

急峻な2次元山からの非定常な渦放出に対する数値的考察

Numerical investigation of an unsteady vortex shedding from a two-dimensional steep ridge

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)

**正会員 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)

It is very important to accurately predict local wind field over a two- and three-dimensional steep topography, such as a ridge and a hill, because these results on separated flow provide some understanding of how a specified approaching airflow should be modified over complex terrain. In the present study, we have performed the three-dimensional direct numerical simulation (DNS) of a non-stratified airflow over a two-dimensional steep ridge. The numerical results are compared with those of two-dimensional DNS results. In addition, the wind tunnel experiment is also conducted by using a smoke wire technique. Through a comparison between the numerical and experimental results, the unsteady vortex shedding from a two-dimensional steep ridge is investigated in detail. As a result, the difference in the unsteady vortex shedding between two- and three-dimensional calculations is clearly found.

Keywords : two-dimensional steep ridge, unsteady vortex shedding, DNS, wind tunnel experiment

1. はじめに

日本国内の地勢を概観すると、平坦な地形は少なく、急峻な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JACKSON-HUNTモデルなどの線形風況予測モデル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¹⁾。この理由は、欧米の線形数値モデルが流れの剥離を伴わない比較的緩やかな丘陵地形を対象にしているからである。こうした状況を受けて、現在、各方面で日本独自の風況予測モデルの開発が盛んに行われている²⁻⁴⁾。

我々はRIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)と称する、日本国内の急峻な複雑地形上の風況場解析に適した3次元数値モデルの開発を行っている⁵⁻¹⁰⁾。特に地表面近くの風況特性を高精度に数値予測するため、風に対する地形効果、すなわち、流れの衝突、剥離、再付着、逆流などに関する予測精度の向上を目指している。解析空間は数百m～数km程度の局所域的を絞り、強風時と弱風時の精密風環境予測を対象にしている。強風時の風環境予測では、中立成層状態での風力発電の適地選定に伴う風況精査やウインドファーム立地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、弱風時の風環境予測では、安定成層状態での大気汚染物質の移流拡

散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、単純地形まわり流れに関する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周りの流れについては、数多くの研究が報告されている¹¹⁾。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流れについては、乱流構造や気流性状について十分な知見は得られていない^{12, 13)}。そこで本研究では、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次元山を対象に数値シミュレーションを行った。特に山からの非定常な渦放出プロセスに注目し、そのメカニズムを詳細に調べた。

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直接数値シミュレーション(DNS)

図-1に示すように、主流直交方向(y)に同じ断面形状を有する2次元山を対象にし、それを過ぎる非圧縮流れを考える。計算領域は山の高さをhとして主流方向(x)に100h、主流直交方向(y)に8h、鉛直方向(z)に6hの空間を有する。ここで、y方向の長さは十分に長く設定した。丘陵地形の形状は式(1)で記述されるコサイン関数で定義する。

$$h(x) = 0.5 \times \{1 + \cos(\pi x / a)\} \quad (1)$$

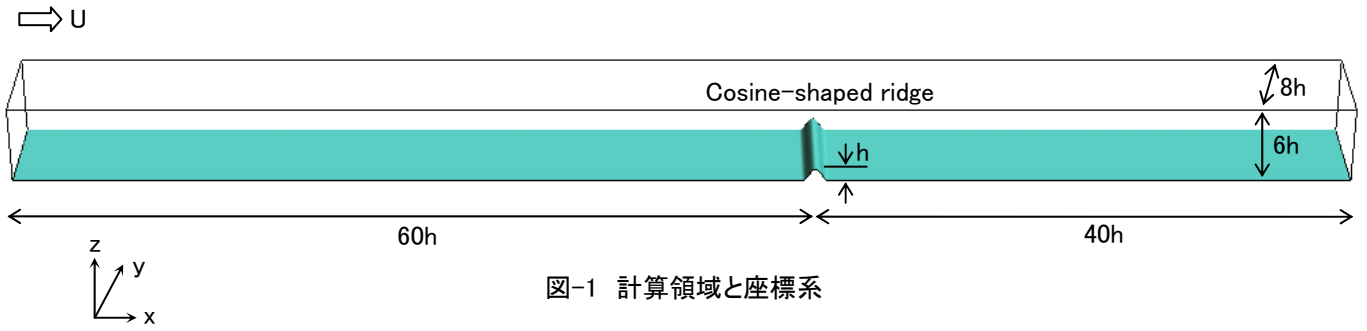


図-1 計算領域と座標系

但し、その範囲は $|x| \leq a$ であり、地形の傾斜角度を示すパラメータは $a=1$ とする。

本研究における未知変数は物理速度成分 $u_i (=u, v, w)$ と圧力 p である。流れの支配方程式は連続の式とナビエ・ストークス方程式であり、無次元形では以下の式(2)、式(3)で記述される。式(3)の無次元パラメータ Re はレイノルズ数 $(=Uh/\nu)$ である。ここで、 U は一様近寄り流速、 ν は動粘性係数である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3)$$

本研究では数値不安定を回避し、地形周辺流れを高精度に数値予測するため、一般曲線座標系 $(\xi - \eta - \zeta)$ のコロケート格子を用いる。数値計算法は差分法(FDM)に基づき、直接数値シミュレーション(DNS)を行う¹⁴⁾。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 u_i と圧力 p を定義し、セル界面に反変速度成分 $U_i (=U, V, W)$ にヤコビアン J を乗じた JU_i を定義する格子系である。計算アルゴリズムは部分段階法¹⁵⁾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SOR法により解く。空間項の離散化に関して、式(3)の対流項には3次精度風

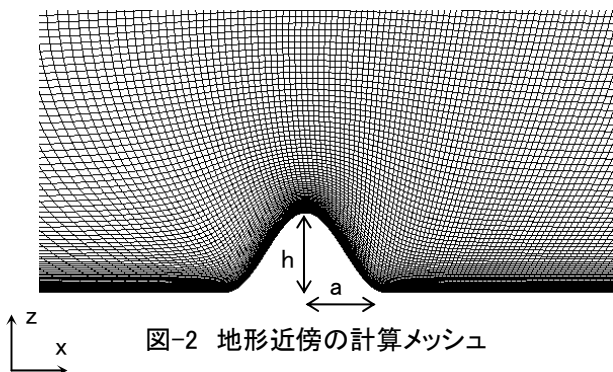


図-2 地形近傍の計算メッシュ

上差分の河村-桑原スキーム¹⁶⁾を適用し、残りの全ての空間項には2次精度中心差分を用いる。但し、対流項の4次精度中心差分は梶島による補間法¹⁷⁾(4点差分+4点補間)で近似する。計算メッシュは主流方向(x)、主流直交方向(y)、鉛直方向(z)に $221 \times 81 \times 101$ 点の解像度を有し、地形近傍における最小メッシュサイズは $\Delta x_{\min} = 0.04h$ 、 $\Delta z_{\min} = 0.003h$ である。ここで、 y 方向は等間隔 ($\Delta y = 0.1h$) に分割した。図-2に地形近傍の計算メッシュを示す。初期条件はインパルススタートである。速度の境界条件に関して、流入境界には一様流速 U を与える。上部境界と側方境界は滑り条件、流出境界は対流型流出条件、地形表面と地形下流の地面上には粘着条件を与える。ここで、地形上流の地面上には滑り条件を課す。これは地形上流に発達する地面境界層の影響を避け、流れに対する地形効果をより明確にするためである¹⁴⁾。計算におけるレイノルズ数と無次元時間刻みはそれぞれ $Re = 2000$ 、 $\Delta t = 0.002$ である。

3. 計算結果と考察

この節では、随時 $x-z$ 面の2次元計算結果 (221×101 点) と比較しながら、3次元計算結果を考察する。2次元山を過

$$Cd = 2 \int_S p z_\xi d\xi - \frac{2}{Re} \int_S \omega_y x_\xi d\xi \quad (4)$$

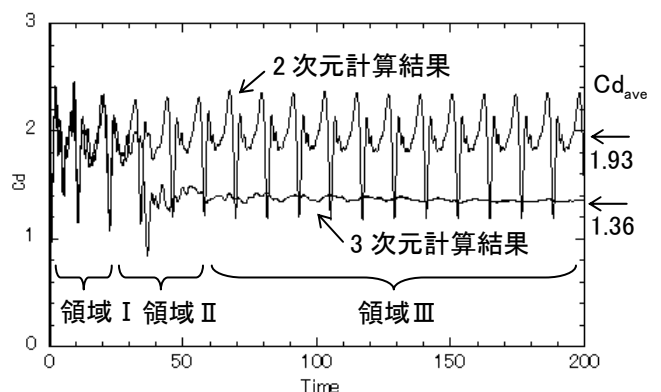


図-3 2次元山の抗力係数 Cd の時間変化

⇒ Flow

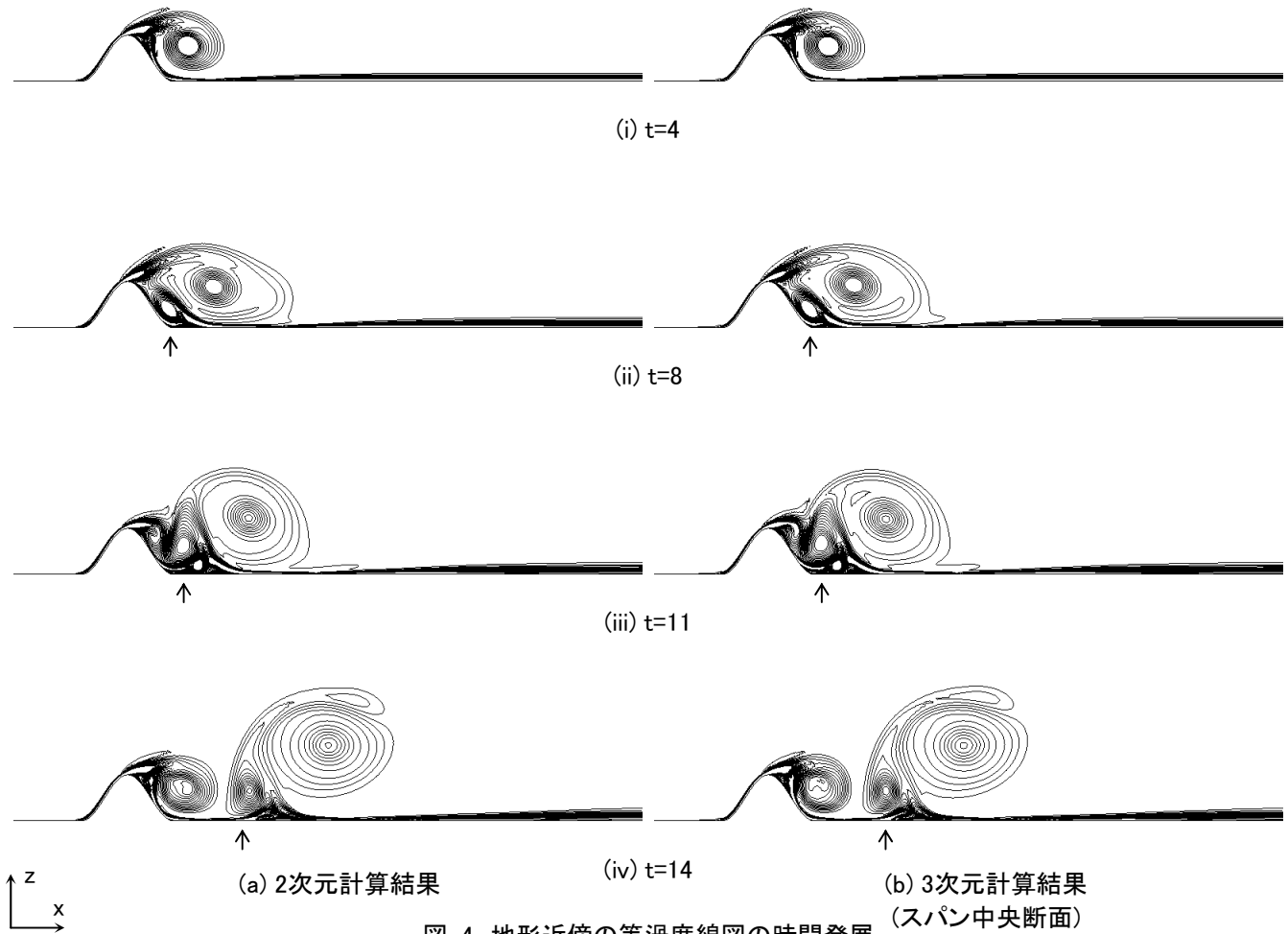


図-4 地形近傍の等渦度線図の時間発展

ぎる流れの挙動を示す物理量として、スパン中央断面における山の抗力係数 C_d を求め、この時間変化を図-3に示す。 C_d は式(4)から算出した。ここで、 p , ω_y , x_ξ , z_ξ は地形表面 ($|x| \leq a$)における圧力、渦度、変換の測度である。なお、グラフの右側には無次元時間 $t=100 \sim 200$ における時間平均値 $C_{d_{ave}}$ を示す。2次元計算結果に注目すると、周期的な C_d 変動が持続して見られる。これは図-4で後述するように、地形背後に形成された再循環領域(剥離バブル)から大規模渦が地形下流へ周期的に放出され、この現象が持続することに対応している¹⁴⁾。また、 C_d 変動の一周期中に見られる波形の歪は、地形背後の剥離バブルの中に誘起された2次渦の影響である(図-4に矢印で図示)¹⁴⁾。これに対し、3次元計算結果では3つの状態に大別される。計算初期の $t \leq 20$ の領域Ⅰでは、2次元計算結果と同様、周期的な C_d 変動が観察される。20 < $t \leq 60$ の領域Ⅱでは、領域Ⅰと比較して C_d の値は時間の経過とともに急速に低下し、また同時

に C_d 変動の振幅もかなり小さくなっている。これは地形周辺流れの遷移域を示すものであり、主流直交方向(y)への流れの3次元性の出現に起因している。 $t > 60$ の領域Ⅲでは、地形周辺流れは十分に発達した状態を呈し、領域Ⅰで見られた C_d 変動とは明らかに様相が異なる。つまり、周期的な C_d 変動は見られるものの、その変動振幅は非常に小さく、また C_d の値もかなり小さい。結果として、 $C_{d_{ave}}$ は2次元計算結果の1.93に比べて大きく低下し、1.36を示している。 $t > 60$ の領域Ⅲにおける地形周辺流れの特徴については、図-5と図-6で詳細に考察する。

以下では、地形周辺流れの可視化を示し、非定常な渦放出プロセスについて議論を進める。計算初期の $t \leq 20$ の領域Ⅰに関して、等渦度線図の時間発展を図-4に示す。図-3で述べたように、この領域では2次元計算結果と3次元計算結果(スパン中央断面)の両者はほぼ類似な流れパターンを示す。すなわち、山表面から剥離したせん断層は山

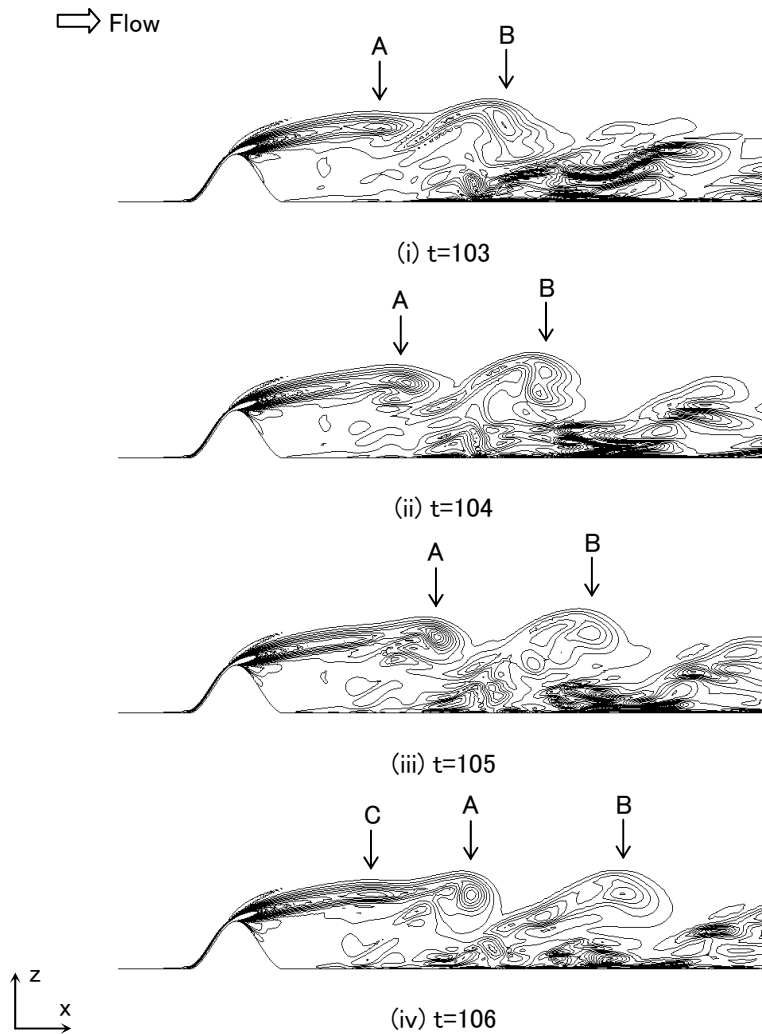


図-5 地形近傍の等渦度線図の時間発展, 3次元計算結果(スパン中央断面)

の背後に再付着し, 剥離バブルを形成する. 剥離バブルは時間の経過とともに主流方向(x)に伸張し($t=4$), 剥離バブルとは逆向きの循環を有する2次渦(図中に矢印で表示)が誘起される($t=8$). 2次渦(図中に矢印で表示)は山の下流へ移動し, それと同時に新たな剥離せん断層が山の背後に再付着を始める($t=11$). 結果として, 最初の剥離バブルは大規模渦として山の下流へ放出されて流下していく($t=14$). 2次元計算結果では, これら一連の渦放出プロセスが周期的に繰り返される¹⁴⁾. 一方, 3次元計算結果では, 時間の経過とともに主流直交方向(y)への流れの3次元性が出現し, これに伴い2次元的な渦放出プロセスは崩壊する($20 < t \leq 60$ の領域II).

ここからは, $t > 60$ の領域IIIに関して, 十分に発達した地形周辺流れの特徴について考察する. 図-5に $t > 60$ の領域IIIにおける等渦度線図の時間発展(スパン中央断面)を示す. 図-3で述べたように, 領域IIIにおいても山からの周期

的な渦放出は存在するものの, これは図-4に示す2次元的な渦放出プロセスとは明らかに異なる. すなわち, 山表面から剥離したせん断層は山の中心から約 $3h$ 下流付近で巻き上がり(図中の矢印A), それが時間の経過とともに放出されて流下する. ここで, h は山の高さを示す. 図中の矢印Bは矢印Aの渦よりも以前に放出された渦を, 矢印Cは新たに放出されようとする渦をそれぞれ示す. また特筆すべきことは, 山のすぐ背後では等渦度線がほとんど見られないということである. これは山から剥離したせん断層は山の背後には再付着せず(図-6(a)を参照), これに伴い山背後における流れの変化は非常に小さいこと(死水領域)を意味している(図-6(b)を参照). その結果として, 図-3で述べたように C_d 変動の振幅は非常に小さくなっている.

図-6に領域IIIにおける流線図と, それに対応した水平面内の速度ベクトル図を示す. 速度ベクトル図は地面から $0.5h$ 上方の水平断面を示す. ここで, h は山の高さを示す.

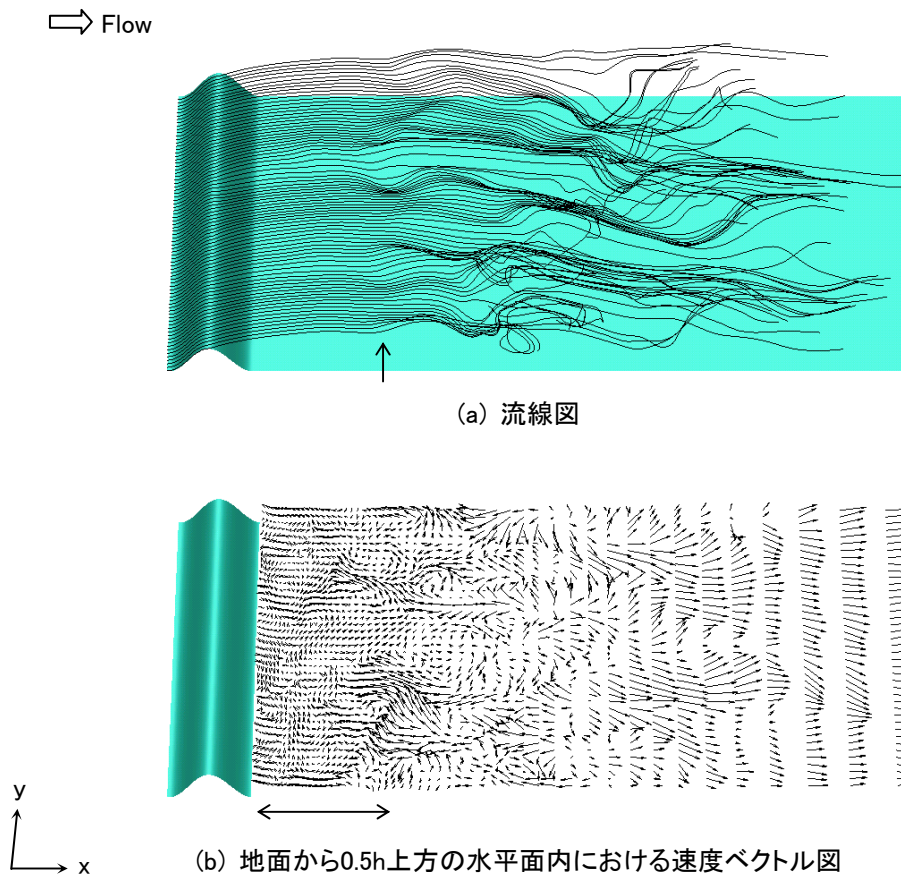


図-6 主流直交方向(y)の流れの構造, $t=103$, h は山の高さを示す

図-6(a)の流線図に注目すると、二つの興味深い流動現象が観察される。一つは、山を越える流れは主流直交方向(y)へほぼ揃って剥離しているということである。もう一つは、山の中心からやや離れたところでy方向への流線の揺らぎ(流れの変化)が生じているということである(図中に矢印で表示)。次に、図-6(b)の速度ベクトル図に注目する。図-5で述べたように、山のすぐ背後における流れは、それより下流の流れに比べて明らかに変化が小さく(図中に矢印で表示)、死水領域を形成している。

図-7に時間平均場(無次元時間 $t=100\sim 200$)に対して描いた流線図を示す。山の頂部付近から剥離したせん断層の再付着長さ(図中に表示)に注目する。図-7(a)の2次元計算結果では地形中心から約 $4h$ の値を示す。これに対し、図-7(b)の3次元計算結果(スパン中央断面)では約 $10h$ と非常に長い。結果として、両者の間には2.5倍もの違いが生じた。

以上述べてきた、急峻な傾斜角度を有する2次元山の2次元計算と3次元計算の比較においても、2次元角柱を対象とした過去の研究成果(例えば文献¹⁸⁾)と同様、両者の有意な差異が示された。

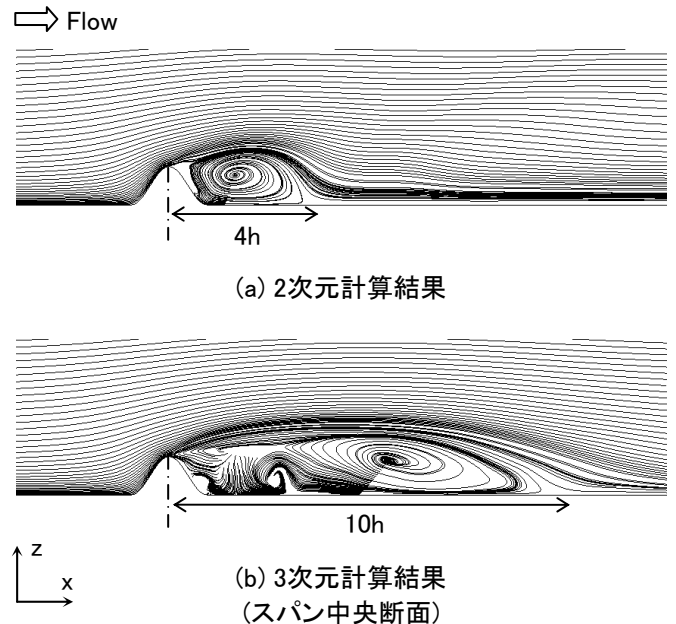


図-7 時間平均場($t=100\sim 200$)に対する流線図, h は山の高さを示す

本研究では、3次元計算結果の漸近挙動についても考察を行った。すなわち、山の主流直交方向(y)の長さ(スパン長さ)を十分に小さくしていった場合に、計算結果は2次元計算結果に漸近するかどうかを調べた¹⁹⁾。計算はスパン長

さを十分に小さくした0.1hの場合を行った。ここで、hは山の高さを示す。スパン長さのメッシュ分割については等間隔に5点($\Delta y=0.02h$)とした。その他のパラメータや初期条件、境界条件はこれまでと同様である。図-8に山のスパン中央断面で求めた抗力係数 C_d の時間変化を示す。図-3と同様に、グラフの右側には無次元時間 $t=100\sim 200$ における時間平均値 $C_{d_{ave}}$ を示す。予想したように、スパン長さを十分に小さくした3次元計算結果は、2次元計算結果に漸近する傾向が得られ、周期的な C_d 変動が持続して見られた。よって、この場合にも2次元計算結果と同様、地形背後に形成された剥離バブルからの大規模渦放出が周期的に生じていることが伺える。但し、スパン長さを0.1hと十分に小さくした場合においても、両者の $C_{d_{ave}}$ には若干の差異が見られることは非常に興味深い点である。

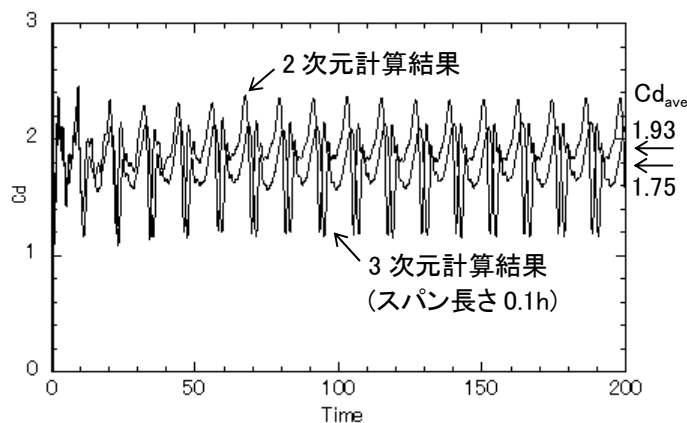


図-8 2次元山の抗力係数 C_d の時間変化

4. 風洞実験による地形周辺流れの可視化

本研究では風洞実験において地形周辺流れの可視化を行い、計算結果の検証を行った。風洞は九州大学応用力学研究所の温度成層風洞を用いた²⁰⁾。この風洞は単回路吸い込み式で、長さ13.5(m)×幅1.2(m)×高さ1.2(m)の測定胴を有する。風速範囲は0.5~2.0(m/s)であり、主流風速を1.0(m/s)に設定した際の気流の乱れ強さの分布は0.4パーセント程度である。図-9に2次元山の模型を示す。模型の材質は塩ビであり、模型の両端にはアクリル製の端板を設置し、数値計算と同様に2次元的な流れ場を再現した。また流入気流条件に関しても、数値計算と類似な一様流入条件を課すため、以下に示す二つの工夫を施した。一つは、地形模型を床面から115(mm)持ち上げて設置した。これは風洞床面に発達する地面境界層の影響を受けないようにするためである。もう一つは、地形模型を設置したベニ

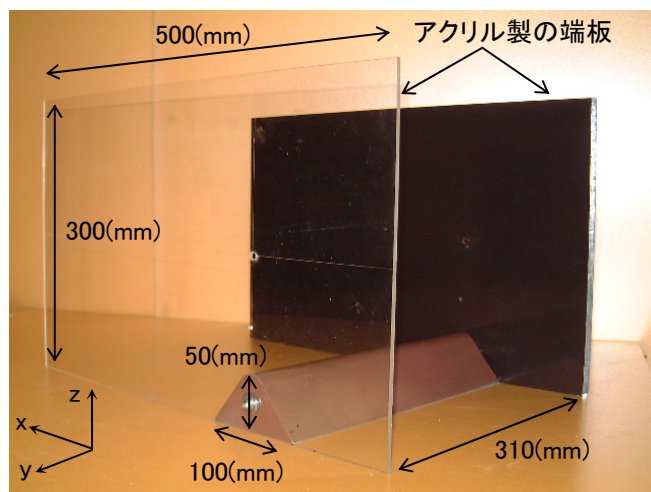


図-9 2次元山の模型

ヤ板前縁において僅かな傾斜を付けたアルミ板を設置し、そこから流れが剥離しないようにした。地形模型を設置しない場合の気流性状を事前に計測し、数値計算と同様に乱れのほとんど無い一様流入条件が再現されていることを確認した。流れの可視化にはスモークワイヤー法を用いた。この方法では以下に示すように流れ場を可視化する。模型の設置床面から平行に高さを変えて13本のワイヤー(0.3mmのニクロム線)を配線する。これに流動パラフィンとアルミ粉を混ぜたものを塗り、ワイヤーに通電して加熱し、気化した煙で流れを可視化する。照明装置としてスリットを付けた1kWのプロジェクターを風洞上部に3~4台固定し、これからの光で模型のスパン中央断面を可視化した。カメラによる撮影は絞り1.2の広角レンズを用い、シャッター速度(露出時間)は1/60秒、あるいは1/125秒で行った。設定風速は0.8(m/s)とし、模型の高さで定義したレイノルズ数は約2700である。

図-10にスパン中央断面における地形周辺流れを示す。山表面から剥離したせん断層の巻き上がり(図中の矢印A)と、その放出(図中の矢印B)が明確に捉えられている。こ

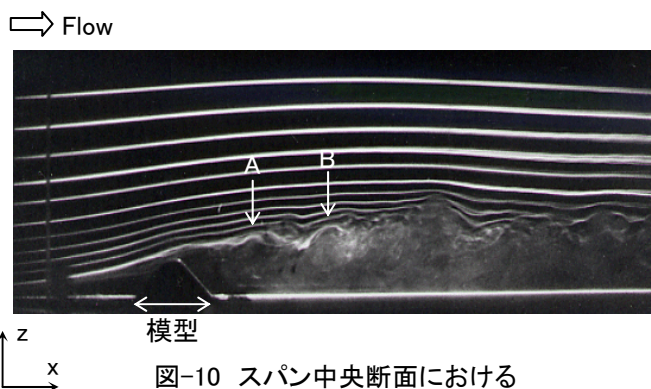


図-10 スパン中央断面における地形周辺流れの可視化、スモークワイヤー法

らは先に示した3次元計算結果と非常に良く一致しており、計算結果の妥当性が示された。また、流れの様子を観察して推測される剥離せん断層の再付着長さについても、計算結果とほぼ同様な値を示した。

5. おわりに

剥離や逆流を伴う急峻な単純地形として、主流直交方向と同じ断面形状を有する2次元山を対象に、一般曲線座標系のコロケート格子に基づいた直接数値シミュレーション(DNS)を行った。本研究ではスパン長さを地形高さの8倍と十分長く設定し、山からの非定常な渦放出プロセスを詳細に調べた。計算結果は2次元計算結果や風洞実験と比較し、考察を進めた。本研究で得られた主な知見は以下に示す通りである。

- 1) スパン中央断面における抗力係数 C_d を求め、この時間変化を図示すると、地形周辺流れは3つの状態に大別される。
- 2) インパルススタートで計算を開始した直後の $t \leq 20$ に関しては、2次元計算結果と3次元計算結果(スパン中央断面)の両者はほぼ類似な流れパターンを示す。すなわち、山の背後に形成された再循環領域(剥離バブル)から大規模渦が地形下流へ周期的に放出され、この現象が持続する。
- 3) $20 < t \leq 60$ に関しては、主流直交方向(y)への流れの3次元性が出現し、これに伴い2次元的な渦放出プロセスは崩壊する。つまり、この領域は流れの遷移域を示すものである。
- 4) $t > 60$ に関しては、地形周辺流れは十分に発達する。この流れの特徴は、山からの周期的な渦放出は存在するものの、2次元的な渦放出プロセスとは明らかに様相が異なる。山表面から剥離したせん断層は、山の背後には再付着せず山の中心からやや下流で巻き上がり、それが時間の経過とともに放出されて流下する。結果として、山のすぐ背後における流れの変化は非常に小さく、死水領域を形成する。また、山を越える流れは主流直交方向(y)へほぼ揃って剥離し、山の中心からやや離れたところでy方向への流れの変化が生じる。山表面から剥離したせん断層の再付着長さに注目すると、2次元計算結果では地形中心から約4hであるのに対し、3次元計算結果(スパン中央断面)では約10hと

非常に長い。

- 5) 計算結果の検証のために行った風洞実験では、スモークワイヤー法により2次元山模型のスパン中央断面を可視化した。その結果、3次元計算結果と同様、山表面から剥離したせん断層の巻き上がりや、その放出が明確に捉えられた。また、流れの様子を観察して推測される剥離せん断層の再付着長さについても、計算結果とほぼ同様な値を示した。
- 6) 3次元計算結果の漸近挙動についても考察を行った。スパン長さを十分に小さくした場合(0.1h)には、3次元計算結果は2次元計算結果に漸近する傾向が得られた。しかしながら、スパン長さを0.1hと十分に小さくした場合においても、両者の $C_{d_{ave}}$ には若干の差異が見られた。これは0.1hのスパン長さでさえ、そこでスパン方向へのわずかな流れの変化が生じているためであると推測される。

参考文献

- (1) 近藤裕昭：風力発電のためのマイクロサイティング手法について、資源と環境, Vol.3, No.5, 1994, pp.271-282
- (2) 石原孟, 山口敦, 藤野陽三：複雑地形における高精度の風況予測モデルの開発に向けて、第22回風力エネルギー利用シンポジウム講演集, 2000, pp.63-66
- (3) 中山昭彦, 岸修士郎：ラージ・エディ・シミュレーションによる実地形上気流の予測, 応用力学論文集, Vol.3, 2000, pp.737-744
- (4) 李春鉉, 持田灯, 他三名：LESによる地形まわりの局所風況予測(その1), 2次元山越え気流を対象とした地表面粗度の影響の検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 2000, pp.699-700
- (5) 内田孝紀, 大屋裕二：局地的風況予測に対するLESの適用, 第16回風工学シンポジウム論文集, 2000, pp.59-64
- (6) 内田孝紀, 大屋裕二：ラージ・エディ・シミュレーションによる局地的風況予測モデルの評価, 九州大学応用力学研究所所報, 第120号, 2001, pp.29-34
- (7) 内田孝紀, 大屋裕二：ラージ・エディ・シミュレーションによる局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTの評価—その2. 壁面せん断乱流場による計算精度の検

- 証と実地形上の風況場解析への適用一, 九州大学応用力学研究所所報, 第121号, 2001, pp.73-85
- (8) 内田孝紀, 大屋裕二 : 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, 九州大学応用力学研究所所報, 第121号, 2001, pp.59-72
- (9) 内田孝紀, 大屋裕二 : ネストグリッドを用いた複雑地形上の風況予測シミュレーション, 日本風工学会論文集, 2001, accepted
- (10) T. Uchida, Y. Ohya : Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 2001, submitted
- (11) P. A. Taylor, P. J. Mason and E. F. Bradley : Boundary-layer flow over low hills -A review-, Boundary-Layer Meteo., Vol.39, pp.107-132, 1987
- (12) 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, 1997, pp.3-14
- (13) 石原孟, 日比一喜 : 急峻な山を越える乱流場の数値予測, 日本風工学会論文集, No.83, 2000, pp.175-187
- (14) 内田孝紀, 大屋裕二 : 丘陵地形を過ぎる安定成層流の2次元数値シミュレーション—格子分解能と数値計算法の影響について—, 応用力学論文集, Vol.3, 2000, pp.729-736
- (15) J. Kim and P. Moin : Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations, J. Comput. Phys., Vol.59, 1985, pp.308-323
- (16) 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, 1986, pp.145-162
- (17) 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, 1997, pp.3247-3254
- (18) T. Tamura and K. Kuwahara : Three-dimensional computation of unsteady flows around a square cylinder, Proc. 11th Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics, 1988
- (19) 内田孝紀, 大屋裕二 : ブラフボディ周辺流れ場の数値シミュレーション—2次元計算と非常に小さいアスペクト比を有する3次元計算との比較—, 第50回理論応用力学講演論文集, 2001, pp.87-88
- (20) 大屋裕二 他13名 : 大気海洋環境研究のための温度成層風洞(大気海洋システム解析実験設備), 九州大学応用力学研究所所報, 第75号, 1993, pp.147-165

(2002年4月19日受付)