

九州大学新キャンパス移転地上の風況場に関する数値シミュレーションと風洞実験

内田, 孝紀
九州大学応用力学研究所

大屋, 裕二
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/6768404>

出版情報：九州大学応用力学研究所所報. 121, pp.59-72, 2001-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：

九州大学新キャンパス移転地上の風況場に関する 数値シミュレーションと風洞実験

内田 孝紀*, 大屋 裕二*

(2001年6月29日受理)

Numerical Simulation and Wind Tunnel Experiment on Wind Fields over the New Campus Area of Kyushu University

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

E-mail of corresponding author: takanori@riam.kyushu-u.ac.jp

Abstract

In order to develop an overall efficient and accurate model of simulating an unsteady three-dimensional airflow over complex terrain with characteristic length scales of the order of kilometers, we have been examining the large-eddy simulation (LES) technique using a finite-difference method (FDM). In LES, the large-scale flow field has been obtained by directly integrating the filtered, three-dimensional, time-dependent Navier-Stokes equations. On the other hand, the small-scale field motions were simulated through an eddy-viscosity model. These LES codes are referred to as the RIAM-COMPACT (Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain), and are based on two grid systems and corresponding variable arrangement: one is an orthogonal staggered grid; the other is a generalized curvilinear collocated grid. In this paper, using the RIAM-COMPACT with a generalized curvilinear collocated grid, we have performed the calculations of a non-stratified airflow over real complex terrain in a horizontal region of 9.5km×5km with relatively fine spatial resolution ($\Delta x = \Delta y = 50\text{m}$). This area covers the new campus of Kyushu University. The numerical results are very satisfactory in the sense that overall characteristic flows over complex terrain, such as the wind speed-up and the separated flow, are successively simulated. In addition, the comparison with the wind tunnel experiment is made.

Key words : RIAM-COMPACT, Large-eddy simulation, Generalized curvilinear collocated grid, Complex terrain, Uniform flow, Turbulent boundary layer flow, Wind tunnel experiment

1. 緒言

日本の地勢を概観すると、平坦な地形は少なく、多様性に富む複雑地形がほとんどである。したがって、欧米で汎用的に使用されている既存の線形数値モデル¹⁾を国内の局所風況予測に適用した場合、その予測精度は著しく低下する。この理由は、欧米の線形数値モデル¹⁾が流れの剥離を伴わない比較的なだらかな丘陵地形を対象にしているからである。日本国内において地表面近くの風況特性を高精度に数値予測するためには、地形による風の力学的変形を考慮することが極めて重要となる。すなわち、急峻な地形起伏に起因して生じる剥離流や乱れ、あるいは地形効果による収束流や迂回

流を高精度に数値予測できる局地的風況予測モデルの確立が強く期待されている。

このような社会的、工学的要請があるにも関わらず、十分な予測精度を有する数値モデルは未だ確立されておらず、各方面で精力的な研究(例えば文献²⁻⁴⁾)が行われている。石原ら²⁾は非線形k- ϵ モデルにより孤立地形まわりの計算を行い、風洞実験と比較して解析モデルの予測精度を検証している。また200(m), 50(m), 25(m)の三種類の計算格子を用いて実地形を対象にした2次元解析も行い、格子解像度の影響を調べている。中山ら³⁾は地表面粗度モデルを支配方程式に付加し、実地形を対象にラージ・エディ・シミュレーション(LES)を行っている。また同時に、風洞実験結果を用いて計算結果の検証を行っている。李ら⁴⁾は粗度長を含む対数則に基づき、人工的地面境界条件を課したLESを行い、粗度分布の違いが孤立地形まわりの気流特性に与える影響を検討

* 九州大学応用力学研究所

している。

我々は数百m～数十km程度の小規模スケールから中規模スケールまでの風況場に関して、特に地表面近くの風況特性を高精度に数値予測する計算プログラムを開発している⁵⁻⁷⁾。これをRIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)と呼んでいる。RIAM-COMPACTの主な解析対象は、1)地形性強風の発生メカニズムの解明、2)風力発電の適地選定や立地後の日々の発電予測に関連した局所的な風の増速域と増速率の推定、3)大気汚染物質の移流拡散予測などである。本報では、RIAM-COMPACTをFig.1に示す九州大学新キャンパス移転地を含む実地形に適用し、移転地内外の局所風況場の数値予測を行った。また平行して風洞実験を行い、計算コードの有効性と計算結果の妥当性を検証したので、その結果について報告する。

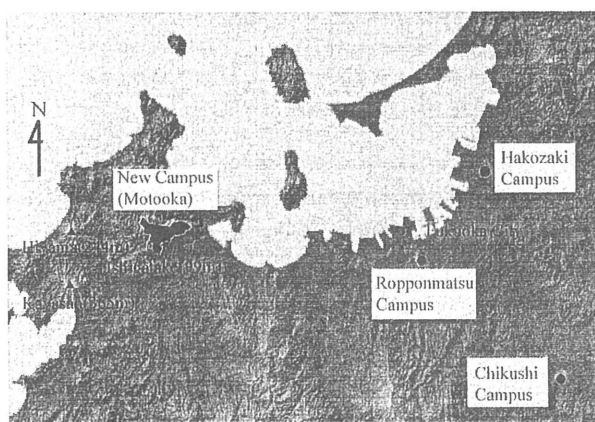


Fig.1 Location of the new campus area

2. RIAM-COMPACTの概要

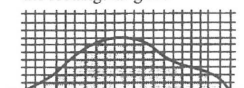
我々の開発した局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTは差分法に基づいたFORTRANプログラムである。主な特徴は以下に示す通りである。

- 1) 国土地理院などの標高数値データに基づいて複雑地形を再現する際、直交座標系のスタガード格子、あるいは一般曲線座標系のコロケート格子を適宜選択することが可能である(Fig.2, Fig.3を参照)。スタガード格子では計算格子のセル中心に圧力を定義し、セル界面に各速度成分を定義する。この場合、実地形は計算格子のセルの集合体で矩形状に近似される。この方法は原則として滑らかな曲線は表現できないが、格子解像度を上げれば曲線的な地形形状も高い精度で再現される。一方、コロ

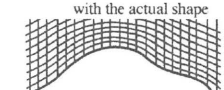
ケート格子ではセル中心に圧力と全ての物理速度成分を定義し、セル界面にヤコビアンを乗じた各反変速度成分を定義する。

- 2) 複雑地形上の非定常な高レイノルズ数乱流場を計算対象とするため、ラーゼ・エディ・シミュレーション(LES)と呼ばれる乱流モデルを採用している。
- 3) ネスティング手法を導入することで、広域スケールから注目する局所域スケールまで多段階で効率良く計算することが可能である。

□ : Complex terrain approximated by the rectangular grids

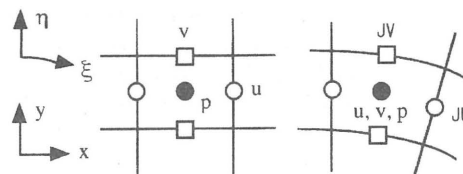


(a) Orthogonal coordinate



(b) Generalized curvilinear coordinate

Fig.2 Coordinate system



(a) Staggered grid (b) Collocated grid

Fig.3 Variable arrangement

LESでは流れ場に空間フィルタ(空間平均)を施し、大小様々なスケールの乱流渦を、計算格子よりも大きなグリッドスケール(GS)成分の渦と、それよりも小さなサブグリッドスケール(SGS)成分の渦に分離する。これに伴い、計算格子で解像できる程度にまで滑らかにされたGS成分の大規模渦については、流れ場の影響を強く受けるためモデルに頼らず直接数値シミュレーションを行う。一方で、SGS成分の小規模渦が担う、主としてエネルギー消散作用については、フィルタリングにより生じたSGS応力を物理的考察に基づいてモデル化して計算に取り入れる。差分法においては一般に空間フィルタと微分操作の互換性が成立するので、フィルタ関数を陽に与える必要はない。本研究では、SGSモデルとして局所平衡と渦粘性を仮定したスマゴリンスキーモデル⁸⁾を採用する。空間フィルタを施して粗視化(coarse graining)した連続の式とナビエ・ストークス方程式の無次元形を以下に示す。ここで、主流方向、スパン方向、鉛直方向を示す座標系は $x_i(x_1=x, x_2=y, x_3=z)$ とし、各方向におけるGS速度成分は $\bar{u}_i(\bar{u}_1=\bar{u}, \bar{u}_2=\bar{v}, \bar{u}_3=\bar{w})$ とする。長さの代表値には計算領域の特徴的な地形高さ h を選び、速度の代表値には流入境界面での高さ h における速度 U を選ぶ。よって、流れ場を特徴づけるレイノルズ数は U と h を用いて $Re=Uh/\nu$ と定義される。なお、重複する添え字

	Code I	Code II
Coordinate system	Orthogonal coordinate	Generalized curvilinear coordinate
Variable arrangement	Staggered arrangement	Collocated arrangement
Discretization method	Finite-difference method (FDM)	
Coupling algorithm	Fractional step method	
Time advancement method	Euler explicit method	
Poisson equation for pressure	Successive over relaxation (SOR) method	
Convective terms	3rd-order upwind scheme based on an interpolation method ($\alpha=0.5$)	
Other spatial derivative terms	2nd-order central scheme	
SGS model	Standard Smagorinsky model with the wall damping function	

Table.1 Characteristics of the RIAM-COMPACT

には総和規約が適用される.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_{\text{SGS}} \right) \bar{S}_{ij} \right] \quad (2)$$

(2)式中の ν_{SGS} はSGS渦粘性係数と呼ばれ, スマゴリンスキーモデル⁸⁾における唯一のモデルパラメータであるスマゴリンスキー定数 C_s と歪速度テンソル (strain-rate tensor) $\bar{S}_{ij}$ を用いて以下のように定義される. ここで, C_s には壁面減衰関数 (wall damping function) f_s を乗じて地表面付近において修正を施す.

$$\nu_{\text{SGS}} = (C_s f_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (3)$$

$$f_s = 1 - \exp(-z^+ / 25) \quad (4)$$

$$|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (5)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

スマゴリンスキーモデル⁸⁾では大小様々なスケールの乱流渦を分離するフィルタ幅が代表長さスケールとなる. 直交座標系では, フィルタ幅は格子幅と同じとし各方向の格子幅 $h_i (=h_x, h_y, h_z)$ により以下のように定義する.

$$\Delta = (h_x h_y h_z)^{1/3} \quad (7)$$

以上, (1)-(7)式が直交座標系におけるLESの支配方程

式である. 一般曲線座標系に基づくLESでは, 上記の(1)-(7)式は計算面 $(\xi - \eta - \zeta)$ に変換される.

LESの支配方程式である(2)式は若干の付加項を伴うナビエ・ストークス方程式である. よって, 一般に使用される非定常流体解析法がそのまま適用できる. 速度場と圧力場のカップリングアルゴリズムには, オイラー陽解法に基づいた部分段階法 (fractional step method)⁹⁾ を用いる. 圧力については, 2段階に分けた(2)式のうち, 圧力勾配項を含む式を(1)式に代入して圧力のポワッソン方程式を導き, SOR法 (successive over relaxation method) により緩和計算する. 空間項の離散化に関して, (2)式の対流項には3次精度風上差分を適用する. 但し, 4次精度中心差分は補間法¹⁰⁾に基づき, 4階微分の数値拡散項の重みは通常使用されるK-Kスキーム¹¹⁾の $\alpha=3$ に対して $\alpha=0.5$ とし, その影響は十分に小さくする. 残りの空間項については2次精度中心差分を用いる. 直交座標系の場合を例に取り, 実際の計算手順を以下に示す. なお, 直交座標系のスタガード格子と一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコード (RIAM-COMPACT) の概要をTable.1に示す. Table.1において, 直交座標系のスタガード格子に基づいたLESコードをCode I, 一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコードをCode II と称する.

- (2)式のfilteredナビエ・ストークス方程式を2段階に分け, 圧力勾配項以外の各項を含む式からGS速度成分 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ の中間値 $\bar{u}^*, \bar{v}^*, \bar{w}^*$ を求める.
- $\bar{u}^*, \bar{v}^*, \bar{w}^*$ が(1)式を満足するように総圧力 $\bar{P}^{n+1}$ を圧力のポワッソン方程式からSOR法により求める.

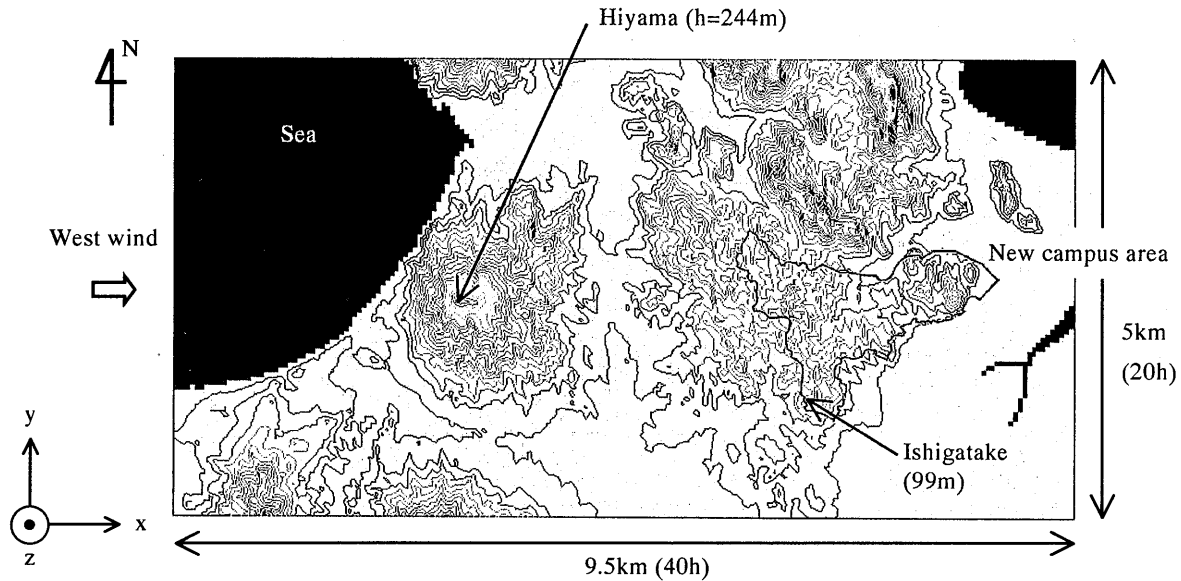


Fig.4 Computational domain and coordinate system, top view

3. $\bar{u}^*$, $\bar{v}^*$, $\bar{w}^*$ に $\bar{P}^{n+1}$ の勾配を加えて新しい時間ステップの $\bar{u}^{n+1}$, $\bar{v}^{n+1}$, $\bar{w}^{n+1}$ を求める。

3. 実地形上の風況場予測

九州大学新キャンパス移転地を含む実地形にRIAM-COMPACTを適用し、移転地内外の局所風況場の数値予測を行った。今回の計算では、一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコード(Code II)を使用した。またネストグリッドは導入していない。Fig.1に示すように、新キャンパス移転地は福岡市西区の元岡・桑原地区(糸島半島中央東寄り)に位置する。Fig.4に計算領域と座標系を示す。Fig.4において新キャンパス移転地を実線で囲んだ地域で示す。今回はこの地域の卓越風である西風を想定した。この場合、キャンパス移転地のほぼ上流に位置する標高244(m)の火山に起因した乱れが、移転地内とその周辺の風況特性に強く影響するものと予想される。そこで本計算では、火山を高さの代表値 h とし、計算領域を主流方向(x)、スパン方向(y)、鉛直方向(z)に9.5km(40h)×5km(20h)×1.22km(5h)と設定した。実地形の形状は国土地理院の50(m)標高数値データに基づいて作成した。格子点数は x , y , z 方向に196×101×61点(約121万点)である。水平方向は等間隔の分解能($\Delta x = \Delta y = 50$ (m), すなわち, $\Delta x = \Delta y = 0.2h$)とし、鉛直方向は地形表面で格子が密になるように不等間隔とした($\Delta z = 0.85 \sim 61$ (m), すなわち, $\Delta z = 0.0035 \sim 0.25h$)。レイノルズ数は、火山(高さ h)と流入境界面での高さ h における風速 U を用いて $Re(=Uh/\nu) = 10^4$ と設定した(これについては4章を参照)。時間刻みは $\Delta t = 2 \times$

$10^{-3}h/U$ とした。時間平均場や各種乱流統計量の鉛直分布は、流れが十分に発達した後、50,000ステップ(無次元時間100)の計算を行い算出した。ここで今回設定した計算パラメータについて、実スケールとの対応を考察する。設定風速を $U=5$ (m/s)とすると、無次元時間100の計算は約1.4時間の時間積分に対応する。(3)式のスマゴリンスキー定数 C_s は0.1とした。3.1節と3.2節に示す計算はすべて九州大学応用力学研究所内計算機室の高速演算サーバVPP5000(メモリサイズ1.5GB, 1PE)で行った。CPU時間は両ケースともに50,000ステップで約3～5時間程度であった。

3.1 一様流入条件を課した場合

最初に地形起伏による風況場の変化を調べるため、速度の流入条件に関して、速度勾配と乱れの影響は省略し一様流入条件を課して計算を行った。その他の速度の境界条件は、側面と上部境界は滑り条件、流出断面は対流型流出条件とした。地面境界条件については、鉛直方向の最小メッシュサイズを0.85(m)と十分に細かく設定したので、対数則に基づく人工的境界条件は用いず、粘着条件を適用した。

計算領域全体の風況特性について考察する。Fig.5に地形表面からの実スケール $z^*=20$ (m)における瞬間場と時間平均場の風速分布(主流方向(x)の速度成分($\bar{u}/U$))を示す。ここで便宜上、瞬間場および時間平均場ともに $\bar{u}$ で記述する。風速分布は一様流入風速 U で正規化している。両者ともに火山の上流斜面における流れの増速域($\bar{u}/U > 1$)、火山背後での逆流域($\bar{u}/U$

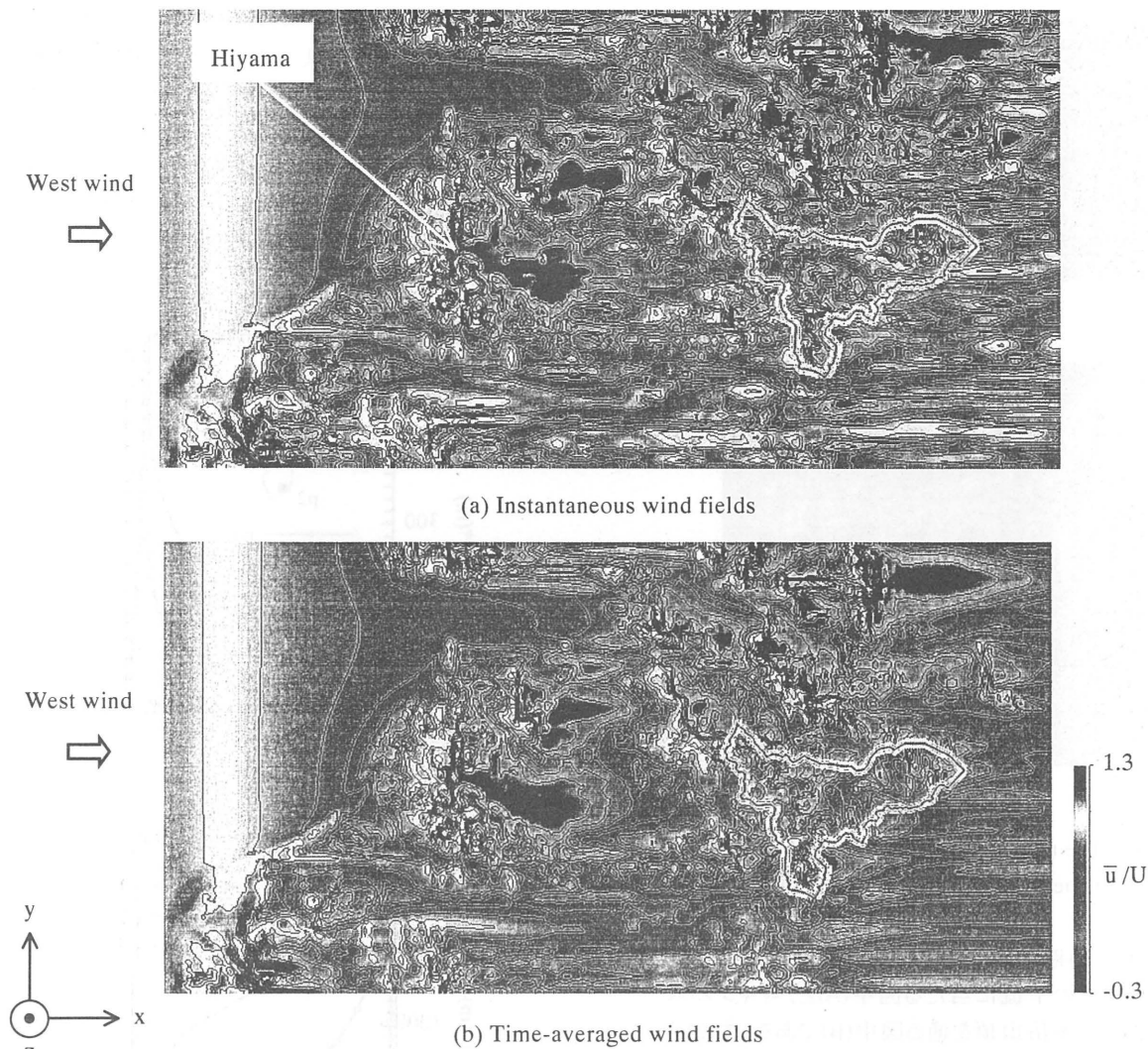


Fig.5 The distributions of the streamwise (x) velocity component ($\bar{u}/U$) at $z^*=20(\text{m})$, uniform flow, top view

<0), 火山を回り込む流れなどが明確に観察される。またわずかな地形起伏の変化を反映して、気流が力学的に変化し、これに伴い局所的に増速あるいは減速している。ここで特に注目すべきことは、キャンパス移転地上の風況場に対する火山の影響である。予想したように、西風を想定した場合には火山後流域の乱れがキャンパス移転地に流下し、この地域の風況特性に強く影響している(後述するFig.7, Fig.8を参照)。

Fig.6にFig.5(b)のキャンパス移転地周辺を拡大した時間平均風況場を示す。先に述べたように、キャンパス移転地への接近流は火山の影響を受けてかなり変動している。特筆すべき点は、キャンパス移転地南部に位置する標高99(m)の石ヶ岳山頂付近において、一様流入風速 U に対して約20パーセントの増速が見られるということである(Fig.8(a)を参照)。これは火山を迂回した流れが石ヶ岳山頂付近で加速された結果であると推測される。

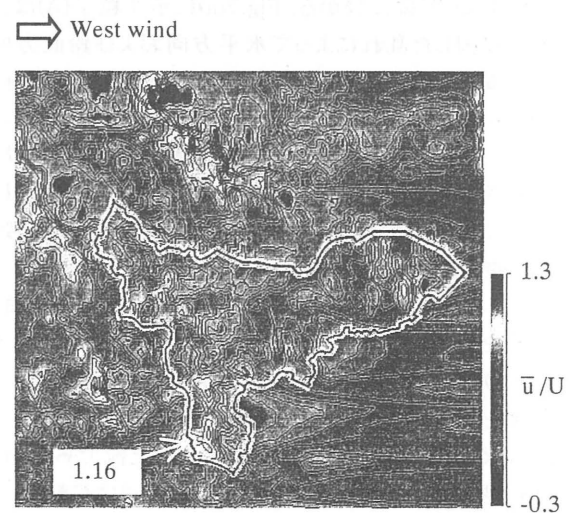
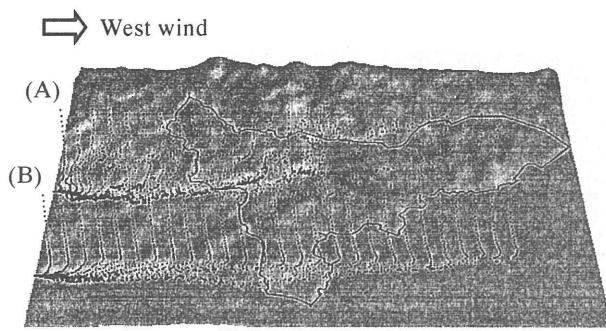
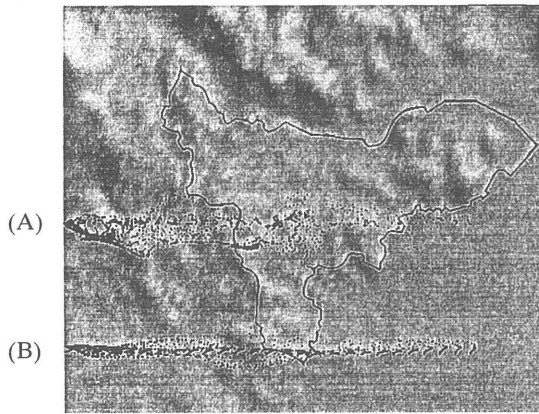


Fig.6 The time-averaged distributions of the streamwise (x) velocity component ($\bar{u}/U$) near the new campus area at $z^*=20(\text{m})$, uniform flow, top view



(a) Side view



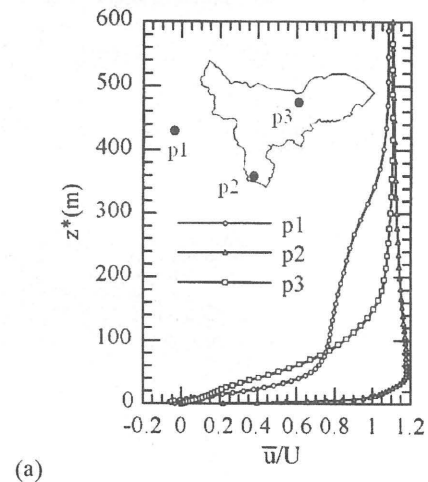
(b) Top view

Fig.7 The results of particles simulation near the new campus area, uniform flow

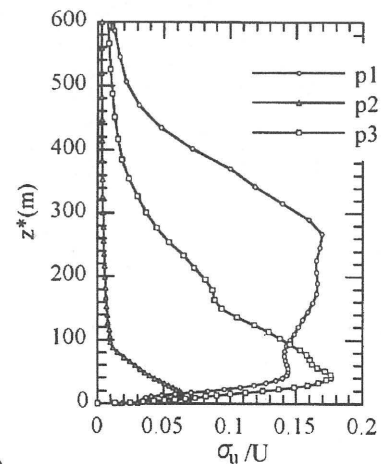
Fig.7に粒子追跡の結果を示す。粒子を放出した位置は、火山山頂の下流に当たる図中(A)と、キャンパス移転地南部の石ヶ岳山頂を通る図中(B)である。この図から、これまで述べてきたキャンパス移転地内外の風況特性がより明確に分かる。Fig.7(a)に示す粒子(A)は、火山に起因した乱れによって水平方向および鉛直方向ともに激しく変動しながら流下している。この様子はFig.7(b)において粒子(A)の変動の幅が水平方向に広がっていることから分かる。一方、粒子(B)は水平方向および鉛直方向ともに変動は非常に小さく、石ヶ岳山頂付近において流れが局所的に増速していることを明確に示唆している。

キャンパス移転地内外の風況特性に関して定量的な考察を行うため、主流方向(x)の平均速度プロファイル($\bar{u}/U$)と乱れ強さ(σ_u/U)の鉛直分布をFig.8に示す。統計量を算出した位置はFig.8(a)に示すp1, p2, p3である。p1は火山山頂の下流で移転地のすぐ上流である。p2は移転地南部の石ヶ岳山頂付近である。p3は移転地の中央部近くに位置する谷部である。縦軸は地形表面からの実スケール $z^*(m)$ を示し、横軸は一樣流入風速 U で正規化している。p1では $z^*=60\sim400(m)$ において平均速

度プロファイルに速度欠損が明確に見られる。これに伴いこの範囲において乱れ強さもかなり大きい。これは先に述べたように火山に起因した乱れがこの地域の風況特性に強く影響していることを示唆するものである。p2では、 $z^*=40(m)$ 付近で一樣流入風速 U に対して約20パーセントの増速が見られ、同時に乱れ強さは全レベルで非常に小さい。p3では平均速度プロファイルと乱れ強さの分布に特に目立った変化は見られない。



(a)



(b)

Fig.8 The vertical distributions of (a) mean-velocity profiles ($\bar{u}/U$) and (b) turbulence intensities (σ_u/U), uniform flow

3.2 乱流境界層に埋没した場合

より現実に近い状況を模擬するため、Fig.9に示すように計算領域の上流側にドライバ部を設定して乱流境界層を直接生成し、これを流入条件として与えた¹²⁻¹⁴⁾。すなわち、ドライバ部(領域Aと称する)とキャンパス移転地を含む複雑地形上の風況場(領域Bと称する)の計算を

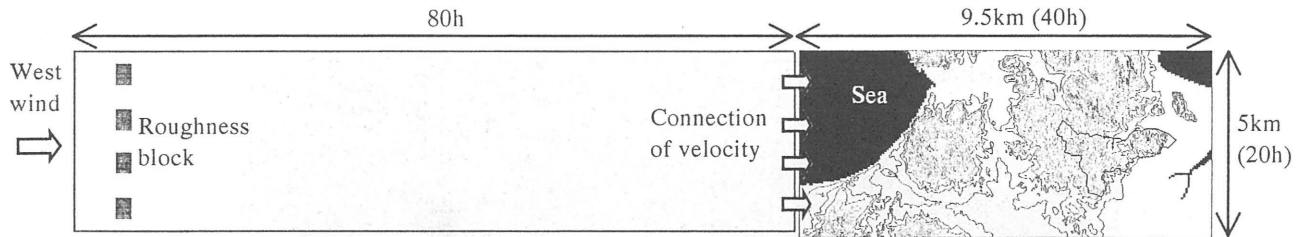
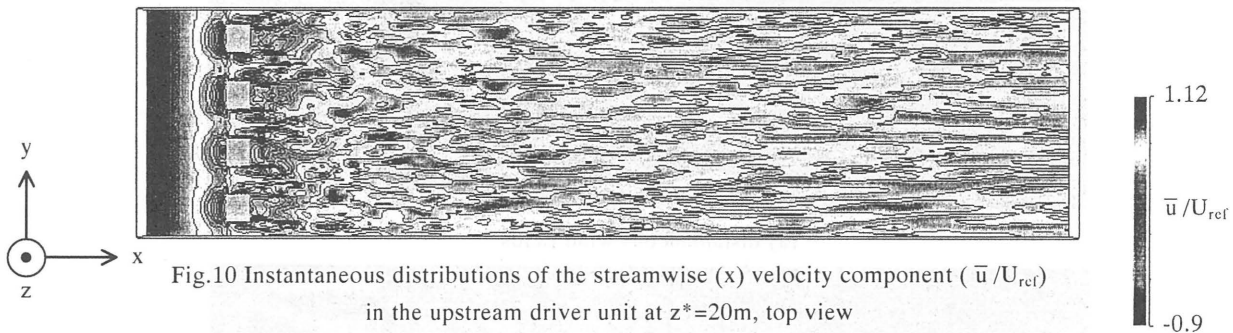
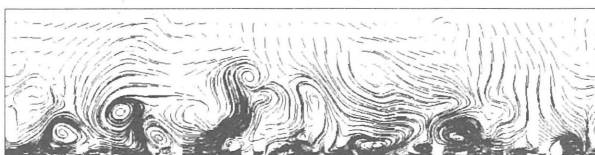
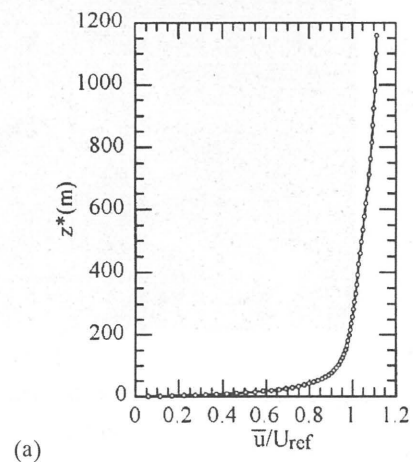


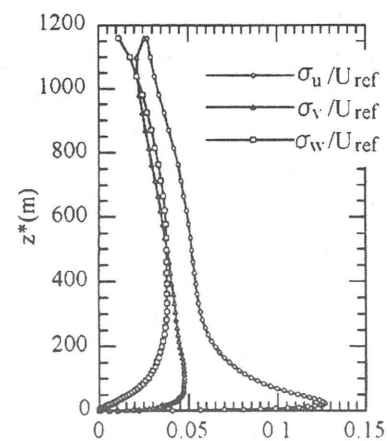
Fig.9 Computational domain under imposition of a turbulent boundary layer flow, top view

Fig.10 Instantaneous distributions of the streamwise (x) velocity component ($\bar{u}/U_{ref}$) in the upstream driver unit at $z^*=20m$, top view

同時並行的に行い、計算の1ステップ毎に領域Aの流出断面の風速分布を領域Bの流入境界面に流入条件として与えた。ドライバ部の計算は直交座標系の不等間隔スタガード格子に基づいたLES(Code I)で行った。乱流促進体として4個の3次元ラフネスブロック(長さ $1.6h \times$ 幅 $2h \times$ 高さ $1h$)を流入境界面から $8h$ 下流の地面上に設置した。ここで、 h は火山の高さを示す。速度の境界条件については、流入境界面において一様流を与え、助走距離は $72h$ と十分に長く設定した。これによりラフネスブロック下流に厚い乱流境界層を発達させた。その他の速度の境界条件に関しては、側面は周期境界条件、上部境界は滑り条件、流出断面は対流型流出条件、地表面は粘着条件とした。格子点数は x, y, z 方向に $201 \times 101 \times 61$ 点とした。よって領域Bと合わせると、全体で約245万点の計算となる。水平方向は等間隔の分解能($\Delta x=0.4h, \Delta y=0.2h$)とし、鉛直方向は地表面で格子を密にした($\Delta z=0.0035 \sim 0.25h$)。但し、領域Bとのデータ接続を考慮して、 y, z 方向の格子分割は領域Bの流入断面と一致させた。Fig.10に $z^*=20(m)$ における瞬間場の風速分布(主流方向(x))の速度成分($\bar{u}/U_{ref}$)を示す。ラフネスブロック背後で3次元な強い渦が形成され、それが流下して縞状のストリーク構造に成長しているのが

Fig.11 Instantaneous streamlines in the upstream driver unit at $x=76h$, rear view

(a)



(b)

Fig.12 Turbulence characteristics in the upstream driver unit: (a) mean-velocity profiles ($\bar{u}/U_{ref}$); (b) turbulence intensities ($\sigma_u/U_{ref}, \sigma_v/U_{ref}, \sigma_w/U_{ref}$)

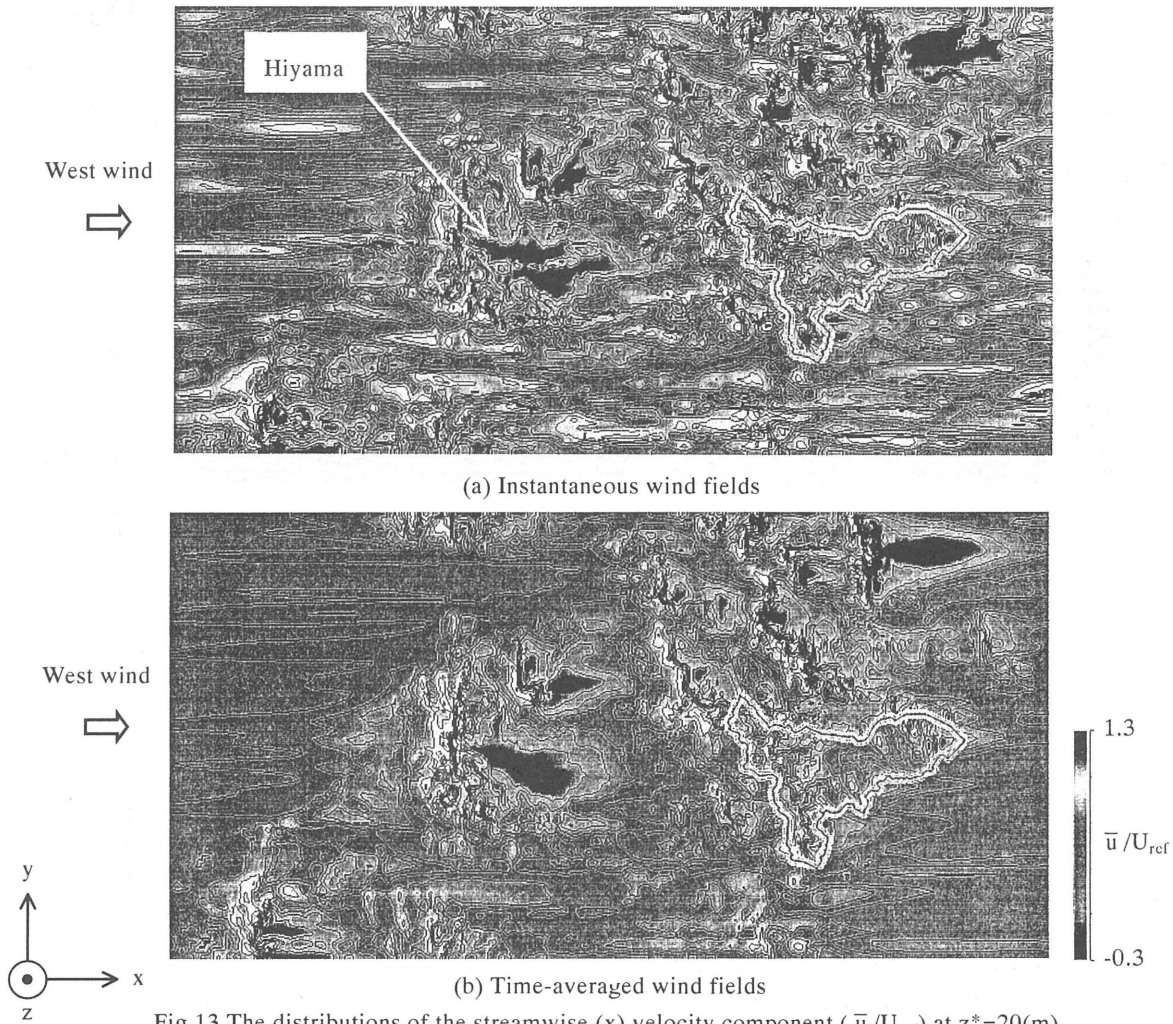


Fig.13 The distributions of the streamwise (x) velocity component ($\bar{u}/U_{ref}$) at $z^*=20(m)$, turbulent boundary layer flow, top view

分かる。Fig.11に流入境界面から76h下流におけるy-z面の瞬間場(流線図)を示す。地表面付近に大小様々な渦が形成されている。これらはストリーク構造や乱流パーストに対応するものである。Fig.12にFig.11と同じ位置で算出した主流方向(x)の平均速度プロファイル($\bar{u}/U_{ref}$)と各方向の乱れ強さ(σ_u/U_{ref} , σ_v/U_{ref} , σ_w/U_{ref})の鉛直分布を示す。縦軸は地表面からの実スケール $z^*(m)$ を示し、横軸は高度hにおける流入風速 U_{ref} で正規化している。これらはy方向の空間平均量を観察し、統計的定常状態に達したと判断した後、時間平均を求めた。

以上述べてきたように、ラフネスブロックを床面上流に置き、その下流に十分長い助走距離を設けた今回の方法で、完全発達した乱流境界層を生成することができた。よって、これを流入気流として用いた領域Bの計算は、複雑地形が乱流境界層に埋没した状況を模擬したものである。

では複雑地形上の風況特性について考察する。

Fig.13に $z^*=20(m)$ における瞬間場と時間平均場の風速分布(主流方向(x)の速度成分($\bar{u}/U_{ref}$))を示す。風速分布は高度hにおける流入風速 U_{ref} で正規化している。Fig.13(a)の瞬間場に注目する。ドライバ部で生成された速度変動は、流入境界面付近で非物理的な挙動を示すことなく流下している。Fig.5と同様、瞬間場および時間平均場ともに火山の上流斜面における流れの増速域($\bar{u}/U_{ref} > 1$)、火山背後での逆流域($\bar{u}/U_{ref} < 0$)、火山を回り込む流れなどが明確に観察される。また同時に、地形起伏の変化に伴う気流の局所的な増速や減速も見られる。ここで特に注目すべきことは以下の点である。すなわち、Fig.5とFig.13を比較すると、流入気流の速度勾配や乱れの有無の違いはあるものの、複雑地形上の風況パターンは定性的にほぼ同じ傾向を示す。これは、地表面付近の気流に対しては特に地形効果が最も強く影響しているということを示唆するものである。

次にキャンパス移転地内の風況特性に注目する。

⇒ West wind

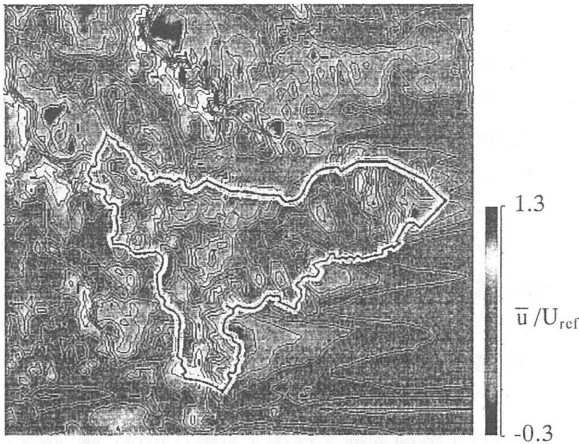
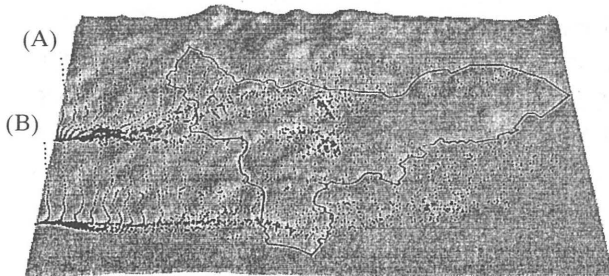
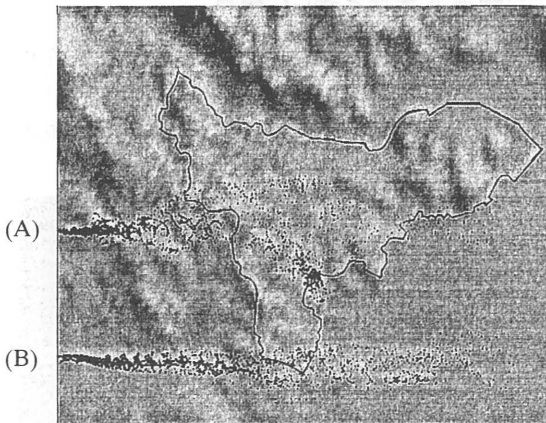


Fig.14 The time-averaged distributions of the streamwise (x) velocity component ($\bar{u}/U_{ref}$) near the new campus area at $z^*=20(m)$, turbulent boundary layer flow, top view

⇒ West wind



(a) Side view



(b) Top view

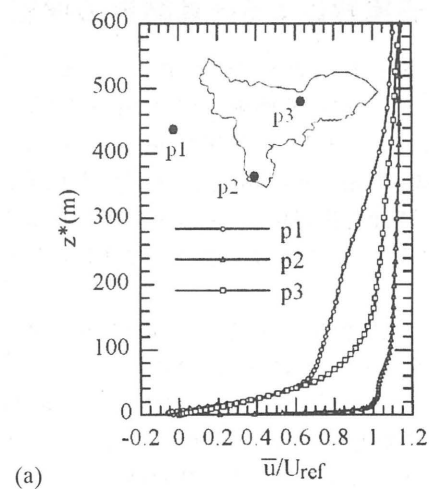
Fig.15 The results of particles simulation near the new campus area, turbulent boundary layer flow

Fig.14にFig.13(b)においてキャンパス移転地周辺を拡大した時間平均風況場を示す。Fig.6ほど顕著ではないが、キャンパス移転地南部に位置する標高99(m)の石ヶ

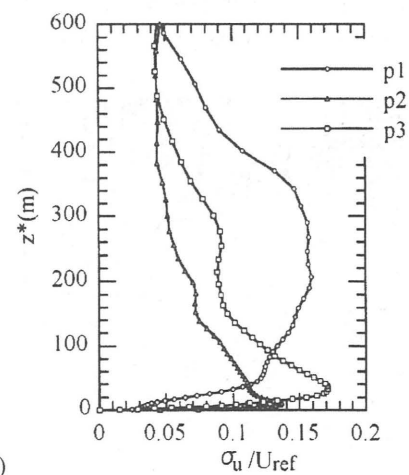
岳山頂付近において流れの局所的な増速が確認される(後述するFig.16(a)を参照)。

Fig.15に粒子追跡の結果を示す。粒子を放出した位置はFig.7と同じである。すなわち、火山山頂の下流に当たる図中(A)と、キャンパス移転地南部の石ヶ岳山頂を通る図中(B)である。粒子(A)は火山に起因した乱れに伴い水平方向および鉛直方向ともに激しく変動しながら流下している。一方、粒子(B)は粒子(A)に比べて変動は非常に小さい。Fig.15に示す粒子の変動は、乱れを有する流入気流に伴いFig.7と比べてかなり大きい。しかしながら、定性的な傾向はFig.7とほぼ同じである。

Fig.16に主流方向(x)の平均速度プロファイル($\bar{u}/U_{ref}$)と乱れ強さ(σ_u/U_{ref})の鉛直分布を示す。統計量を算出した位置はFig.8と同じである。縦軸は地形表面からの実スケール $z^*(m)$ を示し、横軸は高度 h (火山)における流入風速 U_{ref} で正規化している。Fig.8と同様、p1では $z^*=60\sim400(m)$ において平均速度プロファイルに



(a)



(b)

Fig.16 The vertical distributions of (a) mean-velocity profiles ($\bar{u}/U_{ref}$) and (b) turbulence intensities (σ_u/U_{ref}), turbulent boundary layer flow

速度欠損が明確に見られ、これに伴いこの範囲の乱れ強さもかなり大きい。その値はFig.8とほぼ同程度である。p2ではFig.8ほど顕著ではないが、p1, p3と比べて流れが地形表面近傍において増速している。流入気流の有する乱れに伴い、 σ_u/U_{ref} はFig.8の約2.3倍のピーク値を示す。p3では $\bar{u}/U_{ref}$ と σ_u/U_{ref} ともにFig.8とほぼ同じ傾向を示す。ここでp1~p3の $\bar{u}/U_{ref}$ と σ_u/U_{ref} に関して、特に地形表面近傍に注目する。場所によって若干の差異は見られるが、定性的な傾向はFig.8とほぼ同じである。これも先に述べたように、地形表面付近の気流に対しては特に地形効果が最も強く影響しているということを示すものである。一方、p1~p3の上空における乱れ強さの分布に注目すると、その値はFig.12(b)とほぼ同程度である。この結果からも、上流のドライバ部において生成された変動が、流入気流としてスムーズに接続され流下していると言える。

4. 風洞実験による計算結果の検証

九州大学応用力学研究所の地球大気動態シミュレーション装置(大型境界層風洞)¹⁵⁾を用いて計算結果の検証を行った。大型境界層風洞は長さ15(m)×幅3.6(m)×高さ2(m)の測定胴を有する単回路回流式の風洞である。風速範囲は0.5~30(m/s)であり、主流風速を10(m/s)に設定した際の乱れ強さの分布は0.3(%)以下である。

使用した地形モデルの縮尺は1/5000である。地形モデルは等高線に沿って切った2(mm)厚のスチレンペーパーを貼り合わせたものである(Fig.17を参照)。その範囲は、キャンパス移転地を中心に東西に206(cm)、南北に145(cm)であり、Fig.4に示す計算領域よりも南北方向にかなり広い。但し、この地形モデルには火山と、その南部に位置する可也山の西側部分が存在しない。そこでこ



Fig.17 The topography model near the new campus area

れを補うため、ベニヤ板の上に紙粘土を盛りその表面に着色を施した(Fig.18を参照)。

キャンパス移転地内外の気流計測は、I型熱線流速計(カノマックス社製)を鉛直方向にトラバースして行った。時系列データを取得するためのサンプリング周波数は500(Hz)とし、サンプリング時間は60(s)とした。よって、各点におけるデータ数は30,000個である。A/D変換ボードを介してPCに取り込んだデータ形式は整数値のCSVファイルである。このデータをいったん実際の電圧値に変換する。その後、あらかじめ求めておいた校正定数(切片と傾き)を使って風速に変換し、主流方向の平均速度プロファイルと乱れ強さを求めた。

さて、自然風との相似性を考慮して複雑地形上の大気流れを風洞実験で再現する場合には、幾つかの達成すべき条件が提案されている。加藤ら¹⁶⁾によると、1)風洞気流のレイノルズ数を臨界値以上にする、2)接近流の鉛直分布を一致させることとしている。本実験では特に1)に重点をおいた。風洞気流のレイノルズ数の臨界値はある程度の幅があると予想されるが、平坦地では 3.7×10^4 、複雑地形では 3.8×10^4 などの報告がある。いずれにしても臨界レイノルズ数は 10^4 のオーダーである。よって、これ以上のレイノルズ数では乱流特性はほぼ不変となり、大気境界層と相似な乱流場を再現できると報告されている。以上の理由から、数値計算と風洞実験ともに標高244(m)の火山(地形モデルでは49(mm))に基づいたレイノルズ数を 10^4 とした。これに伴い風洞実験では、設定風速を3(m/s)とした。

4.1 一様流入条件を課した場合

最初に一様流入条件を課した計算結果(3.1節)を検証するため、ほぼ類似な状況を風洞内に再現し、キャンパス移転地内外の気流計測を行った。この場合、風洞

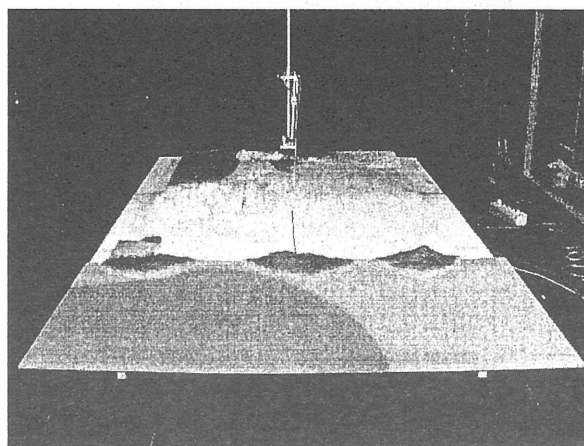


Fig.18 Perspective view of the topography model under imposition of a uniform flow

床面に発達する境界層の影響を受けないように地形模型を床面から325(mm)持ち上げて設置した(Fig.18を参照). また併せて地形模型を設置したベニヤ板の前縁をスパン方向にわたって滑らかに削り, そこから流れが剥離しないようにした.

Fig.19にベニヤ板前縁から下流に450(mm), スパン中央で評価した接近流の鉛直分布を示す. また併せて同じ位置における計算結果と, 以下の式で記述されるブラジウスの境界層厚さの理論解 $\delta(x)$ (一様流中の滑面平板上に発達する層流境界層の厚さ)を示す.

$$\delta(x) \approx 5x / (\text{Re}_x)^{1/2}, \quad \text{Re}_x = Ux / \nu \quad (8)$$

ここで, (8)式中の U は一様風速を示し, x は平板前縁からの距離を示す. 縦軸は地形表面からの実スケール z^* (m) を示し, 横軸は一様流入風速 U で正規化している. Fig.19では数値計算, 風洞実験ともに同じ変数 u で記述している. 数値計算と理論解はほぼ同じ境界層厚さを示した. 風洞実験ではベニヤ板前縁からの流れの剥離を抑制したにも関わらず, 数値計算と比較して有意な違いが生じた. 乱れ強さ (σ_u/U) の分布についても, 数値計算では全レベルでほぼゼロであったのに対し, 風洞実験では地面近くで約0.08のピーク値を示した.

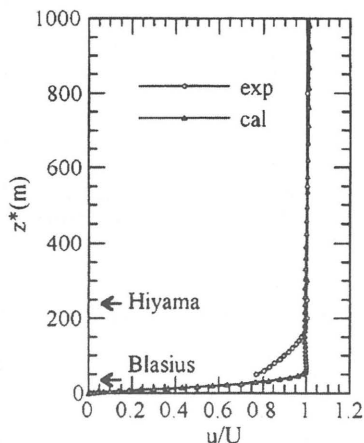
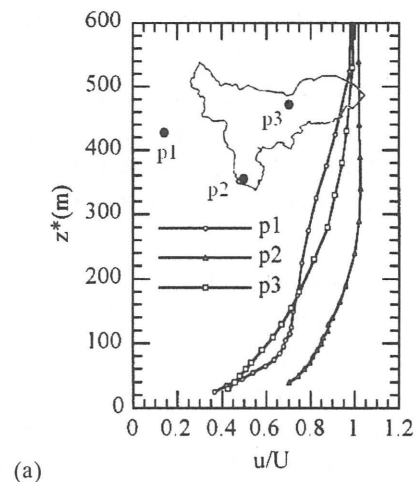
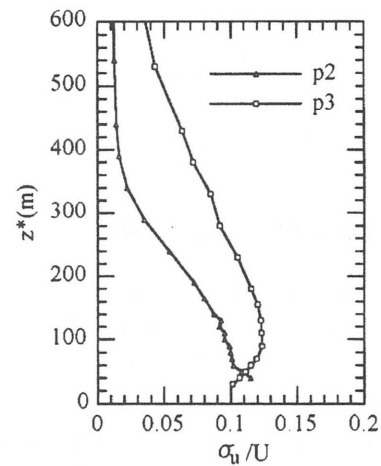


Fig.19 The vertical distributions of mean-velocity profiles (u/U), uniform flow

Fig.20にキャンパス移転地内外の主流方向(x)の平均速度プロファイル(u/U)と乱れ強さ(σ_u/U)の鉛直分布を示す. 縦軸は地形表面からの実スケール z^* (m) を示し, 横軸は一様流入風速 U で正規化している. Fig.20(a)に示す気流計測位置は数値計算(Fig.8, Fig.16)と同じである. Fig.20(a)の平均速度プロファイルでは, Fig.8に示す計算結果と同様, p1における速度欠損やp2における気流の局所的な増速が定性的には確認される. しかしながら, 地形表面近傍に注目すると, その挙動はFig.8

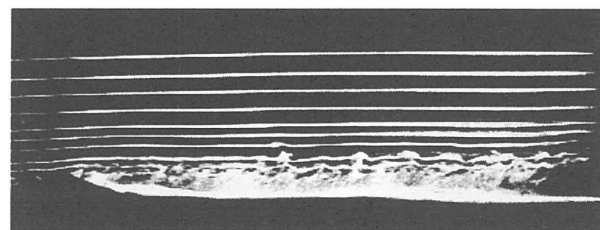


(a)

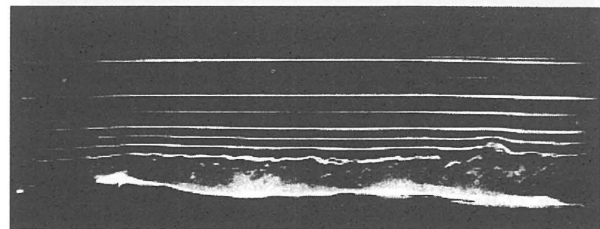


(b)

Fig.20 The vertical distributions of (a) mean-velocity profiles (u/U) and (b) turbulence intensities (σ_u/U), uniform flow



(a) Flow passing the top of Hiyama



(b) Flow passing the top of Ishigatake

Fig.21 The flow visualization by using the smoke-wire technique, uniform flow, side view

に示す計算結果と比較して顕著な差異が見られる。これは、先に述べたように接近流の速度プロファイルの違い、すなわち、境界層の厚さの違いが原因である。さらに、大縮尺地形模型(1/5000)に起因した気流計測の困難さと、地形模型の形状の違い(風洞実験で用いた地形模型には2(mm)の段差がある)も影響しているものと推測される。

流れの様子を視覚的に捉えるため、スモークワイヤー法による流れの可視化を行った。その結果をFig.21に示す。但し、設定風速は0.8~1.0(m/s)とした。可視化を行った鉛直断面は数値計算(Fig.7(a), Fig.15(a))と同じである。Fig.21(a)の火山山頂を通る鉛直断面では、Fig.7(a)に示す計算結果と同様、火山からの大規模渦放出に起因した乱れが明確に観察され、その影響は下流の新キャンパス移転地上に及んでいる。Fig.21(b)の石ヶ岳山頂を通る鉛直断面においても、計算結果と同様、気流変動は小さく、石ヶ岳山頂付近で流れが局所的に増速していることを示唆する結果となった。

4.2 乱流境界層に埋没した場合

次に乱流境界層に埋没した場合の計算結果(3.2節)を検証するために行った風洞実験結果を示す。この場合には、Fig.22に示すように、4.1節で示した地形模型は風洞床面に置き、その上流に35(mm)厚のウッドラックを4枚(92cm×4)並べた。Fig.9に示す数値計算と同様、一辺45(mm)の3次元ラフネスブロックをスパン方向に一直列並べた。また併せて、最上流部のウッドラック前縁から流れが剥離しないようにアルミ板を用いて風洞床面と滑らかに接続した。

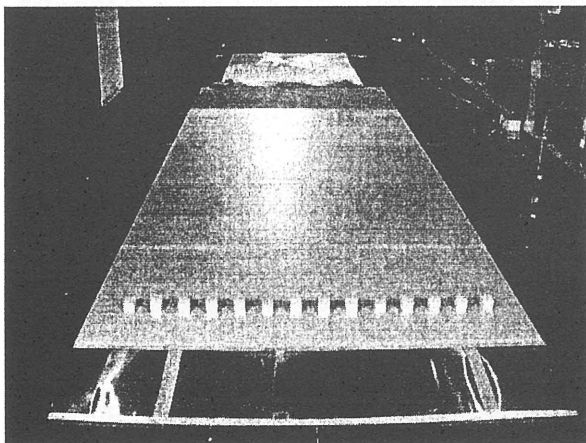
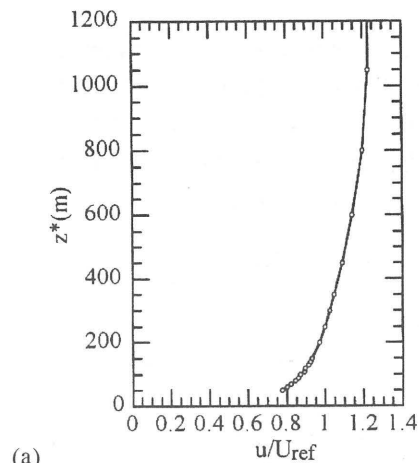


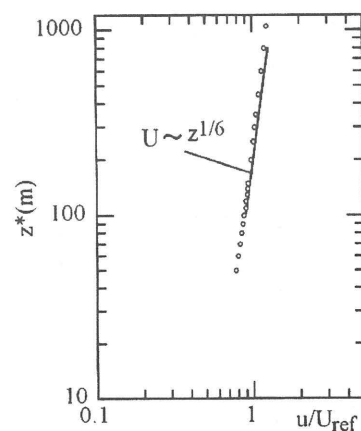
Fig.22 Perspective view of the topography model under imposition of a turbulent boundary layer flow

Fig.23に4.1節と同じ位置で評価した乱流境界層の平均特性を示す。縦軸は地形表面からの実スケール z^*

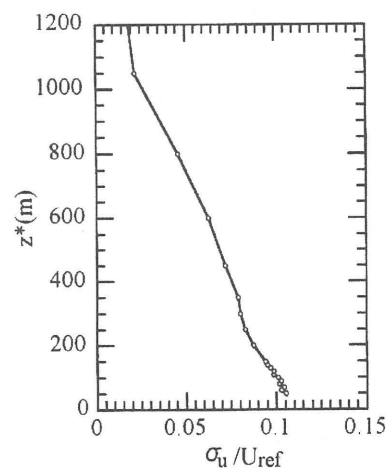
(m)を示し、横軸は高度 h (火山)における流入風速 U_{ref} で正規化している。Fig.23(a)において、境界層厚さは計算結果(Fig.12(a))とほぼ同じになったが、低層部における



(a)



(b)



(c)

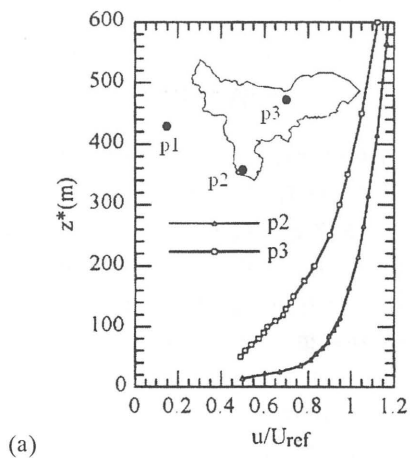
Fig.23 Inflow characteristics: (a) mean-velocity profiles (u/U_{ref}) using a linear scale; (b) mean-velocity profiles (u/U_{ref}) using a log scale; (c) turbulence intensity (σ_u/U_{ref}), turbulent boundary layer flow

速度勾配に若干の違いが見られた。以下の式(9)に示す、べき法則を用いてFig.23(a)を記述すると、Fig.23(b)になり、べき指数は約1/6となった。

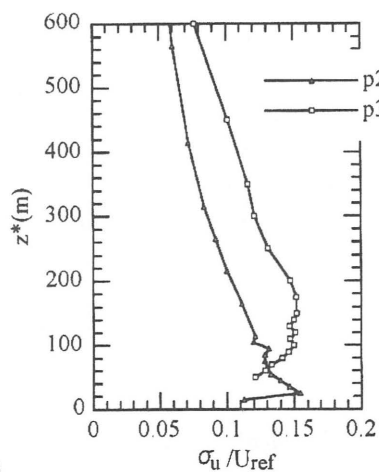
$$U(x) = U_0(z/z_0)^{1/6} \quad (9)$$

ここで、式(9)の U_0 は基準高さ z_0 の風速である。Fig.23(c)に示す乱れ強さ(σ_u/U_{ref})の鉛直分布では、風洞床面近傍のピーク値は計算結果とほぼ同程度になった。

Fig.24にキャンパス移転地内外の主流方向(x)の平均速度プロファイル(u/U_{ref})と乱れ強さ(σ_u/U_{ref})の鉛直分布を示す。Fig.24(a)に示す気流計測位置はこれまでと同じである。縦軸は地形表面からの実スケール $z^*(m)$ を示し、横軸は高度 h (火山)における流入風速 U_{ref} で正規化している。p2の石ヶ岳山頂付近に注目する。一様流入条件を課した場合(Fig.8, Fig.20)と比較すると、平均速度プロファイルと乱れ強さの鉛直分布は、Fig.16に示



(a)

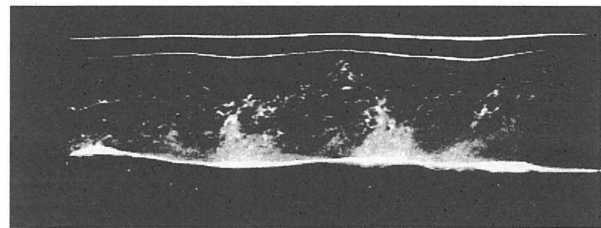


(b)

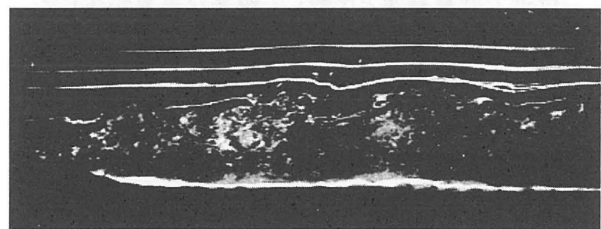
Fig.24 The vertical distributions of (a) mean-velocity profiles (u/U_{ref}) and (b) turbulence intensities (σ_u/U_{ref}), turbulent boundary layer flow

す計算結果とより良い一致を示している。

スモークワイヤー法によって可視化された火山山頂を通る鉛直断面と、石ヶ岳山頂を通る鉛直断面の様子をFig.25に示す。乱れを有する流入気流に伴い両ケースともに変動はかなり大きい。しかしながら、Fig.25(a)における火山からの大規模渦放出や、Fig.25(b)における石ヶ岳山頂付近での流れの局所的増速に対応した流れパターンなどはFig.15(a)に示す計算結果と概ね良好な一致が得られた。



(a) Flow passing the top of Hiyama



(b) Flow passing the top of Ishigatake

Fig.25 The flow visualization by using the smoke-wire technique, turbulent boundary layer flow, side view

5. まとめ

局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTの特徴を示し、九州大学新キャンパス移転地上の風況場予測を行った。また平行して風洞実験を行い、計算コードの有効性および計算結果の妥当性を検証した。主な結果は次の通りである。

- 1) 数値計算に関しては、一様流入条件を課した場合と、より現実に近い乱流境界層に埋没した場合の計算を行った。特に後者の計算では、注目する計算領域の上流側にドライバ部を設定して乱流境界層を直接生成し、これを流入条件として与えた。瞬間場と時間平均場についての流れの可視化、移転地周辺に注目した粒子追跡の結果を示し、新キャンパス移転地内外の風況場を定性的に考察した。その結果、流入気流の速度勾配や乱れの有無の違いはあるものの、両ケースともに地形起伏の影響を受けて地形表面付近の流れがダイナミックに変

動している様子が明確に確認された。特に標高244(m)の火山後流域では、火山に起因した乱れが新キャンパス移転地上の風況特性に強く影響していることが示された。また移転地南部に位置する標高99(m)の石ヶ岳山頂付近においては、地形表面付近で気流の局所的な増速が確認された。これらの風況特性は、キャンパス移転地内外の特徴的な場所における主流方向の平均速度プロファイルと乱れ強さの鉛直分布からも定量的に示された。

- 2) 風洞実験については、大縮尺の1/5000の実地形模型を用い、数値計算とほぼ類似な境界条件を再現した。主流方向の平均速度プロファイルと乱れ強さの鉛直分布を計測し、また同時にスモークワイヤ一法による鉛直断面内の流れの様子を可視化し、計算結果と比較した。特に一様流入条件を課した場合では、統計量の鉛直分布に関して、地形表面付近で計算結果と比較して顕著な差異が生じた。これは、接近流の速度プロファイルの違い、すなわち、境界層の厚さの違いが原因である。風洞実験ではベニヤ板前縁からの流れの剥離を抑制したにも関わらず、数値計算と比較して境界層が厚く発達してしまった。さらに、大縮尺地形模型(1/5000)に起因した気流計測の困難さと、地形模型の形状の違い(風洞実験で用いた地形模型には2(mm)の段差がある)も影響しているものと推測される(現在、より精密な風洞実験を検討中である)。しかしながら、一様流入条件を課した場合と乱流境界層に埋没した場合ともに、数値計算と風洞実験の風況特性は定性的には良好な一致を示し、両者の妥当性はほぼ確認することができた。

6. 実用化へ向けた今後の課題

我々の開発したRIAM-COMPACTは、数百m～数十km程度の空間スケールを有する局地的風況予測モデルとして非常に有効であることが示された。今後、より高精度な数値予測ツールとして確立し実用に供するため、以下に示す課題に取り組み、改良を加えている。

- 1) 地表面粗度のモデル化
- 2) RIAM-COMPACTの境界条件を適切に設定するための、日々の気象データ(GPV, Grid Point Value)との接続法の開発

特に2)に関しては、広域スケールを対象にした地域気象モデルによる計算結果との接続と、あるいは風況観測網などによる観測結果との接続が考えられる。前者にお

いては、(CSU-RAMS, Colorado State University, Regional Atmospheric Modeling System)との接続法を検討中である。CSU-RAMSではナッジング機能を用いてECMWF(ヨーロッパ中期気候予報センター)などの気象データを初期条件および境界条件として取り込むことが出来る。よって、CSU-RAMSとRIAM-COMPACTを統合化できれば、広域な気象場を反映したより高精度な局所風況予測シミュレーションが可能になる。

謝辞

新キャンパス地形模型の風洞実験に関して、地形模型の借用で九州大学新キャンパス計画推進室の森牧人助手にお世話になった。また風洞実験の遂行にあたっては、九州大学応用力学研究所文部技官の杉谷賢一郎氏、また九州大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻大気流体工学講座の藤井斉君(現在株式会社デンソー)に多大な協力を頂いた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 近藤, 資源と環境, Vol.3 No.5 (1994) 271
- 2) 石原, 山口, 藤野, 第22回風力エネルギー利用シンポジウム講演集 (2000) 63
- 3) 中山, 岸, 応用力学論文集, Vol.3 (2000) 737
- 4) 李, 持田, 村上, 加藤, 飯塚, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (2000) 699
- 5) 藤井, 内田, 烏谷, 大屋, 航空宇宙学会西部支部講演集 (2000) 27
- 6) 内田, 大屋, 第16回風工学シンポジウム論文集 (2000) 59
- 7) 内田, 大屋, 九州大学応用力学研究所所報, 第120号 (2001) 29
- 8) J.W.Deardorff, J.Fluid.Mech., Vol.41 (1970) 453
- 9) J.Kim et al., J.Comput.Phys., Vol.59 (1985) 308
- 10) 梶島, 養賢堂 (1999)
- 11) T.Kawamura et al., Fluid Dyn.Res., Vol.1 (1986) 145
- 12) 片岡, 水野, 第12回数値流体シンポジウム講演論文集 (1998) 173
- 13) 野津, 田村, 日本風工学会誌, Vol.79 (1999) 175
- 14) 野澤, 田村, 日本風工学会誌, Vol.79 (1999) 177
- 15) 烏谷, 大屋, 鶴野, 辰野, 内田, 深町, 渡辺, 石井, 杉谷, 九州大学応用力学研究所所報, 第120号 (2001) 35
- 16) 加藤, 萩野谷, 花房, 天気, Vol.37 (1990) 29