

有孔フェンス周囲の非定常流れ場の数値シミュレーション

NUMERICAL SIMULATION OF UNSTEADY FLOW AROUND A POROUS FENCE

丸山 敬*

Takashi MARUYAMA

Porous fence is an effective device to control the wind flow and to reduce the wind force. The aerodynamic characteristics those necessary to wind resistant design are usually examined by experiment because of the variety of materials and the difficulty of simulating the flow in and around the porous objects. Here we present a practical method for numerical prediction of unsteady flow around a fence. Reproduction of the configuration of solid obstacles in the fine mesh discretization is a direct way to make numerical calculations on porous objects. However, calculations using the fine mesh increase the computational load and can cost a lot of time and money. In order to reduce these factors, we applied space averaging to the Navier-Stokes equations and derived filtered equations with a subgrid scale turbulent modelling for the Large Eddy Simulation. We adopt the turbulent modeling to a porous fence and calculate the space-averaged property of flows with coarse meshes without a heavy computational load. The model drag coefficient was examined by a calculation with fine mesh and by an optimization with coarse mesh. Finally, we also present a calculated turbulent field around a porous fence placed on a flat plane and compare the result to a wind tunnel test. Simulated flows showed good agreement with experimental data.

Keywords : Porous fence, Turbulent flow field, Numerical simulation, LES

有孔フェンス, 非定常流れ場, 数値シミュレーション, LES

1. はじめに

道路周辺の風の流れの制御, 建設現場における防風対策および資材などの飛散防止, 農作物の風害軽減や風の流れの制御を目的として有孔フェンスを設置する場合がある. この有孔フェンスの空力特性は防風効果だけでなく, 風による有孔フェンス自体の挙動や支持部材に加わる風荷重などを算定するために必要不可欠な情報であり, これまで風洞実験や実測によって, 種々の形状をもったフェンスに対してその特性が明らかにされてきた. しかし, 実際の耐風設計に際しては, 風向の影響や周囲の地形, 地表面粗度の影響も受けるため, フェンスの形状や配置などを含めて事例ごとに検討しなければならない場合が多く, 既存のデータには直接使える資料が少ないのが現状である. また, 縮尺模型を用いた風洞実験を行うにしても相似則や模型の作製, 測定などに困難が伴う場合が多い. 一方, 数値流体計算の発達により, 物体周りの流れ場に関する種々の問題が数値的に解かれるようになり, 風環境評価などの実用計算も数多く報告されるようになってきた. その際, 有孔フェンスのような多孔質物体周りの乱流場の計算では, 物体形状を代表するスケールと周囲の流れ場の代表スケールが大きく異なる. そのため, 物体の形状を直接計算領域内に再現しようとする多くの計算点が必要となり, 計算負荷が非常に大きくなって, 実用的な計算が困難になる場合が多い. そこで, 何らかのモデル化により計算負荷を軽減する必要があるが, 有孔フェンスの影響をモデル化した計算手法は未だ確立さ

れておらず, 計算結果を検証するために必要となる空力特性も明らかでないことが多い.

本報ではこれらの点に鑑み, フェンス周囲の非定常流れ場を数値計算により再現し, 空力特性を明らかにする手法の確立を目的として, 有孔フェンスの影響を乱流モデルに取り込んだラージエディシミュレーション (Large Eddy Simulation, 以下 LES と表記) による計算手法を提案する. 角柱部材でできた格子を例として取り上げ, 数値計算や風洞実験によって空力特性を決定し, 平板上に設置した際の周辺気流性状について数値計算結果と風洞実験との比較を行い, 提案した計算手法の有効性を検討する.

2. 有孔体のモデル化

非定常流れ場の解析に用いられる LES を用いた多孔質物体周りの乱流場の計算としては, Shaw ら¹⁾, 日野ら²⁾, 奥野ら³⁾が行った植生層の解析が挙げられる. これらの計算では植物の形状を計算領域内に直接再現せずに, 植物が受ける力の反力を流体の運動方程式に付加項として加えることにより植物の影響を取り込んでいる. しかし, いずれも植物の存在による計算格子内の流体体積の変化は扱っていない. 一方, 平岡ら⁴⁾は物体部分を含むフィルタリングとして定義された空間平均操作による粗視化とレイノルズ平均を用い, 市街地キャノピー層に対して抵抗体としての建物の影響を体積変化を含めて定式化した乱流のモデル化を行い, $k-\varepsilon$ 型の 2 方程式乱

本論文は文献(10), 11), 12)として発表した内容に加筆し, まとめたものである。

* 京都大学防災研究所 准教授

Assoc. Prof., Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University

流モデルを導出している．さらに，著者は平岡らが用いたのと同様な空間平均操作を用いて流れの方程式系を粗視化し，物体の影響に関して体積変化を含めて定式化した LES 型の乱流モデルを用いて，粗面上の乱流境界層のシミュレーション^{5,6)}を行った．

ここでは，有孔フェンス周りの乱流場の実用的な計算手法として，著者が用いた有孔体の影響を取り込んだ LES 型の乱流モデル⁵⁾を用いる．支配方程式は固体部分を含む空間平均操作により粗視化され，物体の影響がサブグリッドスケールの乱流モデルに取り込まれる．以下に式の導出の概略を述べる．

2.1 空間平均操作

物体を含む空間内において関数 $f(\mathbf{x}, t)$ の空間平均値 $\bar{f}(\mathbf{x}, t)$ は

$$\lim_{|\mathbf{y}| \rightarrow \infty} H(\mathbf{y}) \rightarrow 0 \quad (1)$$

評価空間の大きさ V_0 が

$$V_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\mathbf{y}) dV(\mathbf{y}) \quad (2)$$

であるような，時間方向に変化しない十分滑らかなフィルター関数 $H(\mathbf{y})$ との合成積として次のように定義する．

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) \equiv \frac{1}{V_f(\mathbf{x}, t)} \int_V H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) f(\mathbf{y}, t) dV(\mathbf{y}) \quad (3)$$

式(3)および次式(4)中の体積積分 $\int_V dV(\mathbf{y})$ の積分区間は物体部分を除いた流体部分のみとする．これにより，評価空間内の物体が移動，変形する場合には積分区間も時間変化するので空間平均値は時間の関数となる．ここで $V_f(\mathbf{x}, t)$ はフィルター関数によって重み付けられた流体部分の大きさ

$$V_f(\mathbf{x}, t) = \int_V H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) dV(\mathbf{y}) \quad (4)$$

を表しており，ここでは有効体積と呼ぶことにする．有効体積 V_f は評価空間 V_0 内の物体の大きさにより $0 \leq V_f \leq V_0$ の範囲の値をとり， $\bar{f}(\mathbf{x}, t)$ は空間平均の定義式(3)より評価空間内の有効体積部分，すなわち流体部分の値として定義される． V_f の評価体積 V_0 に対する割合を

$$G(\mathbf{x}, t) \equiv V_f(\mathbf{x}, t) / V_0 \quad (5)$$

と定義し，流体体積密度と呼ぶことにする．以上の性質を持った空間平均操作を偏微分に施すと，時間微分に対しては

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{f}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} &= \frac{1}{G(\mathbf{x}, t)} \frac{\partial G(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \bar{f}(\mathbf{x}, t) \\ &- \frac{1}{V_f(\mathbf{x}, t)} \int_S H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) f(\mathbf{y}, t) v_k(\mathbf{y}, t) n_k(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (6)$$

となる．ここで， n_k は物体と流体の界面 S 上の位置 $\mathbf{y}$ において流体側から物体側に向かう方向を正とする単位法線ベクトル $\mathbf{n}$ の x_k 軸方向成分を表し，下付きの k に関して総和をとる． $\mathbf{v}$ は位置 $\mathbf{y}$ における界面の移動・変形速度を表すベクトルである．空間微分に対する空間平均操作は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{f}(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} &= \frac{1}{G(\mathbf{x}, t)} \frac{\partial}{\partial x_j} (G(\mathbf{x}, t) \bar{f}(\mathbf{x}, t)) \\ &+ \frac{1}{V_f(\mathbf{x}, t)} \int_S H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) f(\mathbf{y}, t) n_j(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (7)$$

となり，時間微分の場合と同様，界面 S 上における物体と流体との f のやりとりを表す右辺第二項が現れる．ここで，

$$\int_S H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) f(\mathbf{y}, t) v_k(\mathbf{y}, t) n_k(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) = \langle f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \rangle$$

$$\int_S H(\mathbf{y} - \mathbf{x}) f(\mathbf{y}, t) n_j(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) = \langle f n_j \rangle$$

と表記すると，時間微分の空間平均は

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial t} \bar{f} - \frac{1}{V_f} \langle f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \rangle \quad (8)$$

空間微分の空間平均は

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial x} = \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial x} \bar{f} + \frac{1}{V_f} \langle f n_j \rangle \quad (9)$$

と表される．

2.2 支配方程式の導出

基礎方程式には等温で浮力やコリオリ力などの外力項がない非圧縮粘性流体の方程式を用いる．

連続の式

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (10)$$

に対して空間平均操作を施すと

$$\frac{\partial G \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{V_0} \langle u_j n_j \rangle \quad (11)$$

となり，物体と流体間の影響が残って，もとの式(10)のように右辺は0にならない． $\langle u_j n_j \rangle$ はフィルター関数 H によって重み付けされた u_j が物体と流体の界面を通して流体側から物体側に流れ込む流量を表す．一方，左辺は流体部分の体積変化と移流による変化を表しており，これが右辺と釣り合っている．偏微分の中には式(5)で定義される流体体積密度 G が現れ， $G \bar{u}_j = V_f \bar{u}_j / V_0$ であるから，右辺同様，評価空間 V_0 に対する値を表している．なお，物体と流体の界面を通過する流れがない場合には $\langle u_j n_j \rangle$ が0となり

$$\frac{\partial G \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (12)$$

となる．

次に，運動方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \nu D_{ij}}{\partial x_j^2} \quad (13)$$

に対して空間平均操作を施すと

$$\begin{aligned} \frac{\partial G\bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial G\bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial G\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{G(2\nu\bar{D}_{ij} - \bar{\tau}_{ij})\} \\ & - \frac{1}{V_0\rho} \langle pn_i \rangle + \frac{1}{V_0} \langle (2\nu D_{ij} - u_i u_j + u_i v_j) n_j \rangle \end{aligned} \quad (14)$$

となる．ここで， $\bar{u}_i$ は粗視化された x_i 軸方向 (x, y, z) の流速， $\bar{p}$ は圧力， $\bar{D}_{ij}$ はひずみ速度テンソル

$$\bar{D}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

$\bar{\tau}_{ij}$ は粗視化によって現れる相関項の差

$$\bar{\tau}_{ij} \equiv \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (16)$$

で，それぞれ流体部分の値である． $\bar{\tau}_{ij}$ に対しては，サブグリッドスケールの渦動粘性係数 ν_{SGS} を用いた勾配拡散近似を用いて

$$\bar{\tau}_{ij} \cong \frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk} \delta_{ij} - 2\nu_{SGS} \bar{D}_{ij} = \frac{1}{3} K_{SGS} - 2\nu_{SGS} \bar{D}_{ij} \quad (17)$$

と近似すると，式(14)は

$$\begin{aligned} \frac{\partial G\bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial G\bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{\partial}{\partial x_i} G \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{1}{3} K_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_{SGS}) G \bar{D}_{ij}\} \\ & - \frac{1}{V_0\rho} \langle pn_i \rangle + \frac{1}{V_0} \langle (2\nu D_{ij} + u_i u_j - u_i v_j) n_j \rangle \end{aligned}$$

となる．ここで， K_{SGS} はサブグリッド成分の運動エネルギーで

$$K_{SGS} \equiv \frac{1}{2} \overline{u_k u_k} - \frac{1}{2} \bar{u}_k \bar{u}_k \quad (18)$$

である．このとき，物体と流体の界面を通過する流れがなく，界面上で物体の速度と流体の速度が一致する場合には $u_j = v_j$ となって

$$\begin{aligned} \frac{\partial G\bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial G\bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{\partial}{\partial x_i} G \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{1}{3} K_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_{SGS}) G \bar{D}_{ij}\} \\ & - \frac{1}{V_0\rho} \langle pn_i \rangle + \frac{1}{V_0} \langle 2\nu D_{ij} n_j \rangle \end{aligned} \quad (19)$$

である．サブグリッドスケールの渦動粘性係数 ν_{SGS} についてはスマゴリンスキーモデルに倣い平均化の空間スケール L を用いて

$$\nu_{SGS} \cong (C_S L)^2 |\bar{D}|, \quad |\bar{D}| \equiv \sqrt{2\bar{D}_{ij}\bar{D}_{ij}} \quad (20)$$

と近似する．空間スケール L は差分格子の格子間隔から決まる評価体積内の流体体積に対応したスケール

$$L \cong \sqrt[3]{G\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3} = \sqrt[3]{G\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (21)$$

を用いる．ここで， Δx_i は x_i 軸方向の格子幅，モデル定数 C_S は 0.1 とする．式(19)で別途 K_{SGS} に対する輸送方程式を解かない場合には， $K_{SGS}/3$ を含めた $\bar{p}/\rho + K_{SGS}/3$ を圧力とし，あらためて $\bar{p}$ とする．また，粗視化により現れた $\langle \rangle$ の項は界面に作用する圧力および剪断応力の和で，評価体積 V_0 に対する値を表わすので，合わせて $G\bar{F}_{xi}$ と表すと，運動方程式は

$$\frac{\partial G\bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial G\bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial G\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_{SGS}) G \bar{D}_{ij}\} - G\bar{F}_{xi} \quad (22)$$

となる．ここで，物体の影響を表す項 $\bar{F}_{xi}$ は以下のように流体単位体積あたりの x_i 軸方向の物体の見つけ面積 $\bar{a}_{xi}$ ($1/m$ の次元をもつ) と抵抗係数 C_{xi} を用いて

$$\bar{F}_{xi} = \frac{1}{2} \bar{a}_{xi} C_{xi} |\bar{u}| \bar{u}_i \quad (23)$$

とモデル化する．なお，式(23)では下付きの i に関して総和をとらない．また

$$|\bar{u}| \equiv \sqrt{\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2 + \bar{u}_3^2} \quad (24)$$

である．なお，文献 1～3)では，式(12),(22)に現れる評価空間内の物体の体積変化に伴う G の変化を陽に扱っていない．以下では，物体の影響を G および付加項 $\bar{F}_{xi}$ で取り込む方法を有孔体モデルと呼ぶことにする．

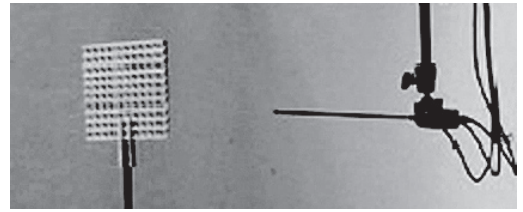


写真1 試験体と風速測定用熱線風速計プローブ



写真2 風洞内に設置された試験体の様子

3. 風洞実験

ここでは有孔フェンスの1例として，角材を使った正方形格子（以下格子と呼ぶ）を取り上げる．数値計算結果と比較するために，以下のような方法で風洞実験を行い，空力特性を測定した．写真1に示すように，一辺が 3mm の角材を用いて間隔 10mm の正方形格子状に組み合わせたものを $100 \times 100 \text{mm}^2$ の正方形に切り出した試験体を用い，写真2のように支持棒を介して床下の 6 分力天秤に取り付け，格子に加わる風力，モーメントを測定した．充実率を格子面に垂直な方向から見た場合に部材が占める割合として定義すると 51% である．測定精度に関しては，格子の一部を切り出した状態で測定した同様な実験例がないため，正方形平板を用いた立川⁷⁾らによる揚抗力および回転モーメントの測定値との比較を行った．試験体を一辺が 200mm で厚さ 5.5mm の正方形板に置き換えた測定結果によると，得られた風力係数およびモーメント係数は立川らによる

測定結果と良い一致を示していた⁸⁾。後方の気流性状は熱線風速計を用い、プローブには3次元およびスプリットフィルムを用いて、風速3成分の測定と逆流域を判別している。実験は京都大学防災研究所の境界層風洞実験装置を用いて行い、測定位置における接近流の気流性状は乱れ強さが0.5%以下のほぼ一様流で、風速を12m/sまで変化させたときの風力係数およびモーメント係数は風速6m/s以上でほとんど変化がなかった。後述の数値計算に対応する風速は10m/sである。なお、測定方法、実験条件の詳細については文献9)を参照されたい。

上記の測定は、数値計算で必要となる有孔体のモデル定数の最適化と、計算手法の検証に必要となる格子の空力特性の把握が目的で行われた。本研究ではさらに、有孔フェンスが地面付近に設置された場合の乱流場の予測に関する有効性を検証するため、格子フェンスを平板上に設置した場合の気流性状も測定した。フェンスは高さ100mm、幅300mm、奥行き6mmの大きさを持ち、風洞内に設置された平板の風上側前縁から600mmの位置に写真3に示すように設置した。フェンスを設置した平板は、風上側風洞床面に発達した乱流境界層よりも高い約400mmの高さに水平に置かれ、風上端にはほぼ一様な流れが流入している。フェンス前後の床面付近の気流性状は3次元およびスプリットフィルムを用いて計測した。

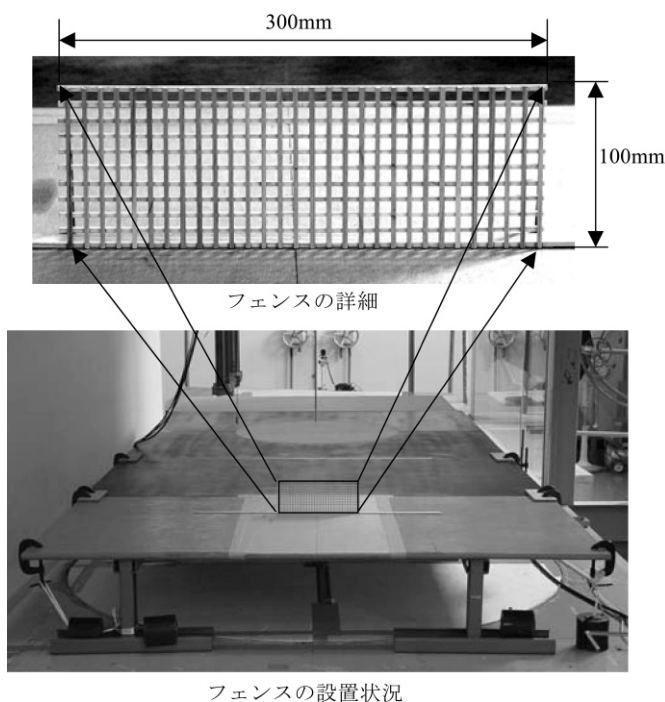


写真3 平板上に設置された格子フェンス

4. モデル係数の最適化

有孔フェンスの計算では物体部分の移動、変形がないとすると、第2章で示した式(12),(22)が支配方程式となる。式中のモデル係数について、物体の x_i 軸方向の見つけ面積 $\bar{a}_{xi}$ および流体体積密度 G に関しては、フェンスを構成する格子の幾何形状に応じて決定できる。一方、抵抗係数 C_{xi} の値は空力特性や気流性状から最適値を求める必要がある。以下では、前章で示したような風洞実験結果などが無く、フェンスを構成する格子のもつ空力特性がわかってい

ない場合に、詳細な数値計算を用いて必要となる抵抗係数 C_{xi} の値を求める方法の一例を示す。得られた値は、実験から求められた空力特性や気流性状を使って最適化された値と比較する。さらに、格子形状を再現した場合の計算結果との比較も行う。

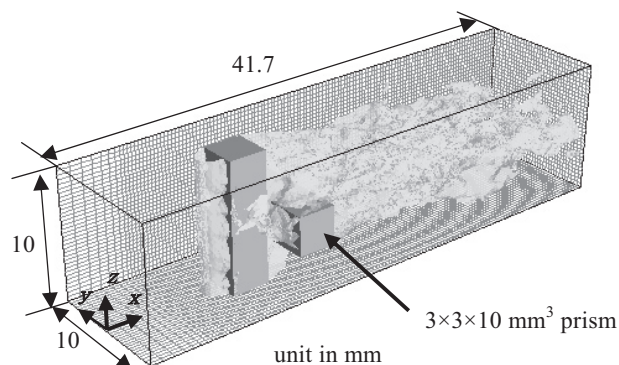


図1 格子フェンス1ユニット周りの詳細計算
計算格子および主流方向風速成分の等値面（瞬間値）

表1 格子フェンス1ユニット周りの計算条件

格子形状	図1 参照
x 軸方向	不等間隔 0.3mm–1.10mm
y 軸方向	不等間隔 0.3mm–0.35mm
z 軸方向	不等間隔 0.3mm–0.35mm
計算格子点数	126×33×33=137214
格子部分	$u=v=w=0$
上下方境界	周期境界条件
側方境界	周期境界条件
流入境界	一様流 ($u=10\text{m/s}$, $v=w=0$)
流出境界	移流境界条件

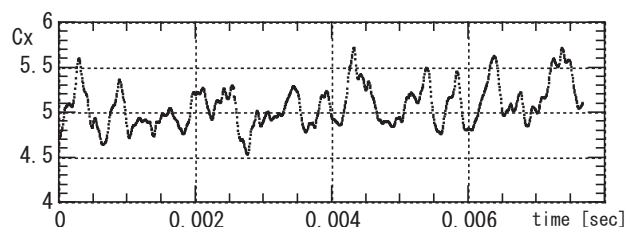


図2 計算結果から求めた C_x の時間変化

4.1 詳細計算による最適化

図1に示すように、フェンスを構成する格子1ユニット周りを計算領域に再現した詳細な数値計算を行い、 C_{xi} の最適値を求める。支配方程式の離散化は差分法を用い、空間方向に2次の中心差分、時間方向の積分はアダムスバッシュフォース法、圧力とのカップリングは部分段階法、変数配置はスタッガードメッシュ系を用いる。その他、計算格子や境界条件の詳細は表1の通りである。計算結果より、式(22)中の $\bar{F}_{xi}$ に対応する値、すなわち、物体に加わる力を求め、フェンスの形状から決まる $\bar{a}_{xi}$ および格子の周囲 $10 \times 10 \times 10\text{mm}^3$ の領域内の計算値から流体部分の $|\bar{u}| \bar{u}_i$ の値を求め、式(23)より C_{xi} の値を求める。得られた主流方向($x_1=x$ 軸方向)の抵抗係数 C_x は図2のように時間変動し、平均値は5.1であった。

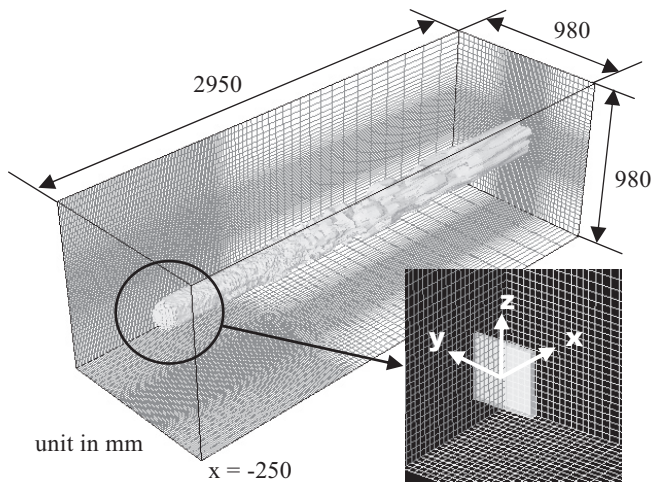


図3 正方形格子周りの計算：有孔体モデル使用
計算格子および主流方向風速成分の等値面（瞬間値）

表2 正方形格子周りの計算条件

格子形状	図3参照
x軸方向：不等間隔	10mm－159mm
y軸方向：不等間隔	10mm－42mm
z軸方向：不等間隔	10mm－42mm
ただし、格子周りは	10mm 等間隔
計算格子点数	130×59×59=452530
格子部分	有孔体モデル，2章参照
上下方境界	周期境界条件
側方境界	周期境界条件
流入境界	一様流（ $u = 10\text{m/s}$, $v = w = 0$ ）
流出境界	移流境界条件

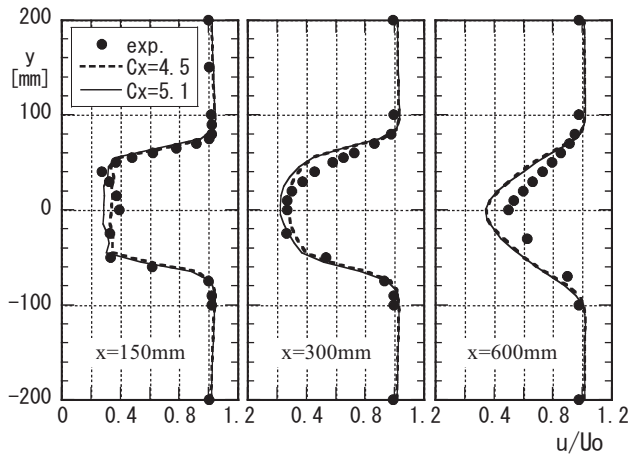


図4 実験結果との比較；主流方向成分の平均風速

4.2 実験結果による最適化

次に、図3のように $100 \times 100 \text{mm}^2$ の正方形に切り出した格子フェンスを含む領域を用いて計算を行い、周囲の気流性状および格子に加わる抗力を求めた。格子を含む計算格子の大きさは格子1ユニットを含む $10 \times 10 \times 10 \text{mm}^3$ で、格子の影響は有孔体モデルにより式(22)の G および $\bar{F}_{xi}$ として計算に取り込まれるため、格子の形状は直接再現されていない。ここで、フェンスの形状から決まる係数の値は格子1ユニット周りの計算格子 $10 \times 10 \times 10 \text{mm}^3$ 内のフェンスの体積および見つけ面積から求め、それぞれ、 $G = 0.82$ 、 $\bar{a}_x = 51.0$

[1/m]、 $\bar{a}_y = \bar{a}_z = 39.0$ [1/m]としている。支配方程式の離散化、時間積分法、変数配置などは前節の格子1ユニット周りの計算と同じである。計算格子や境界条件の詳細を表2に示す。 C_{xi} の値には、前述の格子フェンス1ユニットの詳細計算から求めた時間平均値を用いた場合と、後方の平均風速分布をよく再現するように最適化した値について計算を行い比較した。ただし、 C_{xi} の値には方向性はないものとして x, y, z 軸方向とも同じ値を用いている。

計算結果は後方の平均風速の分布を図4に示す程度に再現する。格子フェンス1ユニットの詳細計算から求めた値、 $C_{xi} = 5.1$ を用いて計算した場合に、計算から求まる式(22)中の抗力を格子フェンス全体で積分し、流入境界面の平均風速を基準風速、格子の隙間を含む試験体の面積を見付面積として求めた抗力係数は 1.03 となった。一方、後方の平均風速分布をよく近似するように C_{xi} の値を最適化すると $C_{xi} = 4.5$ となり、そのとき格子フェンス全体の抗力係数は 0.99 となって、いずれも実験により抗力を直接測定して求めた抗力係数の値 0.90 とほぼ対応している。また、 C_{xi} の値による風速分布の違いは図4に示す程度でほとんど差はなかった。

次に、フェンス全体の格子形状を再現した詳細計算の結果と比較し、有孔体モデルを使った計算の再現性を検証する。

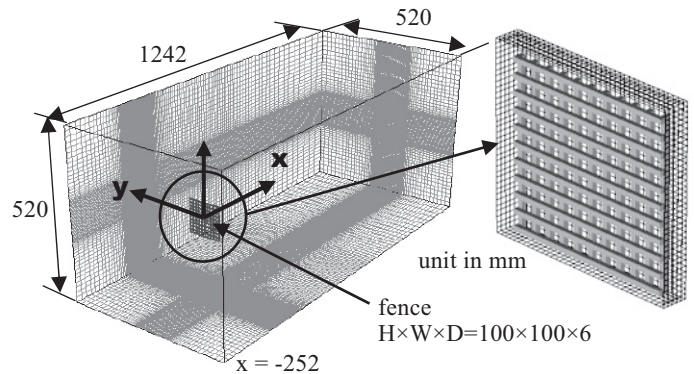


図5 正方形格子周りの計算格子：格子形状を再現

表3 格子形状を再現した場合の計算条件

計算格子	図5参照
x軸方向：不等間隔	3mm－36mm
y軸方向：不等間隔	3mm－17mm
z軸方向：不等間隔	3mm－17mm
計算格子点数	127×76×76=733552
格子部分	$u = v = w = 0$
境界条件	表2と同じ

4.3 格子形状を再現した計算との比較

図5に示すように、フェンスを構成する格子幅と同じ間隔の計算格子を用いて計算領域内に格子形状を再現した計算を行い、有孔体モデルを使った計算結果と比較した。計算格子と境界条件は表3に示す通りである。

計算結果は図6のように格子周辺の細かな乱れを再現している。格子付近では図7に示すように、実験では主流方向平均風速が格子の縁付近において減速し、格子中央付近に向かって速度回復を示す

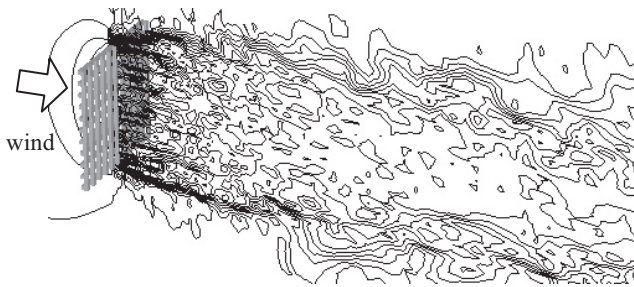


図6 鉛直面内の主流方向風速の等値線図：瞬間値

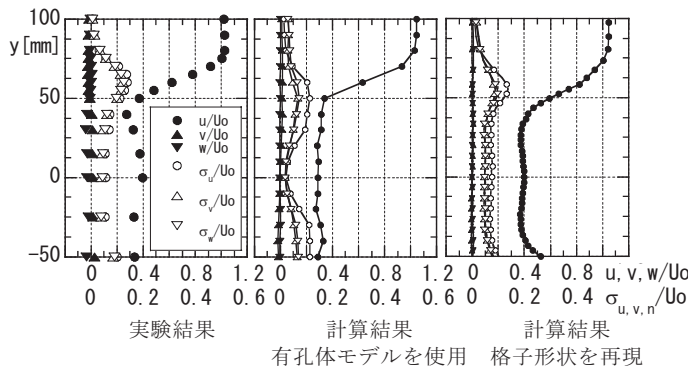


図7 $x = 150\text{mm}$ における平均風速と乱れの主流直角方向の分布

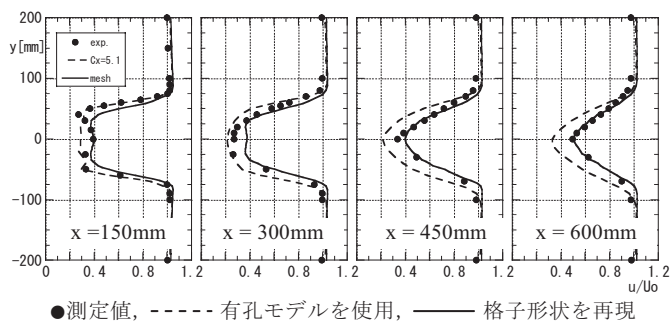


図8 主流方向平均風速の流れ直角方向分布の変化

が、計算では実験ほどの明瞭な速度回復は見られない。また、格子形状を再現した計算では、有孔体モデルを使った場合に比べて平均風速が大きく、格子の縁付近において実験よりも大きな値をもつ。乱れについては、有孔体モデルを使った場合は格子縁付近および中央部で実験よりも小さく、流れ直角方向にも緩やかに変化する。一方、格子形状を再現した計算では、乱れは格子縁付近で大きくなり、流れ直角方向の変化とともに実験をよく再現しており、有孔体モデルを使った場合に比べていずれも大きい。このことは、流れ直角方向の運動量の交換が促進されることを意味し、主流方向平均風速の値が格子の縁付近において実験よりも大きな値をもつことと合わせて、図8に示すように下流における平均風速の回復が良くなり、実験値をよく再現することにつながっていると考えられる。

以上のように、主流方向平均風速については格子の近くで有孔体モデルを使った方が、下流では格子形状を再現した計算の方が実験結果に近い値となった。計算負荷に関して、格子形状を再現した計算では有孔体モデルに比べ約1.6倍の計算格子を用いているが、約16倍の計算時間が必要であった。

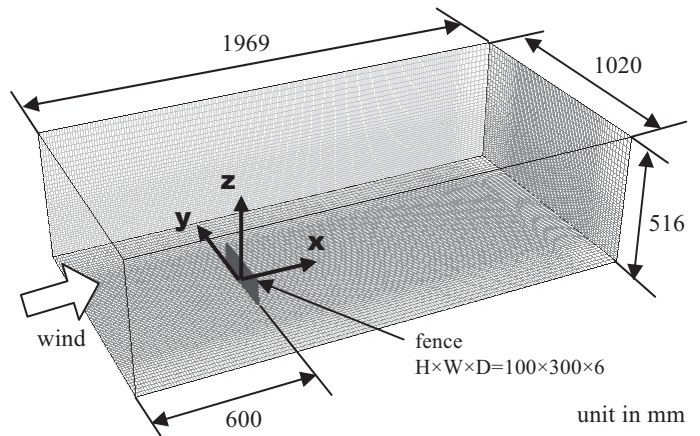


図9 正方形格子周りの計算格子：格子形状を再現

表4 フェンス周りの計算条件

格子形状	図9参照
x軸方向	不等間隔 10mm—21mm
y軸方向	不等間隔 10mm—23mm
z軸方向	不等間隔 10mm—26mm
ただし、フェンス周り	は10mmの等間隔
計算格子点数	$191 \times 84 \times 40 = 641760$
フェンス部分	有孔体モデル
上方境界	自由流出条件
側方境界	自由流出条件
流入境界	実験値に合うように勾配流を与える ($U_0 = 10\text{m/s}$, $v = w = 0$)
流出境界	移流境界条件
床面	no-slip 条件

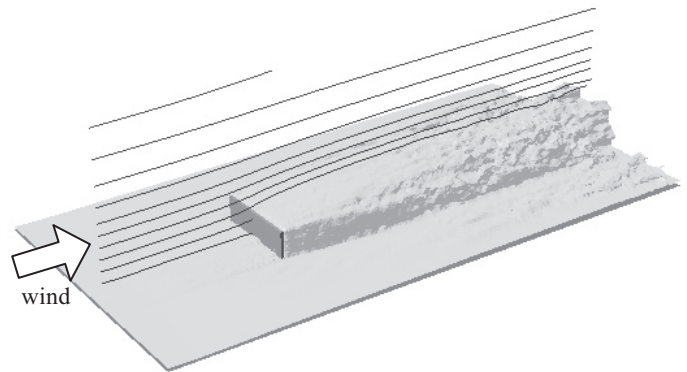
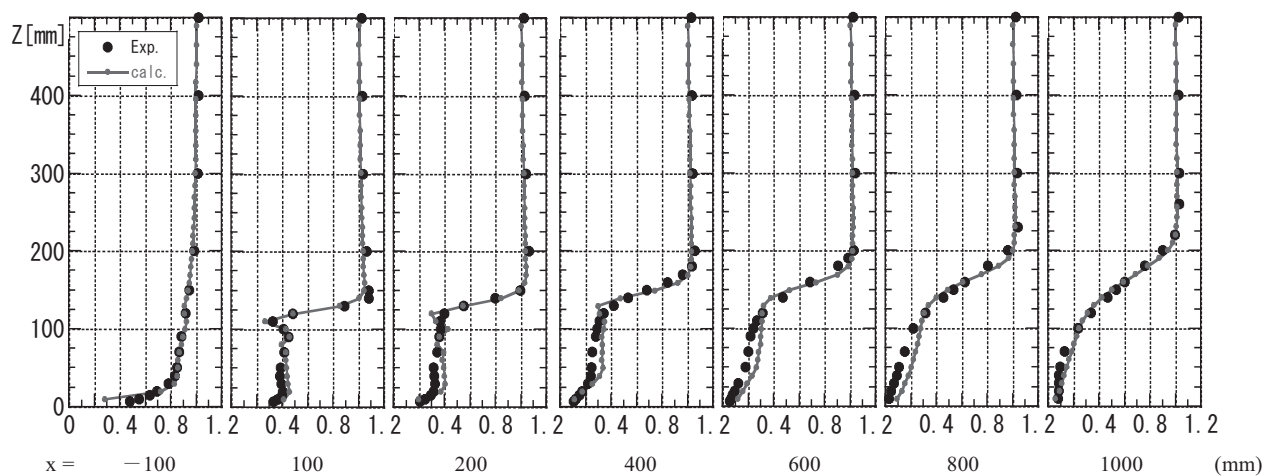


図10 平板上に設置された格子フェンス周りの流れ場
流線および主流方向風速成分の等値面（瞬間値）

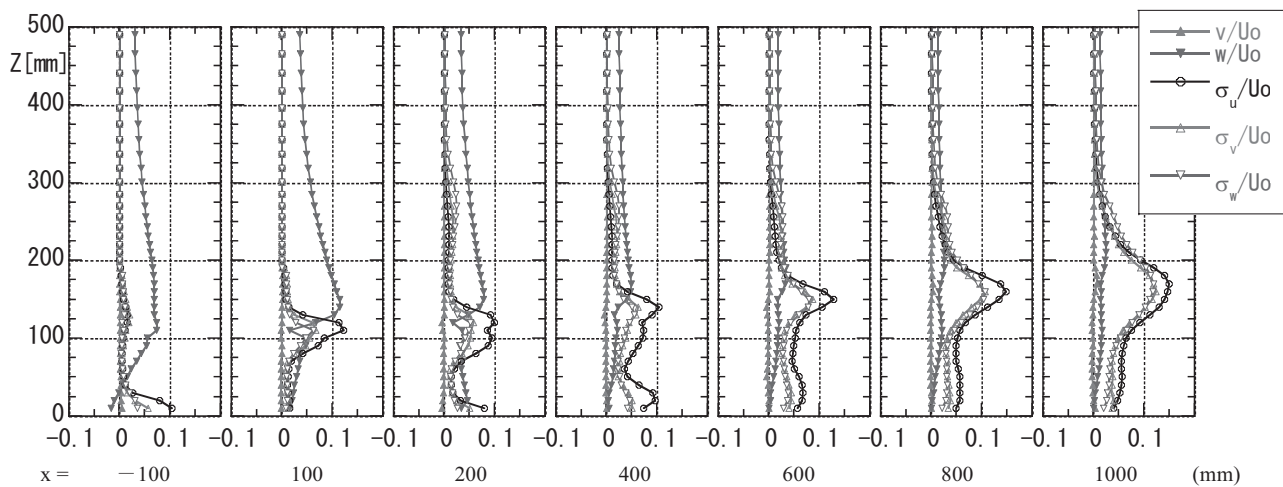
5. 格子フェンス周りの計算

ここでは C_{xi} の値を 4.5 とし、写真3に示す平板上に設置された格子フェンス周辺の非定常乱流場を計算する。計算方法は基本的に4章と同じで、格子部分には有孔体モデルを適用する。計算格子および境界条件の詳細を図9、表4に示す。計算時に用いた流入風速はフェンスの風上側 100mm の地点の平均風速プロファイルが実験結果を再現するように、流入面での主流方向平均風速成分に高さ方向の勾配を与えた。その他の風速成分および風速変動は0とした。

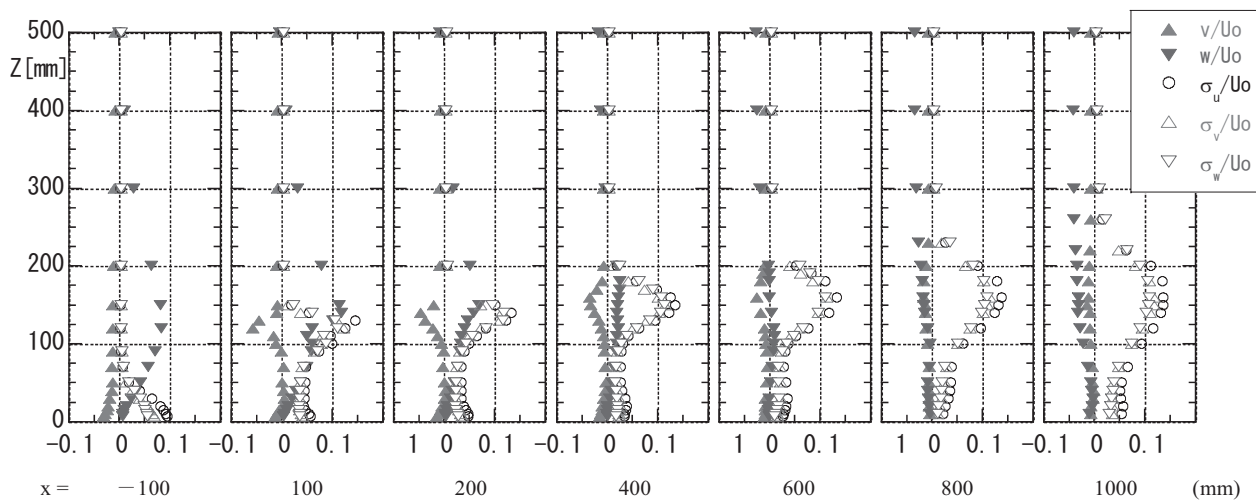
図10に示すように、計算結果はフェンスを通過する流れや、後



a. 測定値と計算結果の比較；主流方向（ u ）成分の平均風速



b. 計算結果；平均風速（ v, w 成分）と各風速成分の標準偏差（ $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ ）



c. 測定値；平均風速（ v, w 成分）と各風速成分の標準偏差（ $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ ）

図 11 中央鉛直断面内における気流性状の主流方向の変化；全て境界層上部の主流風向平均風速 U_0 で基準化して表示

方で風速が減速し乱れている様子を再現している。図11にフェンス中央鉛直断面内の風速プロファイルの流れ方向の変化を示す。主流方向の平均風速の分布は、フェンス後方 $x = 200$ から 800mm においてフェンス高さ以下で実験値よりも少し大きな値をとるが、その他の部分ではほぼ実験結果を再現している。主流直角水平成分の平均風速は計算ではほぼ0となっているが、実験では横方向の成分が存在する。計算ではフェンスは中央鉛直断面に対して対称な形状をもっているが、実験では周囲の流れ場を含めてわずかな偏りがあり、対称な流れ場にはなっていないと考えられる。その影響は鉛直平均風速成分にも見られ、実験ではフェンス後方上空でわずかながら下向きの流れになっており、計算領域内には上空から空気が流れ込んできている。一方、計算ではフェンス上方でわずかながら上向きの流れがあり、上方境界面から空気が流出している。しかし、これらの違いは、上空の主流方向基準風速に対して約5%以下の大きさであった。乱れに関しては、フェンス直後の頂部付近で、主流直角方向成分が少し小さいこと、床面付近で、主流方向成分が少し大きいことを除けば、3成分ともに実験結果をよく再現している。

6. まとめ

本報では物体形状を計算領域に再現せず、物体の影響を空間平均化された抵抗体として運動方程式中に取り込む有孔体モデルを用いたLESの計算手法を示し、角柱でできた格子フェンス周辺の乱流場の計算を行った。計算に際して、モデル定数を格子フェンス1ユニットの詳細計算により求め、後方の平均風速分布をよく再現するように最適化された値と比較した。最後に、平板上に設置された格子フェンス周囲の非定常乱流に関して実験結果と比較しながら検討した。得られた結果を以下にまとめる。

1. 格子フェンス1ユニットの詳細計算により求めたモデル定数と、後方の平均風速分布から最適化されたモデル定数には大きな差はなく、両者を使って計算される平均風速分布および格子フェンス全体の抗力係数もほぼ同様な結果が得られた。
2. 格子フェンス風下の主流方向平均風速については、格子の近くでは有孔体モデルを使った方が、格子フェンスから離れた下流では格子形状を再現した計算の方が実験結果に近い結果となった。
3. 格子形状を再現した計算では有孔体モデルに比べ約1.6倍の計算格子を用いたときに、約16倍の計算時間が必要であった。これより有孔体モデルを用いることにより、同じ計算格子点数で計算を行う場合、計算負荷は約1/10に軽減されるとみなせる。
4. 平板上に設置された格子フェンス周囲の非定常乱流に関して、有孔体モデルを用いた計算結果は実験結果とよく対応する。

以上のように、本報で示した有孔体モデルを用いたLESによる計算手法は、計算負荷を減らしながら実用的な精度でフェンスのような有孔体周辺の非定常乱流場を予測することができる。また、ここでは格子型の形状を持つ有孔フェンスを例に取っているが、それ以外の形状を持ったフェンスにも適用可能である。今後、そのよう

なケースに対する応用を考えていきたい。

参考文献

- 1) R. H. Shaw and U. Schumann : Large Eddy Simulation of Turbulent Flow above and within a Forest, *Boundary-layer Meteorology*, vol. 61, pp.47-64, 1992.
- 2) 日野幹夫, 神田学, 稲垣総 : 植生一大気境界面での運動量輸送に関するLESモデルによる検討, *水工学論文集*, vol.36, pp.689-692, 1992.
- 3) 奥野東, 田村哲郎, 稲葉貴人 : 境界層乱流のLES解析における植生のモデル化, *日本風工学会誌*, vol.99, pp.45-46, 2004.
- 4) 平岡久司, 丸山敬, 中村泰人, 桂順治 : 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その1) 乱流モデルの作成, *日本建築学会計画系論文報告集* 第406号, pp.1-9, 1989.12.
- 5) 丸山敬 : LESによる粗面上の乱流境界層の数値計算, 第18回風工学シンポジウム論文集, pp.57-62, 2004.12.
- 6) 丸山敬 : ラフネス上に発達する乱流境界層のLESによる計算, *日本建築学会大会(北海道)学術講演梗概集*, pp.45-46, 2004.
- 7) 立川正夫, 福山雅弘 : 台風時の飛散物の軌跡と速度に関する研究, *日本建築学会論文報告集*, 第302号, pp.1-11, 1981.
- 8) 丸山敬, 河井宏允, 樋本圭佑 : 6分力天秤を用いた正方形平板の空気力特性の測定, *日本建築学会大会学術講演梗概集 B-1*, pp. 177-178, 2005.9.
- 9) 富阪和秀, 丸山敬 : ネットの空力特性の測定, *日本風工学会誌*, No.112, pp.103-112, 2007.
- 10) 丸山敬 : 多孔質物体周りの流れのLESによる数値計算, *日本流体力学会年会 2004 講演論文集*, pp.552-553, 2004.
- 11) 丸山敬 : 有孔フェンス周囲の非定常流れ場のLES, 第21回生研TSFDシンポジウム講演論文集, pp.21-24, 2006.3.
- 12) T. Maruyama : Large Eddy Simulation of Turbulent Flow around a Wind Break, *Proceedings of The Forth International Symposium on Computational Wind Engineering CWE2006*, pp.181-184, 2006 July16-19.

(2008年8月17日原稿受理, 2009年1月26日採用決定)