

一様流中の2次元崖状地形まわりの気流性状に関する数値的研究

Numerical Study of Wind Characteristics
around a Two-Dimensional Escarpment in a Uniform Flow内田孝紀*・大屋裕二**
Takanori UCHIDA and Yuji OHYA*工博 九州大学助手 応用力学研究所 (〒816-8580 春日市春日公園6の1)
**工博 九州大学教授 応用力学研究所 (〒816-8580 春日市春日公園6の1)

This paper describes the numerical study of a non-stratified airflow past a two-dimensional escarpment in a uniform flow. The Reynolds number, based on the uniform flow and the height of the escarpment, is about 10^4 . The slope gradient of the escarpment is 25, 35 and 45 degree. Attention is focused on an influence of a slope gradient on airflow characteristics in a wake region. Through comparison between the numerical results, the significant difference in the airflow characteristics is confirmed in the wake region. This is mainly due to the size in the separation bubble. Furthermore, the size in the separation bubble with the surface roughness is much larger than the one without it. In the case under an imposition of the surface roughness, the velocity is strongly deflected near the slope surface. As a result, the production of the vorticity in the separated shear layer is also inhibited, leading to the elongation in the separation bubble.

Keywords : Two-dimensional escarpment, LES, Wind characteristics, Surface roughness

1. はじめに

日本の地勢は欧米とは著しく異なり、平坦な地形は少なく、急峻で複雑な地形がほとんどである。こうした状況下で地形表面近くの風の流れを高精度に予測するためには、図-1に示すような流れの剥離、それに伴う逆流領域の形成、流れの局所的な増速、剥離せん断層の再付着など、風に対する地形効果を考慮することが極めて重要である。

我々の研究グループは、RIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, COMputational Prediction of Airflow over Complex Terrain)と称する、国内・国外の急峻な複雑地形上の風況場・拡散場解析に適用可能な非定常・非線形風況シミュレータの開発を行っている¹⁾。解析空間は数百m～数km程度の狭領域に的を絞り、強風時と弱風時の精密風環境予測を対象にしている。強風時の場合は、風力タービンの適地探査に伴う風況精査や、ウインドファーム建設後の日々の風況予測(リアルタイムシミュレーション)などを対象とする。一方、弱風時の場合には、大気の温度成層効果を考慮したガス拡散現象予測などを対象とする。

また同時に、急峻な複雑地形上の風況特性を理解する上では、単純地形を対象にした知見は極めて重要である。緩やかな傾斜面を有し、流れの剥離を伴わない単純地形を過ぎる風の流れは、過去に多くの研究が報告されている(例えば文献²⁾)。しかし、急峻な傾斜面を有し、流れの剥離や逆流を伴う単純地形まわりの流れは、乱流構造や気流性状に関して十分な知見が得られていない³⁻⁵⁾。

我々の研究グループでは、現実の自然風ではなく、流入風の速度勾配や乱れの影響を省略した、すなわち、単純化・理想化された状況下での風に対する地形効果に着目してこれまでに幾つかの研究を報告してきた⁶⁻⁸⁾。本研究では、図-1に示す主流直交方向に同じ断面形状を有する2次元崖状地形を対象にRIAM-COMPACTによる数値シミュレーションを実施した。特に、崖の傾斜角度の違いにより地形周辺に形成される風況特性に差異が生じるかどうか注目した。具体的には、剥離点近傍における流れの最大増速率、逆流領域の大きさ(剥離せん断層の再付着位置)、near wakeおよびfar wake中での平均速度プロファイルと乱れ強度の分布、地形上に形成された循環領域から下流に放出される大規模渦の放出周期を議論する。また、崖状地形の表面に一様に分布する粗度の影響をモデル化し、粗度の有無の影響も調べた。

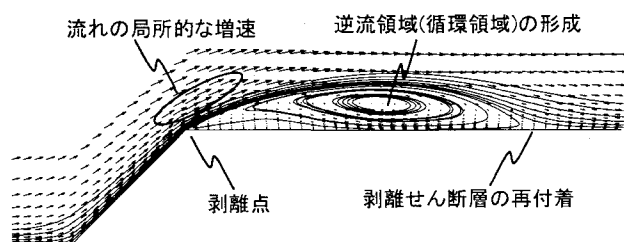


図-1 風に対する地形効果

2. 一般曲線座標系のコロケート格子に基づいた

差分法によるラーゼ・エディ・シミュレーション(LES)

ここでは、本研究で用いた数値計算法や計算領域、計算パラメータ、境界条件などを記述する。

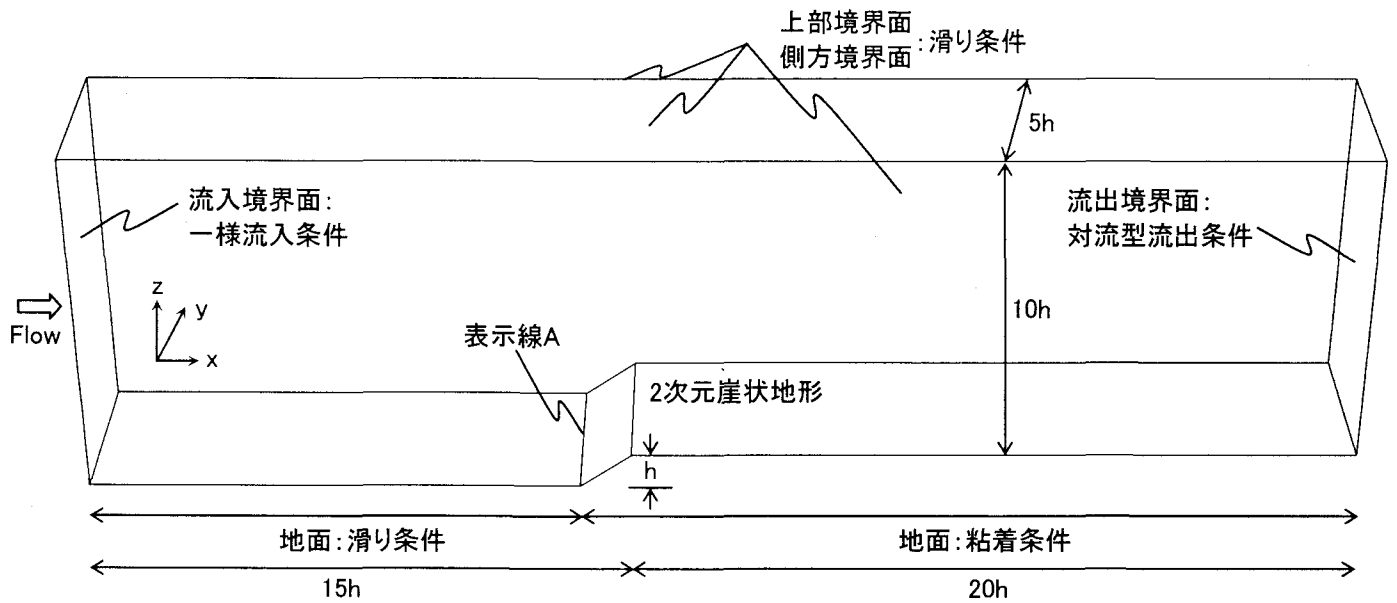


図-2 計算領域, 座標系, 境界条件

数値不安定を回避し, 崖状地形の周辺に形成される流れを高精度に数値予測するため, 一般曲線座標系のコロケート格子を用いた. ここでコロケート格子とは, 計算格子のセル中心に物理速度成分と(総)圧力を定義し, セル界面に反変速度成分にヤコビアンを乗じた変数を定義する格子系である. 数値計算法は差分法(FDM)に基づき, ラージ・エディ・シミュレーション(LES)を行う. 流れの支配方程式は, フィルタ操作を施された非圧縮流体の連続の式とナビエ・ストークス方程式である.

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

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - F_i \quad (2)$$

$$F_i = Cd \cdot \bar{u}_i \cdot V, \quad V = \sqrt{\frac{-2}{u} + \frac{-2}{v} + \frac{-2}{w}} \quad (3)$$

式(2)および式(3)の F_i は地表面の粗度モデルを意味する. これは3.5で後述する. 計算アルゴリズムは部分段階法(F-S法)に準じ, 時間進行法はオイラー陽解法に基づく. 圧力に関するポアソン方程式は逐次過緩和法(SOR法)により解く. 空間項の離散化は式(2)の対流項を除いて全て2次精度中心差分とし, 対流項は3次精度風上差分とする. ここで, 対流項を構成する4次精度中心差分は梶島による補間法⁹⁾(4点差分+4点補間)を用いる. 数値拡散項の重みは通常使用される河村-桑原スキーム¹⁰⁾タイプの $\alpha=3$ に対して, $\alpha=0.5$ としその影響は十分に小さくする. SGSモデルには標準スマゴリンスキーモデル¹¹⁾を用いる. 壁面減衰関数を併

用し, モデル係数は0.1とした.

計算領域, 座標系, 境界条件を図-2に示す. 計算領域は崖の高さを h として主流方向(x)に $35h$, 主流直交方向(y)に $5h$, 鉛直方向(z)に $10h$ の空間を有する. ここで, z 方向の領域は十分に長く設定した. 格子点数は x, y, z 方向に $351 \times 51 \times 101$ 点である. 崖状地形近傍の計算メッシュを図-3に示す. x 方向の格子幅は不等間隔に $(2.5 \times 10^{-2} \sim 1)h$, y 方向の格子幅は等間隔に $(1 \times 10^{-1})h$, z 方向の格子幅は不等間隔に $(1 \times 10^{-3} \sim 6 \times 10^{-1})h$ である. 流入境界面は一様流入条件, 側方境界面と上部境界面は滑り条件, 流出境界面は対流型流出条件とする. 地面は図-2に示す表示線Aまでは滑り条件とし, それより下流にのみ粘着条件を課した. 式(2)の無次元パラメータ Re はレイノルズ数($=U_{in}h/\nu$)であり, $Re(=U_{in}h/\nu)=10^4$ とした. ここで, h は崖状地形の高さ, U_{in} は一様流入風速, ν は動粘性係数である. 崖状地形の傾斜角度 α は25, 35, 45度の3ケースを設定した. 時間刻みは $\Delta t=5 \times 10^{-4}h/U_{in}$ とした.

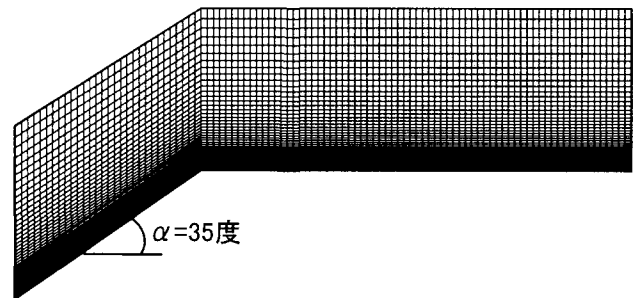


図-3 崖状地形近傍の計算メッシュ

3. 計算結果と考察

3.1 崖状地形からの渦放出

この節では、崖状地形周辺に出現する渦放出と、その時間変化を議論する。傾斜角度 $\alpha = 35^\circ$ のケースに関して、風洞実験で得られた可視化写真を図-4に示す。風洞実験ではスモークワイヤー法により流れ場の可視化を行った。詳細な内容は文献⁶⁾を参照されたい。時間平均場と地表面粗度を添付したケースの写真も併せて示す。粗度には毛足の長さ $z_r = 5\text{mm}$ の人工芝を用い、モデル表面に添付した ($z_r/h = 0.05$)。これらは後述する。流れはモデルの頂部付近で剥離し、剥離したせん断層は孤立した渦(図中の矢印A)に巻き上がる。孤立渦は大規模渦(図中の矢印B)を形成し、これがモデル下流に放出される。これらの現象は傾斜角度 $\alpha = 25^\circ, 45^\circ$ でも同様に確認された。傾斜角度の違いが大規模渦の放出周期に与える影響は後述する。渦放出の時間変化をさらに詳細に検討するため、 $\alpha = 35^\circ$ の数値シミュレーションの結果を図-5に示す。図中の矢印に示すように、モデル頂部から発生した孤立渦が時間の経過とともに成長し、大規模渦として下流に放出されている様子が明確に捉えられている。

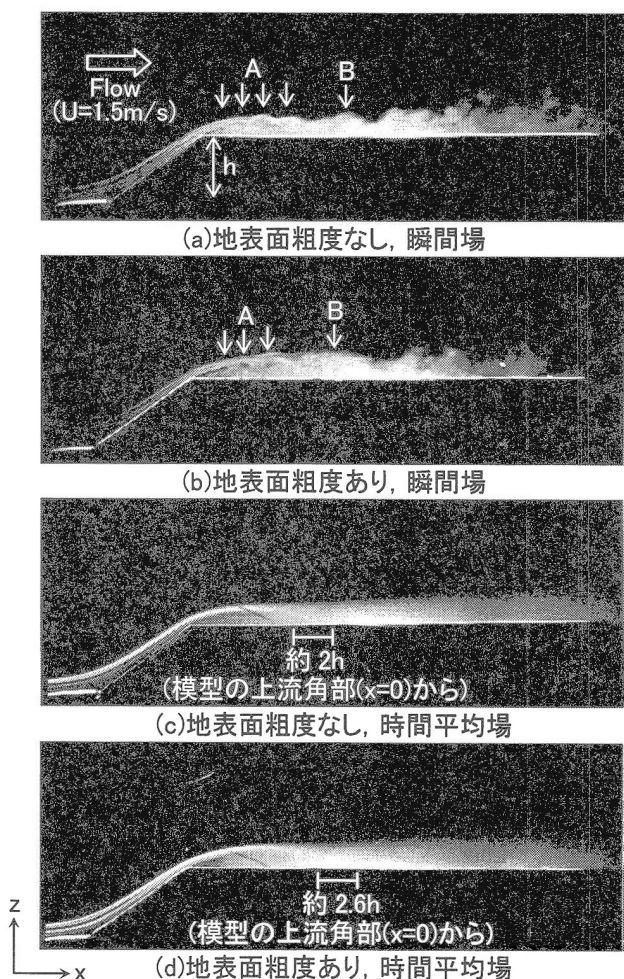


図-4 風洞実験による主流直交方向(y)の中央面(y=0)の可視化写真, スモークワイヤー法, 傾斜角度 $\alpha = 35^\circ$

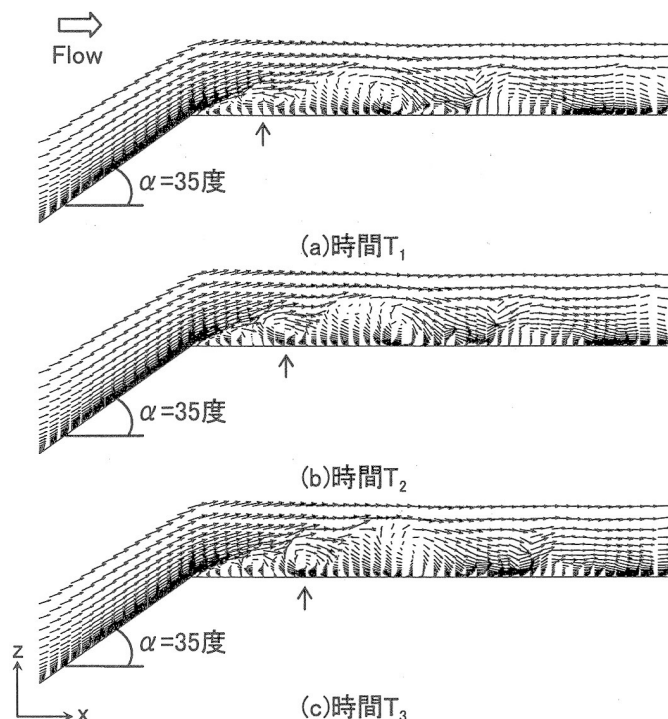


図-5 数値計算による主流直交方向(y)の中央面(y=0)の速度ベクトル図, 地表面粗度なし

3.2 崖状地形の主流直交方向における流れの構造

過去の風洞実験⁶⁾では、風速分布や乱れ強度などの時間平均統計量が、主流直交方向(y)に変化しないことを示した。ここでは、y方向における瞬時の流れ構造について議論する。傾斜角度 $\alpha = 35^\circ$ のケースに関して、モデル頂部から流れの道筋を描き、これを上から眺めた様子を図-6に示す。図-6は仮想パーティクルを放出し、その軌跡として描いた。図-6(a), (b)は異なる時間の様子である。図-6(a), (b)ともに流れの道筋は複雑に変化しており、主流直交方向(y)に流れの3次元性が強く出現していることが見て取れる。図-6(a)では、実線で示す広がり部が出現している。これは剥離せん断層の巻き込みに強弱があることを明確に示すものである。一方、図-6(b)では広がり部はほとんど存在していない。流れのアニメーションを観察した結果、広がり部の出現位置や大きさ、出現時間が変化することが明らかになった。また、図-6(a)のように広がり部を伴う流れ場と、図-6(b)のように広がり部がほとんど存在せず、y方向にほぼ揃って剥離する流れ場が混在していることも確認された。

3.3 時間平均場の気流性状

時間平均および主流直交方向(y)の空間平均を行った流れ場に対して描いた流線図を図-7に示す。時間平均は無次元時間100で行った。傾斜角度 $\alpha = 35^\circ$ のケースは地表面粗度がある場合の結果も示している。これは後述する。地表面粗度がないケースに注目すると、傾斜角度 α の増加に伴い逆流領域のwake幅(鉛直方向(z)の幅)が増加している。同時に、逆流領域の主流方向(x)の大きさ、すなわ

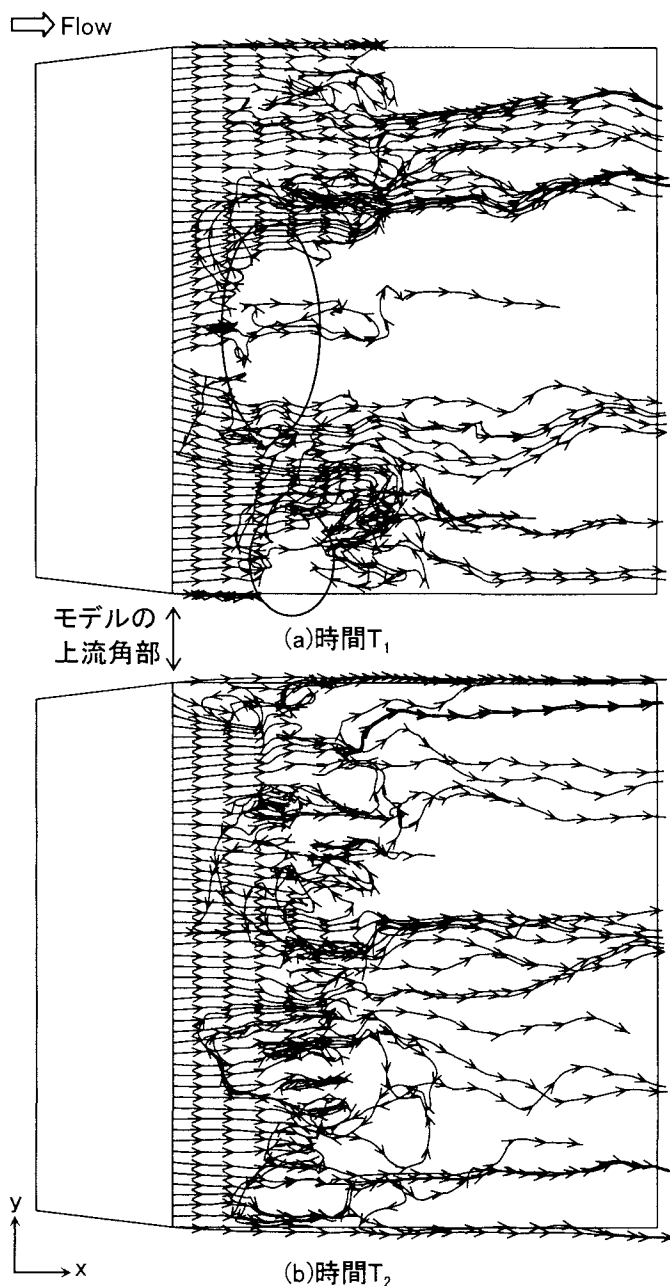


図-6 モデル頂部から描いた流れの道筋, 傾斜角度 $\alpha=35$ 度, 地表面粗度なし, 数値計算

ち, モデル上流角部($x=0$)から剥離したせん断層の再付着位置も伸びを示している. 再付着距離に関して, 図-7(b), (c)の傾斜角度 $\alpha=35$ 度のケースでは, 図-4(c), (d)に示す風洞実験と良く一致しており, 数値シミュレーションの妥当性が確認された.

崖状地形の後流域における気流性状を評価するため, 上流角部($x=0$)から $x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0h$ の合計10点で時系列データを取得し解析を行った. 主流直交方向(y)の位置は中央面($y=0$)である. ここでは, 代表して $x=0, 1.5, 4.0h$ の結果のみを示す.

崖状地形の上流角部($x=0$)では, 地表面付近で気流が局部的に増速することが知られている⁶⁾. そこで, 傾斜角度 $\alpha=25, 35, 45$ 度について, 一様流入風速に対する気流の

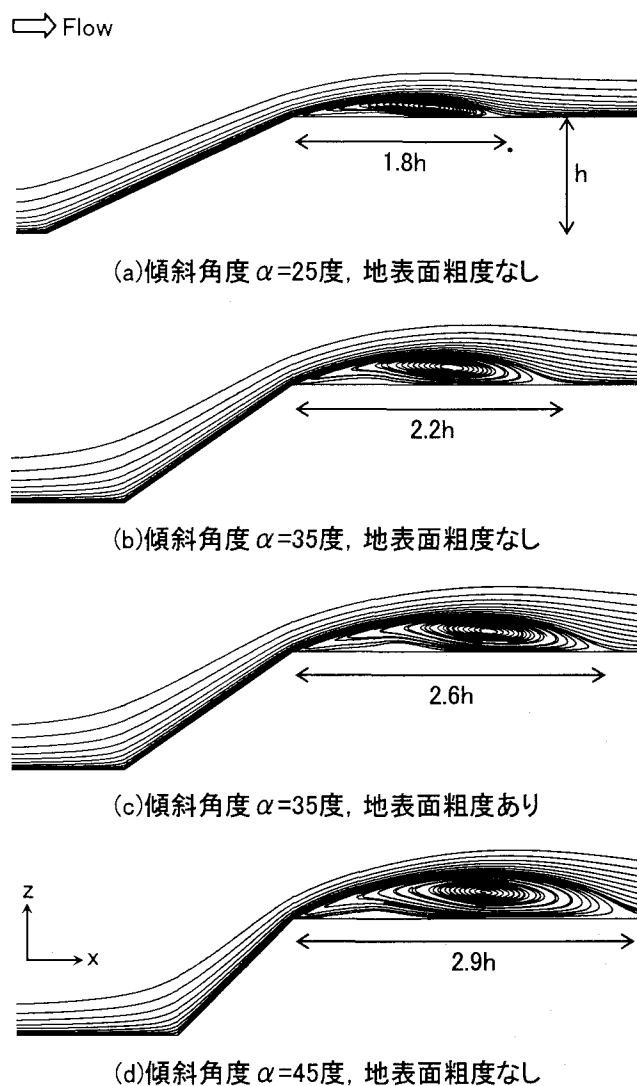


図-7 時間平均と主流直交方向(y)に空間平均を施した流れ場に対して描いた流線図, 数値計算

増速率を調べた. その結果を図-8に示す. 主流方向(x)の平均速度 $U(=\langle u \rangle)$ を図-8(a)に, 鉛直方向(z)の平均速度 $W(=\langle w \rangle)$ を図-8(b)に, スカラー風速 $U_s(=(U^2+W^2)^{0.5})$ の鉛直分布を図-8(c)に示す. 上記の速度成分においてフィルタ操作を意味する上線は省略する. また, 乱流諸量はGS成分から算出した. 記号 $\langle \rangle$ は無次元時間100における時間平均を意味する. 横軸は一様流入風速 U_{in} で, 縦軸はモデルの高さ h で正規化した. 縦軸はモデル表面からの高さを示す. U, W に注目すると, 傾斜角度 α の影響が明確に見られる. すなわち, U は $\alpha=25, 35, 45$ 度の順に徐々に減少し, 逆に W は増加している. 一方, U_s に注目すると, α の違いはほとんど見られず, 3ケースともにほぼ同じ傾向を示す. 気流の最大増速率はモデル表面付近に出現し, その値は1.44程度である. この結果は風洞実験の結果⁶⁾とほぼ一致する.

次に, near wakeの気流性状としての $x=1.5h$ と, far wakeの気流性状としての $x=4.0h$ の結果を示す. ここでは, 主流方向(x)の平均速度と乱れ強度(標準偏差)の鉛直分布を示

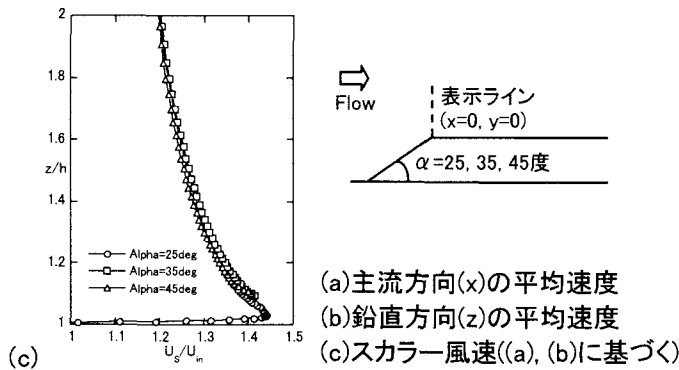
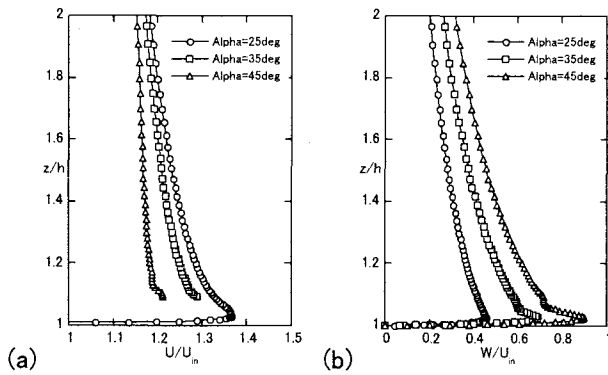


図-8 崖状地形の上流角部($x=0$)における平均速度とスカラー風速の鉛直分布, 主流直交方向(y)の中央面($y=0$), 数値計算

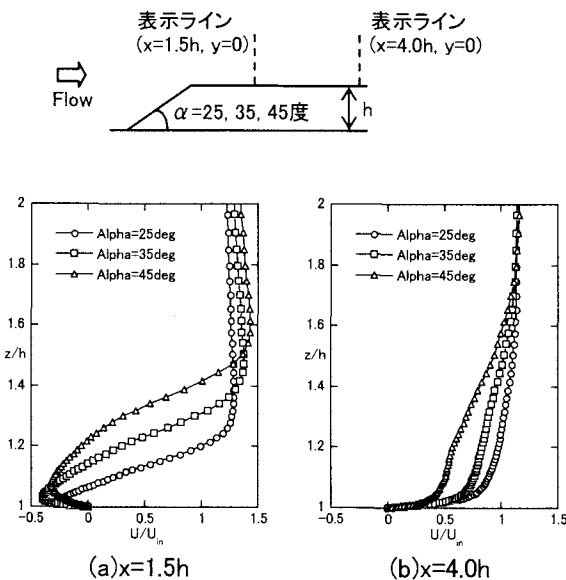


図-9 崖状地形の後流域での平均速度の鉛直分布, 主流方向(x)成分, 主流直交方向(y)の中央面($y=0$), 数値計算

す. 乱れ強度 σ_w は $\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ で定義され, 変動成分は $u' = u - \langle u \rangle$ である. 図-9に平均速度プロファイル, 図-10に乱れ強度の鉛直分布を示す. 図-9に示す平均速度プロファイルに注目する. $x=1.5h$ では, 図-7に示す循環領域の鉛直方向(z)の大きさを反映し, 傾斜角度 α の増加とともに速度の減速・逆流領域が広がっている. $x=4.0h$ では, 全てのケ

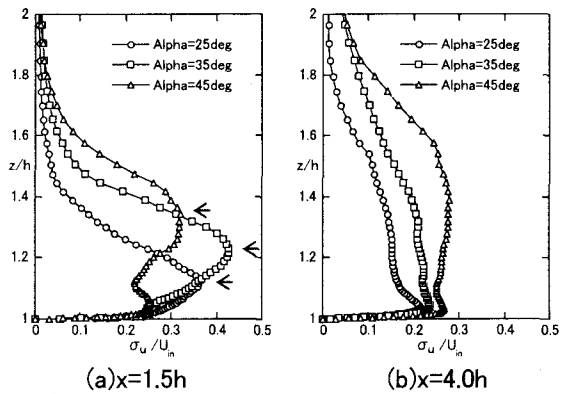


図-10 崖状地形の後流域での乱れ強度の鉛直分布, 主流方向(x)成分, 主流直交方向(y)の中央面($y=0$), 数値計算

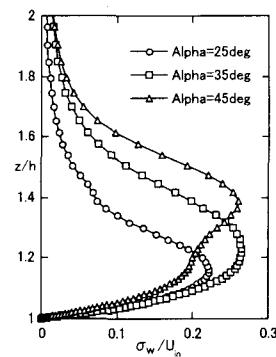


図-11 $x=1.5h$ における鉛直方向(z)乱れ強度の鉛直分布, 主流直交方向(y)の中央面($y=0$), 数値計算

ースともに逆流領域は存在せず, 境界層型のプロファイルに移行している. 特に傾斜角度 $\alpha=45$ 度のケースでは, 大規模渦の放出に伴う剥離流の影響が強く見られる. 次に図-10に示す乱れ強度の鉛直分布に注目する. $x=1.5h$ では, 傾斜角度 α の増加とともにピークを示す位置が上方に移動している(図中の矢印参照). これは, 傾斜角度 α の増加とともに循環領域の鉛直方向(z)の厚みが増すことに対応している. ピーク値は, $\alpha=25, 35$ 度では増加するものの, $\alpha=45$ 度では再び減少する. この原因を調査するため, $x=1.5h$ の位置での鉛直方向(z)乱れ強度 $\sigma_w = \langle w'^2 \rangle^{1/2}$ の鉛直分布を図-11に示す. 予想されるように, $\alpha=45$ 度のケースでは, ピーク値が $\alpha=35$ 度と同程度にまで増加している. すなわち, $\alpha=45$ 度の $x=1.5h$ の位置では, 主流方向(x)の減少分が鉛直方向(z)に分配されていると解釈できる. 図-10(b)の $x=4.0h$ では, 図-9(b)に対応して境界層型の乱れ分布を示している.

3.4 FFTによる大規模渦放出のスペクトル解析

図-5で示したように, 崖状地形の斜面から剥離したせん断層は大規模渦を形成し, これが周期的に放出されて流下する. ここでは, 大規模渦の放出周期に対する傾斜角度

α の影響を考察する。この目的に対し、主流方向(x)のGS速度成分の時系列データを用いてスペクトル解析を行った。その位置は $(x/h, y/h, z/h)=(4, 0, 0.29)$ である。パワースペクトルの計算にはFFT(高速フーリエ変換)を用いた。その結果を図-12に示す。縦軸は周波数 f と乱れ強度で無次元化されたパワースペクトルを示し、横軸は無次元周波数 $St(=fh/U_{in})$ を示す。ここで、 h はモデル高さ、 U_{in} は一様流入風速である。傾斜角度 $\alpha=25, 35, 45$ 度の3ケースともに、大規模渦放出に対応するスペクトルの鋭いピークが見られる。その位置は傾斜角度に依存せずほぼ同じであることが示された。

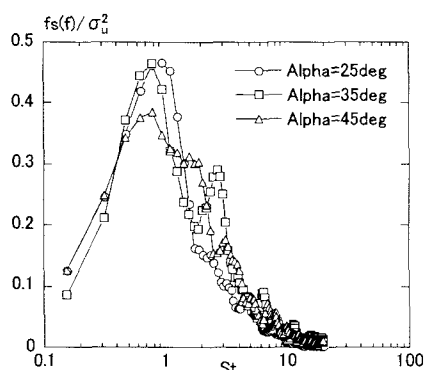


図-12 主流方向(x)GS速度の変動成分に対するパワースペクトル, 数値計算

3.5 地表面粗度のモデル化とその影響

傾斜角度 $\alpha=35$ 度のケースについては、地表面粗度のモデル化とその影響について検討を行った。図-4に示した風洞の可視化実験では、地表面粗度として毛足の長さ $z_r=5\text{mm}$ の市販の人工芝を使用した。モデル高さ $h=10.5\text{cm}$ との比は $z_r/h=0.05$ である。これをモデル表面(傾斜面とそれに続く平坦面)に添付した。この人工芝は高密度で一様に分布している。モデルの縮尺を考慮すると、これは200m程度の崖状地形の表面が、10m程度の木々が一面覆われている状態を模擬したものであると期待できる。数値シミュレーションにおいても風洞実験と同様、10m程度の木々が密集している状態をモデル化の対象とする。地表面粗度を抵抗係数(外力項)として取り入れる際には、抵抗係数 C_d の他に森林の葉面積密度などを考慮した形で与えるのが一般的である¹²⁾。しかし、この方法では C_d や葉面積密度の構成に任意性が見られる。そこで本研究では、簡易的な方法として、式(3)に示すように C_d を唯一のパラメータとしてこれを変化させることとする。 C_d の値は時間平均場における再循環領域の大きさ、すなわち、モデル上流角部($x=0$)から剥離したせん断層の再付着長さが、図-4(d)に示す風洞実験の値と一致するように決定した。本研究では C_d の値として0.5を用いた。なお、本シミュレーションでは $z_r/h=0.05$ までに鉛直方向(z)メッシュは24点設定されている。この層のメッシュ点に式(3)が適用されている。地表面粗度があるケースと、そ

れがないケースに関して、崖斜面上の速度ベクトル図の拡大図を図-13に示す。便宜上、地表面粗度がないケースにおいても $z_r/h=0.05$ の位置を示している。図-13(b)に示す地表面粗度があるケースでは、それが無いケース(図-13(a))に比べて $z_r/h=0.05$ 以下の速度ベクトルが大きく欠損しているのが見て取れる。この結果から、図-4(c), (d)および図-7(b), (c)に示すように、地表面粗度の有無に伴い剥離せん断層の再付着長さに差異が生じるメカニズムが、過去の風洞実験⁶⁾と同様、モデル表面から生成される渦度に起因していることが示唆される。すなわち、地表面粗度を有する場合に

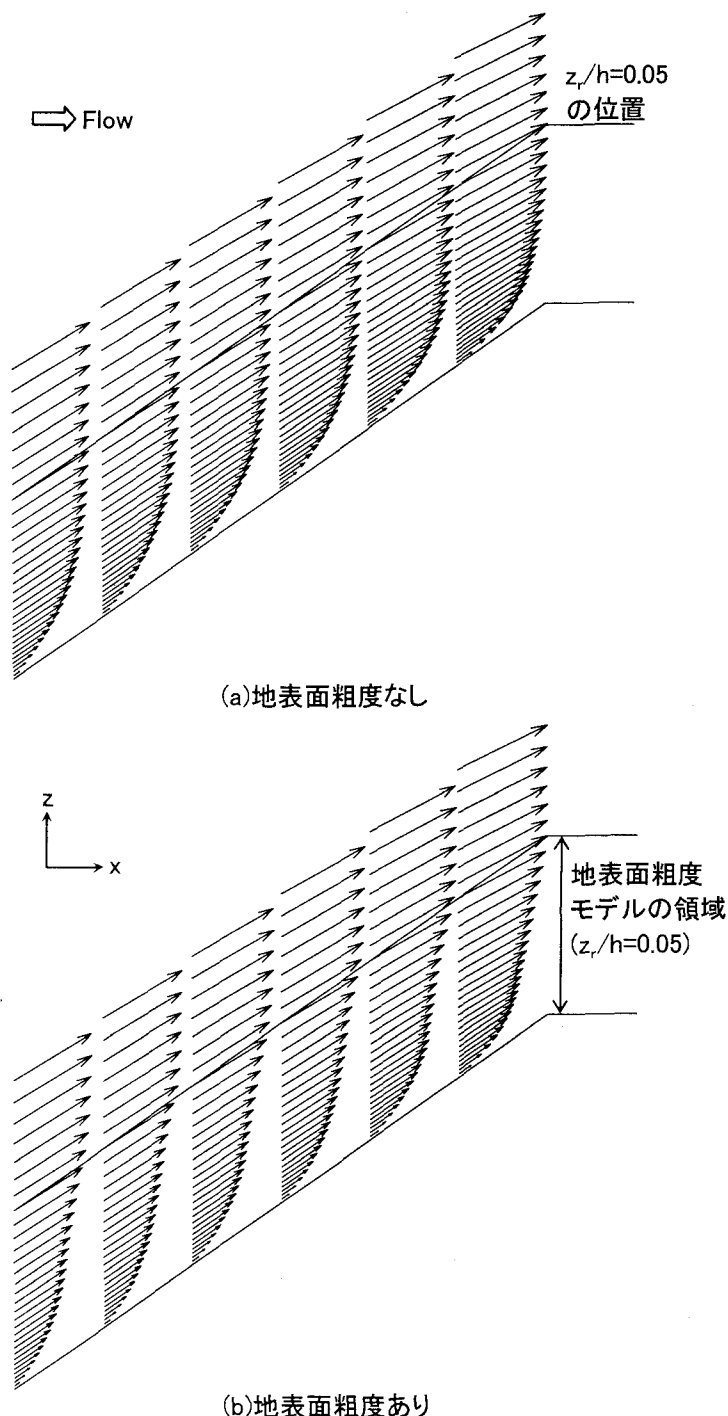


図-13 崖斜面上の速度ベクトル図の拡大図, 傾斜角度 $\alpha=35$ 度

は、その影響により地表面近傍で速度が大きく欠損される。これはモデル斜面上から生成される渦度の大きさに直接影響を与える。モデル斜面上から生成される渦度が小さくなり、モデルの上流角部($x=0$)から剥離したせん断層が再付着する勢いは弱められる。結果として、剥離せん断層の再付着距離は地表面粗度がない場合に比べて伸びを示す。

4. おわりに

剥離や逆流を伴う急峻な単純地形として、主流直交方向に同じ断面形状を有する2次元崖状地形を対象に、一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたラージ・エディ・シミュレーション(LES)を行った。本研究では、傾斜角度を $\alpha=25, 35, 45$ 度と変化させ、剥離点近傍における流れの最大増速率、逆流領域の大きさ(剥離せん断層の再付着位置)、near wakeおよびfar wake中での平均速度プロファイルと乱れ強度の鉛直分布、地形上に形成された循環領域から下流に放出される大規模渦の放出周期を議論した。また、 $\alpha=35$ 度のケースでは、崖の斜面とそれに続く地面上に一樣に分布する粗度の影響をモデル化し、その有無の影響も調べた。本研究で得られた主な知見は以下に示す通りである。

- 1) 傾斜角度 $\alpha=25, 35, 45$ 度の3ケースともに、崖状地形の斜面から剥離したせん断層は大規模渦を形成し、これが周期的に放出されて流下する。その放出周期は傾斜角度 α に依存せずほぼ同じである。
- 2) 傾斜角度 $\alpha=35$ 度のケースでは、主流直交方向(y)に流れの3次元性が強く出現している。流れの道筋を表示すると、モデル上流角部($x=0$)から剥離したせん断層の巻き込みの強弱を示す広がり部が観察された。流れのアニメーションを作成し、これを観察した結果、広がり部の出現位置や大きさ、出現時間が変化することが明らかになった。また、広がり部を伴う流れ場と、広がり部がほとんど存在せず、 y 方向にほぼ揃って剥離する流れ場が混在していることも確認された。これらの現象は傾斜角度 $\alpha=25, 45$ 度でも同様に出現すると予想される。
- 3) 傾斜角度 α の増加に伴い逆流領域のwake幅(鉛直方向(z)の幅)が増加する。また同時に、逆流領域の主流方向(x)の大きさ、すなわち、モデル上流角部($x=0$)から剥離したせん断層の再付着位置も伸びを示す。
- 4) 傾斜角度 $\alpha=25, 35, 45$ 度のケースで、モデルの上流角部($x=0$)における一樣流入風速に対する気流の増速率を調べた。主流方向(x)と鉛直方向(z)の平均速度プロファイルには傾斜角度 α の影響が見られるが、スカラー風速 $U_s=(U^2+W^2)^{0.5}$ の鉛直プロファイルはほぼ同じ傾向を示した。気流の最大増速率は地表面近傍に出現し、その値は約1.44であった。
- 5) 崖状地形の後流域における気流性状を評価するため、合計10点で時系列データを取得し解析を行った。near

wakeの $x=1.5h$ では、傾斜角度 α の違いにより気流性状に大きな違いが生じる。far wakeの $x=4.0h$ では、全てのケースともに逆流領域は存在せず、境界層型の速度プロファイルに移行している。

- 6) 地表面粗度のモデル化については、風洞実験と同様、10m程度の木々が密集している状態を対象とし、抵抗体(外力項)として与えた。本研究では、簡易的な方法として、抵抗係数 C_d を唯一のパラメータとしてこの値をチューニングした。この際、時間平均場における再循環領域の大きさ、すなわち、モデル上流角部($x=0$)から剥離したせん断層の再付着長さが風洞実験に一致するように決定し、 $C_d=0.5$ を見出した。地表面粗度がある場合と、これがない場合の比較を行い、剥離せん断層の再付着長さに差異が生じるメカニズムについて考察した。その結果、過去の風洞実験⁶⁾と同様、モデル表面から生成される渦度の大きさの違いに起因していると結論を得た。

参考文献

- (1) 内田孝紀, 大屋裕二: 風況予測シミュレータ RIAM-COMPACTの開発, 日本流体力学会誌“ながれ”, Vol.22, No.5, pp.417-428, 2003
- (2) P. A. Taylor, P. J. Mason and E. F. Bradley: Boundary-layer flow over low hills -A review-, Boundary-Layer Meteorol., Vol.39, pp.107-132, 1987
- (3) 石原孟, 日比一喜: 急な斜面をもつ3次元孤立峰周りの流れ場の乱流特性, 日本風工学会論文集, No.73, pp.3-14, 1997
- (4) 本田明弘, 斉藤通, 加藤央之: 崖状地形における強風に関する研究, 日本風工学会誌, 第81号, pp.87-96, 1999
- (5) K. Kondo, M. Tsuchiya and S. Sanada: Evaluation of effect of micro-topography on design wind velocity, 日本風工学会誌, 第89号, pp.585-588, 2001
- (6) 内田孝紀, 杉谷賢一郎, 大屋裕二: 一樣流中の2次元崖状地形まわりの気流性状に関する実験的研究, 日本風工学会誌, 第95号, pp.233-244, 2003
- (7) 内田孝紀, 杉谷賢一郎, 大屋裕二: 一樣流中に置かれた急峻な単純地形まわりの気流性状の評価—2次元尾根モデルの場合—, 日本風工学会論文集, No.100, pp.35-43, 2004
- (8) 内田孝紀, 杉谷賢一郎, 大屋裕二: 一樣流中に置かれた急峻な単純地形まわりの気流性状の評価—3次元孤立峰モデルの場合—, 日本風工学会論文集, 投稿中
- (9) 梶島岳夫, 太田貴士, 岡崎和彦, 三宅裕: コロケート格子による非圧縮流れの高次差分解析, 日本機械学会論文集, (B編), 63巻, 614号, pp.3247-3254, 1997

- (10) T. Kawamura, H. Takami and K. Kuwahara :
Computation of high Reynolds number flow around a
circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn.
Res., Vol.1, pp.145-162, 1986
- (11) J. W. Deardorff : A numerical study of
three-dimensional turbulent channel flow at large
Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.41,
pp.453-480, 1970
- (12) T. Yamada : A Numerical Model Study of Turbulent
Airflow in and Above a Forest Canopy, J. of Meteo.
Soc. Japan, 60, pp.439-454, 1982

(2005年4月15日受付)