

ステレオ PIV 計測結果を流入条件とする LES

ー平板上に発達する乱流境界層を対象としての試みー

丸山 勇祐 ・ 田村 哲郎^{*1} ・ 奥田 泰雄^{*2} ・ 大橋 征幹^{*3}

LES of Turbulent Boundary Layer Using Stereo PIV Measurement Result Applied to Inflow Condition

Yusuke MARUYAMA, Tetsurou TAMURA, Yasuo OKUDA, Masamiki OHASHI

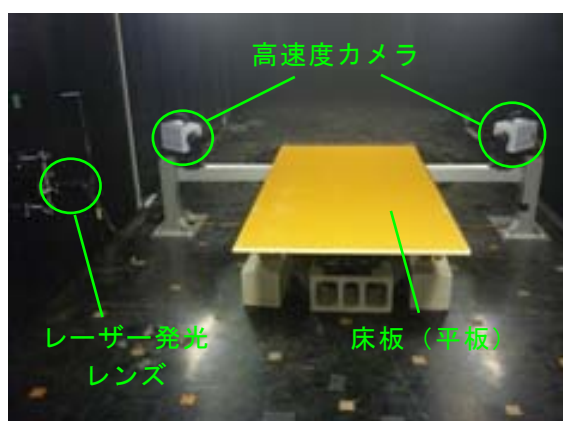


写真-1 ステレオ PIV による計測状況

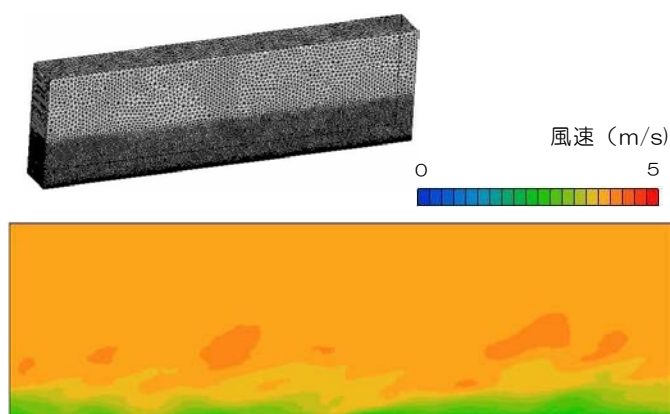


図-1 LES 計算格子と計算結果(瞬間風速分布)

研究の目的

計算機の発達により数値流体計算による風荷重の算定が試みられるようになってきた。乱流境界層の中に建つ建築物では、接近流の気流性状が風荷重に大きな影響を与える。流体計算においても変動流入風の与え方が結果に大きな影響を与えるため、変動流入風の生成法が種々提案されている。一方、風洞実験では PIV 技術が進歩し、かなり高周波の乱流変動を再現できるようになってきている。ステレオ PIV では風洞内の 3 次元流速場の時系列を直接取得することが可能である。ステレオ PIV で計測された結果を流体計算の流入条件として与えることができれば、乱流境界層の再現が容易となり、数値流体計算による風荷重算定の精度も向上するものと考えられる。本報告では、平板の上に発達する乱流境界層を対象として、ステレオ PIV で計測された流速時系列を流入条件とする LES 計算を実施し、その手法の適用性について検討する。

技術の説明

流入変動風の生成方法は大きく分けて 2 種類の方法が提案されている。1 つは乱数等を用いて人工的に波形を生成する方法であり、もう 1 つは乱流を CFD から計算して生成する方法である。前者は目標とする統計量を忠実に再現できるが、生成された波形はナビエ・ストークス方程式・連続の式を満たしていない。一方、流体計算により生成する方法では、流入部分の計算のために大きな計算容量が必要となる。ステレオ PIV で計測される結果を流入変動として用いれば、上記のような欠点をクリアし流入変動風を用いた数値流体計算が容易となる。

主な結論

平板の上に発達した乱流境界層を対象としてステレオ PIV 計測結果を流入変動風とする LES を実施した。ステレオ PIV で計測される格子間隔は計算格子より粗く、床面近傍の対数則領域が計測されていなかったが、LES において適切に壁関数を設定すれば、計算において乱流境界層が十分に再現されることを示した。この手法を活用すれば、流体計算用の流入変動風データベースも可能となると考えられる。

* 1 東京工業大学大学院 総合理工学研究科 教授

* 2 (独) 建築研究所 構造研究グループ 上席研究員

* 3 国土交通省国土技術政策総合研究所 主任研究官

ステレオPIV計測結果を流入条件とするLES —平板上に発達する乱流境界層を対象としての試み—

丸 山 勇 祐 田 村 哲 郎^{*1}奥 田 泰 雄^{*2} 大 橋 征 幹^{*3}

要 旨

計算機の発達により数値流体計算による風荷重の算定が試みられるようになってきた。乱流境界層の中に建つ建築物では、接近流の気流性状が風荷重に大きな影響を与える。流体計算においても変動流入風の与え方が結果に大きな影響を与えるため、変動流入風の生成法が種々提案されている。一方、風洞実験ではPIV技術が進歩し、かなり高周波の乱流変動を計測できるようになってきている。ステレオPIVでは風洞内の3次元流速場の時系列を直接取得することが可能であり、これを流体計算の流入条件として与えることができれば、乱流境界層の再現が容易となり、数値流体計算による風荷重算定の精度も向上するものと考えられる。本報告では、平板の上に発達する乱流境界層を対象として、ステレオPIVで計測された流速時系列を流入条件とするLES計算を実施し、その手法の適用性・有効性について検討する。

キーワード LES／ステレオPIV／乱流境界層／流入変動風／ナビエ・ストークス方程式

目 次

- | | |
|---------------|-----------|
| 1. はじめに | 5. LESの概要 |
| 2. 風洞実験概要 | 6. 計算結果 |
| 3. 計測結果 | 7. おわりに |
| 4. 計測データの補正方法 | |

LES OF TURBULENT BOUNDARY LAYER USING STEREO PIV MEASUREMENT RESULT APPLIED TO INFLOW CONDITION

Yusuke MARUYAMA Tetsuro TAMURA
Yasuo OKUDA Mikimasa OHASHI

Synopsis:

Computational fluid dynamics (CFD) has come to be used in the prediction of wind loads by the development of computer.

Wind loads acting on buildings built in turbulent boundary layer are affected by the characteristic of approach flow strongly. Because inflow wind fluctuations affect the results of calculation with CFD, various kinds of methods to generate inflow wind fluctuations are suggested.

On the other hand in wind tunnel experiment, PIV technology has improved and been able to catch the high frequency turbulent fluctuations. We can acquire time-dependent-data of three-dimensional wind velocity field directly by stereo PIV.

This report presents the result of LES calculation of turbulent boundary layer developed on flat floor using stereo PIV measurement results applied to inflow condition, and we discuss the applicability and the utility of this method.

* 1 東京工業大学大学院総合理工学研究科 * 2 (独) 建築研究所構造研究グループ * 3 国土交通省国土技術政策総合研究所

1. はじめに

近年、計算機の発展により数値流体計算（CFD）の計算速度が向上し、時々刻々と変化する非定常現象の計算も可能となっており、非定常流体計算手法を用いて建築物の風荷重を算定することが試みられるようになってきている。非定常流体計算手法としてよく用いられているのがラージ・エディ・シミュレーション（Large Eddy Simulation：以後 LES と表記）である。LES では、計算格子の幅より小さなスケールの運動の影響を LES 乱流モデルで記述し、計算格子の幅より大きなスケールの運動のみを直接計算する。このことから LES では比較的粗い計算格子によって高いレイノルズ数の乱流の数値計算が可能となり、実構造物に作用する乱流現象を再現することができる。

風は地表面では風速ゼロで上空に行くほど強くなるという分布を持っている。この分布形状は地表面に付近にある構造物や植生の影響で形成されるものであり、乱流境界層と呼ばれている。建築物は地表面の上に形成される乱流境界層の中に埋もれている構造物であるため、その風荷重の算定にあたっては接近流の乱流特性が重要となってくる。LES では、流入境界に乱流境界層を模擬した流入変動風を時々刻々と与えることにより、接近流の乱流特性を再現している。LES による風荷重の評価においてはこの流入変動風の与え方が大きな影響を与えるため、種々の流入変動風の生成方法が提案^{1)~7)}されている。

流入変動風の生成法には大きく分けて 2 種類の方法がある。1 つは乱数等を用いて人工的に波形を生成する方法^{1)~3)}等であり、もう 1 つは乱流を数値流体計算から生成する方法^{4)~6)}等である。前者はターゲットとする統計量を用いて人工的に波形を生成する方法であり、目標とする統計量を忠実に再現できるが、生成された波形は流体運動を記述するナビエ・ストークス方程式・連続の式を満たすことを条件としていない。一方、流入変動風を流体計算により生成する方法では解かれた結果が流入変動風となるためナビエ・ストークス方程式・連続の式を満たした波形となるが、目標とする統計量を満たす波形を生成するには試行錯誤が必要であり、流入部分の計算のために大きな計算容量が必要となる。

一方、風洞実験において測定平面内の流速の時系列データを多点同時に計測することができる PIV（Particle Image Velocimetry：粒子画像流速測定法）技術^{8) 9)}は高速度カメラの性能向上により、乱流現象を再現するのに十分な高周波のサンプリングが可能となっており、従来使われてきた風洞の流速測定機器（例えば熱線風速計）では、センサーのある部分の定点計測しかできなかったが、PIV は多点同時の計測が可能である。現状熱線風速計ほどの精度を要求することは難しいが、今後カメラの性能や画像解析技術が進めば、ますます精度が上がるのが期待される新しい技術である。

高速度カメラを 2 台使用するステレオ PIV では測定平面内の 3 次元流速ベクトルを計測することができるため、ある平面の 3 次元流速場の時系列を直接取得することも可能である。

ステレオ PIV で計測された結果を流体計算の流入変動風とすることができれば、次のような利点が挙げられる。①計測されたデータをそのまま用いるため、流入変動風生成のための流体計算が不要となる。

②実際の流れを直接、流入変動とするため、ターゲットとする統計量が自ずと満たされており、ナビエ・ストークス方程式・連続の式等の流体の物理構造を満たす点においても人工的に生成した波形に比べれば精度が高いものとなる。

③風洞実験においては風荷重を算定するための気流生成のノウハウが蓄積されているため、容易に対象とする乱流境界層を実際に生成することができる。

黒田ら¹⁰⁾はステレオ PIV で計測された乱流場を流入面に導入する手法を提案し、乱流格子後方の等方乱流の流れ場を LES により計算している。本研究では、ステレオ PIV 計測結果を LES の流入条件とする方法を構造物の耐風設計に活用できるように発展させるため、乱流境界層を再現することを目的として計算を進める、平板の上に発達する乱流境界層を対象としてステレオ PIV 計測結果を流入条件とする LES を実施し、この手法の適用性、有効性について検討した結果を報告する。

2. 風洞実験概要

風洞実験は独立行政法人建築研究所所有の乱流境界層風洞（幅 3m×高さ 2m）で実施した。風洞内にパネコートで作成した平板を風洞床面で発達する境界層の影響を受けない高さに設置し、その平板上に発達する乱流境界層を測定対象とした。ステレオ PIV システムによる計測状況を写真-1 及び図-1 に示す。

本実験では、風洞内をトレーサー粒子で充満させ、風洞側面から照射されるレーザーシート内の粒子散乱をシート面に斜めに設置された 2 台のデジタル高速度カメラにてステレオ撮影することで、流速 3 成分(u,v,w)の時系列データの計測を可能としている。

ステレオ PIV による計測平面は、平均的な境界層の厚さが変化しなくなる平板の風上端から 0.7m の位置とし、図-2 に示すような水平方向(y 方向)：323.81mm×鉛直方向(z 方向)：264.16mm の大きさである。PIV で撮影した風速測定点の解像度は、水平方向 (Δy)、鉛直方向 (Δz)ともに 4.26mm の等間隔である。デジタル高速度ビデオカメラのサンプリング周波数は 500Hz であり、カメラのメモリの容量から 1 回の測定で撮影できる画像枚数は約 2700 枚である。よって、計測される時系列の長さは約 5.4 秒となる。

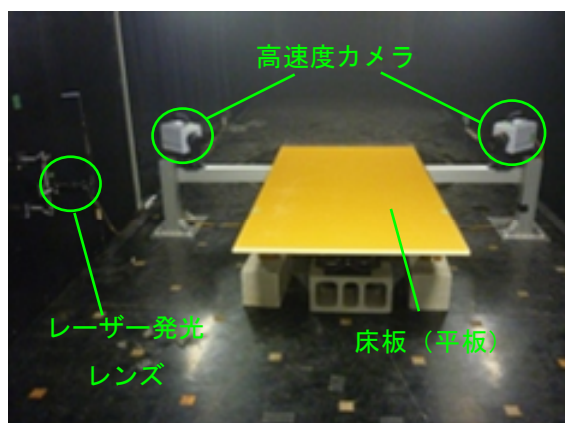


写真-1 ステレオ PIV による計測状況

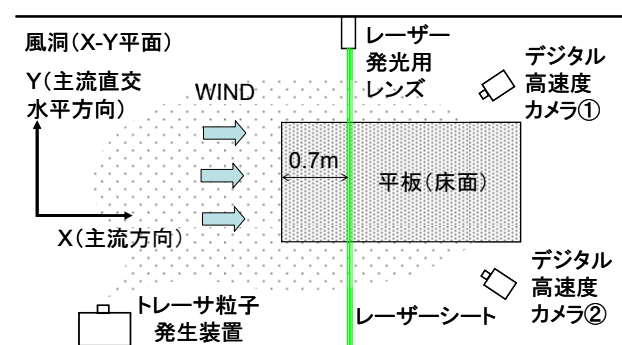


図-1 ステレオ PIV による計測概要

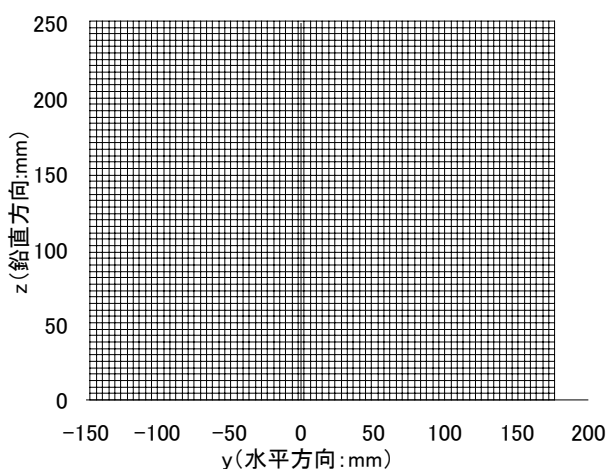


図-2 ステレオ PIV 測定格子点（解像度）

3. 計測結果

ステレオ PIV による計測に先立ち I 型熱線風速計による計測を実施した。熱線風速計による計測は風洞実験で最もよく用いられる方法であり、その精度は高い。熱線風速計によって得られる乱流境界層の統計量（平均値・乱流強度・スペクトル）を基準として、ステレオ PIV によって計測される流速の精度を確認する。比較にあたっては、熱線風速による計測値とステレオ PIV による u 成分（ x 方向：主流成分）を用いる。図-3 に平均風速、図-4 に乱流強度の鉛直分布の比較を示す。

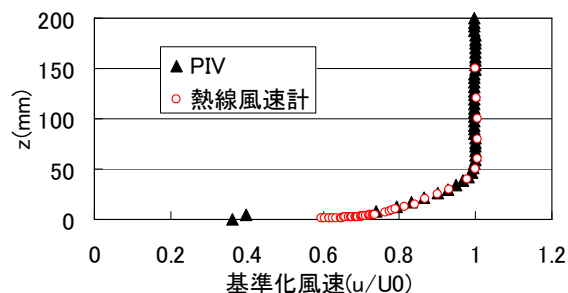


図-3 平均風速の鉛直分布（計測結果）

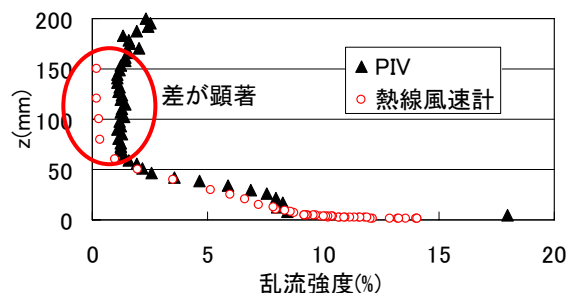


図-4 乱流強度の鉛直分布（計測結果）

平均風速については境界層上空の平均風速 U_0 で無次元化した基準風速で表記している。平均風速分布は平板近傍を除いてほぼ一致しており、 $z=50(\text{mm})$ の領域で風速がほぼ一定となっている。 $z=0\sim45(\text{mm})$ の範囲を境界層内部、 $z=45\sim55(\text{mm})$ を境界層上部、 $z=55(\text{mm})$ 以上を境界層上空と表現する。PIV では平板近傍で値が小さくなるが、平板でのレーザーの反射による影響と考えられる。一方、乱流強度は境界層上空で PIV のほうが大きくなっているのが顕著であり、境界層内でも PIV のほうがやや大きくなっている。

PIV で乱流強度が大きくなる要因を調べるため、PIV と熱線計測で得られる時刻歴波形を比較してみる。乱流境界層上空の時刻歴波形を、図-5（熱線風速計）及び図-6（PIV）に示す。また、乱流境界層内部での時刻歴波形を図-7（熱線風速計）及び図-8（PIV）に示す。なお、縦軸は実風速値（ m/s ）で表記しているが、熱線風速計と PIV 計測時の境界層上部での平均風速値が、それぞれ 4.2m/s 、 3.95m/s と異なるが、変動量に関しては同等に比較できる。境界層内部の大きな変動はほぼ同等であるが、境界層上空ではステレオ PIV の高周波変動が大きい。この高周波成分は PIV 特有に生じるノイズではないかと考えられる。

図-9 に熱線風速計及びステレオ PIV で計測された主流風速のパワースペクトルを示す。横軸は周波数 n を境界層厚 δ と境界層上空の平均風速 U_0 で無次元化している。なお、PIV データは測定時間が短いため平均回数が少なくなっている。熱線風速計で計測された境界層内のスペクトルはほぼカルマン型の形状となっている。境界層の上部では、高周波成分が急峻に落ちている。ステレオ PIV

では、低周波側は熱線風速計と同様の形状となっているが、高周波側でパワーが落ちない（図中○で囲んだ領域）。これは、時刻歴波形で見られたノイズ成分の影響であると考えられるが、ステレオ PIV で計測された風速を LES の流入変動風として用いるためには、これらのノイズ成分を除去する必要がある。次章にその補正方法を記す。

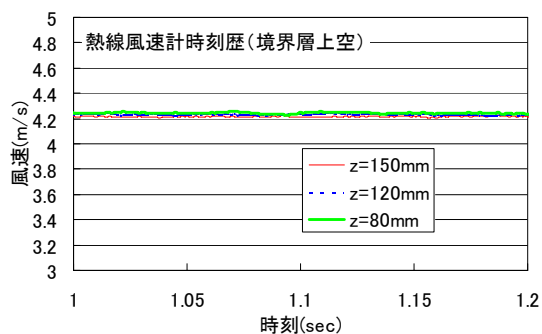


図-5 熱線風速計時刻歴波形（境界層上空）

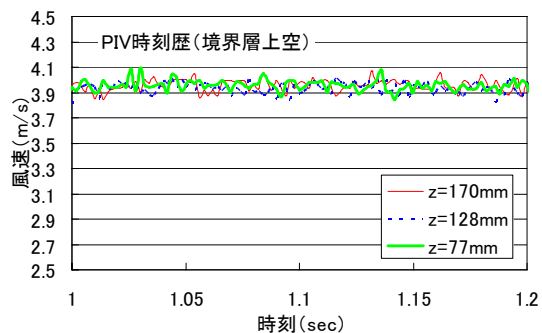


図-6 PIV 時刻歴波形（境界層上空）

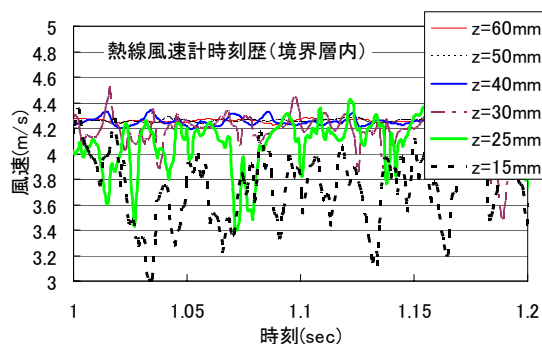


図-7 熱線風速計時刻歴波形（境界層内部）

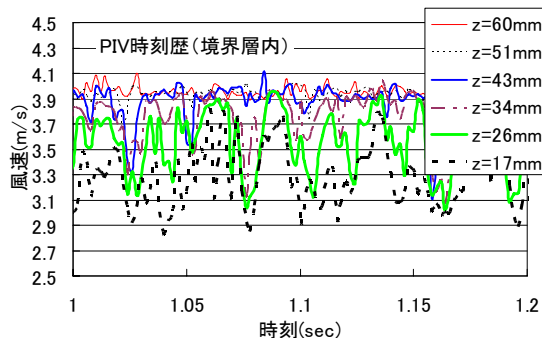


図-8 PIV 時刻歴波形（境界層内部）

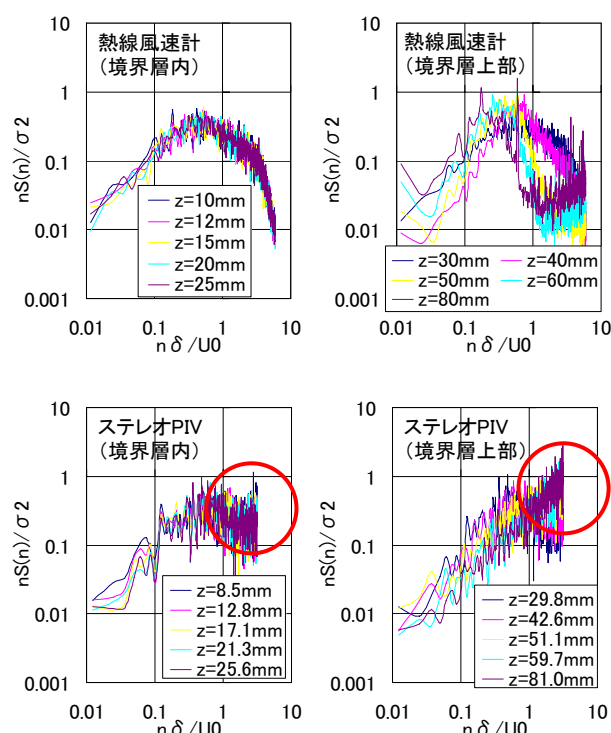


図-9 パワースペクトルの比較

4. 計測データの補正方法

前章で示したように、ステレオ PIV で計測された風速値には、熱線風速計では見られない高周波領域のノイズが含まれている。この領域はカルマン型のスペクトルで見ると-5/3 乗則でパワーが落ちていく領域になっており、この領域の成分をフィルター等で落とすと境界層の乱流構造に影響を与える可能性が考えられる。そこで図-10 に示すように、ステレオ PIV で計測された波形のパワースペクトルを算定し、乱れのスケール L_x で無次元化した無次元周波数 0.4 以上の部分を対数軸上で直線となるように近似する方法で波形を補正した。なお、補正の際には乱流境界層の特性に応じた高さ z の領域に応じて①～③のような処理を行った。

①境界層内部となる高さ 45mm 以下の領域では、この近似曲線の傾きが-5/3 乗となるように周波数領域で補正し逆フーリエ変換したものを CFD 用の流入波形として用いる。

②高周波の変動が急峻に落ちる境界層上部の $z=45\sim55\text{mm}$ の領域では高さとともに傾きが次第に急峻になるように補正した。

③境界層上空となる $z=55\text{mm}$ 以上の領域については境界層厚さ δ で無次元化した無次元周波数 0.4 以上の高周波成分をカットする。

なお、①と②の操作においては、高周波成分の変動をなるべく残すようにするため、近似曲線の傾きを合わせるだけで周波数毎の変動や位相特性は計測したものをそのまま残すようにした。図-11、図-12 に上記補正後の平

均風速と乱れの強さの鉛直分布を示す。

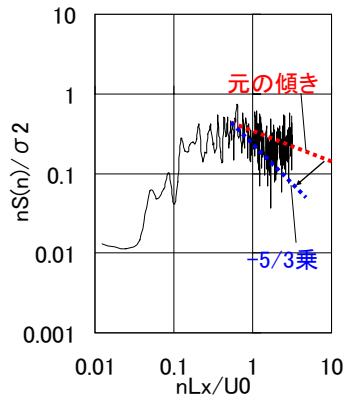


図-10 高周波ノイズの補正方法

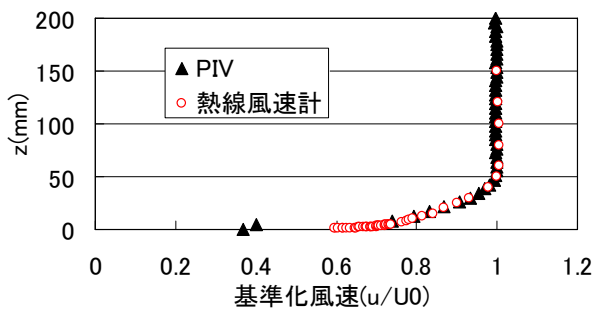


図-11 平均風速の鉛直分布（ノイズ補正後）

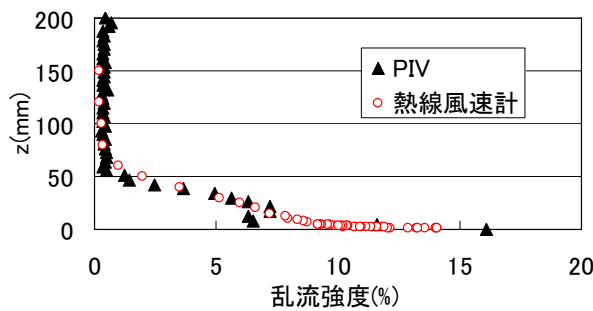


図-12 乱流強度の鉛直分布（ノイズ補正後）

平均風速の鉛直分布は補正前と同様にほぼ一致しており、乱流強度は境界層の上空も含め熱線風速計の計測結果とほぼ一致している。床面近傍でやや、PIV のほうが乱流強度が小さくなっているが、これは床面の反射の影響によると考えられることから、LES の流入用には平板近傍のデータを用いないこととした。

図-13 にステレオ PIV で計測された風速 3 成分の平均値の鉛直分布を示す。平板上の乱流境界層が形成された部分での計測にもかかわらず、レーザーシートの面内成分である v, w 成分の平均成分が 0 となっていないが、これはレーザーの当たる方向、床面の反射等の影響により平均成分が生じているためと考え、計算用の時刻歴には v, w 成分の平均成分は 0 として、変動成分のみを用いた。黒田ら¹⁰⁾が報告しているように PIV の計測データは端ほ

ど歪んでくるので、中央鉛直断面の平均値と標準偏差に一致するようにも波形を補正した。

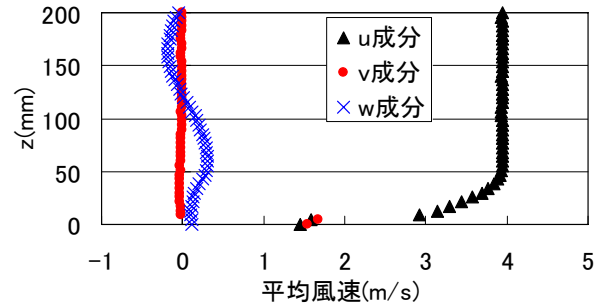


図-13 風速 3 成分の平均値の鉛直分布

5. LES の概要

LES の計算には市販コード (SCRYU/Tetra) を用いる。LES に用いられているフィルタリングされた非圧縮性の連続の式及び Navier-Stokes 方程式（以後 NS 方程式と表記する）を以下に記す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad [1]$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad [2]$$

ここに x_i : 位置座標 u_i : x_i 方向の流速

t : 時間 ρ : 流体の密度

p : 流体の圧力 μ : 粘性係数

式中の $\bar{\quad}$ は、空間平均操作を表す

基礎方程式の離散化には 3 次元非構造格子系の有限体積法を用い、空間差分には 2 次精度の中心差分、時間積分には 1 次精度の陰解法を用いる。

NS 方程式の左辺第 2 項（移流項）は非線形項であり、そのフィルタリングされた $\overline{u_i u_j}$ は、直接計算することができないためサブグリッドスケール (SGS) モデルを用いてモデル化する。今回の計算では SGS モデルとしてスマゴリンスキーモデルを用いる。スマゴリンスキーモデルの概要を以下に記す。

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} = 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \\ \nu_{SGS} &= (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \\ |\bar{S}| &= \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad [3]$$

ここに C_s : スマゴリンスキー定数

Δ : フィルタサイズ

今回の計算では、平板の上の比較的乱れの小さな流れを解析するためスマゴリンスキー定数 $C_s=0.1$ とし、フィルタサイズ Δ は節点周りに作られるコントロールボリュームの体積の 3 乗根としている。

図-15 に計算に用いる計算格子を示す。計算領域は主流方向 (X 方向) に 0.5m, 主流直交水平方向 (Y 方向) に 0.05m, 鉛直方向 (z 方向) に 0.15m とした。格子には 4 面体要素を用い、全要素数は 1,768,997, 全節点数は 525,278 である。

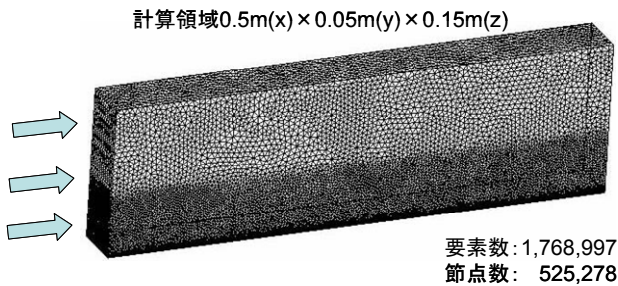


図-14 LES 計算格子

境界条件は、側面および上面は free-slip, 床面近傍には式(4)に記すような対数則を壁関数として用い、滑面の定数 ($\kappa=0.4$, $A=5.5$) を適用した。流出面は自由流出条件とし。流入面にはステレオ PIV で計測された流速データを時々刻々と与えた。

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u^* y}{\nu} + A \quad [4]$$

ここに κ : カルマン定数 A : 定数
 y : 壁面からの距離 u : y における流速

u^* : 摩擦速度 ν : 動粘性係数

流入面の計算格子とステレオ PIV の計測点の関係を図-15 に示す。図中の太い線が PIV の画像分割解像度であり、格子の中心で流速 3 成分が計測されている。図中の細い線で分割されている三角形が計算格子である。PIV 格子で囲まれた計算格子には一様に計測データをそのまま与え、計算格子に応じた補間等は行わなかった。前章に示したように床面近傍の計測データには反射の影響で異常値が含まれていることが考えられるので、床面近傍 2 点の計測データは用いず、床面から 3 点目の計測データを用いることとし、熱線風速計で計測された流速に基づいて平均値を補正した。画像解像度および床面近傍のデータを用いないことから PIV 計測データでは対数則領域の変動は流入として与えられないが、この部分については滑面の壁関数により形成されるものとして計算を行った。

また、 $z=90\text{mm}$ より高い部分に関しては変動がかなり小さいため、 $z=90\text{mm}$ 近傍で計測された計測データを一律流入に与えた。PIV 計測データは 0.002sec 刻みであるが、計算は $\Delta t=0.0005\text{sec}$ とするため、計測データの無い時刻に対しては直線補間でデータを作成した。流入面でスムーズに連続の式が満たされるように、PIV 計測格子幅で近藤等¹⁾ の手法による divergence-free 操作を行った。

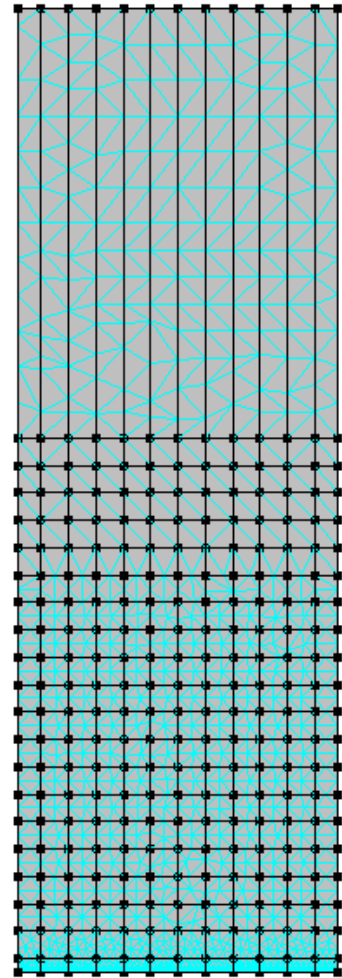


図-15 流入面格子

6. 計算結果

図-16 に PIV 計測データ 1 シリーズ (5.4 秒) を流入して計算した後の瞬間風速分布を示す。上の図は床面近傍の水平断面 (X-Y 平面: $z=1\text{mm}$) であり、下の図は計算領域中央の鉛直断面 (X-Z 平面: $y=0$) での分布である。床面近傍では流下方向に縞模様の風速分布ができており、縦渦構造が確認できる。計算格子よりはるかに細かく床面に近い乱流境界層の遷移領域に存在するストリーク構造は今回の計算格子解像度では再現されないが、本来の位置より上部で擬似的な構造が現れており、壁関数を用いた境界条件の特徴と考えられる。鉛直断面では流入で与えた変動が風下に移流していく状況が確認された。なお、圧力分布においても流入直後に圧力が急変するところ

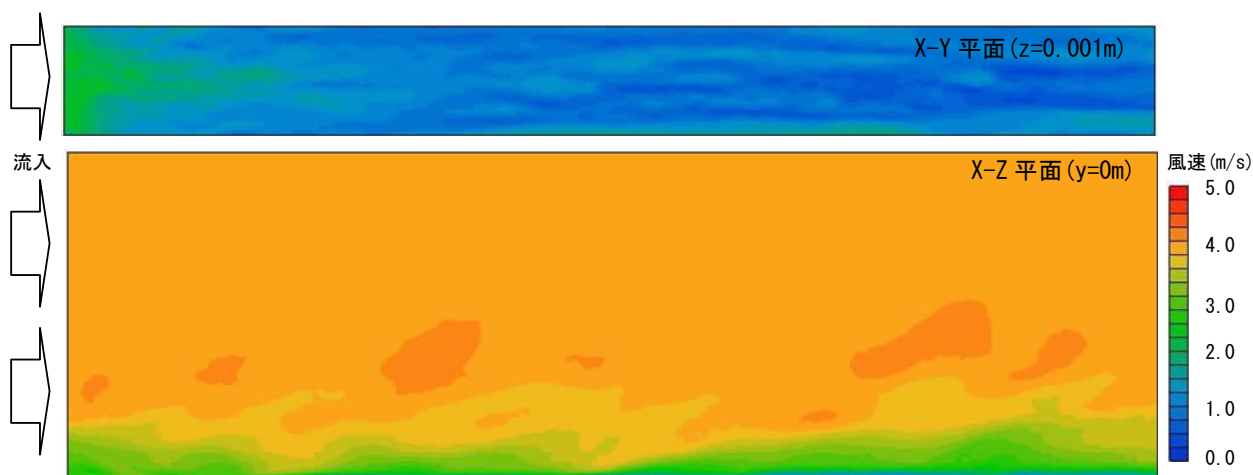


図-16 瞬間風速分布 (LES)

ろが見られず、PIV 計測データがスムーズに計算領域に入ることも確認された。divergence-free 操作を行わない計算にも行ったが結果に大きな差が見られず、物理現象を直接計測する PIV では、それなりに連続の式を満たした流速値が得られているものと考えられる。

図-17、図-18 に平均風速および乱流強度の鉛直分布の変化の状況を示す。平均風速のプロファイル形状は風下までほぼキープされており、実験で計測された形状が計算においても保存されていることが確認できた。床面近傍の点においては流入で与えなかった低い風速となっており、壁関数により床面近傍の乱流構造が生成されているものと考えられる。乱流強度については流入直後の床面に近い部分の鉛直分布形状が歪んでいるようであるが、これは床面近傍 2 点のデータを 3 点目のデータで補間していることと、PIV 計測格子ごとに一様に流速データを与えている影響であり、流入でのこの不整合が修正されたため風下側では滑らかな鉛直分布になったものと考えられる。また、風下側でやや乱流強度が大きくなっているが、これが床面の影響によりわずかに境界層が発達しているためと考えられる。x=0.1m の位置ではほぼ乱流境界層の形状が形成されていることが確認できるが、PIV 計測データを流入として用いる場合にはかなり短い吹走距離で乱流境界層が生成されているようである。

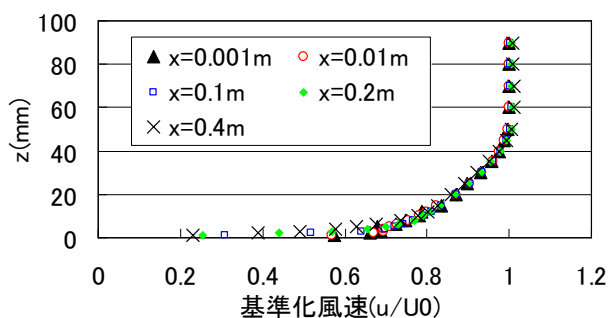


図-17 平均風速の鉛直分布 (LES)

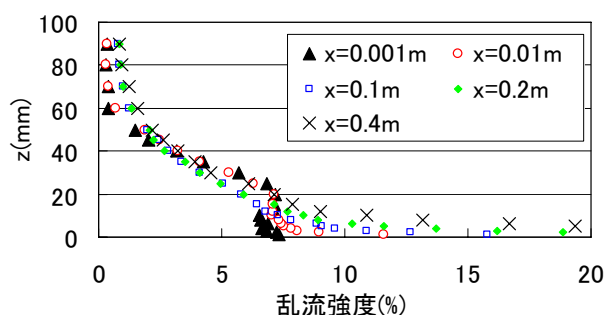


図-18 乱流強度の鉛直分布 (LES)

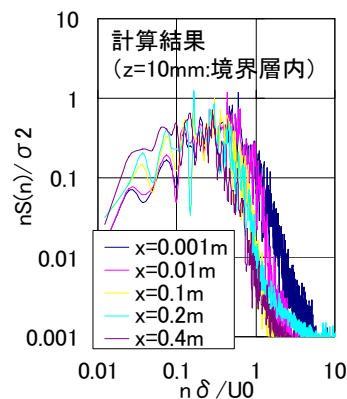


図-19 パワースペクトルの変化 (LES)

図-19 に計算結果のパワースペクトルを示す。図は境界層内の $z=10\text{mm}$ の高さにおけるパワースペクトルを計算領域の中央断面において主流方向に 5 点示している。パワースペクトルの形状、低周波成分は概ね下流まで保たれているが、流下と共に高周波成分が減衰している。解析領域が限られていることにより数値計算では生成が困難だとされている乱流境界層の低周波成分については PIV データを用いることによって再現されることが確認できたと考えられる。

高周波成分が減衰している原因については計算手法等を含めて検討を行う必要があるが、現状推定される要因としては以下の 2 点があげられる。

- ① PIV 計測データの高周波成分は計測によるノイズが卓越していたため、流体の乱流現象でない成分が流入に与えられ、乱流としての位相特性等を持たないことから計算領域では急激に減衰した。
- ② エネルギーカスケードにより大きな渦が小さな渦に変換していくが、計算領域が短く比較的乱れの少ない平板上の流れを対象としたためエネルギーカスケードによる高周波成分の生成ができなかった。

7. おわりに

ステレオ PIV で計測された流速データを流入条件とする LES を平板上の境界層について実施した。LES に比較して時空間的分解能が粗い PIV 計測結果を流入条件としても、LES では乱流境界層が再現されることを確認した。PIV で計測できなかった床面近傍に関しては滑面の壁関数を適用することにより境界層の乱流構造が再現された。また、乱流境界層の形成が比較的短い吹走距離で行われることも確認した。これらについては、流入変動風の時空間方向補間の導入により、さらなる解の改善が期待される。なお、今後は種々の粗度を持つ乱流境界層についても検討する予定である。この手法を発展させれば、LES 用の流入変動風を風洞実験から生成し、データベース化することも可能となると考えられる。

参考文献

- 1) 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，第 501 号，pp.33-40,1997.11
- 2) 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，第 509 号，pp.33-40,1998.7
- 3) 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.573-578,1994.12
- 4) Lund,T.S, Wu,X. and Squires,K.D : Generation of turbulent inflow data for aptially-developing boundary layer simulations, Journal of Computational Physics, No.140, pp.233-258, 1998
- 5) 片岡浩人，水野稔：流入変動風を用いた 3 次元角柱周り流れの計算—平均速度分布を与条件とした流入変動風の作成方法について—，第 12 回数値流体力学シンポジウム，pp.173-174,1998
- 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，第 541 号，pp.87-94,2001.3
- 7) 日本建築学会編：建築物の耐風設計のためのガイドブック，日本建築学会，，2005.10
- 8) 風洞実験法ガイドライン研究委員会：実務者のための建築物風洞実験ガイドブック 2008 年版，日本建築センター，pp.36-39，2008.10
- 9) 可視化情報学会編：PIV ハンドブック，森北出版，2002
- 10) 黒田真樹，田村哲郎，奥田泰雄，大橋征幹，喜々津仁密：ステレオ PIV によって測定された変動風の LES への適用，日本建築学会大会学術講演梗概集 B-1，pp.139-140，2006.9