

# 非等温室内気流の LES

— LES データベースに基づくレイノルズ応力, 乱流熱流束の収支構造の解析 —

LES of Non-Isothermal Room Airflow

— Estimation of Budgets of Reynolds stresses and Heat fluxes using LES database —

土 屋 直 也\*・村 上 周 三\*\*・加 藤 信 介\*\*\*

Naoya TSUCHIYA, Shuzo MURAKAMI and Shinsuke KATO

## 1. 序

暖・冷房時の室内空間は、吹出噴流、衝突や循環を伴う流れ性状に加え、浮力による安定成層や不安定な流れを含む極めて複雑な流れ場が形成される。本報では、このような複雑乱流場の乱流構造や熱輸送現象の解明を目的に、冷風水平吹出しを持つ非等温室内気流を対象として、十分な格子解像度を確保した大規模な LES を実施する。LES 計算結果は、RANS モデリングの開発や検証の際に有用な情報とするためにデータベース化される。このデータベースを用い、レイノルズ応力  $R_{ij}$  と乱流熱流束  $H_j$  の収支をコンシステントスキームの考え方<sup>1,2)</sup> に倣い評価し、 $R_{ij}$  と  $H_j$  の生産機構およびこれらの相互関連について考察する。

## 2. 計 算 概 要

### 2.1 計算対象 (図 1)

室上部に吹出口、床面に吸込口を持つ 2 次元流れを意図した閉鎖空間内の非等温流れ。但し、LES は 3 次元計算。比較する実験は筆者らによる精密模型実験<sup>3)</sup>。

### 2.2 計算条件

subgrid scale モデルは標準型の Smagorinsky モデル (S モデル, Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.16)<sup>注1)</sup>。その他の計算条件

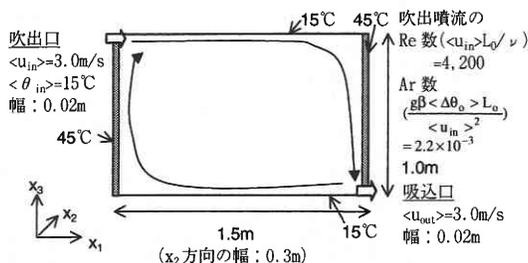


図 1 計算対象室内モデル

は注 2 ~ 4 参照。以下に示す諸量は特に注記のない場合、全て吹出口幅  $L_0$ , 吹出風速  $\langle u_m \rangle$ , 代表温度差  $\Delta\theta_0$  で無次元化して表示している。

## 3. 解 析 結 果<sup>注5)</sup>

### 3.1 室中央鉛直断面における流れ性状 ( $x_2 = 7.5, x_1 - x_3$ 断面)

図 2 に LES と実験の平均風速ベクトルの比較を示す。LES の結果は、実験結果と比べ床面および左・右壁面近傍において風速がやや早い傾向にあるが、室全体の流れの様相には大きな差異は見られない。

図 3 に平均温度分布を示す。LES の結果は実験結果と比べ、室全体の温度を若干高めに予測している点を除き、比較的实验結果との対応はよい。

### 3.2 室中央位置の天井面付近における吹出噴流の構造

#### 3.2.1 $\langle \bar{u}_i \rangle$ , $\langle \bar{\theta} \rangle$ , $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ , $\langle \bar{u}_i \bar{\theta} \rangle$ の分布

図 4 に室中央位置の天井面付近 ( $40 < x_3 < 50$ ) における諸量の分布を示す。 $\langle \bar{u}_i \rangle$  の分布は、実験結果に比べやや小

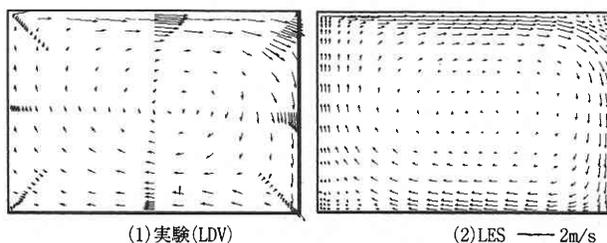


図 2 平均風速ベクトルの比較 (室中央鉛直断面)

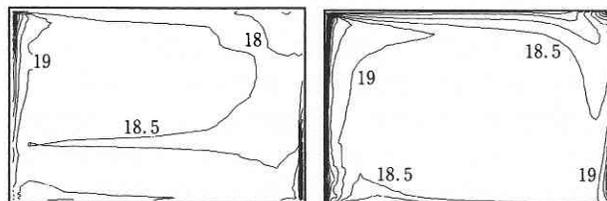


図 3 平均温度分布の比較 (室中央鉛直断面, 単位  $^\circ\text{C}$ )

\*株式会社竹中工務店

\*\*東京大学生産技術研究所 情報・システム大部門

\*\*\*東京大学生産技術研究所 人間・社会大部門

さな値を示すが概ね良好な結果となっている。LES の  $\langle \bar{u}_3 \rangle$  はほぼ 0 である。  $\langle \bar{\theta} \rangle$  は天井面ごく近傍を除き実験値と良く対応している。  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  に関して、主流方向成分  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  の値は他の 2 成分  $\langle \bar{u}_2'^2 \rangle$  と  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  に比べ大きく、非等方的な性状を示す。  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  のピーク値は速度勾配  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$  が大きくなる  $x_3 = 47$  付近にあり、その大きさは  $\langle \bar{u}_2'^2 \rangle$  と  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  に比べ約 2 倍程度となる。  $\langle \bar{u}_1' u_3' \rangle$  ((Grid scale) GS+SGS) は実験結果に概ね対応している。  $\langle \bar{u}_1' \theta' \rangle$  (GS+SGS) は天井面ごく近傍を除き全体的に負の値を示し、これにより吹出噴流の主流方向への冷熱輸送が行われる。一方、  $\langle \bar{u}_3' \theta' \rangle$  (GS + SGS) は正值となり、天井面方向への温熱輸送を示す。

3.2.2  $\langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle$ ,  $\langle \bar{u}_i' \bar{\theta}' \rangle$  の収支の分布<sup>注6)</sup>

図 5 は図 4 に図示した位置と同じ場所での諸量の収支を示す。それぞれの収支の残差はほとんど 0 であり、収支算

出にあたって数値誤差は小さく、コンシステントスキーム適用の効果が表れている。図示した領域では、鉛直 ( $x_3$ ) 方向の速度勾配および温度勾配が支配的であり、吹出噴流の性状はこれらの勾配により  $R_{ij}$ ,  $H_j$  が生成、移流と拡散輸送および散逸の機構により形成される。この噴流の形成機構は、図 4 に示す諸量の分布と図 5 の収支の関係から以下①~⑥のように説明できる。①  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$ : 天井面近傍の  $x_3 > 49$  では負の  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$  と正の  $\langle \bar{u}_1' u_3' \rangle$  により  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  が生成され、  $x_3 < 49$  では正の  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$  と負の  $\langle \bar{u}_1' u_3' \rangle$  により  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  が生成される。このように生成された  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  が主に散逸項と圧力歪相関項により損失される。②  $\langle \bar{u}_2'^2 \rangle$ : 平均速度勾配による生成は無いが、圧力歪相関項を介し  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  からノルマルストレス間のエネルギーの再配分を受ける。散逸項が主に損失として働いている。③  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$ : 本来の生産項による寄与は小さく、  $\langle \bar{u}_2'^2 \rangle$  と同様に主として圧力歪

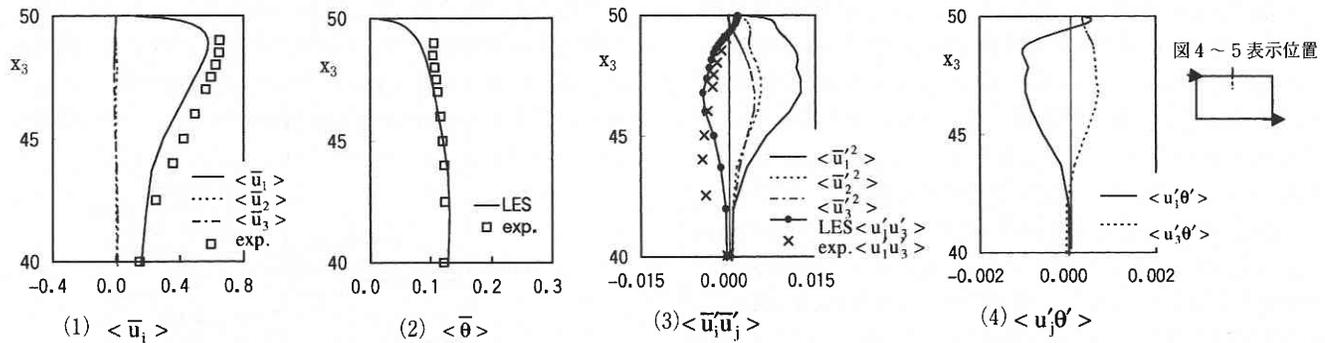


図 4 吹出噴流の流れ性状 (室中央位置の天井付近,  $x_1 = 37.5$ ,  $x_2 = 7.5$ )

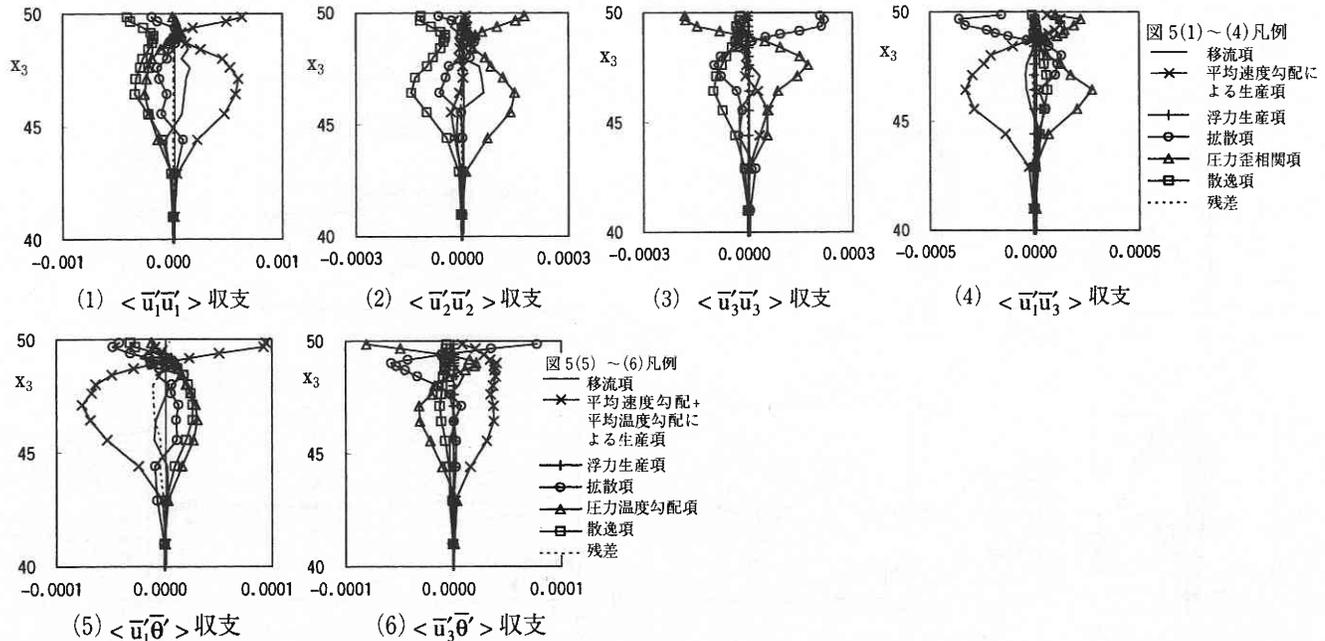


図 5  $R_{ij}$ ,  $H_j$  の収支 (室中央位置の天井付近,  $x_1 = 37.5$ ,  $x_2 = 7.5$ )

研 究 速 報

相関項を介し  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  からエネルギーの再配分を受ける。但し,  $x_3 > 49$  では圧力歪相関項が損失として働くため, 拡散項の寄与により天井面から離れた場所から  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  が輸送される。④  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$ :  $x_3 > 49$  では, 拡散項が圧力歪相関項および生産項と釣り合う複雑な構造となっている。  $x_3 < 49$  では正の  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$  と  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  から負の  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$  を生成し, 散逸項, 拡散項および圧力歪相関項と釣り合っている。⑤  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ :  $x_3 > 49$  では, (正の  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$  と負の  $\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_3$ ) + (正の  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$  と負の  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$ ) により正の  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$  が生産される。  $x_3 < 49$  では (負の  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$  と負の  $\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_3$ ) + (正の  $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$  と正の  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$ ) の作用により負の  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$  が生成される。⑥  $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ :  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  と負の  $\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_3$  の作用により正の  $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$  が生成され, 拡散項, 圧力温度勾配相関項および散逸項と釣り合っている。

3.3 吹出噴流降下領域における  $R_{ij}$  の収支構造

吹出噴流が天井壁から剥がれ降下する流れ場では, 変形速度は, 右壁面の影響を受けた吹出主流方向風速  $\langle \bar{u}_1 \rangle$  の減速  $\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_1 < 0$ , 吸込口へ向かう風速  $\langle \bar{u}_3 \rangle$  の加速  $\partial \langle \bar{u}_3 \rangle / \partial x_3 > 0$  の成分が大きな値をもつ。図6に  $x_1 = 67.5$  での  $R_{ij}$  の鉛直方向 ( $x_3$ ) の分布を示す。  $\langle u_1' u_3' \rangle$  はほぼ0である。  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  に関して,  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  は他の2成分に比べやや大きく,  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  は小さく評価される。この  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  の分布性状は,  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  と  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  の収支 (図7と図8) を見ることでその形成機構が理解できる。  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  の生産項は  $-2 \langle \bar{u}_1'^2 \rangle \partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_1 > 0$  の寄与が大きく,  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  の生産に大きく働く。  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  は圧力歪相関を介して  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  からエネルギーの再配分を受け生産されるが, 負の生産項 ( $-2 \langle \bar{u}_3'^2 \rangle \partial \langle \bar{u}_3 \rangle / \partial x_3 < 0$ ) の働きにより  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  の生産は抑制される。

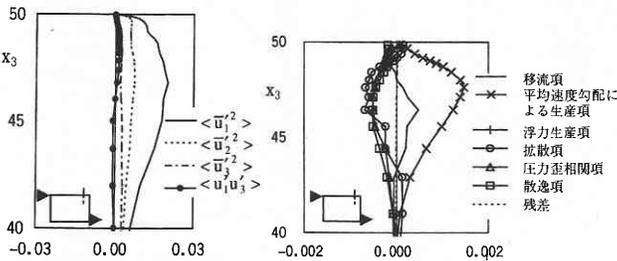


図6  $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$

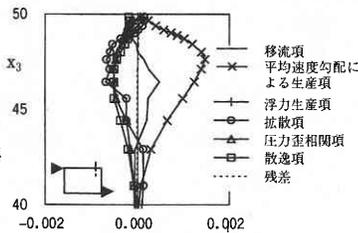


図7  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_1' \rangle$  収支

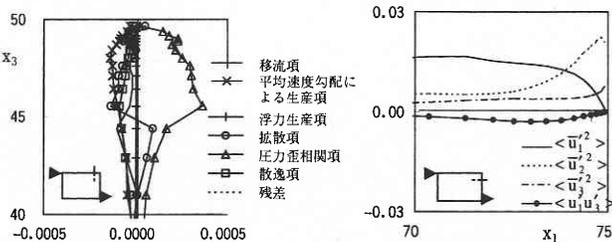


図8  $\langle \bar{u}_3 \bar{u}_3' \rangle$  収支

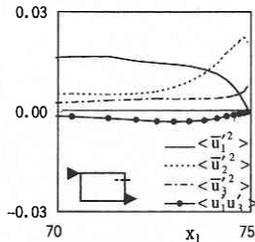


図9  $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$

3.4 吹出噴流衝突領域における  $k$ ,  $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$  の収支構造

図9に淀み点付近 ( $x_3 = 43.7$ ) における  $R_{ij}$  の  $x_1$  方向の分布を示す。  $\langle u_1' u_3' \rangle$  は  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  の3成分に比べ小さい値を示す。  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  に関して, 壁に垂直方向の成分  $\langle \bar{u}_1'^2 \rangle$  は壁に近づくに従い減少し, 壁に平行方向の  $\langle \bar{u}_2'^2 \rangle$  と  $\langle \bar{u}_3'^2 \rangle$  がそれを上回る。乱流エネルギー  $k$  の収支 (図10) は, 壁近傍 ( $x_1 > 74$ ) で負の生産が見られ, これを埋め合わせる成分として拡散項が働いている。この  $k$  の負の生産は, 平均速度勾配による生産項  $P_k$  の中で, シアー成分に関わる項  $P_{k_s}$  の値はほとんどなく, ノルマル成分に関わる項  $P_{k_n}$  の大小関係 ( $-2 \langle \bar{u}_1'^2 \rangle \partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_1 > 0$ ,  $-2 \langle \bar{u}_2'^2 \rangle \partial \langle \bar{u}_2 \rangle / \partial x_2 < 0$ ,  $-2 \langle \bar{u}_3'^2 \rangle \partial \langle \bar{u}_3 \rangle / \partial x_3 < 0$ ) により起こるものである (図11)。なお, 浮力による生産項の寄与はほとんどない (図10)。拡散項の中で速度3重相関, 圧力拡散, SGS 拡散, 分子拡散のそれぞれの項の寄与については, 圧力拡散がその他の項と比べ大部分を占めている (図省略)。このような衝突噴流の淀み領域での乱れの構造は, 線形渦粘性近似に基づく標準  $k-\epsilon$  モデルの  $k$  の過剰生産<sup>12)</sup> や応力方程式モデルの wall reflection 項のモデル化<sup>13)</sup> 等の問題点

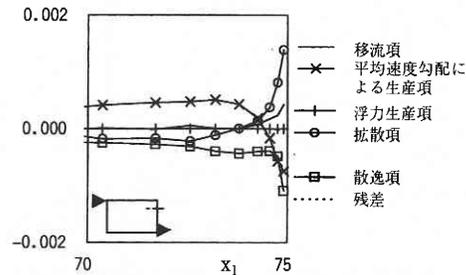


図10  $k$  収支

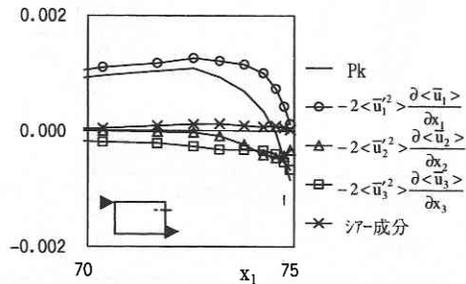


図11 生産項の成分比較

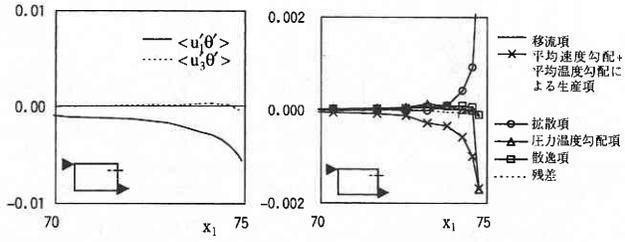


図12  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$

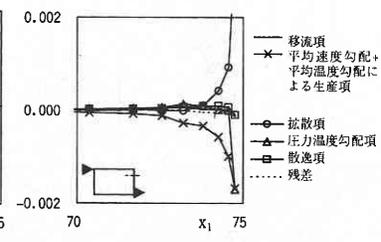


図13  $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$  収支

として現れ, RANS による高精度予測を難しくしている。

図 12 に  $\langle u_j \theta' \rangle$  の分布を示す.  $\langle u_j \theta' \rangle$  は室内へ向かう温熱輸送を行い,  $\langle u_3 \theta' \rangle$  の熱輸送は小さい.  $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$  の収支 (図 13) は, 壁際 ( $x_1 > 73$ ) の温度勾配  $\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_1$  の大きな領域で, 主に生産 ( $-\langle \bar{u}_1'^2 \rangle \partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_1 < 0$ ,  $-\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle \partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_1 < 0$ ) され, 消散として圧力温度勾配相関項が働いている. 拡散項も壁極近傍ではかなり大きく, 収支構造に寄与している。

#### 4. ま と め

- ① 水平冷風吹出を持つ 3 次元非等温室内流れ場を対象として, 十分な格子解像度を確保した大規模な LES を行い, 乱流統計量のデータベースを作成した.
- ② レイノルズ応力, 乱流熱流束の収支の算出の際, コンシステントスキームを用いることにより, 収支の残差はほとんど 0 となることを示した.
- ③ 吹出噴流の性状に関し,  $R_{ij}$  および  $H_j$  の分布に加え, その収支を観察することで, 流れの構造を詳細に調べた.
- ④ 今後, 本データベースは RANS モデリングの検証に利用していく予定である.

#### 謝 辞

本研究の実験データは伊藤一秀博士 (東京工芸大学) に御提供して頂いた. また, 研究の遂行にあたり大岡龍三博士 (福井大学), 飯塚悟博士 (資源環境技術総合研究所) から多くの助言を頂いた. 記して謝意を表する.

(2000 年 10 月 26 日受理)

注 1 S モデルに比べ dynamic SGS (DS) モデルが予測精度の面で有効であることは既報<sup>4,5)</sup>で述べたとおりである. 今回の解析対象においても DS モデルによる計算を行ったが, S モデルとの精度の差はほとんどなかった. 本研究では応力収支等の乱流統計量算出を主目的としており, そのため計算が安定で計算負荷の小さい S モデルを使用した. 注 2 staggered grid を使用. 離散スキームは空間に 2 次精度中心差分, 時間に 3 次精度 Runge-Kutta 法<sup>6)</sup>を用いた. 計算領域は実験と同じ  $75 L_0 (x_1) \times 15 L_0 (x_2) \times 50 L_0 (x_3)$ . grid 分割は  $107 (x_1) \times 39 (x_2) \times 105 (x_3) = 438,165$ . 流入境界は速度<sup>注 3)</sup>, 温度ともに実験値. 流出境界は速度に流入平均風速  $\langle u_{in} \rangle$  の一様流を与え, 温度は勾配 0 型. 速度の壁面境界条件は Werner-Wengle 型 linear-1/7 power law<sup>7)</sup>. 熱の壁面境界条件に関しては, ①側面 ( $x_2$ ) 方向の壁面には実験と同様, 温度に対する勾配 0 型 (断熱条件), ②左, 右壁面および天井, 床面には速度同様, 温度に対する linear-1/7 power law<sup>注 4)</sup>を用い, 左, 右壁面の温度に実

験値の  $45^\circ\text{C}$  を, 天井, 床面の温度に実験値の  $15^\circ\text{C}$  を与えた. 注 3 実験と同様に乱れ強さ約 1.15 % の流入変動風を Lee ら<sup>8)</sup>の手法により生成して与えた. 乱れの長さスケールは  $0.1 L_0$  を仮定. 変動風生成方法の詳細については文献 9) を参照されたい. 注 4 左, 右壁面および天井, 床面においては速度の境界条件との整合性を保つため, 温度に関しても linear-power law を用いた<sup>10)</sup> ((1), (2) 式).  
 $\theta^+ = \text{Pr} \cdot x_n^+ (x_n^+ \leq 13)$  (1)  $\theta^+ = 6.4 (x_n^+)^{1/7} (x_n^+ > 13)$  (2)  
 但し, 本計算で用いた grid 分割の場合, 吹出口および吸込口の極近傍の壁面を除き, 壁面ほぼ全領域において linear law が課されている. 注 5 計算初期値は文献<sup>11)</sup>の LES 計算の結果を用いた. 本計算では, この初期値から無次元時間で 1650 経過した時点で解が統計的定常状態に達したと判断し, その後, 時間平均量算出のために 3750 の計算を行った. 注 6 散逸項 (Dissipation term) は分子粘性散逸 + SGS 応力 (SGS 熱流束) 散逸, 拡散項 (Diffusion term) は GS の乱流拡散 + 圧力拡散 + 分子拡散 + SGS 応力 (SGS 熱流束) 拡散としてあらわす. これらの項の式表現は文献 2) を参照されたい.

#### 記 号

$x_i$ : 空間座標の 3 成分,  $u_i$ : 風速の 3 成分 ( $i = 1$ : 噴流の主流方向,  $i = 2$ : 噴流と直角方向,  $i = 3$ : 鉛直方向),  
 $f$ : 変数  $f$  の瞬時値,  $\bar{f}$ : 変数に grid filter を施した値,  
 $\langle f \rangle$ : 変数の時間平均値,  $f'$ : 時間平均からのずれ ( $= f - \langle f \rangle$ ),  $L_0$ : 吹出口幅,  $\langle u_{in} \rangle$ : 吹出風速,  
 $\langle \Delta \theta_0 \rangle$ : 代表温度差 (左, 右壁面温度 - 吹出温度),  $x_n^+$ : 壁座標, Pr: プラントル数. 諸量は吹出口幅  $L_0$ , 吹出風速  $\langle u_{in} \rangle$ , 代表温度差  $\langle \Delta \theta_0 \rangle$  で無次元化している.

#### 参 考 文 献

- 1) 鈴木, 河村: 日本機学会論文集 (B) 60-78 (1994) pp. 3280-3286.
- 2) 土屋, 大岡, 村上, 加藤, 飯塚: 日本建築学会大会梗概集, 環境工学 II (2000) pp. 683-684.
- 3) 伊藤, 加藤, 小林, 鈴木, 村上: 日本建築学会関東支部 (1997) pp. 5-8.
- 4) 村上, 持田, 松井: 生産研究, 47 巻 2 号 (1995) pp. 85-90.
- 5) 飯塚, 村上, 大岡, 小杉: 生産研究, 50 巻 1 号 (1998) pp. 37-40.
- 6) J.H. Williamson: J. of Comput. Phys. (1980) pp. 35-48.
- 7) H. Werner et al.: 8 th Symp. on Turbulent Shear Flows 19-4 (1991).
- 8) Lee, S. et al.: Phys. Fluids A 4 (7) (1992) pp. 1521-1530.
- 9) 飯塚, 村上, 持田, 李: 生産研究, 50 巻 1 号 (1997) pp. 27-30.
- 10) 小杉, 村上, 加藤, 飯塚, 土屋: 日本建築学会関東支部報告集 (1999. 3).
- 11) 飯塚, 土屋, 村上, 加藤, 大岡: 日本建築学会大会梗概集, 環境工学 II (2000) pp. 685-686.
- 12) 村上, 持田, 林: 生産研究, 43 巻 1 号 (1991) pp. 28-36.
- 13) 大岡, 村上, 持田: 生産研究, 46 巻 2 号 (1994) pp. 34-40.