

温度成層下で空間発達する境界層の流入変動を考慮した LES

LES of Boundary Layer Developing in Stratified Conditions Considering Inflow
Velocity and Temperature Fluctuations

竹田広希*・中山昭彦**

Hiroki Takeda and Akihiko Nakayama

*非会員 修士（工学） 石川県県央農林総合事務所（〒920-8580 石川県金沢市 2 丁目 30 番地）

**正会員 Ph.D. 神戸大学大学院教授 大学院工学研究科（〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1）

Large-eddy simulation (LES) method for boundary-layer flows with temperature stratification has been implemented with a routine for generation of turbulent velocity and temperature fluctuations at the inflow section of a spatially developing boundary layer. The basic numerical method uses terrain-fitting curvilinear coordinates and the inflow fluctuation generation routine is constructed based on the method of Lund et al.¹⁾ of recycling outflow velocity fluctuation and Kong et al.'s²⁾ method for temperature fluctuation. The method has been tested in the calculation of a boundary layer developing over heated or cooled flat wall of constant temperature by comparing with direct numerical simulation (DNS) and experimental results. The calculation results compare favorably with experiments and DNS for unstable condition but need refinement for stably stratified case.

Key Words: *LES, Inflow fluctuation, Boundary layer, Temperature stratification, Subgrid scale models*

キーワード: *LES, 流入変動, 境界層, 温度成層, サブグリッドモデル*

1. はじめに

都市環境や風力利用などの計画、評価には、地形上気流の局所的性状、平均風速や風向に加え乱れ強度などを予測する必要がある。近年乱流の数値予測法が発達し、乱流モデルを用いた計算法やラージ・エディ・シミュレーション法（LES）が開発され、実際にも適用され始めている。数キロメートルという地域の限られた領域でのシミュレーションでは広域でのシミュレーション結果を境界条件にすることができるが、流入部に乱れを導入せずに発達した乱流の再現は難しい。完全発達したチャンネル流などでは上流端と下流端で瞬時速度場が一致すると仮定する周期境界条件を適用することで発達した乱れを得ることができる。しかし海風や都市域など温熱の発生や粗度の急変による内部境界層の発生する場合、境界層は風下方向に発達しているため、そのままでは周期境界条件を用いることができない。通常発達

した流入変動は確率的に変動させるか、計算領域上流側に序走領域を設け、乱れを成長させる方法がとられる。序走部を設ける場合、乱れを発達させるには流れ方向に十分な距離が必要になる。Lund et al.¹⁾は序走部を用いるが、下流端の変動風速を上流端に巡回させ、短い計算領域で効率的に乱流を発達させる方法を提案し、応用もされている。しかしこれらの方法は中立安定条件で速度変動のみで、実際の大気境界層に適用するには温度変動をも考慮する必要がある。

本研究では温度成層下で発達する大気内部境界層のLESシミュレーションを目的に、流入変動風速および温度変動を効率よく生成する方法を導入する。検証済み既存計算コード（笠井・中山³⁾）を基にし、流入変動生成法、サブグリッド応力とサブグリッド熱フラックスモデルを導入、検証し、安定、不安定成層条件で計算性能と精度を定量的に評価することを目的とする。

2. Boussinesq 流れの LES 基礎式

まず扱う流れはBoussinesq近似が適用できるとし、基礎式はBoussinesq近似運動方程式と連続式の空間フィルタ平均を施した

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & -\delta_{12}\beta(T-T_0)g - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu_j)}{\partial x_j} &= \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

を用いる。ここで x_i は($x_1, x_2, x_3=x, y, z$ とも表示する) $x_2(=y)$ 方向を鉛直上向きにとったデカルト座標で、 t は時間、 u_i , p , T はそれぞれフィルタ平均された流速成分、圧力および温度、 g は重力加速度、 ν は動粘性係数、 β は熱膨張率、 T_0 は基準温度（本計算では地表温度をとってる）、 α は熱拡散係数、 τ_{ij} はSGS応力、 h_j はSGS熱フラックス成分である。以下にこれらの基礎式中SGS項のモデルとその適用法を説明する。

2.1 SGS 応力モデル

SGS 応力 τ_{ij} は、渦粘性モデルを用いると

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k_{sgs} - 2\nu_{sgs} S_{ij} \quad (4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

と表される。ここで、 k_{sgs} , ν_{sgs} はサブグリッド運動エネルギーおよび渦動粘性係数である。本研究では ν_{sgs} の算定に次の既往の2つの方法を用い、結果を比較する。ひとつは Germano et al.⁴⁾ による Dynamic Smagorinsky モデル（以下 DM モデル）である。このモデルではグリッド幅が Δ のとき渦動粘性係数を

$$\nu_{sgs} = C_s \Delta^2 |S| \quad (6)$$

$$|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (7)$$

とおき、係数 C_s はグリッド幅より大きいテストフィルタをかけ、テストフィルタ以下の変動による応力に

も同一のモデル式が成り立つという仮定により動的に決定する。この方法では C_s が負の値をとることが出来エネルギー逆カスケードを表現できるが、計算が不安定になるので、横方向に平均し、以下の制限を設ける。

$$\nu + \nu_{sgs} \geq 0 \quad (8)$$

$$C_s \leq 0.2 \quad (9)$$

DM モデルは一樣な方向がない3次元領域では平均する方向がなく、また計算負荷が大きいなどの欠点がある。

次にこのモデルの欠点を補うモデルとして稲垣ら⁵⁾により考案された Mixed Time Scale (MTS) モデルも用いる。このモデルでは ν_{sgs} を k_{sgs} と混合時間スケール T_s を用い

$$\nu_{sgs} = C_{MTS} k_{sgs} T_s \quad (10)$$

と表す。 T_s は

$$T_s^{-1} = \left(\frac{\Delta}{\sqrt{k_{sgs}}} \right)^{-1} + \left(\frac{C_T}{|S|} \right)^{-1} \quad (11)$$

より求める。 $C_{MTS}(=0.05)$ と $C_T(=10)$ はモデル定数である。

2.2 SGS 熱フラックスモデル

SGS 熱フラックス h_j のモデルにはまず一般的な勾配拡散型モデル（以下 GD モデル）を用いる。このモデルでは、

$$h_j = -\alpha_{sgs} \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\nu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (12)$$

とし、 Pr_{sgs} はサブグリッド乱流プラントル数で、内田ら⁶⁾を参考に0.5とする。

GD モデルは計算負荷が少なく、また計算を安定的に行える利点があるが乱流プラントル数が固定されているため温度場におけるSGS熱フラックスの局所性を十分に表現できない。そこで Moin et al.⁷⁾の提案した dynamic linear eddy thermal diffusivity モデル (ED モデル) も導入し比較する。ED モデルはSGS応力モデルにおける Dynamic Smagorinsky モデル (DM モデル) を温度場に応用したもので、DM モデルとよく似た式によって表される。まず、乱流熱拡散係数を

$$\alpha_{sgs} = C_{th} \Delta^2 |S| \quad (13)$$

とおきモデル係数 C_{th} も C_s 算定のとときと同様なテストフィルタを施し動的に求める．

3. 序走部計算法

限られた計算領域で効率よいシミュレーションを行うには計算領域流入部でなるべく実際に近い速度分布を与える必要がある．流入変動風を作成するには、乱数を発生させ統計的分布を人工的に作成する方法 (Druault et al.⁸⁾ 丸山ら^{9), 10)}, Noda & Nakayama¹¹⁾ と数値計算により乱れを発達させる方法 (Lund et al.¹⁾, 野澤ら^{12), 13)}) がある．後者の方法では、計算区間の下流に近い面の瞬時速度分布を計算区間で発達した分圧縮して上流に供給する方法で、DNS にも用いられ (Spalart and Leonard¹⁴⁾), 実際の乱れに近い結果が得られるので、LES にも適している．Lund et al.¹⁾ は滑面境界層を対象としているが、野澤ら^{12), 13)} は流入面とリサイクル面の粗面上の流れ場での関係式を導出し、ラフネスブロックのある領域でその検証を行っている．本研究では Lund et al.¹⁾ の方法を基に温度変動のともなう境界層の流入風速と温度変動を生成する．

3.1 瞬時速度のリサイクル

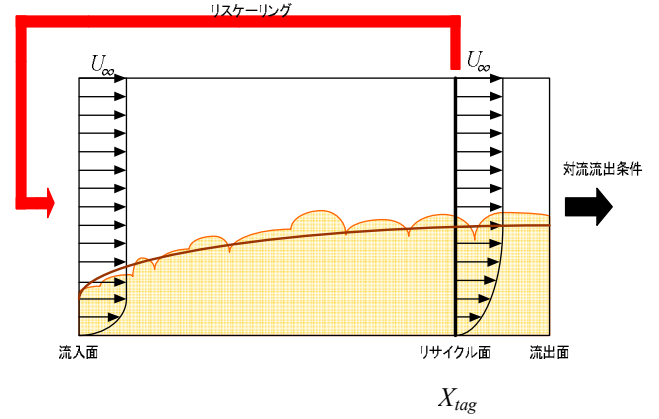
発達する境界層は図—1 に示すように下流に行くに従い自由流を連行し拡散するため、計算領域の下流では長さスケールは大きく、速度スケールは小さくなる．下流端の境界条件には速度は勿論、圧力や渦の反射のないように速度成分 u_i にゾンマーフェルト対流流出条件式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_c \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

を適用し、下流端からやや上流の面 X_{tag} の流速を用いて流入速度分布を作成する．ここで U_c は対流速度で流出境界における断面平均流速を用いる．

まず、流入面とリサイクル面における瞬時流速 u_i を以下のように、時間および横断方向の平均 U_i と変動 u'_i に分ける．

$$u'_i(x, y, z, t) = u_i(x, y, z, t) - U_i(x, y) \quad (15)$$



図—1 序走計算領域と境界条件

平均流は内層では壁法則に、外層では欠損則に従うとすると

$$U^{inner} = u_\tau(x) f_1(y^+) \quad (16)$$

$$U_\infty - U^{outer} = u_\tau(x) f_2(\eta) \quad (17)$$

と書ける．ここで、 u_τ は壁面摩擦速度 y^+ は壁座標 yu_τ/ν , $\eta = y/\delta$, δ は境界層厚、 U_∞ は外部自由流流速 f_1, f_2 は相似則不変関数である．上付添字 inner と outer はそれぞれ内層、外層を示す．これらの相似則がリサイクル面と流入面で成り立つとすると内層相似による流入面の平均流速 U_{inlt}^{inner} は

$$\begin{aligned} U_{inlt}^{inner} &= \frac{u_{\tau, inlt}(x)}{u_{\tau, recy}(x)} U_{recy}^{inner}(y^{+}_{inlt}) \\ &= \gamma \cdot U_{recy}^{inner}(y^{+}_{inlt}) \end{aligned} \quad (18)$$

下付き添字 inlt, recy はそれぞれ流入面とリサイクル面を意味する．外層相似による平均流速 U_{inlt}^{outer} は

$$\begin{aligned} U_{inlt}^{outer} &= \frac{u_{\tau, inlt}(x)}{u_{\tau, recy}(x)} U_{recy}^{outer}(\eta_{inlt}) + (1 - \frac{u_{\tau, inlt}(x)}{u_{\tau, recy}(x)}) U_\infty, \\ &= \gamma U_{recy}(\eta_{inlt}) + (1 - \gamma) U_\infty \end{aligned} \quad (19)$$

鉛直方向の平均流速成分 V_{inlt}^{inner} , V_{inlt}^{outer} は

$$V_{inlt}^{inner} = V_{recy}(y^{+}_{inlt}) \quad (20)$$

$$V_{inlt}^{outer} = V_{recy}(\eta_{inlt}) \quad (21)$$

と書ける．ここで、 $\gamma = u_{\tau, inlt}/u_{\tau, recy}$ は流入面とリサイクル面での内層速度スケールの比である．

同様に流入面での変動速度は

$$(u'_i)_{inlt}^{inner} = \gamma(u'_i)_{recy}^{inner}(y^+_{inlt}, z, t) \quad (22)$$

$$(u'_i)_{inlt}^{outer} = \gamma(u'_i)_{recy}^{outer}(\eta_{inlt}, z, t) \quad (23)$$

で与えられる．内層と外層の境が不連続的になるのを防ぐため任意の点での速度 $u_{i,inlt}$ は内層値と外層値を滑らかにつなぎ

$$u_{i,inlt} = \left[(U_i)_{inlt}^{inner} + (u'_i)_{inlt}^{inner} \right] [1 - W(\eta_{inlt})] + \left[(U_i)_{inlt}^{outer} + (u'_i)_{inlt}^{outer} \right] W(\eta_{inlt}) \quad (24)$$

で与える． $W(\eta)$ は重み付け関数で本計算では

$$W(\eta) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{a(\eta - b)}{(1 - 2b)\eta + b} \right] \right\} \quad (25)$$

$a=4.0, b=0.2$ とする

上の方法で安定的に変動流入風を作成するにはいくつかの工夫を行う必要がある．まず u_τ と δ は流入面とリサイクル面で平均流速から決定されるが、それぞれの地点で互いに独立して計算を行うとその値を過大評価してしまうという欠点がある．流入面リサイクル面における値を整合させるために運動量厚 θ の比にべき乗則を仮定し

$$u_{\tau,inlt} = u_{\tau,recy} \left(\frac{\theta_{recy}}{\theta_{inlt}} \right)^{1/[2(n-1)]} \quad (26)$$

とする．本計算では $n=5$ としている．

次に鉛直方向速度成分であるが計算領域上端で単純に不透過すべり条件を与えると流れ計算領域全体で連続式を満たさない．連続式を満たすには鉛直方向速度は以下のように排除厚さ δ^* の変化

$$v_{top} = U_\infty \frac{d\delta^*}{dx} \quad (27)$$

で与える必要がある．ここで U_∞ は境界層外自由流の流速である．また、流速の変動は境界層付近にも存在するが、境界層から離れた自由流の部分に変動をリサイクルする必要がない．Lund et al.¹⁾は境界層外まで区別せず変動をリサイクルしているが、Bohr¹⁵⁾はそのようなリサイクル方法では平均速度が境界層厚さ付近で滑らかに接続されなくなると指摘している．そこで、流入部における境界層厚外縁付近の変動成分を滑らかに減衰させるために、境界層の内と外の平均流速を滑らかに接続する Smoothed Heaviside function

(Sussman et al.¹⁶⁾)

$$\begin{cases} H_\varepsilon(\phi) = 1 & \text{if } \phi < -\varepsilon \\ H_\varepsilon(\phi) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\phi}{\varepsilon} - \frac{1}{\pi} \sin \left(\frac{\pi\phi}{\varepsilon} \right) \right] & \text{if } |\phi| \leq \varepsilon \\ H_\varepsilon(\phi) = 0 & \text{if } \phi > \varepsilon \end{cases} \quad (28)$$

を用いる．ここで $\varepsilon = \delta_{inlt}/4$ 、 $\phi = y - 1.2\delta_{inlt} - \varepsilon$ とすると、変動成分は $1.2\delta_{inlt}$ から 2ε の区間にかけて滑らかに減衰し、完全にゼロになる．

また、乱れのない初期状態においては、摩擦速度が時間と共に低下し、計算が不安定になりやすい．計算初期の不安定な状態を少しでも早く乗り越えるために、Liu et al.¹⁶⁾ によって提案された動的にリサイクル面を動かす方法を導入する．ここで、リサイクル面の位置 X_2 は

$$X_2 = X_1 + \min(X_{tag} - X_1, cU_b \max(0, (t - t_0))) \quad (29)$$

で与える．ここで、 X_1 は初期にリサイクルを始める地点、 X_{tag} は完全に領域に乱れが発達した時点でリサイクルを行う地点、 U_b は主流方向平均流速、 c は主流流速に対しリサイクル面を動かす早さを遅らせるための定数でここでは 0.5 とする、さらに t_0 はリサイクルを行う地点を動かし始めるまでの時間である．

3.2 瞬時温度のリサイクル

Kong et al.²⁾はLund et al.¹⁾が提案した境界層の流入条件の作成方法と同様な方法を流入部の温度分布生成に適用しているが、本計算でも同様な方法を応用する．

まず、瞬時の温度 $\tilde{T}$ を速度成分と同様に主流横断方向と時間について平均された T とその変動 T' とに分けると

$$T'(x, y, z, t) = \tilde{T}(x, y, z, t) - T(x, y). \quad (30)$$

そして平均温度分布 T に壁面法則と温度欠損則

$$T_0 - T^{inner} = \theta_\tau(x) s_1(y^+) \quad (31)$$

$$T^{outer} - T_\infty = \theta_\tau(x) s_2(\eta_T) \quad (32)$$

を仮定する．ここで T_0 は壁面温度， θ_τ は摩擦温度 $q_0/\rho C_p u_\tau$ ， q_0 は壁面熱フラックス， C_p は定圧比熱， ρ は密度， T_∞ は自由流温度， η_T は外層における温度鉛直スケール y/δ_T ， δ_T は温度境界層厚さ， s_1 ， s_2 は相似則普遍関数である．

流入速度と温度同様にリサイクル面と流入面でそれぞれの相似則が成り立つとするとし，任意の点は内層相似と外層相似の組合せ

$$T_{inlt} = \left[T_{inlt}^{inner} + T_{inlt}^{\prime inner} \right] [1 - W(\eta_{T,inlt})] + \left[T_{inlt}^{outer} + T_{inlt}^{\prime outer} \right] W(\eta_{T,inlt}) \quad (33)$$

で得られる．ここで

$$T_{inlt}^{inner}(y_{inlt}^+) = \lambda T_{recy}(y_{inlt}^+) + T_{0,inlt} - \lambda T_{0,recy} \quad (34)$$

$$T_{inlt}^{outer}(\eta_{T,inlt}) = \lambda T_{recy}(\eta_{T,inlt}) + (1 - \lambda) T_\infty \quad (35)$$

$$\lambda = \frac{\theta_{\tau,inlt}}{\theta_{\tau,recy}} \quad (36)$$

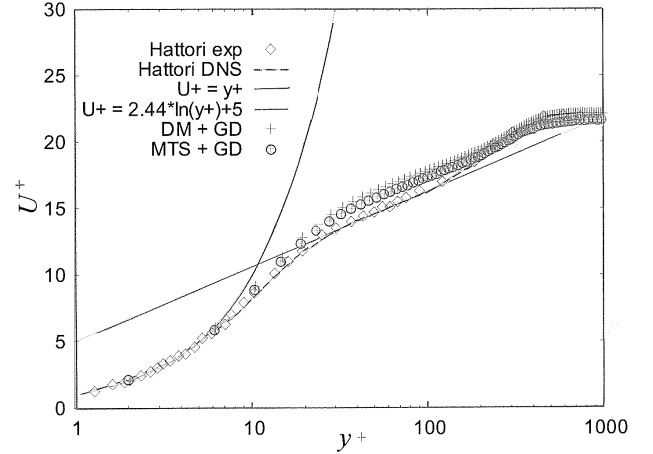
である．

流入面とリサイクル面で鉛直スケールをあわせる際に，それぞれのセルが一致することはないので，線形補間によって内挿される．また，壁面が等温条件の場合内層値 $T_{0,inlt}$ と $T_{0,recy}$ は等しくなる．

4. 数値計算法

本研究で作成し，検証する手法は実地形上気流のシミュレーションに適用することを目的としているので上述の基礎式は全て一般座標上コロケート格子を用いて離散化している．基本的には著者らの作成したコード（笠井・中山²⁾）をもとにしたもので，Fractional step 法を基に粘性，渦粘性項対角成分は陰的，その他の項は陽的に時間進行させ，移流項は保存型 2 次精度中心差分で，粘性応力項も 2 次精度中心差分を用いている．圧力は連続式から得られる圧力についてのポアソン方程式を，Vost¹⁷⁾ によって提案された反復解法である BiCGSTAB 法（双共役勾配安定化法）を用い計算速度向上と並列計算に対応させている．

5. 等温平板上境界層での検証



図—2 序走領域下流端での平均流速分布

上述の手法を検証するのにレイノルズ数は低いが DNS データ（Hattori et al.¹⁸⁾）および風洞実験結果のある平板上境界層の計算に適用する．

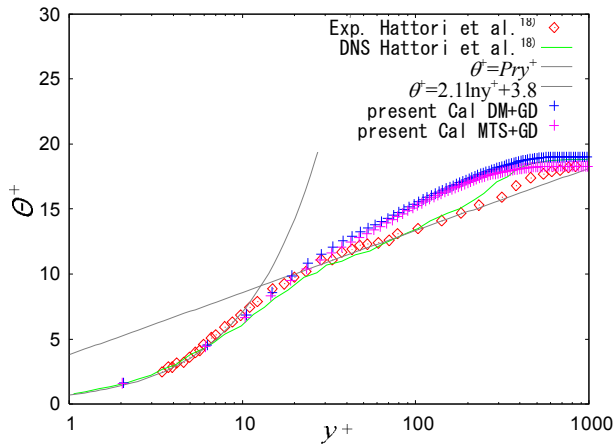
5.1 序走領域での計算

まず序走領域でどの程度変動流入風が作成できているかを確認するためやはり Hattori et al.¹⁸⁾ の中立安定条件で行った風洞実験と DNS 計算条件に合わせ，境界条件，パラメータは次のように設定する．

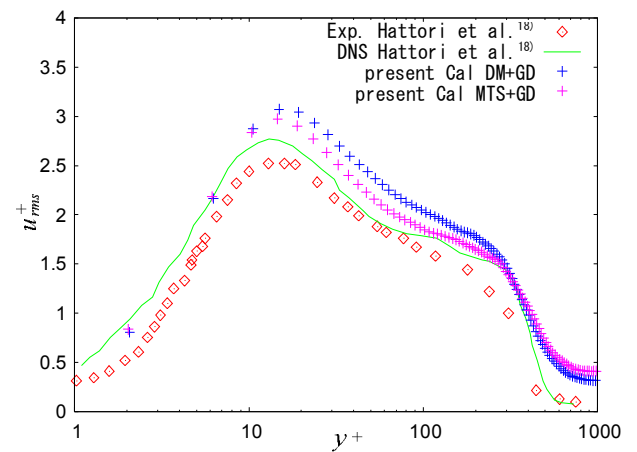
上下流端の条件は前節で説明したリサイクル手法を適用し，圧力勾配はゼロ，底面には等温条件を与え温度変動は考慮するが，浮力効果は無視した中立条件で計算する．運動量厚 θ を基にしたレイノルズ数 Re_θ は 1000，プラントル数は $Pr=0.71$ である．計算格子は直交で格子数は $37 \times 103 \times 31$ とし，底面近傍は密になるようにとられている．解像度は粘性単位で $\Delta x^+ \approx 20$ ， $\Delta y^+ \approx 4$ ， $\Delta z^+ \approx 10$ である．上付⁺は摩擦速度と動粘性係数で無次元化した壁面変数を表す．時間ステップは， $\Delta t U_\infty / \delta_{inlt} = 0.005$ とする．

SGS 応力モデルには前節で説明した DM モデルと MTS モデル，SGS 熱フラックスには GD モデルと ED モデルの組み合わせを用いた．初期速度分布には標準的対数則とウエーク則を組み合わせたものを設定し，2%の乱れ変動を加えた．

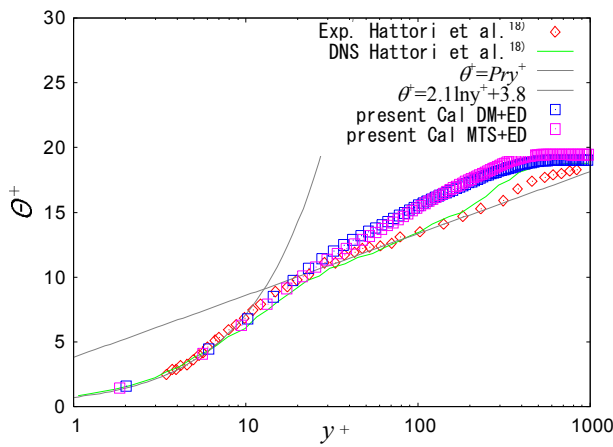
平均流速の計算結果の壁面則プロットを図—2 に示す．序走領域の計算は中立安定を仮定しており熱フラックスモデルに依存しないので GD モデルの結果のみを示している．対数則領域で実験，DNS 結果また通常の対数則に比べやや高めの結果になっているが，既往の解像度の低い LES 計算結果（例えば Abe¹⁹⁾）の傾向と同様な結果である．



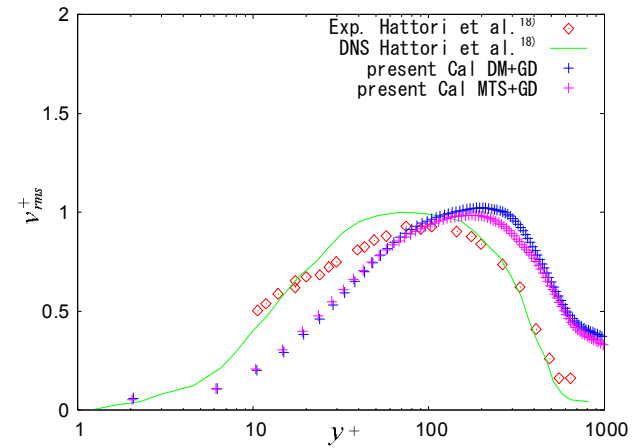
(a)GD モデルの結果



(a)主流方向乱流強度



(b)ED モデルの結果

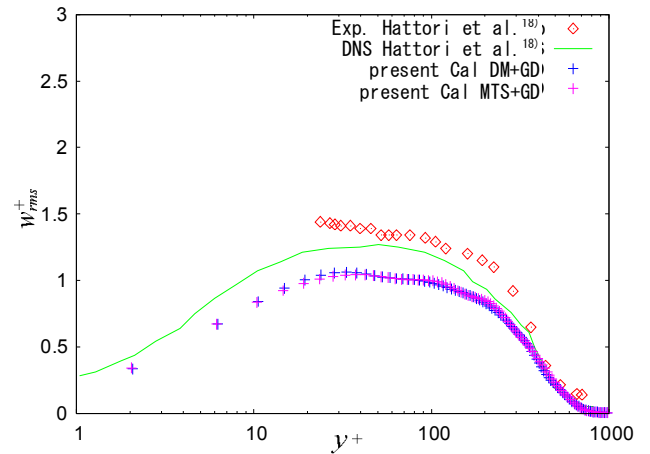


(b)鉛直方向乱流強度

図—3 序走領域下流端での平均温度分布

図—3は平均温度の計算結果である．図—3(a)に熱フラックスモデルにGDモデルを用いた計算結果，図—3(b)にEDモデルを用いた計算結果を示している．どちらも似た結果であるが，外層ではDMモデルの結果がDNS結果の傾向と一致している．対数則領域ではいずれの場合も実験，DNS，また対数則に比べ高めの結果である．しかし Kong et al.²⁾のDNS計算の傾向に似ており，本計算だけの問題ではないと考えられる．

図—4に摩擦速度 u_τ で無次元化した RMS 乱流強度 u^+_{rms} , v^+_{rms} , w^+_{rms} の計算結果を示す．底面からの距離には対数目盛を用いているので底面近傍が拡大され，DNS との差が強調されているが，何れの成分も DNS，実験と同様の傾向になっており良好な結果である．ただし流れ方向の変動 u^+_{rms} が $y^+ > 100$ で大きく，横断方向の変動 w^+_{rms} が全領域で小さくなっているのは，解像度の低い LES に見られる特性で，解像度を上げることにより改善すると考えられる．SGS モデルに関し

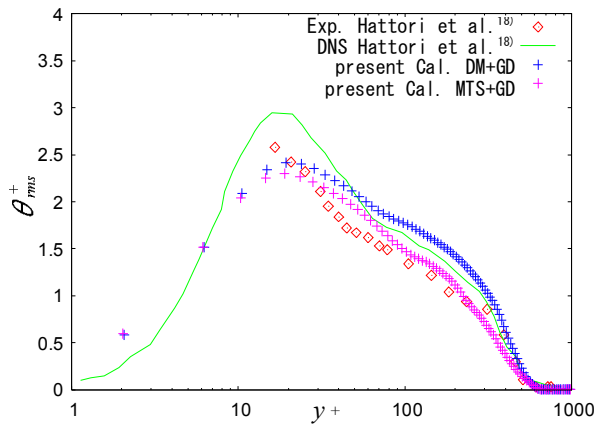


(c)横断方向乱流強度

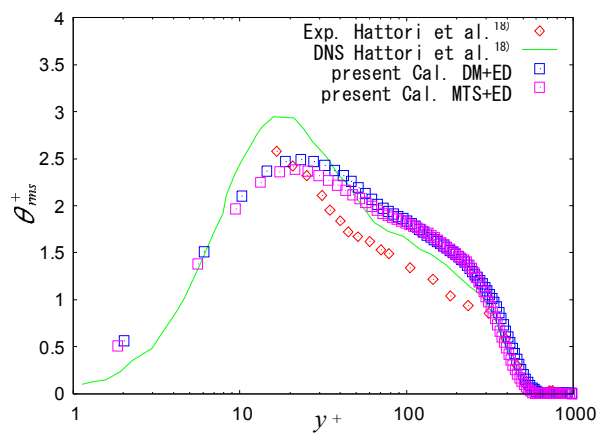
図—4 乱流強度分布

てはMTSモデルがDMよりややDNSに近いが差はほとんど見られない．

次に図—5にRMS温度変動 θ^+_{rms} の結果を示す．熱フラックスにGDモデルを用いたものは図—5(a)，EDモデルを用いたものは図—5(b)である．



(a)GD モデルを用いた計算結果



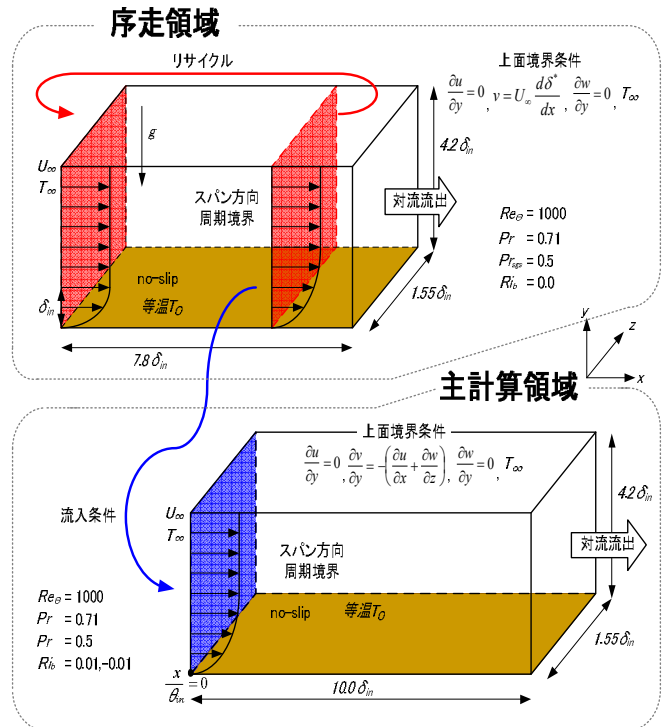
(b)ED モデルを用いた計算結果

図—5 温度変動の分布

温度の変動については平均温度と同様 SGS 熱フラックスモデルに GD モデルを用いた場合、SGS 応力には DM モデルを用いた場合良い結果を示している。ED モデルを用いる場合、SGS 応力モデル間の差はあまり見られないが GD モデルに比べ傾向がより DNS や実験と近くなっている。

5.2 主計算部瞬時場の結果

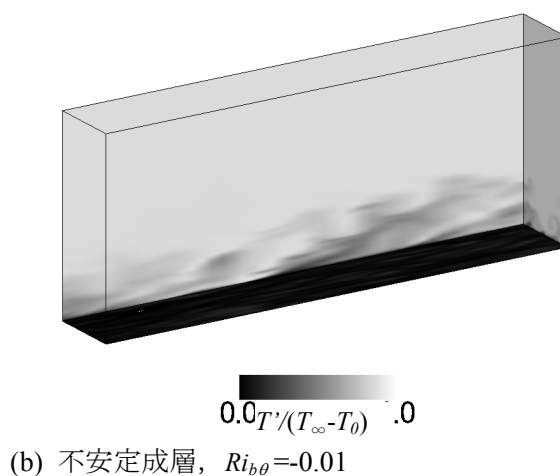
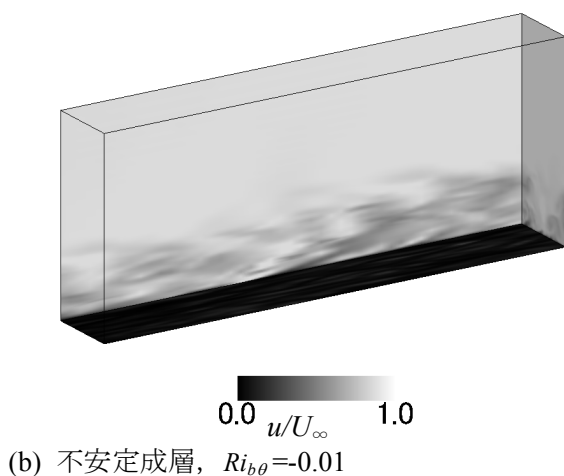
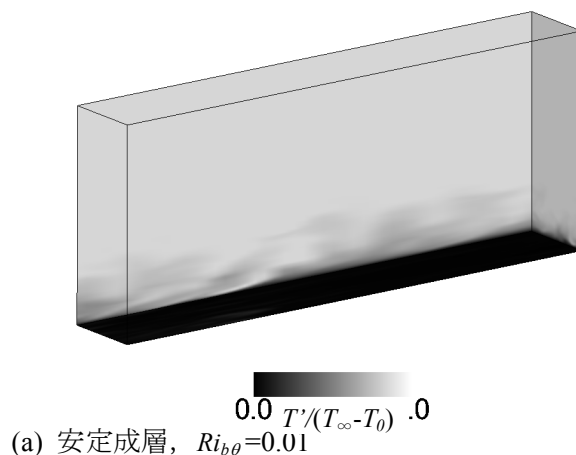
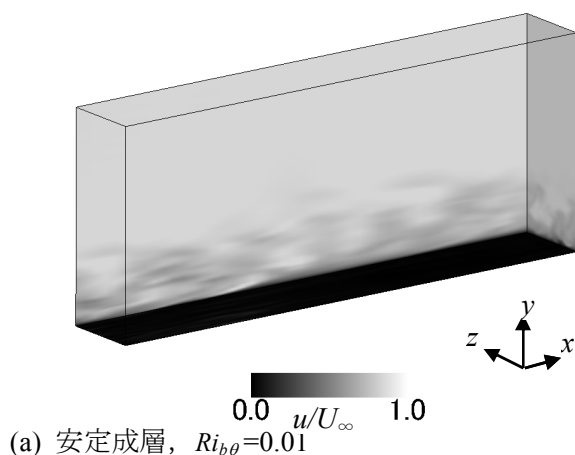
次に主計算領域での計算結果である。主計算領域では前節で生成された中立乱流境界層を流入条件とし、温度成層下で発達する過程を計算する。ここでの目的は計算法の検証であるので、レイノルズ数は低い Hattori et al.¹⁸⁾により行われた DNS 計算の条件に合わせた LES を行う。図—6 に主計算領域の流入条件としての序走部計算結果の適用法とそれぞれの領域での境界条件を示す。底面は序走部と同じ温度



図—6 序走領域及び主計算領域での計算条件

の等温、粘着面である。主計算領域流入面での運動量厚を基にしたレイノルズ数 $Re_\theta = 1000$ 、プラントル数は 0.71 である。温度差を基にしたバルクリチャードソン数 $Ri_{b\theta} = g\beta_0(\Theta_\infty - \Theta_0)/U_\infty^2$ は安定成層の場合 0.01、不安定の場合 -0.01 である。計算格子数は序走部 37x103x31、主計算部が 47x103x31 である。まず序走部のみ 20000 ステップの計算を行い乱れを発達させた後、序走部のリサイクル面の速度と温度分布を主計算領域の流入速度と温度として序走部計算と同じ時間刻みで計算を開始し、20000 ステップの計算結果から平均量を求めた。

図—7 に底面近傍水平面、計算領域終端円直面および下流端鉛直面での主流方向速度の瞬時値を濃淡で示す。図—7 (a)は安定成層 ($Ri_{b\theta} = 0.01$) の場合、図—7 (b)は不安定成層の結果である。境界層外側は瞬時変動が抑制されないよう鉛直上方にやや大きめの計算領域を取っている。安定条件の場合乱れが下流に行くに従い減衰し、鉛直方向に広がる傾向も見られない。これに対し、不安定条件の場合下流に行くに従い乱れが強くしかも鉛直上方方向に広がっている。また何れの場合も境界層の外では乱れが殆どなく自由流が維持されており、発達中の境界層がうまく再現できている。



図一7 瞬時流れ方向速度の濃淡図

図一8 瞬時温度場の濃淡図

図一8は図一7で示した同じ面での温度の瞬時値の結果である。図一8(a)は安定成層 ($Ri_{b\theta} = 0.01$) の場合、図一8(b)は不安定成層の結果である。主流方向速度の変動と同様な傾向で、安定条件の場合乱れが下流に行くに従い減衰し、鉛直方向に広がる傾向も見られない。不安定成層の結果では速度、温度とも壁面近傍せん断の強い部分にストリーク構造が現れているのが見られる。また計算領域は最も大きい乱流構造の数倍程度あり計算領域の大きさもまづまづである。これらより瞬時流れ場の定性的特性は良好にとらえられているといえる。

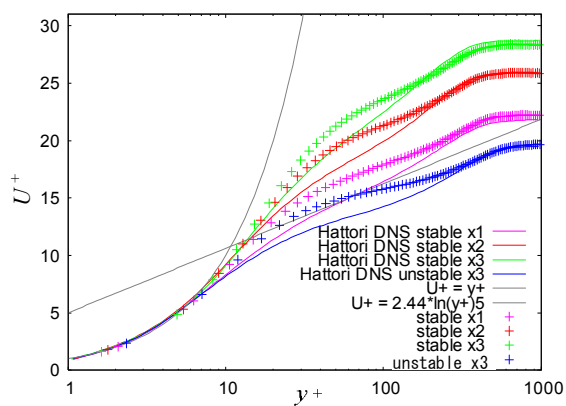
5.3 平均速度の結果

平均量は Hattori et al.¹⁸⁾ の DNS 結果が分かっている地点 $x/l=0$ (流入面), $x_2/\theta_{in}=33.3$, $x_3/\theta_{in}=66.7$ で算出し比較考察する。ここで θ_{in} は主計算領域流入面での運動量厚である。図では $Ri_{b\theta}=0.01$ の安定成層の結果を *stable*, $Ri_{b\theta}=-0.01$ の不安定成層の結果を *unstable* と表示してある。図一9は平均速度分布の壁法則プロット

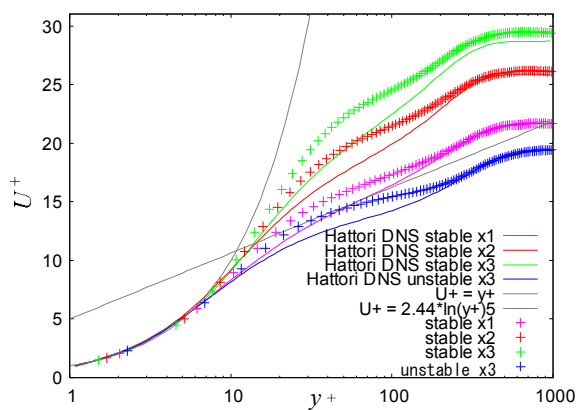
で DM モデルと GD モデルの組合せを図一9(a)に、MTS モデルと GD モデルの組合せを図一9(b)に、DM モデルと ED モデルの組合せを図一9(c)に、MTS モデルと ED モデルの組合せを図一9(d)に示す。不安定条件の DNS 結果は x_3 のみでしか分かっていないので比較もこの地点のみである。流入面 $x=x_1$ での分布は前節で得られたもので、4 ケースともほぼ DNS に一致している。下流の地点では、粘性底層と外層で全てのケースで DNS に近い結果になっており壁面摩擦は良好に予測されているといえる。しかし下流の x_3 地点では GD モデルは DM と組み合わせるとやや低く、MTS との組合せではやや高い結果になっている。MTS と ED の組合せが安定、不安定条件とも最も DNS に近い結果になっている。

5.4 平均温度場の結果

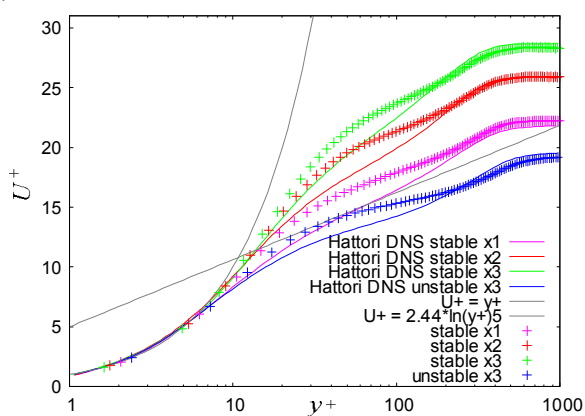
図一10は同様な平均温度分布の壁法則プロットである。平均流速結果と異なりモデルにより大きな差が見られる。安定条件下では MTS モデルと ED モ



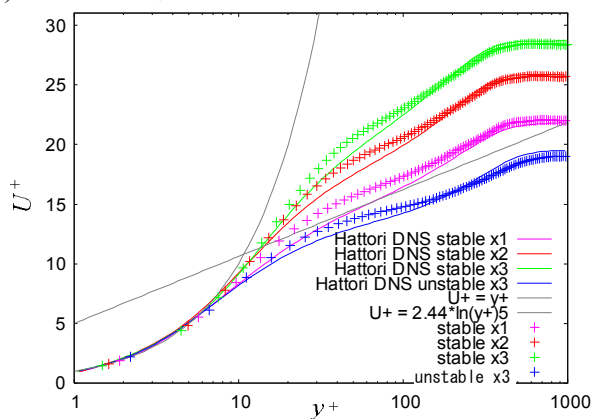
(a) DMモデル, GD モデル



(b) MTS モデル, GD モデル

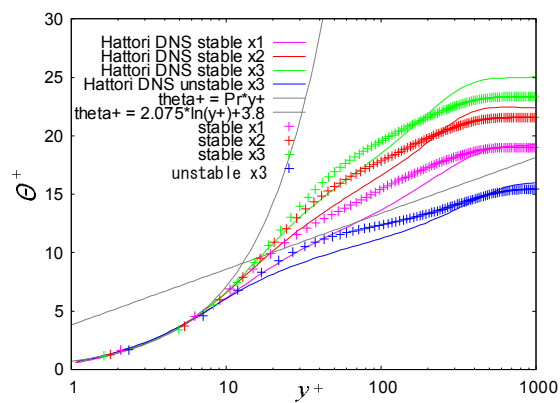


(c) DM モデル, ED モデル

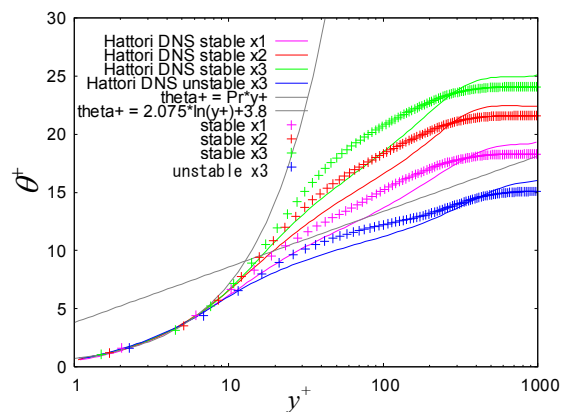


(d) MTS モデル, ED モデル

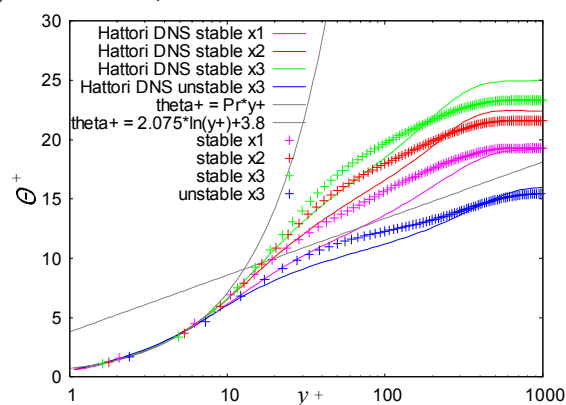
図—9 平均流速分布の結果



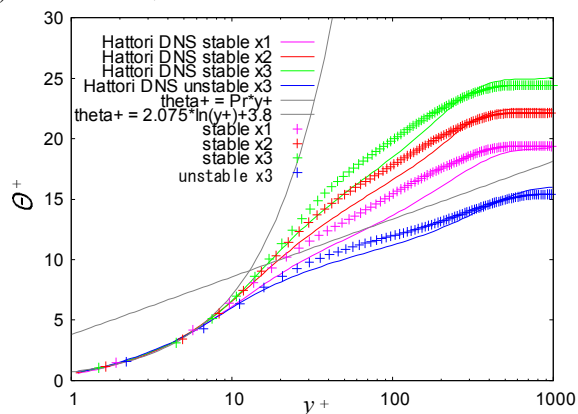
(a) DM モデル, GD モデル



(b) MTS モデル, GD モデル



(c) DM モデル, ED モデル



(d) MTS モデル, ED モデル

図—10 平均温度分布の結果

デルを組み合わせたケース以外は主計算領域の下流に行くに従い DNS からずれが大きくなり信頼できる精度のものとはいえない。特に安定条件下での誤差は、SGS 応力モデルに DM モデルを用いた場合に顕著である。安定条件下で DM モデルが流れ場を適切に再現できないという報告もあり²⁾、今後詳細な検討が必要である

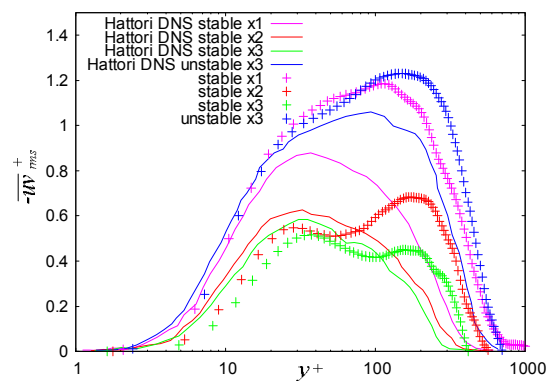
5.5 レイノルズ応力および乱流熱フラックス分布の結果

ここでは平均流速分布と平均温度分布の結果で DNS に最も近い結果を示したのは DM モデルと ED モデルのダイナミックモデルの組合せであるのでこれらのモデルを用いて得られた結果を示す。図一 11 にレイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ 、乱流熱フラックス $-\overline{v'\theta}$ 、流れ方向乱流強度 u'^+_{rms} および RMS 温度変動 θ'^+_{rms} の結果を示す。不安定成層の結果は DNS に近い結果を示している。しかし安定成層の結果では境界層外層で乱れが DNS に比べ大きくなっているのが見られる。これは序走部で流入変動生成時に浮力効果を入れずに生成しているので流入部の乱れがすぐには減衰されず外層に残っているためと考えられる。

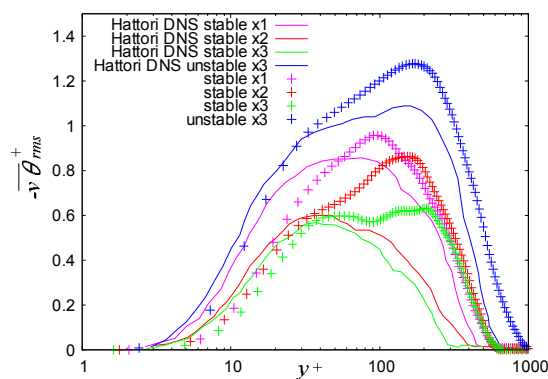
6. 結論

温度成層の影響のもとに発達する境界層の LES シミュレーションをいくつかのモデルを用い行い DNS 結果と比較し検証した。流入面で発達した速度と温度の変動を得るため、序走部を設け変動をリサイクルさせる方法を採用し比較的短い主計算領域で安定・不安定成層条件下での境界層の空間発達をシミュレーションすることができた。SGS 応力および SGS 熱フラックスにはそれぞれ 2 種のモデルを用い比較したが、結果に大差はなく、Mixed Time Scale モデルとダイナミック渦拡散モデルを組み合わせたものが他の組合せに比べやや良い結果を示した。不安定成層の結果はおおむね DNS と一致した良い結果となったが、安定条件下における温度成分は SGS のモデルによっては DNS からの誤差が下流に行くに従い大きくなり、適切に表現できていないことが分かった。また、速度の大きさは再現されているものの、変動は安定条件下で不自然に減衰することが確認された。

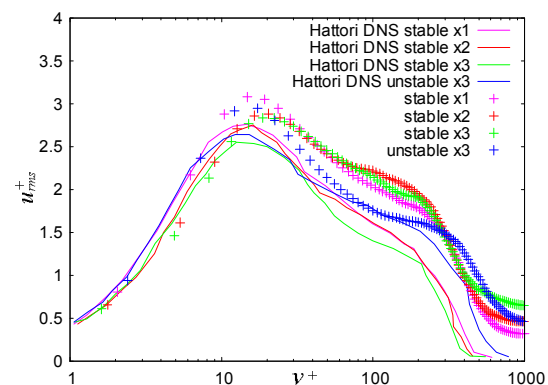
SGS モデルの評価やモデル係数の決定は完全発達したチャネル乱流を用いて行われており、不安定性により乱れが増加したり減衰していく流れ場でモデルの妥当性は検証されていなかった。大気境界



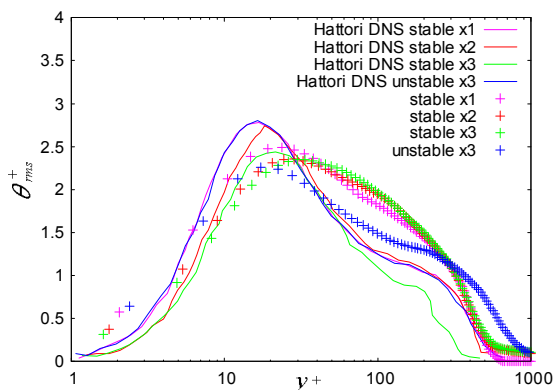
(a) レイノルズ応力分布



(b) 乱流熱フラックス分布



(c) 流れ方向乱流強度分布



(d) 温度変動強度分布

図一 11 平均流速分布の結果

層シミュレーションに適用する場合, 安定度によっては乱れ減衰するという事も考えられる. 安定度に依存しない SGS モデルを開発する必要がある.

参考文献

- 1) Lund, T.S, Wu, X and Squires, K. D.: Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations, *Journal of Computational Physics*, No. 140, pp.233-258, 1998.
- 2) Kong, H., Choi, H., Lee, J. K.: Direct numerical simulation of turbulent thermal boundary layers, *Phys. Fluids*, 12, pp.2555-2568, 2000.
- 3) 笠井大彰, 中山昭彦: 複雑境界上乱流の LES 計算における壁面モデルの検証, *水工学論文集*, 第 53 巻, pp.1051-1056, 2009.
- 4) Germano, M., Piomelli, U. Moin, P. and Cabot W. H. : A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model , *Phys. Fluids*, A 3, 1760, 1991.
- 5) 稲垣昌英, 近藤継男, 長野靖尚: 実用的な LES のための混合時間スケール SGS モデル, *日本機械学会論文集 (B 編)*, 68 巻 673 号, pp.122-129, 2002.
- 6) 内田孝紀, 大屋裕二: パッシブ粒子追跡法による三宅島火山ガス挙動の可視化, *可視化情報学会論文集*, Vol.23, No.7, pp.58-65, 2003.
- 7) Moin, P., SQUIRES, K., CABOT, W. & LEE, S. : A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, *Phys. Fluids*, A 3, pp.2746-2757, 1991.
- 8) Drault, P., Lardeau, S., Bonnet, J.-P., Coiffet, F., Delville, E. Lamballais, J. Lageau, J.F. and Perret, L.: Generation of three-dimensional turbulent inlet conditions for large-eddy simulation, *AIAA Journal*, Vol.42 (3), pp.447-456, 2004.
- 9) 丸山敬, 盛川仁: 乱流境界層内の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション, 第 13 回風工学シンポジウム, pp.573-578, 1994.
- 10) 丸山敬, 丸山勇祐, W.ロディ, 平岡久司: 人工的に発生させた流入気流を用いた LES による乱流境界層の計算, 第 14 回風工学シンポジウム, pp.217-222, 1996.
- 11) Noda, H. and Nakayama, A. : Reproducibility of flow past two -dimensional rectangular cylinders in a homogeneous turbulent flow by LES, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91, pp.265-278, 2003.
- 12) 野澤剛二郎, 田村哲郎: ラフネス上に空間発達する乱流境界層の LES と変動風の評価, *日本建築学会構造系論文集*, 第 541 号, pp.87-94, 2001.
- 13) 野澤剛二郎, 田村哲郎: 空間発達型乱流境界層 LES の都市域強風への適用性, *日本建築学会構造系論文集*, 第 554 号, pp.37-44, 2002.
- 14) Spalart, P.R. and Leonard, A.: Direct numerical simulation of transition and turbulent boundary layer, in *Proc.5th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Ithaca, NY, 1995.
- 15) Bohr, E.: Inflow generation technique for large eddy simulation of turbulent boundary layers , *Rensselaer Polytechnic Institute*, Troy, New York, pp.71-73, 2005.
- 16) Sussman, M., Almgren, A. S., Bell, J. B., Howell, L. H., Collella, P. and Welcome, M. L.: An adaptive level set approach for incompressible two-phase flows, *Journal of Computational Physics*, 148, pp.81-124, 1999.
- 17) van der Vorst, H.A.: Bi-CGSTAB: a fast and smoothly converging variant of Bi-CG for solution of non-symmetric linear systems, *SIAM J. Sci. Statist. Comput.*, Vol.12, pp.631-644, 1992.
- 18) Hattori, H., Houra, T. and Nagano, Y.: Direct numerical simulation of stable and unstable turbulent thermal boundary layers, *J. Heat and Fluid Flow*, 28, pp.1262-1271, 2007.
- 19) Abe, K.: A hybrid LES/RANS approach using an anisotropy-resolving algebraic turbulence model, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 26, pp.204-222, 2005.

(2009 年 4 月 9 日受付)