研究速報

特集 7
研究速報

地表面に温度差のある都市境界層流中の乱流輸送の解析

——浮力効果を組み込んだ改良型 k-ε と DSM による解析——

Numerical Analysis on Flow over Urban Area with Large Surface Temperature Difference
—Comparison between DSM and Modified k-ε Models Including Buoyancy Effect—

大岡龍三*・村上周三*・持田　灯**
Ryozo OOKA, Shozo MURAKAMI and Akashi MOCHIDA

1. はじめに

都市部の表面では，被覆状況の差異等により顕著な温度分布が存在することが知られている．著者らは，地表面に温度差がある場合の都市境界層流中の乱流熱輸送をを用いて解析し，風洞実験の結果と比較した[1),2)]．その際，強い不安定境界層では，通常の勾配拡散近似に基づくの予測精度に限界があることが確認された．

本報では不安定状態の流れ場における浮力による乱れの生産効果を組み込んだ改良型のを用いた解析を行った．また，さらに高精度な乱流モデルであるDSM(Differential Second-moment Closure Model)を同じ流れ場に適用し，風洞実験ならびにDSMの結果との比較から今回提案する改良型モデルの限界および今後の改善点についても考察した．

2. 対象とする流れ（図1）[1)~3)]

－比較に用いた風洞実験の概要[3)]－

床面に高さ10mmのroughnessを20mm間隔で設置．境界層高さ $L_0=0.4$m，$x_3=L_0$，での風速 $\langle u_0\rangle=1.1$m/s，$\langle\Delta\theta_0\rangle$，（Hot Panel表面温度－流入面空気温度）112°C[注1)]．

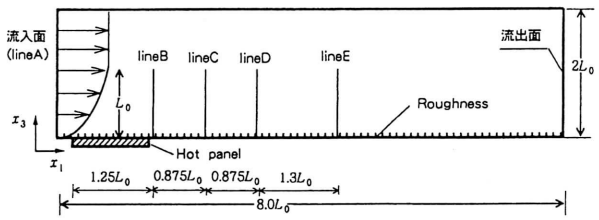

図1　計算対象（L_0：境界層高さ．上図のlineB～lineEで実験と計算を比較）

*東京大学生産技術研究所　附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

$$Re=\frac{\langle u_0\rangle L_0}{\nu}=2.9\times10^4,\quad Ri_{bulk}=g_3\beta\frac{\langle\Delta\theta_0\rangle L_0}{\langle u_0\rangle^2}=-1.21$$

3. 数値計算の概要

3.1 計算ケース(表1)

k-ε（case1～case3）とDSM（case4）の計算を行った．k-εでは標準（case1）と乱流熱フラックスの評価に改良を加えた改良型の計算ケース（case2，3）を比較．

3.2 基礎方程式

DSMの基礎方程式を表2に示す[注2)]．case1で用いたk-εはLaunder-Spaldingの標準モデル[4)]．case2，3の詳細は表3参照．

3.3 計算条件

注3参照．Reは実験と同じく 2.9×10^4．

4. 標準 k-ε の問題点

4.1 平均温度分布（図2）

既報[1)]で述べたように，k-εのcase1では，DSM（case4），風洞実験に比べ，lineB～Eのすべてのlineで地

表1　計算ケース

	乱流モデル	$\langle u_3'\theta'\rangle$の評価方法
case1	k-ε	通常の勾配拡散近似 $\langle u_3'\theta'\rangle=-\frac{\nu_t}{\sigma_\theta}\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_i}$：$\sigma_\theta=0.5$
case2	k-ε	通常の勾配拡散近似に浮力の影響を加味（表3（37）式） 但し $\langle\theta'^2\rangle$ の代数近似（表3（40）式）
case3	k-ε	通常の勾配拡散近似に浮力の影響を加味（表3（37）式） 但し $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式を解く（表2（5）式）
case4	DSM	$\langle u_3'\theta'\rangle$ と $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式を解く（表2参照）

表 2　応力方程式モデル（DSM）の基礎式（非等温）

（$\langle u_i'u_j'\rangle$－方程式）　$$\frac{D\langle u_i'u_j'\rangle}{Dt}=D_{ij}+P_{ij}+G_{ij}+\Phi_{ij}-\varepsilon_{ij} \quad (1)$$

（ε－方程式）　$$\frac{D\varepsilon}{Dt}=D_\varepsilon+\frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon1}P_k+C_{\varepsilon3}G_k-C_{\varepsilon2}\varepsilon) \quad (2)$$

（$\langle\theta\rangle$－方程式）　$$\frac{D\langle\theta\rangle}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}(-\langle u_i'\theta'\rangle) \quad (3)$$

（$\langle u_i'\theta'\rangle$－方程式）　$$\frac{D\langle u_i'\theta'\rangle}{Dt}=D_{i\theta}+P_{i\theta(1)}+P_{i\theta(2)}+\overset{\vee}{G}_{i\theta}+\Phi_{i\theta} \quad (4)$$

（$\langle\theta'^2\rangle$－方程式）　$$\frac{D\langle\theta'^2\rangle}{Dt}=D_\theta+P_\theta-2\cdot\varepsilon_\theta \quad (5)$$

$$k=\frac{1}{2}\langle u_i'u_i'\rangle \quad (6) \qquad P_k=\frac{1}{2}P_{ii} \quad (7)$$

$$G_k=\frac{1}{2}G_{ii} \quad (8) \qquad D_{ij}=\frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_k\frac{k}{\varepsilon}\langle u_m'u_l'\rangle\frac{\partial}{\partial x_l}\overline{u_iu_j}\right) \quad (9)$$

$$D_\varepsilon=\frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_\varepsilon\frac{k}{\varepsilon}\langle u_m'u_l'\rangle\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_l}\right) \quad (10) \qquad D_{i\theta}=\frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_{i\theta}\frac{k}{\varepsilon}\langle u_m'u_l'\rangle\frac{\partial}{\partial x_l}\overline{u_i\theta}\right) \quad (11)$$

$$D_\theta=\frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_\theta\frac{k}{\varepsilon}\langle u_m'u_l'\rangle\frac{\partial\langle\theta'^2\rangle}{\partial x_l}\right) \quad (12) \qquad P_{ij}=-\langle u_i'u_k'\rangle\frac{\partial\langle u_j\rangle}{\partial x_k}-\langle u_j'u_k'\rangle\frac{\partial\langle u_i\rangle}{\partial x_k} \quad (13)$$

$$G_{ij}=-\langle u_i'\theta'\rangle\cdot g_j\cdot\beta-\langle u_j'\theta'\rangle\cdot g_i\cdot\beta \quad (14)$$

$$P_{i\theta(1)}=-\langle u_k'u_i'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_k} \quad (15) \qquad P_{i\theta(2)}=-\langle u_k'\theta'\rangle\frac{\partial\langle u_i\rangle}{\partial x_k} \quad (16)$$

$$G_{i\theta}=-g_i\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle \quad (17) \qquad P_\theta=-2\cdot\langle u_k'\theta'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_k} \quad (18)$$

$$\varepsilon_{ij}=\frac{2}{3}\cdot\delta_{ij}\varepsilon \quad (19) \qquad \varepsilon_\theta=\frac{\langle\theta'^2\rangle}{2R}\frac{\varepsilon}{k}\ (R=0.8) \quad (20)$$

$$\Phi_{ij}=\Phi_{ij(1)}+\Phi_{ij(2)}+\Phi_{ij(3)}+\Phi^w_{ij(1)}+\Phi^w_{ij(2)} \quad (21)$$

$$\Phi_{ij(1)}=-C_1\frac{\varepsilon}{k}\left(\langle u_i'u_j'\rangle-\frac{2}{3}\delta_{ij}k\right) \quad (22) \qquad \Phi_{ij}=-C_2\left(P_{ij}-\frac{2}{3}\delta_{ij}P_k\right) \quad (23)$$

$$\Phi_{ij(3)}=-C_3\left(G_{ij}-\frac{2}{3}\delta_{ij}G_k\right) \quad (24)$$

$$\Phi^w_{ij(1)}=\sum_{w=1}^{wd}C_1'\frac{\varepsilon}{k}\Big(\langle u_k'u_m'\rangle\cdot n_k^{(w)}\cdot n_m^{(w)}\cdot\delta_{ij}-\frac{3}{2}\langle u_k'u_i'\rangle\cdot n_k^{(w)}\cdot n_j^{(w)}-\frac{3}{2}\langle u_k'u_j'\rangle\cdot n_k^{(w)}\cdot n_i^{(w)}\Big)\cdot\frac{k^{3/2}}{C_\varepsilon\cdot h_n^{(w)}\varepsilon} \quad (25)$$

$$\begin{aligned}\Phi^w_{ij(2)}=\sum_{w=1}^{wd}\Big(&C'_3\frac{\partial\langle U_l\rangle}{\partial x_m}\langle u_l'u_m'\rangle(\delta_{ij}-3n_i^{(w)}\cdot n_j^{(w)})\\&+C'_4ka_{im}\Big(\frac{\partial\langle U_k\rangle}{\partial x_l}\cdot n_k^{(w)}\cdot n_m^{(w)}\cdot\delta_{ij}-\frac{3}{2}\frac{\partial\langle U_i\rangle}{\partial x_l}\cdot n_m^{(w)}\cdot n_j^{(w)}\\&-\frac{3}{2}\frac{\partial\langle U_j\rangle}{\partial x_l}\cdot n_m^{(w)}\cdot n_i^{(w)}\Big)\\&+C'_5k\frac{\partial\langle U_l\rangle}{\partial x_m}\cdot n_l^{(w)}\cdot n_m^{(w)}\Big(n_i^{(w)}\cdot n_j^{(w)}-\frac{1}{3}\delta_{ij}\Big)\Big)\cdot\frac{k^{3/2}}{C_l\cdot h_n^{(w)}\varepsilon}\end{aligned} \quad (26)$$

$$a_{ij}=\left(\langle u_i'u_j'\rangle-\frac{2}{3}k\delta_{ij}\right)/k \quad (27)$$

$$\Phi_{i\theta}=\Phi_{i\theta(1)}+\Phi_{i\theta(2)}+\Phi_{i\theta(3)}+\Phi^w_{i\theta(1)} \quad (28)$$

$$\Phi_{i\theta(1)}=-C_{i\theta1}\frac{\varepsilon}{k}\cdot\langle u_i'\theta'\rangle \quad (29) \qquad \Phi_{i\theta(2)}=-C_{i\theta2}P_{i\theta(2)} \quad (30)$$

$$\Phi_{i\theta(3)}=-C_{i\theta3}G_{i\theta} \quad (31)$$

$$\Phi^w_{i\theta(1)}=-\sum_{w=1}^{wd}C_{i\theta1}'\frac{\varepsilon}{k}\cdot\langle u_k'\theta'\rangle\cdot n_k^{(w)}\cdot n_i^{(w)}\cdot\frac{k^{3/2}}{C_\varepsilon\cdot h_n\varepsilon} \quad (32)$$

C_1 : 1.8　C_2 : 0.6　C_3 : 0.6　C_1' : 0.5　C_k : 0.22　C_ε : 0.16　$C_{\varepsilon1}$: 1.44
$C_{\varepsilon2}$: 1.92　$C_{\varepsilon3}$: 1.44　$C_{i\theta}$: 0.15　C_θ : 0.15　$C_{i\theta1}$: 3.0　$C_{i\theta2}$: 0.5
$C_{i\theta3}$: 0.3　$C_{i\theta1}'$: 0.5　C_ε : 2.5　C_1' : 0.5　C_3' : -0.08　C_4' : -0.1　C_5' : 0.4

表 3　浮力効果を含んだ k-ε の導出

DSM の基礎方程式（表 2）をもとに，本報で用いたアンサンブル平均型の乱流モデルを階層的に解析する。

Level A
階層の頂上にいる高精度型乱流モデル DSM（本報 case4）がある．DSM で用いる $\langle u_3'\theta'\rangle$ の輸送方程式（表 2（4）式）を再記する。

$$\frac{D\langle u_3'\theta\rangle}{Dt}=D_{i\theta}-\langle u_k'u_i'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_k}-\langle u_3'\theta'\rangle\frac{\partial\langle u_i\rangle}{\partial x_k}-g_i\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle+\Phi_{i\theta} \quad (33)$$

Level B（本報の case3）
(33) 式において局所平衡かつ定常状態を仮定すると，実質微分項 $\frac{D\langle u_3'\theta'\rangle}{Dt}$ ならびに拡散項 $D_{i\theta}$ は消える．また $\Phi_{i\theta}$（(28) 式）において wall reflection 項 $\Phi^w_{i\theta(1)}$（(32) 式）を無視して（33）式を $\langle u_3'\theta'\rangle$ に関して整理すれば

$$\langle u_i'\theta'\rangle=-\frac{k}{\varepsilon}\Big[\underbrace{C_{\theta1}\langle u_k'u_i'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_k}}_{a}+\underbrace{C_{\theta2}\langle u_3'\theta'\rangle\frac{\partial\langle u_i\rangle}{\partial x_k}}_{b}+\underbrace{C_{\theta3}g_i\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle}_{c}\Big] \quad (34)$$

これが WET モデルの概念に基づく $\langle u_3'\theta'\rangle$ の高精度近似モデルの原形である．ここで数値定数の最適化より $C_{\theta1}=C_{\theta2}=C_{\theta3}=0.25$ である[6),7)]．4 の結果より，(34) 式下線部 b の寄与はほとんど無視できるのでこれを除外し，かつ $\langle u_i'\theta'\rangle$ の鉛直方向 $\langle u_3'\theta'\rangle$ のみに着目して（34）式を変形すれば次式が得られる．

$$\langle u_3'\theta'\rangle=-\frac{k}{\varepsilon}\left[C_{\theta1}\langle u_k'u_i'\rangle\frac{\langle\theta\rangle}{\partial x_1}+C_{\theta2}\langle u_3'u_3'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}+C_{\theta3}g_3\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle\right] \quad (35)$$

ここで，

$$\left|\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_1}\right|<<\left|\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}\right|\ \left(\left|\langle u_1'u_3'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial_{x1}}\right|<\left|\langle u_3'u_3'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}\right|\right)$$

と考えると（35）式の右辺第一項を無視することができる．

$$\langle u_3'\theta'\rangle\fallingdotseq\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta1}\langle u_3'u_3'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}-\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta3}g_3\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle \quad (36)$$

(36) 式の $\langle u_3'u_3'\rangle$ を $\frac{2}{3}k$ で近似し，浮力効果を含んだ $\langle u_3'\theta'\rangle$ の過粘性近似表現を得る．

$$\begin{aligned}\langle u_3'\theta'\rangle&=-\frac{2}{3}C_{\theta1}\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}-\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta3}g_3\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle\\&=-\frac{\nu_t}{\sigma_\theta}\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}-\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta3}g_3\cdot\beta\cdot\langle\theta'^2\rangle\end{aligned} \quad (37)$$

(37) 式の右辺第 2 項が今回新たに導入する浮力効果を考慮した付加項である．(37) 式中の σ_θ と $C_{\theta1}$，C_μ の関係は，$\nu_t=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}$ であるから，

$$\frac{2}{3}C_{\theta1}=\frac{C_\mu}{\sigma_\theta} \quad (38)$$

ここで $C_{\theta1}=0.25$，$C_\mu=0.09$ より $\sigma_\theta=0.5$．case3 では（37）式中の $\langle\theta'^2\rangle$ は $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式（5）式（表 2）を解く．ただし case3 は k-ε を主体としているので $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式中の拡散項 C_θ は GGDH（(12) 式）ではなく，次の過粘性近似表現を用いる．

$$D_\theta=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_{\theta2}}\frac{\partial\langle\theta^2\rangle}{\partial x_i}\right)\ (\sigma_{\theta2}=1.0) \quad (39)$$

Level C（本報の case2）
case2 では $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式において，移流拡散のない局所平衡（$P_\theta=2\varepsilon_\theta$）を仮定し，$\langle\theta'^2\rangle$ を（40）式で代数近似する．

$$\begin{aligned}\langle\theta'^2\rangle&=-\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta4}\langle u_3'\theta'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_i}\\&\fallingdotseq-\frac{k}{\varepsilon}C_{\theta4}\langle u_3'\theta'\rangle\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}=C_{\theta4}\frac{k}{\varepsilon}\frac{\nu_t}{\sigma_\theta}\left(\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x_3}\right)^2\end{aligned} \quad (40)$$

ここで $C_{\theta4}=1.6\,(=2R)$．(40) 式の導出の際，ε_θ は表 2（20）式で近似している．

表面近傍の温度を大幅に過大に評価している．DSM は実験と大変よく一致している．

4.2 $\langle u_3'\theta'\rangle$ の分布（図 3）

DSM と k-ε の case1 では，$\langle u_3'\theta'\rangle$ の分布が大きく異なっている．温度分布（図 2）に関する DSM と実験とのきわめてよい対応関係から考えて，DSM の $\langle u_3'\theta'\rangle$ 分布のほうがより正しいと考えるのが妥当である．図 3 に示す標準型の k-ε の case1 では，Hot Panel 直上で $\langle u_3'\theta'\rangle$ の値を，DSM に比べてかなり小さく評価する．したがって，標準型の k-ε の場合，熱が上方に充分に拡散されず，パネル直上での温度が DSM に比べて過大となる．この過大な温度が移流により風下に輸送されて，case1 では lineB～lineE の地表付近において温度の値が大きくなる（図2）．k-ε の case1 が Hot Panel 直上での値を小さく評価する原因について以下で考察する．

4.3 の生産メカニズムの検討

表 2（4）式に示すように $\langle u_3'\theta'\rangle$ の輸送方程式には，3 つの生産項がある．すなわち，$P_{3\theta(1)}$：平均温度勾配によるもの（表 2（15）式），$P_{3\theta(2)}$：平均速度勾配によるもの（(16) 式），$G_{3\theta}$：浮力によるもの（(17) 式）のおのおのである．通例の k-ε で用いられる勾配拡散近似（$\langle u_3'\theta'\rangle=-\nu_t/\sigma_\theta\cdot\partial\langle\theta\rangle/\partial x_3$）は，この3つの生産項の中で $P_{3\theta(1)}$（$\fallingdotseq\langle u_3'u_3'\rangle\cdot\partial\langle\theta\rangle/\partial x_3$ の寄与が卓越する場合にはある程度妥当な近似となるが，平均速度勾配や浮力による生産項が比較的大きな正の寄与をもつ場合には，それらによる $\langle u_3'\theta'\rangle$（今回の流れでは正）の増加を直接的には表現できない．本解析の場合，DSM の結果からこれらの生産項の大きさを評価すると，Hot Panel の直上から直後の地表面付近では浮力生産項（$\fallingdotseq-g\beta\langle\theta'^2\rangle$，$G_{3\theta}$）の

正の寄与が平均温度勾配による生産項（≒$-\langle u_3'u_3'\rangle\cdot\partial\langle\theta\rangle/\partial x_3$，$P_{3\theta(1)}$）に比べて大きい（図4）（$P_{3\theta(2)}$はほとんど0）．このような流れでは$\langle u_3'\theta'\rangle$の浮力生産項の効果を組み込むことにより精度の向上が期待される．

5. k-εにおける$\langle u_3'\theta'\rangle$のモデルの改良の効果

5.1 $\langle u_3'\theta'\rangle$に浮力生産項の効果を組み込んだ改良型$k$-$\varepsilon$

本報ではWET[5),6)]の概念に基づく村上・加藤・近本モデル文[7)]における$\langle u_3'\theta'\rangle$の評価式に現れる安定成層中の浮力によるdampingを表す項f_{BB}の導出と同様のプロセスで，不安定流中の浮力による$\langle u_3'\theta'\rangle$の増大の効果の組み込みを行った．表3に導出過程を示す．

5.2 平均温度分布（図5）

$\langle u_3'\theta'\rangle$のモデル化に浮力の影響を加味した$k$-$\varepsilon$のcase2, case3はともに，通例の勾配拡散近似（case1）に比べて，Hot panel後方のlineB～Eにおいて地表面近傍の温度が低下し，case1に比べて実験との対応に一定の改善が見られる．ただし，地表面付近の温度は依然として高めとなっている．また，$\langle\theta'^2\rangle$のモデル化の差異に関しては，$\langle\theta'^2\rangle$の輸送方程式を解いたcase3は，$\langle\theta'^2\rangle$を代数近似したcase2に比べて実験にやや近付いている．この差異は，case2では$\langle\theta'^2\rangle$の輸送方程式を局所平衡を仮定して代数近似しており，移流や拡散の効果が考慮されていないため，Hot Panel付近で生産される大きな$\langle\theta'^2\rangle$の値の後方への輸送がまったく再現されないことにより生じる．この解析

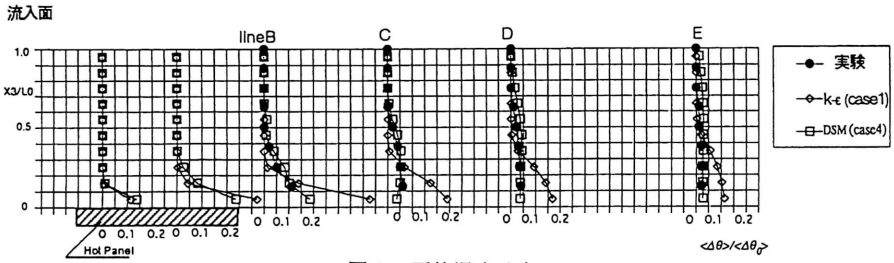

図2　平均温度分布

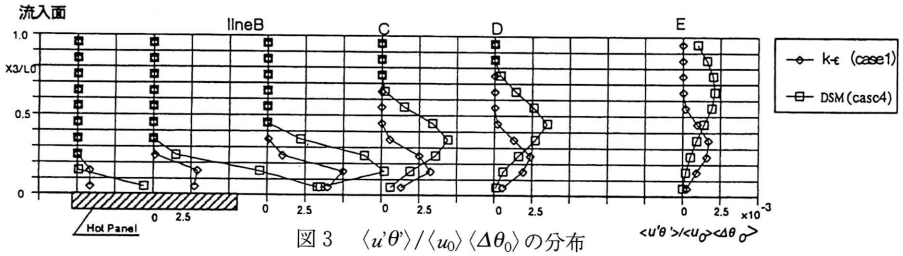

図3　$\langle u'\theta'\rangle/\langle u_0\rangle\langle\Delta\theta_0\rangle$の分布

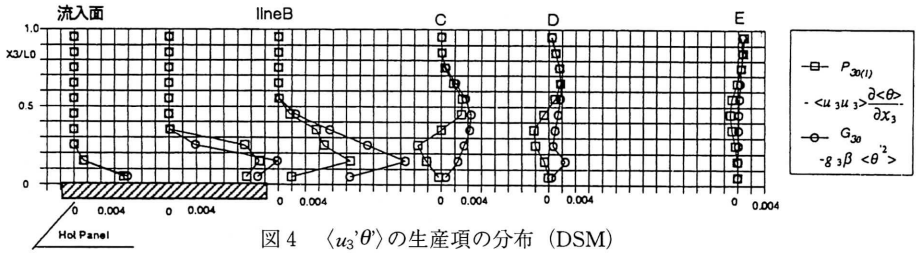

図4　$\langle u_3'\theta'\rangle$の生産項の分布（DSM）

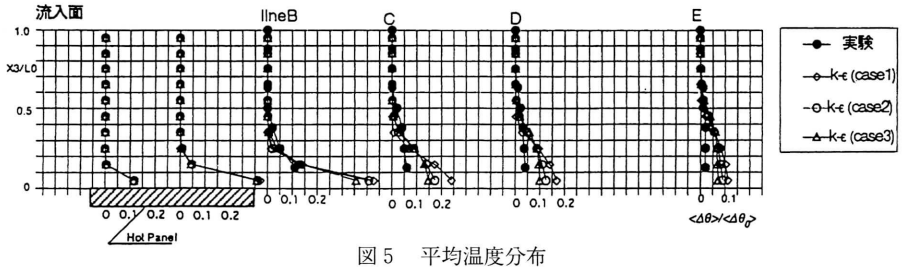

図5　平均温度分布

対象ではの移流項の効果が大きいものと予想されるので，$\langle\theta'^2\rangle$ を表3の（40）式で代数近似するcase2に比べ，輸送方程式を解くcase3の改良の効果が見られる．case3の結果に依然として残っている実験との差異を改善するためにはcase3の導出（表3）において無視したの輸送方程式中の移流拡散の効果を考慮する必要があり，前述のように，これを組み込んだDSM（case4）の温度分布は実験とよく一致している（図2）．

6. 結　　論

（1）本研究で取り扱ったような不安定状態の都市境界層流では，$\langle u_3'\theta'\rangle$ の生産項の中で浮力生産項の寄与が大きく無視できない．このような場合，k-ε で用いる通常の勾配拡散近似よるのモデル化（case1）はまったく妥当性を持ち得ない．

（2）浮力の影響を加味して $\langle u_3'\theta'\rangle$ のモデル化を行った k-ε の結果（case2，3）は，浮力効果をまったく考慮していないcase1に比べて温度分布が実験に近づき，一定の改善が見られた．しかし実験との対応は依然としてDSMの一致のレベルには達していない．

（3）$\langle\theta'^2\rangle$ を代数式で与えるcase2に比べて，$\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式を解くcase3には温度分布の結果に改善が見られた．このことは本報のような流れ場では $\langle\theta'^2\rangle$ の輸送方程式の局所平衡に基づく近似に問題があることを示している．

（4）DSM（case4）はHot Panel後方の温度分布を正しく予測し，改良より大幅に改善された結果を示す．したがって，本研究のような不安定状態の都市境界層を解析する場合，現在のRANSモデルの中では最も高精度なモデルとして位置付けることができる．

表4　境界条件

	k-ε, DSM
流入面	$\langle u_1(x_3)\rangle$：風洞実験値（べき指数1/2の指数分布） $\langle u_3(x_3)\rangle=0$, $k(x_3)$, $u_i'(x_3)^2\rangle^{1/2}$ は風洞実験値， $\langle\Delta\theta\rangle=0$ $\nu_t(x_3)=k(x_3)^{1/2}l(x_3)$,　$\varepsilon(x_3)=C_\mu k(x_3)^{3/2}/l(x_3)$ $l(x_3)=\langle u_1'u_3'(x_3)\rangle^{1/2}(\partial\langle u_1(x_3)\rangle/\partial x_3)^{-1}$ ここで $\langle u_1'u_3'(x_3)\rangle$ は風洞実験値（=0.0003）
流出面	$\langle u_1\rangle$, $\langle u_2\rangle$, $\langle u_3\rangle$, k, ε, $\langle\Delta\theta\rangle$, $\langle u_i'u_j'\rangle$, $\langle u_i'\theta'\rangle$：$\partial/\partial x_1=0$
上空面	$\langle u_3\rangle=0$, $\langle u_1\rangle$, $\langle u_2\rangle$, k, ε, $\langle\Delta\theta\rangle$, $\langle u_i'u_j'\rangle$, $\langle u_i'\theta'\rangle$：$\partial/\partial x_3=0$
地表面	地表面上のシアーストレス $\langle\tau_w\rangle$ は（41），（42）式，$\langle u_i'u_j'\rangle$ 方程式中の地表面第一セルの ε（ε）は（44）式で与える． $\frac{\lvert\langle(u_i)_p\rangle\rvert}{u_*}=\frac{1}{\kappa}ln(\frac{1/2h_p}{z_0})\cdots(41)$　$\langle\tau_w\rangle=u_*^2\frac{\langle(u_i)_p\rangle}{\lvert\langle(u_i)_p\rangle\rvert}\cdots(42)$ $\varepsilon=\frac{C_\mu^{3/4}\cdot k_p^{3/2}}{\kappa h_p}ln(\frac{1/2h^p}{zo})\cdots(43)$　$\varepsilon_p=\frac{C_\mu^{3/4}\cdot k_p^{3/2}}{1/2\kappa h_p}\cdots(44)$ k, $\langle\Delta\theta\rangle$, $\langle u_i'u_j'\rangle$：$\partial/\partial x_3=0$，発燃面では $\langle u_3'\theta'\rangle=0.013$

謝　　辞

本研究は日本建築学会・地球環境建築特別研究委員会（安岡正人委員長）の「都市気候モデリング小委員会」（村上岡三主査）の活動の一環として行われたことを付記する．また今回の改良 k-ε の計算は東京大学大学院生の野口康仁君（当時）等[1),2)]によるものである．記してここに謝意を表する．　（1994年11月30日受理）

注1）これらのモニン・オブコフの相似条件を考慮した単純なモデルで変換するば，実現象のおよそ，風速5.0 m/s，温度差43°Cに相当する[3)]

注2）本報のDSMにおいては，圧力歪み相関項 $\Phi_{ij(2)}$ はIPM[8)]を用い，wall reflection 項 $\Phi_{ij(2)}^{w}$ はCraft-Laundreのモデル[9)]を用いた．またDSMにおいて運動方程式以外の全ての輸送方程式の乱流拡散項にはGGDH（General Gradient Diffusion Hypothesis）を用いる．

注3）図1に示す $8.0L_0(x_1)\times2.0L_0(x_3)$ の解析領域を，$53(x_1)\times17(x_3)$ のメッシュに分割．移流項差分スキームは全てQUICKスキームを使用．表4に境界条件を示す．

参 考 文 献

1) 野口，村上，持田，建築学会大会，s; 778, 1993, 9
2) 持田，村上，富永，野口，NSTシンポジウム，p. 77, 1994, 2
3) 大場，村上他，建築学会大会，pp. 213-218, 1977, 10
4) Launder 他：Comp. Meth. App. Mech. App. Mech. Eng. 3. pp. 269-289, 1974
5) Launder：J. Heat Transfer vol. 110. 1112-1128, 1989
6) 村上，加藤，永野：生産研究　第42巻 pp. 75-78
7) 近本，村上，加藤：建築学会大会 p. 17, 1994, 9
8) Launder 他：J. Fluid Mech. 68 p. 537, 1975
9) Craft 他：AIAA Joural vol. 30. pp. 2970-2977, 1991

記号

x_i：座標の3成分（i=1：主流方向，i=3：鉛直方向（上向きが正））　u_i：風速2成分
$\langle f\rangle$：座標 f の時間平均　f：平均からのずれ
L_0：代表長さ（境界層高さ）　Ri_{bulk}：バルクチャードソン数（$g_3\beta\frac{\langle\Delta\theta_0\rangle L_0}{\langle u_0\rangle^2}$）
$\langle u_0\rangle$：代表風速（高さ L_0 における流入風速の u_1 成分の平均値）
$\Delta\theta$：温度差（各点の温度の一流入面での境界層高さ L_0 の平均温度）
$\langle\Delta\theta_0\rangle$：代表温度差（Hot Panelの温度一流入面での境界層高さ L_0 における平均温度）
k：乱流エネルギ　ε：エネルギ消散率
$\langle u_i'u_j'\rangle$：レイノルズストレス　P_u：$\langle u_i'u_j'\rangle$ の速度勾配による生産項
G_u：$\langle u_i'u_j'\rangle$ の浮力による生産項　D_u：$\langle u_i'u_j'\rangle$ の拡散項
Φ_u：圧力歪相関項　ε_u：$\langle u_i'u_j'\rangle$ の散逸率
$\langle u_i'\theta_j'\rangle$：温度フラックス
$P_{\theta(1)}$：$\langle u_i'\theta_j'\rangle$ の温度勾配による生産項　$P_{\theta(2)}$：$\langle u_i'\theta_j'\rangle$ の速度配による生産項
G_θ：$\langle u_i'\theta'\rangle$ の浮力による生産項　D_θ：$\langle u_i'\theta'\rangle$ の拡散項
$\langle\theta'^2\rangle$ 温度変化強度　P_θ：$\langle\theta'^2\rangle$ の生産項　$\varepsilon_\theta\langle\theta'^2\rangle$ の散逸項
R：スカラ変動の時野スケールと速度変動の時間スケールの比
h_n：壁面から第一セル差分定義点までの距離　ν_t：渦動粘性係数
g_i：重力加速度ベクトル（$0,0,-9.8m/s^2$）
諸量は L_0，$\langle u_0\rangle$，$\langle\Delta\theta_0\rangle$，密度 ρ で無次元化