空間発達型乱流境界層 LES の都市域強風への適用性

—乱れ特性の対応に関する検討—

APPLICABILITY OF SPATIALLY EVOLVING BOUNDARY LAYER SIMULATION
AGAINST STRONG WIND ON URBAN AREA

—On the realizability of turbulence characteristic—

野澤 剛二郎^{*1}, 田村 哲郎^{*2}

Kojiro NOZAWA and Tetsuro TAMURA

In this paper, the method of generating a turbulent boundary layer over rough wall, which has been proposed by authors, was verified by the turbulent characteristics to be put to practical use. Integral scales of turbulence and spectra of streamwise velocity fluctuations were investigated to be influenced by the size of computational domain and the length of the periodic zone. The influence of the length of the periodic zone could be seen in a higher part of the boundary layer. To check the influence of Reynolds number between the atmospheric boundary layer and the numerically simulated boundary layer, we modified the method to apply the model in the vicinity of the wall. We could not see the difference between the high and low Reynolds number simulation, except the mean velocity profile in the roughness layer.

Keywords: *Turbulent boundary layer, Large eddy simulation, Inflow turbulence, Roughness, Turbulence characteristic*

乱流境界層、ラージエディシミュレーション、流入変動風、ラフネス、乱れ特性

1 はじめに

強風時の実構造物まわりの流れの非定常数値シミュレーションに用いる流入変動風の作成方法のひとつとして、準周期境界条件により空間的に発達する乱流境界層を生成する方法がある¹⁾²⁾。この方法は下流の一断面の流速を取り出し、鉛直方向の風速分布の相似性に基づいてスケール変換を行い、入口から再流入させるというものである。また、乱流境界層の上方は一様流とすることで境界層の空間的な発達を促し、陽な圧力勾配を必要としない大気境界層により近い条件を想定している。この方法は当初、平板境界層に対して提案されたが、筆者ら³⁾により市街地などを想定した比較的大きな粗度を持つ地表面上を発達する境界層に対しても適用できるように拡張されている。

この手法の特徴はラフネスを計算上再現していること、準周期境界条件を採用していることにある。気象学分野ではモニン・オブコフの相似則に基づいてラフネスも含めた地表面近傍をモデル化している。また、風工学分野の風洞実験では吹送距離の制約から、一般にスパイヤ等を用いて非平衡状態の境界層が再現されている。それに対してこの手法では、ラフネスを含めた地表面近傍の乱れを

忠実に再現しつつ、吹送距離の制約の無い準周期境界条件の採用により平衡状態の境界層が再現されている。ただし、この手法により生成される乱流境界層を都市域を対象とした流入変動風として用いるには、明らかにしなければならない点が幾つかある。一般に風洞実験が空間的な制約や測定精度の影響を受けるのと同様に、前報で提案された手法に関しても解析領域や計算負荷の制約を受けており、実大気のレイノルズ数 ($10^8 \sim 10^9$) を実現することは困難であり、水平方向の乱れのスケールや変動風速が実大気と比べて過少評価されることも想像される。

前報³⁾で筆者らが LES により示した結果では既往の結果と平均風速分布は良くあっていたものの、乱れのスケール L_z^* の鉛直分布が実測から予測されたものと必ずしも一致していなかった。また、数値解析上の問題としては、流れ方向に周期領域を境界層厚の二倍弱取っていたにもかかわらず、風速変動スペクトルに解析領域の大きさに対応する周期成分が残っていた。境界層の実験や実大気の観測から境界層厚の数倍に相当する流れ方向の乱れのスケールが観測されていることから、解析領域が短いことが乱れ性状に影響を及ぼす可能性が考えられる。

^{*1} 清水建設㈱和泉研究室 博士(工学)

^{*2} 東京工業大学大学院総合理工学研究科環境理工学創造専攻 教授・工博

Izumi Research Institute, Shimizu Corporation, Dr. Eng.
Prof., Dept. of Environmental Science and Technology, Tokyo Institute of Technology, Dr. Eng.

さらに、建築構造物、特に低層構造物を対象として流入変動風を作成することを考えた場合、屋根面に形成される剥離剪断層のレイノルズ数が十分に大きくないと、分子粘性の影響により構造物表面の圧力が正しく再現されない可能性がある⁴⁾。前報よりも大きく実大気に近いレイノルズ数の境界層を実現するには、地表面近くの乱流渦構造を解像するために必要な大きい計算負荷が障害となる。

本研究では前報で提案された手法の問題点を整理し、より詳細な乱流特性の吟味に基づき、都市域を想定した大気乱流場のシミュレーション技術の実用化を目指す。まず、乱れのスケールやスペクトルピークに対する解析領域や準周期境界条件の影響を調べる。また、比較的低い計算負荷で境界層を再現する方法について検討し、実大気よりも数オーダー程度小さいレイノルズ数で流入変動風作成を実現する。さらに、再現された境界層の乱れ特性について実大気との対応を論じる。

2 粗面上を発達する乱流境界層の数値計算の概要

2.1 空間発達する乱流境界層計算モデル

前報では、粗面上を発達する乱流境界層に関して、準周期境界条件を用いる Lund の方法²⁾を粗面に拡張し、床面にラフネスブロックを配置しながら解く手法を提案した。以下にその概要を示す。図 1 に示すように、この手法では下流境界 (recycle station) のデータをリスケールして流入境界 (inflow boundary) に与える。つまり、内層に対しては壁法則、外層に対しては速度欠損則に基づく代表長さと速度を決めて下式のようにリスケーリングを行う。

内層 (inner region):

$$\begin{cases} U_{intl} = \gamma U_{recy}(z_{intl}^*) \\ u'_{intl} = \gamma u'_{recy}(z_{intl}^*) \\ u_{intl} = U_{intl} + u'_{intl} \end{cases} \quad (1)$$

外層 (outer region):

$$\begin{cases} (U_{\infty} - U)_{intl} = \gamma (U_{\infty} - U)_{recy}(\eta_{intl}) \\ u'_{intl} = \gamma u'_{recy}(\eta_{intl}) \\ u_{intl} = U_{intl} + u'_{intl} \end{cases} \quad (2)$$

ただし、

$$z^* = z/l_{inn}$$

$$\eta = z/l_{out}$$

$$\gamma = \frac{u_{\tau(intl)}}{u_{\tau(recy)}}$$

図 1 乱流境界層生成の概念図

である。 l_{inn} と l_{out} は、それぞれ内層と外層の代表長さで、外層については境界層厚 δ を与える。また、内層については滑面ならば壁距離 ν/u_{τ} 、粗面ならば等価砂粒度 k_s を与える。添え字の $intl$ と $recy$ は、それぞれ流入と下流境界の物理量であることを示す。リスケーリングを行うには摩擦速度比 γ と境界層厚比 $\delta_{intl}/\delta_{recy}$ が定まればよい。ここでは計算結果から安定した値が得にくい境界層厚の比に代えて、運動量厚 θ の比を用いてリスケーリングが行われる。これは、 δ と θ のそれぞれが主流方向に変化するものの、比較的短い主流方向長さに対してはその比がほぼ一定になっているという仮定の下に行われることを示す。

流入境界の運動量厚 θ_{intl} を予め与えることで、計算結果から求まる下流境界の運動量厚 θ_{recy} との比 $\beta(=\theta_{intl}/\theta_{recy})$ により摩擦速度比 γ を求める。

$$\beta^{-1} - 1 = \frac{c_f'(x)}{2\theta_{intl}} \frac{x}{1-r} \left\{ \gamma^{\frac{2r-2}{r}} - 1 \right\} \quad (3)$$

ただし、

$$\begin{aligned} c_f'(x) &= \left(2.87 + 1.58 \log \frac{x}{k_s} \right)^{-2.5} \\ r &= \frac{3.95}{2.87 + 1.58 \log \frac{x}{k_s}} \end{aligned} \quad (4)$$

である。吹送距離 x はラフネスを含めた床面の抵抗から、Prandtl *et al.* の全抵抗の実験公式⁵⁾を用いて算定する。また、式中の k_s は等価砂粒度であり、付録に基づいて主流方向に一樣な値を予め与えておく。このため、粗面の内層に関しては鉛直方向へのリスケーリングは行われない。このようにして算定された γ と β を式 (1)、(2) に用いることでリスケーリングが行われる。

風速の主流直交方向成分 v と鉛直方向成分 w に関しては、式 (1) と (2) の平均成分について、 $\gamma = 1$ として計算を行う。また、高さ z に関しては零面変位分を考慮する必要があるが、予め零面変位量を予測することが困難なためと、零面変位による影響が少ないことからここでは考慮しないこととする。

2.2 乱流計算法

LES によりフィルター化された非圧縮性の Navier-Stokes 方程式と連続の式に基づいて、コロケーション格子を用いて計算を行う。空間に対しては 2 次精度の中心差分、時間に対しては対流項に Adams-Bashforth 法、粘性項に Crank-Nicolson 法を用いる。LES の SGS モデルとして Smagorinsky モデルを用いる。Smagorinsky 定数は $C_s = 0.1$ とし、壁近傍では Van-Driest 型の減衰関数を用いる。

床面は滑りなしの条件、側面は周期境界条件とする。また、流出境界には Sommerfeld の放射条件³⁾を用いる。屋根面では水平方向には滑りの条件とし、鉛直方向には境界層の発達に伴って流出させるように排除厚の勾配から鉛直方向風速を定める。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = U_{\infty} \frac{d\delta^*}{dx}$$

上記の境界条件により、境界層の発達に伴って圧力勾配が増加することが抑えられる。また、チャネル乱流の計算のように陽に圧力勾配を付加することはない。

3 解析領域の影響に関する検討

3.1 解析ケースとラフネスの配置

主流方向の解析領域の長さの影響を調べるために、前報で行った計算よりも周期境界部分が長いケースについてシミュレーションを行った。解析領域等を表 1 に示すが、case A は前報で示した計

算結果である。両ケースともに解析領域高さと幅はそれぞれ H と $0.67H$ であり、周期境界長さについては case B を case A の二倍とした。境界層上方の自由流の風速 U_∞ と境界層厚 δ に基づく case B のレイノルズ数は約 1.4×10^5 である。前報と同様に解析領域は鉛直方向に三層で分け、領域分割法により計算を行う。格子解像度はいずれのケースも同じで、最下層に関して水平方向の解像度を $(\Delta_x, \Delta_y) = (\frac{6.67}{1000}H, \frac{3.70}{1000}H)$ とし、上層の格子幅は各々1.5倍と2.25倍としている。

表 1 解析領域と解析ケース

case	A	B
高さ	H	H
幅	$0.67H$	$0.67H$
長さ	$1.68H$	$2.76H$
周期境界長さ	$1.08H$	$2.16H$

ラフネスブロックは等間隔の千鳥格子状に配置している(表2)。ラフネス要素距離 D とラフネス密度 λ の定義は、それぞれ $\sqrt{A/n}$, $h_y h_z / D^2$ である。ただし、 A はラフネスが設置されている領域の床面積、 n はラフネスの個数である。ラフネスブロック近傍の流れの計算には前報と同様に簡易 CIP 法⁶⁾ を用いている。

表 2 ラフネスブロックの諸元

ラフネス要素の寸法	h_x/H	0.053
	h_y/H	0.044
	h_z/H	0.048
ラフネス要素距離	D/H	0.246
ラフネス密度	λ	0.035
ラフネス要素に対する格子点数	$n_x \times n_y$	8×12

3.2 平均流の鉛直プロファイル

レイノルズ応力と平均風速の鉛直分布は下流境界から $0.3H$ 離れた位置でのスパン方向と時間の平均値である(図2,3)。case A と case B の境界層厚 δ はそれぞれ、 $0.67H$ と $0.80H$ である。Jackson の方法⁷⁾ により求めた零面変位量 d は case A, case B それぞれ $0.024H$, $0.031H$ となっている。鉛直方向の距離は δ と d を用いて無次元化している(以後、 $Z = z - d$ とする)。また、レイノルズ応力はピーク値から求めた摩擦速度 u_τ の自乗で規準化し、速度については自由流速 U_∞ で規準化している。平均風速分布は両ケースともべき指数 $\alpha = 0.25$ のべき乗則にほぼ従っている。レイノルズ応力は壁近く ($Z < 0.1\delta$) で両ケースは良く一致しているものの、壁から離れたところ ($Z > 0.1\delta$) で多少ばらついており、統計量を取る時間が不十分だったことが原因と考えられる。しかし、定性的に見る限り両ケースは良く一致しており、解析領域の影響はないものと思われる。

3.3 風速変動のスペクトル

つぎに、主流方向の波数スペクトルを調べる(図4)。ここでは解析領域の影響を明確にするために、横軸は壁近傍の主流方向の格子幅 (Δ_x) で無次元化した波数 k_x を用いた。完全な周期性を仮定した場合の周期領域の長さから決まる最小波数は図の破線の位置になる。 $k_x = 0.02$ 付近のピークとその高波数側に現れる高調波は、 $z \leq 0.065H$ にしか現れていないことから考えて、等間隔

図 2 レイノルズ応力分布

図 3 平均風速の鉛直分布

で配置されたラフネスブロックによって生じたものである。ピークの現れる範囲がラフネスブロック高さの二倍以内にあることは、ラフネスの影響の及ぶ範囲 (roughness layer) がラフネス高さの数倍⁸⁾ であることと整合する。結果は示さないが、ラフネスブロックの無い平板上の計算ではこのようなピークは現れていない。

高波数側について見ると、両ケースともに波数 k_x の $-5/3$ 乗則に従う範囲が見られる。エネルギー領域を含む低波数領域には両ケースに差が見られる。比較的壁に近い領域 ($z \leq 0.065H$) では、スペクトルピークが case A の最小波数よりも高波数側にあり両者に差はない。しかし、壁から大きく離れると ($z \geq 0.103H$) case A のスペクトルピークが最小波数の位置と重なる。さらに、そのピーク値 ($z \leq 0.145H$) が case B と比較して過大評価されていることから考えて、周期境界の影響が壁から大きく離れた領域に現れていると言える。逆に、case A の主流方向成分の場合でも、 $z \leq 0.065H$ の範囲で再現された乱れの構造に対する周期境界の影響は少ないと言える。case B の $z \geq 0.145H$ ($\approx 0.2\delta$) の領域にもピークが限界波数に現れており、境界層高さの三倍以上の周期長さを取ったとしても必ずしも十分でないことが分かる。他の風速成分についてはここに結果を示さないが、 v 成分は u 成分と同じ傾向を示している。また、 w 成分はいずれの高度でもローカルピークが限界波数よりも低波数側に見られ、周期境界の影響は現れていなかった。

スパン方向の波数スペクトルについても図5に示す。周期境界領域から求まる最小波数は図中の波線で示している。限界波数よりも高波数側にピークを持つのは $z \leq 0.065H$ の範囲であり、主

(a) case A

(b) case B

図 4 主流方向風速の主流方向波数スペクトル

流方向と同様に周期境界の影響を排除するにはスパン方向に広い領域を設ける必要がある。

3.4 風速の自己相関関数と乱れのスケール

風速の波数スペクトルから case A の方がより低い位置において周期境界条件の影響を受けていることがわかった。そこで、風速の自己相関関数を比較することで解析領域の違いが与える影響を明らかにする。図 6 に高さ $z = 0.065H$ と $z = 0.10H$ の位置の風速 u 成分の自己相関関数を示す。横軸は時刻差 $\Delta\tau$ に対して平均風速 $U(z)$ を乗じることで相関距離に換算している。また、相関はスパン方向に分布した複数の点に対して評価されたものを平均しており、ラフネスブロック等の影響は少ないものと考えられる。図中の $x = 1.08H, 2.16H$ の位置が周期境界の距離に相当する。高さ $z = 0.065H$ では case A に若干周期境界の影響が見られるが、 x が小さな領域では両ケースの差は小さい。一方、高さ $z = 0.10H$ では case B の方が全般的に相関が高いうえに、周期境界位置で明瞭なピークが case A に見られる。相関距離 x が小さな領域でも両者の差は $z = 0.065H$ と比べて大きくなっており、両者の乱れ

図 5 主流方向風速のスパン方向波数スペクトル (凡例は図 4 と同じである)

のスケールについても大きな差があるものと予想される。この傾向は上方でも見られ、case A の周期境界位置でのピーク値はさらに大きくなっていく。

つぎに、風速の空間相関係数から求めた乱れのスケールの鉛直分布を比較する (図 7)。境界層厚さが両ケースでは異なるため、床面近傍について比較を行うときは床面からの距離を用い、境界層全体については境界層厚で無次元化した鉛直方向の距離 (Z/δ) を用いる。壁に近い領域 ($z < 0.07H$) では両ケースは非常に良く一致しており、べき指数 0.4 のべき乗則にほぼ従っている。しかし、壁から大きく離れた $Z > 0.05\delta$ では両ケースの違いが大きく、 $Z = 0.6\delta$ 付近で再び同じような値となる。およそラフネス高さ h_z の二倍程度の範囲ではラフネスの大きさや間隔などの影響を強く

(a) $z = 0.065H$ (b) $z = 0.10H$

図 6 風速の自己相関関数

受けているため、両者の乱れのスケールがほぼ一致していると思われる。それよりも上方で乱れのスケールが異なってくる原因として周期境界条件の影響があると考えられる。既往の実測結果⁹⁾¹⁰⁾によると、大気境界層の比較的低い領域 ($Z < 0.4\delta$) では乱れのスケールが単調に大きくなる。それに対して、case A は $Z = 0.06\delta$ 付近、case B では $Z = 0.14\delta$ 付近でピークとなり、その後減少している。このピーク値を取る高度は、風速変動のパワースペクトルから予測される周期性の影響が現れる高度と一致している。また、両ケースの乱れのスケールのピーク値には約二倍の開きがあり、周期領域の長さの比に対応している。このことから、case A では $Z > 0.06\delta$ の範囲で case B では $Z > 0.14\delta$ の範囲で、乱れのスケールが周期領域の長さの影響を受けていることがわかる。

以上の結果からも分かるように周期境界条件を用いることによる影響は風速の空間相関、あるいは乱れのスケールに影響し、それぞれ相関係数が小さく、乱れのスケールが小さい流れ場が生成される可能性がある。しかし、乱れのスケールを再現する必要がある高さに注目して解析領域を設定すれば、周期境界の影響が平均風速分布や、変動風速分布に影響がないことから流入変動風として問題はないと思われる。

ここで都市域の乱れのスケールと粗度長の関係について case B の結果と既往の実測結果を比較検討する。高さが境界層厚の 10% 程度の領域では対数則が成立すると考えられ、その領域では粗度長を代表長さとして用いることは妥当と思われる。べき指数 0.25 に

(a) 床面近傍

(b) 境界層全域

図 7 主流方向の乱れのスケール (u 成分)

おける既往の実測結果¹¹⁾ の粗度長はおおよそ $0.4 \sim 2\text{m}$ であり、Counihan の提案式⁹⁾ では約 1.3m となる。一方、case B の粗度長は $z_0 = 0.0016H$ である。実測と本計算の粗度長が対応しているものとする、高度 50m に相当する $\frac{z-d}{\delta} = 0.038$ における乱れのスケールは、図 7 より $L_z^* = 170\text{m}$ である。同様に $\frac{z-d}{\delta} = 0.1$ は高度 90m に相当し、乱れのスケールは約 250m となる。それに対して Counihan⁹⁾ の調査では高度 $46 \sim 60\text{m}$ の乱れのスケールは $40 \sim 198\text{m}$ 、高度 $85 \sim 100\text{m}$ の乱れのスケールが $65 \sim 400\text{m}$ であり、本計算結果はこれらの範囲に入っている。

以上の結果から、本計算結果は周期境界の影響を受けていない範囲で粗度長と乱れのスケールの関係が既往の実測結果に対応していることがわかる。

4 高レイノルズ数流れにおける乱れ特性

実大気に近いレイノルズ数流れを前報の手法で再現するには、計算負荷を低減するように手法を改良する必要がある。そこで、本章では高レイノルズ数流れを実現するうえで必要な手法の改良について述べ、その改良手法を検証する。また、改良した手法を用いて実大気よりも数オーダー程度レイノルズ数が小さい計算を行う。実大気とのレイノルズ数の違いは境界層の乱れ特性に影響を及ぼす可能性があり、風速変動が小さくなるという予測が Perry *et al.*¹²⁾ によって為されている。ここでは、再現された境界層の乱れ特性について実大気との対応を論じる。

4.1 高レイノルズ数流れへの対応

前報の手法をより高いレイノルズ数にそのまま適用するにはつぎのような問題点がある。壁面近傍の組織的な乱流構造を忠実に再現するために、壁面近くの計算格子点が全体に占める割合の半分以上となっており、レイノルズ数を倍にすると単純に考えて格子点数が四倍以上必要となる。ただし、ラフネスブロックを設置したことが、格子点数を増やす要因とはなっていない。

ここではこのような計算負荷を低減する方法について示す。本報で対象とする比較的大きな粗度をもつ流れ場では、滑面のように壁面近傍の緩衝層 (buffer layer) を中心として主に生成されるレイノルズ応力よりも、粗度要素によって生成されるレイノルズ応力による影響の方が大きいと考えられる。このことは、本計算のように水理学的に完全な粗面では摩擦速度と粗度高さ、床面からの距離で対数則は表され¹³⁾、レイノルズ数の影響を受けないことから想像される。このため、壁面には壁法則を考慮した二層モデルを用いることで格子点数の低減が期待できる。しかし、前報の方法では再現された乱流構造によって生ずる床面応力を用いて吹送距離を算定し、風速等のリスケーリングを行っており、床面応力の再現精度が解全体に影響を及ぼす恐れがあった。そこで、床面応力を用いないで吹送距離を算定する手法を提案する。

4.2 吹送距離の算定

前報では壁面での応力、粗度要素にかかる圧力と壁面摩擦の和から壁面抵抗 ΔD を算定していた。ここでは全抵抗係数 C_f の定義を用いて、運動量厚 θ との関係式を導く。全抵抗係数 C_f は以下のように定義される。

$$C_f(x) \equiv \frac{D(x)}{(1/2)\rho U_\infty^2 b x} \quad (5)$$

ここで、 D は全抵抗、 b は流路幅、 ρ は流体密度を表す。全抵抗 D はカルマンの運動方程式を用いて運動量厚 θ との関係式を導くこと

ができる。

$$D(x) = \int_0^x \tau_0(x) dx = \rho U_\infty^2 \{ \theta(x) - \theta(0) \} \quad (6)$$

上式を式 (5) に代入して、以下の式を得る。

$$C_f(x) = \frac{2\theta(x)}{x} \quad (7)$$

ただし、 $\theta(0) = 0$ としている。全抵抗係数 C_f に関しては Prandtl の実験公式を用いる。

$$C_f = \left(1.89 + 1.62 \log \frac{x}{k_s} \right)^{-2.5} \quad (8)$$

Prandtl の実験公式は C_f が吹送距離 x の関数となっており、 $\theta(0) = 0$ となるように考慮されている。ただし、その適用範囲は $10^2 < x/k_s < 10^6$ である。運動量厚 θ と吹送距離 x の関係式を式 (7) と式 (8) から導く。

$$\theta^* = \frac{x^*}{2} (1.89 + 1.62 \log x^*)^{-2.5} \quad (9)$$

ただし、 θ^* と x^* は、それぞれ θ と x を k_s で無次元化したものである。運動量厚 θ は計算結果から求められるので、式 (9) を x について反復計算を解けば吹送距離が求められる。このように式 (9) を用いることで床面応力の再現精度に関係なく、運動量厚より吹送距離が算定される。算定された x を式 (4) に代入することで、既知量 β と式 (3) より摩擦速度比 γ が求められ、リスケーリングが可能となる。

4.3 修正計算手法の検証

高レイノルズ数に対応した計算手法を検証するために、前報の手法と流れ場を比較する。解析領域は前章の case A と同じとし、水平方向の解像度も同じものとする。ラフネスは表 3 の配置とし、粗度区分 III に相当する境界層を作成する。高レイノルズ数に対応した方法では、床面近傍の鉛直方向の解像度を前報に比較して粗くしている。前報では壁に最も近い格子点が $z^+ \sim 0.6$ となっているのに対し、高レイノルズ数に対応した方法ではその約 8 倍としている。ただし、ラフネス高さ付近から上空では、両ケースの解像度はほぼ同じである。解析領域高さ H と一様流の風速 U_∞ で決まるレイノルズ数は約 1.2×10^5 となっている。吹送距離の算定には式 (9) を用いる。

表 3 ラフネスブロックの諸元

ラフネス要素の寸法	h_x/H	0.040
	h_y/H	0.030
	h_z/H	0.030
ラフネス要素距離	D/H	0.246
ラフネス密度	λ	0.015
ラフネス要素の格子点数	$n_x \times n_y$	6×8

図 9 と 8 にレイノルズ応力分布と平均風速分布を示す。さらに、表 4 に平均風速場から求まるパラメータを示す。ここで、零面変位量は Jackson⁷⁾ の方法でレイノルズ応力分布から算定している。両者の差はほとんど無く、計算方法の違いによる影響はないものと考えられる。

4.4 高レイノルズ数流れの計算

ここでは解析領域高さ H と一様流の風速 U_∞ で決まるレイノルズ数 Re が約 1.2×10^5 , 3.8×10^5 , 3.8×10^6 の三ケースにつ

表 4 平均風速場から求まるパラメータ

	修正前	修正後
境界層厚 δ	$0.75H$	$0.64H$
べき指数 α	0.2	0.2
粗度長 z_0/h_z	0.011	0.010
零面変位量 d/h_z	0.45	0.51

図 8 レイノルズ応力分布

図 9 平均風速の鉛直分布

いて計算を行ない、レイノルズ数を実大気に近づけて行く場合についてその影響を調べる。ただし、 $Re = 1.2 \times 10^5$ のケースは前節の結果を用いる。地表面に最も近い風速の定義位置は粘性底層に入らない可能性が大きいので、ここでは壁法則に基づく境界条件を与える。風速の鉛直分布に対数則を仮定する二層モデルを壁法則に用いて、壁面摩擦応力の瞬間値を与える¹⁴⁾。二層モデルは以下の式で与えられる。

$$F(z^+, u^+) = \begin{cases} u^+ - z^+ & (z^+ \leq z_c^+) \\ u^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) - B & (z^+ > z_c^+) \end{cases}$$

ここで、 $\kappa = 0.4$, $B = 5.5$, $z_c^+ = 11.635$ とする。二層モデルは平均風速場には成立するが、変動場に対して成立する保障はない。しかし、壁近傍に対して厳密な流れ場を解くことが本報の目的ではないので、二層モデルが変動場に成立しないことは問題ないと考えられる。計算は前章の解析領域 A で行ない、ラフネスは表 3 の配置としている。また、境界層厚は計算領域高さ H の 0.6 倍程度となるようにする。

表 5 に平均風速プロファイルから求められる諸元を示す。境界層厚と自由流風速で表されるレイノルズ数は $2.2 \times 10^5 \sim 3.3 \times 10^6$ であり、実大気のレイノルズ数とは依然数オーダーの開きがある。

表 5 高レイノルズ数計算における平均風速パラメータ

$Re(=U_\infty H/\nu) \times 10^5$	1.2	3.8	3.8×10
境界層厚 δ	$0.64H$	$0.62H$	$0.62H$
べき指数 α	0.2	0.2	0.2
粗度長 z_0/h_z	0.010	0.007	0.007
零面変位量 d/h_z	0.51	0.54	0.54

図 10 高レイノルズ数流れにおけるレイノルズ応力分布

図 11 高レイノルズ数流れにおける変動風速の r.m.s. の分布

しかし、境界層厚の 1/10 程度の低層構造物に対するレイノルズ数は最大 2×10^5 となっており、前述したような剥離剪断層のレイノルズ数依存性の問題は十分に回避できる。また、これ以上大きなレイノルズ数を実現したとしても、対象構造物まわりの流れの計算負荷が大きくなり、現段階では実現困難である。

平均風速分布をべき乗則で表すと、そのべき指数はいずれも $\alpha = 0.2$ となった。零面変位量に若干差が見られるが、他のパラメータも含めてレイノルズ数による明確な違いは見られない。既往の風洞実験⁸⁾と実測¹⁵⁾によると、同一のラフネス密度 λ を持つ粗面に対する粗度長とラフネス高さの比はレイノルズ数に依らずにほぼ同じであり、今回の結果はこれらのデータと整合する。 $Re = 1.2 \times 10^6$ の平均風速分布から対数則が成立する上限を調べると、およそ $0.18H$ であり、粗度長の約 880 倍、境界層厚の約 0.3 倍となっている。Raupach の風洞実験¹⁶⁾でも境界層厚に対する割合は同程度となっている。実大気に対数則が成立する範囲はせいぜい 100m と考えられており、粗度区分 III の粗度長 ($z_0 = 0.1 \sim 0.4$ m) の 250~1000 倍であることは計算結果と対応している。

つぎに、乱流性状についてレイノルズ数の影響を調べる。レイ

ノルズ応力分布 ($-\overline{u'w'}$) を見ると、全体の分布は三ケースで一致している (図 10)。しかし、対数則が成立している範囲に風洞実験で見られるような勾配の緩やかなコンスタントフラックス層が見られない。同様のことは風速の変動成分についても言える。これらの原因は明らかではないが、ラフネス後流の影響により下方で変動が強く現れている可能性がある。変動風速の分布も境界層厚付近を除いて三ケースで良く一致しており、レイノルズ数による違いは今回の結果からは見られない (図 11)。ここには示さないが、LES のサブグリッド成分を考慮した乱れエネルギーの比較でも差は見られなかった。既往の実測結果と比べると乱れの v 成分が過少評価されているものの、他の成分については乱れ強さをほぼ再現している。既往の実測結果¹⁷⁾では $v'/u_\tau = 1.5 \sim 2.9$ (高度 5 ~ 20m) となっており、一般に風洞実験でも $1.3 \sim 1.5$ ($Z/\delta = 0.1$) と小さくなる傾向にある⁸⁾。この原因として非常に大きなスケールの水平方向変動による風向角の変動が実測にはあると考えられる。一般に風洞実験において実測で得られるような水平方向の大きな風速変動は実現困難であり、本手法に関しても計算負荷の点で同様な制限がある。

レイノルズ数 1.2×10^5 のケースと 3.8×10^6 のケースで乱

(a) $Re = 1.2 \times 10^5$ (b) $Re = 3.8 \times 10^6$

図 12 主流方向の風速変動パワースペクトル

れの構造を比較するために、各高さの変動風速のパワースペクトルを比較する。波数 k_x は主流方向の格子幅 Δ_x で無次元化した。 $k_x = 0.02$ 付近のピークは等間隔に配置されたラフネスにより生じたものである。乱れ強さのピークがある $z/\delta = 0.062$ 位置におけるパワースペクトルのピークが、高レイノルズ数のケースで多少小さくなっているものの、他の位置ではほぼ同じ分布性状を持っている。本研究のように比較的大きなレイノルズ数の場合、レイノルズ数の違いはコルモゴロフの $-5/3$ 乗則が成立する範囲に現れる¹²⁾。しかし、本研究では LES によるフィルタリングを行っているため、粘性による散逸領域よりも低波数側でエネルギーが落ちており、比較的高波数な領域で両者に差が見られないことは問題とはならない。

5 結論

前報において提案された粗面上に発達する乱流境界層の計算手法について、乱れ特性に与える解析領域の影響を検討した。また、都市域の強風への適用性を考慮して高レイノルズ数流れに対応した計算手法へと修正し、修正した計算手法の検証を行った。さらに、生成された高レイノルズ数の乱流境界層の乱流性状を調べ、実大気との対応について論じた。本研究の結果、以下の結論が得られた。

1. 周期境界部分の長さが異なる解析を行い、平均流の鉛直分布を比較したが差は見られなかった。
2. 境界層厚の 1.5 倍程度の周期領域とした場合には、周期境界の影響が風速変動のパワースペクトルや乱れのスケールなどに強く現れていた。しかし、境界層厚の 3 倍程度の周期領域を取った場合には周期境界の影響は弱まり、その影響も比較的低い位置に見られなかった。さらに、周期境界の影響の及ばない範囲で乱れのスケールは既往の実測結果と対応していた。
3. 高レイノルズ数流れに対応した計算手法に修正した結果、修正の前後で平均流の鉛直分布から求まるべき指数、零面変位量、粗度長に大きな差は見られず、改良した手法の有効性が確認された。
4. 実大気よりも数オーダー程度レイノルズ数が小さい範囲で境界層を再現したところ、乱流性状にはレイノルズ数の違いは明確に現れなかった。ただし、既往の実測結果と比べて風速変動の v 成分が小さく、さらに、コンスタントフラックス層の範囲が狭くなっており、この点を改善するのが今後の課題である。

付録 等価砂粒径の推定

本手法では、境界層の空間的な発達率を予測するために等価砂粒径 (equivalent sand roughness) を与え与える必要があり、ここではラフネス密度から等価砂粒径を求める方法を説明する。粗面における乱流境界層の対数則域の風速分布は以下の式で表すことができる。

$$\frac{U}{u_\tau} = 5.75 \log \frac{z}{k_s} + 8.5 \quad (\text{A.1})$$

Raupach *et al.*¹⁶⁾ は様々な形状のラフネスを用いて実験を行い、ラフネス密度 λ と粗度長 z_0 の関係式を導いている。それによ

ると、粗度長は粗度高さとラフネス密度のみの関数となり、以下の式で表すことができる。

$$\frac{z_0}{h} = \exp[-\kappa C_0(\lambda)] \quad (\text{A.2})$$

ただし、 $\lambda < 0.05$ の範囲では、 $z_0/h = \lambda$ と表すことができる。乱流境界層の対数則域は粗度長を用いて以下の式のようにも表すことができる。

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{Z}{z_0} \right) \quad (\text{A.3})$$

上式を変形して式 (A.1) と比較すると、 k_s と z_0 の関係式を導くことができる。

$$\frac{k_s}{h} = 10^{\frac{8.5-B}{5.75}} \quad (\text{A.4})$$

ただし、 $B = 5.75 \log(1/\lambda)$ である。上式を用いれば λ より k_s を算定することができる。

参考文献

- 1) P. R. Spalart and A. Leonard. Direct numerical simulation of equilibrium turbulent boundary layers. *Turbulent Shear Flows* 5, pp. 235–252, 1987.
- 2) T. S. Lund, X. Wu, and K. D. Squires. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comp. Phys.*, No. 140, pp. 233–258, 1998.
- 3) 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, 3.
- 4) H. W. Tieleman. Model/full scale comparison of pressures on the roof of the TTU experimental building. *J. of Wind Eng. and Industrial Aerodyn.*, No. 65, pp. 133–142, 1996.
- 5) H. Schlichting. *Boundary-Layer Theory*, 7th Edition. McGraw-Hill Book Company, 1979.
- 6) 瀧口智志, 梶島岳夫, 三宅裕. 個体粒子と乱流の相互作用の数値計算法. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 64, No. 625, pp. 48–54, 1998.
- 7) P. S. Jackson. On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *J. Fluid Mech.*, Vol. 111, pp. 15–25, 1981.
- 8) M. R. Raupach, R. A. Antonia, and S. Rajagopalan. Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 44, no 1, pp. 1–25, 1991.
- 9) J. Counihan. Adiabatic atmospheric boundary layers: A review and analysis of data from the period 1880–1972. *Atmospheric Environment*, Vol. 9, pp. 871–905, 1975.
- 10) T. Hanafusa and T. Fujitani. Characteristics of high winds observed from a 200m meteorological tower at Tsukuba science city. *Papers in Met. and Geophys.*, Vol. 32, pp. 19–35, 1981.
- 11) 崔恒, 神田順. 風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性. 日本風工学会誌, 45 号, pp. 23–43, 1990.
- 12) A. E. Perry, S. Henbest, and M. S. Chong. A theoretical and experimental study of wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, Vol. 165, pp. 163–199, 1986.
- 13) 日野幹雄. 流体力学. 朝倉書店, 1992.
- 14) 森西洋平, 小林敏雄. 人工的壁面境界条件を用いた LES の構成およびその評価. 日本機械学会論文集 (B 編), No. 57(540), pp. 2595–2605, 1991.
- 15) J. R. Garratt. *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, 1992.
- 16) M. R. Raupach, A. S. Thom, and I. Edwards. A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 18, pp. 373–397, 1980.
- 17) H. A. Panofsky and J. A. Dutton. *Atmospheric Turbulence, Models and Methods for Engineering Applications*. John Wiley & Sons, New York, 1984.

(2001年10月10日原稿受理, 2001年12月19日採用決定)