

# LES による建物周辺における浮力のあるガス拡散の解析

Large Eddy Simulation of Buoyant Gas Diffusion Near Building

村上 周三\*・持田 灯\*・富永 禎 秀\*\*  
Shuzo MURAKAMI, Akashi MOCHIDA and Yoshihide TOMINAGA

建物周辺における浮力のあるガスの拡散場を Large Eddy Simulation (LES) により解析し、風洞実験結果と比較した。本研究では、通例の Smagorinsky モデルに加えて Subgrid Scale (SGS) に浮力の効果を組み込んだモデルによる解析を行い、その有効性を検討した。

## 1. 序

浮力のあるガスが建物後方より排出された場合の拡散場を LES により解析した。通例の Smagorinsky モデルを浮力流れに適用しても Subgrid-Scale (SGS) の乱れに対する浮力の影響は考慮されない。本報では通例の Smagorinsky モデルと SGS の浮力効果を組み込んだモデルによる解析を行い、風洞実験結果と比較検討する。

## 2. 数値計算の概要

(1)計算対象 (図 1) : 立方体建物風下端から 0.5  $H_b$  風下の地表面排出口よりガスを  $\langle \bar{w} \rangle / \langle \bar{u}_0 \rangle = 0.5$  の速度で排出 (排出口形状は一辺 0.025  $H_b$  の正方形)。Re 数 (=  $\langle \bar{u}_0 \rangle H_b / \nu$ ) は  $5.7 \times 10^3$ 。(2)基礎方程式: 表 1 に示す<sup>(注1), (2)</sup>。運動方程式の移流項に Piacsek-Williams 型の 2 次量保存スキーム<sup>1)</sup>を使用。(3)解析領域, メッシュ分割: 解析領域の広さは 15.7 ( $x_1$ )  $\times$  9.7 ( $x_2$ )  $\times$  5.2 ( $x_3$ )。メッシュ分割は 65 ( $x_1$ )  $\times$  51 ( $x_2$ )  $\times$  35 ( $x_3$ )。最小メッシュ幅は 0.025  $H_b$  (排出口)。

(4)境界条件: 表 2 に示す。

(5)検討ケース (表 3) : まず空気と等密度ガス (Case 1), 重いガス (Case 2), 軽いガス (Case 3) の 3 種類のガスが排出された場合の計算を通常の Smagorinsky モデル (Type 1) で行い、さらに軽いガスの場合を対

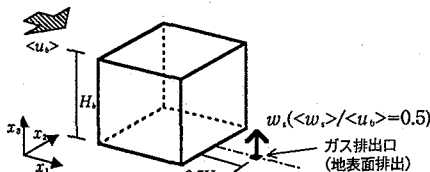


図 1 計算対象

\*東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター  
\*\*東京大学生産技術研究所 第 5 部

## 記号

$u_i$ : 風速 3 成分 ( $i=1$  主流 ( $x_1$ ),  $i=2$  横 ( $x_2$ ),  $i=3$  鉛直 ( $x_3$ ) 方向 (上向きが正))  $u_0$ : 高さ  $H_b$  の流入風速の  $u_1$  成分  
 $H_b$ : 建物高さ (実験では 20cm)  $h_i$ :  $x_i$  方向のメッシュ幅  
 $\Delta$ : メッシュスケール ( $\Delta = (h_1 h_2 h_3)^{1/3}$ )  $g$ : 重力加速度 ( $-9.8 \text{ m/s}^2$ )  
 $c$ : 排出されたガスの各測定点における濃度の瞬時値 (希釈率)  
 $\langle c_0 \rangle$ : 基準濃度 ( $g / \langle u_0 \rangle H_b$ )  $q$ : ガス発生量  $w_s$ : ガス排出速度  
 $\langle f \rangle, \bar{f}$ : 変数  $f$  の時間平均, 格子平均  
 $f', f''$ : 平均からのずれ ( $f' = f - \langle f \rangle, f'' = f - \bar{f}$ )  
 $\rho$ : 流体密度,  $\rho_s$ : 排出ガス密度,  $\rho_a$ : 空気密度,  $\Delta \rho = \rho_s - \rho_a$   
 $\nu$ : 動粘性係数  $K$ : 分子拡散係数  $Sc$ : シュミット数 ( $= \nu / K$ )  
 $\nu_{SGS}$ : Subgrid scale (SGS) の渦粘性係数  $K_{SGS}$ : SGS の渦拡散係数  
 $k$ : 乱流エネルギー ( $\langle u_i' u_i' \rangle / 2$ )  
 $k_{SGS}$ : SGS の乱流エネルギー ( $\langle u_i' u_i' \rangle / 2$ )  
(本研究では  $k_{SGS} = \nu_{SGS}^2 / (C_k \Delta)^2$ ,  $C_k = 0.094$ )  
 $\epsilon$ : エネルギー散逸  $\epsilon_{SGS}$ : SGS におけるエネルギー散逸  
 $P_{ASGS}$ :  $k_{SGS}$  の shear による生産項  $G_{ASGS}$ :  $k_{SGS}$  の浮力による生産項  
 $Rf$ : フラックスリチャードソン数 ( $= -\frac{G_{ASGS}}{P_{ASGS}}$ )  
 $Rf_c$ : 臨界フラックスリチャードソン数  
 $Frd$ : 密度フルード数 ( $= -\frac{\Delta \rho H_b g}{\rho_a \langle u_0 \rangle^2}$ )  $u^*$ : 無次元速度 ( $= u / u^*$ )  
 $u^*$ : 摩擦速度  $y^*$ : 壁座標 ( $= u^* y / \nu$ )  $y$ : 壁からの距離  
諸量は  $\langle u_0 \rangle, H_b, \rho_a$  で無次元化、また濃度  $c$  は  $\langle c_0 \rangle$  で基準化されている。

表 1 LES 基礎方程式 (浮力効果の組み込み)

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

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{p} + \frac{2}{3} k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{1}{Re} + \nu_{SGS} \right) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - Frd \bar{c} \delta_{ij} \dots (2)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{1}{Re Sc} + K_{SGS} \right) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \right] \dots (3)$$

$$K_{SGS} = \nu_{SGS} / Sc_{SGS} \dots (4) \quad Sc_{SGS} = 0.5^{2.88}$$

$$Frd = -\frac{\Delta \rho H_b g}{\rho_a \langle u_0 \rangle^2} \dots (5)$$

(1) Type 1 (SGS の浮力効果を考慮しない場合)

$$\nu_{SGS} = (C_s f_\mu \Delta)^2 S \dots (6) \quad S = \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2} \dots (7)$$

$$C_s = 0.12, \quad f_\mu = 1 - \exp(-y^*/25) \dots (8)$$

(2) Type 2 (SGS の浮力効果を考慮した場合)<sup>(注2)</sup>

$$\nu_{SGS} = (C_s f_\mu \Delta)^2 \phi S \dots (9)$$

- 不安定の場合 ( $Rf < 0$ )  $\phi = (1 - Rf)^{1/2}, \quad C_s = 0.32 \dots (10-1)$
- 安定の場合  $0 < Rf < Rf_c$   $\phi = (1 - Rf/Rf_c)^2, \quad C_s = 0.12 \dots (10-2)$
- $\textcircled{2} Rf_c < Rf, \quad \phi = 0 (\nu_{SGS} = 0) \dots (10-3)$

$$Rf = -\frac{G_{ASGS}}{P_{ASGS}} = -\frac{Frd \partial \bar{c}}{Sc_{SGS} \partial x_i} / S^2 \dots (11) \quad Rf_c = 0.33 \dots (12)$$

$$P_{ASGS} = -\bar{u}_i' u_j' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_{SGS} S^3, \quad G_{ASGS} = -Frd \bar{u}_s' c'' = Frd K_{SGS} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_3} \dots (13)$$

表 2 境界条件

流入面	・チャンネル流計算の各時刻の結果(補図1) ( $\langle u \rangle$ について実験値( $\langle u_i(x) \rangle = x^3$ )と一致するように補正) ・乱れの強さ, $k$ の分布もほぼ実験と対応(補図1, 文5, 7)
流出面	$\bar{u}, \bar{u}_s, \bar{c} : \partial/\partial x_1 = 0$
上空面	$u_1, u_2, c : \partial/\partial x_2 = 0, u_3 = 0$
側面	$u_1, u_2, c : \partial/\partial x_1 = 0, u_3 = 0$
地表面	壁面第1セルの風速瞬時値について以下の2層モデルを仮定 $u' = y' (y' \leq 11.81) \dots (14), A = 8.3$ (文6)
壁面	$u' = A(y')^2 (y' > 11.81) \dots (15), B = 1/7$

表 3 検討ケース

	$\rho_s/\rho_a$	$Fr, d$	$\nu_{SGS}$	$C_s$
Case1	1.0	0.0	(6) 式 (Type1)	0.12
Case2	1.7	+8.6	(6) 式 (Type1)	0.12
Case3	0.3	-8.6	(6) 式 (Type1)	0.12
Case4	0.3	-8.6	(9) 式 (Type2)	0.12 (安定) 0.32 (不安定)

象として安定度を示すパラメータ  $\phi$  を  $\nu_{SGS}$  の定義式に乗じたモデル (Type 2) <sup>注2)</sup> を用いた計算 (Case 4) を用い, Case 3 の結果と比較した. Smagorinsky 定数  $C_s$  は, Case1~3 の場合は従来の立方体周辺気流の解析<sup>7)</sup> と同じ 0.12. 軽いガスを対象として Type 2 の  $\nu_{SGS}$  のモデルを用いた Case 4 の場合, 安定領域 ( $Rf > 0$ ) で  $C_s = 0.12$ , 不安定領域 ( $Rf < 0$ ) では  $C_s = 0.32$  とした<sup>注2)</sup>.

3. 風洞実験の概要<sup>5)</sup>

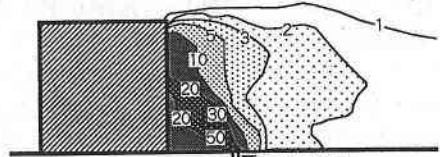
一辺 20 cm に立方体模型を使用. 排出口形状は一辺 0.5 cm の正方形. 接近流は  $\langle u_1(x_3) \rangle = x_3^{1/4}$  の指数則に従う(補図1).  $\langle u_1 \rangle$  は 0.4 m/s,  $\langle u_1 \rangle / \langle w_1 \rangle = 0.5$ , Re 数 ( $= \langle u_1 \rangle H_0 / \nu$ ) は  $5.7 \times 10^3$ . 空気と等密度のガスには  $C_2H_4$ , 軽いガスには  $C_2H_4$  と He, 重いガスには  $C_2H_4$  と  $SF_6$  を混合したものを使用. 風速はタンデム型熱線風速計, 濃度は高応答の FID 型炭化水素濃度計 (Cambustion 社, HFR 300) により測定.

4. 計算結果と考察

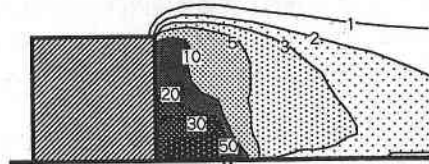
1) 平均濃度  $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$  の分布 (図 2 ~ 4)

①  $\rho_s/\rho_a = 1.0$  (Case 1) (図 2) : ガスは建物後方の循環流により風上側に移流され, 排出口と建物背面の間で高濃度となる. LES の結果は全般に中心軸上の濃度をやや高めに評価する傾向はあるものの実験結果とおおむね一致している.

②  $\rho_s/\rho_a = 1.7$  (Case 2) (図 3) : 実験結果では  $\rho_s/\rho_a = 1.0$  (Case 1) (図 2) の場合と比較して循環流内下方の濃度が高く, 排出口風上の地表面付近に高濃度域が発生する(図 3(1)). この場合, 建物後方の流れ場のほぼ全域で  $\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3} < 0$ , すなわち  $\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x_3} < 0$  ( $Rf > 0$ ) の安定状態となっているが, 通例の Smagorinsky モデル (Type 1) の結果 (Case 2) は実験結果とかなり良く一致している (図 3(2)).

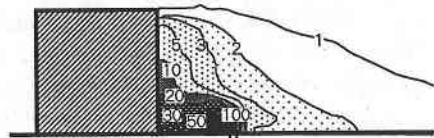


(1) 風洞実験

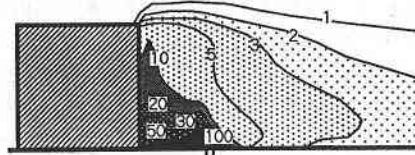


(2) Case 1

図 2  $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$  ( $\rho_s/\rho_a = 1.0$ ) (中心軸上)

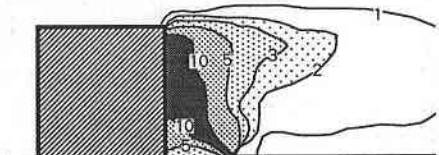


(1) 風洞実験

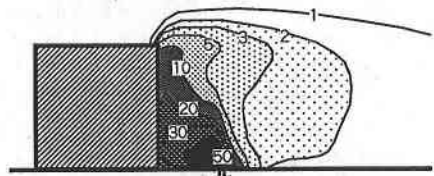


(2) Case 2

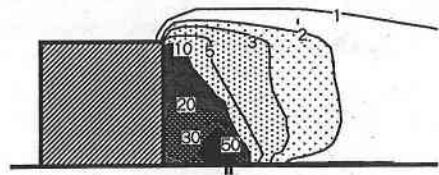
図 3  $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$  ( $\rho_s/\rho_a = 1.7, Fr, d = 8.6$ )



(1) 風洞実験



(2) Case 3 (Type1)



(3) Case 4 (Type2)

図 4  $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$  ( $\rho_s/\rho_a = 0.3, Fr, d = -8.6$ )

③  $\rho_s/\rho_a=0.3$  (Case 3, 4) (図 4) :  $\rho_s/\rho_a=1.0$  (図 2 (1)) と比較して, この場合の実験結果 (図 4 (1)) は, 循環流内下部 ( $x_3/H_b \leq 0.5$ ) の濃度が全体的に小さい. 特に排出口から建物背面の間で, ガスが浮力のために斜め風上に拡散され, 地表面付近の濃度が低くなっている. LES の結果では Case 3 (Type 1), Case 4 (Type 2) とともに, Case 1 と比較して循環流内の濃度が減少する傾向は再現されているが, 排出口と建物背面の間の地表面付近の低濃度域 (この部分は  $\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3} > 0$  すなわち  $\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x_3} < 0, \langle Rf \rangle > 0$  (補図 2) の安定状態<sup>註3)</sup>) の再現については Type 2 のモデルを用いた Case 4 の方がやや優れている. この点に関して, 以下乱流エネルギー  $k$  の分布と関連付けて考察する.

2) 乱流エネルギー  $k$  の分布 (図 5)

図 5 に  $\rho_s/\rho_a=0.3$  の場合の  $k$  の鉛直分布を示す. ここには示さぬが  $\phi$  を導入しない通常の Smagorinsky モデル (Type 1) の場合,  $\rho_s/\rho_a=1.0$  (Case 1) と  $\rho_s/\rho_a=0.3$  (Case 3) の  $k$  の分布にはほとんど差が見られない.  $\rho_s/\rho_a=0.3$  の場合, 実験結果 (図 5 ●) では,  $x_3/H_b=0.3$  付近にピークが存在し, それより下方では  $k$  が減少していくのに対して, Case 3 (▲) の場合, 下方に行くほど  $k$  が増加し, 全体の分布の傾向はまったく異なる. これに対して Type 2 のモデルを用いた Case 4 (■) の場合,  $x_3/H_b=0.4$  付近で大きなピークを持ち, それより下方では値が減少しており, 全体の傾向は実験に近く, Case 3 (▲) とは大きく異なる. 実験や Case 4 の  $k$  の分布に見られるピークの位置は排出口から斜め風上上方に向けて存在する高濃度域内に存在し (図 4 (3)), この部分では流れ場は不安定 ( $\langle Rf \rangle > 0$ )<sup>註3)</sup> となり, Type 2 では  $C_s$  は 0.32 という大きな値が与えられる. このため表 1-(9), (10-1) 式により  $v_{SGS}$  が非常に大きく評価され, その結果  $k$  の Grid Scale (GS) 成分は Type 1 を用いた Case 3 に比べて減少するが ( $\Delta$ : Case 3,  $\square$ : Case 4), それ以上に Subgrid Scale (SGS) 成分 ( $k_{SGS}$ ) が増大し, total の  $k$  は Case 4 の方が大きくなる ( $\blacktriangle$ : Case 3,  $\blacksquare$ : Case 4). Case 4 ではこの  $k$  のピーク

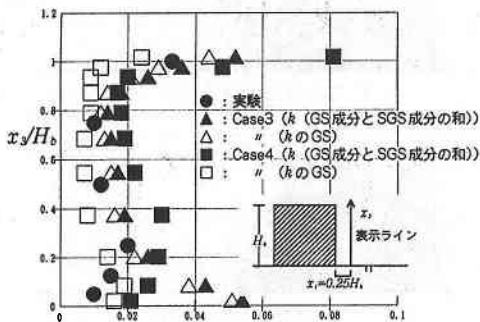


図 5  $k$  の分布 ( $\rho_s/\rho_a=0.3$ , 中心軸上  $x_1/H_b=0.25$  の鉛直分布)

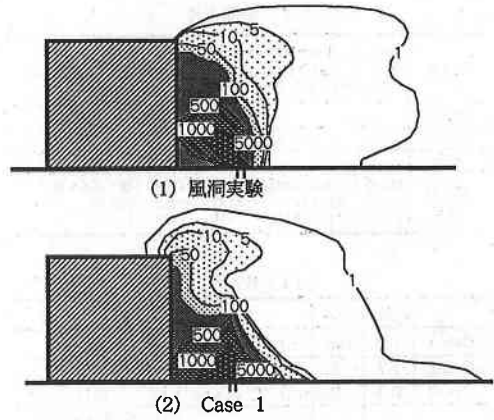


図 6  $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2 (\rho_s/\rho_a=1.0)$  (中心軸上)

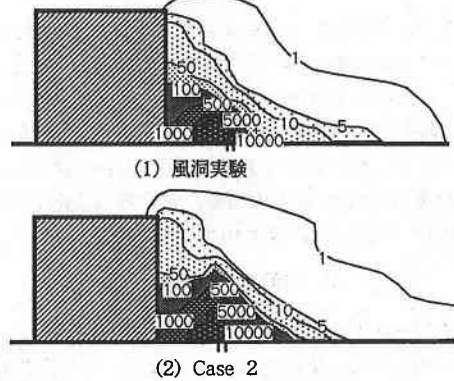


図 7  $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2 (\rho_s/\rho_a=1.7, Frd=-8.6)$

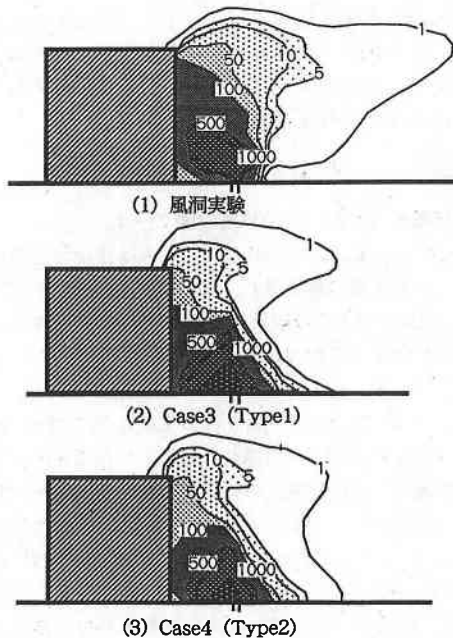


図 8  $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2 (\rho_s/\rho_a=0.3, Frd=-8.6)$

クにより水平方向への  $\langle c \rangle$  の拡散が促進され、下方地表面付近への  $\langle c \rangle$  の移流・拡散が減少し、地表面付近の濃度が Case 3 に比べて小さくなり (図 4(3)), 実験に近づいたものと考えられる<sup>注4)</sup>。前述した Case 3 と Case 4 の地表面付近の  $k$  の分布の差異もこの地表面付近の濃度分布 (濃度勾配) の相違等により生じたものと推察される<sup>注5), 6)</sup>。

3) 濃度変動の分散  $\langle c'^2 \rangle / \langle c_0 \rangle$  の分布 (図 6~8)

①  $\rho_s / \rho_a = 1.0$  (Case 1) (図 6) : 濃度変動の分散は平均濃度の分布と対応した性状を示し、平均濃度の大きい領域では分散の値も大きいという対応関係が見られる。LES と実験の対応は良い。

②  $\rho_s / \rho_a = 1.7$  (Case 2) (図 7) :  $\rho_s / \rho_a = 1.0$  (図 6) と比較して、実験結果では平均濃度の分布 (図 3) と同様、排出口風上の地表面付近で高いピークが発生する。Type 1 のモデルを用いた Case 2 においても、実験結果の対応はきわめて良い。

③  $\rho_s / \rho_a = 0.3$  (Case 3, 4) (図 8) :  $\rho_s / \rho_a = 1.0$  と比較して、実験結果では、平均濃度の分布 (図 4) と同様に排出口から建物背4面の間の地表面付近で値がやや低くなっている。この部分に関して Case 4 (Type 2) の方が Case 3 (Type 1) より実験に近い。この相違は前述の Case 3 と Case 4 の  $\langle c \rangle$ ,  $k$  等の分布の相違と関連するものである。

5. ま と め

① 通例の Smagorinsky モデル (Type 1) とこれに浮力の効果を組み込んだ Type 2 により浮力のあるガスの拡散性状を解析し、風洞実験結果と比較した。

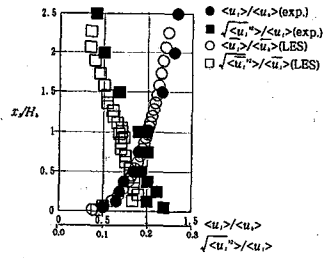
② LES の結果と実験結果はよく対応し、特に重いガス ( $\rho_s / \rho_a = 1.7$ ) の場合は、 $v_{SGS}$  に通例の Smagorinsky モデル (Type 1) を用いても平均濃度、濃度変動の分散とも実験と良く一致した。

③ 一方、軽いガス ( $\rho_s / \rho_a = 0.3$ ) の場合、通常の Smagorinsky モデル (Type 1 (Case 3)) と比較して、浮力効果を組み込んだ Type 2 (Case 4) の結果は建物背面側の地表面付近の低濃度域における  $\langle c \rangle$ ,  $\langle c'^2 \rangle$ ,  $k$  等の再現に関して改善が見られた。(1992年11月11日受理)

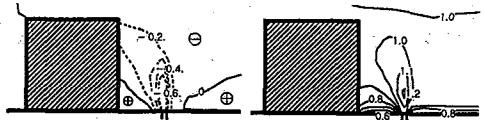
注1) 運動方程式 (表1(2)式) を無次元化しない形で書くと次式となり \_\_\_\_\_ 部が浮力項である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{p} + \frac{2}{3} k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (v + v_{SGS}) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + (\rho - \rho_a) g \delta_{i3} \quad (\rho_a: \text{空気密度}) \quad \dots(10)$$

浮力項を  $\langle u_b \rangle$ ,  $H_b$ ,  $\rho_a$  を用いて無次元する。



補図1. 接近流の分布 ( $u_1$ 成分)



補図2  $\langle Rf \rangle$  の分布 (Case 4) 補図3  $\langle \phi \rangle$  の分布 (Case 4)

$$+ \frac{(\rho - \rho_a) H_b g \delta_{i3}}{\rho_a \langle u_b \rangle^2} \quad \dots(17)$$

希釈率を  $\bar{c}$  とすれば、希釈率  $\bar{c}$  の流体の密度  $\rho$  は次式で表される。

$$\rho = (1 - \bar{c}) \rho_a + \bar{c} \rho_s \quad (\rho_s: \text{排出ガス密度}) \quad \dots(18)$$

ここで  $\Delta \rho = \rho_s - \rho_a$  とおけば

$$\rho - \rho_a = \Delta \rho \bar{c} \quad \dots(19)$$

これを(17)式に代入し

$$+ \frac{\Delta \rho H_b g \delta_{i3}}{\rho_a \langle u_b \rangle^2} = -\bar{c} \left( \frac{\Delta \rho H_b g}{\rho_a \langle u_b \rangle^2} \right) \delta_{i3} \quad \dots(20)$$

Frd 数の定義 (表1-5)式) を上式に代入すると浮力項は表1-(2)式の右辺最後の項の形となる。

注2) 浮力を考慮した Smagorinsky モデルの導出

浮力の作用する流れ場における乱流エネルギー  $k$  の SGS 成分  $k_{SGS}$  の輸送方程式は以下の様に表せる。

$$\frac{Dk_{SGS}}{Dt} = D_{kSGS} + P_{kSGS} + G_{kSGS} - \epsilon_{SGS} \quad \dots(21)$$

ここで  $P_{kSGS}$  と  $G_{kSGS}$  の和がその散逸  $\epsilon_{SGS}$  に等しいとすれば、

$$\epsilon_{SGS} = P_{kSGS} + G_{kSGS} = v_{SGS} S^2 (1 - Rf) \quad \dots(22)$$

エネルギー散逸は主として Subgrid scale で行われるので

$$\epsilon_{SGS} = \epsilon \quad \dots(23)$$

また次元解析より

$$v_{SGS} = C_1 \ell^{1/3} \epsilon^{1/3} \quad \dots(24)$$

(22), (24)式から次式を得る。

$$v_{SGS} = (C_1 A)^2 (1 - Rf)^{1/2} S \quad (\text{ただし } C_1 = C_1^{3/4}) \quad \dots(25)$$

上式は表1(9)式に(10)-1式を代入した結果と一致する。この式が Mason<sup>2)</sup>の不安定境界層 ( $Rf < 0$ ) の解析で用いられている。また Mason の計算ではこの場合の  $C_1$  の最適値を 0.32 としている。

一方 Mason らの安定成層流 ( $Rf > 0$ ) の解析<sup>3)</sup>では(25)式をそのまま用いるのではなく、 $\phi$  を表1の (10-2, 3) 式の関係より与えている。この安定化は、安定度が増す ( $Rf$  が  $Rf_c$  に近付

く) と長さスケールは減少し 0 に近付くとの考えに基づいてると推測される. すなわち安定状態における長さスケール  $\Delta_s$  を次式より与える.

$$\Delta_s = \Delta_0 (1 - Rf/R_f) \quad (20)$$

ここで  $\Delta_0$  は中立状態 ( $Rf=0$ ) における長さスケール (フィルタースケール). これを表 1 (6) 式に代入し次式を得る.

$$v_{SGS} = (C_A)^2 (1 - Rf/R_f)^2 S \quad \dots (21)$$

Mason らはこの場合の  $C_s$  の値も, 不安定の場合 (0.32) に比べて大幅に減じ 0.13 としている.

また筆者らの非等温室内気流を対象とした検討 (文 4) では,  $Rf$  の効果のみをモデルに組み込み,  $C_s$  の最適値の変化を考慮しない場合, 浮力の効果を考慮しない場合 (Type 1) との差はごく一部に限られ, 全体の流れ場に関しては顕著な差は見られなかった.

以上の点を考慮して Case 4 では, 不安定の場合 ( $Rf < 0$ ) (20) 式を, 安定の場合 ( $Rf > 0$ ) (21) 式を用いて  $v_{SGS}$  を評価し, この時の  $C_s$  を安定の場合 0.12 とし, 不安定の場合 0.32 とした.

注 3) Case 4 ( $\rho_s/\rho_a=0.3$ ) の場合の,  $\langle Rf \rangle$ ,  $\langle \phi \rangle$ , の分布を補図 2, 3 に示す. ガス排出口と建物背面の間及び排出口後方の地表面付近で流れ場は安定状態 ( $\langle Rf \rangle > 0$ ) となっており, それ以外の部分では不安定状態 ( $\langle Rf \rangle < 0$ ) となっている. この  $Rf$  の値に従って表 1 (10) 式より算出した  $\phi$  の時間平均値  $\langle \phi \rangle$  は排出口直上の不安定領域 ((10)-1 式) で 1.2 程度となり, 建物背面と排出口の間の地表面付近の安定領域 ((10)-2 式) で 0.6 程度となる.

注 4) ただし今回用いた不安定における  $C_s=0.32$  はやや大きすぎるものと考えられ, 安定時も含めた  $C_s$  の最適化については今後さらに検討する予定である.

注 5) この  $x_3/H_b < 0.4$  の領域における Case 3, 4 の  $k$  の分布の相違は, 主としてこの領域における  $\langle c \rangle$  の分布の変化に伴う  $\langle u_3'c' \rangle$  の相違により生じるものと考えられる.  $\langle u_i'c' \rangle$  の輸送方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle u_j'c' \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i'c' \rangle}{\partial x_k} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ -\langle u_i' u_k' c' \rangle + \frac{1}{Re} \langle c' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \rangle + \frac{1}{Re Sc} \langle u_i' \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle \right\} \\ & - \langle \langle c' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_k} \rangle - \langle c' \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \rangle \\ & - \left( \frac{1}{Re} + \frac{1}{Re Sc} \right) \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle \\ & - Frd \delta_{ij} \langle c'' \rangle \end{aligned} \quad (28)$$

で表され, \_\_\_\_\_ の付された右辺第 2 項と最後の項が生産項である. Case 4 では  $x_3/H_b=0.4$  付近の高濃度域の  $k$  のピーク値が Case 3 より大きくなり, この領域では  $k$  の  $x_2$  成分が卓越しているために,  $\langle c \rangle$  の水平方向への拡散が促進され, 地表面付近への  $\langle c \rangle$  の移流・拡散が Case 3 より小さくなる. ここには示さぬが水平濃度分布を比較すると Case 4 は Case 3 に比べて明らかに  $x_2$  方向に拡がる傾向を示している. その結果地表面付近における正の濃度勾配  $\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$  の値が Case 3 に比べて Case 4 の方が大きくなり (図 4 (2), (3)), (28) 式右辺第 2 項に含まれる  $-\langle u_3' u_3' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$  の評価が改善され, Case 4 ではこの項が  $\langle u_3' c' \rangle$  をより減少させる方向に寄与する. これにより Case 4 の方が Case 3 よりも地表面付近における  $\langle u_3' c' \rangle$  を正しく予測し, Case 4 の方が  $\langle u_3' c' \rangle$  が小さくなり, 部分的に負値も発生する (図省略). その結果  $k$  方程式中の浮力生産項 ( $-Frd \langle u_3' c' \rangle$ ) (注 6) も Case 4 の方が小さくなり, 部分的に負となる (この場合  $Frd < 0$ ).  $k$  が  $x_3/H_b=0.3$  以下で地表面に近づく程減少していく傾向は Case 3 では全く再現されていないが, Case 4 で正しく再現されているのは (図 5), この  $k$  の浮力生産項の評価の相違によるものと考えられる.

注 6)  $k$  の輸送方程式は,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\langle u_i' k' \rangle + \langle u_j' p' \rangle \right\} + \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \\ & + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{1}{Re} \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \rangle - Frd \delta_{ij} \langle u_i' c' \rangle \end{aligned} \quad (29)$$

で表され, \_\_\_\_\_ の付された項が  $k$  の浮力生産項である.

参 考 文 献

- 1) S.A. Piacsek and G.P. William: J. Comp. Phys., 6, 1970
- 2) P.J. Mason: J. Atmos. Sci., vol. 46, No. 11, 1989
- 3) P.J. Mason and D.H. Derbyshire: Boundary-Layer Meter. 53, 1990
- 4) 水谷, 村上, 持田他: 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1992. 8.
- 5) 富永, 村上, 持田他: 第12回風工学シンポジウム, 1992. 12
- 6) H. Werner and H. Wengle: 8th Symposium on Turbulence Shear Flows, 1991. 9
- 7) 村上, 持田, 林: 生産研究, vol. 43, No.1, 1991. 1.
- 8) Antonopoulos-Domis, M.: J. Fluid Mech., vol. 104, 1981