

# アトリウム空間の熱成層流に関する数値解析と実験

Numerical and Experimental Study on Thermally Stratified Flowfield within Atrium Space

近 本 智 行\*・村 上 周 三\*\*・加 藤 信 介\*・横 井 睦 己\*\*\*  
Tomoyuki CHIKAMOTO, Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO and Mutsumi YOKOI

近年、アトリウムと称されるガラスで覆われた巨大吹抜空間が数多く建築されるようになった。アトリウム空間の特徴として一般に、①天井が高い、②日射が差し込む、③鉛直方向の温度分布が生じやすい、④空調される居住域が空間の一部に限定される、などがある。このため良好な居住環境を実現するためには、設計に際し流れ場の熱輸送状態の正しい解析が必要とされる。本報では夏季のモデルアトリウム空間内の流れ場・温度場性状に関し、熱的成層を考慮した  $k-\epsilon$  モデルおよび模型実験により解析を行い、温度成層時の流れ場・熱輸送現象に関して考察を行った。

## 1. はじめに

夏季のモデルアトリウム空間内の流れ場・温度場性状を数値シミュレーションならびに模型実験により解析し、温度成層時の熱輸送現象に関して考察を行う。本報における数値解析は  $k-\epsilon$  モデルに基づくが、温度成層をなし乱れが減衰したモデルアトリウム空間内でも適用可能となるように、改良を施して用いた。

## 2. 解析対象

天井全面にガラス屋根を持ち、床面近くの居住域のみ冷房を行う夏季のアトリウム大空間 ( $X_1$ : 24 m  $\times$   $X_2$ : 12 m  $\times$   $X_3$ : 24 m) を想定した (図 1)<sup>1)</sup>。図 1, 図 2 に示すようにアトリウム空間上部において顕著な温度成層が生じ、流れ場は擬似層流化する。

## 3. 熱的成層への対応を考慮した $k-\epsilon$ モデル概要

### 3.1 $k-\epsilon$ モデル改良の背景

標準  $k-\epsilon$  モデル<sup>2)</sup> は元来充分乱れた流れ場を対象としており、アトリウム空間等強い温度成層により乱れが減衰して擬似層流化する流れ場では一般に安定な解を得ることは困難である。温度成層した流れ場では以下の性状を考慮する必要がある。

- ①負の浮力により乱流エネルギー  $k$  が強く抑制される。
- ②標準  $k-\epsilon$  モデルは Re 数がきわめて小さい層流域では適切に機能しない。これに対し多くの壁面近傍領域 (near-wall-region) での低 Re 数型  $k-\epsilon$  モデル<sup>3)</sup> が提

案されているが、壁面から離れた領域 (non-near-wall-region) において、安定化により乱れの減衰した流れ場に適用できるモデルはない。また浮力の影響を考慮した従来の乱流モデル<sup>4)~7)</sup> はすべて、強い温度成層により擬似層流化した流れ場までは対象としていない。

③渦拡散モデルにおいて鉛直方向の乱流フラックスの抑制効果を表現するために  $R_f$ ,  $R_e$ ,  $Pr$  等による  $\nu_t$  の補正が必要となる。

$k-\epsilon$  モデルは ASM, DSM<sup>8)</sup> 等乱流フラックスの輸送方程式を考慮した、より高次のモデルに比べて簡便性・実用性に優れたモデルである。そこで本報では安定成層により乱れの減衰した低 Re 数領域 (壁近傍のみならず壁から離れた領域を含む) にも適用しうる “non-near-wall type の低 Re 数型  $k-\epsilon$  モデル” への改良を試みる。

### 3.2 $k-\epsilon$ モデル改良の方針

モデル改良の基本方針は以下の通りである。

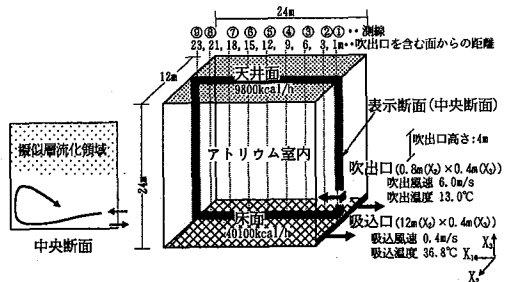


図 1 数値解析・実験対象 (モデルアトリウム) 概要 (図中の数値は実物換算値を示す。また天井、床では貫流熱として与えた熱流を示す。)

\* 東京大学生産技術研究所 第 5 部  
 \*\* 東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター  
 \*\*\* 受託研究員 (大成建設様)

表 1 安定化による乱れの減衰効果を組み込んだ  $k-\epsilon$  モデル

(Momentum-eq.)  $\frac{DU_i}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j}) - g_i \beta \Theta$  (1)

( $k$ -eq.)  $\frac{Dk}{Dt} = D_k + P_k + G_k - \epsilon$  (2)

( $\epsilon$ -eq.)  $\frac{D\epsilon}{Dt} = D_\epsilon + \frac{\epsilon}{k} (C_{1k} P_k + C_{2k} G_k - C_{2\epsilon} \epsilon)$  (3)

( $\Theta$ -eq.)  $\frac{D\Theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} - \overline{u_j \Theta})$  (4)

$P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$  (5)  $G_k = -g_i \beta \cdot \overline{u_i \Theta}$  (6)

$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \{ (\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \}$  (7)  $D_\epsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \{ (\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \}$  (8)

$\overline{u_i u_j} = -\nu_t (\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}$  (9)  $\overline{u_i \Theta} = -\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i}$  (10)

$\nu_t = C_\mu f_\nu \frac{k^2}{\epsilon}$  (11)  $f_\nu = f_{\nu 1} \cdot f_{\nu 2}$  (12)  $f_{\nu 1} = \exp[\frac{-3.4}{(1+Rt/50)^2}]$  (13)

$f_{\nu 2} = 0.0$  ( $B \leq \frac{1}{\alpha_0}$ ),  $1 - \alpha_0 \cdot B$  ( $\frac{1}{\alpha_0} < B < 0$ ),  $1.0$  ( $0 \leq B$ );  $B = G_k/\epsilon$  (14)

$\sigma_k : 1.0$   $\sigma_\epsilon : 1.3$   $\sigma_\Theta : 0.9$   $C_{1k} : 0.09$   $C_{2k} : 1.44$   $C_{2\epsilon} : 1.92$   
 $C_{2\epsilon}$  は  $G_k > 0$  の時 1.44,  $G_k \leq 0$  の時 0.0,  $\alpha_0 = -0.1$

表 2 境界条件

|    |   |
|----|---|
| 流入 | $U_{in}$ =測定値(6.0m/s, 図1参照), $k_{in}=1/2 \cdot (U_{in} \times 0.1)^2$<br>$\epsilon_{in} = C_\mu k_{in}^{3/2} / l_n$ ( $l_n=0.4m$ :吹出口幅), $\Theta_{in}=13.0^\circ C$ (図1参照)  |
| 流出 | $U_{out}$ =測定値(0.4m/s, 図1参照), $k_{out}, \epsilon_{out}, \Theta_{out}$ はフリースリップ  |
| 壁面 | 壁面上の $\tau_{wm}$ は①式、 $k$ 方程式において壁面第1セルの $k$ は②式、また $\epsilon$ 方程式において壁面第1セルの $\epsilon$ は③式で与える <sup>10)</sup> 。<br>$\frac{U_i}{\sqrt{\tau_{wm}/\rho}} = \begin{cases} y' & (y' \leq 2) \\ -0.040(y')^2 + 0.89y' + 0.17 & (2 < y' \leq 10) \text{ ①} \\ 3.6(y')^{1/4} & (10 < y') \end{cases}$ $\frac{k}{\tau_{wm}/\rho} = \begin{cases} 0.00022(y')^2 - 0.018(y')^2 + 0.58y' & (y' \leq 10) \text{ ②} \\ 39(y')^{-1} & (10 < y') \end{cases}$ $\frac{\nu \epsilon}{(\tau_{wm}/\rho)^2} = \begin{cases} 0.012(y')^2 - 0.068y' + 0.78 & (y' \leq 10) \text{ ③} \\ 17(y')^{-2} & (10 < y') \end{cases}$ $y' = u^* \cdot y/\nu = \sqrt{\tau_{wm}/\rho} \cdot y/\nu \text{ ④}$ <p>温度の壁面境界は測定値を熱流として与える(図1参照)。日射による負荷、人体負荷、機器発熱負荷等を天井面及び床面に貫流熱として与え、各壁面部位間の放射熱授受計算(壁面の赤外線放射率 <math>\epsilon_w</math> を 0.11 と仮定)を行った後、各壁面部位からの対流伝達熱量を算出し、境界条件として与える熱流とした。</p> |

表 3 計算条件

$X_1, X_2, X_3$ 座標系は前報図1参照 ( $35(X_1) \times 17(X_2) \times 45(X_3) = 26, 775$ メッシュ)。直交メッシュを使用した。吹出口メッシュ分割数は  $4(X_1) \times 2(X_2) = 8$ メッシュ。移流項は運動方程式では QUICK, スカラーでは QUICK 部分風上差分を用いた。時間差分は温度のみ Crank-Nicolson スキームを用いた定常解法を、その他は Adams-Bashforthe  $X_2$  方向については空間の対称性を利用して半分領域のみを計算した。計算において、諸量は実スケールで与えている。

①壁近傍のみならず壁から離れた領域でも、安定化により乱れが減衰した流れ場に対して正しく機能する“non-near-wall type”の低 Re 数型  $k-\epsilon$  モデルとする。

②その手法として  $\nu_t$  に対し浮力効果, 低 Re 数効果の両者を考慮した減衰関数を組み込む<sup>註2)</sup>。

3.3  $\nu_t$  に付加する減衰関数  $f_\nu$  の与え方

与えた減衰関数を表 1 式(11)~(14)に示す。 $\nu_t$  を減衰させる指標として熱的安定度に対し  $B (=G_k/\epsilon)$  を<sup>註3)</sup>, 低 Re 数効果に対し  $Rt (=k^2/\nu \epsilon)$  を導入する。 $B$  による減衰効果は  $B$  に比例すると仮定し(式(14), ただし強安定時 ( $B$  が一定以上の大きな負の値) に  $f_B=0$ , 不安定時 ( $B > 0$ ) に  $f_B=1$ ),  $Rt$  による減衰関数は試みに Launder-Sharma 型<sup>9)</sup>を用いた(式(13), すなわち乱流時

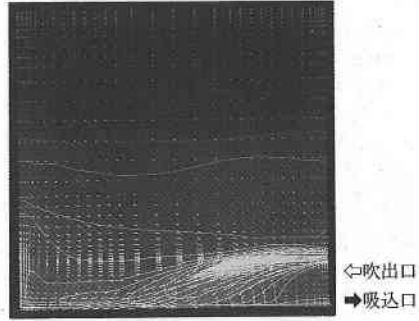


図 2 風速ベクトル・温度分布図 (数値解析)

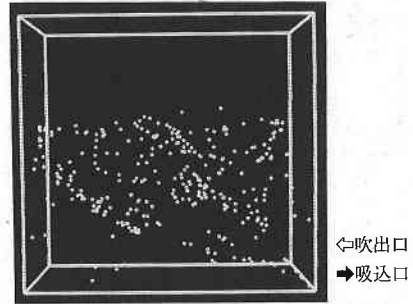


図 3 吹出口発生トレーサーによる吹出気流の拡散状況 (数値解析)

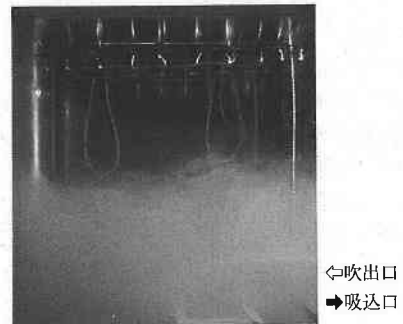


図 4 吹出気流の可視化 (模型実験)

$Rt \rightarrow \infty, f_{Rt}=1$ , 層流化時  $Rt \rightarrow 0, f_{Rt} \rightarrow 0.033$ ).

4. 壁面境界条件

4.1 壁面境界の扱い

室内気流の 3 次元解析では壁面境界で non-slip 条件を適用し得るに充分なほど細かいメッシュ分割を施すことが困難な場合が多い。したがって壁面の境界条件を壁関数を用いて与えることが多く行われる。今回は壁を離れた領域における低 Re 数流れに対応し得る  $k-\epsilon$  モデルを使用するが、壁面近傍は粘性底層まで充分細かいメッシュ分割を行わず、壁関数を用いる壁面境界条件とする。

4.2 新しい壁関数の導入

室内気流の壁面近傍の乱れ性状はチャンネル流のそれ

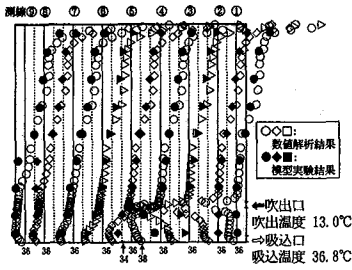


図5 温度分布の比較(数値解析, 模型実験)

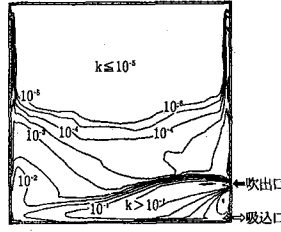


図6 kの分布

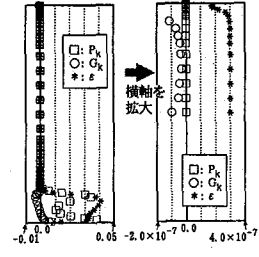


図7  $P_k, G_k, \epsilon$ の比較(測線⑤)

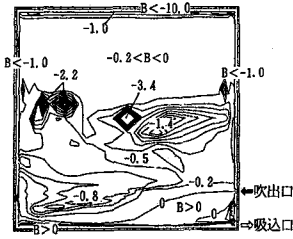


図8 Bの分布

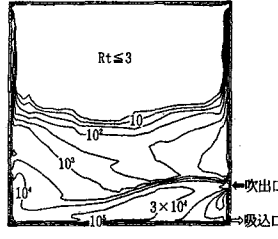


図9  $R_t$ の分布

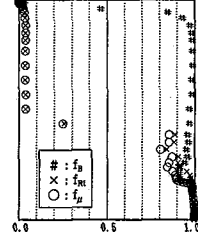


図10  $f_B, f_{R_t}, f_\epsilon$ の分布の比較(測線⑤)

とは大きく異なる。強い温度成層場ではしばしば流れは層流化する。そこで本報ではクエット流移動壁近傍の weak shear 境界層の DNS データベース<sup>11), 註4)</sup>を参考に新しい壁関数を導出し壁面境界条件とした。導出した壁関数を表2に、詳細を註4に示す。

4.3 放射熱伝達

数値解析では壁面境界条件として各壁面部位からの対流伝達熱量(図1, 表2)を使用する。これを求めるために模型実験で天井面および床面に与えた貫流熱と、壁面温度分布の結果をもとに各壁面部位での放射熱伝達量(壁面の赤外線放射率  $\epsilon_w$  を0.11と仮定)を算出し、空気への対流熱伝達量を与えた<sup>12)</sup>。この結果天井面で与えた貫流熱の大部分が放射熱により鉛直壁に伝達された。特に鉛直壁下部への放射熱伝達が大きい。表2に与えた境界条件を、表3に計算条件を示す。

5. 計算条件

表2に与えた境界条件を、表3に計算条件を示す。

6. 模型実験概要

モデルアトリウム空間の1/20の縮尺模型を使用し、その流れ場・温度場を測定すると共に煙トレーサーによる吹出気流の可視化を行った。図1の数値は実物換算値である。

7. 解析結果

改良した  $k-\epsilon$  モデルを用いて、温度成層により乱れの減衰したアトリウム空間内の流れ場を安定に計算することができた。一方標準  $k-\epsilon$  モデルでは有効な解を得るこ

とができなかった<sup>註5)</sup>

7.1 風速分布

図2に数値解析による風速ベクトルを、図4に模型実験における吹出気流に煙を混入した場合の可視化の結果を示す。流れ場のようなは数値解析結果と模型実験結果で一致しており、吹出気流は床面に下降し対向壁に衝突する。その後対向壁に沿って上昇し再び下降する。吹出気流による空間下部の冷気は上部の暖気と混合しない。空間上部の気流は穏やかで、スカラー風速 ( $\sqrt{U_1^2 + U_2^2 + U_3^2}$ ) は5 cm/s 以下。

模型実験では明確な温度成層が観測され、吹出された冷気はモデルアトリウムの半分の高さ以上には上昇せず、煙は空間下部に滞留する。煙の上端はゆっくりとした周期でうねり、重力波に似た現象が観察される<sup>1)</sup>。また数値解析によって得られた定常解を基にして、吹出気流の室内での移流拡散性状を解析するため、吹出気流にパッシブな仮想のトレーサー粒子を適宜混入し、その軌跡の画像を作成し図3に示す。数値解析によって得られた吹出気流の移流拡散のようすは、模型実験による可視化結果(図4)と一致している。

7.2 温度分布(図5)

数値解析および模型実験の温度分布の比較を図5に示す。空間上部で温度成層が生じている。特に天井面付近の温度勾配が大きい。数値解析結果は模型実験結果とはほぼ一致しているが、天井面付近では数値解析の温度勾配が実験より大きくなる<sup>註6)</sup>。

7.3 kの分布(図6)

吹出噴流の影響範囲より上部で乱れのエネルギー  $k$  はきわめて小さい ( $k \leq 3 \times 10^{-6}$ )。模型実験の可視化におけ

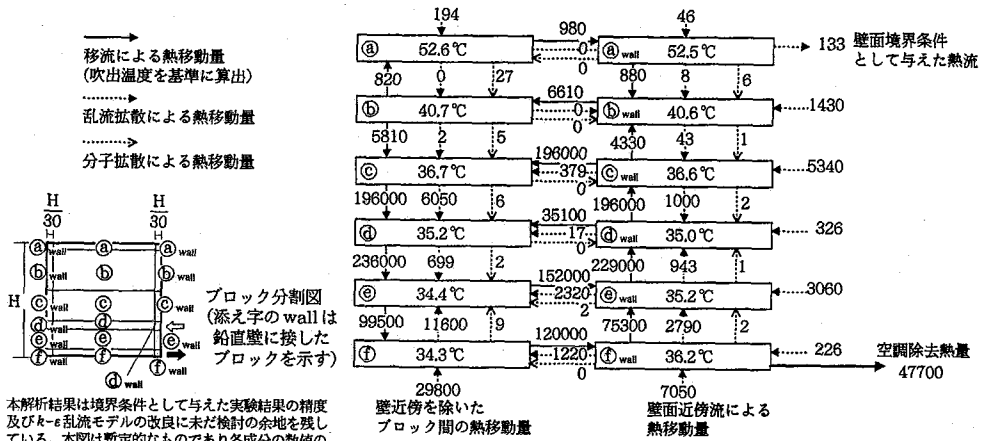


図11 マクロモデルによる熱移動量の解析 (単位 kcal/h)

る煙の上端の領域で  $k$  は大きく減衰する。本モデルにより、顕著な温度成層の出現で、このように乱れが減衰し擬似層流化する流れ場を安定に解くことができた<sup>註5)</sup>。

7.4  $P_k, G_k, \epsilon$  の分布の比較 (図7)

空間上部で  $P_k, G_k, \epsilon$  共に 0 に近づいてゆくが、 $G_k, \epsilon$  に比べて  $P_k$  の減衰が大きく  $P_k < G_k$ 。このため  $Rf (= -G_k/P_k)$  の値はこの領域で大きく変動し、今回安定度の指標として使用することは不可能であった<sup>註3)</sup>。

7.5  $B$  の分布 (図8)

吹出噴流があたる領域以外では  $B < 0$  である。  $B$  の負の値が大きいのは天井面付近に限られ、その領域で  $f_B$  により  $\nu_t$  が減衰される (図10)。

7.6  $Rt$  の分布 (図9)

吹出噴流が到達する高さより上部で値がきわめて小さく、 $f_{Rt}$  による減衰効果はやや過大に見積もられている恐れが強い。  $f_{Rt}$  によるダンピングがかかる領域は空間の上部全域であり、上部空間の殆どの領域で  $f_{Rt}$  が減衰関数  $f_\mu (= f_B f_{Rt})$  に対して支配的である。ただし、天井面近傍では  $f_B = 0$  となるため  $f_\mu$  は 0 となる (図10)。

8. 熱移動現象の解析

8.1 熱移動現象の評価手法

$\theta$  方程式 (表1式(4))

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U_i \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} - u_j \theta \right) \quad (4')$$

より明らかのように、空気中の熱の移動形態として移流 (左辺第2項)、乱流拡散 (右辺第2項)、分子拡散 (右辺第1項) が挙げられる。今回鉛直方向の熱移動現象を把握するために、モデルアトリウムの壁面流の影響が見られる壁近傍とその他の部分を鉛直方向に数個に区切ったマクロ的ブロックモデルを作成し、各熱成分の移動量を示す (図11)。

アトリウム空間などを対象とした簡易なブロックによる熱移動モデルの開発は従来より行われてきている<sup>13)</sup>、<sup>14)</sup>。しかし温度勾配と移流および拡散による全熱移動量との間に流れ場とは無関係に経験定数を仮定するなど、構造的明解さにやや欠ける点がある。そこで今回流れ場に応じた熱の移動に関して考察を行う。

8.2 解析結果 (図11)

今回用いた熱成層を考慮した  $k-\epsilon$  モデルにより、空間上部の擬似層流化した領域では  $\nu_t$  に対する減衰関数  $f_{Rt}$  による層流化効果のために乱流拡散が強く抑制され、壁面近傍流が生じる領域以外ではその値はきわめて小さい (①-②, ②-③間)。特に天井面付近のきわめて顕著な温度成層が生じている領域 (③-④間) では  $f_B \rightarrow 0$  となるため乱流拡散  $= 0$  となる。今回模型実験結果により壁面部位間の放射熱伝達量を算出しているが、天井面近傍の鉛直壁では室温に比べ壁面温度が低く<sup>12)</sup> 鉛直壁面に沿ったわずかな下降流が誘発される (①<sub>wall</sub>-②<sub>wall</sub>間)。しかしこの部分を除くと天井面からの放射熱により壁面温は室温より高く<sup>12)</sup> 上昇流が誘発される。解析結果では、空間上部の領域でこの誘発されたそれぞれの壁近傍の自然対流がポンプの役割を果たし、壁面から離れた領域で自然対流の向きとは逆向きの緩やかな平均流が生じることを示している (②-③, ③-④間)。この気流の動きはきわめてわずかなものであり、この気流による移流熱移動量は空間下部でのそれに比べてきわめて小さい ( $10^{-3} \sim 10^{-2}$ ) ものであるが、空間上部で与えた熱流を下方に輸送している。なお解析結果は境界条件として与えた実験結果の精度ならびに  $k-\epsilon$  モデル自身に少なからずの検討余地を残している。実験ならびに乱流モデルの改良などを含め更なる検討を予定している。

9. ま と め

①顕著な安定成層化により乱れが減衰し乱流輸送が抑圧される流れ場に対して適用し得るように  $k-\epsilon$  モデルの改良を行った。②クエット流移動壁近傍の weak shear 境界層の DNS データベースを参考に新たな壁関数を導き壁面境界条件とした。③新たなモデルを用いることにより  $k, \epsilon$  共に最低補償値等の安定化操作を行うことなく、模型実験結果とほぼ一致した解を得た。④アトリウム内では鉛直方向の温度勾配が大きく温度成層が生じた。この顕著な安定化により空間上部の  $Rt$  は非常に小さくなり、流れは擬似層流化した。⑤安定領域の気流は穏やかで、乱流エネルギー  $k$  はきわめて小さくなった。⑥アトリウム内の熱移動現象をマクロなモデルで示した。今後簡易な熱移動モデルへの拡張等、研究を進めてゆきたい。

今回提案した改良  $k-\epsilon$  モデルは幾つかの仮定に基づく未成熟なものであり、near-wall-region での低  $Re$  数効果を含める、今回与えた減衰関数の是非を確認するなど、今後より精緻なモデルに改良してゆきたい。

謝 辞

本報で用いた DNS データベースは「直接数値シミュレーションによる乱流輸送現象のデータベース構築に関する研究、平成3年度科研費(総合研究(A)研究成果報告集1992(研究代表者 笠木伸英氏(東大教授))」のデータを利用して頂いた。用いたクエット流の数値解析は黒田明慈氏(北大)による。本研究にあたり、モデルの改良において持田灯氏(東大生研)に有益なご助言を頂いた。ここに記して謝意を表す。

(1992年11月16日受理)

註

- 今回  $\epsilon$  方程式において浮力による生産項を評価するために Violett 型モデル<sup>15)</sup> を用いている。Violett 型モデルは  $G_k > 0$  (不安定) の時、浮力による生産項の係数を平均流のシアによる生産項の係数と等しくし ( $C_{\epsilon 3} = C_{\epsilon 1}$ )、 $G_k \leq 0$  (安定) の時、浮力による生産をなくすもの ( $C_{\epsilon 3} = 0$ ) である。これは不安定領域において計算の安定化のため  $\epsilon$  の生成を促進させているものであり、本報で議論しているモデルと安定成層領域で矛盾しない。
- レイノルズストレス  $u_i u_j$ 、乱流熱フラックス  $\overline{u_i \theta}$  を求めるにあたって、今回計算を簡易に、また安定に解くため EVM を用いた。しかし、このような非等方性が顕著な流れ場に等方的な EVM を用いることが適当でないことは数多く指摘されている。そこでここでは浮力による鉛直方向の乱流輸送の減衰効果を含んだ EVM の補正方法を検討している。
- 安定成層領域では  $G_k, \epsilon \gg P_k$  となり、流れ性状は  $P_k$  ではなく  $G_k, \epsilon$  により決定される。さらに  $P_k$  の値がきわめて小さいので、 $R_f (= -G_k/P_k)$  は値の変動が著しく

<記号>  $U_i$ :  $i$  方向平均風速  $u_i$ :  $i$  方向風速変動  $k$ : 乱流エネルギー  $\epsilon$ :  $k$  の散逸  $\Theta$ : 平均温度  $\theta$ : 温度変動  $P_k$ : 平均流による  $k$  の生産  $G_k$ : 浮力による  $k$  の生産  $\nu$ : 渦動粘性係数  $\nu$ : 分子粘性  $B$ : 浮力パラメータ ( $G_k/\epsilon$ )  $Rt$ : 乱流レイノルズ数 ( $k^2/\nu \cdot \epsilon$ )  $Rf$ : フラックスリチャードソン数 ( $-G_k/P_k$ )  $f_{B1}, f_{B2}$ :  $B$  により表される減衰関数  $f_{R1}, f_{R2}$ :  $Rt$  により表される減衰関数  $U_w$ : 移動壁の壁速度  $\tau_w$ : 壁面剪断力  $u^*$ : 摩擦速度 (添え字  $m$ : move wall,  $f$ : fixed wall)  $u'$ : 無次元速度  $y'$ : 壁座標 ( $u^* \cdot y/h$ )  $g_i$ :  $i$  方向重力加速度 ( $g_3 = -9.8$ )  $Pr$ : プラントル数  $\beta$ : 体膨張係数  $\delta_f$ : クロネッカのデルタ

大きくなり、流れ性状の代表パラメータとしての信頼性に欠ける。そこで  $B (=G_k/\epsilon)$  を用いた。

- 室内空間の壁面では、一般的に乱れの生産が小さく、乱れは主として噴流等の混合域から輸送される。本報ではこの現象を weak shear と名付ける。標準  $k-\epsilon$  モデルにおいて広く使われている、壁面で大きな乱れ生産のある channel 流等から導かれた generalized log law<sup>3)</sup> 等を、このような流れ場に適用するのは困難である。そこで壁面における weak shear のモデルとして本報では試みに、クエット流の移動壁側の流れ性状を利用した。すなわち、室内空間の壁面近傍での各種乱れ統計量分布は、図12に示すクエット流の移動壁側境界層での分布と等しいと仮定し、DNS データベース<sup>11)</sup> を参考にした壁面境界条件を導入した。移動壁近傍での  $P_k$  は weak shear の定義通り非常に小さい (図省略)。速度分布を図13、 $k$  の分布を図14、 $\epsilon$  の分布を図15に示す。移動壁側の  $u$  の分布は3層モデルとし (表2)、 $u$  の遷移領域や、 $k, \epsilon (y^+ < 10)$  の分布はラグランジェ補間により求めた。今回利用した DNS データは残念ながら  $Re$  数はあまり高くない。したがって比較的小さい  $y^+$  で対向壁の影響が現れてしまう。そこで  $y^+ \geq 10$  では、速度は Power Law、 $k$  は  $k (y^+ = 10) \times \frac{10}{y^+}$ 、 $\epsilon$  は  $\epsilon (y^+ = 10) \times \frac{10^2}{(y^+)^2}$  を仮定した。なお weak shear を普遍的にモデル化するにあたって、今回用いたクエット流の移動壁側の境界層の妥当性やそれ以外の境界層モデルの可能性も更に検討してゆく予定である。ただし、壁関数による解析には能力の限界があり、これを克服するために今後 no-slip タイプの near-wall 低  $Re$  数モデルも導入する予定である。
- 今回標準  $k-\epsilon$  の場合、層流化した領域において  $k, \epsilon$  に最低補償値をあたえる等の安定化操作を行うことによるや

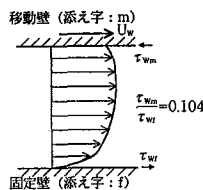


図12 クエット流計算対象

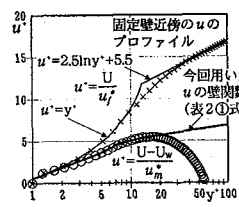


図13 速度のプロファイル

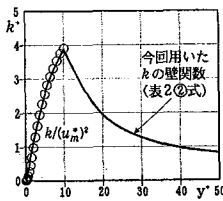


図14 kのプロファイル

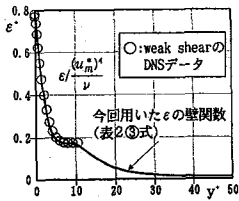


図15 epsilonのプロファイル

く解を得ることができた。これは計算によって得られた  $k, \varepsilon$  がある設定値を下回ると強制的にこの設定値を  $k, \varepsilon$  の計算値に代入するというものである。このような安定化操作により解が得られたとはいっても、得られた解は最低補償値で与えた  $k, \varepsilon$  の値に大きく左右され、物理的に合理的とは言にくい。

- 6) 模型実験結果と数値解析結果が一致しない理由として次の2点が考えられる。①模型実験は縮尺1/20の模型を使用し、熱量に関する縮率  $n_Q (=Q_{\text{MODEL SCALE}}/Q_{\text{FULL SCALE}})$  は0.00056であった。すなわち非常にわずかな熱を実験で取り扱っていた訳であり、得られた測定値に誤差が大きく含まれている可能性がある。この問題に関して現在縮尺1/10の模型を作製し精度を大幅に向上させた実験を試みている。②今回渦動粘性係数  $\nu_t$  算出にあたり温度成層による層流化効果を表現するために、試みに壁面近傍の低  $Re$  数効果を表現した Launder-Sharma 型の減衰関数を用いた。Launder-Sharma 型の減衰関数は旋回平板上の再層化流を伴う加速境界層の熱伝達を予測するために開発されたモデルであり、顕著な温度勾配による安定成層に対して適用が可能か疑問である。また安定化と層流化は密接に関連しており、今回のモデルはそれぞれの効果に対して減衰効果を考慮しているが、これが適切かどうかは疑問である。

#### 参 考 文 献

- 1) 近本, 村上, 加藤, 横井: “アトリウム空間内の気流・温度性状に関する研究 (その2)”, 空調学会大会, pp. 517-520, 1991
- 2) B.E. Launder and D.B. Spalding: “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3 (1974), pp. 269-289
- 3) 例えば長野, 田川, 新美: “ $k-\varepsilon$  乱流モデルの改良”, 機論 55-512 (B), pp. 1008-1015, 1989
- 4) 相良: “浮力の影響がある乱れの乱流モデルについての研究”, 建築論報 305, pp. 88-96, 1981
- 5) A. Yoshizawa: “Statistical Modeling of Turbulent Thermally Buoyant Flow”, J. Phys. Soc. Jpn. 55-9, pp. 3066-3072, 1986
- 6) 村上, 加藤, 永野: “温度フラックスに局所平衡型の WET モデルを用いた  $k-\varepsilon$  モデルによる非等温室内気流の数値解析”, 生産研究 42-1, pp. 75-78, 1990
- 7) 山川: “スーパーコンピュータを用いた流体数値解析の動向”, 第3回動力・エネルギー技術シンポジウム, 機械学会, 1992
- 8) B.E. Launder: “Second-Moment Closure, methodology and Practice”, Univ. Manchester Institute of Sci. and Tech. Rep. No. TFD/82/4, 1983
- 9) B.E. Launder and B.I. Sharma: “Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc”, Letters in Heat and Mass Transfer Vol. 1, pp. 131-138, 1974
- 10) B.E. Launder: “On the Effect of a Gravitational Field on the Turbulent Transport of Heat and Moment”, J. Fluid Mech. 67-3, pp. 569-581, 1975
- 11) 黒田, 笠木, 平田: “平行平板間乱流の直接シミュレーション (剪断自由な壁近傍の乱流特性)”, 第5回生研 NST シンポジウム講演論文集, pp. 1-5, 1990
- 12) 横井, 村上, 加藤, 近本: “アトリウム空間内の気流・温度性状に関する研究 (その6)”, 空調学会講演論文集, pp. 509-512, 1992
- 13) 戸河里, 早川, 荒井: “大空間アトリウムの熱環境計画手法の研究 (その1)”, 空調学会講演論文集, pp. 541-544, 1988
- 14) 近藤, 丹羽: “マクロモデルと3次元乱流計算の両者によるアトリウム内温熱環境の解析”, 空調学会講演論文集, pp. 533-536, 1991
- 15) P.L. Viollet: “The Modelling of Turbulent Recirculating Flows for the Purpose of Reactor Thermal Hydraulic Analysis” Nuclear Engineering and Design 99 (1987), pp. 365-377