な発生源の濃度への寄与

間接的な発生源からの濃度は、次式の形を取る。

$$\begin{aligned} & C_r\{x_r, y_r, z\} \\ &= \frac{Qf_p}{\sqrt{2\pi\tilde{u}\{x, y\}}} F_y\{x_r, y_r\} \sum_{j=1}^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\lambda_j\{x_r\}}{\sigma_{zj}\{x_r\}} \\ & \times \left\langle \exp \left[ -\frac{(z + \Psi_{rj}\{x_r\} - 2mz_i)^2}{2\sigma_{zj}\{x_r\}^2} \right] \right. \\ & \left. + \exp \left[ -\frac{(z - \Psi_{rj}\{x_r\} + 2mz_i)^2}{2\sigma_{zj}\{x_r\}^2} \right] \right\rangle \end{aligned} \quad (82)$$

ここで、 $\sigma_{zj}\{x_r\}$  と  $F_y\{x_r\}$  については直接的発生源の場合と同様に定義する。プルームの高さは、 $\Psi_{rj}\{x_r\} = \Psi_{dj}\{x_r\} - \Delta h_i\{x_r\}$  であり、 $\Delta h_i\{x_r\}$  は次式で与えられる<sup>11)</sup>。

$$\Delta h_i\{x_r\} = \sqrt{\frac{2F_b z_i}{\alpha_h u_p r_y r_z}} \frac{x_r}{u_p} \quad (83)$$

ここで、後述するように  $r_y$  と  $r_z$  はそれぞれ横方向および鉛直方向のプルームの半幅である。 $u_p$  はプルームの上昇の算出に使用した風速、 $\alpha_h = 1.4$  である。

プルームの断面積の半幅  $r_y$  および  $r_z$  を求める。修正した取り込み(entrainment)モデルを、対流層の上端に上ったプルームに適用すると、

$$r_y\{x_r\}r_z\{x_r\} = r_i^2 + \frac{\alpha_e \alpha_y^{3/2} w_*^2 x_r^2}{4 u_p} \quad (84)$$

ここで、 $r_i = \beta_2(z_i - h_s)$  はプルームが対流層の上端に達したときのプルームの半径で、 $\beta_2 = 0.4$ 、 $\alpha_y = 2.3$ 、 $\alpha_e$  は無次元の取り込みパラメータで、経験的に 0.1 と推定されている。

## (3) 対流層における進入する発生源の濃度への寄与

進入する発生源とは、対流層境界の上に達したプルームがもう一度対流層に取り入れられるものである。

進入する発生源については、鉛直方向および横方向の双方の濃度分布が正規型となり、

$$\begin{aligned} & C_p\{x_r, y_r, z\} = \frac{Q(1-f_p)}{\sqrt{2\pi\tilde{u}\{x_r\}\sigma_{zp}\{x_r\}}} F_y\{x_r, y_r\} \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\langle \exp \left[ -\frac{(z - h_{ep} - 2mz_{ieff}\{x_r\})^2}{2\sigma_{zp}\{x_r\}^2} \right] \right. \\ & \left. + \exp \left[ -\frac{(z + h_{ep} + 2mz_{ieff}\{x_r\})^2}{2\sigma_{zp}\{x_r\}^2} \right] \right\rangle \end{aligned} \quad (85)$$

ここで、 $F_y\{x_r\}$  は(64)式で定義し、 $z_{ieff}\{x_r\}$  は、安定層について後述するように、混合リッド(鉛直方向の大気拡散を制限する蓋)の高さである。

対流層に留まる発生源物質の割合について  $f_p = 0$  のとき(進入しない割合がゼロのとき、すなわち全部が進入するとき)、進入するプルームの高さは  $h_{ep} = h_s + \Delta h_{eq}$  となる。一方、部分的に進入する場合については、 $h_{ep} = h_s + z_i/2 + 0.75\Delta h_{eq}$  となる。

進入する発生源の寄与について、鉛直方向の拡散幅( $\sigma_{zp}\{x_r\}$ )は、(72)式にある項のうち高い位置におけるもの( $\sigma_{zep}\{x_r\}$ )と仮定される。この項は、鉛

直方向の有効拡散係数  $\widetilde{\sigma}_{wT}$  ((41)式) およびラグランジアン積分時間スケール  $T_{Lzp}$  にも依存し、

$$\sigma_{zep}\{x_r\} = \frac{\widetilde{\sigma}_{wT}(x_r/\bar{u}\{x_r\})}{\sqrt{1 + \frac{x_r/\bar{u}\{x_r\}}{2T_{Lzp}}}} \quad (86)$$

と表され、乱れが強いほど大きい。

ラグランジアン時間スケールを、 $T_{Lzp} = l/\widetilde{\sigma}_{wT}$  と表し、中立 ( $l_n = 0.36h_{ep}$ ) と安定 ( $l_s = 0.27\widetilde{\sigma}_{wT}/N$ ) の極限で補間 ( $1/l = 1/l_n + 1/l_s$ ) すると、(86)式は次のように書き直される。

$$\sigma_{zep}\{x_r\} = \frac{\widetilde{\sigma}_{wT}x_r/\bar{u}\{x,y\}}{\sqrt{1 + \frac{\widetilde{\sigma}_{wT}x_r/\bar{u}\{x,y\}}{2} \left( \frac{1}{0.36h_{ep}} + \frac{\bar{N}\{x,y\}}{0.27\widetilde{\sigma}_{wT}} \right)}} \quad (87)$$

ここで、 $\bar{N}\{x,y\}$  は有効な Brunt-Vaisala 振動数であり、浮力の効果を表す。

進入する発生源については、(87)式で  $\bar{N}\{x,y\} = 0$  が適用されるが、その理由は、プルームが地表の高さのリセプターに到達する前に、よく混合された対流層 (Brunt-Vaisala 振動数がゼロ) を通過するよう設定されるからである。

## 2.7 安定層における AERMOD の濃度推定<sup>5),7)</sup>

安定的な条件 ( $L > 0$ ) にあるとき、AERMOD は濃度を次のように推定する。

$$C_s\{x_r, y_r, z\} = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\bar{u}\{x,y\}\sigma_{zs}\{x_r\}} F_y\{x_r, y_r\} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\langle \exp \left[ -\frac{(z - h_{es}\{x_r\} - 2mz_{ieff}\{x_r\})^2}{2\sigma_{zs}\{x_r\}^2} \right] + \exp \left[ -\frac{(z + h_{es}\{x_r\} + 2mz_{ieff}\{x_r\})^2}{2\sigma_{zs}\{x_r\}^2} \right] \right\rangle \quad (88)$$

ここで、 $z_{ieff}\{x_r\}$  は有効な混合リッド高さ、 $\sigma_{zs}\{x_r\}$  は全鉛直方向拡散幅、 $h_{es}\{x_r\}$  はプルームの有効高さで  $h_{es}\{x_r\} = h_s + \Delta h_s\{x_r\}$ 、 $F_y\{x_r\}$  は横方向の分布関数である。

安定層におけるプルーム上昇  $\Delta h_s\{x_r\}$  は、排ガスの運動量や浮力による上昇のほか、浮力によるポテンシャルエネルギーに関する Brunt-Vaisala 振動数の項も含み、次式で与えられる。

$$\Delta h_s\{x_r\} = 2.66^3 \sqrt{\frac{F_b}{N\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}^2 u_p\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}}} \times \left[ \frac{N'\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\} F_m}{F_b} \sin \left( \frac{N'\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\} x_r}{u_p\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}} \right) + 1 - \cos \left( \frac{N'\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\} x_r}{u_p\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}} \right) \right] \quad (89)$$

ここで、 $N'\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\} = 0.7N\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}$  で、Brunt-Vaisala 振動数  $N\{z\}$  は次式で定義する。

$$N\{z\} = \sqrt{\frac{g}{\theta\{z\}} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (90)$$

また、 $F_m = (T/T_s)w_s^2r_s^2$  である。 $N$  および  $u_p$  は、計算の初期では、煙突における量 (高さ  $h_s\{x_r\}$ ) として設定する。その後、 $N$  および  $u_p$  を高さ  $h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2$  におけるものと置いて、繰り返し計算で収束させる。(89) 式は、プルームが最大高さに達する風下距離  $x_f$  の手前の場合に適用する。これより遠くでは、 $\Delta h_s\{x_r\}$  は  $x_r$  に関して定数とする。ここで、風下距離  $x_f$  は次式で与えられる。

$$x_f = \frac{u_p \left\{ h_s + \frac{\Delta h_s\{x_r\}}{2} \right\}}{N' \left\{ h_s + \frac{\Delta h_s\{x_r\}}{2} \right\}} \times \tan^{-1} \left( \frac{-F_m N' \{ h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2 \}}{F_b} \right) \quad (91)$$

(91)式を(90)式に代入して、最終的なプルーム上昇高さを得る。

$$\Delta h_s\{x_r\} = 2.66^3 \sqrt{\frac{F_b}{u_p\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\} N\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}^2}} \quad (92)$$

大気の状態が中立に近いとき、Brunt-Vaisala 振動数がゼロに近くなり、(89)式が異常なプルーム上昇高さを与える。この条件では、次式でプルーム上昇高さを求める。

$$\Delta h_s\{x_r\} = 1.2L_n^{3/5} (h_s + 1.2L_n)^{2/5} \quad (93)$$

ここで、 $L_n\{x_r\} = F_b / (u_p\{x_r\}u_*^2)$  である。

風速がゼロに近いとき、(89)式はまた非現実的な値を与える。このとき次式を用いる。

$$\Delta h_s = \frac{4F_b^{1/4}}{N\{h_s + \Delta h_s\{x_r\}/2\}^{3/4}} \quad (94)$$

安定層においては、プルーム物質は次式で与えられる有効リッド高さ  $z_{ieff}\{x_r\}$  で反射されると仮定する。これはプルーム高さに鉛直方向の拡散幅による高さを加えたものと混合高さとして、高い方を取ったものである。

$$z_{ieff}\{x_r\} = \max(h_{es}\{x_r\} + 2.15\sigma_{zs}\{x_r\}, z_{im}) \quad (95)$$

よって、 $z_{ieff}\{x_r\}$  は風下距離  $x_r$  に依存するものとなる。

安定層においては、鉛直方向の拡散幅( $\sigma_{zs}\{x_r\}$ )は、高い位置の成分( $\sigma_{zes}\{x_r\}$ )と、地表近くの成分( $\sigma_{zgs}\{x_r\}$ )の寄与からなると仮定される。それ以外の場合には、 $h_{es}\{x_r\} < z_i$  のとき、これら二つの成分の間の単純な線形補間を仮定して、拡散幅を得る。すなわち、

$$\sigma_{zs}\{x_r\} = \left(1 - \frac{h_{es}\{x_r\}}{z_i}\right)\sigma_{zgs}\{x_r\} + \left(\frac{h_{es}\{x_r\}}{z_i}\right)\sigma_{zes}\{x_r\} \quad (96)$$

ここで、 $h_{es}\{x_r\} \geq z_i$  のとき、 $\sigma_{zs}\{x_r\}$  は  $\sigma_{zes}\{x_r\}$  に等しいと置く。

高い位置の成分は、(87)式と同様に、

$$\sigma_{zes}\{x_r\} = \frac{\widetilde{\sigma}_{wT} x_r / \widetilde{u}\{x_r\}}{\sqrt{1 + \frac{x_r / \widetilde{u}\{x_r\}}{2T_{Lzs}}}} \quad (97)$$

ここで、 $\widetilde{\sigma}_{wT}$  は機械的混合による鉛直方向の乱流の拡散係数である((37)式)。 $T_{Lzs}$  はラグランジアン時間スケールで、(87)式と同様に、(97)式は次のように書き直される。

$$\sigma_{zes}\{x_r\} = \frac{\sigma_{wT} x_r / \widetilde{u}\{x, y\}}{\sqrt{1 + \frac{\widetilde{\sigma}_{wT} x_r / \widetilde{u}\{x, y\}}{2} \left(\frac{1}{0.36h_{es}\{x_r\}} + \frac{N\{x, y\}}{0.27\widetilde{\sigma}_{wT}}\right)}} \quad (98)$$

拡散幅の地表近くの成分  $\sigma_{zgs}\{x_r\}$  は次のように計算され、乱流の大きさを表す摩擦速度  $u_*$  や Monin-Obukhov 長の関数である。

$$\sigma_{zgs}\{x_r\} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{u_* x_r}{\widetilde{u}\{x, y\}}\right) / \sqrt[3]{1 + 0.7 \frac{x_r}{L}} \quad (99)$$

さて、(95)式に戻る。リセプターの高さが  $z_r > z_{ieff}\{x_r\}$  の場合、有効反射面(リッド)は考慮されない。この考え方は、対流層での進入する発生源に対しても応用される(この場合、 $z_{ieff}\{x_r\}$  は、 $\sigma_{zs}\{x_r\}$  および  $h_{es}\{x_r\}$  をそれぞれ  $\sigma_{zp}\{x_r\}$  および  $h_{ep}\{x_r\}$  に置き換えた(95)式を用いて計算する)。

また、(88)式における横方向の分布関数は、対流層条件の(64)式で、その拡散幅は同じく(65)式で与えられる。

なお、(65)式の  $\sigma_y\{x_r\}$  は、より新しい(70)式で求める。これらのパラメータの意味は対流層の場合と同じである。

## 2.9 浮力による鉛直方向の拡散係数の増加<sup>5),7)</sup>

乱流に加えて、全体の鉛直方向の拡散へのプルームの浮力の寄与を組み入れる。浮力による拡散係数は、次のとおり計算される。

$$\sigma_b\{x_r\} = \frac{0.4\Delta h\{x_r\}}{\sqrt{2}} \quad (100)$$

ここで、 $\Delta h\{x_r\}$  は煙突の上端からの安定なプルームの上昇高さである。対流層の場合、直接的寄与について  $\Delta h\{x_r\} = \Delta h_d\{x_r\}$  ((71)式)、間接的寄与について  $\Delta h\{x_r\} = \Delta h_d\{x_r\} - \Delta h_i\{x_r\}$  ((83)式)、進入する寄与について  $\Delta h\{x_r\} = h_{ep}\{x_r\} - h_s$ 、安定層の場合  $\Delta h = \Delta h_s\{x_r\}$  ((89)(92)(93)(94)式)である。全拡散係数の二乗は  $\sigma_b\{x_r\}$  を二乗の形で  $\sigma_{zs}\{x_r\}$  の二乗に加えて計算される。

## 2.10 粉じんの扱い<sup>12),13)</sup>

AERMOD の粉じんの扱いは、米国エネルギー省

の粉じん飛散シミュレーションソフトウェア DUSTRAN に記述がある<sup>14)</sup>。AERMOD そのものの粉じんの扱いの理論的記述は現在、公開されていないが、DUSTRAN が採用している粉じんの乾性沈着速度の計算式として、米国 Desert Research Institute の経験式に基づくものがあり、粉じんの粒径 (流体力学径) と地面の粗度長をパラメータとしている<sup>14)</sup>。

本研究では、ダイオキシン類<sup>12)</sup> および重金属類<sup>13)</sup> の拡散計算で使用された式を用いる。

粉じんの拡散における特徴は、(a) 地表面で反射されないこと (煙源の虚像を考慮する必要がないこと)、(b) 風下距離に応じて重力沈降すること、および (c) 地表面で沈着されること、である。

(b)については、プルームの中心線の高さが、風速  $\bar{u}\{x, y\}$  と沈降速度  $V_s$ 、および風下距離  $x_1$  で、 $V_s/\bar{u}\{x, y\} \cdot x_1$  だけ下がることを考慮する。

(c)については、本研究では乾性沈着のみを考慮する。排出速度  $Q$  が乾性沈着により補正されて  $Q(x_r)$  となるとして、粒子の沈着速度を  $V_g$  とすると、宮野ほか<sup>13)</sup> から、

$$Q(x_r) = Q \cdot \exp \left\{ -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V_g}{\bar{u}\{x, y\}} \int_0^{x_r} F_z \{x_1\} dx_1 \right\} \quad (101)$$

となる。ここで、 $F_z\{x_1\}$  は拡散式(63)(82)(85)(88)式にある指数関数の項であるが、(a)を考慮して、虚像反射を無視した。

この関数は、対流層条件における直接的な寄与の場合は(102)式で、同じく間接的寄与の場合は(103)式で、同じく進入する寄与の場合は(104)式で、安定層条件の場合は(105)式で与えられる。これらの式について(101)式で積分を取った。また、吉田ほか<sup>12)</sup> に従い、 $V_g = V_s$  と仮定し、粉じんの粒径に対する近似式は、吉田ほか<sup>12)</sup> により、(106)式で表した。ここで、 $\phi$  は粉じんの粒径( $\mu\text{m}$ )を示す。

$$F_{z,d}\{x_1\} = \sum_{j=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\lambda_j\{x_1\}}{\sigma_{zj}\{x_1\}} \times \exp \left[ -\frac{\{(\Psi_{dj}\{x_1\} - V_s/\bar{u}\{x, y\} \cdot x_1) + 2mz_{i,j}\}^2}{2\sigma_{zj}\{x_1\}^2} \right] \quad (102)$$

$$F_{z,r}\{x_1\} = \sum_{j=1}^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\lambda_j\{x_1\}}{\sigma_{zj}\{x_1\}} \times \exp \left[ -\frac{\{(\Psi_{rj}\{x_1\} - V_s/\bar{u}\{x, y\} \cdot x_1) - 2mz_{i,j}\}^2}{2\sigma_{zj}\{x_1\}^2} \right] \quad (103)$$

$$F_{z,p}\{x_1\} = \frac{1}{\sigma_{zp}\{x_1\}} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left[ -\frac{\{(h_{ep} - V_s/\bar{u}\{x, y\} \cdot x_1) + 2mz_{ieff}\{x_1\}\}^2}{2\sigma_{zp}\{x_1\}^2} \right] \quad (104)$$

$$F_{z,s}\{x_1\} = \frac{1}{\sigma_{zs}\{x_1\}} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left[ -\frac{\{(h_{es}\{x_1\} - V_s/\bar{u}\{x, y\} \cdot x_1) + 2mz_{ieff}\{x_1\}\}^2}{2\sigma_{zs}\{x_1\}^2} \right] \quad (105)$$

$$V_s = 2.88 \times 10^{-5} \phi^2 + 5.54 \times 10^{-6} \phi - 2.84 \times 10^{-5} \text{ (m s}^{-1}\text{)} \quad (106)$$

### 3. 材料と方法

#### 3.1 数値計算の対象

##### (1) 粉じんの拡散計算

地形の効果および粉じんの粒径に応じた拡散の違いの効果を試算するために、県内の金属製錬工場の煙突からの粉じん飛散を想定した。

用いたパラメータを列挙すると、煙突高 60.0 m、有効煙突高 64.1 m、排出速度  $9,700 \mu\text{g s}^{-1}$ 、湿りガス量  $115,900 \text{ m}^3\text{-N h}^{-1}$ 、煙突半径 1 m、排ガス温度  $194 \text{ }^\circ\text{C}$ 、地表付近での風速  $2 \text{ m s}^{-1}$ 、地表温度  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 、拡散計算のパラメータは、日時が 6 月 21 日 3:30 JST、地面の粗度長 0.5 m、ポーエン比 0.5、雲量 0、地表のアルベド 0.05 であった。

発生源のデータは、重金属類についての宮野ほかの既報<sup>13)</sup> により、工場の煙突からのニッケル化合物の排出を想定し、排ガス中のニッケル濃度を  $300 \mu\text{g m}^{-3}\text{-N}$  とした。

##### (2) ダイオキシン類の拡散計算

年間平均の濃度分布および環境基準達成の可否を試算するために、県内のある焼却炉について、ダイオキシン類の拡散計算を試行した。

この焼却炉が日中 8 時間稼働し、日射がある場合の対流層条件で排ガスが拡散すると仮定した。排ガス中のダイオキシン類は、粒径の細かいばいじんの形態で排出されると考え、ガス体の拡散と

近似した。

用いたパラメータは、煙突高 8.87 m、有効煙突高は約 9.5 m (風速により異なる)、ダイオキシンの排出速度  $0.00104 \mu\text{g-TEQ s}^{-1}$ 、排ガス中の湿りガス量は  $2,485 \text{ m}^3\text{-N h}^{-1}$ 、煙突半径 0.25 m、排ガス温度 122 °C とした。拡散計算のパラメータは、地面の粗度長 0.5 m、ポーエン比 0.5、地表のアルベド 0.05 であった。

また、2022 年の気象庁「過去のデータ」<sup>15)</sup> を参照し、最寄りのアメダスのデータを用いた。毎月の風向頻度や平均気温、および日照率(%)を 10 で除した数を雲量として採用した。月ごとの変動を考慮するために、毎月 15 日の正午の太陽高度を試算<sup>16)</sup> して、12 か月の大気拡散を計算し重ね合わせ、年間平均値の濃度分布を求めた。

### 3.2 数値計算の方法

#### (1) 非線形方程式の解法

(7)式は  $\varphi_{crit}$  についての非線形方程式であるが、これは Newton 法で解いた。また、数値積分は台形公式で計算した。

#### (2) 座標変換に伴う処理

ブルーム式は風下距離とそれに直交する軸 ( $x_r, y_r$ ) で記述されるが、任意の風向に対応して、北を縦軸の正の方向、東を横軸の正の方向とする座標系 ( $x, y$ ) に移行した。その座標変換は、天頂から見て北から時計回りに進む風向の角度を用いた(68)式で表される。濃度分布を得るための計算では、16 方位で示される風向を按分して、年間平均値を求める場合は 32 方位、単一の風向について計算する場合は 64 方位とした。

上記の座標変換で、変換前の離散的座標値 (物理量の分布を記述する行列の添え字に対応する離散的な座標値) と変換後の離散的座標 (同) は、必ずしも 1 対 1 対応しない。このため、変換後の離散的座標点における濃度分布は、変換により同一の離散的座標点に与えられた濃度のうちの最大値を取り、これらをスプライン補間して取得した。

#### (3) 太陽高度および対流混合高さの算出

(3)(4)(6)(7)(25)式における太陽高度は、その場所の緯度経度および暦日時刻から、赤坂の式<sup>16)</sup> で算出した。

(25)式の顕熱フラックス  $H(t)$  は、(3)式で与えられる正味の放射量  $R_n$  から(2)式により分刻み

で求めた。これを時刻 (時間単位) について積分し、高度を変えてこの変数について積分を行い、左辺から右辺を引いた量が正となるときの高度を対流混合高さ  $z_{ic}$  とした。

#### (4) 地形データの取得および演算法

3.1(1)の工場周辺の地形データは、以下の方法で取得した。

国土地理院の電子地図で、5 m 間隔のメッシュで標高を示したものがある<sup>17)</sup>。このデータは xml 形式であり、フリーウェア<sup>18)</sup> で緯度、経度、標高の順にテキストデータが並んだ csv 形式に変換できる。しかしこのままでは、5 m 間隔のデータであり、拡散計算のスケールで、2 km 四方の 25 m 間隔の  $80 \times 80 = 6400$  点程度の行列データとするには、過密であった。そこで、本研究では、フリーウェアのソフトが出力した csv ファイルを読み込み、緯度・経度方向の 5 点の平均で 25 m 間隔の標高データとして、もとの各 csv ファイルを統合するソフトウェアを Visual Basic で作成した。これにより、一度に 500 個のもとの各 csv ファイルから、25 m 間隔の標高データを持つ一つの csv ファイルとすることができた。

今回作成したエクセルマクロでは、この 25 m 間隔の標高データを読み込み、発生源を中心とした 11.4 km 四方の正方形の地表の標高を得て、95 m 間隔の地形データの二次元データ ( $120 \times 120$ ) として計算に供し、 $80 \times 80$  の二次元データを表示した。なお、経度が与える距離が緯度に対して持つ比率は、発生源位置の緯度の余弦とした。

この地形データに対して、AERMOD の地形考慮を行うために、(54)式で定義される鉛直高さ  $z'$  を、(50)式で  $z = z'$  として、この式で  $H_c$  を  $H_c = 0$  から上方へ走査し、左辺から右辺を差し引いた量が符号を変えるときの高さ  $H_c$  を求めた。

#### (5) 計算コードの高速化

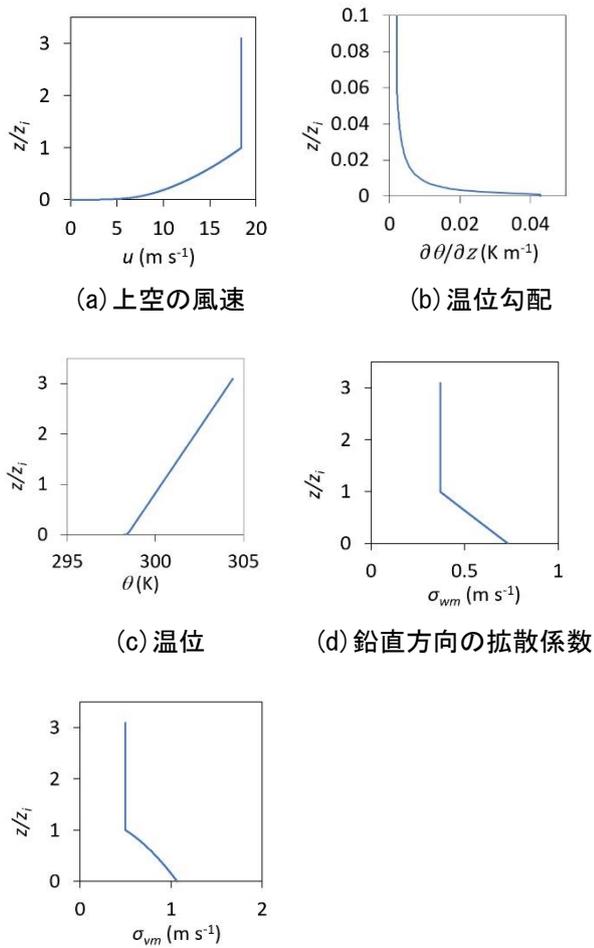
本研究においては、数値計算量が膨大なため、高速演算を指向して、定型の演算部の一部 (温位勾配や拡散係数のような高度に依存するパラメータの計算) を C++ で記述し DLL として、エクセルマクロの Visual Basic for Application (VBA) コードからその関数を呼び、使用した。この方法の要点の一つは、VBA コードと C++ コードで配列データを授受するときに、C++ の SAFEARRAY データ型を使用することである。

また、同一の気象パラメータのもとで行う拡散計算そのものは、同じく C++で記述してコンソールアプリケーションとし、データの授受はファイル操作で行い、これをエクセルマクロから同期して使用した。エクセルマクロから DLL を繰り返して使用した場合、DLL の関数実行後にそのメモリ領域を解放できなかつたが、コンソールアプリケーションであれば処理終了後に確実にメモリから解放されることから、これを使用した。

#### 4. 結果

##### 4.1 粉じんの拡散計算 (安定層条件の例)

3.1(1)の計算条件では、安定層条件で、Monin-Obukhov 長 711 m であった。図 2 に上空の (a) 風速、(b) 温位勾配、(c) 温位、(d) 鉛直方向拡散係数、(e) 水平方向拡散係数のプロファイルを示す。この図で、横軸は各物理量を示し、縦軸は高度を混合高さ( $z_i = 969$  m)で除した量を示す。



(e) 水平方向の拡散係数

図 2 粉じんの拡散計算で設定した安定層条件における鉛直方向のプロファイル。

図 3 に、標高データを考慮しない場合に汚染物質濃度を粉じんの粒径別に風下距離に対してプロットしたものを示す。

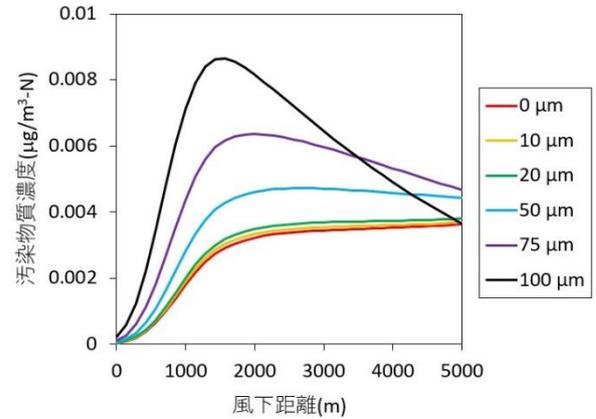
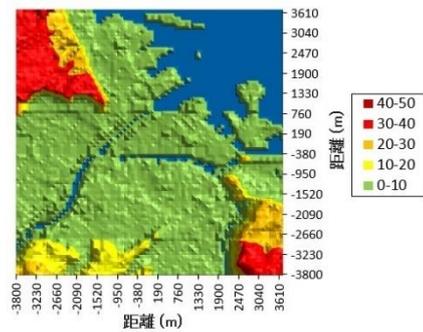
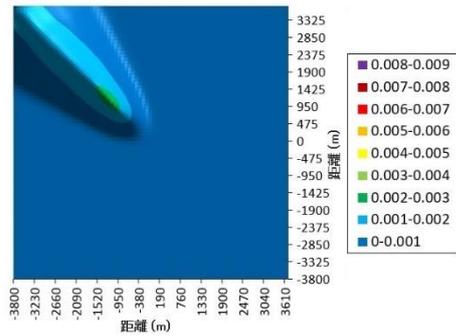


図 3 粉じんの粒径別の風下距離についての汚染物質濃度分布。凡例は粒径を示す。

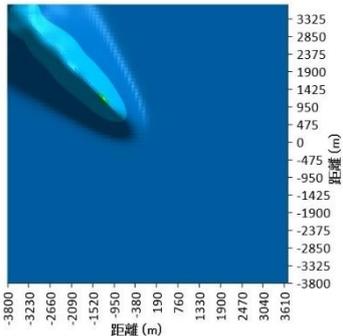
図 4 に、(a) 標高データから求めた地形の等高線図、ガス体の場合で (b) 発生源から南東の風が吹いた場合の汚染物質の濃度分布で標高データを考慮したもの、および (c) 標高データを考慮しないもの、粉じんの粒径 100 μm の場合、(d) 同じく標高データを考慮したもの、(e) 考慮しないものを示す。なお、以下の等高線図はすべて上が北である。



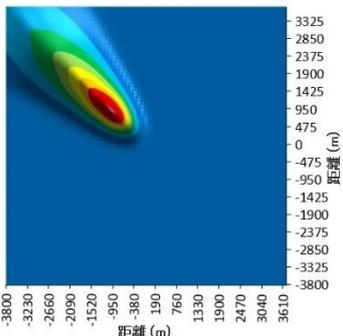
(a) 標高データ (凡例は高さ (m)、青色は水域を示す)



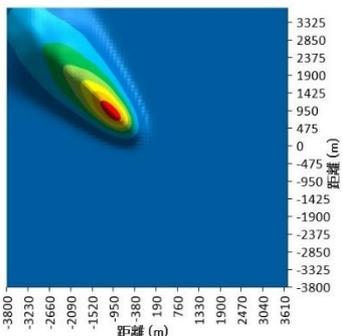
(b) ガス体、地形考慮



(c) ガス体、地形考慮せず



(d) 粒径 100 μm、地形考慮



(e) 粒径 100 μm、地形考慮せず

図 4 標高データ、ガス体および粉じんの大気拡散における地形の効果。(b)の凡例は大気中濃度(μg m<sup>-3</sup>-N)。

## 4.2 ダイオキシン類の拡散計算(対流層条件の例)

3.1(2)の計算結果を図5に示す。この図では、対流層条件における①直接的な寄与、②間接的な寄与、および③進入する寄与の三つの寄与の和を示す。今回の条件ではこれらの三つの寄与のうち、①直接的な寄与がほとんどを占めており、表示した等高線図のすべての位置で99.99%以上であった。

年平均値の最大着地濃度地点は、発生源から北北東に51mの距離であり、最大着地濃度は、 $9.1 \times 10^{-9} \mu\text{g-TEQ m}^{-3}\text{-N} = 0.0091 \text{ pg-TEQ m}^{-3}\text{-N}$ と試算された。

なお、大気の安定性を示すパラメータで、計算で得られた Monin-Obukhov 長  $L$  の範囲は、 $-507 \text{ m} < L < -123 \text{ m}$  であり、弱不安定の条件に相当した<sup>19)</sup>。また、計算時間は約2時間であった。

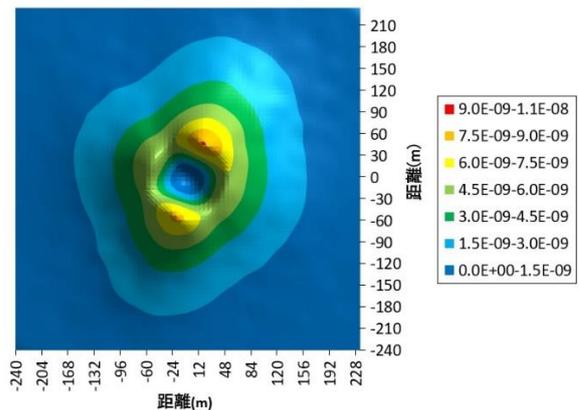


図 5 焼却炉周辺におけるダイオキシン類の大気拡散シミュレーション。原点が発生源の位置で、凡例は大気中濃度(単位:μg m<sup>-3</sup>-N)を示す。

## 5. 考察

### 5.1 気象学的パラメータの高度分布

今回は安定層条件における気象学的パラメータだけを図示した(図2)が、この図で、混合層境界( $z = z_i$ )の上下でのパラメータの高度分布の扱いを明瞭に示すことができた。これらのパラメータは、特に混合層内で高度に対して依存しており、これらのパラメータを使用することで、従来の単純な正規型ブルーム式を高精度化できたと考えられた。

## 5.2 粉じんの粒径別の拡散

安定層条件の図3のとおり、粉じんの粒径が大きくなるにつれて最大着地濃度地点が発生源側に近づくことを示すことができた。特に、風下距離約1.5 kmに粒径100 μmの大気中濃度の極大があり、機械的破碎などの非燃焼系由来の粗大粒子の粉じんが、工場の比較的近傍の環境に影響することが示された。

また、風下距離に応じて、卓越する粒径が異なることから、その距離毎で観測される粉じんの粒径が異なることも、シミュレーションの結果から予期されることである。

なお、今回のシミュレーションでは、排ガス中の汚染物質であるニッケル濃度を300 μg m<sup>-3</sup>-Nとしたが、粒径100 μmの粉じんの粒子は、8 ng m<sup>-3</sup>-Nを超える最大着地濃度を与えると計算され、工場周辺地域の大気環境に影響する可能性が示唆された。

## 5.3 地形の影響

この影響を評価するためのシミュレーションでは、図4に示した等高線図の原点(中央)に発生源を位置し、そこから北西方向の丘陵地帯での地表濃度への影響を見るために、南東の風を想定した。この丘陵地帯は海拔約40 mである。

地形を考慮したシミュレーションでは、特に粉じんの粒径が100 μmのときのほうが、地形の影響が強くて、地形を考慮すると最大着地濃度が高くなった。これは今回の例で、有効煙突高が60 m以上で、高い位置からの拡散であったことも関係すると考えられた。

よって、発生源が海岸にある場合、臨海の丘陵地帯における大気環境には留意する必要があると考えられた。

## 5.4 ダイオキシン類の拡散

今回の計算では、最大着地濃度は0.0091 pg-TEQ m<sup>-3</sup>-Nと試算された。大気中のダイオキシン類の環境基準値は年平均値で0.6 pg-TEQ m<sup>-3</sup>であり、試算値は基準値を大幅に下回った。

今回取り上げた大気拡散シミュレーション法は、それを年平均値の推定に使うには多くの計算時間を必要とし、またそのための仮定は現実のすべてを考慮するものではなく、単純化されたものではあるが、拡散の傾向や地形を考慮し、大気環境における濃度の桁を推定することができるという

特徴があると考えられた。

## 6. 結論

本研究では、USEPA 公認の大気拡散モデルAERMODをエクセルマクロに移植し、粉じんの拡散を新たに追加し、あたかもエクセルの機能の一部のように使用できる環境を整えた。本報告では、その計算理論と、その数値計算法を記述した。

これを青森県内の大気拡散に適用し、粉じんの粒径に応じた拡散の違いおよび地形の効果を検討して、ダイオキシン類の拡散の年間平均値の推定を行った。

エクセルマクロに移植したことで、実行可能ファイルとしてAERMODを使用するよりも、得られたパラメータの高度分布や、汚染物質濃度の等高線図、パラメータの設定値および計算値がセットになって一つのワークシートに残るため、管理が容易であるという特徴があり、またパラメータや濃度データを加工・利用しやすいといった長所もあると思われる。

今後は、環境アセスメントへの応用などを視野に入れて、なお一層、コードの完成度を高めたいと考えている。

## 謝 辞

本研究は、元八戸環境管理事務所長 早狩 進氏のアイデアで開始したものです。また、研究の進行にあたっては、元八戸環境管理事務所長 吉田 毅氏にご激励と有益なご示唆をいただきました。お二方に厚くお礼申し上げます。

## 文 献

- 1) 岡本真一: 大気環境予測. ぎょうせい, 東京, 2001.
- 2) (一社) 産業環境管理協会: プログラムの解説 MTI-LIS モデルプログラム. <https://www.jemai.or.jp/tech/meti-lis/analysis.html> (2023.10.28 アクセス)
- 3) 株式会社日立パワーソリューションズ製品ラインアップ: 大気拡散シミュレーションシステム「かくさんすけっと」. <https://www.hitachi-power-solutions.com/product-site/environment/products/kakusansuketto/products/index.html> (2023.10.21 アクセス)
- 4) USEPA: Air Quality Dispersion Modeling – Preferred and Recommended Models.

<https://www.epa.gov/scram/air-quality-dispersion-modeling-preferred-and-recommended-models>  
(2023.10.28 アクセス)

5) USEPA: AERMOD: Description of Model Formulation.

[https://gaftp.epa.gov/Air/aqmg/SCRAM/models/preferred/aermod/aermod\\_mfd\\_454-R-03-004.pdf](https://gaftp.epa.gov/Air/aqmg/SCRAM/models/preferred/aermod/aermod_mfd_454-R-03-004.pdf)  
(2023.10.28 アクセス)

6) 近藤純正 編著: 水環境の気象学—地表面の水収支・熱収支—. 朝倉書店, 東京, 1994

7) Cimorelli, A.J. et al.: AERMOD: A Dispersion Model for Industrial Sources Application. Part I: General Model Formulation and Boundary layer Characterization. *J. Appl. Meteorol.*, **44**, 682-693, 2005

8) Sheppard, P. A.: Airflow over Mountains. *Q. J. R. Met. Soc.*, **82**, 528-529, 1956

9) Snyder, W. H. et al.: The Structure of strongly stratified flow over hills: dividing-streamline concept. *J. Fluid Mech.*, **152**, 249-288, 1985

10) Venkatram, A. et al.: A complex terrain dispersion model for regulatory applications. *Atom. Environ.*, **35**, 4211-4221, 2001

11) Weil, J. C.: A PDF Dispersion Model for Buoyant Plumes in the Convective Boundary Layer. *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 982-1003, 1997

12) 吉田 毅, 花石竜治: ばいじんの重力沈降、沈着を考慮した正規型大気拡散式の特性—ダイオキシン類の沈着量の推定—. 青森県環境保健センター研究報告, **12**, 42-51, 2001

13) 宮野裕文, 吉田 毅, 花石竜治: 八戸市内における大気中のヒ素・ニッケル濃度の推定計算—拡散計算値と実測値の適合性の検討—. 青森県環境保健センター研究報告, **14**, 51-61, 2003

14) University of North Texas: DUSTRAN 1.0 User's Guide: A GIS-based Atmospheric Dust Dispersion Modeling System – UNT Digital Library  
<https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc885005/> (2024.2.19 アクセス)

15) 気象庁過去のデータ検索:  
<https://www.data.jma.go.jp/stats/etrn/index.php>  
(2024.1.20 アクセス)

16) 株式会社気象データシステム:  
[https://www.metds.co.jp/wp-content/uploads/2019/03/TE\\_SunPosition\\_160401.pdf](https://www.metds.co.jp/wp-content/uploads/2019/03/TE_SunPosition_160401.pdf)  
(2024.1.18 アクセス)

17) 国土地理院 基盤地図情報ダウンロードサービス:  
<https://fgd.gsi.go.jp/download/menu.php>  
(2024.1.20 アクセス)

18) xml50tocsv の詳細情報 : Vector ソフトを探す:  
<https://www.vector.co.jp/soft/winnt/business/se503372.html> (2024.1.20 アクセス)

19) 嶋谷祐馬, 大澤輝夫, 嶋田 進, 竹山優子, 中村聡志: WRF による洋上での大気安定度再現性の評価. 第 42 回風力エネルギー利用シンポジウム, 2020 年 11 月 27 日.

Development of an Excel macro to calculate atmospheric dispersion: US EPA “AERMOD” model

Ryuji Hanaishi

The author coded the U.S. Environmental Protection Agency's (USEPA) “AERMOD,” an atmospheric dispersion simulation model as a macro of a spreadsheet application software, Excel. In order to calculate dispersion of particulate matters, he took into considerations of its gravitational settling and dry deposition. In addition, he showed the concept of dividing streamline of AERMOD, which considers concentration distributions of pollutants at receptors in complex terrain by model calculations. Moreover, as application examples, the author has shown different concentration distribution of particulate matters by their particle size under stable layer conditions, and an example of concentration distribution of dioxins emitted from a small-scale incinerator under convective layer conditions so as to obtain the annual average concentrations. These model calculations proved to be capable of estimating concentration distribution of pollutants as well as the order of magnitude of their concentrations.

Key words: Atmospheric dispersion model, AERMOD, Dividing streamline, Particulate matter, Dioxins