人工的な LES 流入変動風に対する連続条件の課し方の提案と 平板境界層流解析への適用

気象モデルと工学 LES モデルのシームレスな結合手法の開発(その2)

A PROPOSAL OF IMPOSING THE CONTINUITY CONDITION ON ARTIFICIALLY GENERATED INFLOW TURBULENCE FOR LES AND ITS APPLICATION FOR THE ANALYSIS OF A PLANE BOUNDARY LAYER FLOW

Development of a seamless merging method of mesoscale/regional meteorological models and engineering LES models (Part 2)

飯塚 悟*, 玄 英麗**
Satoru IIZUKA and Yingli XUAN

The generation of appropriate velocity fluctuations at the inflow boundary (inflow turbulence) for large eddy simulation (LES) is a critical and challenging issue, particularly when coupling mesoscale/regional meteorological models and engineering LES models. The authors have previously tested an artificial generation method of inflow turbulence based on the Cholesky decomposition of the Reynolds stresses in the LES analysis of a plane boundary layer flow. However, the well-generated inflow turbulence was rapidly and unphysically attenuated when it flowed downstream. We concluded that this was mainly caused by the dissatisfaction of the governing equations, i.e., continuity and momentum equations. In this study, an approach to imposing the continuity condition on the artificially generated inflow turbulence was proposed and, in the LES analysis of a plane boundary layer flow, its effects were examined by comparing the results with those without the continuity condition and using periodic inlet-outlet boundary condition. As a result, the attenuation of the turbulent kinetic energy near the inflow boundary was slightly improved by imposing the continuity condition on the artificially generated inflow turbulence.

Keywords : *Large eddy simulation, Inflow turbulence, Continuity condition, Generalized curvilinear coordinate, Plane boundary layer flow*

ラージエディシミュレーション, 流入変動風, 連続条件, 一般曲線座標系, 平板境界層流

1. はじめに

近年、地球温暖化や都市温暖化（ヒートアイランド）の温暖化緩和策・適応策の検討を目的として、地球全体（全球）スケールから大陸・国スケール、都市スケール、さらには街区・建物周辺スケールに至る温暖化ダウンスケーリングシミュレーションが多くの注目を集めている。ダウンスケーリングシミュレーションの基本は、大きなスケールのシミュレーション結果を小さなスケールのシミュレーションの境界条件（および初期条件）に用いて解析を実行し、空間詳細化を図ることである。このようなダウンスケーリング（空間詳細化）において、大きな困難の1つとなるのが都市スケールの解析を行う気象モデルから街区・建物周辺スケールの解析を行う工学 CFD（Computational Fluid Dynamics）モデルへのダウンスケーリングである（本研究では工学 CFD モデルとして、RANS（Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations）モデルよりも高精度な予測が可能

となる LES（Large Eddy Simulation）モデルの適用を想定）。前報（その1）¹⁾でも述べたように、相対的に格子解像度の粗い気象モデルのシミュレーション結果のみでは、工学 LES モデルの境界条件として必要となる微細な変動成分、特に流入境界条件としての風速変動成分（以下、流入変動風）を与えることはできず、これをいかに適切に生成するかが大きな課題となる。

工学 LES モデルのための流入変動風を生成する方法には、①別途もしくは同時の流体解析を行う方法²⁾⁻⁶⁾と②目標とする乱流統計量を満足する変動風を流体解析なしに人工的に生成する方法^{1), 7)-20)}の2つがある。これらのうち、前報（その1）¹⁾では、②の人工的な生成方法の1つであるレイノルズ応力のコレスキー分解に基づく方法¹⁵⁾⁻²⁰⁾を導入し、平板境界層流解析を対象としてその有用性を検証した。同生成方法を用いて人工的に生成した流入変動風は、目標とする乱流統計量を十分に満足するものの、流入直後から物理的ではな

* 名古屋大学大学院環境学研究科 准教授・博士(工学)

** 名古屋大学大学院環境学研究科 助教・博士(工学)

Assoc. Prof., Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University, Dr.Eng.
Assist. Prof., Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University, Dr.Eng.

い乱れの減衰が生じる問題点が見られた。このような非物理的な乱れの減衰は主として、人工的に生成される流入変動風が連続条件や運動方程式（Navier-Stokes 方程式）を必ずしも満足していないことによるものと考えられる。

前報（その 1）¹⁾で導入した流入変動風生成方法とは異なるが、人工的に生成される流入変動風に連続条件を課す方法に関しては、Lee ら⁷⁾や飯塚ら⁸⁾、近藤ら^{9), 11)}などの研究事例がある。Lee ら⁷⁾や飯塚ら⁸⁾は波数空間の 3 次元エネルギースペクトルに基づいて人工的に流入変動風の生成を行っているが、波数空間で考える場合には生成される変動風に対して連続条件を容易に課することができる。ただし同生成方法の場合、目標とするスペクトルの規定が難しく、通常、スペクトルの規定が容易となる等方性乱流の解析への適用に限定される。

近藤ら¹¹⁾は周波数空間のパワースペクトルとクロススペクトルに基づいて人工的に流入変動風の生成を行っているが、その流入変動風に対して連続条件を課す方法を提案している。前報（その 1）¹⁾でも述べたように、周波数空間のスペクトルに基づく生成方法の場合、大気境界層流などの非等方性の強い乱流場に対しても目標とするスペクトルを比較的容易に規定できるという利点がある。近藤ら¹¹⁾の連続条件を課す方法では、まず、生成された変動風の一部の時系列データを Taylor の凍結乱流仮説に基づいて 3 次元の空間分布データに置き換え、その後、3 次精度の空間補間により解析格子（連続条件を課するために用いる格子）の界面速度成分を与え、それらの速度成分を基に連続条件を課している。最初の段階で変動風の一部の時系列データを用いるのは、変動風の時間間隔が「連続条件を課するために用いる格子／変動風の平均成分」で算出される時間スケールよりも小さいためである。したがって、連続条件を満たした変動風を（連続条件を満たしていない）元の変動風の時間間隔と同じ時間間隔で生成するためには、最初の段階で使用する変動風の一部のデータを 1 時間ステップずつずらして用いればよいことになる。

本報（その 2）ではまず、人工的に生成される流入変動風に対して連続条件を課す方法を提案する。本提案方法は上述の近藤ら¹¹⁾の連続条件を課す方法に基づいているが、連続条件を課するために必要な速度成分を空間補間ではなく、一般曲線座標系を用いた座標変換により与えている点が大きな特色である。また、本提案方法では連続条件を満たしていない元の変動風の全てのデータに対し、一般曲線座標系を用いて一度に連続条件を課するため、近藤ら¹¹⁾の方法のように、時間ステップ毎に連続条件を満たす変動風を算出する必要がなく、さらに、連続する時間ステップの速度成分が連続条件を課す際に互いに関連しないことを避けられることが大きな特徴である。なお、本研究で用いる流入変動風は前報（その 1）¹⁾で導入したレイノルズ応力のコレスキー分解に基づく方法（Xie ら²⁰⁾の 2 次元デジタルフィルタを併用する方法に対して筆者らが改良を加えた修正型）により人工的に生成する。次に、本提案方法を用いて連続条件を課した流入変動風を用いた平板境界層流の LES 解析を行い、連続条件を課さない流入変動風を用いた同 LES 解析の結果との比較を通じて、本提案方法の効果を検証する。

2. 流入変動風に対する連続条件の課し方

本研究で提案する方法は、近藤ら¹¹⁾が提案している連続条件を課

す方法に基づいているが、連続条件を課す際に必要となる速度成分を空間補間（近藤ら¹¹⁾は 3 次精度補間を使用）からではなく一般曲線座標系を導入して算定することと、連続条件を満たしていない元の変動風の全てのデータに対し、一般曲線座標系を用いて一度に連続条件を課すことの 2 つが大きな違いである。なお、本提案方法は 2 次元面の時系列データを持つあらゆる流入変動風に適用できるが、本研究では、前報（その 1）¹⁾で導入したレイノルズ応力のコレスキー分解に基づく方法（Xie ら²⁰⁾の 2 次元デジタルフィルタを併用する方法に対して筆者らが改良を加えた修正型）により人工的に生成する流入変動風を用いることとする。以下に本提案方法を記述する。

- ① 2 次元面（主流横断（ x_2 ）方向 - 鉛直（ x_3 ）方向断面）の時系列データとして生成される変動風の時間軸を Taylor の凍結乱流仮説を用いて主流（ x_1 ）方向の空間軸に置き換え、3 次元の空間分布データとする（Fig. 1 の Process (1) 参照）。
- ② 主流（ x_1 ）方向風速の平均成分が鉛直（ x_3 ）方向に対して分布を持つため、①で置き換えられた風速成分は曲線上に分布されることになる（Fig. 2 の左図参照）。これらの風速成分に対して連続条件を課するため、一般曲線座標系を導入する。一般曲線座標系を導入する場合、連続条件を課するために必要となる反変速度 U_m （ $m = 1, 2, 3$: Fig. 2 の右図参照）は(1)式で表される。

$$U_m = J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} u_i \quad (1)$$

ここで、 x_i は物理空間の座標（ $i = 1, 2, 3$ ）、 ξ_m は計算空間の座標（ $m = 1, 2, 3$ ）、 J はヤコビアン、 u_i は物理空間の速度成分である。

- ③ SMAC（Simplified Marker and Cell）法のアルゴリズムに基づいて連続条件を課することを考えると、中間速度を導入して分解した運動方程式の 1 つとして(2)式が得られる。

$$\frac{U_m^{\text{new}} - U_m^{\text{old}}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \right) \left(-\frac{1}{\rho} \left\{ J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_n} \left(J \frac{\partial \xi_n}{\partial x_i} \Delta p \right) \right\} \right) \quad (2)$$

(2)式中の U_m^{old} が中間速度に相当し、これは①で置き換えられた風速成分（物理空間の速度成分）を(1)式に代入して求める。

- ④ (2)式を ξ_m で微分し、 $\partial U_m^{\text{new}} / \partial \xi_m = 0$ の連続条件を代入すると、(3)式に示す圧力修正量 Δp のポアソン方程式が得られる。

$$\frac{1}{\Delta t} \frac{\partial U_m^{\text{old}}}{\partial \xi_m} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_n} \left(J \frac{\partial \xi_n}{\partial x_i} \Delta p \right) \right\} \quad (3)$$

(3)式中の U_m^{old} は③の段階で既値となるため、(3)式のポアソン方程式を解くことにより、 Δp が算出される。なお、流体解析における連続条件と運動方程式のカップリングのように、解析を実行する時間内の全ての時間ステップで圧力のポアソン方程式を繰り返し解く場合にはその計算負荷が大きくなるが、本提案方法では(3)式のポアソン方程式を一回だけ解くだけなので、大きな計算負荷が生じることはない。

- ⑤ 物理空間では(2)式に対応する式が(4)式で、(5)式は(4)式を変形したものである。

$$\frac{u_i^{\text{new}} - u_i^{\text{old}}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \quad (4)$$

$$u_i^{\text{new}} = u_i^{\text{old}} - \frac{\Delta t}{\rho} \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \Delta p \right) \quad (5)$$

Fig. 1 Conversion between the time axis and the spatial coordinate using Taylor's frozen turbulence hypothesis

Fig. 2 Coordinate transformation

(5)式中の u_i^{old} に①で置き換えられた風速成分、 Δp に④で算出した値を代入すれば、連続条件を満足した物理空間の速度成分 u_i^{new} が求められることになる。ここで、 u_i^{new} は3次元の空間分布データとなるので、Taylor の凍結乱流仮説を再度利用して主流 (x_1) 方向の空間軸を時間軸に置き換え、2次元面（主流横断 (x_2) 方向 - 鉛直 (x_3) 方向断面）の時系列データに戻す (Fig. 1 の Process (2)参照)。

3. シミュレーション概要

Fig. 3 に示す平板境界層流を解析対象とした (H は解析領域高さで、本解析では H が代表長さ)。人工的に生成する流入変動風を用いる解析に先立ち、流入・流出境界条件（および解析領域側面境界条件）に周期条件を用いた LES（以下、PBC と表記）を実施した。この PBC の解析結果が人工的に生成する流入変動風を用いた解析の精度検証データとなる。2 章でも述べたように、連続条件を課す効果を検討する人工的な流入変動風は、前報（その 1）¹⁾ で導入した Xie ら²⁰⁾ の方法（レイノルズ応力のコレスキー分解+2 次元デジタルフィルタに基づく方法）の修正型により生成した。同方法を用いて流入変動風を生成する際に必要となる平均風速とレイノルズ応力は主流 (x_1) 方向（のほぼ）中心位置 ($x_1 = 0.93H$) における PBC の結果（主流横断 (x_2) 方向平均を施した鉛直 (x_3) 分布）を与えた。変動成分の積分長さスケールと積分時間スケールは以下のように設定した。まず、目標とする PBC の結果を用いて、(x_1, x_3) = (0.93H, 0.15H) における x_1 方向変動成分の時間相関と x_2 方向変動成分の空間相関（縦相関）を算出した。ここで、 x_1 方向変動成分の時間相関は x_2 方向全域 ($x_2 = 0 \sim H$) に対して平均し、 x_2 方向変動成分の空間相関は x_2 方向半領域 ($x_2 = 0 \sim 0.5H$) に対して平均を施している。次

Fig. 3 Target flow field (A plane boundary layer flow)

Table 1 Computed cases

PBC	Periodic inlet-outlet boundary condition
Case 1	Artificially generated inflow turbulence without imposing the continuity condition
Case 2	Artificially generated inflow turbulence with imposing the continuity condition

Table 2 Computational conditions

Computational domain	1.875H (x_1) $\times$ H (x_2) $\times$ H (x_3) H: Domain height
Grid resolution	120 (x_1) $\times$ 64 (x_2) $\times$ 64 (x_3) = 491,520
Grid system	Collocated grid
Reynolds number (UH/ ν)	1.0×10^5 U: Mean velocity at the upper boundary
Coupling algorithm	SMAC method
Matrix solver	Bi-CGSTAB method
Spatial scheme	Second-order central difference scheme
Time integration	Second-order Adams-Bashforth scheme for the convection terms and Crank-Nicolson scheme for the diffusion terms
Subgrid scale (SGS) model	Standard Smagorinsky model ($C_s = 0.1$) with van Driest type damping function
Driving force	Shear-driven

Table 3 Boundary conditions

Inflow boundary	PBC: Periodic condition Cases 1 and 2: Artificially generated inflow turbulence
Outflow boundary	PBC: Periodic condition Cases 1 and 2: Zero-gradient condition
Lateral boundary	Periodic condition
Upper boundary	Constant velocity (Streamwise component = U, Lateral and vertical components = 0)
Ground surface boundary	Linear-1/7 power law type two-layer model

に、 x_1 方向変動成分の時間相関から求めた積分時間スケールを Taylor の凍結乱流仮説を用いて x_1 方向の積分長さスケールに置き換え（移流速度は $x_3 = 0.15H$ における平均風速（ $0.44U$ ）を使用、 U は解析領域上端風速）、 x_2 方向と x_3 方向の積分長さスケールは同じと仮定して上述の x_2 方向変動成分の空間相関から求め、以上の空間 3 方向の積分長さスケールの平均値（ $0.19H$ ）を流入変動風生成の際に必要な積分長さスケールとした。積分時間スケールはその積分長さスケールの平均値と Taylor の凍結乱流仮説（移流速度は $0.44U$ ）から与えた（ $0.43H/U$ ）。積分長さスケール、積分時間スケールともに空間分布は考慮していない（本解析対象の場合、 x_1 方向と x_2 方向に対しては同様であるが、 x_3 方向に対しては本来分布を持つ）。

解析ケースは Table 1 に示す計 3 ケースである。Case 1 と Case 2 が人工的に生成する流入変動風を用いた解析ケースで、Case 1 が流入変動風に対して連続条件を課さないケース、Case 2 が流入変動風に対して 2 章で提案した方法を用いて連続条件を課したケースである。Table 2 と Table 3 は解析条件、境界条件である。PBC、流入変動風を用いた Case 1 と Case 2 は、流入・流出境界条件以外、全て同じ解析条件・境界条件を用いている。全てのケースにおいて、流れの駆動力は上空風速（解析領域上端風速）を一定値 U とするせん断応力駆動である（本解析では U が代表速度）。Case 1 と Case 2 では PBC と同じ流れの駆動力を用いているので（流入・流出境界条件以外は全て同じ解析条件・境界条件を用いているので）、適切な流入変動風が生成できていれば、PBC と同様に水平一様な乱流場、特に主流（ x_1 ）方向に対して乱れが減衰したりしない乱流場が形成されるはずである。4 章の結果ではその再現性を中心に検討する。

4. シミュレーション結果と考察

4.1 生成された流入変動風性状の比較

Fig. 4 は Case 1（人工的に生成した流入変動風に連続条件を課さないケース）と Case 2（人工的に生成した流入変動風に連続条件を課したケース）で生成された流入変動風の性状と目標の PBC の結果を比較したものである。Fig. 4(1)が主流（ x_1 ）方向平均風速の鉛直（ x_3 ）分布、Fig. 4(2)が乱流エネルギーの鉛直分布の結果である。図示した結果は全て grid scale 成分の値で、Case 1 と Case 2 の結果は主流横断（ x_2 ）方向平均を施し、PBC の結果は水平（ x_1 - x_2 ）方向平均を施している。また、平均風速、乱流エネルギーの値（図の横軸）はそれぞれ代表速度 U （解析領域上端風速）、 U^2 を用いて基準化し、鉛直（ x_3 ）座標値（図の縦軸）は代表長さ H （解析領域高さ）を用いて基準化して表示している。

平均風速（Fig. 4(1)）に関しては、Case 1、Case 2 ともに目標の PBC と良く一致した結果となっている。乱流エネルギー（Fig. 4(2)）に関しては、Case 1 と PBC は良く対応した結果となっている。このように、目標とする乱流統計量を精度良く再現できる点は人工的な流入変動風生成方法の大きな利点である。一方、Case 2 の乱流エネルギーの値は、地表面ごく近傍を除き、全体的に PBC の結果よりも僅かに小さい。その差異は Case 2 で用いた連続条件を課す操作（2 章参照）に伴って生じたものである（Case 1 で生成した流入変動風に連続条件を課したものが Case 2 の流入変動風）。

4.2 流入変動風の流下性状の比較

Fig. 5 は $x_1 = 0$ （流入境界面）、 $0.125H$ 、 $0.25H$ 、 $0.5H$ における乱流エ

Fig. 4 Vertical profiles of the generated inflow turbulence

Fig. 5 Vertical profiles of the turbulent kinetic energy

ネルギーの鉛直分布について、Case 1（人工的に生成した流入変動風に連続条件を課さないケース）と Case 2（人工的に生成した流入変動風に連続条件を課したケース）の比較を行ったものである。Fig. 4(2)の Case 1 と Case 2 の結果と同様、図示した結果は全て grid scale 成分の値で、主流横断（ x_2 ）方向平均を施している。また、図の横軸の乱流エネルギーの値を U^2 、縦軸の鉛直（ x_3 ）座標値を H で基準化していることも Fig. 4(2)と同様である。

Case 1、Case 2 の結果ともに、流入直後から乱流エネルギーの大きな減衰が生じている。両ケースともに PBC と同じ流れの駆動力を用い、また、流入・流出境界条件以外は PBC と同じ解析条件・境界条件としているので（3 章参照）、本来は PBC の結果と同様、主流（ x_1 ）方向に対して乱れの減衰が生じないことを意図している。したがって、Case 1、Case 2 で見られる流入直後からの乱流エネルギーの減衰は、人工的に生成した流入変動風を用いたことによる非物理的な減衰と判断される。ただし、その減衰度合いは Case 2 の方が若干少ない。流入境界面（ $x_1 = 0$ ）に対する乱流エネルギーの減衰率 $AR(x_1)$ [%]を

$$AR(x_1) = \frac{1}{n_{x_3}} \sum_{x_3} \frac{TKE(0, x_3) - TKE(x_1, x_3)}{TKE(0, x_3)} \times 100 \quad (6)$$

Table 4 Attenuation rates of the turbulent kinetic energy

Location	Case 1		Case 2	
	Attenuation rate AR(x_1)	Difference from the above attenuation rate	Attenuation rate AR(x_1)	Difference from the above attenuation rate
$x_1 = 0.125H$	15.5% (15.2%)	–	14.1% (17.2%)	–
$x_1 = 0.25H$	17.3% (17.0%)	1.8% (1.8%)	15.8% (18.8%)	1.7% (1.6%)
$x_1 = 0.5H$	20.3% (20.0%)	3.0% (3.0%)	18.7% (21.6%)	2.9% (2.8%)

* The values in the parentheses are the attenuation rates to the PBC results.

ここで

TKE (x_1, x_3) : 座標(x_1, x_3)における乱流エネルギー
(主流横断 (x_2) 方向平均を実施)

$\sum_{x_3}$: x_3 方向の各座標点における値の総和

nx_3 : 総和する x_3 方向の座標点の数

ただし、地表面境界と上空境界の影響を避けるため、
両境界面のごく近傍は除外（上下それぞれ3点分を除
外）し、 $0.05H < x_3 < 0.95H$ を総和する範囲とした。そ
の範囲で総和する x_3 方向の座標点の数は $64-(3+3) =$
58 点である。

として算出すると、Case 1 の減衰率は $x_1 = 0.125H$ の位置で 15.5%、
 $x_1 = 0.25H$ の位置で 17.3%、 $x_1 = 0.5H$ の位置で 20.3%であり、Case 2
の減衰率は $x_1 = 0.125H$ の位置で 14.1%、 $x_1 = 0.25H$ の位置で 15.8%、
 $x_1 = 0.5H$ の位置で 18.7%である。 $x_1 = 0.125H \rightarrow 0.25H$ 、 $0.25H \rightarrow$
 $0.5H$ の減衰率の増分は、Case 1 がそれぞれ 1.8%、3.0%、Case 2 が
それぞれ 1.7%、2.9%である。以上のように、Case 2 の減衰率の大き
さおよび流下するにつれての減衰率の増分はCase 1 の結果よりも改
善されているが、その改善は十分と言えない。なお、目標とする PBC
の乱流エネルギーに対する Case 1 と Case 2 の乱流エネルギーの減衰
率を同様に算出 ((6)式において TKE ($0, x_3$) に Fig. 4(2) の PBC の結果
を代入して算出) すると、Case 1 の減衰率は $x_1 = 0.125H$ の位置で
15.2%、 $x_1 = 0.25H$ の位置で 17.0%、 $x_1 = 0.5H$ の位置で 20.0%であり、
Case 2 の減衰率は $x_1 = 0.125H$ の位置で 17.2%、 $x_1 = 0.25H$ の位置で
18.8%、 $x_1 = 0.5H$ の位置で 21.6%である。 $x_1 = 0.125H \rightarrow 0.25H$ 、 $0.25H \rightarrow$
 $0.5H$ の減衰率の増分は、Case 1 がそれぞれ 1.8%、3.0%、Case 2
がそれぞれ 1.6%、2.8%である。4.1 節で述べたように、Case 2 では
生成した流入変動風（流入境界条件として与える変動風）の乱流エ
ネルギーの値が全体的に PBC や Case 1 の結果よりも小さくなって
いるため (Fig. 4(2)参照)、PBC の乱流エネルギーに対する減衰率の
値自体は Case 1 の減衰率よりも大きくなっている。しかし、流下す
るにつれての減衰率の増分は、各ケースの流入境界面の乱流エネ
ルギーに対する減衰率の結果と同様、Case 2 の方が Case 1 よりも小
さい。Table 4 は、以上の Case 1 と Case 2 における乱流エネルギーの
減衰率の結果をまとめたものである。Fig. 6 に Case 1 と Case 2 の瞬
時圧力分布 (x_1 - x_3 断面分布) (値は解析領域内平均圧力からの差と
して表示) を示すが、Case 2 では Case 1 で見られる流入直後からの
非物理的な圧力の急変状況が若干改善されているものの、大幅な改
善には至っていない。

人工的に生成した流入変動風に対して連続条件を課した Case 2 に

(1) Case 1

(2) Case 2

Fig. 6 Vertical distributions of an instantaneous pressure

においても、流入直後からの乱れの減衰に関して十分な改善が得られ
ないのは、連続条件は満足しているものの、依然として生成した流
入変動風が運動方程式 (Navier-Stokes 方程式) を必ずしも満足して
いないことが大きな要因と思われる。流入変動風に対して連続条件
も運動方程式も満足させるには、人工的な生成方法では対応できず、
やはり流体解析を行うしかないことになってしまう。あるいは、本
研究で用いた人工的な生成方法 (レイノルズ応力のコレスキー分解
+2 次元デジタルフィルタに基づく方法) の場合、前報 (その 1) ¹⁾
で検討したように、変動成分の積分長さ・時間スケールを調整する
ことにより、流入変動風の流入直後の非物理的な乱れの減衰をある
程度補填することも可能である。しかし、その方策は、解析対象と
する乱流場それぞれに応じて調整が必要と思われること、減衰分の
数値的な補填の意味合いが強いことが問題とも考えている。本来解
決すべき問題は、非物理的な乱れの減衰が極力起こらないようにす
ることである。その一方策になり得るものとして、筆者らは現在、
連続条件や運動方程式を陽に解かない格子ボルツマン法 ^{21), 22)} に基
づく LES 解析手法と人工的に生成する流入変動風の組み合わせの
検討を始めている ²³⁾ が、これについては次報で詳しく報告したい。

5. まとめ

本報（その 2）では、人工的に生成される流入変動風に対して、Taylor の凍結乱流仮説と一般曲線座標系に基づいて連続条件を課す方法を提案し、平板境界層流の LES 解析を対象としてその効果を検証した。人工的な流入変動風は、前報（その 1）¹⁾と同様、レイノルズ応力のコレスキー分解に基づく方法（Xie ら²⁰⁾の 2 次元デジタルフィルタを併用する方法に対して筆者らが改良を加えた修正型）により生成したが、本提案方法は 2 次元面の時系列データを持つあらゆる流入変動風に適用可能である。

本提案方法により連続条件を課した流入変動風を用いた場合、連続条件を課さない場合に比べて、流入直後からの非物理的な乱れの減衰（人工的な流入変動風を用いる場合の大きな問題点の 1 つ）が若干改善されたが、大幅な改善とはならなかった。その大きな要因は、人工的に生成した流入変動風が連続条件は満足するものの、依然として運動方程式（Navier-Stokes 方程式）は必ずしも満足しないためと考えられる。この問題に関連して筆者らは現在、連続条件や運動方程式を陽に解かない格子ボルツマン法^{21), 22)}に基づく LES 解析手法と人工的に生成する流入変動風の組み合わせの検討を行っている。その効果、特に人工的な流入変動風の流入直後からの非物理的な乱れの減衰に対する改善効果については、次報（その 3）で報告する予定である。

謝辞

本研究は、科学研究費（基盤研究（S）No.24226013）（研究代表者：大岡龍三）の助成を受けて行ったものである。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 近藤亮彦, 飯塚悟: 気象モデルと工学 LES モデルのシームレスな結合手法の開発, その 1 Reynolds 応力のコレスキー分解に基づく人工的な LES 流入変動風生成手法の検討, 日本建築学会環境系論文集, 77, 678, pp.661-669, 2012.8.
- 2) 村上周三, 持田灯, 日比一喜: Large Eddy Simulation による建物周辺気流の三次元数値解析, その 1 立方体まわりの流れの数値予測と風洞実験の比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 360, pp.1-11, 1986.2.
- 3) 村上周三, 日比一喜, 持田灯: Large Eddy Simulation による街区周辺の乱流場の 3 次元解析, その 1 隣棟間隔の変化が流れ場に与える影響と風洞実験の比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 412, pp.1-10, 1990.6.
- 4) Lund, T. S., Wu, X., Squires, K. D.: Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations, Journal of Computational Physics, 140(2), pp.233-258, 1998.3.
- 5) 片岡浩人, 水野稔: 流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析, 日本建築学会計画系論文集, 523, pp.71-77, 1999.9.
- 6) 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, 541, pp.87-94, 2001.3.
- 7) Lee, S., Lele, S., Moin, P.: Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow, Physics of Fluids, A4(7), pp.1521-1530, 1992.7.
  - 8) 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 李相山: 波数空間の 3 次元エネルギースペクトルに基づく LES のための流入変動風の生成, 生産研究, 49(1), pp.27-30, 1997.1.
  - 9) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: LES のための流入変動風の生成に関する研究, 流入変動風を用いた等方性乱流場の LES 解析, 日本建築学会構造系論文集, 501, pp.33-40, 1997.11.
  - 10) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とする LES のための流入変動風の生成, 風洞実験に基づくクロススペクトルマトリクスのモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 509, pp.33-40, 1998.7.
  - 11) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 生成された流入変動風を用いた乱流境界層の LES, 流入変動風生成時のクロススペクトルマトリクスの再現精度が計算結果に及ぼす影響について, 日本建築学会構造系論文集, 523, pp.47-54, 1999.9.
  - 12) Smirnov, A., Shi, S., Celik, I.: Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling, Journal of Fluids Engineering, 123(2), pp.359-371, 2001.2.
  - 13) Huang, S. H., Li, Q. S., Wu, J. R.: A general inflow turbulence generator for large eddy simulation, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 98(10-11), pp.600-617, 2010.10-11.
  - 14) Castro, H. G., Paz, R. R., Sonzogni, V. E.: Generation of turbulent inlet velocity conditions for large eddy simulations, Mecánica Computacional, pp.2275-2288, 2011.11.
  - 15) Le, H., Moin, P., Kim, J.: Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, Journal of Fluid Mechanics, 330, pp.349-374, 1997.1.
  - 16) Batten, P., Goldberg, U., Chakravarthy, S.: Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation, AIAA Journal, 42(3), pp.485-492, 2004.3.
  - 17) Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D., Prosser, R.: A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations, International Journal of Heat and Fluid Flow, 27(4), pp.585-593, 2006.8.
  - 18) Klein, M., Sadiki, A., Janicka, J.: A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations, Journal of Computational Physics, 186(2), pp.652-665, 2003.4.
  - 19) Veloudis, I., Yang, Z., McGuirk, J. J., Page, G. J., Spencer, A.: Novel implementation and assessment of a digital filter based approach for the generation of LES inlet conditions, Flow, Turbulence and Combustion, 79(1), pp.1-24, 2007.7.
  - 20) Xie, Z. T., Castro, I. P.: Efficient generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flows, Flow, Turbulence and Combustion, 81(3), pp.449-470, 2008.10.
  - 21) 葛原道久, 高田尚樹, 片岡武: 格子気体法・格子ボルツマン法—新しい数値流体力学的手法—, コロナ社, 161pp, 1999.9.
  - 22) 稲室隆二: 格子ボルツマン法—新しい流体シミュレーション法—, 物性研究, 77(2), pp.197-232, 2001.11.
  - 23) 吉田亘佑, 飯塚悟, 玄英麗, 高田尚樹: LES 流入変動風適用のための格子ボルツマン法の導入, 第 29 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 5pp, 2015.12.

A PROPOSAL OF IMPOSING THE CONTINUITY CONDITION ON ARTIFICIALLY GENERATED INFLOW TURBULENCE FOR LES AND ITS APPLICATION FOR THE ANALYSIS OF A PLANE BOUNDARY LAYER FLOW

Development of a seamless merging method of mesoscale/regional meteorological models and engineering LES models (Part 2)

Satoru IIZUKA * and *Yingli XUAN* **

* Assoc. Prof., Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University, Dr.Eng.

** Assist. Prof., Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University, Dr.Eng.

For seamlessly merging mesoscale/regional meteorological models and engineering large eddy simulation (LES) models, the generation of appropriate velocity fluctuations at the inflow boundary (inflow turbulence) for engineering LES models has become a big issue. Generally, when coupling mesoscale/regional meteorological models and engineering LES models, the boundary conditions of engineering LES models are given based on the output results of mesoscale/regional meteorological models. However, due to the great difference in grid resolution between the two models, mesoscale/regional meteorological models cannot provide all the necessary boundary conditions for engineering LES models, especially inflow turbulence.

The approaches to generating inflow turbulence can be divided into two types: (1) making use of separated or simultaneous preliminary simulations to provide the time-series data of velocity fluctuations to a primary computation and (2) artificially generating inflow turbulence data without flow simulations by making them satisfy various turbulence statistics.

In our previous study (Kondo and Iizuka (2012)), an artificial generation method of inflow turbulence based on the Cholesky decomposition of the Reynolds stresses in the LES analysis of a plane boundary layer flow has been tested. The artificially generated inflow turbulence perfectly reproduced the targeted velocity and turbulent kinetic energy at the inflow boundary. However, the well-generated inflow turbulence was rapidly and unphysically attenuated when it flowed downstream. We concluded that this was mainly caused by the dissatisfaction of the governing equations, i.e., continuity and momentum equations.

In this study, an approach to imposing the continuity condition on the artificially generated inflow turbulence was proposed and, in the LES analysis of a plane boundary layer flow, its effects were examined by comparing the results with those without the continuity condition and using periodic inlet-outlet boundary condition. As a result, the attenuation of the turbulent kinetic energy near the inflow boundary was slightly improved by imposing the continuity condition on the artificially generated inflow turbulence.

(2016年2月10日原稿受理, 2016年6月6日採用決定)