ASM, WET モデル, 渦粘性/渦拡散モデルのアプリオリテスト

非等温室内気流の LES データベースを用いた乱流モデルの評価

A PRIORI TEST FOR ASM, WET MODEL, EDDY VISCOSITY/DIFFUSIVITY MODEL

Assessment of turbulence model using LES database for a non-isothermal room airflow

土屋直也^{*1}, 村上周三^{*2}, 加藤信介^{*3}, 大岡龍三^{*4}Naoya TSUCHIYA, Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO
and Ryoza OOKA

A priori test using the LES database created by the authors(2001) is carried out in order to evaluate the Algebraic Stress Model (ASM), the WET model and the linear eddy viscosity/diffusivity model. The accuracy and relative performance of various models are carefully examined in the flow field including supply jet, wall shear and impingement. ASM and the WET model reproduce well anisotropy features of Reynolds stresses and turbulent heat fluxes. However, normal stresses of ASM in the impinging region show slight discrepancy from the LES data. It is clarified quantitatively that this discrepancy is caused by the inaccuracy of the modeling pressure-strain term and algebraic approximation for convection and diffusion term. Furthermore, it is concluded that the WET model requires the use of appropriate wall damping function in order to precisely predict wall shear flows.

keywords : Non-isothermal Room Airflow, LES database, Algebraic Stress Model(ASM), WET Model, Eddy Viscosity/Diffusivity Model

非等温室内気流、LES データベース、代数応力モデル、WET モデル、渦粘性/渦拡散モデル

1. 序

空調された室内は、吹出噴流、衝突流、循環流、更には浮力による成層等、様々な流れが混在する極めて複雑な乱流場となっており、精度の高い予測手法の開発は容易ではない。このような建築室内の複雑乱流場の予測は、LES (Large Eddy Simulation) あるいは高精度 RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) モデルによる CFD (Computational Fluid Dynamics) 解析が望ましい。しかし、LES は設計段階で用いられるほど実用化に至っていない。また、高精度 RANS モデルとして応力方程式モデルが挙げられるが、圧力歪相関項のモデル化や数値定数の最適化等の問題¹⁾をもつ。従って、実用上優れた標準 $k-\epsilon$ モデルに非等方性の効果を組み込んだ改良 $k-\epsilon$ モデルの開発が現実的な課題となる。室内気流解析における改良 $k-\epsilon$ モデルは、浮力による安定・不安定成層領域を含む流れ場に適用可能な村上らの低 Re 数型 $k-\epsilon$ モデル^{2,4)}や、代数応力モデル⁵⁻⁷⁾ (Algebraic Stress Model, ASM) の簡易版である WET モデル^{8,9)} に対して壁の減衰効果を付加した 2 次の非線形 $k-\epsilon$ モデルが提案¹⁰⁾ されている。このような $k-\epsilon$ モデルをベースとする高精度 RANS モデルの開発では、 k と ϵ の輸送方程式の各項のモデル化及びレイノルズ応力 R_{ij} と乱流熱流束 H_i の近似モデルの高精度化が課題となる。またモデル検証の際は、各種乱流統計量の数値データ、壁面や

浮力の影響を受ける乱れ構造の知見を必要とする。しかし室内浮力乱流場の乱流統計量は、基本諸量となる乱流エネルギーとその散逸率でさえ正確で精密な実験データは少なく¹¹⁾、圧力拡散や圧力歪相関など測定が困難な統計量もある。以上のような背景から著者らは既報¹²⁾において非等温室内気流を対象とした LES を実行し、乱流統計量の数値データベースを作成した。そして、このデータベースを用い R_{ij} と H_i の収支構造の解析を行い、RANS モデルの評価・開発に有用となる知見を得た。

そこで本研究は、この知見を基に室内気流解析で用いられている R_{ij} と H_i の近似モデルとして渦粘性モデル、WET モデル、ASM の予測精度・問題点を明らかにし、改良 $k-\epsilon$ モデルの開発のための知見を得ることを目的とする。各モデルの評価は、吹出噴流および衝突噴流領域に着目し、 R_{ij} と H_i の生産・散逸・再配分・移流・拡散の寄与に対するモデル化とその精度について考察する。吹出噴流領域は、噴流の拡散や壁面近傍の強いせん断による乱流混合が支配的な流れ場となる。この乱流混合は、吹出噴流性状や壁面からの対流熱伝達の決定に大きくかわり、 R_{ij} と H_i の予測精度が流れ場・温度場の予測結果に影響を与える。衝突噴流領域は、よどみ点付近で乱流エネルギーの負の生産など複雑な乱れ構造をもち、RANS による高精度予測が最も難しい流れ場である^{1,6,13)}。

*1 竹中工務店技術研究所 研究員

*2 慶應義塾大学理工学部 教授・工博

*3 東京大学生産技術研究所 教授・工博

*4 東京大学生産技術研究所 助教授・博士(工学)

Researcher, Research and Development Institute, Takenaka Corporation
Prof., Faculty of Science and Technology, Keio Univ., Dr. Eng.
Prof., Institute of Industrial Science, Univ. of Tokyo, Dr. Eng.
Assoc. Prof., Institute of Industrial Science, Univ. of Tokyo, Dr. Eng.

図1 室内モデル

2. レイノルズ応力、乱流熱流束の近似モデルの評価方法

2.1 非等温室内気流の LES データベースの概要

LES 計算の概要、LES データベースの信頼性等については既報¹²⁾を参照されたい。図1にデータベースの対象とした室内モデル^{注1)}を示す。尚、LES は実現象に対応し3次元計算で行っている。

2.2 評価対象モデル

評価対象モデルは、既往の室内気流解析で用いられている代表的モデルとする。以下 a~f に各モデルの特徴を述べる。各モデルの基礎式は表1に示す。各モデルは文献15で詳しく解説されている。

a. 渦粘性/渦拡散モデル (EVM/EDM)

渦粘性モデルは簡便で計算コストが低いため標準 $k-\epsilon$ モデルを用いた実用計算で多用されるものの、暖・冷房時の室内空間のような乱れの非等方向性が顕著な流れ場では高精度予測を期待できない。

b. 村上^{2~4)}の低 Re 数型渦粘性/渦拡散モデル (LEVM/LEDM^{注2)})

村上らは、浮力による安定・不安定成層領域を含む流れ場に適用可能となるよう渦粘性モデルを拡張し、渦粘性モデルのレベルで相應の精度を得ている。このモデルは、渦粘性係数 ν_t ((1)式)に減衰関数 f_μ ((4)式)を付加し、壁近傍での壁減衰効果による層流化効果に加え、壁の影響を直接受けない領域において温度成層により乱れが減衰し層流化する現象にも対応可能としている^{注3)}。

c. 代数応力モデル^{5~7)} (ASM)

レイノルズ応力 R_{ij} 、乱流熱流束 H_i の輸送方程式の移流・拡散項を代数近似して得られる ASM は R_{ij} 、 H_i の評価において重要となる生産項をモデル化することなくそのまま評価するため、乱れの非等方向性を精度良く再現できる。ASM では R_{ij} 、 H_i は陽的に表現されないため、 R_{ij} 、 H_i に関する非線形連立一次方程式を解く工夫を必要とし^{6,7)}、実用計算の適用例は少ない。

d. WETモデル^{8,9)} (WET)

WETモデルは、ASMに対して局所平衡を仮定し、圧力歪相関項の wall reflection項を省略し導出される代数式((24)、(25)式)を扱う。流れ場が局所平衡状態にあり壁の影響の小さい場所では、ASMと同等の精度となる⁹⁾。WETは、 $k-\epsilon$ モデルにより方程式系をクローズと同様に(24)、(25)式右辺中の $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ を通常のEVM((2)式)、EDM((3)式)で近似する。このためWETは、 R_{ij} 、 H_i に関して陽的な式表現が可能となり、ASMと比べ実用的なモデルと考えられる。

e. WETの原型 (WETo^{注2)})

WETo は、(24)、(25)式中の $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ と $\langle \bar{\theta}'^2 \rangle$ を LES の結果で与え、これをEVMとEDMで近似するWETモデルと比較するためのモデルとする。

表1 評価対象モデルの基礎式

a. 渦粘性/渦拡散モデル (EVM/EDM)

$$\nu_t = c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (1) \quad -\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (2)$$

$$-\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle = \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_i} \quad (3)$$

$$f_\mu = 1, C_\mu = 0.09, Pr_t = 0.9$$

b. 低 Re 数型渦粘性/渦拡散モデル (LEVM/LEDM)

(1)式中の f_μ は、(4)式に示す村上らの減衰関数を与える。

$$f_\mu = \{1 - \exp(-x_n^*/14)\} \{1 - \exp(-Rt^{3/4}/2.4)\} \{1 + (1.5/Rt^{5/4})\} \quad (4)$$

$x_n^* (= x_n / \eta)$: kolmogorov の長さスケール $\eta (= \nu^3 / \epsilon)^{1/4}$ を用いた壁座標
 $R_t (= k^2 / (\nu \epsilon))$: 乱流レイノルズ数

c. 代数応力モデル (ASM)

$$(P_k + G_k - \epsilon) \frac{\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle}{k} = P_{ij} + \Phi_{ij} + G_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (5)$$

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{P_k + G_k - \epsilon}{k} + \frac{P_\theta - 2\epsilon_\theta}{\langle \bar{\theta}'^2 \rangle} \right\} \langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle = P_{i\theta(1)} + P_{i\theta(2)} + \Phi_{i\theta} + G_{i\theta} \quad (6)$$

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij(1)} + \Phi_{ij(2)} + \Phi_{ij(3)} + \Phi_{ij(1)}^w + \Phi_{ij(2)}^w \quad (7)$$

$$\Phi_{ij(1)} = -C_1 \frac{\epsilon}{k} \langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (8) \quad \Phi_{ij(2)} = -C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k) \quad (9)$$

$$\Phi_{ij(3)} = -C_3 (G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G_k) \quad (10)$$

$$\Phi_{ij(1)}^w : \text{shir モデル}^{16)}, \Phi_{ij(2)}^w : \text{Craft-Launder モデル}^{17)}$$

$$P_{ij} = -\langle \bar{u}_i \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_k} - \langle \bar{u}_j \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} \quad (11) \quad P_k = \frac{1}{2} P_{ii} \quad (12)$$

$$G_{ij} = -g_i \beta \langle \bar{u}_j \bar{\theta}' \rangle - g_j \beta \langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle \quad (13) \quad G_k = \frac{1}{2} G_{ii} \quad (14)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \quad (15)$$

$$\Phi_{i\theta} = \Phi_{i\theta(1)} + \Phi_{i\theta(2)} + \Phi_{i\theta(3)} + \Phi_{i\theta(1)}^w \quad (16)$$

$$\Phi_{i\theta(1)} = -C_{\theta 1} \frac{\epsilon}{k} \langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle \quad (17) \quad \Phi_{i\theta(2)} = -C_{\theta 2} P_{i\theta(2)} \quad (18)$$

$$\Phi_{i\theta(3)} = -C_{\theta 3} G_{i\theta} \quad (19) \quad \Phi_{i\theta(1)}^w : \text{Gibson-Launder モデル}^{18)}$$

$$P_{i\theta(1)} = -\langle \bar{u}_i \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_k} \quad (20) \quad P_{i\theta(2)} = -\langle \bar{u}_k \bar{\theta}' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} \quad (21)$$

$$P_\theta = -2 \langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_i} \quad (22) \quad G_{i\theta} = -g_i \beta \langle \bar{\theta}'^2 \rangle \quad (23)$$

$$\epsilon_\theta : \langle \bar{\theta}'^2 \rangle \text{ の散逸率}$$

$$C_1 = 1.8, C_2 = 0.6, C_3 = 0.6, C_{\theta 1} = 3.0, C_{\theta 2} = 0.5, C_{\theta 3} = 0.3$$

d. WETモデル (WET)

$$-\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle = f_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(\langle \bar{u}_j \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} + \langle \bar{u}_i \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_k} + \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + f_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(g_i \beta \langle \bar{u}_j \bar{\theta}' \rangle + g_j \beta \langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle - \frac{2}{3} g_k \beta \langle \bar{u}_k \bar{\theta}' \rangle + \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (24)$$

$$-\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle = f_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(C'_{\theta 1} \langle \bar{u}_i \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_k} + C'_{\theta 2} \langle \bar{u}_k \bar{\theta}' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} + C'_{\theta 3} g_i \beta \langle \bar{\theta}'^2 \rangle \right) \quad (25)$$

(24)、(25)式右辺中 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ はEVM、EDMで与える。(25)式の右辺第3項の $\langle \bar{\theta}'^2 \rangle$ は次式で近似する。

$$\langle \bar{\theta}'^2 \rangle = -C'_{\theta 4} \frac{k}{\epsilon} \langle \bar{u}_k \bar{\theta}' \rangle \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_k} \quad (26)$$

$$f_\mu = 1, C'_{\theta 4} = 1.6, C' = 0.22, C'_{\theta 1} = C'_{\theta 2} = C'_{\theta 3} = 0.25$$

e. WETの原型 (WETo)

WETモデル(24)、(25)式右辺中 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ 、 $\langle \bar{\theta}'^2 \rangle$ は LES の結果を与える。

f. 壁関数組込 WETモデル (LWET)

WETモデル(24)、(25)式中 f_μ は(4)式を与える。 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ はEVM、EDMで、 $\langle \bar{\theta}'^2 \rangle$ は(26)式で与える。

f. 壁関数組込 WET モデル¹⁰⁾ (LWET^{注2)})

WET モデルによる非等温室内気流解析では、計算不安定や wall reflection 効果の省略による壁面熱伝達の過大評価等の問題点が指摘されている¹⁰⁾。これに対し LWET は、WET モデルに壁減衰関数 f_μ ((4) 式) を乗じ、WET モデルの適用を壁近傍まで拡張している^{注4)}。

2.3 評価方法

各モデルの評価方法は、表 1 に示す各モデルの基礎式の右辺に含まれる平均速度・温度勾配、 k 、 ϵ 等に LES の結果を与えレイノルズ応力 ($\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$)、乱流熱流束 ($\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$) を求め、これらの値と LES の $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の結果を比較するアプリオリテスト^{注5)}を採用する。アプリオリテストで用いた LES の結果は、詳細な LES 計算により得られた真値とみなせるため、各モデルは正確に評価される^{注6,7)}。尚、乱流エネルギー k は GS(Grid Scale) の k_{GS} を、散逸率 ϵ は分子散逸と SGS(subgrid scale) 散逸を合計したものとする¹²⁾。

3. 評価結果

3.1 天井付近中央部における各種モデルの評価

3.1.1 流れ場の特徴

天井付近中央部 ($x_1=37.5$, $x_2=7.5$, $42 < x_3 < 50$) における平均速度 $\langle \bar{u}_i \rangle$ 、平均温度 $\langle \bar{\theta} \rangle$ の分布を図 2、3 にそれぞれ示す。LES の $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の分布は、実験結果に比べやや小さな値を示すが概ね良好な結果となっている。LES の $\langle \bar{u}_3 \rangle$ の分布はほぼ 0 であるが、実験結果には僅かに負の値が認められる。これは実験誤差と推察される。 $\langle \bar{u}_2 \rangle$ は流れの対称性から 0 となる。 $\langle \bar{\theta} \rangle$ は天井面極く近傍を除き実験値と良く対応している。 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ と $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ およびそれらの収支の分布は以下 3.1.2 に示す。尚、実験結果との比較等の詳細な考察は既報¹²⁾を参照されたい。図 4 は各モデルを評価する際に重要となる GS(Grid Scale) の乱れエネルギー k_{GS} の収支^{注8)}を示す。 k_{GS} の収支は、天井面から離れた領域 ($42 < x_3 < 48$) では、生産項(Prod.)と散逸項(Dissi.)、移流項(Conv.)と拡散項(Diff.)がそれぞれ釣り合う局所平衡の状態にある。天井面近傍 ($x_3 > 48$) では拡散項(Diff.)の寄与がやや大きくなり複雑な構造となっている。

3.1.2 各モデルの比較

以下に示す図において、各モデルの比較では、各モデルをアプリオリテストした結果を示す。 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の収支では、 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の輸送方程式の各項(生産・散逸・再配分・移流・拡散)の寄与を示す。 Φ_{ij} 、 $\Phi_{i\theta}$ の検討では、本来の Φ_{ij} 、 $\Phi_{i\theta}$ の値(図中 LES と表示)と、ASM における近似モデル((7)、(16)式)により求めた値を比較する。代数近似の検討では、 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の輸送方程式の移流項と拡散項の和と、ASM における代数近似((5)、(6)式左辺)により求めた値を比較する。

(1) $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の比較(図 5)とその構造の考察

各モデルの比較を図 5 に示す。EVM と LEVM は同じ値 ($\langle \bar{u}_1^2 \rangle \approx 2/3k$) をもち、LES の 1/2 程度の大きさしかない。ASM は k_{GS} の局所平衡領域 ($42 < x_3 < 48$) で LES と一致する。天井面近傍 ($x_3 > 48$) ではやや小さい値となる。これは、圧力歪相関項 Φ_{11} の近似モデル、および移流・拡散項の代数近似の精度に起因する。ここで、図 6 に $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の収支、図 7 に ASM における Φ_{11} の各モデルの検討、図 8 に ASM における移流・拡散項の代数近似の検討をそれぞれ示す。図 7 中 $\Phi_{11(0)}$ は slow 項((8)式)、 $\Phi_{11(2)}$ は rapid 項((9)式)、 $\Phi_{11(0)}^w$ は shir モデ

ル¹⁶⁾、 $\Phi_{11(2)}^w$ は Craft-Launder モデル¹⁷⁾から求めたもので、 Φ_{11} は各項の和を表す。 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の収支(図 6)を見ると、 $x_3 > 48$ では拡散項(Diff.)の寄与がやや大きい。この拡散項に対して代数近似は、ほぼ妥当な近似精度を与える(図 8)。一方、 Φ_{11} は LES(本来の Φ_{11})に比べやや過剰な消散をする(図 7)。その為、ASM の $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ は LES より小さくなる(図 5)。WETo は ASM に対して局所平衡を仮定等した分、ASM と比べ僅かに差がみられる(図 5)。WET の結果は天井面極く近傍 ($x_3 > 49.5$) で LES と比べ大きな値となる。壁減衰効果を考慮した LWET は、LES の結果に近づくものの、LES との差は依然見られる。これは LWET で与えられる $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ 式((24)式において $i=j=1$)、

$$\langle \bar{u}_1^2 \rangle \approx \frac{2}{3}k - f_\mu C_\epsilon' \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{4}{3} \langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle + \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots \right) + \dots \quad (27)$$

において((27)式中、主要項 ($\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3$ に係る項)以外は $+\dots$ と省略する。以下の式においても同様。EVM で与えた $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ の値が大きく、 f_μ を乗じた LEVM の値を考慮してもやや大きく評価された(図 17、詳細は後述)ことに起因する。

(2) $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の比較(図 9)とその構造の考察

EVM と LEVM は同じ値 ($\langle \bar{u}_2^2 \rangle \approx 2/3k$) をもち、LES よりやや大きい。ASM は $46 < x_3 < 49$ で LES よりやや大きい。これに関しては、図 10 に示す $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の収支構造から以下のように考察する。 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ は平均速度勾配による生産(Prod.)は無く、圧力歪相関項 Φ_{22} (Pre-S)を介して再配分される。従って、ASM における Φ_{22} の近似モデルが LES の Φ_{22} に比べ大きく評価されることで(図 11)、 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ は大きな値となる。また、代数近似が本来の移流+拡散 ($C_{22}+D_{22}$) に比べ、 $x_3=49$ 付近で $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ をやや生産する側に働くことも一因となる(図 12)。WETo は ASM に対して仮定を施した分、ASM に比べ僅かな差がみられる。WET、LWET は壁付近で負値となる。これは $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ と同様に LWET 式中、

$$\langle \bar{u}_2^2 \rangle \approx \frac{2}{3}k + f_\mu C_\epsilon' \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{2}{3} \langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle + \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots \right) + \dots \quad (28)$$

EVM による $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ の近似精度に起因する。

(3) $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の比較(図 13)とその構造の考察

EVM と LEVM は同じ値 ($\langle \bar{u}_3^2 \rangle \approx 2/3k$) をもち、LES よりやや大きい。ASM は LES と一致している。これに関しては、図 14 に示す $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の収支構造を見ると、 $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ は主として Φ_{33} (Pre-S)と拡散項(Diff.)から生産されるため、これら近似モデルの精度を調べてみる。図 15 に示す Φ_{33} の検討から、 $x_3 > 49$ では LES(本来の Φ_{33})は消散として働くのに対して、近似モデルでは生産として働く。また、図 16 に示す代数近似の検討から、代数近似は本来の移流+拡散 ($C_{33}+D_{33}$) に比べ生産の働きが小さい。よって ASM は両近似モデルの相反する非物理的な挙動のもと、結果として LES と対応していることに注意されたい。WETo は LES に比べ全体的にやや大きな値となる。これは Φ_{33} の検討(図 15)に示す wall reflection 項 $\Phi_{33}^w (= \Phi_{33(1)}^w + \Phi_{33(2)}^w)$ の寄与を、WETo では無視している分、ASM との差が現れたと考えられる。WET、LWET は壁付近で負値となる。これは $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ と同様に WET モデルの式中、EVM で与えた $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ の近似精度に起因する。

(4) $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ の比較(図 17)とその構造の考察

EVM は LES と比べ天井面近傍 ($x_1 > 49$) で正の $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ を大きく、天

図2~28 表示位置

 図2 $\langle \bar{u}_i \rangle$

 図3 $\langle \bar{\theta} \rangle$

 図4 k_{GS} の収支

 図5 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の比較

 図6 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の収支

 図7 Φ_{11} の検討

図8 代数近似の検討

 図9 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の比較

 図10 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の収支

 図11 Φ_{22} の検討

図12 代数近似の検討

 図13 $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の比較

 図14 $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の収支

 図15 Φ_{33} の検討

図16 代数近似の検討

 図17 $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ の比較

 図18 $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ の収支

 図19 Φ_{13} の検討

図20 代数近似の検討

 図 21 $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の比較

 図 22 $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の収束

 図 23 $\Phi_{1\theta}$ の検討

図 24 代数近似の検討

 図 25 $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ の比較

 図 26 $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ の収束

 図 27 $\Phi_{3\theta}$ の検討

図 28 代数近似の検討

 図 29 $\langle \bar{u}_i \rangle$

 図 30 $\langle \bar{\theta} \rangle$

 図 31 k_{GS} の収束

 図 32 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の比較

 図 33 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の収束

 図 34 Φ_{11} の検討

図 35 代数近似の検討

 図 36 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の比較

 図 37 $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の比較

 図 38 $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の検討

 図 39 $\Phi_{1\theta}$ 、代数近似の検討

井面から離れる($x_1 < 49$)と負の $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ をやや小さく評価する。LEVMはEVMに f_μ を乗じた分、天井面極く近傍($x_1 > 49.5$)でLESに近づく。尚、ASMの考察で参考となる $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ の収支を図18に示す。ASMは $x_3 < 49$ で負値となりLESに比べやや小さい。これは、負の $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ に対して Φ_{13} の近似モデルが、LES(本来の Φ_{13})に比べ過剰な消散を与えるためである(図19)。 $x_3 > 49$ では、 $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ は正值となりLESと比べ大きい。これは、移流+拡散項($C_{13} + D_{13}$)が示す消散の働きを代数近似では再現しないこと(図20)、本来の Φ_{13} (LES)が示す生産の働きを近似モデルが再現しないこと(図19)、に起因する両近似モデルの非物理的な挙動が原因と考えられる。WEToは、 $x_1 < 49$ でASMと一致する。 $x_1 > 49$ ではASMに対して仮定を施した分、ASMと差がみられる。WETとLWETは全体的にLESとの対応が非常に悪く、EVM、LEVMよりも悪くなる。これは以下のLWETで与えられる $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ の式を用いて考察する。

$$-\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle \approx f_\mu C'_\mu \frac{k}{\epsilon} \langle \bar{u}_3^2 \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots \quad (29)$$

LWETでは(29)式中の $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ は、EVMから $\langle \bar{u}_3^2 \rangle \approx 2/3k$ と近似する。

$$-\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle \approx C'_\mu f_\mu \frac{2}{3} \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots = 0.146 f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots \quad (30)$$

(30)式中、 $C'_\mu \times 2/3$ は0.146となるので、これはEVMのモデル定数 $C_\mu (=0.09)$ に比べ1.6倍程大きい、そのためWETとLWETはEVMと比較しても $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ を過大評価する傾向をもつ。

(5) $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の比較(図21)とその構造の考察

EDMとLEDMはほとんど0($\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_1 \approx 0$)となる。 $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の収支(図22)を見ると、平均温度勾配による生産項 $P_{10(1)}(\text{Pro}_1) (= -\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle \partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_3)$ と平均速度勾配による生産項 $P_{10(2)}(\text{Pro}_2) (= -\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle \partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_3)$ の寄与が同程度に大きい。ASMは、これら項を含むためEDMに比べ予測精度を大幅に改善する。ASMの $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の絶対値は $x_3 < 49$ でLESと比べやや小さい。これは Φ_{10} の近似モデルがLES(本来の Φ_{10})と比べ大きく評価されること(図23)、ASMのモデル化において散逸項 ϵ_{10} を無視($\epsilon_{10} = 0$ あるいは Φ_{10} に含めモデル化)したことに起因する。 $x_3 > 49$ ではASMはLESと対応する。これは正の $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ に対して代数近似が本来の消散を表さない分(図24)、逆に Φ_{10} の近似モデルが消散を代替している(本来の Φ_{10} の消散は小さい)と考えられ、見かけ上ASMが良い結果を与えている。WEToはASMとほぼ一致する。これは、WEToにおける局所平衡の仮定がASMの代数近似とほぼ同じ結果となるためと考えられる。WET、LWETは壁際で大きな値となる。これも(31)式に示す $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ のWETモデル式中で $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle$ と $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ をEVMとEDMで与えたことが一因と考えられる。

$$-\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle \approx f_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(C'_{\theta 1} \langle \bar{u}_1 \bar{u}_3 \rangle \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_3} + C'_{\theta 2} \langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_3} + \dots \right) \quad (31)$$

(6) $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ の比較(図25)とその構造の考察

$\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ の収支(図26)を見ると、 $\langle \bar{u}_3 \bar{\theta}' \rangle$ は平均温度勾配による生産項 $P_{30(1)}(\text{Pro}_1) (= -\langle \bar{u}_3^2 \rangle \partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_3)$ により主に生産される。そのためEDM、LEDMは相応の精度をもつ。LEDMはEDMに f_μ を付加した分、壁極く近傍($x_3 > 49.5$)でLESに近づく。ASM、WEToは $x_3 > 48.5$ でLESと一致する。ところが、 Φ_{30} の近似モデル(図27)、移流+拡散の代数近似(図28)の予測精度を調べると欠陥が良くわかる。

Φ_{30} の近似モデルは、 $x_3 > 49.5$ で本来の Φ_{30} (LES)と比べ消散を過小に、 $x_3 < 49.5$ で消散を過大に評価する。移流+拡散($C_{30} + D_{30}$)は本来の Φ_{30} (LES)と相反した分布性状となるが、これを代数近似では再現できない。従って本来の Φ_{30} と移流+拡散を和したものは、 Φ_{30} の近似モデルと代数近似を和したものと見かけ上一致する。この2つの非物理的な挙動の合計としてASMはLESと見かけ上対応している。WEToは、局所平衡の仮定がASMの代数近似とほぼ同じ結果となるため、ASMと一致する。壁から離れたところでASM、WEToはLESに比べ全体的にやや小さい。これは Φ_{30} の近似モデルがやや過剰に消散する為である。WET、LWETはWEToに比べやや大きな値となる。これについてもWETモデル式中、 $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ をEVMで与えたことに起因する。

3.2 室右壁面上部の淀み点付近における各種モデルの評価

3.2.1 流れ場の特徴

室右壁面上部の淀み点付近($70 < x_1 < 75, x_2 = 7.5, x_3 = 43.7$)における平均速度 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 、平均温度 $\langle \bar{\theta} \rangle$ の水平(x_1)方向分布を図29、30にそれぞれ示す。 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ は壁面(x_1)方向に向かい減速($\partial \langle \bar{u}_1 \rangle / \partial x_1 < 0$)する。 $\langle \bar{u}_2 \rangle$ は流れの対称性から0となる。 $\langle \bar{u}_3 \rangle$ は負の値をもつ。 $\langle \bar{\theta} \rangle$ は壁面極く近傍($x_1 > 74.5$)で正の勾配($\partial \langle \bar{\theta} \rangle / \partial x_1 > 0$)が大きくなる。尚、 $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_j \rangle$ と $\langle \bar{u}_j \bar{\theta}' \rangle$ およびそれらの収支に関する考察は既報¹²⁾を参照されたい。図31に k_{GS} の収支を示す。 k_{GS} の収支構造は、壁から離れたところでは主に生産項(Prod.)と散逸項(Dissi.)が平衡状態にある。一方、壁面近傍では負の平均速度勾配による生産項(Prod.)と散逸項(Dissi.)が、拡散項(Diff.)とバランスする複雑な構造となる。

3.2.2 各モデルの比較^{注9)}

(1) $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の比較(図32)とその構造の考察

各モデルの比較を図32に、 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の収支を図33に示す。EVMとLEVMは、壁面極く近傍($x_1 = 74.5$)でピークをもつ分布となり、LESに見られる $x_1 = 73$ 付近から壁方向(x_1)へ緩やかに減衰する性状と異なる。壁から離れたところ($x_1 < 74$)では、EVMとLEVMはともにLESの2/3程度となり予測精度は悪い。WEToは、 $x_1 < 74$ でEVM、LEVMと比べLESに近づく。 $x_1 > 74$ では、EVM、LEVMと同様に減衰挙動を再現しない。これは、 $x_1 > 74$ で $\Phi_{11}^w (= \Phi_{11(1)}^w + \Phi_{11(2)}^w)$ の寄与が大きいこと(図34)、 k_{GS} の局所平衡が成立しないこと(図31)から判断すると、WEToの適用限界といえる。WET、LWETは $x_1 > 74$ でWEToと比べ、さらに $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ を増加させLESとの対応が悪い。これはLWETモデル式

$$\langle \bar{u}_1^2 \rangle \approx \frac{2}{3} k - f_\mu C'_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(2 \langle \bar{u}_1^2 \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_1 \rangle}{\partial x_1} + \dots + \frac{2}{3} P_k \right) + \dots \quad (32)$$

において、右辺第2項カッコ中 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ をEVMで与えること(P_k に含まれる $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ も同様)により、右辺第2項を正の大きな値に評価した為と考えられる。また、壁減衰関数 f_μ の効果はWETとLWETの比較から小さい^{注10)}。一方、ASMは $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の壁減衰挙動を再現する。しかし、ASMの結果はLESに比べ全体的に小さい。これは、圧力歪相関項 Φ_{11} の近似モデルの精度に起因する。図34に示す Φ_{11} の検討から、壁から離れたところで $\Phi_{11(1)}$ と $\Phi_{11(2)}$ はLESと同じ大きさをもち、 $\Phi_{11(1)}^w$ と $\Phi_{11(2)}^w$ はLESの1/3程の値となる。そのため、これら項の和である Φ_{11} はLESに比べ大きな値となる。この過剰な負の Φ_{11} は、 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の消散として働き、 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ を過小に評価する。一方、壁

面極く近傍($x_1 > 74.5$)では、ASMの結果はほぼ0となっている。これは、 Φ_{11} の近似モデルがLESに比べ(図34)小さく($\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の消散を少なく)、代数近似(図35)が本来の移流+拡散($C_{11} + D_{11}$)を小さく($\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の生産を少なく)評価したことで、見かけ上両者が相殺し合っただけの結果であり物理的妥当性はない。 Φ_{11} の各モデルに関して、 $\Phi_{11(2)}^w$ は衝突流に適したCraft-Launderモデルを用いているが、 $\Phi_{11(1)}^w$ 、 $\Phi_{11(2)}^w$ 、 $\Phi_{11(1)}^w$ は単純せん断流で最適化されたモデルを用いている。そのため、ASMを衝突流へ適用した際、 Φ_{11} の各モデルの近似精度と、移流・拡散の代数近似の精度が、ASMの結果に大きく影響を及ぼしていることがわかる。

(2) $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の比較(図36)とその構造の考察

EVMとLEVMはLESと比べ $x_1 > 74$ で小さく、 $x_1 < 74$ で大きな値となる。WEToは壁から離れたところでLESと対応するが、壁面近傍($x_1 > 74$)では過小評価する。これは $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の考察と同様にWEToの適用限界である。WET、LWETは壁面近傍でLESの分布性状と異なる。これも $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ と同様にLWET式

$$\langle \bar{u}_2^2 \rangle \approx \frac{2}{3}k - f_\mu C_\epsilon' \frac{k}{\epsilon} \left(2 \langle \bar{u}_2^2 \rangle + \frac{\partial \langle \bar{u}_2 \rangle}{\partial x_2} + \dots + \frac{2}{3}P_k \right) + \dots \quad (33)$$

の中で、EVMで与えた $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ の近似精度に起因する。ASMは壁面近傍で $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ をLESと同様に増加させ、物理的妥当な傾向を示す。しかし、ASMの結果はLESに比べ全体的に大きな値となる。これは Φ_{11} が過剰に評価された分、 $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ は Φ_{22} から過剰に再配分を受け大きくなる為で、圧力歪相関項のモデル化の適用限界といえる。

(3) $\langle \bar{u}_3^2 \rangle$ の比較(図37)とその構造の考察

ASMの結果はLESに比べ全体的に大きな値となる。各モデルの結果は $\langle \bar{u}_2^2 \rangle$ と同様にモデル化の適用限界に関連した傾向を示す。

(4) $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ の比較(図38)とその構造の考察

EDMとLEDMはLESと比べ壁面近傍($x_1 > 74$)で負の $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ を大きく、壁から離れたところ($x_1 < 74$)で負の $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ を小さく評価する。一方、ASMは全体的にLESと大変良く一致する。図39にASMにおける Φ_{10} の近似モデルの検討と代数近似の検討を併せて示す。壁面極く近傍($x_1 > 74.5$)で、 Φ_{10} の近似モデルはLES(本来の Φ_{10})と異符号の値となる。移流+拡散($C_{10} + D_{10}$)は正值となるが、代数近似ではほぼ0である。本来の移流+拡散と Φ_{10} の和が、代数近似と Φ_{10} の近似モデルの和と等しいと考えれば、ASMは近似モデルの非物理的な挙動のもと、たまたま良い結果を与えるにすぎない。WEToは $x_1 < 74$ でLESと等しく、 $x_1 > 74$ でLESの絶対値の2倍程大きい。これは、WEToにおける Φ_{10}^w の無視等に起因するWEToの適用限界である。WET、LWETは壁面近傍($x_1 > 74$)で極めて大きな負値となる。LWETの式を簡略して考えると、

$$-\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle \approx f_\mu \frac{k}{\epsilon} \left(C_{01}' \langle \bar{u}_1^2 \rangle + \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial x_1} + \dots \right) \quad (34)$$

と表せる。 $x_1 > 74$ で過大な負の $\langle \bar{u}_1 \bar{\theta}' \rangle$ は、EVMで与えた $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ の近似精度に起因する。 f_μ の効果はWETとLWETの比較から小さい^{注10)}。

4. まとめ

非等温室内気流のLESデータベースを用いたASM、WETモデル、渦粘性/渦拡散モデル等のアプリオリテストを通して、各モデルの予測性能を評価し、以下の結果を得た。

室中央天井付近における壁面シア流れ場において、

(1)ASMはレイノルズ応力 R_{ij} 、乱流熱流束 H_i の非等方的な分布性状を正確に再現する。その予測精度は他のモデルに比べ格段に優れ、LES結果と一致する。

(2)しかしASMは壁極く近傍において、圧力歪相関項 Φ_{ij} のモデル化と移流・拡散項の代数近似において精度が悪く、両者の相反する非物理的な挙動のもとで、見かけ上良い結果を与えている。

(3)WETの原型は、ASMに対して局所平衡等の仮定をした分、ASMと比べ若干精度は劣るものの、 R_{ij} 、 H_i の非等方性を良く再現する。

(4)一方、WETモデルは壁極く近傍において、計算不安定を引き起こし、非現実的で極めて精度の悪い結果を与える。

(5)これに関しては、壁減衰効果を表すダンピング関数 f_μ を課すことで、改善されることを確認した。

(6)EVM、EDMおよびLEVM、LEDMの結果は、 R_{ij} 、 H_i の非等方性の再現が悪く、他のモデルに比べ予測精度は低い。

室右壁面上部における吹出噴流衝突流れ場において、

(1)ASMは、ノルマルストレス $\langle \bar{u}_i^2 \rangle$ 、壁面垂直方向の乱流熱流束 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の壁減衰挙動を正確に再現する。

(2)一方、ASM以外のモデルは $\langle \bar{u}_i^2 \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta}' \rangle$ の壁減衰挙動に関して非物理的な傾向を示す。

(3)ASMの $\langle \bar{u}_i^2 \rangle$ の分布性状は、LESと比べ全体的にやや差異が見られる。これらは、圧力歪相関項 Φ_{ij} のモデル化の精度に起因することを明らかにした。

(4)EVM、EDMおよびLEVM、LEDMの R_{ij} 、 H_i の分布性状は、他のモデルに比べ全体的に予測精度は低い。

最後に、複雑乱流場における各種乱流統計量の数値データベースは、実験で得られない統計量を提供し、単純な流れ場で開発された乱流モデルの評価・改良、例えばレイノルズ応力の実現性条件の検討、モデル定数のチューニングなどモデルを総合的に評価する上で大変有用となる。今後、様々な複雑乱流場の数値データベースの充実・整備、これに基づく乱流モデルの評価は、工学的重要なモデル作りに役立つものと考えられる。

謝辞

本研究の遂行にあたり持田灯助教授(東北大学)、飯塚悟氏(産業技術総合研究所)より多くの助言を頂いた。記して謝意を表する。

注1 本計算対象は、吹出噴流の勢力範囲においては Ar 数($=2.3 \times 10^{-3}$)が比較的小さいため、強制対流が支配的な流れ場となる。左右両壁面付近においては、壁面加熱により生ずる浮力が流れ性状に影響を及ぼすことが実験結果(等温の浮力が働かない場合と非等温の場合の比較)から観察されるものの¹⁴⁾、その浮力効果は小さい。そのため、浮力の影響を考慮したRANSモデルの評価・開発のためには、自然対流が支配的な流れ場に対する検討が別途必要と考えられる。

注2 低 Re 数型渦粘性/渦拡散モデルをL(Low)EVM/EDMと略記する。同様にWETの原型をWETo(original)、壁減衰効果を組み込んだWETモデルをL(Low)WETと略記する。

注3 村上らのMKC^{2,3)}、MKCO⁴⁾モデルでは、減衰関数 f_μ に加えさらに、安定・不安定成層領域において浮力による鉛直方向の乱れの促

進・抑制効果を表すモデル関数 ($f_{BV}, f_{B\theta}$) が組み込まれる。しかし、図 4, 31 に示す乱流エネルギー k_{GS} の収支分布を見ると、浮力による生産項(Prod.G)の寄与は小さい。そのため本来の $f_{BV}, f_{B\theta}$ の効果は殆ど無いと考え、今回の低 Re 数型渦粘性モデルでは $f_{BV}, f_{B\theta}$ を考慮していない。

注 4 今回の検討では、ダンピング関数 f_{μ} の効果を確認するため、文献 10) と同様に村上らのモデル関数を簡便的に利用した。高精度予測を目指した低 Re 数型 WET モデルの開発は今後の課題とする。

注 5 アプリオリテスト(a priori test)は、乱流モデル式中の乱流諸量の全てに DNS(本報では LES) データを与え、得られた値(モデルの予測値)と DNS(LES) データの値(真値)とを比較してモデルの精度を評価する方法である。

注 6 本アプリオリテストでは、平均速度・温度、 k 、 ϵ 等の LES 結果は真値と考え R_{ij} 、 H_i を算出している。従って、今回のアプリオリテストの結果は、本来の真値(DNS データ)と LES データの差(本データベースでは殆ど無視できる)、実際の計算において k 、 ϵ の輸送方程式を解き求めた値と真値の差を含むため結果の解釈については注意が必要である。

注 7 ASM の解は、本来 9 個の $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta} \rangle$ を未知変数として表 1 (5)、(6)式に関する非線形連立一次方程式を解き求めるべきである。しかし、今回のアプリオリテストでは、 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta} \rangle$ の各成分に対して個々に(5)、(6)式を解いている。即ち、(5)、(6)式左辺中の P_k, P_θ は、LES 結果を代入することで方程式を線形化し、左・右辺中に現れる $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta} \rangle$ の各成分を未知変数として扱い方程式を解いている。例えば、 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ を求める場合、(5)式 ($i=j=1$) の左辺の $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ に加え、右辺中の $P_{11}, P_k, \Phi_{11}, \Phi_{11}^w$ に含まれる $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ も未知変数として扱い、 $\langle \bar{u}_1^2 \rangle$ に関する方程式を解いている。

注 8 Conv. は移流項、Prod. はレイノルズ応力に関する平均速度勾配による生産項。Pro_1, Pro_2 はそれぞれ乱流熱流束に関する平均温度勾配、平均速度勾配による生産項を、Pro_1+2 は両者の和を示す。Prod.G は浮力生産項、Diff. は拡散項(GS の乱流拡散+圧力拡散+分子拡散+SGS 応力(SGS 熱流束)による拡散)、Pre-S は圧力歪相関項、P-GradT は圧力温度勾配相関項、Dissi. は散逸項(分子粘性散逸+SGS 応力(SGS 熱流束)による散逸)、Resi. は残差を示す。尚、各項の式表現は参考文献 12) を参照されたい。

注 9 $\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_i \bar{\theta} \rangle$ は値が小さいため、各モデルの評価は行わない。

注 10 今回用いた f_{μ} は、主にせん断流に対応したモデル関数として開発されたもので、LWET では壁減衰効果の程度を確認するため簡便的に利用している。注 4 と同様に衝突流れに適応した高精度 WET モデルの開発は今後の課題とする。

記号

x_i : 空間座標の 3 成分、 u_i : 風速の 3 成分 ($i=1$: 吹出噴流の主流方向、 $i=2$: スパン方向、 $i=3$: 吹出噴流と直角方向)、 f : 変数 f の瞬時値、 $\bar{f}$: 変数 f に grid filter を施した値、 $\langle f \rangle$: 変数 f 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、 $\langle u_m \rangle$: 吹出風速、 $\langle \Delta \theta \rangle$: 代表温度差(左・右壁面温度(45℃) - 吹出温度(15℃))、 θ_0 : 基準温度(吹出温度 15℃)、 x_n : 壁面鉛直方向座標、 $Pr(=0.71)$: プラントル数、 ν : 分子動粘性係数、 $\alpha(= \nu / Pr)$: 分子温度拡散係数、 $\eta(= \nu^3 / \epsilon)^{1/4}$: kolmogorov の長さスケール、 g_i : i 方向重力加速度、 β : 体積膨張率。

諸量は吹出口幅 L_0 、吹出風速 $\langle u_m \rangle$ 、代表温度差 $\langle \Delta \theta \rangle$ 、基準温度 θ_0 、密度 ρ で無次元化している。

参考文献

- 1) 大岡龍三、村上周三、持田灯: $\langle u'_i u'_j \rangle$ 輸送方程式中の圧力歪相関項、wall reflection 項、乱流拡散項に関する各種モデルの評価 応力方程式モデルによる立方体周辺気流解析、日本建築学会計画系論文報告集、第 504 号、pp.55-62、1998.2
- 2) 村上周三、加藤信介、近本智行: 低 Re 数領域にも適用可能な新しい $k-\epsilon$ モデル 温度成層した室内気流の数値解析に関する研究(その 1)、日本建築学会計画系論文集、第 476 号、pp.9-17、1995.10
- 3) 近本智行、村上周三、加藤信介: 浮力ダンピング下の低 Re 数流れに対応可能な新しい $k-\epsilon$ モデル 温度成層した室内気流の数値解析に関する研究(その 2)、日本建築学会計画系論文集、第 481 号、pp.67-74、1996.3
- 4) 大平昇、村上周三、加藤信介: 浮力による安定・不安定流れへの適用を考慮した修正 $k-\epsilon$ モデル、日本建築学会計画系論文集、第 503 号、pp.33-38、1998.1
- 5) Rodi, W.: A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses, Z. Angew. Math. Mech., 56, pp.219-221, 1976
- 6) 村上周三、加藤信介、近藤靖史: 代数応力モデルによる室内気流解析(第 1 報) 2 次元等温流れ場における代数応力モデルと $k-\epsilon$ モデルの比較、日本建築学会計画系論文集、第 415 号、pp.21-28、1990.9
- 7) 加藤信介、村上周三、近藤靖史: 代数応力モデルによる室内気流解析(第 2 報) 代数応力モデルによる 2 次元の等温拡散場、非等温場の解析、日本建築学会計画系論文集、第 421 号、pp.1-9、1991.3
- 8) Launder, B.E.: On the Computation of Convective Heat Transfer in Complex Turbulence Flows, J. of Heat Transfer, Vol.110, pp.1112-1128, 1988
- 9) 村上周三、加藤信介、永野紳一郎: 温度フラックスに局所平衡型の WET モデルを用いた $k-\epsilon$ モデルによる非等温室内気流の数値解析、生産研究、42 巻 1 号、pp.75-78、1990.1
- 10) 大平昇、加藤信介、村上周三: 浮力の影響を考慮した $k-\epsilon$ モデルによるサーマルブリューム、非等温室内気流解析、日本建築学会計画系論文集、第 522 号、pp.37-43、1999.8
- 11) 村上周三、加藤信介、田中幸彦、佐藤昌之: レーザー・ドップラー流速計による室内乱流統計量の測定、日本建築学会計画系論文報告集、第 413 号、pp.1-9、1990.7
- 12) 土屋直也、飯塚悟、大岡龍三、村上周三、加藤信介: 非等温室内気流の 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、日本建築学会計画系論文集、第 550 号、pp.47-54、2001.12
- 13) 持田灯、村上周三、林吉彦: 立方体モデル周辺の非等方乱流場に関する $k-\epsilon$ モデルと LES の比較 乱流エネルギーの生産の構造とノルマルストレスの非等方性の再現に関して、日本建築学会計画系論文報告集、第 423 号、pp.23-31、1991.5
- 14) 伊藤一秀、加藤信介、小林光、鈴木信夫、村上周三: 不完全混合室内の居住域換気効率の評価に関する研究(その 6) 精密模型を用いた室内気流測定 - 居住域に温度差がある場合の検討 -、日本建築学会関東支部研究報告集、pp.5-8、1997.3
- 15) 村上周三: 建築・都市の環境設計工学、東京大学出版会、2000.9
- 16) Shir, C.C.: A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flow in the idealized planetary boundary layer, J. Atmos. Sci. 30, 1327-1339, 1973
- 17) Craft, T.J. and Launder, B.E.: New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet, AIAA journal, 30, 2970-2972, 1992
- 18) Gibson, M.M. and Launder, B.E.: Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, J. Fluid Mech., 86, pp.491-511, 1978

(2001年11月6日原稿受理、2002年5月9日採用決定)