

乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究

風洞実験に基づく平板乱流境界層のモデル化と生成

Study on Generation Method of Inflow Turbulence for LES Computation of Turbulent Boundary Layer

近 藤 宏 二*・持 田 灯**・村 上 周 三***・土 谷 学****

Koji KONDO, Akashi MOCHIDA, Shuzo MURAKAMI and Manabu TSUCHIYA

筆者らは、LES 計算の流入境界条件に与える風速変動（流入変動風）を周波数領域のパワースペクトル、クロススペクトルを満足するように生成する方法を検討してきた。本研究では、乱流境界層を対象とした LES 計算のための流入変動風を生成するために、風洞床面上で発達した平板乱流境界層の特性を風洞実験で調査し、そのモデル化を行った。実験で得られたパワースペクトル、クロススペクトル（ルートコヒーレンス、フェイズ）には、風洞床面の影響が見られたので、その影響を再現するためにモデル式中のパラメータに床面からの距離の関数を導入した。モデル式から算定したクロススペクトルマトリクスをターゲットとして、モンテカルロ法に基づく逐次計算法に用いて流入変動風を生成した結果、ほぼ目標値を満足する流入変動風を生成することができた。

1. はじめに

筆者らは、LES 計算の流入境界条件に与える風速変動（流入変動風）を周波数領域のパワースペクトル、クロススペクトルをターゲットとして生成する方法を提案し、等方性乱流を対象とした LES 計算でその適用性を検討した¹⁾。本研究では、乱流境界層を対象とした LES 計算に本手法を適用するために、風洞実験により風洞床面上で発達した平板乱流境界層の特性に関する基礎データを採取し、これに基づき平板乱流境界層内のパワースペクトル、クロススペクトル（ルートコヒーレンスとフェイズ）のモデル化を考案した。さらに、それをターゲットとして流入変動風を生成し、モデルの適用性を検証した結果について報告する^{2,3)}。

2. 風洞実験の概要

風洞床面にスパイヤ、ラフネス等を設置しない滑面の状態で発達させた平板乱流境界層の風速分布、空間相関等を測定した^{注1)}。測定では、図1に示すとおり縮流胴から主流 x_1 方向に 63.7 (実スケールで 22.3 m) 風下位置を LES の流入境界に想定し、流入境界面 (x_2-x_3 面)^{注2)} と中心断

面 (x_1-x_3 面) の測定を行った。流入境界面の空間相関は、図2の基準点に固定したセンサーとトラバース装置に設置したセンサー（図中の格子点にセンサーを順次移動する：移動点と定義）で測定した。測定には、X 型熱線風速計を用い、表1に示す組み合わせの測定を行った^{注3)}。本実験では、基準点高さによる空間相関の変化を調べるために、基準点高さを 0.029 ~ 1.143 (実スケールで 0.01 m ~ 0.4 m)

表1 X型熱線風速計の測定成分の組合せ

風速センサーの 設置位置	X型熱線風速計の測定成分の組合せ	
	ケース1	ケース2
基準点 <i>l</i>	u_1 成分と u_2 成分	u_1 成分と u_3 成分
移動点 <i>p</i>	u_1 成分と u_2 成分	u_1 成分と u_3 成分

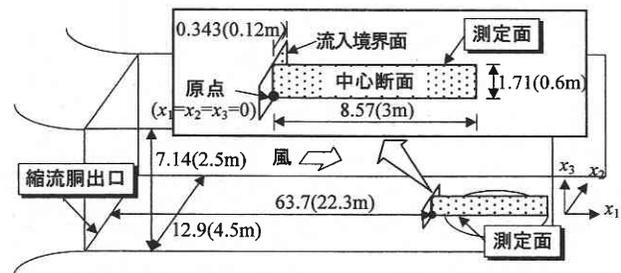


図1 風洞実験の概要(寸法：境界層高さ $L_b = 0.35$ m で無次元化)

*鹿島技術研究所 (東京大学生産技術研究所民間等共同研究員)

**新潟工科大学建築学科 (東京大学生産技術研究所研究員)

***東京大学生産技術研究所 附属計測技術開発センター

****鹿島技術研究所

の範囲で変化させた。

3. 風洞実験で測定された平板乱流境界層の特性

(1) 各種乱流統計量の鉛直分布

図3に原点 ($x_1 = x_2 = 0$ 位置) における平均風速 $\langle u_1 \rangle$, 変動風速 $\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle}$, 乱流エネルギー k , レイノルズ応力 $-\langle u_1' u_3' \rangle$ の鉛直分布を示す。ただし, $\langle \rangle$ は時間平均を表す。床面近傍における各成分の分散値の比は, $\langle u_1'^2 \rangle : \langle u_2'^2 \rangle : \langle u_3'^2 \rangle = 1.0 : 0.46 : 0.19$ である。これらの値は, Launder⁴⁾ や Champagne 等⁵⁾ が示した channel 流内の壁面境界層における乱流エネルギー k の再配分の状況とほぼ対応している。また, レイノルズ応力の分布から見て, 一番下の測定高さから $x_3 = 0.1$ 付近までは, ほぼ constant flux layer と見なすことができる^{注4)}。図4に自己相関関数の積分で求めた乱れのスケールの鉛直分布を示す。 u_1 成分 (縦方向) のスケールに対する u_2 成分 (横方向) のスケールの比は 0.2 ~ 0.3 程度であり, 高さ方向の

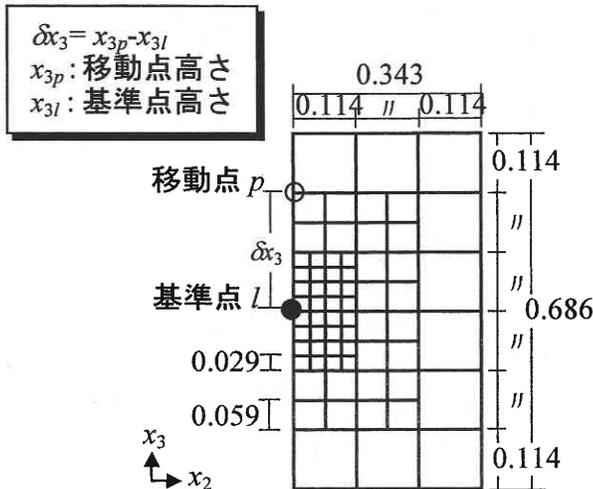


図2 流入境界面の測定点配置

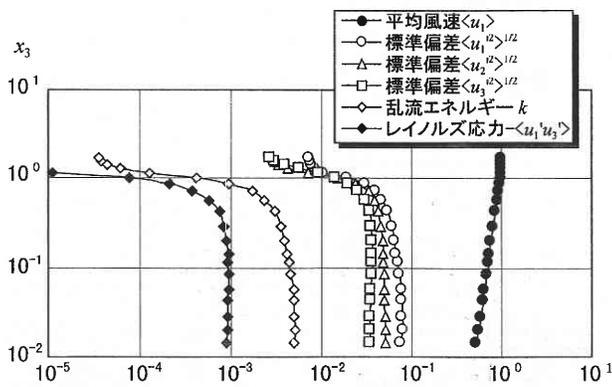


図3 風速, 乱流エネルギー, レイノルズ応力の鉛直分布 (境界層高さの風速 $U_b = 14.7$ m/s で無次元化)

変化は少ない。一方, u_3 成分 (横方向) のスケールは, 床面近傍の $x_3 < 0.1$ では, 急に小さくなっており床面の影響が見られる。

各風速成分の skewness (正規分布ではゼロ) と flatness (正規分布では3) の鉛直分布を図5に示す。 u_1 成分の skewness は $x_3 = 0.03$ より上空では負であるが, $x_3 = 0.03$ 以下の床面近傍では正に転じる。 u_3 成分はいずれの高さでも正であり, u_2 成分はゼロ点周りに変動している。 flatness はいずれも $x_3 = 0.6$ 付近まではほぼ3である^{注5)}。 Kim 等⁶⁾ による channel 流の DNS (Direct Numerical Simulation) の結果によれば, 床面近傍では skewness, flatness が大きく変化し, 正規分布から離れる傾向が見られるが, その領域は壁の極近傍に限られている。本実験では, 一番下の測定点から $x_3 = 0.6$ 付近までの skewness, flatness は, 正規分布の場合の数値との差は小さく, 時系列データは, ほぼ正規分布に従っていると見なしても問題は少ないと考えられる^{注6)}。

(2) パワースペクトル

図6に u_1, u_2, u_3 各成分のパワースペクトル $nS(l, n)/\sigma^2$ (ただし, $S(l, n)$: l 点におけるパワースペクトル, σ : 変動風速の標準偏差, n : 周波数) を示す。 u_1 成分 (図6 (a))

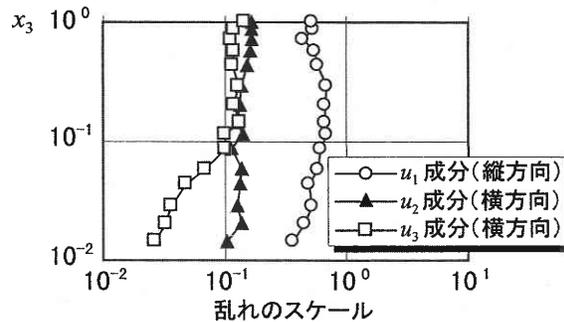


図4 乱れのスケールの鉛直分布 ($L_b = 0.35$ m で無次元化)

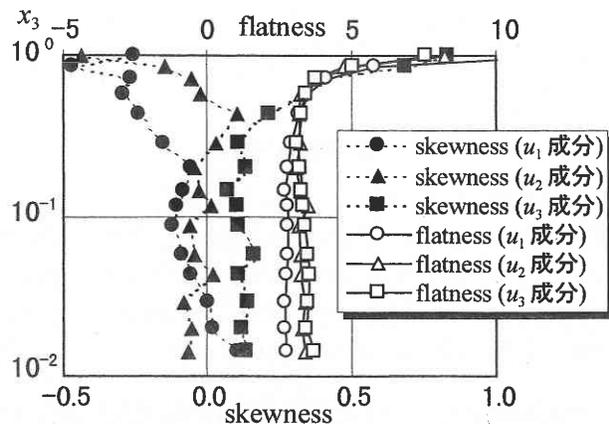


図5 変動風速の skewness, flatness の鉛直分布 ($L_b = 0.35$ m, $U_b = 14.7$ m/s で無次元化)

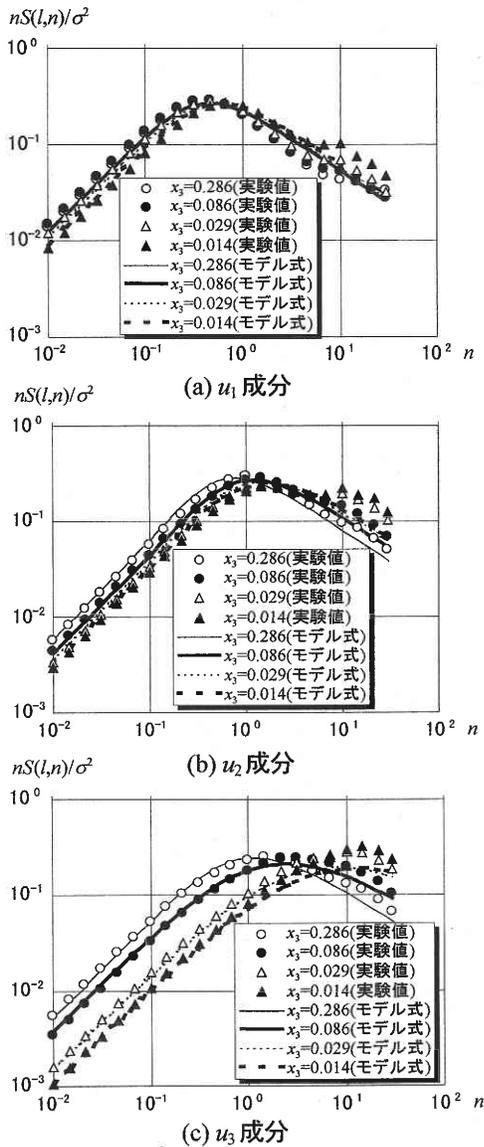


図6 パワースペクトルの比較 ($U_b = 14.7 \text{ m/s}$, $x_1 = x_2 = 0$)

は、床面近傍 ($x_3 = 0.014 \sim 0.029$) においてもスペクトル形状の変化は小さく、床面の影響をあまり受けていない。 u_2 成分 (図6 (b)) のスペクトルも床面近傍では、床面の影響がわずかに見られるが、それほど顕著ではない。これに対して、 u_3 成分 (図6 (c)) は、床面による拘束の影響で床面近傍では高周波数成分の割合が相対的に高くなり、ピーク周波数が高周波数側に移動している。

(3) 空間相関

空間相関の傾向を調べるためにルートコヒーレンス $coh(l, p, n)$ (ただし、 l : 基準点, p : 移動点) を比較した結果を以下にまとめる。

(i) 基準点高さ $x_{3l} = 0.143$ 一定で2点間距離 δx_3 を変化した場合 (図7)

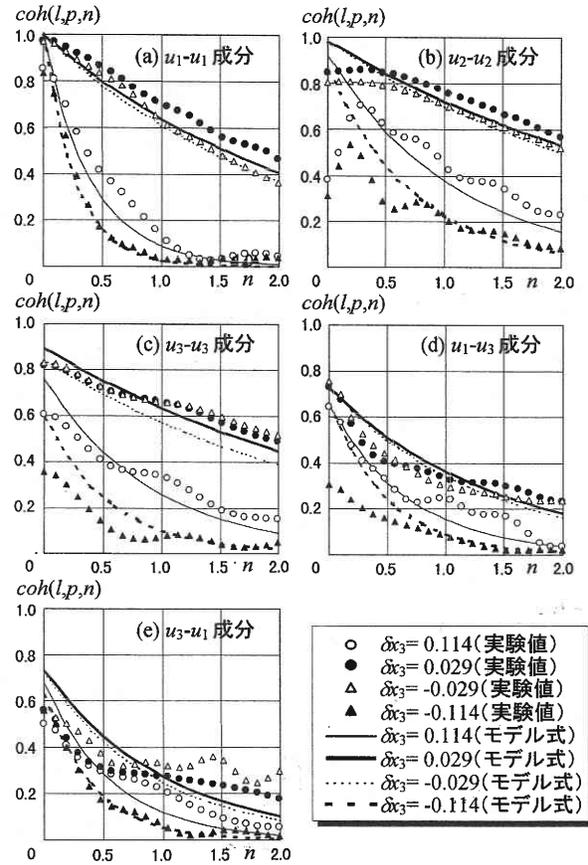


図7 基準点高さ一定 ($x_{3l} = 0.143$) で2点間距離 δx_3 を変化した場合のルートコヒーレンス

u_1-u_1 成分 (図7 (a)) は、2点間距離が大きくなると周波数に対する相関の低下の度合いが大きくなる。 u_2-u_2, u_3-u_3 成分 (図7 (b), (c)) も同様に、2点間距離が離れると周波数に対する相関の低下の度合いが大きくなるが、その変化は u_1-u_1 成分ほど大きくない。 u_1-u_3 成分 (u_1 が基準点, u_3 が移動点: 図7 (d)) および u_3-u_1 成分 (u_3 が基準点, u_1 が移動点: 図7 (e)) は、 $u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 各成分に比べて2点間距離による変化は、あまり大きくない。また、移動点が床面近傍にある $\delta x_3 = -0.114$ のルートコヒーレンス (図7 (d), (e) ▲) は、 u_1-u_3 成分と u_3-u_1 成分とで異なっており、床面の影響が見られる。以上に述べた2点間距離が変化する場合のルートコヒーレンスの変化は、基準点に対して移動点が床面に近づく方向に移動する場合 (δx_3 がマイナス) の方が大きい。

(ii) 2点間距離 $\delta x_3 = 0.029$ 一定で基準点高さ x_{3l} を変化した場合 (図8)

$u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 各成分 (図8 (a), (b), (c)) と同様に、基準点高さ $x_{3l} = 0.029 \sim 0.114$ では、床面の影響で相関の変化が大きいが、それより上空では相関の変化は小さい。 u_1-u_3, u_3-u_1 成分 (図8 (d), (e)) の相関は、床面に近いほど低下する傾向にあるが、その変化はあまり大きくない

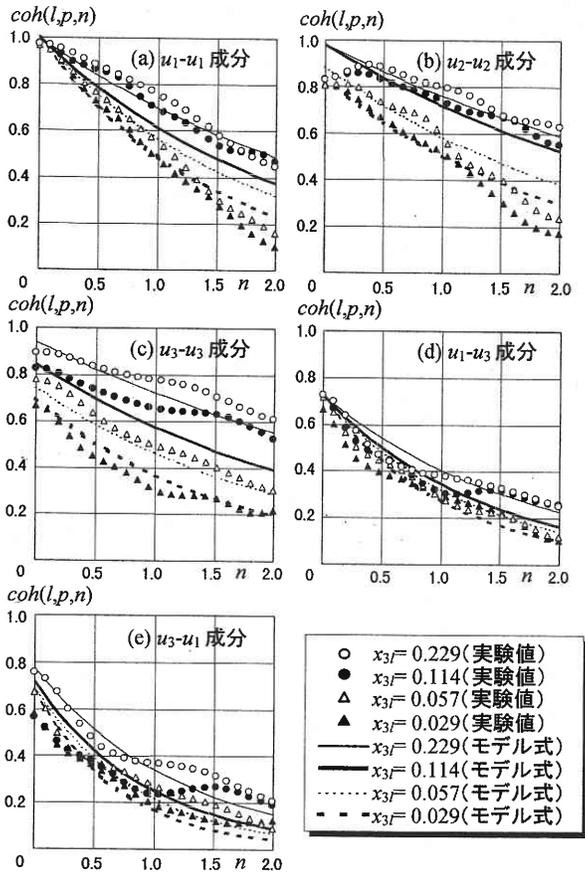


図 8 2 点間距離一定 ($\delta_{33} = 0.029$) で基準点高さ x_3 を変化させた場合のルートコヒーレンス

注 7)

4. 流入変動風生成のターゲットのモデル化

以上の風洞実験結果から流入変動風生成の際のターゲットを設定するために、パワースペクトル、ルートコヒーレンス、フェイズのモデル化を行った。以下にその概要について述べる。

(1) 高さ x_3 の l 点におけるパワースペクトル

Karman 型^{7,8)} を基本とし、スペクトル形状を決めるパラメータ β を高さ x_3 の関数にして床面の影響を取り入れた^{注 8)}

$$\frac{S_{u1}(l,n)}{\sigma_{u1}^2(x_3)} = \frac{2\beta\lambda}{\{1 + (cn\lambda)^\beta\}^{5/3\beta}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{S_{u2}(l,n)}{\sigma_{u2}^2(x_3)} = \frac{S_{u3}(l,n)}{\sigma_{u3}^2(x_3)} = \frac{\beta\lambda\{1 + (8/3)(cn\lambda)^\beta\}}{\{1 + (cn\lambda)^\beta\}^{(5/3\beta+1)}} \dots\dots\dots (2)$$

$$\lambda = (2/\beta)L_{ui}(x_3) / \langle u_1(x_3) \rangle$$

$$\beta = 2(x_3 + A1)^{A2}, c = 2\Gamma(1/\beta)\Gamma(2/3\beta) / \Gamma(5/3\beta) \dots\dots (3)$$

ただし,

- $S_{ui}(l,n)$: l 点での u_i 成分のパワースペクトル
- n : 周波数
- $\sigma_{ui}(x_3)$: 高さ x_3 での u_i 成分の標準偏差
- $\langle u_1(x_3) \rangle$: 高さ x_3 での u_1 成分の平均値
- $L_{ui}(x_3)$: 風洞実験の $n=0$ におけるパワースペクトル値 $S_{ui}(l,0)$ を基に (1) ~ (3) 式から求めた高さ x_3 でのスケール
- $A1, A2$: 風洞実験から定めた係数 (表 2)
- Γ : ガンマ関数
- β : スペクトルの形状を決めるパラメータで、本研究では、高さ x_3 の関数とした。ただし、 $x_3 + A1 \leq 1.0$ とした。

表 2 風洞実験結果から定めた (1) ~ (3) 式の係数

成分	u_1	u_2	u_3
A1	0.0	0.0	0.1
A2	0.0	0.1	0.5

(2) x_2 - x_3 面内の l, p 点間のルートコヒーレンス、フェイズ
 l, p 点間のクロススペクトル $S(l,p,n)$ は (4) 式で表される。

$$S(l,p,n) = K(l,p,n) - iQ(l,p,n) \dots\dots\dots (4)$$

ただし,

- $K(l,p,n)$: l, p 点間のコスペクトル
- $Q(l,p,n)$: l, p 点間のクオドラチャスペクトル

また、ルートコヒーレンスとフェイズは、(5), (6) 式で求められる。

$$coh(l,p,n) = \sqrt{\frac{K^2(l,p,n) + Q^2(l,p,n)}{S(l,n)S(p,n)}} \dots\dots\dots (5)$$

$$\phi(l,p,n) = \tan^{-1} \left\{ \frac{Q(l,p,n)}{K(l,p,n)} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ただし,

- $coh(l,p,n)$: l, p 点間のルートコヒーレンス
- $\phi(l,p,n)$: l, p 点間のフェイズ

本研究では、このルートコヒーレンスとフェイズを以下

のようにモデル化する。基本式は、ルートコヒーレンスを指数関数型、フェイズを直線型とし⁹⁾、それに高さ x_3 の関数を導入して床面の影響を組み込んだ。

(a) 2 点が鉛直 (x_3 方向) に並んでいるとき

$$coh(l, p, n) = \{-B1|\delta x_3| + (B2x_{3p} + B3)\} \exp(-nF_v) \dots (7)$$

$$F_v = B5 \left\{ \frac{(|\delta x_3| + B6)}{x_{3p}} \right\}^{B7} \frac{(|\delta x_3| + B6)}{\langle u_1(x_{3p}) \rangle} \dots (8)$$

$$\phi(l, p, n) = C1 \left\{ \frac{(|\delta x_3| + C2)}{x_{3p}} \right\}^{C3} n \left\{ \frac{(|\delta x_3| + C2)(|\delta x_3|)}{\langle u_1(x_{3p}) \rangle} \right\} + C4 \dots (9)$$

ただし、

- δx_3 : l, p 点間の x_3 方向の距離 ($x_{3p} - x_{3l}$)
- x_{3p} : l, p 点の平均高さ ($(x_{3l} + x_{3p})/2$)
- $B1 \sim B7, C1 \sim C4$: 風洞実験から定めた係数 (表 3)^{注9)}
- $B2x_{3p} + B3 \leq 1.0$ ($u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 成分)
- $B2x_{3p} + B3 \leq 0.8$ (u_1-u_3 成分),
- $B2x_{3p} + B3 \leq 0.74$ (u_3-u_1 成分)
- $-B1|\delta x_3| + (B2x_{3p} + B3) \geq 0$

(b) 2 点が水平 (x_2 方向) に並んでいるとき

$$coh(l, p, n) = \{-B1|\delta x_2| + (B2x_3 + B3)\} \exp(-nF_h) \dots (10)$$

$$F_h = B5 \left\{ \frac{(|\delta x_2| + B6)}{x_3} \right\}^{B7} \frac{(|\delta x_2| + B6)}{\langle u_1(x_3) \rangle} \dots (11)$$

$$\phi(l, p, n) = C4 \dots (12)$$

ただし、

- δx_2 : l, p 点間の x_2 方向の距離 ($x_{2p} - x_{2l}$)

- $B2x_3 + B3 \leq 1.0$ ($u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 成分)
- $B2x_3 + B3 \leq 0.8$ (u_1-u_3 成分),
- $B2x_3 + B3 \leq 0.74$ (u_3-u_1 成分)
- $-B1|\delta x_2| + (B2x_3 + B3) \geq 0$

(c) 2 点が斜め方向に並んでいるとき

$$coh(l, p, n) = D1 \exp\left(-n\sqrt{F_v^2 + F_h^2}\right) \dots (13)$$

$$D1 = -\sqrt{(B1_v|\delta x_3|)^2 + (B1_h|\delta x_2|)^2} + \left\{ (B2_v x_{3p} + B3_v) + (B2_h x_{3p} + B3_h) \right\} / 2 \dots (14)$$

$$\phi(l, p, n) = C1_v \left\{ \frac{(|\delta x_3| + C2_v)}{x_{3p}} \right\}^{C3_v} n \left\{ \frac{(|\delta x_3| + C2_v)(|\delta x_3|)}{\langle u_1(x_{3p}) \rangle} \right\} + C4_v \dots (15)$$

ただし、

- $B2_v x_{3p} + B3_v \leq 1.0, B2_h x_{3p} + B3_h \leq 1.0$ ($u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 成分)
- $B2_v x_{3p} + B3_v \leq 0.8, B2_h x_{3p} + B3_h \leq 0.8$ (u_1-u_3 成分)
- $B2_v x_{3p} + B3_v \leq 0.74, B2_h x_{3p} + B3_h \leq 0.74$ (u_3-u_1 成分)
- $D1 \geq 0$

係数の添え字 v, h は、それぞれ 2 点が鉛直方向、水平方向に並んでいるときの係数を表す。

(d) 同一点における u_1 成分と u_3 成分

$$coh(l, p, n) = \{-B1|\delta x_3| + (B2x_3 + B3)\} \exp(-nF_s) \dots (16)$$

$$F_s = (B4x_3 + B5) \left\{ \frac{(|\delta x_3| + B6)}{x_3} \right\}^{B7} \frac{(|\delta x_3| + B6)}{\langle u_1(x_3) \rangle} \dots (17)$$

表 3 風洞実験結果から定めた (7) ~ (18) 式の係数

成分 方向	u_1-u_1 鉛直	u_2-u_2 鉛直	u_3-u_3 鉛直	u_1-u_3 鉛直	u_3-u_1 鉛直	u_1-u_1 水平	u_2-u_2 水平	u_3-u_3 水平	u_1-u_3 水平	u_3-u_1 水平	u_1-u_3 同一点
B1	0.0	0.7	2.1	0.88	0.88	0.0	0.7	2.8	1.75	1.75	0.0
B2	0.0	1.75	1.75	0.0	0.5	0.0	1.17	3.06	5.25	5.25	5.25
B3	1.0	0.78	0.68	0.75	0.68	1.0	0.9	0.32	0.35	0.35	0.35
B4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	100.0
B5	18.0	5.0	6.0	6.0	6.0	18.0	6.0	7.0	8.0	8.0	0.0
B6	0.0	0.03	0.03	0.06	0.09	0.0	0.02	0.01	0.06	0.06	0.06
B7	0.3	0.3	0.4	0.2	0.2	0.3	0.5	0.3	0.1	0.1	0.1
C1	9.0	9.0	0.0	-2.0	-2.0	-	-	-	-	-	-
C2	0.0	0.0	0.0	0.09	0.09	-	-	-	-	-	-
C3	0.3	0.3	0.0	0.7	0.7	-	-	-	-	-	-
C4	0.0	0.0	0.0	π	π	0.0	0.0	0.0	π	π	π

$$\phi(l, p, n) = C4 \dots\dots\dots (18)$$

ただし,

$$B2x_3 + B3 \leq 0.75, B4x_3 + B5 \leq 12.0, \\ -B1|\delta x_3| + (B2x_3 + B3) \geq 0$$

以上のようにモデル化したパワースペクトル $S_{ui}(l, n)$, ルートコヒーレンス $coh(l, p, n)$, フェイズ $\phi(l, p, n)$ から, クロススペクトル $S(l, p, n)$ は, (4), (19), (20) 式で求められる.

$$K(l, p, n) = coh(l, p, n)\sqrt{S(l, n)S(p, n)}\cos\phi(l, p, n) \dots (19)$$

$$Q(l, p, n) = coh(l, p, n)\sqrt{S(l, n)S(p, n)}\sin\phi(l, p, n) \dots (20)$$

5. 流入変動風の生成

流入変動風の生成は, モンテカルロ法に基づく星谷の方法¹⁰⁾で行った. 流入境界面の全格子点で流入変動風を同時に生成するのは, 計算メモリの制約で困難であるので, 筆者等¹⁾は, 1つのメッシュを囲む4点間の相関を考慮する逐次計算法を提案したが, 離れた点の相関の再現性に問題を残した. 本報ではこの点を改善するために, 距離が遠い点から生成を開始し, 次第に生成する点の距離を近づける逐次計算法を用いた³⁾. 図9に逐次計算法概念図を示す^{注10)}.

- (a) 初めに大きなスケールの変動を再現するため, 格子点①, ②, ③, ④間の相関を考慮して流入変動風を同時に生成.
- (b) 点①~④のフーリエ係数を既知条件として, 点⑤で流入変動風を生成. 点⑥, ⑦, ⑧, ⑨でも同様の操作を繰り返す.
- (c) 点②, ⑥, ⑦, ⑨のフーリエ係数を既知条件として, 点⑩で流入変動風を生成. 点⑪, ⑫, ⑬, ⑭でも同

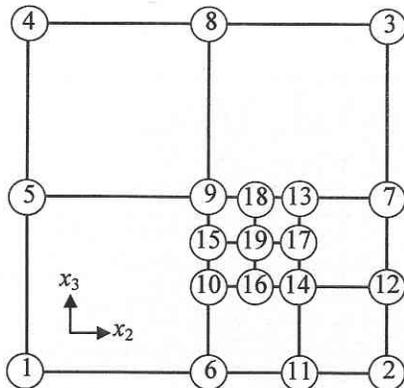


図9 流入変動風の生成手順

様の操作を繰り返す.

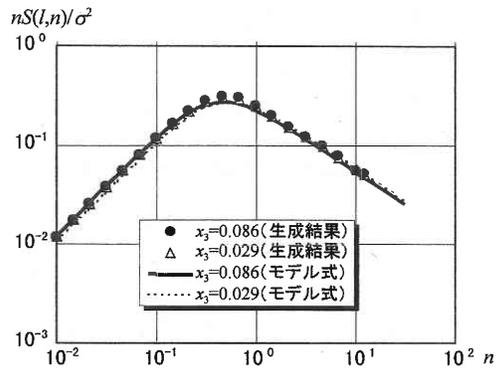
- (d) 以下, 点⑮, ⑯, ⑰, ⑱, ⑲でも同様の操作を繰り返す.

(1) ~ (20) 式で求めたパワースペクトル, クロススペクトルをターゲットとして, 上記の方法で流入変動風を生成した結果^{注11)}の内, u_1, u_3 成分のパワースペクトル, ルートコヒーレンス, フェイズをモデル式と比較して図10, 11に示す. これらを見ると, 生成結果は, ターゲットのモデル式をほぼ再現できていることが分かる.

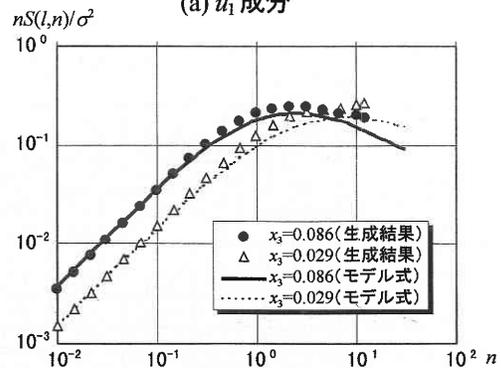
6. ま と め

乱流境界層のLES計算のための流入変動風生成を目的として, 風洞床面上で発達した平板乱流境界層の特性把握とモデル化を行い, それをターゲットとして流入変動風を生成した. 以下に結果をまとめる.

- (1) u_3 成分のパワースペクトルには, 床面の影響が明瞭に見られる. u_2 成分にもわずかに床面の影響が見られるが, u_1 成分では小さい.
- (2) ルートコヒーレンス, フェイズには, いずれの成分にも床面の影響が見られる.
- (3) パワースペクトル, ルートコヒーレンス, フェイズのモデル化に床面からの距離の関数を新たに導入



(a) u_1 成分



(b) u_3 成分

図10 パワースペクトルの比較 ($U_b = 14.7 \text{ m/s}$, $x_1 = x_2 = 0$)

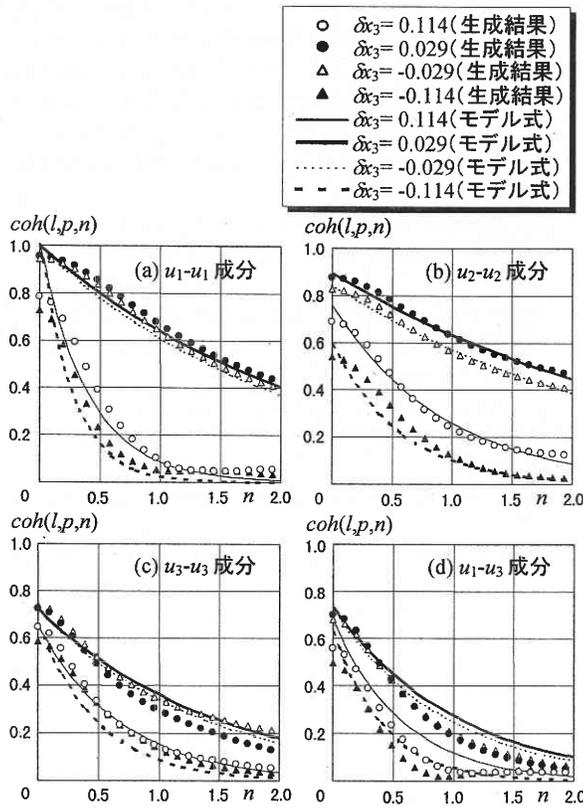


図 11 基準点高さ一定 ($x_{3l} = 0.143$) で 2 点間距離 δx_3 を変化させた場合のルートコヒーレンスの比較

し、床面の影響をモデル化に取り込んだ結果、ほぼ実験結果を再現することができた。

(4) 実験結果のモデル式から算定したターゲットスペクトルを基に、星谷の方法に基づく逐次計算で流入変動風を生成した結果、ほぼ目標値を満足する流入変動風を生成することができた。

注 1) 座標、周波数軸等を図 1 に示した流入境界位置での境界層高さ $L_b = 0.35$ m, 境界層高さでの基準風速 $U_b = 14.7$ m/s で無次元化した。

注 2) 流入境界面の測定位置は、X 型熱線風速計を用いて事前に x_2 - x_3 面の風速分布を測定し、2 次元性が保たれている場所を選定した。

注 3) 風速の鉛直分布は、無次元時間間隔 0.056 (実時間で 1/750 秒) で 32768 個のデータを 3 回測定しその平均を求めた。パワースペクトルは、無次元時間間隔 0.0042 (実時間で 1/10000 秒) で 32768 個のデータを 5 回測定し、AR 法でスペクトル値を計算し、その平均値を求めた。ルートコヒーレンス、フェイズは、無次元時間間隔 0.084 (1/500 秒) で 32768 個のデータを測定し、AR 法で計算した。

注 4) 本実験 ($R_e = 3.4 \times 10^5$) の場合、最も低い測定点高さ $x_3 = 0.0086$ (実スケールで $x_3 = 0.003$ m) は、無次元座標で $x_3^+ = x_3 u_\tau / \nu = 97$ (u_τ : 摩擦速度) に相当する。また、レイノルズ数 $R_e = 4.6 (10^4 \sim 6.9 \times 10^5)$ の範囲で風速の鉛直分布の変化を調べたが、最も低い測定点高さ $x_3 = 0.0086$ は、いずれも粘性底層に入っていない。

注 5) この傾向は、Kim 等⁶⁾ の計算結果と類似しているが、本実験の場合、床面に最も近い測定点でも高々 $x_3^+ = 100$ 程度であるため、床面の極近傍での skewness, flatness の傾向を見ることはできない。

注 6) $x_3 = 0.6$ を越え境界層高さに近付くと skewness, flatness ととも正規分布から大きくはずれるが、境界層高さ付近では、乱れの強さが小さく、頻度分布を正規分布で近似してもあまり影響はないと判断し、頻度分布は全て高さで正規分布に従うものとした。

注 7) u_1 - u_2 , u_2 - u_1 , u_2 - u_3 , u_3 - u_2 成分の相関は、小さくほぼゼロと見なすことができる。また、フェイズに関しては、紙面の都合上示していないが別途報告したい。

注 8) (1), (2) 式で $\beta = 2$ としたものが Karman 型スペクトルである。(2) 式は (1) 式に (21) 式 (縦相関 $f(r)$ と横相関 $g(r)$ の関係式のスペクトル空間上の表現) を適用して求めたものである^{7,9)}。

$$S_{u_2}(l,n) = S_{u_3}(l,n) = (1/2) \left| S_{u_1}(l,n) - n \{ dS_{u_1}(l,n) / dn \} \right| \dots (21)$$

$S_{u_2}(l,n)$, $S_{u_3}(l,n)$ は、同じ形の式で表したが、表 1 に示すとおり係数 $A1, A2$ が異なるので別の式となる。

注 9) (7), (10), (14), (16) 式の $B1 \sim B3$ はルートコヒーレンスの全体の値を調整するパラメータで、 $B1$ が 2 点間距離に対して、 $B2, B3$ は 2 点の平均高さに対して影響を及ぼす。(8), (11), (17) 式の $B5, B7$ はルートコヒーレンスの勾配を、 $B6$ は勾配に対する 2 点間距離の影響度合いを調整するパラメータである。ただし、同一点における u_1 - u_3 成分のレイノルズ応力に関しては、床面近傍でルートコヒーレンスの大きさ、勾配とも大きく変化するので、(17) 式では高さに関するパラメータ $B4$ を追加した。また、(9), (15) 式の $C1 \sim C3$ はフェイズを調整するパラメータで、 $C3$ は 2 点間距離に対して影響を及ぼし、 $C2$ はその 2 点間距離の影響度合いを調整する。(9), (12), (15), (18) 式の $C4$ は u_1 - u_3 成分のフェイズを π ずらすためのものである。

注 10) ここに示した手順は、概念的なものであって、各点間の相関が高くマトリクス計算がうまく行かない場合は、同時に生成する点の数、組み合わせを適宜変更する必要がある。

注 11) 無次元時間間隔 0.042 (実時間で 1/1000 秒) で 16384 個のデータを 3 回生成し、その平均を求めた。

(1997 年 11 月 12 日 受理)

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の LES 解析—, 日本建築学会構造系論文集, pp. 33-40, 1997. 11.
- 2) 土谷学, 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 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 1) 平板境界層乱流のモデル化のための風洞実験, 日本建築学会大会梗概集 (構造 I), pp. 321-322, 1997. 9.
- 3) 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) 周波数スペクトルに基づく平板境界層乱流の生成, 日本建築学会大会梗概集 (構造 I), pp. 323-324, 1997. 9.
- 4) B.E.Launder: Second-moment closure, methodology and practice, Univ. Manchester Inst. of Sci. and Tec. Rep. No. TFD/82/4, 1983.
- 5) F.H.Champagne, V. G. Harris, S. C. Corrsin: Experiments on nearly homogeneous shear flow, J. Fluid Mech., vol. 41, pp. 81, 1970.
- 6) J.Kim, P.Moin, R. Moser: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, J. Fluid Mech., vol. 177, pp. 133-166, 1987.
- 7) J. O. Hinze: Turbulence, McGRAW-HILL, 1959.
- 8) 大熊武司, 神田順, 田村幸雄: 建築物の耐風設計, 鹿島出版会, 1996.
- 9) 塩谷正雄: 強風の性質—構造物の耐風設計に関連して—, 開発社, 1979.
- 10) 星谷勝: 確率論手法による振動解析, 鹿島出版会, 1979.