



論文

流入境界面における乱流統計量の違いが

LESによる乱流境界層の計算に及ぼす影響について

Influence of Turbulence Characteristics on Statistical Quantities at an Inlet

Boundary for LES of a Turbulent Boundary Layer

丸山 敬*

Takashi MARUYAMA

SUMMARY

A method of numerical generation of wind fluctuations was reviewed. According to its procedure a series of inflow wind fluctuations were artificially generated as inlet boundary conditions. Using these signals a turbulent boundary layer at high Reynolds number developed over a rough surface was calculated by Large Eddy Simulation. Numerical simulations were carried out using some inflows which had different characteristics on statistical quantities and the influence of turbulence characteristics were examined. In order to reproduce appropriate mean flow field, the generated and the experimental wind fluctuations should be equivalent in statistical property, i.e. the mean value, the variance and the power spectrum density. The realization of spatially correlated fluctuation of three wind components will lead the simulation to more realistic results.

1. はじめに

近年の数値流体計算法の発達および計算機の性能向上にともなって、風工学の分野においても流れの数値シミュレーションがますます盛んになってきている。乱流場の計算においては、直接法による単純な流れ場の計算結果をもとに基礎的な研究が行われ、また、工学的実用面からは複雑な流れ場に対してラージ・エディ・シミュレーション (LES) による解析が有望視されている。しかし、その実用化に際しては未だ解決すべき点が多く

残されており、流入境界条件としての変動風速場の与え方もその一つである。

通常、工学的に問題となる流れ場では、流入境界面における風速場は乱れたものであることが多く、研究者が望む乱流性状をもった変動風速場を生成するのは困難な場合が多い。このとき、周期境界条件等を用いて上流の流れ場を計算で直接再現し、計算結果を記録しておいて流入境界条件とする方法が用いられることもあるが、上流の形状が単純な場合に限られる。一方、希望する乱

* 京都大学防災研究所・助手

Research Associate, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Dr. Eng.

(原稿受理：平成9年9月17日)

流統計量をもった変動風速場を生成する試みも行われており、種々の方法が提案されている。

本報では筆者らが進めている変動風速場の生成手法に基づき、統計的に種々の性質を持った変動風速場を発生させ、その統計的な性質の違いがLESによる乱流境界層の計算において下流の計算結果に及ぼす影響を調べ、流入境界条件として必要となる変動風速場の性質を検討する。

2. 流入境界面における風速変動

2.1 風速変動の生成方法

直接法やLESのように、流れ場の時間変動を直接計算する場合には流入境界上の計算点における風速の時刻歴が必要となるが、これを上流域のシミュレーションを行わずに求めるためには、何らかのモデリングや補間方法を導入して時刻歴を生成する必要がある。例えば、Le¹⁾はチャンネル内のステップ流れの計算において、流入境界面における各計算点の平均、分散、パワースペクトルを満たすように一様乱数を用いて風速変動を生成させた後、風速の主流方向成分と鉛直方向成分に関してレイノルズ応力の値を満足するように位相シフトを行って乱流境界層内の風速変動を生成した。このような風速変動を流入境界条件として用いた直接法による計算結果によると、流入境界面のすぐ下流で平均風速の不自然な増加がみられた。彼らはこの原因を、流入境界面における風速変動の空間的な相関を考慮していないために、非物理的な乱流構造をもった風速変動を生成したためとしている。

計算点間の乱流構造の情報を空間相関として取り込んで風速変動を生成する方法としては岩谷²⁾によるものが挙げられる。岩谷は風速変動を多次元の確率場とみなし、赤池³⁾の自己回帰式による方法を用いて乱流境界層内の主流方向の風速変動を生成した。計算には平均、分散、パワースペクトルだけでなく、空間相関も相互スペクトルの形で取り入れられている。同様な風速変動の生成は星谷⁴⁾により周波数空間においても行われており、計算結果は目標とする統計量をよく再現することが示されている。さて、観測や実験、測定結果がある場合に、乱流場の物理的情報をより多く取り入れるために風速変動の時系列データを既知波形として用いることが考えられる。このような空間内の離散点において与えられた既知波形を含む条件付確率場の性質は、Kamedaら⁵⁾によって解析的に検討され、その統計的性質が周波数空間において理論的に記述された。既知波を含む場合

についての同様な研究は星谷⁶⁾や岩谷⁷⁾によっても行われている。以下では、Kamedaら⁵⁾の方法に従い風速変動の生成方法を概観する。

乱流場のある断面における風速変動の時刻歴を、平均、分散、パワースペクトル、相互スペクトル、および離散点における時系列データの測定値が与えられたとしてシミュレートすることを考える。断面における風速変動は空間軸方向に離散的な1次元多変量の確率過程とみなし、空間内の n 地点のうち m 地点で風速変動の測定値が確定波として与えられているとして、その確定波を条件とする $n-m$ 個の条件付確率過程を以下のようにシミュレートする。ただし、確定波によって条件づけられていない任意の地点での確率過程は平均値零の定常正規過程であり、確定波の変動成分はこのような確率過程の実現値の一つとして与えられるものとする。

以上の仮定のもとに、ある地点 l における確率過程 $U_l(t)$ は、一般に次式のようにフーリエ級数に展開できる。

$$U_l(t) = \sum_k (A_{lk} \cos \omega_k t + B_{lk} \sin \omega_k t); l = 1, 2, \dots, n \quad (1)$$

ここで、 A_{lk} , B_{lk} は振動数 ω_k におけるフーリエ係数で、互いに独立な平均値零の正規確率変数で、その $2n$ 次元の結合正規確率密度関数は(2)式のように求められる。

$$f_{A_{1k}, B_{1k}, \dots, A_{nk}, B_{nk}}(a_{1k}, a_{1k}, \dots, a_{nk}, b_{nk}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^{2n} \det V_k}} \exp\left(-\frac{t_k^T V_k^{-1} t_k}{2}\right) \quad (2)$$

ここで

$$t_k = \{a_{1k}, b_{1k}, \dots, a_{nk}, b_{nk}\} \quad (3)$$

また、 V_k はフーリエ係数 A_{lk} , B_{lk} の共分散行列で、地点 x_i におけるパワースペクトル $S_i(\omega_k)$ および地点 x_i, x_j なる2点間の相互スペクトル $S_{ij}(\omega_k)$ によって表される。さて、確定波

$$u_i(t) = \sum_k (a_{ik} \cos \omega_k t + b_{ik} \sin \omega_k t); i = 1, 2, \dots, m \quad (4)$$

が確率過程 $U_l(t)$ の実現値として得られると、フーリエ係数の実現値 $\bar{a}_{ik}$, $\bar{b}_{ik}$ によって条件づけられたフーリエ係

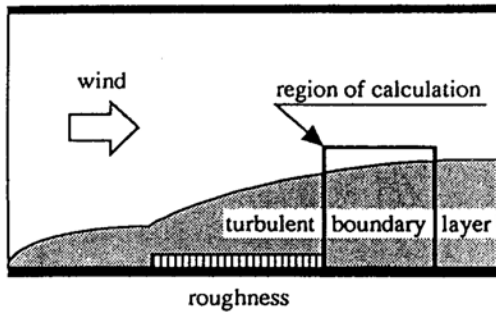


Fig. 1 計算領域
Region of calculation

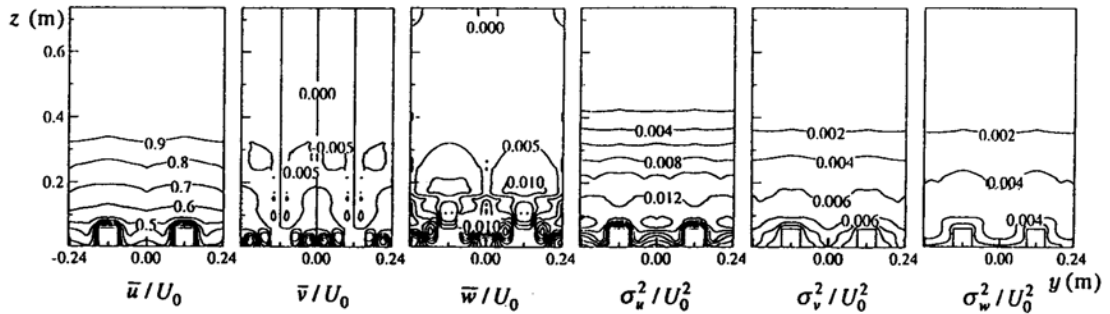
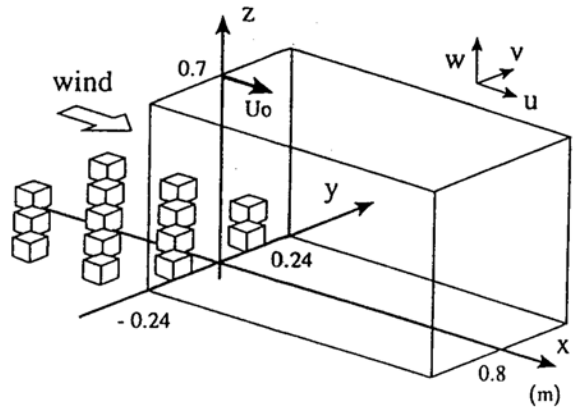


Fig. 2 流入境界面における平均風速および分散値の測定結果
Measured result of mean velocities and variances of the three velocity components at the inlet boundary

数 A_{jk} , B_{jk} ; $j = m+1, \dots, n$ に関する $2(n-m)$ 次元の条件付結合確率密度関数が解析的に求められ、これにより推定すべき $n-m$ 個の条件付確率過程の確率的性質が厳密に記述されたことになる。今、 $n-m$ 個の未測定点 $j = m+1, \dots, n$ で、どの点にどの番号をつけても本質的には同じであるから、点 $j = m+1$ に注目すると、振動数 ω_k における条件付きフーリエ係数 A_{jk} , B_{jk} は、お互いに独立な正規変量で、その平均と分散がフーリエ係数の共分散行列の逆行列 V_k^{-1} を用いて求められる。条件付確率場をシミュレートする場合には、 $n-m$ 組のフーリエ係数 A_{jk} , B_{jk} を上述の平均および分散を持つ正規変量となるように逐次シミュレートしたのち、フーリエ逆変換を行えばよい。この計算は点 $j = m+1$ から始めて点 n まで進めるが、点 $j+1$ における計算をおこなう場合には、既に計算された点 j における計算結果も確定波として参照する。また、計算に必要となるパワースペクトルおよび相互スペクトルは、希望する値あるいは測定結果を近似する関数の形で与えておくのが便利である。

実際の数値計算上のテクニックとしては、

- 1: 確定波の数が多かったり相関が低いと不確実性が増大し生成される風速変動の相関が落ちるので、参照する確定波の数はあまり多くせず、相関がある値以上の確定波を使う。
- 2: 条件付結合確率密度関数を求める際にフーリエ係数に関する共分散行列の逆行列の計算が必要になるが、2点間の相関が大きい場合、この計算が困難になるため直線近似等の補間方法を用いる。
- 3: 計算点の順序は理論的には任意であるが、前述1, 2のテクニックを使った場合、確定波との相関が低い地点から計算を始めると計算された風速変動の相関が目標値よりも小さくなる。したがって、確定波に近い位置かつ、確定波と確定波の間の点を先に計算する方がよい。

等が挙げられる。実際の計算に関する詳細は文献^{8), 9)}を参照されたい。なお、近藤らも等方性乱流場¹⁰⁾および滑面上に発達する境界層乱流¹¹⁾に関して同様な研究を

Table 1 式 (5) - (8) 中の各係数の最適値
Optimized values of the
coefficients in equations (5) - (8)

	u	v	w
A	1.12	1.26	1.19
$L_X/\bar{u}$	0.377	0.154	0.097
C	0.851	0.851	0.851
D_h	20.7	9.8	14.4
D_v	18.9	17.7	32.8
E_h	0.59	0.45	0.61
E_v	0.71	0.98	1.64
F	15.7	17.7	0.00
G	1.05	0.74	0.04

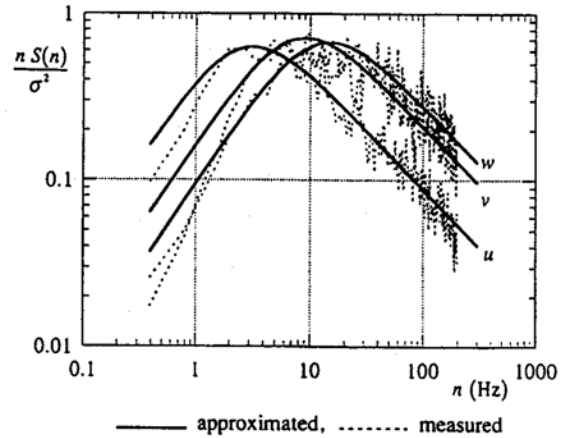


Fig. 3 パワースペクトル密度の測定例
(実線は近似式による値を示す)
Power spectrum density at $x = y = 0.0$,
 $z = 0.15\text{m}$

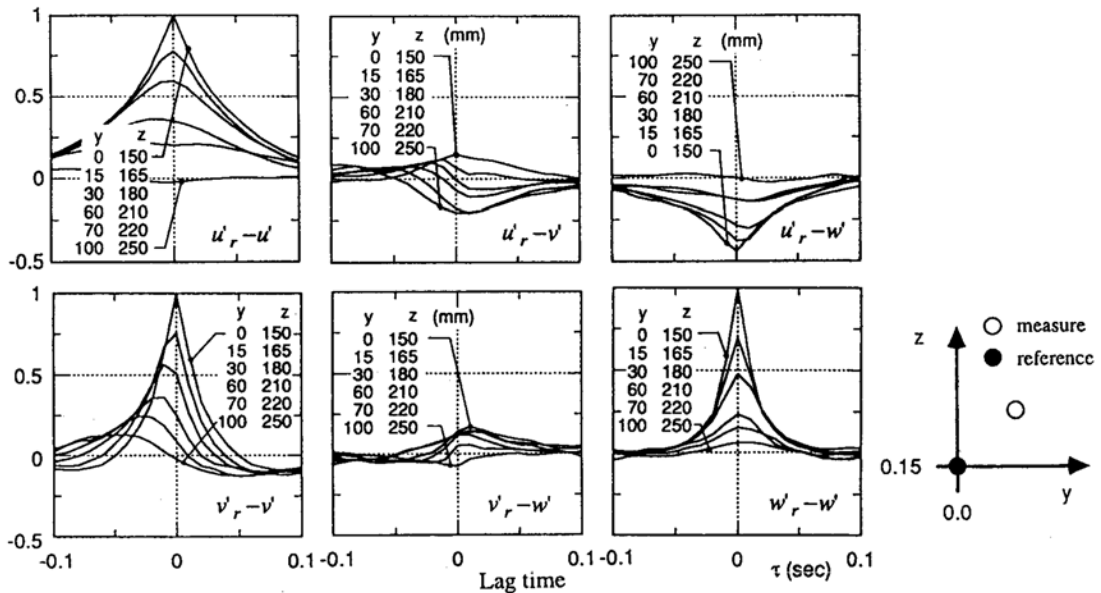


Fig. 4 乱流境界層内の基準点と測定点間の相互相関の変化 (測定結果, 測定点を斜め45° 上方に移動)
Spatial variation of cross correlation coefficient between reference point at $x = y = 0.0$,
 $z = 0.15\text{m}$ and measured points; u'_r, v'_r, w'_r : velocity fluctuations at reference point

行っている。また、神田¹²⁾も岩谷⁷⁾による方法をもとに、実測データを取り込んだシミュレーションを行っている。

2.2 生成された風速変動場の統計的性質

今回計算の対象となるのはFig. 1に示すような風洞内に発達した乱流境界層で、 $6 \times 6 \times 6\text{cm}^3$ の立方体粗度ブロックを千鳥状に敷き詰めたラフネスの風下側後

縁を流入面とする風洞床面上の $x \times y \times z = 0.8 \times \pm 0.24 \times 0.7\text{m}^3$ の領域である。流入面における風速変動の生成に必要な風速3成分の変動および各種統計量は、3次元熱線風速計を2本用いて測定した。風速は境界層上部 $z = 0.7\text{m}$ で $U_0 = 5.8\text{m/s}$ である。風速変動の生成に必要な風速3成分($u_i; u_1 = u, u_2 = v, u_3 = w$)の平均 $\bar{u}_i$ 、分散 σ_i^2 の測定結果をFig. 2に示す。流入境界面における変動風速場は、風速3成分の平均、分散、パ

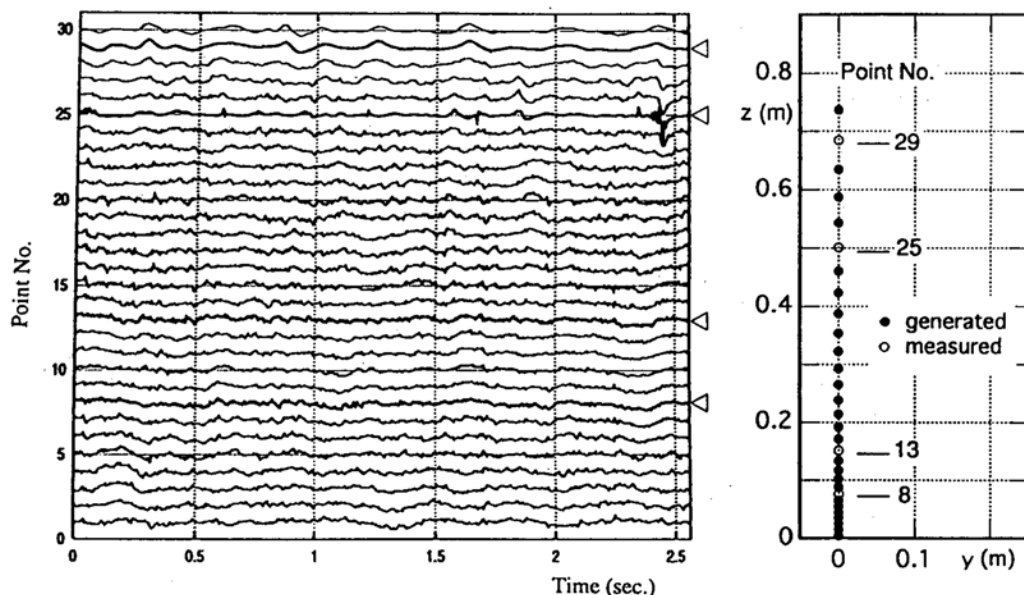


Fig. 5 生成された変動風速の一例；標準偏差で無次元化した主流方向成分 u'/σ_u の各計算点における時刻歴波形 ($x = y = 0.0\text{m}$, 図中太線——は測定値を表す)
Generated wind fluctuations at $x = y = 0.0\text{m}$

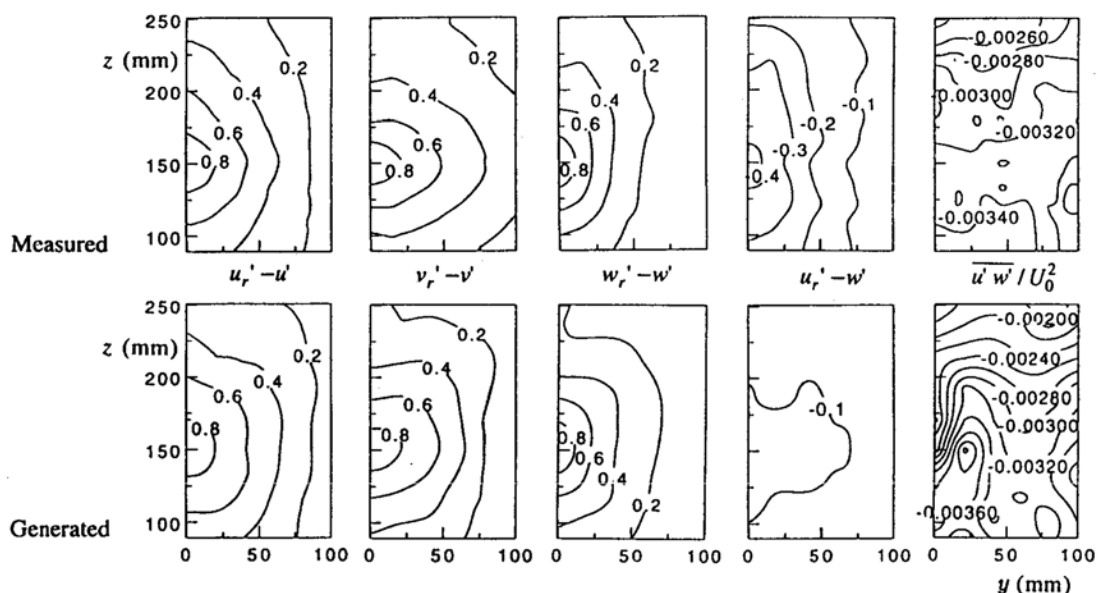
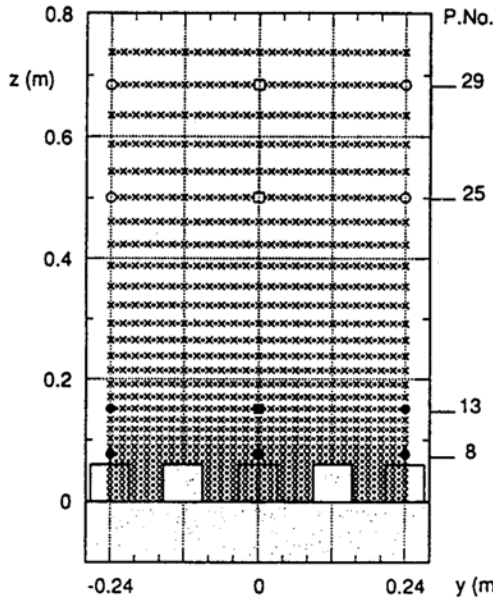


Fig. 6 基準点 ($x = y = 0.0, z = 0.15\text{m}$) 付近の相互相関係数の最大値および無次元化したレイノルズ応力の分布
Counters plots of maximum values of cross correlation coefficient and Reynolds shear stress at the inlet plane; reference point is at $x = y = 0.0, z = 0.15\text{m}$

ワースペクトル, 空間相関およびレイノルズ応力が測定値を再現するように生成される。その際, パワースペクトル密度 $S_i(n)$, コヒーレンス $coh_i(n)$ およびフェイズ $\phi_i(n)$ の値は簡単のために以下の式で近似し, 式中の各係数の値は Table 1 に示す最適値を用いた。

パワースペクトル密度

$$\frac{nS_i(n)}{\sigma_i^2} = \frac{AnL_X/\bar{u}}{\left\{1 + (nL_X/\bar{u})^2\right\}^C} \dots\dots\dots (5)$$



・ 水平方向の両隣の値で直線補間
● 同時測定値
■ 同時測定値
× 生成値
○ 測定値
□ 測定値

Fig. 7 風速変動の生成点
Grid points where wind fluctuations were generated

ルートコヒーレンス

$$\sqrt{coh_i(n)} = \exp\left(-n\sqrt{B_h^2 + B_v^2}\right) \quad (6)$$

ここで、

$$B_h = D_h(\eta/z_a)^{E_h}(\eta/\bar{u}_a) \\ B_v = D_v(\zeta/z_a)^{E_v}(\zeta/\bar{u}_a) \quad (7)$$

フェイズ

$$\phi_i(n) = F(\zeta/z_a)^a n(\zeta/\bar{u}_a) \quad (8)$$

式中、 n は周波数、 z_a 、 u_a は2点の中間点の高さおよび平均風速、 η 、 ζ は2点間の水平および鉛直距離である。Fig. 3にパワースペクトルの測定例を式(5)による近似値とともに示す。

各風速変動成分の生成に際しては、先ず主流成分 u 、主流直角水平成分 v を各成分自身の相関関係のみを用いて計算する。鉛直成分 w の計算には、 w 成分自身の相関関係に加え、同一地点において既に計算されている u 成

分を確定波として参照し、計算を行う。これはFig. 4に示すように、 u と v および v と w 成分の相関は小さく無視できるが、 u と w 成分は同一地点で負の相関を持つので、この相関関係を計算に反映させるためである。このとき、同一地点における u と w 成分間の相関は、以下の式で近似した。

ルートコヒーレンス

$$\sqrt{coh_i(n)} = 0.73\exp(-0.05n) \quad (9)$$

フェイズ

$$\phi_i(n) = \pi \quad (10)$$

ちなみに、 u と w 成分の負の相関はレイノルズ応力に対応している。また、各風速変動成分の相関は2点間の距離が離れるに従って小さくなり、各成分間でその変化は異なっている。計算された風速波形の一例をFig. 5に示す。生成された変動風速波形は測定値との間を滑らかに補間され、平均、分散およびパワースペクトルは実験値と一致するように計算されている。各風速変動成分の相関は、Fig. 6に示すように、 u と w 成分の負の相関が計算で小さくなる以外は、測定値とほぼ同様な値になる。また、 u と w 成分間のレイノルズ応力もFig. 6に示してあるが、計算値は測定値とほぼ同様な大きさを示している。

3. LESによる乱流境界層の計算

3.1 計算手法

前節で示した風速変動の時系列データを流入面における境界条件としてLESによる計算を行う。用いた計算コードはドイツ・カールスルーエ大学で開発されたもので、乱流モデルとしてはGermanoら¹³⁾によるDynamicSGSモデルを用いている。ナビエ・ストークス方程式は曲線座標系による物体適合格子を用いた有限体積法により離散化され、変数配置は各変数が格子の中心に置かれるレギュラーメッシュ系を用いている。対流項の離散化は2次精度の中心差分、時間積分は運動量方程式をRunge-Kutta法で、圧力のPoisson方程式をStone¹⁴⁾の陰解法で行っている。また、レギュラーメッシュ変数配置に起因する計算時の振動を押さえるために、セル表面の流速に対してRhie¹⁵⁾らによる運動量の内挿を行っている。この計算コードの詳細および計算

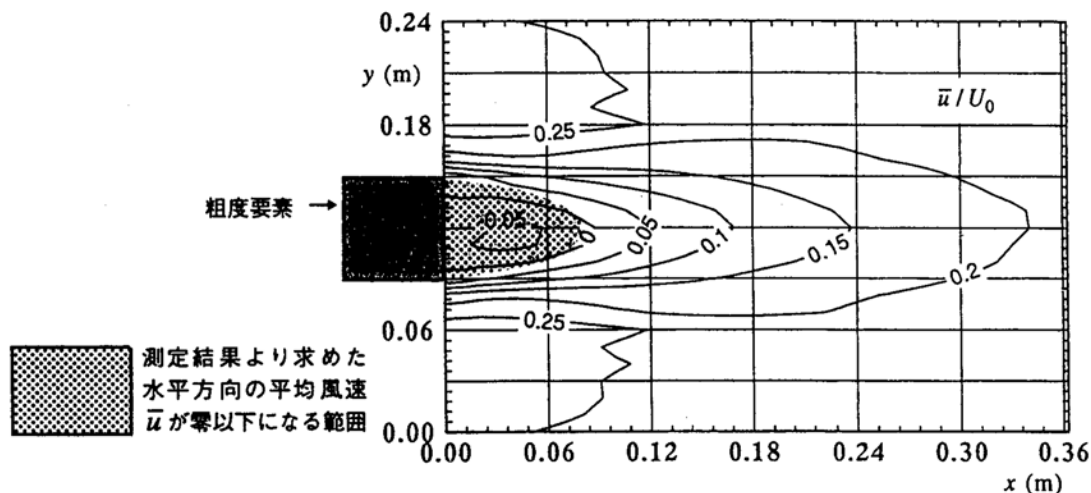


Fig. 8 床面付近における粗度要素背後の平均風速（水平方向成分）の分布，網掛部分は測定より求めた逆流領域
 Counters plots of mean velocity of u-component behind a roughness element at $z = 0.005m$

例は文献^{16), 17)}等を参照されたい。流出境界面では移流境界条件，すなわち $\partial u_i / \partial t + C \partial u_i / \partial x = 0$ となるように各風速成分の値を与えた。ただし， C は平均流出風速である。上方境界面においては $\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0$ ， $w = 0$ 。床面境界にはNo-slip条件， y 軸方向には周期境界条件を用いた。なお，流入面における主流風速と境界層厚さによるレイノルズ数は 1.9×10^5 である。

風速変動成分の生成に際しては，乱流場の物理的な性状をできるだけ計算に取り込むために測定データを既知波として用いている。測定データを取り込むのはFig. 7に示す流入境界面の計算格子点中●，○，■および□で示した点である。ここで，●および■では同時測定データを用いている。また，Fig. 6に示すように各成分とも0.1m以上離れると，相関係数で0.3以下となって相関が十分小さくなることから，●，○，■および□では異なる時刻の測定データを用いている。さらに，各周波数成分のフーリエ係数に関する共分散行列の逆行列の計算を安定化させるために， u 成分と v 成分で相関が大きくなる y 方向では z 方向に比べて計算点を離し（図中×で表示），その間の格子点（図中小さい点・で表示）の風速変動は両隣の計算結果から直線補間して求めた。

3. 2 計算結果

上述のように，平均，分散，パワースペクトル，空間相関が測定値とほぼ同様な値をもつように生成された変動風速場を，流入境界条件として用いた計算結果の特徴を以下にまとめる。なお，計算の詳細は文献^{8), 9)}を参照されたい。また，具体的な計算結果は異なる条件の結果とともに次節に示す。

- 1：平均風速は測定結果とほぼ同様な分布を示すが，床面付近では計算結果の方が小さくなった。ただし，この差は下流に行くにしたがって小さくなる。
- 2：低周波数成分における乱流エネルギーに関して計算結果は実験値を良く再現するが，高周波数成分において乱流エネルギーの減衰が見られた。結果として，乱れの大きさは3成分ともにLESによる計算結果の方が小さくなった。
- 3：レイノルズ応力は流入面付近で急激な減衰が見られるが，下流に行くにしたがって床面付近で実験値とほぼ同様な大きさまで回復する。
- 4：各風速変動成分の空間相関に関して，計算結果は測定結果と同様なパターンを示すが，計算値は測定結果に比べて流れ方向の減少が大きい。

上に挙げた結果のなかで，高周波数成分における乱流エネルギーの減衰の原因は，格子幅，乱流のモデル化および離散化等，各種誤差に起因する粘性の増大によるものと考えられる。また，風速変動の流れ方向の空間相関の減少は，高周波変動成分の減衰によって相関が減少したのが主な原因と考えられる。さらに，生成された風速変動は乱れの統計量だけを満たすようにつくられているだけで，流れの物理的な構造をも再現しているわけではない。このため，下流の計算領域で，流れが物理的に適切な乱れの構造をもつようになるために，ある程度の吹送距離が必要になっているものと考えられる。このことは，床面付近における平均風速の測定結果と計算結果の差が下流に行くにしたがって小さくなることや，流入面付近におけるレイノルズ応力の急激な減衰と下流での回復に現れていると考えられる。レイノルズ応力の回復によって，この緩衝領域の大きさを判断すると，

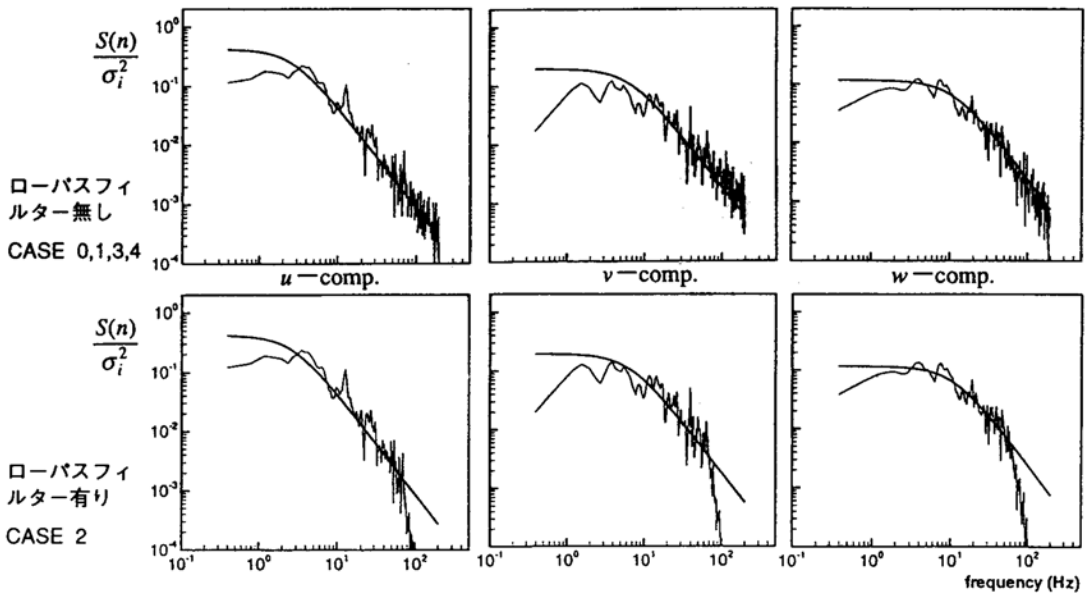


Fig. 9 パワースペクトル密度 (なめらかな実線は近似式による値を示す)

Power spectrum density at $x = y = 0.0, z = 0.15\text{m}$; ——— approximated, ——— generated

今回の計算では上流側の粗度要素の高さの約10倍以上の距離が必要であった。ただしFig. 8に示すように、粗度要素の背後における逆流域の範囲を計算はかなりよく再現しており、粗度要素と同程度のスケールをもった乱れを計算は十分に再現しているとみてよい。したがって、床面付近における平均風速の不一致は、もっと小さなスケールの乱れの再現性や、床面付近の低レイノルズ数効果等が捉えられていないためと考えられる。

3.3 乱流統計量の違いによる変化

流入条件として用いる風速変動は、対象となる乱流場の物理的な構造を再現していることが理想であるが、これを直接生成するのは現実には不可能である。そこで、できるだけ本物らしい乱流場を発生させることを目標に、統計量が一致する変動風速場の生成を試みることになる。本報では、二次の相関までを一致させる方法を具体的に示しているが、さらに高次の統計量を一致させることも考えられる。しかし、流れの物理的な構造を取り込んだ方法でない限り、生成された変動風速場はあくまでも“擬似的な”乱流場でしかない。したがって、実用的な見地からすれば、この人工的につくり出された擬似乱流場を流入条件として用い、下流の計算領域で流れが物理的に適切な構造をもつようになったところで、対象となる問題の計算を行えば良いという考え方ができる。このとき、流入条件となる風速変動は、できるだけ生成が簡単なほうがよいので、流入条件として、どの様な性

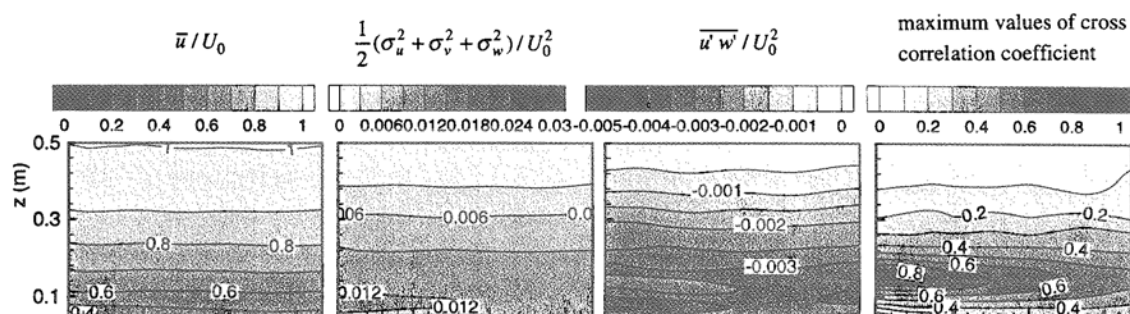
状が下流の計算結果に影響を及ぼすかを知っておくのは有用であると思われる。

以下では、前節の結果を参考に、パワースペクトル、空間相関およびレイノルズ応力の性状が異なる変動風速場を生成し、下流の計算結果に与える影響を検討する。また、格子形状の異なる境界面間での補間も考慮し、流入境界面における空間方向の補間方法も前節とは変えてある。すなわち、前節では水平方向に1つおきの計算格子点上で風速変動を生成し、その間の格子点では両隣の計算結果から直線補間して全体の計算格子点上の風速変動を求めたが、以下では水平方向には二次のスプライン補間を用いている。生成した風速変動の性状の違いを以下にまとめる。

ケース番号

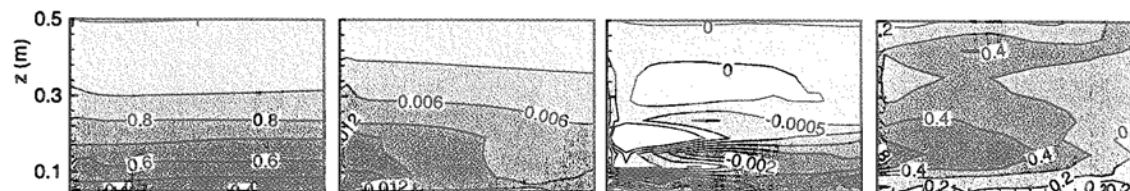
0: 風速3成分の平均、分散、パワースペクトル、空間相関およびレイノルズ応力(主流方向と鉛直方向成分の相関)が測定値を再現するように生成したもので、前節にその結果をまとめてある。水平方向の補間方法には直線補間を用いる。以下のケースについてはケース0と異なる性状だけを述べる。

- 1: 水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる。
- 2: Fig. 9に示すように、LES計算におけるサブグリッドスケールに対応する風速変動の高周波数成分をカットしたもの。水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる。

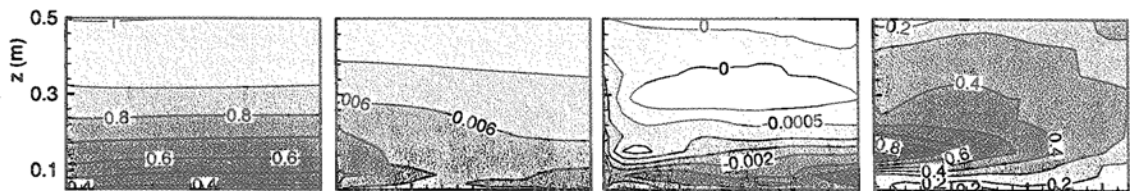


測定結果

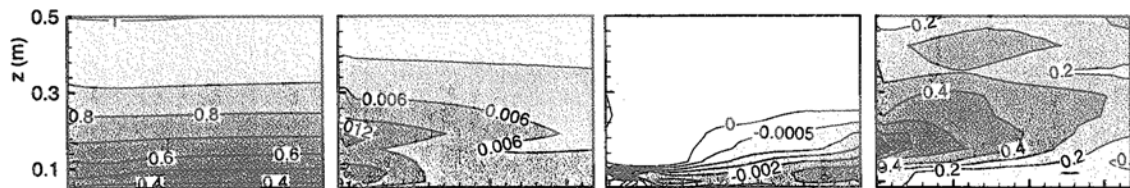
ケース 0 : 風速 3 成分の平均, 分散, パワースペクトル, 空間相関およびレイノルズ応力 (主流方向と鉛直方向成分の相関) が測定値を再現するように生成したもの; 水平方向の補間方法には直線補間を用いる.



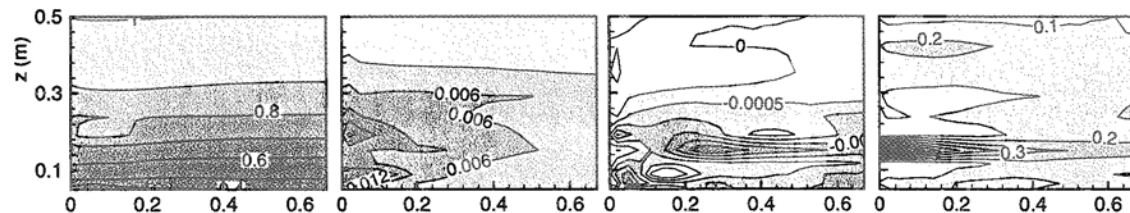
ケース 1 : 水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる. その他は ケース 0 と同じ.



ケース 2 : LES 計算におけるサブグリッドスケールに対応する風速変動の高周波数成分をカットしたもの. 水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる. その他は ケース 0 と同じ.



ケース 3 : 主流方向と鉛直方向成分間の相関が無いもの. 水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる. その他は ケース 0 と同じ.



ケース 4 : 風速 3 成分とも, それぞれ自分自身の空間相関が無いもの. 水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる. その他は ケース 0 と同じ.

Fig. 10 流入境界面における変動風速場の統計的性状の違いによる計算結果の変化
Variation of LES calculation results because of the change of statistical properties of inflow wind fluctuations

3: 主流方向と鉛直方向成分間の相関が無いもの。水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる。

4: 風速3成分とも、それぞれ自分自身の空間相関が無いもの。水平方向の補間には二次のスプライン補間を用いる。

以下に示す各種統計量は、解析領域内の乱流場が充分発達するまでケース0の流入条件で計算した後、1ステップ1/800秒で2048ステップの計算結果より求めている。計算領域の鉛直中央断面における各ケースにおける平均風速、乱流エネルギー、 u と w 成分間の相関、基準点($x=y=0, z=0.15\text{m}$)に対する相互相関係数の最大値の計算結果をFig. 10に示し、その特徴を以下にまとめる。

平均風速場は図に見られるように、ケース1, 4で流入境界床面付近で少し不自然な分布が見られるが、ケース1, 4の床面付近の風速は他のケースよりも測定値に近い。それ以外の部分では全ケースの差は小さい。

乱れのエネルギーは図に示すように、全ケースで測定値よりも小さくなっており、下流方向への減衰はケース0, 1, 2, 3, 4の順に大きくなる。

図に見られるように、床面付近におけるレイノルズ応力の下流方向への回復はケース0が最も大きく、ケース1, 2, 3, 4の順に回復が小さくなる。また、ケース4の場合には $x=0.2\text{m}$ 付近で極大値をもつ。レイノルズ応力の値は計算領域全体で、測定値よりも小さい。

流れ方向の空間相関は図に示すように、ケース0, 2がほとんど同じで大きく、以下3, 1, 4の順に小さくなった。

さらに、今回の計算範囲の最下流(0.8m)では、平均値、分散、パワースペクトル、空間相関およびレイノルズ応力に関してケース4以外の差は大きくなかった。

これらの結果より、流入面の空間相関およびレイノルズ応力の再現性が小さいと乱れの生成が小さくなり、床面付近のレイノルズ応力も小さくなって、平均速度場にも影響が出るということがわかった。高周波数成分をカットした風速変動を用いると、流れ方向の空間相関が大きくなるが、乱れのエネルギー自体は小さくなる。また、高周波数成分のカットおよび空間相関の再現性は床面から離れたところのレイノルズ応力にも影響を与える。さらに、空間方向の補間方法の違いによっても変動成分の再現性に影響を与えるため、計算結果に影響を及ぼすことがわかった。今回の場合、二次のスプライン補間よりも直線補間を用いたほうが、より観測値に近い結果となった。

4. まとめ

乱流場の数値計算の流入境界条件として用いる変動風速場の生成方法を紹介し、LESによる乱流境界層の計算を行った。そして、生成した変動風速場のもつ統計的な性状が下流の計算結果に及ぼす影響を調べるために、統計的性状が異なる変動風速場を用いた計算を行った。

その結果、LESの解析で平均風速場に関して妥当な計算結果を得るためには、少なくとも流入境界条件として用いる変動風速場の平均、分散、パワースペクトルを再現する必要がある。さらに空間相関も再現することによって、変動場に関してもより妥当な計算結果が得られることがわかった。また、今回の計算では、下流の計算領域で流れが物理的に適切な乱れの構造をもつようになるためには、上流の粗度要素の高さの約10倍以上の距離が必要であった。

謝 辞

本研究の一部は文部省科学研究費補助金(基盤研究C2)による補助を受けて行われた。計算は京都大学科学研究所スーパーコンピュータラボラトリーで行われた。また、データの一部には鹿島学術振興財団による補助を受け、ドイツ・カールスルーエ大学において行われた計算結果を用いている。

参考文献

- 1) H. Le and P. Moin: Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step, Report TF-58, Mech. Eng. Dept. Stanford Univ, 1994.
- 2) 岩谷裕美: 任意のパワースペクトルとクロススペクトルをもつ多次元風速変動のシミュレーション, 日本風工学会誌, 第11号, 1982, pp. 5-18.
- 3) 赤池弘次, 中川東一郎: ダイナミックシステムの統計的解析と制御, サイエンス社, 1972.
- 4) 星谷 勝: 確率論手法による構造解析, 鹿島出版会, 1979.
- 5) H. Kameda and H. Morikawa: An interpolating stochastic process for simulation of conditional random fields, Probabilistic Eng. Mech., Vol. 7, 1992 pp. 243-254.
- 6) 星谷 勝: 条件付き確率場のシミュレーション理論, 土木学会論文集, No.459/I-22, 1993, pp. 113-118.

- 7) 岩谷裕美：実測データを組み込んだ多次元風速変動のシミュレーション，日本風工学会誌，第69号，1996，pp. 1 - 13.
- 8) 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，1994，pp. 573 - 578.
- 9) 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，1996，pp. 217 - 222.
- 10) 近藤宏二，村上周三，持田 灯：LESのための流入変動風の作成その1，日本建築学会大会学術講演梗概集，1995，pp. 165 - 166.
- 11) 近藤宏二，持田 灯，村上周三，土谷 学：境界層乱流を対象としたLESのための流入変動風の生成法に関する研究その2，日本建築学会大会学術講演梗概集，1997，pp. 323 - 324.
- 12) 神田 亮，松山哲雄，岩谷裕美，丸田栄蔵：境界層風洞の実測データによる多次元風速変動のシミュレーションの検証，日本風工学会誌，第71号，1997，pp. 145 - 146.
- 13) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot : A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Phys. Fluids, A3 (7), 1991, pp.1760 - 1765.
- 14) H.L. Stone : Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations, SIAM J. on Num. Anal., vol. 5, No.3 1968, pp. 530 - 558.
- 15) C.M. Rhie and W.L. Chow : A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation, AIAA J., vol.12, No.11 1983, pp. 1225 - 1532.
- 16) M.Breuer and W.Rodi : Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180° Bend, Proc. of the First ERCOFTAC Workshop on DNS and LES, Guildford, Surrey, U.K., March 1994.
- 17) M.Breuer and W.Rodi : Large-Eddy Simulation for complex turbulent flows of practical interest in flow simulation with high-performance computers II, ed. E.H.Hinschel, Notes on Numerical Fluid Mech., 52, 1996, pp. 258 - 274.