火力発電所からの排ガス拡散の数値計算 Numerical Simulation of Stack Gas Diffusion from Thermal Power Plant

佐田幸一*1 市川陽一*1 朝倉一雄*1
Koichi SADA Yoichi ICHIKAWA Kazuo ASAKURA

Abstract: A numerical simulation method using turbulence closure techniques and Lagrangian particle dispersion model has been developed to predict atmospheric flows and stack gas diffusion under the complex terrain and non neutral stability conditions. Calculation results of flow and tracer gas diffusion were compared with those of wind tunnel experiments that were made under the same complex terrain and neutral stability conditions. Then calculation results were also compared with those of field experiments that were made under the same complex terrain and unstable stability conditions. Although some discrepancies between the results of calculations and experiments were observed, these were restricted and good agreements were obtained.

1. はじめに

発電所は複雑な地形近くに立地されることも多く、大気流れおよび大気拡散への地形影響は大きい。また、排ガス拡散は乱れに大きく支配されるため、精度良い予測を行うためには、乱れを予測するとともにその影響を組み込んで拡散予測を行う必要がある。この発電所排ガス拡散予測では簡便な拡散式と風洞実験手法が用いられてきたが、数値モデルの発達等にもない乱れの影響を考慮した数値モデルの適用が考えられるようになってきた。そこで、排ガス拡散予測を合理的かつ精度良く実施するため、通商産業省資源エネルギー庁からの受託研究として、発電所周辺で排ガスが拡散する数10km 範囲内の複雑地形上の大気流れ・排ガス拡散予測に適用できる数値シミュレーションモデルを開発してきた。本報告では、まず始めに計算結果は複雑地形を対象とした風洞実験結果と比較した。熱的な影響を考慮した複雑地形の風洞実験を行うことは技術的に困難なため、熱的影響が無い中立時の風洞実験を行った。そのため、計算は中立条件下で実施し、風洞実験との比較検討を通して地形条件下における流れ・拡散の予測精度を明らかにした。次いで、本報告では野外実験結果との比較を行った。実大気では熱的な影響により不安定層などが形成され乱れが大きく変化するため、日射等による地表面温度の上昇などの熱的影響を無視することができない。さらに、計算対象領域中の風は非定常的に変動するため、気象観測結果に基づき風の変化を数値モデルへ取り込むことが必要である。以上の理由により、野外実験結果を再現するために、変動する日射を考慮した熱収支モデルにより地表面温度を与えた。また、非定常な風の変化を四次元同化法により数値モデル上に取り込んだ。さらに、非定常な

流れ計算結果を取り込んで、トレーサガスの拡散計算を実施した。野外実験結果との比較検討を通して、地形と熱的が複合した条件下における流れ・拡散の予測精度を明らかにした。

2. 数値モデル

2.1 流れの計算方法

乱流クロジャーマデルに基づき流れを計算する数値モデル手法を構築した。数値モデルは z^* 座標系に基づき、地形を表現する。 z^* 座標系を用いることにより、鉛直方向の格子幅に線形内挿が必要となる。物理座標 (x, y, z) は計算領域 (ξ, η, ζ) に次式により変換される⁽¹⁾⁽²⁾。

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

ここで、 z_g は地形高さ、 H と $\bar{H}$ はそれぞれ物理空間および計算空間における領域の高さである。次いで、鉛直方向勾配に比べてその値が小さいため乱流量の水平方向勾配を省略する境界層近似を行い、風の運動の鉛直成分を静力学近似により取り扱う。その結果、水平方向の速度成分 (U, V) の輸送方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{D^*U}{D^*t} = -fV + \zeta_z \frac{\partial}{\partial \zeta} (-\overline{uw}) \\ - \left\{ 1 - \beta(\Theta - \langle \Theta \rangle) \right\} \Theta \left\{ \frac{\partial \pi(\bar{H})}{\partial \xi} + g \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\zeta_z} \int_{\zeta}^{\bar{H}} \frac{1}{\Theta} d\zeta' \right) - \frac{\zeta_z}{\zeta_z} \frac{g}{\Theta} \right\} \\ + G_z \frac{\sum_{i=1}^N w_i (U_i - \bar{U}_z)}{\sum_{i=1}^N w_i} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{D^*V}{D^*t} = -fU + \zeta_z \frac{\partial}{\partial \zeta} (-\overline{vw})$$

*1 (財) 電力中央研究所
Central Research Institute of Electric Power Industry

$$-\{1-\beta(\theta-\langle\theta\rangle)\}\theta\left[\frac{\partial\pi(\bar{H})}{\partial\eta}+g\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{1}{\zeta_s}\int_{\zeta_s}^{\bar{H}}\frac{1}{\theta}d\zeta\right)\right]-\frac{\zeta_s}{\zeta_s}\frac{g}{\theta}\left\{+\frac{G_u}{G_v}\frac{\sum_{i=1}^N w_i^2(V_u-\hat{V}_u)}{\sum_{i=1}^N w_i}\right\} \quad (3)$$

上式の左辺は、UとVの実質微分である。f、 θ 、 β とgは、それぞれコリオリパラメータ、温位、体膨張係数と重力加速度である。 $\langle\theta\rangle$ は水平方向に平均した温位で、 $\pi(\bar{H})$ は高さ $\bar{H}$ における修正した圧力である。(2)および(3)式の右辺第2項の小文字u、vおよびwは、速度成分の乱れであり、wは鉛直成分である。本報告では、風洞実験結果に加えて、野外実験で得られた非定常な大気流れをシミュレーションするため、四次元同化法⁽³⁾を速度の輸送方程式に導入し、ここではニュートン的な緩和による漸近を行った。(2)および(3)式の右辺第4項の漸近項は、データ密度が低い領域において所定の結果へと連続的に導くことを目的とする解析手法である。 G_u と G_v は漸近ファクターであり、漸近の相対的な重み付けを決定する。(2)および(3)式の右辺第4項にある四次元同化重み付け関数wは、計算結果と観測結果間の水平、鉛直および時間的な影響の関数として与えられる。Nは観測地点数、添字okは観測値であることを表す。 $\hat{u}_k$ と $\hat{v}_k$ は、予測されたUとVの値である。四次元同化法を用いた計算では、計算領域内でレーウインソンデによって観測された速度分布を個々の目的とする分布として使用した。鉛直方向の平均速度($\bar{w}$)と温位の値は、以下に示す連続式および温位の輸送方程式より求めた。

$$\frac{\partial JU}{\partial \xi} + \frac{\partial JV}{\partial \eta} + \frac{\partial JW^*}{\partial \zeta} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{D^*\theta}{D^*t} = \zeta_s \frac{\partial}{\partial \zeta} (-w\theta) \quad (5)$$

ここで、Jは座標変換のJacobianで、 θ は温位乱れである。次いで、レイノルズ応力($\overline{uw}$ と $\overline{vw}$)とヒートフラックス($\overline{w\theta}$)を与える必要がある。まず始めに、応力方程式モデル⁽⁴⁾に基づき乱れを取り扱った。多くの計算時間と計算機資源を使うことを避けるために、レイノルズ応力とヒートフラックスの方程式の移流項と拡散項を簡略化⁽⁵⁾し、レイノルズ応力およびヒートフラックスを代数式で与え、例として次式の $\overline{uw}$ のみを示す。

$$\overline{uw} = \frac{k}{P_t + G_u - \left(1 - C_1 - \frac{3}{2}C_1^*f\right)\epsilon} \times \left\{ \left(1 - C_1 + \frac{3}{2}C_1^*C_1^*f\right)w^* \zeta_s \frac{\partial U}{\partial \zeta} + \left(1 - C_1 + \frac{3}{2}C_1^*C_1^*f\right)\beta g \overline{u\theta} \right\} \quad (6)$$

ここで、モデル定数はCで表現され、添字や上付き文字により種類を区別する。 P_k と G_k は、乱流エネルギー(k)の生成項および浮力項、 ϵ はその散逸である。以上の輸送方程式に加えて、乱流クロージャーのために乱流エネルギー、その散逸および温位分散の輸送方程式を解いた。さらに、地表面での熱収支⁽⁶⁾を考慮して、非定常に地表面温度を与えた。熱収支では、長波および短波成分も含めた放射、潜熱および顕熱や地中への熱伝導を考慮している。以上示してきた流れ計算手法は、野外実験結果をシミュレーションする場合に使用し、中立時の風洞実験を対象とする場合には熱的な影響や非定常な風の変動を省略している。

2.2 拡散の計算方法

放出した数多くの粒子で排ガスを表現するラグランジュ型粒子モデルに基づき、拡散を計算する数値モデル手法を構築した。粒子の運動は次式の確率微分方程式に従う⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

$$d\mathbf{x}^i = \mathbf{a}^i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)d\mathbf{t} + \mathbf{b}^i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)d\mathbf{z}^i \quad (7)$$

$$d\mathbf{x} = \mathbf{u}d\mathbf{t} \quad (8)$$

$\mathbf{u}$ と $\mathbf{x}$ はそれぞれ粒子の速度および位置、tは時間、 $d\mathbf{z}$ はウィナー過程の増分である。係数aとbは、それぞれ動特性と雑音の影響を表す係数である。(7)および(8)式は、 $\mathbf{g}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ が次式のフッカーブランクの式を満たすことを意味する。

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{u}^i \mathbf{g}}{\partial \mathbf{x}^i} - \frac{\partial \mathbf{a}^i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}^i} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}^i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}^i \partial \mathbf{u}^i} \quad (9)$$

ここで、 $\mathbf{B}^i = \mathbf{b}^i \mathbf{b}^i / 2$ であり、拡散モデルが well-mixed 条件を満たすために $\mathbf{g}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) = \mathbf{g}_s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ および次式の条件が必要である。

$$\mathbf{a}^i \mathbf{g}_s = \frac{\partial \mathbf{B}^i \mathbf{g}_s}{\partial \mathbf{u}^i} + \phi^i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi^i}{\partial \mathbf{u}^i} = -\frac{\partial \mathbf{g}_s}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{u}^i \mathbf{g}_s}{\partial \mathbf{x}^i} \quad (11)$$

(9)式のBは、(7)式およびコルモゴロフの局所等方性の仮定より次式で与えられる。

$$2\langle \mathbf{B}^i \rangle = \delta^i \delta^j C_0 \epsilon \quad (12)$$

ここで、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均、 δ^{ij} はクロネッカーデルタ、 C_0 は慣性小領域のスペクトルに関連する定数である。また、地表面では粒子が次式に従い完全反射するものと仮定した。

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x} - 2n\left\{n \cdot \left(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p\right)\right\} \quad (13)$$

ここで、 $\mathbf{x}$ は粒子が地表面で反射しない場合の位置、 $\mathbf{x}_p$ は粒子と地表面が交差する位置、 $\mathbf{x}'$ は反射後の粒子位置、 $\mathbf{n}$ は地表面の法線方向の単位ベクトルである。また、粒子位置の与え方と同様に反射後の粒子が有する速度($\mathbf{u}$)は次式で与えた。

$$u' = u - 2n(n \cdot u) \quad (14)$$

以上示してきた拡散計算手法は、風洞実験および野外実験結果をシミュレーションする場合に共に使用したが、野外実験を対象とした場合には10分毎に流れ計算結果を取り込んで拡散計算を行った。

3 計算対象および風洞・野外実験

3.1 計算対象地点

図1に示す複雑地形を対象とし、流れおよび拡散計算を行った。計算領域は南北および東西方向にそれぞれ約37kmであり、鉛直方向には3kmである。拡散計算時には、以上の流れ場の計算領域中から排ガスが拡散する領域を切り出し計算領域とした。図1の東側約1/3の領域は、海で島が散在している。計算領域の西側約2/3の領域は、900mを越える山がある陸地で、河川や湖が存在している。流れ計算における格子幅は、南北および東西方向にそれぞれ約460mおよび約582mである。また、格子数は、南北、東西および鉛直方向にそれぞれ80、64および40である。鉛直方向の格子幅は、不等間隔として地表付近で小さく与えた。

3.2 風洞実験

計算結果と比較するために、電力中央研究所狛江研究所に設置されている設備を用いて風洞実験を行った。この風洞の試験部は、幅3m、高さ1.5mで長さ20mである。計算で用いたものと相似な地形形状を有し、縮率1/3000の実地形模型を試験部に入れて実験を行った。速度の平均値および乱れの測定には、レーザドップラー流速計

を用いた。また、有効煙突高さに相当する300mの上空からトレーサガスを放出し、風洞測定部内でサンプリングガスを採取した後、全炭化水素分析計で濃度を求めた。

3.2 野外実験

野外実験は1994年の夏季の日中に実施し、計算対象日は晴天で海風が観測され、陸上では混合層の発達が見られた。野外実験はトレーサガス放出位置を含む数地点で地表から上空までの風および温度データを取得する気象観測、煙突頂部(高さ180m)よりトレーサガスを放出し周辺数10kmの範囲内で30分平均した地表濃度を取得するトレーサ実験より構成される。

4. 計算結果および考察

4.1 風洞実験との比較

平均速度および排ガス拡散への影響が大きい水平・鉛直方向の乱流強度の計算結果を、風洞実験結果と比較して図2、3および4に示す。比較位置は図1の'west-east distance'と'south-north distance'が0kmのトレーサガス放出点を原点として、風洞主流方向(風向 SSE)に沿った位置で行った。x=0km付近の地形は比較的に平坦であるとともに、海から流れが流入する。そのため、x=0kmの速度分布は、平地条件とほぼ同じで入り口条件とも似ている。平均速度は高さとともに増加し、境界層厚さは約800mである。以上の速度の特徴は計算および実験で得られ、両者は良好な一致を示した。x=0kmは海岸近くで地形影響は小さいため、実験では地表付近の乱流強

Fig. 1 Topography in the area studied. ★ indicates the release point of the tracer.

度が大きく、水平方向よりも鉛直方向の乱流強度が小さくなった。計算による乱流強度も水平方向と比べて鉛直方向の値が小さい。この方向別の乱流強度の非等方性は排ガス拡散に大きく影響するため、計算で再現する必要性が高い。本報告では流れ計算で方向別に異なる代数式を採用しているため、風洞実験と同様な乱れ非等方性が表現されている。 $x=0\text{km}$ から $x=15\text{km}$ の間に数100mの地形があるものの、周辺地域と比較すると $x=15\text{km}$ 地点は比較的に地形高さが低い。そのため、 $x=10\text{km}$ と同様な速度分布の計算結果が得られ、風洞実験と一致した。 $x=30\text{km}$ 付近は地形高さが900m程度まで増加するため、図2中の中では最も速度が大きくなる傾向がある。そのため、風洞実験による速度は地表付近でも6m/s弱と増加するとともに、計算結果も高さ方向全体で速度が増加し両者はほぼ一致した。 $x=15, 30\text{km}$ における乱流強度も $x=0\text{km}$ と同様の非等方性を示し、水平方向の値が大きくなる傾向が実験と計算ともに得られた。また、 $x=15, 30\text{km}$ の位置では複雑な地形影響を受け乱流強度が増加

する傾向が見られ、この傾向は実験と計算で一致している。しかし、流れの計算では静力学近似を用いたため、速度の空間的な変化および地形影響を小さく見積もり、 $x=15\text{km}$ の鉛直方向成分のように乱流強度の計算結果が小さくなる位置も一部見られた。

以上の流れ計算結果を用いるとともに、10万個の粒子

Fig. 3 Horizontal turbulence intensity.

Fig. 2 Mean velocity.

Fig. 4 Vertical turbulence intensity.

Fig. 5 Concentration in vertical sectional plane.

を放出した拡散計算結果を図5および6に示す。図5はトレーサガス放出位置を含む風洞主流方向(風向 SSE)への鉛直断面上濃度で地形を斜線で示す。また、図6はブルーム中心軸上の地表濃度である。図5で示すようにトレーサガス放出強度(Q)を用いた規格化濃度で比較した場合、風洞実験による濃度の等値線は計算でも再現された。図6に示す地表濃度は、300m の上空よりトレーサガスを放出したため $x=10\text{km}$ 前後で最大値を示し、その後風下距離とともに減少した。この傾向は計算でも再現され、数10%の差で実験結果と一致している。地表濃度の差の原因としては、流れ計算において鉛直方向の乱流強度をわずかに小さく与えたため、計算においてトレーサガスが地表へ拡散する傾向を小さく評価したためと考えられる。

4. 2 野外実験との比較

日射の影響や風の変化を考慮した流れ計算を行い、午後1時における速度・温位の計算結果を観測結果と比較し図7, 8, および9に示す。図7および8は、それぞれ東西方向(U, 風向・東が正)および南北方向(V, 風向・南が正)の速度成分である。また、トレーサガス放出位置を Point A, Point A より北北東へ約9kmの海岸線から1km 程度内陸の地点を Point C とした。計算対象日は晴天で最大日射が午後1時頃に見られ、海の温度よりも地表面の温度が高くなった。そのため、午後1時前後には高さ数100m 以下の地表付近で海から陸へと吹く風($U<0$)が観測され、計算対象日の10時頃よりも海風が強まった。Point A において多少海風が強く予測されたものの、Point A および C ともに海風は再現され観測との一致も良好である。高さ数100m より上空では西からの風($U>0$)が観測され、この傾向も計算で再現された。また、計算対象日は南からの風($V>0$)が終日観測され、午後1時の計算における一致も良好である。Point C において高さ900m 付近での南風が弱まる傾向が観測され、計算との間に多少の差異が見られる。これは、高さ900m 付近の観測結果の空間的な変化は大きい一方、連続の式などの物理的な過程を満たしながら計算は行われるため、計算が追従できなかったものと推定される。計算対

Fig. 6 Concentration along the surface plume axis.

Fig. 7 West-east components of velocity.

Fig. 8 South-north components of velocity.

Fig. 9 Potential Temperature.

象日の朝には地表数10m から上空に至るまでの領域で安定な温位が観測されていた。その後、日射の影響により地表付近の温位が増加するとともに、高さ数100m の領域で温位が一定となるの温位分布が観測された。午後1時の計算結果では数℃の差異が見られるものの、温位が増加することおよび温位が高さ方向に一定となる傾向が再現された。温位が一定となる領域は地表面の温度が増加し乱流混合が活発となる混合層に対応し、計算でも再現されていると考えられる。そのため、トレーサガス拡散に影響すると考えられる乱流エネルギーは、計算対象日の正午前後に地表付近で増加した。

以上の非定常な流れ計算結果を10分間隔で取り込むとともに、風向変動の観測結果をトレーサガス放出位置で考慮し、1秒間に100個の粒子を放出した拡散計算を行い、30分平均濃度の計算結果を図10および11に示す。図10に示す地表煙軸濃度は、観測と計算で得られたそれぞれのピーク濃度方向に沿って風下距離としているため、両者のブルーム軸の方向は全ての比較ケースにおいて一致しない。しかし、風下距離数 km 以内におい

5. おわりに

開発したシミュレーション手法を用いて、複雑地形上の風洞内流れおよびトレーサガス拡散の計算を行った。その結果、乱流強度などは地表に近いなどのわずかな領域を除いて実験結果と一致すること、地表濃度の差異も数10%以内で一致することが示された。さらに、複雑地形上の非定常な大気流れおよびトレーサガス拡散を、開発したシミュレーション法により計算した。その結果、海風や混合層の発達などの流れ場の変化、およびトレーサガスの地表濃度をほぼ再現することができた。

参考文献

- (1) Yamada, T & Bunker, S., J. Applied Met, 27-5, 562-578, 1988.
- (2) Sada, K., Ichikawa, Y. & Asakura, K., Flow Modeling & Turbulent Measurements VI, 607-614, 1996.
- (3) Benjamin, S. G. & Seaman, N. L., Monthly Weather Review, 113, 1184-1198, 1985.
- (4) Gibson, M. M. & Lauder, B. E., J. Fluid Mech., 86-3, 491-511, 1978.
- (5) Rodi, W., ZAMM 56, T219-T221, 1976.
- (6) Kondo, H., J. Met. Soc. Japan, 68-4, 419-434, 1990.
- (7) Thomson, D. J., J. Fluid Mech., 180, 529-556, 1987.
- (8) Ichikawa, Y., Sada, K & Asakura, K., Flow Modeling & Turbulent Measurements VI, 739-746, 1996.

Fig. 10 Concentration along the surface plume axis.

て最大地表濃度が見られその後に減少する傾向は、計算でも再現された。また、地表濃度の値が一致する風下距離範囲が多い。計算対象日における地表濃度の対応を図11に示し、ここでは野外実験で設置した地表濃度サンプリングアーク上の最大濃度と、対応する位置における計算結果の最大濃度を比較した。観測に対する計算の比は全体で1.6となるとともに、観測結果のファクター2以内に多くのプロットが含まれていた。計算結果は多少大きな予測を示す傾向があるものの、野外実験にほぼ対応した予測となった。計算と観測の多少の差異の原因としては、野外観測ではデータのばらつきが大きいことその他に、図7などで示されたように流れ計算結果に多少の差異があること、さらには観測では有限個のサンプリング装置を用いるため最大濃度を小さく評価する傾向があることなどが考えられる。

Fig. 11 Peak concentration at each sampling arc.