

LES による乱流境界層の数値計算のための流入変動気流の生成

丸山 敬・丸山勇祐*・W. Rodi**・平岡久司*

*京都大学大学院工学研究科

**カールスルーエ大学水理力学研究所

要 旨

現在、建築物周りの非定常乱流場の解析手法としてはラージエディシミュレーション (LES) が有望視されているが、その実用化に際しては流入境界条件の与え方が大きな障害の一つとなっている。本報では条件付確率場の理論を用いた乱流場の生成手法により、上流側の乱流場を直接計算することなく希望する統計量をもった乱流場を発生させる方法を示す。発生された乱流場は実験結果と比較され、その有効性が確かめられた。

キーワード：流入変動気流，LES，条件付確率場，乱流境界層

1. はじめに

近年、コンピュータの性能向上や計算手法の発達によって、風工学における乱流場の数値予測に関しては、複雑な形状をもつ建物周囲の計算や非定常流れ場に関する研究が精力的に進められている。とくに、非定常流れ場の解析にはLESが注目されているが、実用問題に対して工学的に妥当な結果を得ようとするには、依然として多くの問題が残されている。なかでも、接近流の気流性状の与え方は予測結果を左右するのでもっとも重要な問題の一つであるが、未だ未解決な部分が多い。通常、流入気流としては、一様流を与えたり、周期境界を用いて発達させた乱流境界層の計算結果を用いたりするが、研究者が望む統計量を持った乱流場を任意に発生させるのは困難なことが多い。丸山 (1994) はこの点に着目し、流入境界面において与えられた乱流統計量を満たすような変動風速場を発生させる方法として、測定値を条件として含む風速変動を条件付確率場としてシミュレートする方法を用い、主流方向の変動風速成分についての計算例を示している。

本報では上述の手法を風速三成分の生成に応用し、

非定常乱流場の数値解析の際に必要な流入境界面における3次元の変動風速場の生成を試みる。さらに、生成された時系列データを流入境界条件としてLESによる乱流境界層の計算に用い、計算結果と実験結果との比較によって非定常流れ場のシミュレーションを行う場合の流入境界条件としての有効性を検証する。

2. 流入境界面における風速変動

2.1 測定結果

今回LESによる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は丸山 (1994) の方法に従い、測定値を条件として含む風速変動を条件付確率場としてシミュレートする方法で人工的に発生させた。計算に必要な風速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。測定はPhoto 1に示すように、基準点 $x=y=0.0, z=0.15 \text{ m}$ に熱

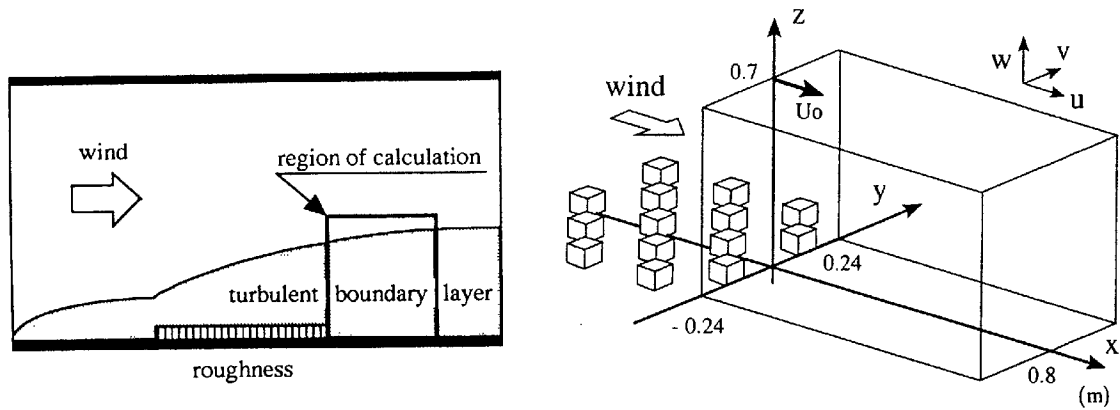


Fig.1 Region of calculation

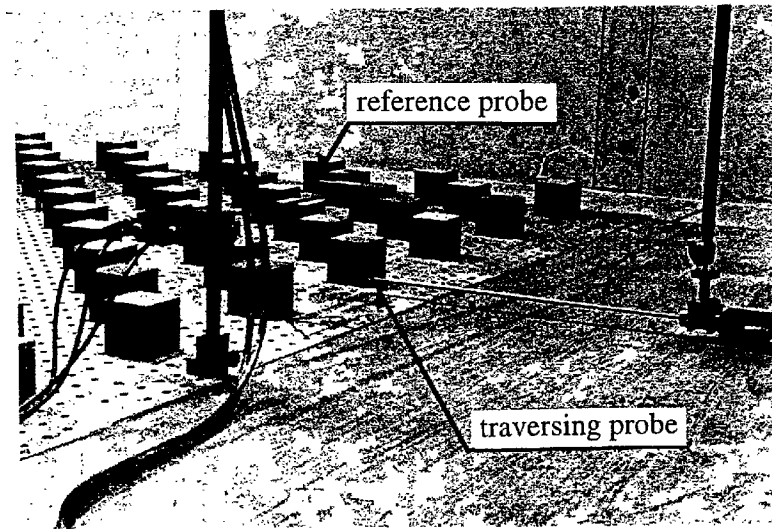


Photo 1 Experimental arrangement

線風速計を1本固定し、他の1本を移動させて、測定時間間隔1/100秒（流入境界面では1/100および1/400秒）、8,192個のデータを基準点と各測定点で同時測定した。風速は境界層上部 $z=0.7\text{m}$ で $U_0=5.8\text{m/s}$ である。風速変動の発生に必要な風速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 ，パワースペクトル密度 $S_{ui}(n)$ ，各成分間の相互相関は測定結果を1024個ずつのデータとして8つに分け、アンサンブル平均として求めている。流入面の平均および分散値の測定結果をFig. 2に示す。測定は $0 < y < 0.12\text{m}$ の範囲で行っていないので、流入面の分布は対称性を考慮して与えている。計算に際して、パワースペクトル密度 $S_{ui}(n)$ ，コヒーレンス $\text{coh}_i(n)$ 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、各係数の値はTable 1に示す最適値を用いた。

$$\frac{nS_{ui}(n)}{\sigma_i^2} = \frac{AnL_X/\bar{u}}{\left\{1 + (nL_X/\bar{u})^2\right\}^C} \quad (1)$$

$$\sqrt{\text{coh}_i(n)} = \exp\left\{-n\sqrt{B_h^2 + B_v^2}\right\} \quad (2)$$

ここで、

$$\begin{aligned} B_h &= D_h(\eta/z_a)^{Eh}(\eta/\bar{u}_a) \\ B_v &= D_v(\zeta/z_a)^{Ev}(\zeta/\bar{u}_a) \\ \Phi_i(n) &= F(\zeta/z_a)^G n(\zeta/\bar{u}_a) \end{aligned} \quad (3)$$

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(1)による近似値とともに示す。

2.2 風速変動の性状

Fig. 4に基準点の変動成分 u'_{ir} と測定点の変動成分 u'_i の相互相関の測定結果を示す。2点間の相関は離れるに従って小さくなるが、各成分間でその変化は異なる。同一地点で u と w 成分は負の相関を持ち、 u と v および v と w の相関は0.2以下と小さい。この変

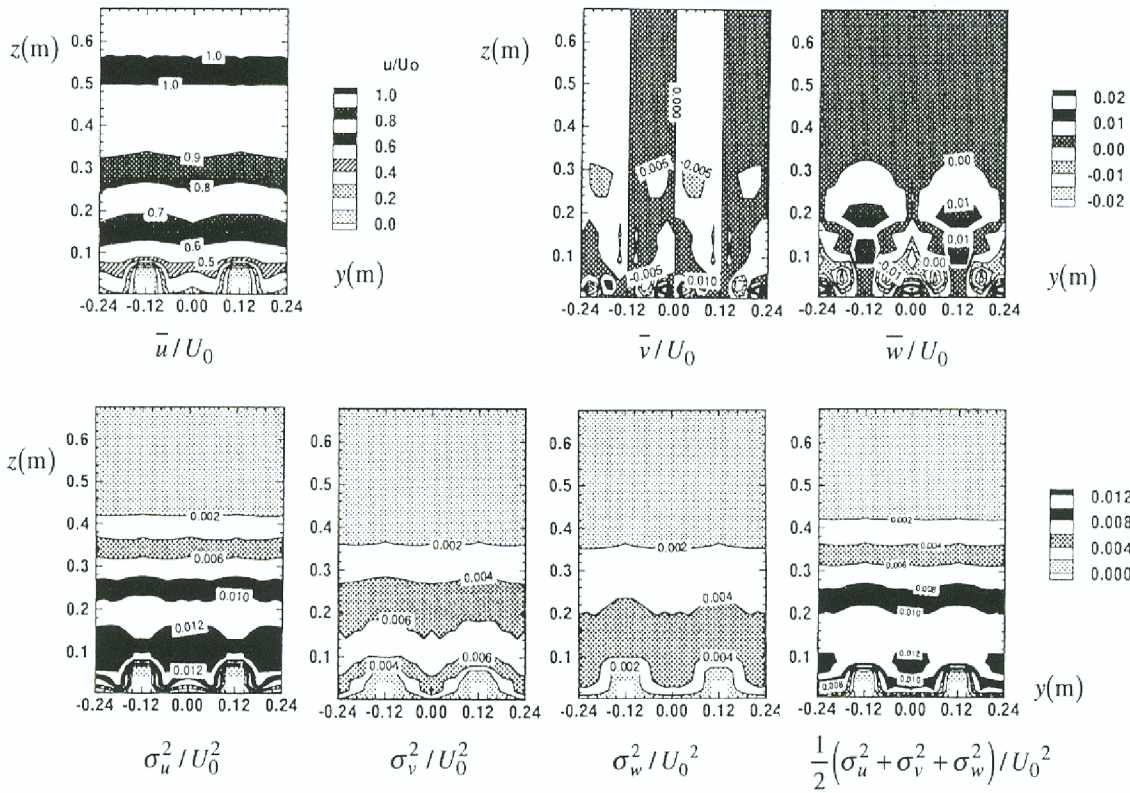


Fig. 2 Distributions of mean velocity, variance and kinetic energy at inlet boundary ; $x = 0.0\text{m}$

Table 1 Optimized coefficients for equations (1) - (3)

	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

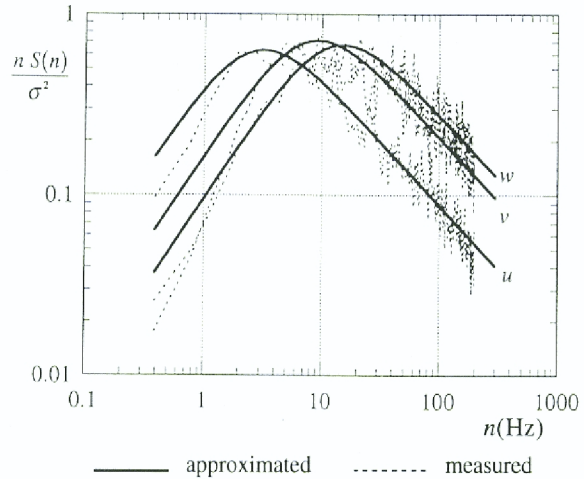


Fig. 3 Power spectrum density at $x=y=0.0, z=0.15\text{m}$

化をわかりやすく見るために、基準点付近の相互相関係数の最大値の分布をFig. 5に示す。 u 成分間の相関は鉛直方向に大きく、 v 成分は水平方向に大きい。また、 w 成分は鉛直方向に比べて水平方向の相関が小さくなっている。 u と w の負の相関は水平方向よりも鉛直方向に大きい。この負の相関はレイノルズ応力に相当する。参考までに、無次元化したレイノルズ応力もFig. 5に示す。このような特徴を考慮し、Fig. 6に示す格子点において以下のような条件で風速変動を発生させた。

a. Fig. 6中●,○,■および□で示した点では測定値を条

件として用いる。ここで、●および■は同時測定データである。また、各成分とも0.1m以上離れると相関が十分小さくなることから、●と○および■と□は異なる時刻の測定データを用いている。

b. 最初に、 u 成分を u 成分間の相関関係のみを用いて発生させる。

c. 同様に、 v 成分を v 成分間の相関関係のみを用いて発生させる。

d. w 成分は、 u 成分と同一地点で無視できない相関を持つので、 w 成分間の相関関係に加え同一地点における u 成分との相関関係を用いて発生

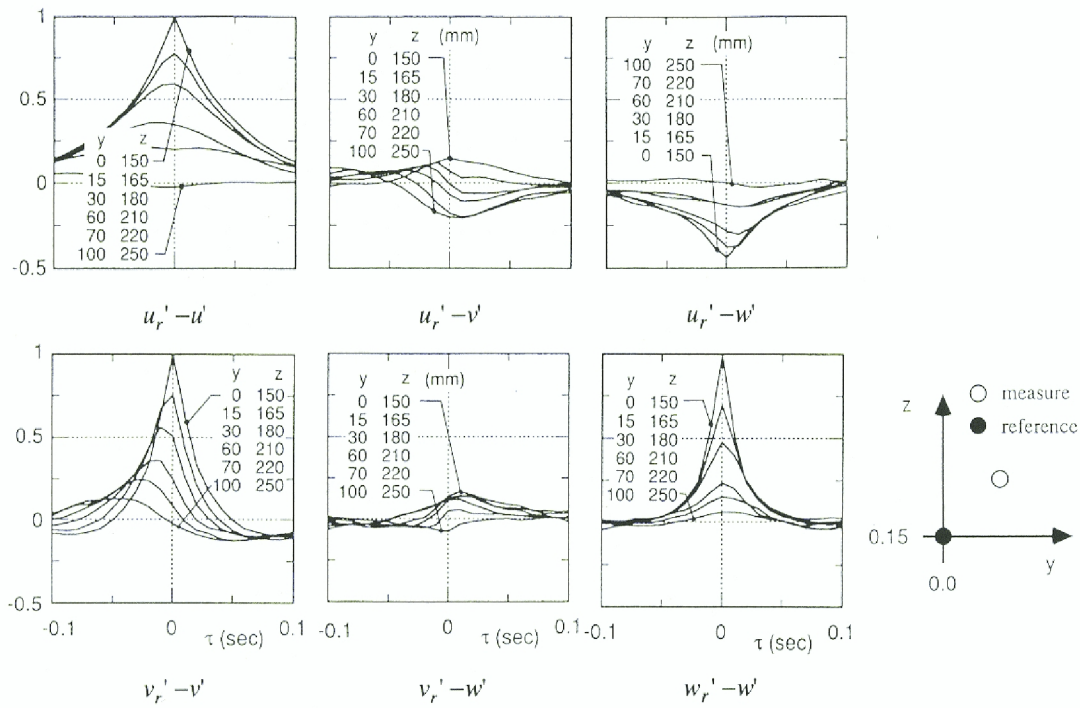


Fig. 4 Spatial variation of cross correlation coefficient between reference point at $x = y = 0.0$, $z = 0.15\text{m}$ and measured points u_r', v_r', w_r' : velocity fluctuation at reference points

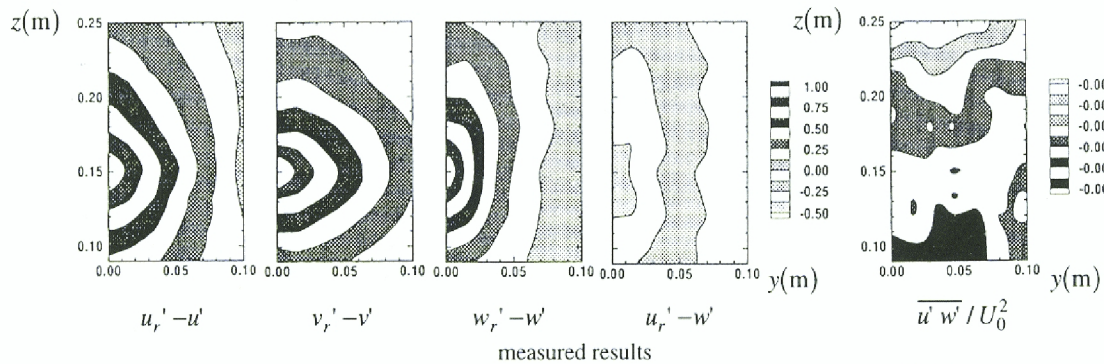


Fig. 5 Isocontours of maximum values of cross correlation coefficient and Reynolds shear stress $\overline{u'w'}$ at the inlet boundary

させる。これにより、先にbで発生させた u 成分と相関を持つようになる。

- e. 以上の計算を、観測波および既に計算された地点の風速変動との相関関係が式(1)~(3)を満たすように行った。その際、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を求める必要があり、相関が大きい場合には計算が安定して行われない場合があったので、 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 (Fig. 6 中×で表示)、その間の格子点 (Fig. 6 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。

以上のようなルールにしたがって、流入境界面における風速変動を発生させた。計算で発生させた変動風速の時系列波形の例をFig. 7, 8, 9に示す。図中変動風速値は各点の標準偏差で無次元化してあり、実

際の変動の大きさは高度が上がるとともに、小さくなっている。 u, v, w 3成分ともに、計算値は観測値のあいだを滑らかに補完するような波形になっている。Fig.10にはパワースペクトルを示す。観測値を用いた点と、そのすぐ上方の点における計算結果を式1による近似値とともに示してある。計算結果は近似式にそった値を再現し、観測値にも良く似た分布となっている。

求めた風速変動の平均、分散およびパワースペクトルの分布は実験値と一致するように計算されるので、以下では相関成分について検討する。発生させた風速変動から求めた基準点付近の相互相関係数の最大値の分布をFig.11に示す。各変動成分は u と w の相関が低くなっているのを除けば、測定値と同様な相関の分布を持っている。また、 u と w 間のレイノルズ応力もFig. 7に示してあるが、計算値は測定値とほぼ

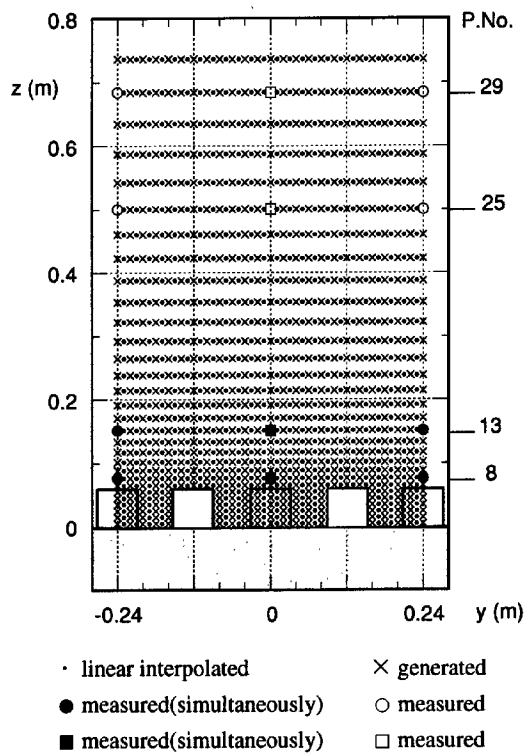


Fig. 6 Grid points where wind fluctuation were generated

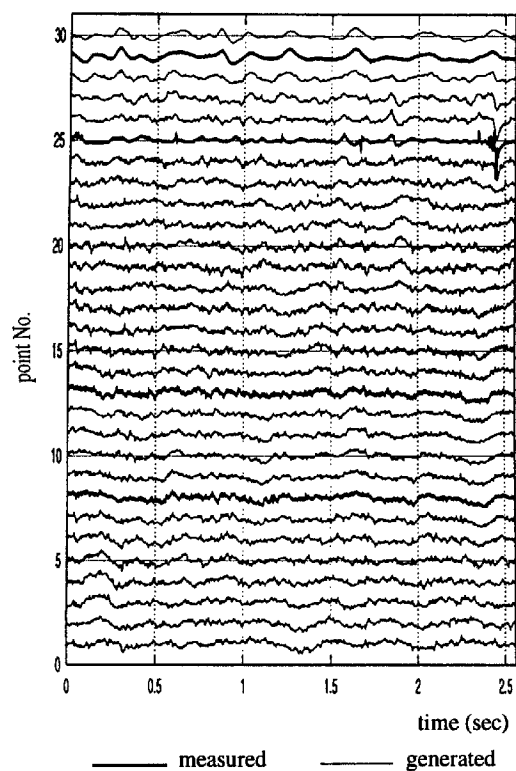


Fig. 7 Generated wind fluctuations ; u -component $\frac{u'}{\sqrt{\sigma_u^2}}$

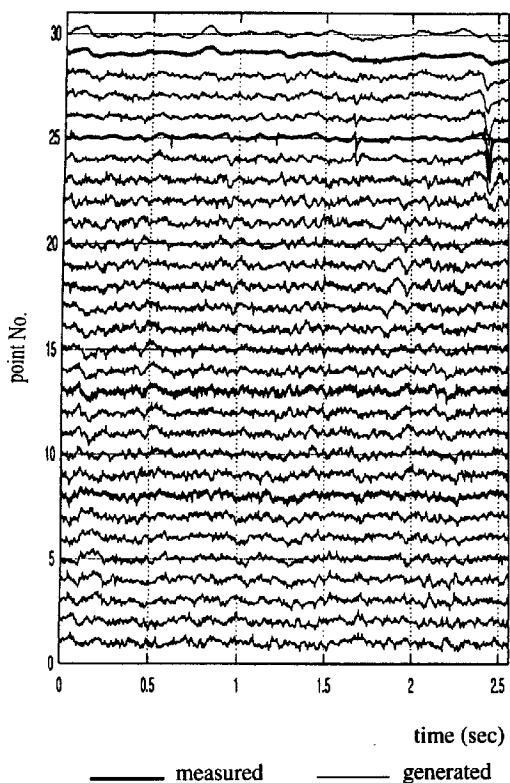


Fig. 8 Generated wind fluctuations ; v -component $\frac{v'}{\sqrt{\sigma_v^2}}$

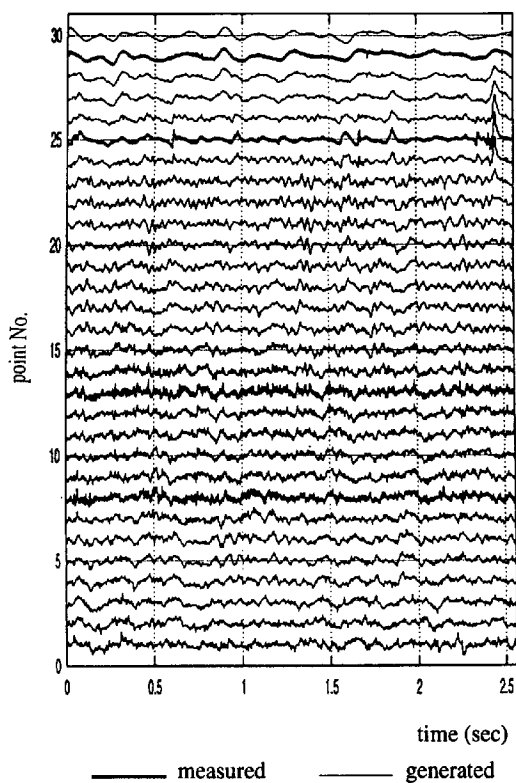
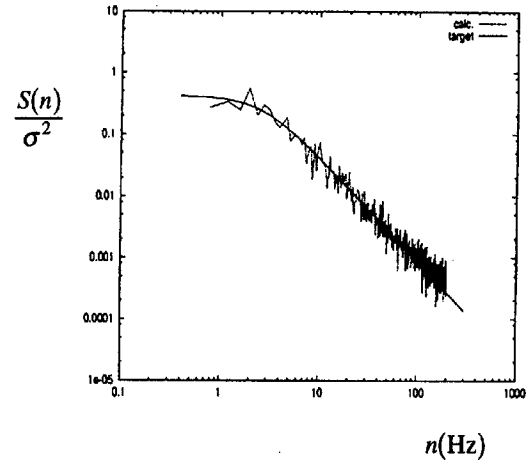
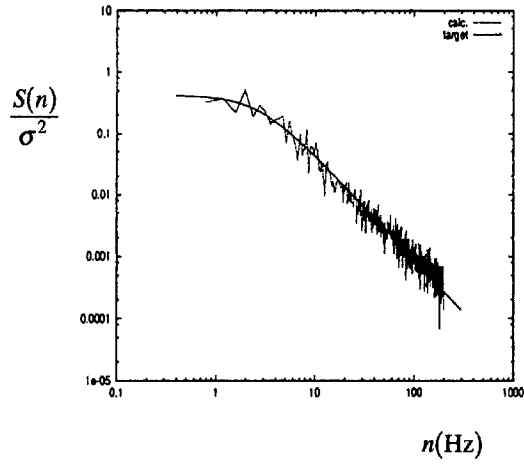
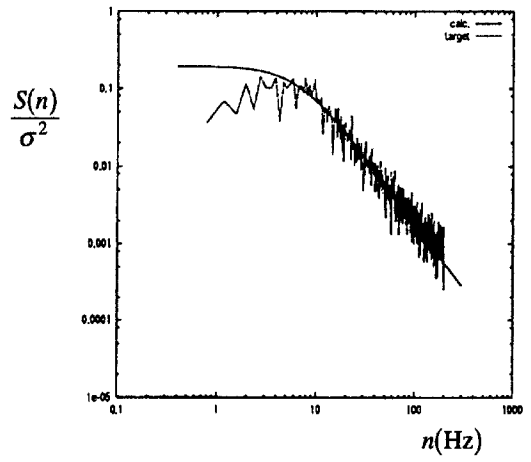
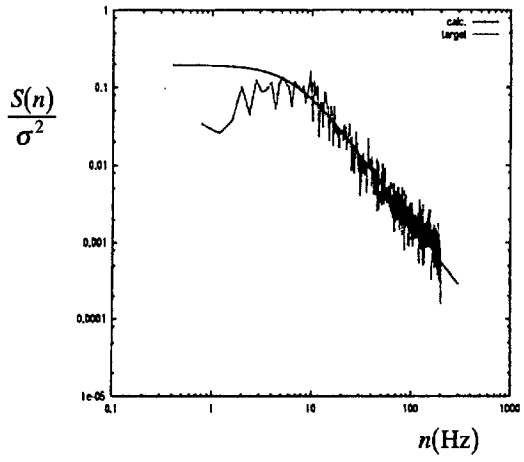


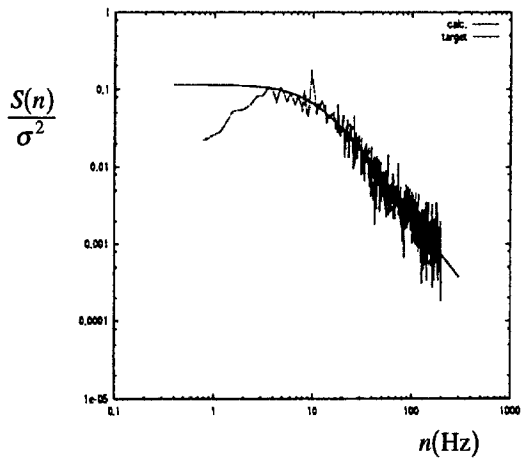
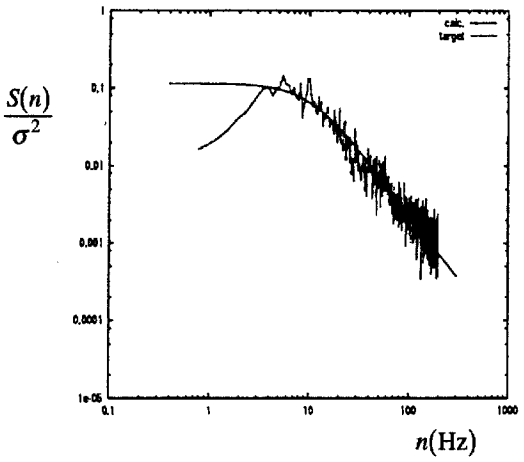
Fig.9 Generated wind fluctuations ; w -component $\frac{w'}{\sqrt{\sigma_w^2}}$



u - component



v - component



w - component

—— optimized curve obtained by measured data

----- measured or generated results

Fig. 10 Comparison of measured and generated power spectrum densities at $x = y = 0.0\text{m}$

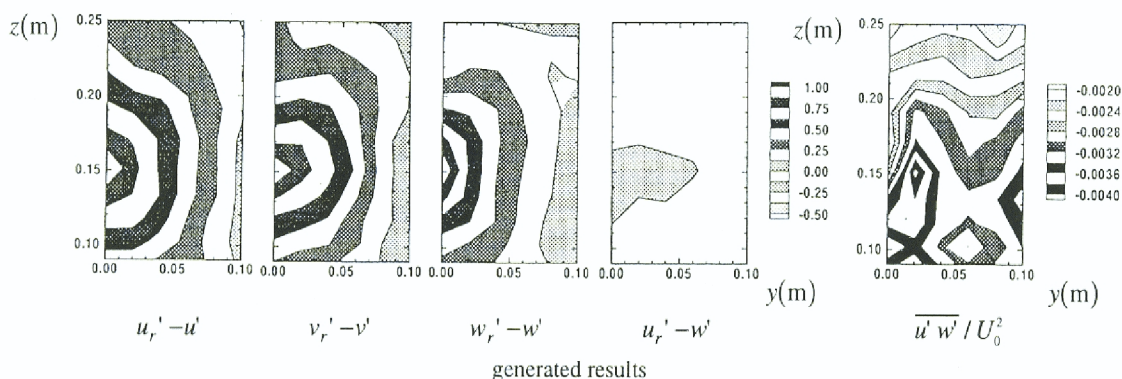


Fig. 11 Isocontours of maximum values of cross correlation coefficient and Reynolds shear stress $\overline{u'w'}$ at the inlet boundary

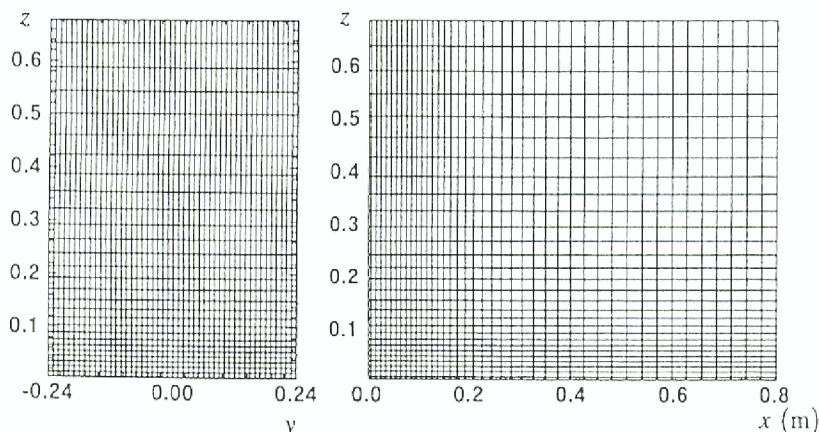


Fig. 12 Mesh with non-constant width in x and z -direction

同様な大きさを示している。

3. LESによる計算

3.1 計算手法

前章で示した変動風速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(1990)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Stone(1968)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Rhieら(1983)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例は文献(Breuer et al., 1994; Breuer et al., 1996)等を参照されたい。なお、実験に対応する計算を行う前に、SMAC法に基づく計算コードによる計算も行い、種々

のチェックを行った。その結果、変動風速場を流入条件とした場合、標準Smagorinskyモデルを用いると、レイノルズ数が大きくなったときに計算が安定して行われなくなること、自由流出境界条件を用いると流出境界付近で発散すること、運動量方程式の時間積分に2次精度のAdams-Bashforthスキームを用いた場合には、Runge-Kutta法による場合よりも時間ステップを小さくしなければならないこと、等がわかっている。なお、同様な性質はカールスルーエ大学の計算コードにもみられた。

3.2 メッシュ分割および境界条件

LESの計算においては、一般に乱流のモデル化に起因するメッシュスケール以下の変動成分の減衰がみられる。そのため、計算領域のメッシュ分割は風速変動の分解能に影響し、計算機的能力および経済的な制限が許す限りできるだけ小さい方がよい。

メッシュ分割による風速変動の分解能の変化を調べるためにFig.12に示すような不等間隔メッシュ分割による計算を行った。風速変動のパワースペクトルはFig.13に示すように流れ方向に変化し、下流に行くほど、すなわちメッシュ間隔が大きくなるほど高周波成分の減衰が大きくなる。この高周波成分の減衰

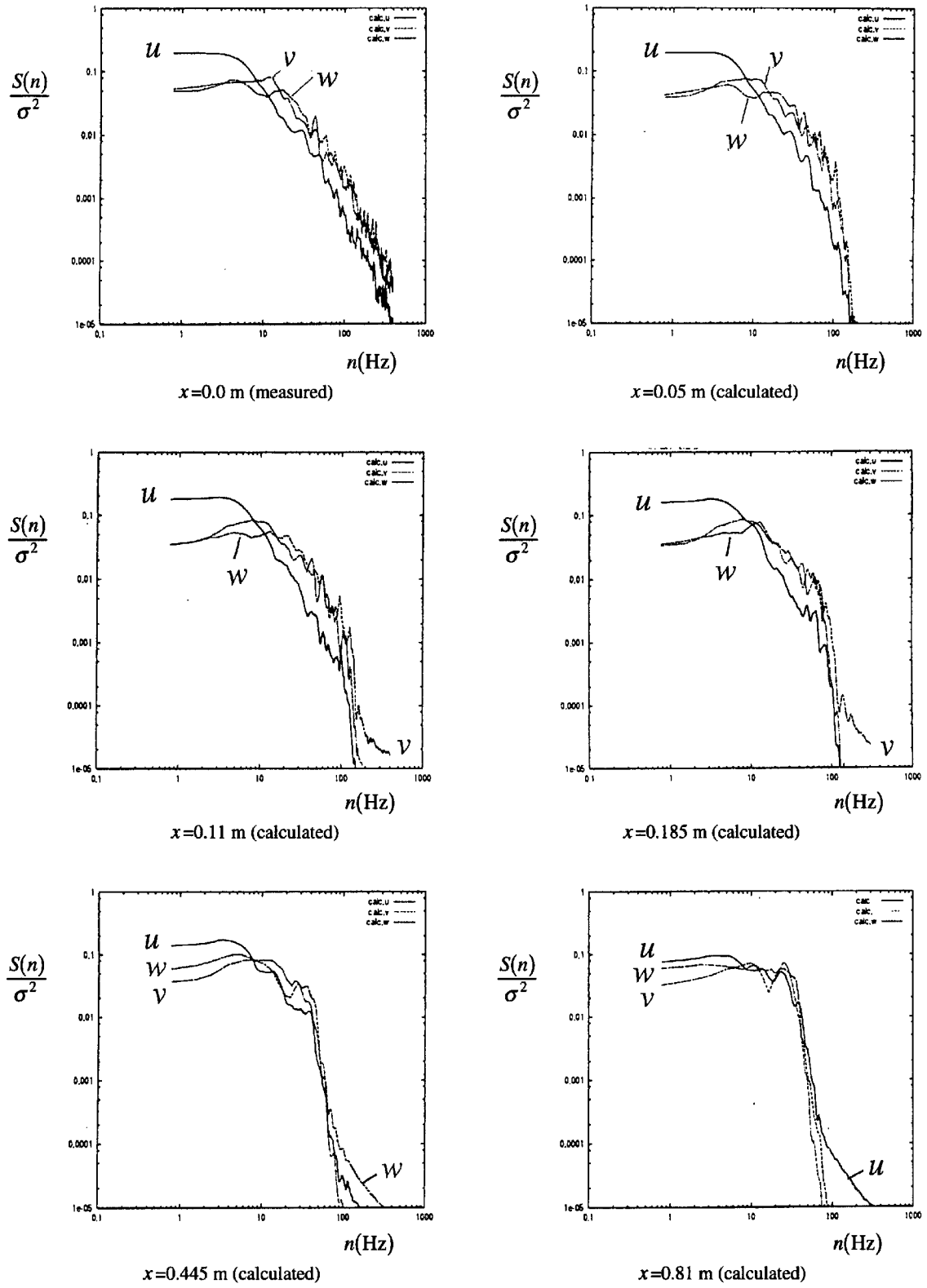


Fig.13 Variation of the power spectrum density along x -direction at $y=0.0$, $z=0.15\text{m}$ with the increase of mesh width as shown in Fig. 12

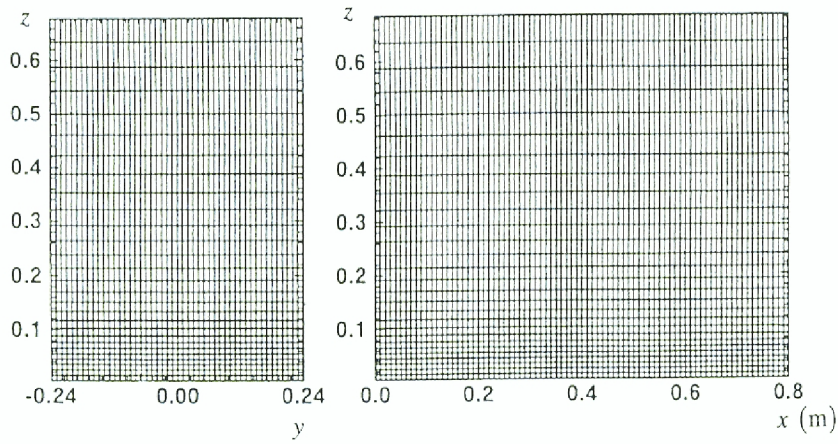


Fig. 14 Mesh with constant width in x and y -direction ; $x \times y \times z = 80 \times 30 \times 48$,
 $\Delta x = \Delta y = 0.01\text{m}$, $\Delta z = \text{from } 0.01 \text{ to } 0.048\text{ m}$

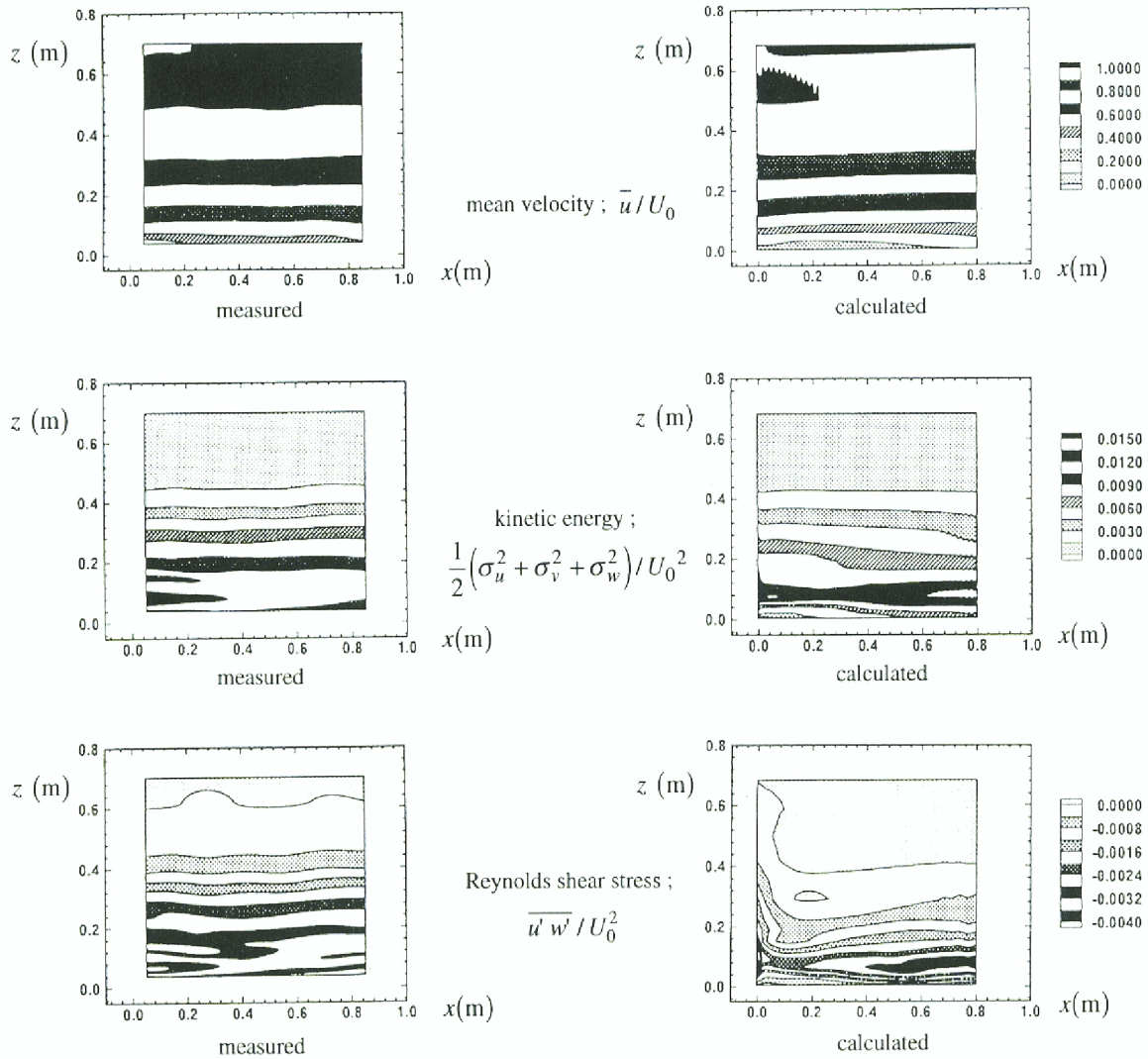


Fig. 15 Contours plot of generated results of mean velocity, kinetic energy and Reynolds shear stress at $y = 0.0\text{m}$

は、解析しようとする流れ場の性状を支配する変動スケールよりも十分に小さなスケールに対応するように選ばなければならないが、ここでは計算領域内の高さ $z=0.15\text{m}$ において、この減衰がパワースペ

クトルの最大値の約50分の1以下のパワーをもつ周波数において始まることを目標に、事前のテスト計算によりメッシュ分割を設定した。最終的に計算に用いたメッシュ分割はFig.14に示すとおりで、 x, y, z

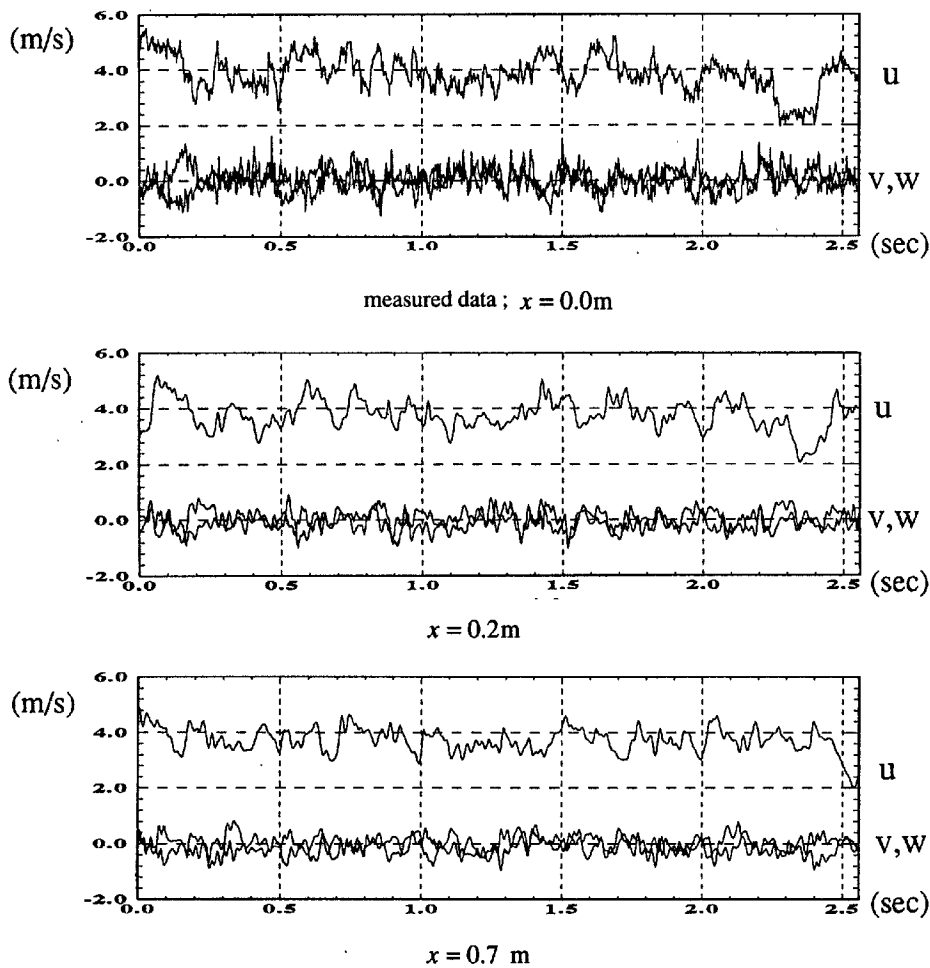


Fig.16 Variation of the wind fluctuation along x -direction at $y=0.0, z=0.15\text{m}$ with the constant mesh spacing in the streamwise direction as shown in Fig.12

軸方向にそれぞれ80,48,29分割である。間隔は x および y 軸方向に1cmの等間隔、 z 軸方向に床面付近で最小1cmの不等間隔である。

流入境界面における風速は、前章2で発生させた値を各計算ステップにおいて与えた。流出境界面では移流境界条件、すなわち $\partial u_i / \partial t + C \partial u_i / \partial z = 0$ 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。

3.3 計算結果および考察

計算は1ステップ1/800秒、流入風速 $U_0 = 5.8\text{m/s}$ および境界層厚さ $\delta = 0.5\text{m}$ で無次元化した時間で0.0145、レイノルズ数は 1.93×10^5 である。ベクトル計算機VPP300/4（富士通製）で2,048ステップの計算が約75分であった。一様流から2,048×3ステップの計算を行って解析領域内に乱流境界層が十分に発達し

た後、2,048×16ステップの計算結果により各種統計量を求めている。

中央鉛直面における u 成分の平均値 $\bar{u}$ 、乱れのエネルギーおよびレイノルズ応力の分布をFig.15に示す。平均風速は測定結果とほぼ同様な分布を示しているが、乱れの大きさはLESによる計算結果の方が小さくなった。この原因はメッシュスケールによる高周波変動成分の減衰によるものと考えられる。実際、Fig.16,17に示した x 軸方向の風速変動およびパワースペクトルの変化に見られるとおり、LESによる計算結果は高周波変動成分が減衰している。今回用いたメッシュでは、高さ $z = 0.15\text{m}$ においてメッシュ間隔 $\Delta x = \Delta y = 0.01, \Delta z = 0.0172\text{m}$ のもとで、 u 成分の減衰開始周波数が約50Hz、 v 成分が約60Hz、 w 成分が約50Hzであった。ちなみに同高度における平均風速 $\bar{u}$ は約3.8m/sである。次に、基準点に対する各風速成分の相互相関係数の最大値の分布によって風速変動の空間相関を見てみる。Fig.18に示すように、計算結果

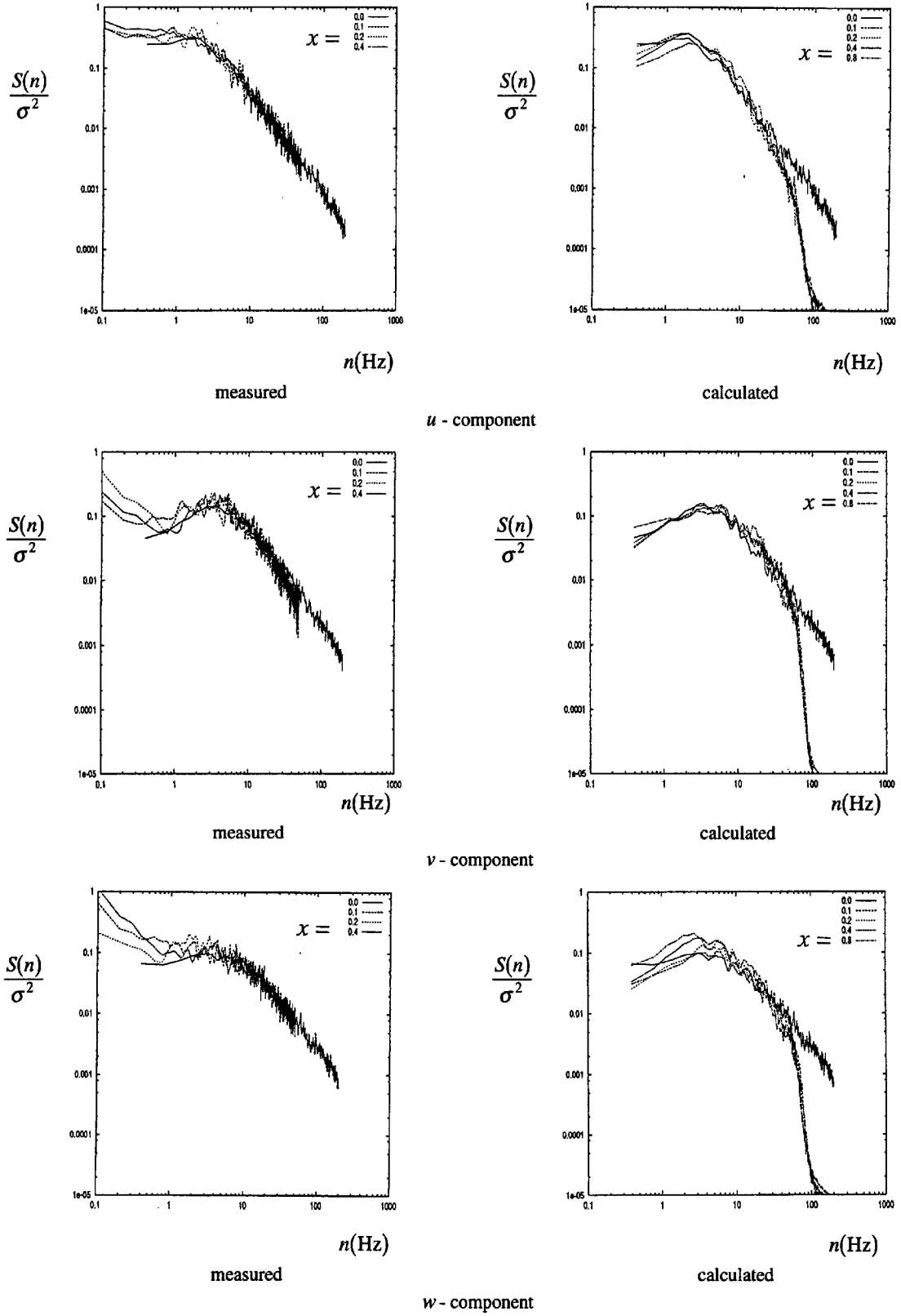


Fig.17 Variation of the power spectrum density along x -direction at $y = 0.0$, $z = 0.15\text{m}$ with the constant mesh spacing in the streamwise direction as shown in Fig.12

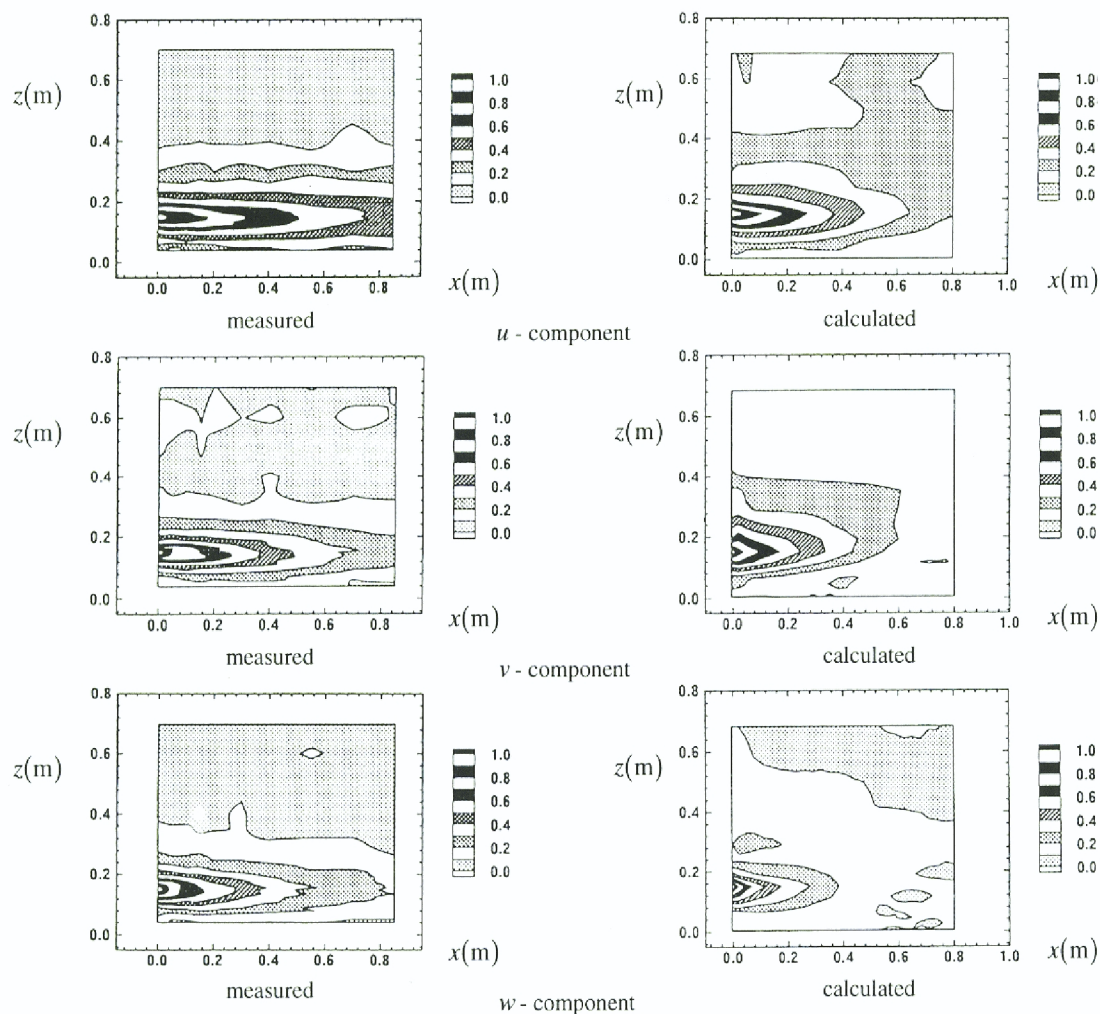


Fig. 18 Isocontours of maximum values of cross correlation coefficient at $y=0.0$

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 x 軸方向の減衰が激しい。これも高周波変動成分の減衰によって相関が減少しているためと考えられる。

4. まとめ

測定値を条件として含む風速変動を条件付確率場としてシミュレートする方法によって、乱流場を人工的に発生させた。作り出された乱流場は、流入境界面において平均値、分散、パワースペクトル、レイノルズ応力および空間相関に関して実験値と同様な値をもつことを確かめた。

さらにLESによって、ラフネス下流における乱流境界層内の非定常流れ場のシミュレーションを行い、人工的に発生させた風速変動を流入条件としての有効性を検証した。計算結果によると、平均風速場に関しては実験結果をほぼ再現することができた

が、乱れのエネルギーおよび流入気流に対する相関等が実験値よりも減少した。これは、乱流のモデル化に起因するメッシュスケール以下の変動成分の減衰によるものとみられる。

今後、本手法により種々の統計量をもった乱流場を人工的に作り出すことにより、流入境界面における風速変動が下流に与える影響を調べる予定である。

謝 辞

本研究の一部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。また、京都大学盛川仁助手には条件付確率場に関する助言を、大阪府立大学西岡通男教授には3次元熱線風速計の使用および解析方法に関する助言を頂いた。また、計算の一部は京都大学化学研究所スーパーコンピュータラボラトリーにおいても行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 丸山敬 (1994) : 乱流境界層内の測定データを用いた風速変動の時空間シミュレーション, 京都大学防災研究所年報, B-1, pp.67-75.
- Breuer, M. and Rodi, W. (1994) : 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.
- Breuer, M. and Rodi, W. (1996) : 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 Mechanics, Vol. 52, pp. 258-274.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. (1990) : A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Center for Turbulence Research, Proc. of the Summer Program, Stanford University.
- Rhie, C.M. and Chow, W.L. (1983) : A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation, AIAA J., vol 21, pp.1225-1532.
- Stone, H.L. (1968) : Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations, SIAM J. on Num. Anal., vol. 5, pp.530-558.

Inflow Generation for LES Calculation of Turbulent Boundary Layer

Takashi MARUYAMA, Yuusuke MARUYAMA*, W. Rodi** and Hisashi HIRAOKA*

* Graduate School of Engineering, Kyoto University, Japan

** Institute for Hydromechanics, University of Karlsruhe, Germany

Synopsis

The interpolating method of the flow fluctuation conditioned by the experimental data was introduced. The flow signals at the inlet boundary in the turbulent boundary layer just behind the roughness elements were generated. The flows were interpolated in Fourier space as stochastic processes in a conditional random fields so as to realize the equivalent statistical quantities of experimental results. The digitally generated signals satisfied the statistics up to the second order moments fairly well.

The turbulent field just behind the roughness calculated by LES using these inflow conditions was compared with the experimental data and examined. The calculated result shows rather good agreement in mean wind field but the attenuation of wind fluctuation in high frequency caused by the scale of mesh grids was observed.

Keywords : LES, turbulent boundary layer, generated inflow, conditional random fields