Large-Eddy Simulation による大気境界層中の トレーサガス濃度変動予測*

道岡 武信^{*1}, 佐藤 歩^{*2}, 佐田 幸一^{*1}

Large-Eddy Simulation for the Tracer Gas Concentration Fluctuation in Atmospheric Boundary Layer

Takenobu MICHIOKA^{*3}, Ayumu SATO and Kouichi SADA

^{*3} Central Research Institute of Electric Power Industry,
2-11-1 Iwado Kita, Komae-shi, Tokyo, 201-8511 Japan

A Large-Eddy Simulation (LES) based on a finite-difference scheme is applied to stack gas diffusion of a turbulent boundary layer. A Flux-Corrected Transport (FCT) scheme is used to prevent a numerical oscillation and a negative concentration in the LES. Furthermore, a beta-Probability Density Function (PDF) model, which considers a Subgrid Scale (SGS) concentration fluctuation, is applied to predict the detailed concentration statistics such as an instantaneous high concentration and an intermittency factor of the concentration in a coarse grid resolution. The validity of these methods is confirmed to compare the results of the LES with the wind tunnel measurements. The results show the predictions of the mean concentration and mean squared concentration fluctuation are in good agreement with the measurement and the present LES using the FCT scheme is applicable to the stack gas diffusion. The present method, which takes account of the concentration fluctuation, can exactly predict the instantaneous high concentration value and intermittent factor even in the coarse grid resolution.

Key Words: Fluid Dynamics, Turbulent Flow, Turbulent Mixing, Large-Eddy Simulation, Concentration Fluctuation, Subgrid Scale Model

1. 緒 言

プラントからの可燃性、毒性ガスなどの漏洩時における安全評価のためには、ガス濃度の時間平均値だけではなく、瞬間的で短時間の高濃度値まで考慮して拡散予測をする必要がある。これらを予測するためには、風洞実験よりコストの低減および効率化が可能である数値シミュレーションを用いることが有効である。

近年、計算格子より小さなスケール (Subgrid Scale : SGS) に対しては適切な SGS モデルを与え、計算格子より大きなスケール (Grid Scale : GS) のみを直接差分法で解く Large-Eddy Simulation (LES) は大気環境中の様々な乱流場に適用されるようになってきた。Nieuwstadt ら⁽¹⁾は大気境界層中の物質の拡散に対して、差分法を用いた LES を実行した。しかしながら、差分法では物質の拡散方程式中の対流項に一次精度の風上差分法などの大きな数値粘性を含む方法を用いなければ計算領域内に非現実的な負の濃度が現

れる問題点がある。Nieuwstadt らが行った LES でも濃度こう配が大きな領域では負の濃度が現れており、十分な精度で計算が実行されているとは言い難い。

Sykes ら⁽²⁾は、負の濃度が現れないように差分法ではなく、ラグランジュ型のパフ法と呼ばれるトレーサガスを小さな塊であるパフに分割することによりトレーサガスの瞬間濃度の計算を行った。この方法では、トレーサガスをパフに分割するため、煙源から離れると計算格子内に全くパフが存在しない場合が多くなり、風洞実測値よりゼロ濃度出現頻度を過大評価する。また、佐田・佐藤⁽³⁾は煙源近傍ではパフ法を、煙源から離れた場所では負の濃度を生じないように一次精度の風上差分法を組み合わせた方法を提案し、その方法によりトレーサガスの瞬間高濃度値およびゼロ濃度出現頻度などの詳細な濃度統計量を風洞実測値⁽⁴⁾にはほぼ一致させることができた。しかしながら、これらのパフ法および差分法は計算格子より小さな SGS での濃度を考慮しておらず、計算格子より大きな GS での濃度のみを瞬間濃度として用いているため、計算格子幅を十分に小さく設定しなければ精度よく瞬間高濃度値などを評価することができない。よって、計算領域を大

* 原稿受付 2002 年 5 月 28 日。

^{*1} 正員、(財)電力中央研究所柏江研究所大気科学部(〒201-8511 柏江市岩戸北 2-11-1)。

^{*2} (財)電力中央研究所柏江研究所大気科学部。

E-mail: michioka@criepi.denken.or.jp

きくともらざるを得ない現実の大気境界層に対して LES を実行する場合には、計算機の記憶容量の問題から計算格子幅を比較的粗く設定する必要があるため、従来の方法では、瞬間高濃度値およびゼロ濃度出現頻度を精度よく予測することができないのが現状である。

そこで、本研究では計算格子を比較的粗く設定した LES でも、瞬間高濃度値等を精度よく予測可能な手法を提案することを目的とした。また、佐田・佐藤が行った比較的乱流強度が大きな大気境界層の風洞実験⁽⁴⁾と同じ条件で LES を試み、計算結果と風洞実測値とを比較することにより、本手法の妥当性を検討した。

2. 主 な 記 号

- C : トレーサガス濃度
 c : トレーサガス濃度変動 ($c = C - \langle C \rangle$)
 c' : SGS での濃度変動 ($c' = C - \bar{C}$)
 c'' : 濃度変動強度の rms 値 ($c'' = \sqrt{\langle c^2 \rangle}$)
 d : 煙源口径 ($d = 1.8$ mm)
 $C90$: 90%濃度出現値
 $C95$: 95%濃度出現値
 $C99$: 99%濃度出現値
 c_f : $\gamma_i^2(\zeta^2)$ と $\tilde{\gamma}_i^2(\tilde{\zeta}^2)$ の相関係数
 F : 確率分配関数
 H : 境界層厚さ ($H = 0.3$ m)
 h_i : i 方向の計算格子幅
 I : 濃度の間欠率
 N_i : i 方向の計算格子数
 $P(\zeta)$: ζ の確率密度関数
 Q : 煙源強度
 U_i : i 方向の瞬間速度
 u_i : i 方向の速度変動 ($u_i = U_i - \langle U_i \rangle$)
 u_i'' : i 方向の速度変動強度の rms 値
 $(u_i'' = \sqrt{\langle u_i^2 \rangle})$
 U_∞ : 主流速度 ($U_\infty = 2.0$ m/s)
 τ_{ij} : SGS 応力
 q_j : SGS 乱流物質フラックス
 $\bar{\Delta}$: フィルタ幅
 $\tilde{\Delta}$: テストフィルタ幅 ($\tilde{\Delta} = 2 \bar{\Delta}$)

添字

- $\langle \rangle$: 時間平均した
 $\bar{}$: フィルタ操作を施した
 $\tilde{}$: テストフィルタ操作を施した

3. Large-Eddy Simulation

計算領域の概略図を図 1 に示す。計算領域は主流、スパンおよび鉛直方向に実次元で $2.5 \times 1.0 \times 1.0$ m の直

Fig. 1 Schematic of the computational region

Table 1 Computational conditions

	CASE 1	CASE 2
N_x	100	50
N_y	40	20
N_z	60	40
h_x/d	1.0 ~ 34.8	10.0 ~ 43.0
h_y/d	1.0 ~ 35.4	10.0 ~ 48.5
h_z/d	1.0 ~ 15.5	10.0 ~ 16.0

方体であり、座標系として主流方向を x 、スパン方向を y 、鉛直方向を z とした。計算格子には地表面および煙源近傍で密である不等間隔のスタッガード格子を用いた。煙源近傍での計算格子幅が煙源口径 ($d = 1.8$ mm) の 1.0, 10.0 倍とした CASE 1 および CASE 2 の 2 ケースについて Large-Eddy Simulation (LES) を実行した。なお、煙源口径はテラのマイクロスケールと同程度の小さなものである。詳細な計算格子数および計算格子幅は表 1 に示すとおりである。

LES において流れ場および拡散場を支配する方程式は、フィルタ操作を施した連続の式、N-S 方程式および物質の拡散方程式であり、式 (1)~(3) である。

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \dots (2)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + S_0 \dots (3)$$

ここで、 S_0 は単位時間、単位体積あたりのトレーサガス放出量である。また、式 (2), (3) 中に現れる τ_{ij} , q_j は SGS 応力および SGS 乱流物質フラックスであり、次式で表される。

$$\tau_{ij} = \bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j \dots \dots \dots (4)$$

$$q_j = \bar{C} \bar{U}_j - \bar{C} \bar{U}_j \dots \dots \dots (5)$$

SGS 応力および SGS 乱流物質フラックスは、直接差分化して解くことができない SGS 成分を含んでいるので、何らかの適切なモデルを与えなければならない。本計算ではモデル中に現れるパラメータを流れ場に応じて自動的に決定できる dynamic SGS モデル^{(5)~(7)}

を用いた。上記の支配方程式を有限体積法に基づき離散化し、Fractional step 法により解を求めた。離散化については、対流項および粘性項ともに二次精度の中心差分法を、時間積分には陽解法である二次精度の Runge-Kutta 法を用いた。ただし、物質の拡散方程式中の対流項 (式 (3) の左辺第 2 項) に二次精度の中心差分法を用いた場合、濃度こう配が大きな領域において、非現実的な負の濃度が計算領域内に現れる。この負の濃度をそのままにしたり、強制的にゼロとする方法もあるが、これらの方法では物質の保存則が満足されず、精度よくトレーサガス濃度を予測することが困難となる。また、対流項に一次精度の風上差分法を適用すれば負の濃度を生じなくなるが、大きな数値粘性を含むため LES の精度自体が問題となる。

そこで、本研究では物質の拡散方程式中の対流項に FCT (Flux-Corrected Transport) スキーム^{(8)~(10)}を適用した。この方法では計算領域の大部分の濃度こう配が小さな領域において対流項に二次精度の中心差分法が用いられる。しかし、濃度こう配が大きく濃度が負の値もしくは初期濃度より大きな値となる領域において、適切な数値粘性を加えることによりそれらの欠点を防ぐ。このように、FCT スキームは、差分スキームを状況に応じて切り替える方法である。

次節で示す風洞実験と同じ流れ場を再現するために、主流速度を 2.0 m/s とし、計算領域入口での時間平均流速分布には風洞実験で得られたものを与えた。また、速度変動強度の rms 値分布にも風洞実験から得られたものを用い、数倍程度大きく与えた。その乱れの倍率は、煙源位置において LES から得られた乱流強度分布が風洞実測値と一致するように、感度解析により与えた。境界条件として、スパン方向には周期境界条件、計算領域上面境界には slip wall 条件、地表面には粗度型の対数則、出口境界には対流型境界条件を用いた。

トレーサガスは、図 1 に示すように乱流境界層が十分に発達した計算領域入口から 1.15 m の下流域で高さ 0.2 m の位置から放出させるとした。なお、以後トレーサガスの放出位置の地表面を原点とする。

計算時間刻み Δt は 5.0×10^{-4} s であり、時間平均量を流れが定常状態になる 40000 ステップ目から 120000 目ステップまでの 80000 ステップでの値を平均することにより求めた。

4. 風 洞 実 験

電中研・狛江研究所に設置されている大気拡散用風洞 (幅 3 m, 高さ 1.5 m, 長さ 20 m) を用いて乱流境界層中での瞬間速度およびトレーサガスの瞬間濃度を

Fig. 2 Vertical distributions of the mean stream-wise velocity

測定した。主流速度 2.0 m/s とし、測定部入口の風洞床面に断面 5 cm の L 型アングルを粗度として設け乱れを増加させ、測定部入口より風下 4 m (トレーサガス放出位置, $x = 0$ m) において厚さ $H = 0.3$ m の乱流境界層を形成させた。瞬間速度の測定には二方向同時測定・後方散乱のレーザドップラ流速計を用い、測定部上流よりレーザ測定用散乱粒子 (水・グリセリン混合粒子) を添加した。さらに、風洞測定部入口より風下へ 4 m, 高さ 20 cm, 水平方向に風洞測定部中央 ($y = 0$ m) に模型煙突を設置し、風洞主流速度と等速でトレーサガス (C_2H_4) を放出させた。風洞測定部内で拡散するトレーサガスを高速でサンプリングし、全炭化水素成分を連続的に分析する濃度計を用いて瞬間濃度を測定した。本実験では、0.003 s 間隔で 40 s 間の瞬間濃度データを取得した。なお、詳細な風洞実験手法に関しては、佐田・佐藤⁽⁴⁾の論文を参照されたい。

5. 結果および考察

煙源位置 ($x = 0$ m) での主流方向速度 $\langle U \rangle$, 乱流強度の rms 値 u_i'' およびレイノルズ応力 $\langle uv \rangle$ の鉛直方向分布をそれぞれ図 2~4 に示す。縦軸は鉛直方向距離 (z) であり境界層厚さ ($H = 0.3$ m) で、横軸はそれぞれの値であり主流速度 ($U_\infty = 2.0$ m/s) で無次元化されている。両ケース (CASE 1, CASE 2) において、LES から得られた結果は風洞実測値に良好に一致しており、計算格子幅の違いが速度統計量に影響を及ぼさず精度よく LES が実行されていることがわかる。また、図を省略するが、主流方向距離が $0 \leq x/H \leq 3.33$ の範囲では、主流方向速度、乱流強度の rms 値およびレイノルズ応力の鉛直方向分布はほぼ相

Fig. 3 Vertical distributions of the turbulent intensities

Fig. 4 Vertical distributions of the Reynolds stress

似となり, LES から得られた結果は風洞実測値と一致することを確認した。

図 5 に CASE 1 の主流方向距離 $x/H = 1.67$, 煙源高さ $z/H = 0.67$ での瞬間濃度の時系列を示す。縦軸は濃度であり, 主流速度 U_∞ および煙源強度 Q で, 横軸は時間であり, U_∞ および境界層厚さ H で正規化されている。物質の拡散方程式の対流項に FCT スキームを適用した本 LES から得られた瞬間濃度には, 非現実的な負の濃度は存在せず, 風洞実測値⁽⁴⁾と同様な濃度波形となる。よって, 差分スキームとして FCT スキームを用いることにより, 瞬間濃度を合理的に予測することができる。比較のために, 図 5(b) に従来の LES でよく適用される二次精度の中心差分法を用いた場合の瞬間濃度の時系列を示すが, 濃度データに

(a) FCT scheme

(b) second-order central difference scheme

Fig. 5 Concentration signal at $x/H = 1.67$

は数値振動が見られる。また, 負の濃度も存在し, 風洞実測値とは全く違う濃度波形となる。

図 6 に時間平均濃度の鉛直方向分布を示す。煙源近傍での計算格子幅を煙源口径 ($d = 1.8 \text{ mm}$) と同じ大きさに設定した CASE 1 の場合, 主流方向全領域で計算結果は風洞実測値と良好に一致する。一方, 煙源近傍での計算格子幅を煙源口径の 10 倍に設定した CASE 2 の場合, 煙源近傍 ($x/H = 0.33$) で時間平均濃度の最大値を過小評価するものの, 煙源から離れた下流域では実測値を良好に再現することがわかる。

図 7 に時間平均濃度変動強度の rms 値 c'' の鉛直方向分布を示す。ここでは, 比較的粗い計算格子でも精度よく濃度変動強度を求めることができるように, 計算格子より小さな SGS での濃度変動を考慮した次式⁽¹¹⁾を用いた。

$$c''^2 = \langle \bar{c}^2 \rangle = \langle \bar{c}^2 \rangle - \langle \bar{c} \rangle^2 + c_f \langle \tilde{c}^2 - \bar{c}^2 \rangle + \dots \quad (6)$$

ここで, $\langle \rangle$ は時間平均化した値, $\tilde{\cdot}$ は LES のフィルタ幅 (計算格子幅) より大きなフィルタ幅 $\tilde{\Delta} (= 2 \bar{\Delta})$ をもつテストフィルタを施した値である。また, c_f は相関係数であり, 本研究では $1.0^{(12)(13)}$ とした。図より, $x/H = 0.33$ で CASE 2 の場合, 式 (6) を用いて

Fig. 6 Vertical distributions of the mean concentrations

Fig. 7 Vertical distributions of the rms values of the mean squared concentration fluctuations

SGSでの濃度変動を考慮してもLESから得られた結果は風洞実測値よりかなり小さな値となったが、下流域では良好に一致することがわかる。つまり、CASE2のように煙源より大きな計算格子を設定した場合、煙源近傍($x/H = 0.33$)で時間平均濃度を精度よく得ることができないことから判断して、濃度変動強度を精度よく予測することは困難である。しかしながら、煙源より離れた下流域では計算格子を粗く設定したLESでも精度よく濃度変動強度を予測可能である。

ゼロ濃度出現頻度をLESにより正確に予測することができるかどうかを検討するために、煙源高さ($z/H = 0.67$)での濃度の間欠率の主流方向分布を図8に示す。間欠率 I はゼロ濃度以外の濃度が存在する割合を示しており、次式で定義される。

$$I = \text{prob}(C > 0) \quad (7)$$

ここでは、ゼロ濃度を佐田・佐藤⁽⁴⁾の風洞実験で用い

た平均濃度値の約6%以下の濃度とした。CASE1の場合、LESから得られた間欠率(点線)は風洞実測値(○印)より若干大きな値であるが、CASE2の場合、主流方向全領域ではほぼ1.0に近い値となり、ほとんどゼロ濃度は存在しないことがわかる。これは、従来のLESでは計算格子内のトレーサガス濃度分布は全く考慮されず、計算格子内を完全混合と見なすためである。そこで、LESでもゼロ濃度出現頻度(間欠率)を精度よく評価できるように、計算格子内での濃度分布を以下に示すbeta-PDF(Probability Density Function)モデル⁽¹⁴⁾を用いて表すことを試みた。

$$P(\zeta) = \frac{\zeta^{a-1}(1-\zeta)^{b-1}}{B(a,b)} \quad (8)$$

ここで、

$$a = \bar{\zeta} \left(\frac{\bar{\zeta}(1-\bar{\zeta})}{\bar{\zeta}^2} - 1 \right), \quad b = (a/\bar{\zeta}) - a$$

Fig. 8 Streamwise distributions of the intermittency of the concentration

$$B(a, b) = \int_0^1 \zeta^{a-1} (1 - \zeta)^{b-1} d\zeta$$

なお、 $\zeta (0 \leq \zeta \leq 1)$ は無次元化した濃度であり、 $B(a, b)$ はベータ関数である。また、 $\overline{\zeta'^2}$ は SGS での ζ の分散であり、LES で直接計算することができない。そこで、LES のフィルタ幅 (計算格子幅) より大きなフィルタ幅 $\tilde{\Delta} (= 2\Delta)$ をもつテストフィルタを施すことにより、その領域内での ζ の分散 $\tilde{\zeta'^2}$ を求め、次式に示すように SGS での ζ の分散 $\overline{\zeta'^2}$ は $\tilde{\zeta'^2}$ との間に一定の相関をもつとして次式を用いた。

$$\overline{\zeta'^2} \approx c_f \tilde{\zeta'^2} = c_f (\tilde{\zeta'^2} - \tilde{\zeta}^2) \dots \dots \dots (9)$$

ここでも、相関係数 c_f には式 (6) と同様に 1.0 を用いた。図 6 からわかるように、 $x/H = 0.33$ において平均濃度 $\langle C \rangle = U_\infty / Q = 4000$ 程度、 $x/H = 3.33$ において $\langle C \rangle = U_\infty / Q = 50$ 程度と、トレーサガス濃度 $\langle C \rangle$ は主流方向にはほぼ指数関数的に減少する。そのため、煙源での濃度 C_0 を用いて ζ を $\zeta = C/C_0$ と定義すると下流域では ζ はほぼ 0 に近い値となり、図 9(a) に示すように精度よく計算格子内の濃度分布を求めることができない。そこで、本研究では LES での統計量サンプリング時間内の瞬間最大濃度 C_{max} を用いて、 ζ を以下のように定義した。

$$\zeta = \frac{C}{\alpha C_{max}} \dots \dots \dots (10)$$

ここでは、 $\alpha = 2.0$ を用いたが、この値を 2.0~10.0 に変化した場合でも後で示す濃度統計量に変化は見られなかった。式 (10) により ζ を定義し、式 (8) を用

Fig. 9 Probability density function

いることにより、図 9(b) に示すように計算格子内の濃度分布を求めることが可能となる。なお、このモデル (式 (8)) の精度は Cook & Riley⁽¹⁴⁾ により確認されている。式 (8) を用いて計算格子より小さな濃度変動も考慮した間欠率を図 8 に実線で示す。両ケースともほぼ風洞実測値と一致することがわかる。つまり、式 (8) を用いて計算格子より小さな濃度変動も考慮することにより、粗い計算格子を用いた LES でも間欠率を予測可能である。

瞬間高濃度値を LES により再現することが可能であるかどうかを検討するために、煙源高さ $z/H = 0.67$ での瞬間高濃度値の主流方向分布を図 10 に示す。ここで、C99, C95, C90 とはある点で計算された全濃度値の中で高い方から 1, 5, 10% に相当する濃度である。縦軸はそれぞれの高濃度値であり、濃度変動強度の rms 値 c'' で無次元化されている。CASE1 の場合、計算格子より小さな濃度変動を考慮しなかった LES の結果 (点線)、および式 (8) を用いて考慮した結果 (実線) も C99 で実測値に若干の相違があるものの、C95, C90 は良好に一致することがわかる。しかしながら、CASE2 において、計算格子より小さな濃度変動を考慮しない場合 (点線)、C99, C95 を実測値より小さく見

Fig. 10 Streamwise distributions of the concentration ratio at maximum 1, 5, 10 % concentration

積もる。一方、計算格子より小さな濃度変動を考慮した場合、C99を若干小さく評価するものの、C95、C90を精度よく予測できることがわかる。つまり、計算格子より小さな濃度変動を考慮しない場合、計算格子幅を煙源口径と同程度かそれより小さく設定しなければ瞬間高濃度値を予測できない。しかし、計算格子幅を煙源口径より大きく設定した場合でも、計算格子より小さな濃度変動を考慮することにより精度よく瞬間高濃度値を予測することが可能である。ただし、CASE 2のように計算格子幅を煙源口径の10倍に設定した場合、煙源近傍での時間平均濃度および濃度変動強度を精度よく求めることができないため、煙源近傍での瞬間高濃度値を正確に予測することは困難である。このように、煙源近傍 ($x/H = 0.33$) での瞬間高濃度値

Fig. 11 Streamwise distributions of the skewness and flatness factors

を予測したいのであれば、計算格子幅を煙源口径と同程度かそれより小さく設定したLESを実行しなければならないが、煙源から離れた下流域で瞬間高濃度値を精度よく予測する場合には計算格子を比較的粗く設定しても、本手法を適用することにより可能となる。

図11に歪み度 ($\langle c^3 \rangle / c''^3$) および扁平度 ($\langle c^4 \rangle / c''^4$) の主流方向分布を示す。CASE 1において、歪み度および扁平度はともに計算格子より小さな濃度変動を考慮した場合も考慮しなかった場合も実測値と良好に一致することがわかる。一方、CASE 2において、計算格子内の濃度変動を考慮しなかった場合には両者ともに実測値より小さくなるが、式(8)を適用して計算格子内の濃度分布を考慮することにより良好に再現できることがわかる。つまり、比較的粗い計算格子を用いたLESでも、本手法を用いることにより歪み度および扁平度を精度よく予測可能である。

図12に主流方向距離 $x/H = 1.67$ 、煙源高さ $z/H = 0.67$ における確率分布関数 F を示す。確率分配関数は、濃度がある値より小さな範囲に存在する確率であり、次式のように定義される。

$$F(C/c'') = \text{Prob}(C(t)/c'' \leq C/c'') \dots\dots\dots (11)$$

ここでは、C90、C95およびC99の値を詳細に示すた

Fig. 12 Probability distribution function of the concentration at $x/H = 1.67$

め、縦軸を $1-F$ とし対数表示とする。なお、図 12 中では C90, C95 および C99 はそれぞれ $1-F$ が 0.10, 0.05, 0.01 における濃度 C に対応している。CASE 1 において、計算格子より小さな濃度変動を考慮した場合 (点線) も、考慮しない場合 (一点鎖線) も C95 ($C/c'' \approx 3$) より高濃度領域で実測値との差異が見られるが、C95 より低濃度領域では良好に一致することがわかる。よって、CASE 1 のように計算格子を比較的に密に設定した場合、C95 よりも高濃度領域では予測精度は低いものの、計算格子内の濃度分布を考慮しなくても、低濃度から C95 程度の濃度まで十分に実測値と同じ分布型を再現することができる。また、CASE 2 において、計算格子より小さな濃度変動を考慮した場合、高濃度領域で若干の差異が見られるが、誤差は小さく実測値とはほぼ同じ分布型を再現できることがわかる。しかし、計算格子より小さな濃度変動を考慮しなければ、実測値の分布型とは異なり高濃度値だけではなく、濃度の全領域で予測精度が低いことがわかる。

6. 結 言

対象領域が比較的大きく計算格子幅を比較的に粗く設定しなければならない大気境界層においても、瞬間高濃度値を精度よく予測可能な方法を提案した。その精度は、乱流強度が比較的大きな大気境界層を模擬した風洞実験と同様な系に対して LES を実行し、計算結果と風洞実測値と比較することにより確認された。以上のことから次の結論を得た。

(1) 物質の拡散方程式中の対流項に対して FCT スキームを適用することにより、非現実的な負の濃度を生じることがなく、差分法を用いた LES でも濃度統計量を精度よく求めることが可能である。

(2) 従来のように計算格子より小さな濃度変動を無視した場合、計算格子幅を比較的に密に設定しなければ瞬間高濃度値等を精度よく評価することはできない。

(3) 計算格子幅を煙源口径より 10 倍程度大きく設定しても、煙源近傍を除けば計算格子内の濃度分布をベータ PDF モデルで考慮することによりゼロ濃度出現頻度および瞬間高濃度値も精度よく予測することが可能である。

以上より、本計算手法を用いることにより、従来では困難であった粗い計算格子を用いて瞬間高濃度値などの詳細な統計量を得ることが可能となった。

References

- (1) Nieuwstadt, F. M. and Valk, J. P. J. M. M., *Atmospheric Environment* **21**, (1987), 2573-2587.
- (2) Sykes, R. I. and Henn, D. S., *Atmospheric Environment* **26A**, (1992), 3127-3144.
- (3) 佐田幸一・佐藤歩, 機論 B **66**-651, (2000), 2800-2806.
- (4) 佐田幸一・佐藤歩, 大気環境学会誌 **34** (5), (1999), 337-351.
- (5) Germano, M., Piomelli, U. Moin, P. and Cabot, W. H., *Phys. Fluids A* **3**, (1991), 1760-1765.
- (6) Lilly, D. K., *Phys. Fluids A* **4**, (1992), 633-635.
- (7) Piomelli, U. and Liu, J., *Phys. Fluids* **7**-4, (1995), 839-846.
- (8) Boris J. P. and Book, D. L., *J. Comput. Phys* **11**, (1973), 38-69.
- (9) Book D. L., Boris, J. P. and Hain, K., *J. Comput. Phys* **18**, (1975), 248-283.
- (10) Boris, J. P. and Book, D. L., *J. Comput. Phys* **20**, (1976), 397-431.
- (11) 道岡武信・長田孝二・井田敦巳・小森悟, 機論 B **66**-651, (2000), 2815-2822.
- (12) Cook, A. W., *Phys. Fluids* **9** (5), (1997), 1485-1487.
- (13) 道岡武信・小森悟, 機論 B **65**-631, (1999), 839-846.
- (14) Cook, A. W. and Riley, J. J., *Phys. Fluids* **6**-8, (1994), 2868-2870.