

安定成層場で風下波の砕波により発生する局地強風の数値的考察

Numerical investigation of local severe winds induced by lee-wave breaking over topography in stably stratified flows

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)

This paper describes the numerical results of local severe winds induced by the lee-wave breaking, which occurs when uniformly stratified flow approaches a two-dimensional cosine-shaped hill in a channel of finite depth. All the calculations were performed with the Froude number $Fr(=U/Nh)$ in the range $0.38 \leq Fr \leq 0.76$ and the parameter $K(=NH/\pi U=H/\pi hFr)$ in the range $2.5 \leq K \leq 5$, where U , N , H and h are the flow speed, the buoyancy frequency, the fluid depth and the hill height, respectively. The Reynolds number based on the hill height h is 2000. The boundary conditions correspond to those of a towing tank experiment. To investigate more clearly the effect of the parameter K (i.e., Fr) and the wave-breaking region on the local severe wind, we focus on the first occurrence of the lee-wave breaking. It is found that lee-waves thus generated steepen, then overturn and eventually break, and the nondimensional maximum surface downslope windspeed with $u_{max}/U \approx 3$ is observed in all the calculations. The effect of the hill geometry parameter is also discussed.

Keywords : stably stratified flows, lee-wave breaking, local severe downslope wind, numerical simulation

1. はじめに

大気境界層は一般に鉛直方向に密度が変化する成層状態を有し、夜間などに出現する場合は多い接地逆転層内の流れは、上空に向かって密度が小さくなる安定成層流である。安定成層した流れが地上構造物や単純地形、あるいは複雑地形を過ぎる場合には、流れ場に負の浮力が作用し、様々な波動現象や流動現象が出現する。特に内部重力波を反射し得る大気層(蓋)が上方に形成された場合、地形などにより励起された内部重力波のエネルギーはこの大気層と地表面の間に捕捉されて物体周囲流や地形周囲流に大きな影響を与える。

著者らはこれまで2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流に関して、差分法(FDM)による数値的研究¹⁻⁵⁾を行ってきた。この際、上方の大気層で蓋をされた地形周辺流れを模擬するため、丘陵地形は有限深さ流路内に設置した。これらの研究を通して、丘陵地形の周辺に出現する非定常流れと、強弱の循環を有し地形上流へ伝播する擾乱波動の挙動との関係を解明した¹⁻³⁾。また、地形背後の非定常な剥離-再付着流れに対する安定成層の効果明らかにした³⁾。さらに、主流方向のメッシュ解像度の違いが計算結果に与える影響を検討するとともに、安定成層流体中の地形周辺流れ解析に有効

な数値計算法を示した⁵⁾。一方で、安定成層場において出現する波動現象や流動現象は、地形性強風災害(局地強風災害)に関連し、強風時の風環境問題としても重要である⁶⁻⁹⁾。そこで我々は、丘陵地形周辺において一様流入速度に対する流れの増速域(強風域)と増速率を明らかにした⁴⁾。特により強く安定成層した場合には、地形近傍で風下波の砕波が発生し、結果として非常に強い強風域が砕波領域下方の地表面付近に形成されることが示唆された。しかしながら、風下波の砕波が生じ得る広範囲の成層度に対しては、砕波領域の発生時間、発生位置、これに伴い誘起される局地強風域の増速率などの検討に関して課題が残った。

さて風下波の砕波については、理論的研究(例えば文献^{10, 11)}、水槽実験(例えば文献^{12, 13)}、数値シミュレーション(例えば文献^{14, 15)})により、砕波が発生する物理条件やそれが局地強風域の形成に与える影響など、これまでに数多くの知見が報告されている。また最近では、砕波領域内の3次元的な渦構造について詳細な研究が行われている¹⁶⁻¹⁸⁾。しかしながら、風下波の砕波が発生し得る広範囲の成層度に対して、砕波領域の発生時間、発生位置、これに伴い誘起される局地強風域の増速率を詳細に検討した数値的研究はほとんどない。

そこで本論文では、風下波の碎波が発生し得る広範囲の成層度に対して、差分法(FDM)による2次元直接数値シミュレーション(DNS)を行い、上記の局地強風特性に対する成層度依存性を考察する。また同時に、地形形状の影響についても検討を行う。

2. 差分法(FDM)による数値計算法

2次元丘陵地形を過ぎる非圧縮の密度成層流(安定成層流)を考える。但し、ブシネスク近似を適用し、密度の非拡散を仮定する。上方の大気層で蓋をされた地形周辺流れを模擬するため、丘陵地形は有限深さ流路内に設置する。図-1に示すように、計算領域はx-z平面で地形高さをhとして水平方向にL=400h、鉛直方向にH=6hの空間を有する。ここで、xは主流方向、zは鉛直方向を示す。特に地形上流は320hと長く設定する。これは地形上流へ伝播する擾乱波動の流入境界への到達を遅らせるためである。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。

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

但し、その範囲は $|x| \leq a$ であり、地形傾斜の程度を示すパラメータは $a=1$ とする。丘陵地形から十分上流で鉛直方向(z)に線形な勾配 ($d\rho_B/dz=-1$) を有する基本密度場 ρ_B を考え、これに静水圧平衡で対応する基本圧力場を p_B とする。

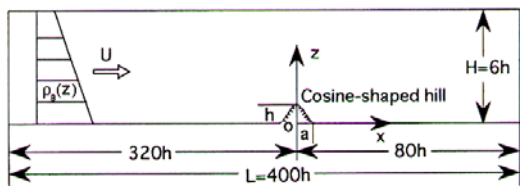


図-1 計算領域と座標系

本研究の未知変数は物理速度成分 $u_i (=u, w)$, 基本密度場 ρ_B からのずれ $\rho' (= \rho - \rho_B)$, 基本圧力場 p_B からのずれ $p' (=p - p_B)$ である。丘陵地形を過ぎる密度成層流の支配方程式は、連続の式、ナビエ・ストークス方程式、密度方程式となり無次元形では以下の式(2)-式(4)で記述される。但し、プライム記号(')は省略する。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\rho}{Fr^2} \delta_{i3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = w \quad (3)$$

式(3)の無次元パラメータReおよびFrはレイノルズ数 ($=\rho_0 U h / \mu$) とフルード数 ($=U / N h$) である。ここで、 ρ_0 は参照密度、Nは浮力振動数で $N^2 = -(g / \rho_0) (d\rho_B / dz)$, gは重力加速度、 μ は粘性係数である。丘陵地形が有限深さ流路内 ($H/h=6$) に設置されているので、Hに基づいた無次元パラメータ $K (=N h / \pi U)$ が境界条件を含んだ支配パラメータとして存在する。本研究では安定度の指標としてKを用いる。なお、FrとKには $Fr \cdot K = H / \pi h$ の関係があり、Frが小さいほど、すなわち、Kが大きいほどより強く安定成層した流れを意味する。

本研究では安定成層流体中の地形周辺流れを、数値不安定を回避しかつ高精度に計算するため、一般曲線座標系のコロケート格子を導入し、差分法(FDM)による直接数値シミュレーション(DNS)を行う⁵⁾。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 , 密度 ρ , 圧力 p を定義し、セル界面に反変速度成分 $U_i (=U, W)$ 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¹⁹⁾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)と式(4)の対流項には3次精度風上差分の河村-桑原スキーム²⁰⁾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²¹⁾(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)と鉛直方向(z)に 501×101 点の解像度を有し、地形近傍の最小メッシュサイズは $\Delta x_{min} = 0.025h$, $\Delta z_{min} = 0.003h$ である。初期条件はインパルススタートである。図-2に境界条件を示す。本研究では風下波の形成と碎波に伴う流れの増速効果を明確にするため、過去の数値計算^{1, 2, 4, 15, 17)}

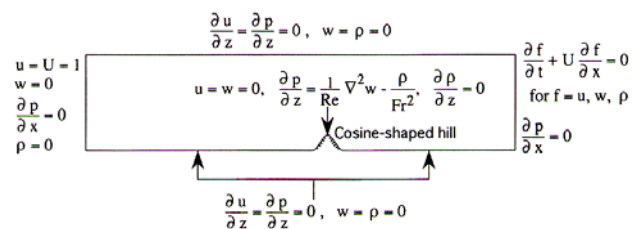


図-2 境界条件

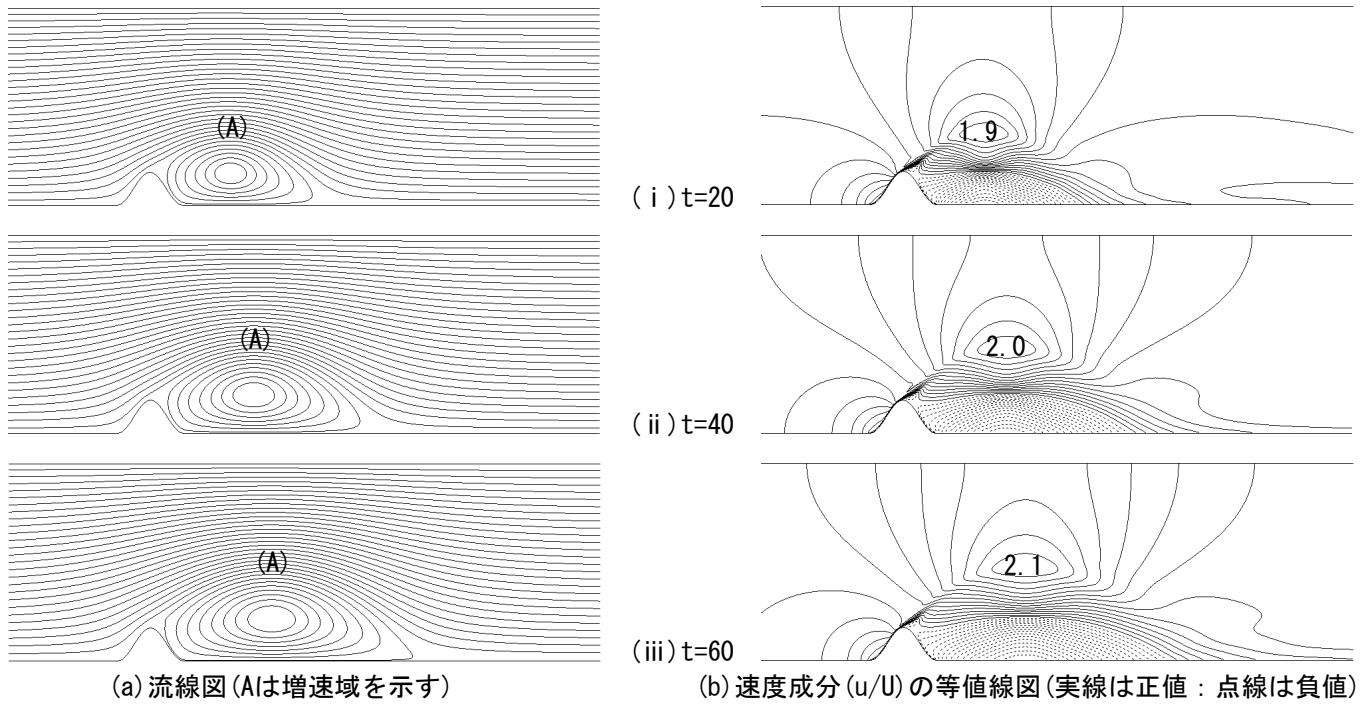


図-3 地形周辺流れの時間発展, $K=0$ (非成層流), $Re=2000$

と同様、地形上流と下流は滑り条件とし、丘陵地形の表面にのみ粘着条件を課す。これは密度成層水槽で地形モデルを曳航する場合^{12, 13, 18}と類似な境界条件となる。全ての計算においてレイノルズ数と無次元時間刻みは $Re=2000$, $\Delta t=0.002$ とする。

3. 計算結果と考察

本研究は実際の3次元山越え成層流を模擬したものではなく、密度成層水槽実験^{12, 13, 18}と類似な地面境界条件(滑り条件)を課した2次元計算である。よって、流れの増速率は過大評価されているので、その点に留意して頂きたい。なお、地面境界条件の違い(滑り条件と粘着条件)による流れの増速率の変化($0 \leq K \leq 2.5$)は文献⁴⁾を参照して頂きたい。

3.1 非成層流($K=0$)の地形周辺流れ

この節では非成層流($K=0$)の地形周辺流れパターンについて概観しておく。

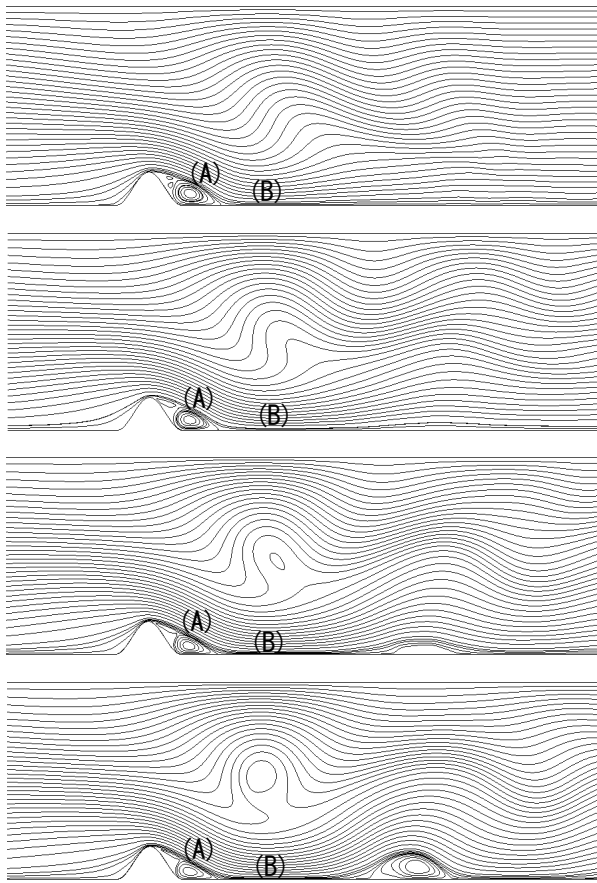
図-3に流線図と主流方向(x)の速度成分(u/U)の等値線図に関して、両者の時間発展(無次元時間 $t=20, 40, 60$)を示す。ここで、uは速度成分の瞬間値、Uは一様流入速度である。流線図では地形背後に形成された定在渦が明確に観察され、これが時間の経過とともに徐々に主流方向(x)へ伸長しているのが分かる。それぞれの

流線図に対応した速度成分(u/U)の等値線図では、地形背後に形成された定在渦のすぐ上方(図中(A))において流れが局所的に増速しているのが確認される。その増速率は一様流入速度に対して約2倍程度である。この値は丘陵地形を有限深さ流路内に設置しているため、無限深さの場合と比較してかなり大きい。なお、地形下流の地表面付近において流れの局所的な増速域は観察されない。

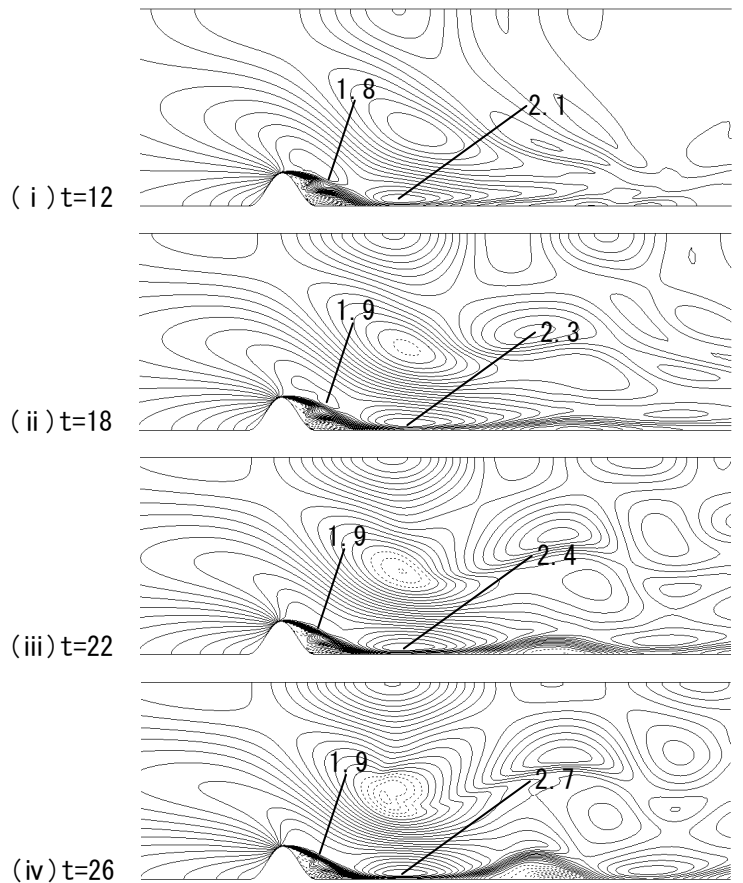
3.2 より強く安定成層した地形周辺流れ

より強く安定成層した地形周辺流れを詳細に検討するため、成層度 K を $K=2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5$ と変化させて計算を行った。この節ではそれらの計算結果を示す。この成層度 K の範囲では、地形周辺流れは時間の経過とともに非常に複雑な様相を呈する。そこで本研究では、計算開始後に形成される最初の風下波の挙動に注目し、この碎波とこれに伴って誘起される局地強風特性について議論を進める。

図-4から図-9に、非成層流($K=0$)の場合と同様に、流線図と速度成分(u/U)の等値線図(瞬間値)の時間発展を示す。最初に全ての成層度 $K(2.5 \leq K \leq 5)$ における地形周辺流れの類似点を述べる。流線図に注目すると、地形によって励起された最初の風下波は次第に突っ立ち遂には碎波に至る、という波形の変形プロセスが明

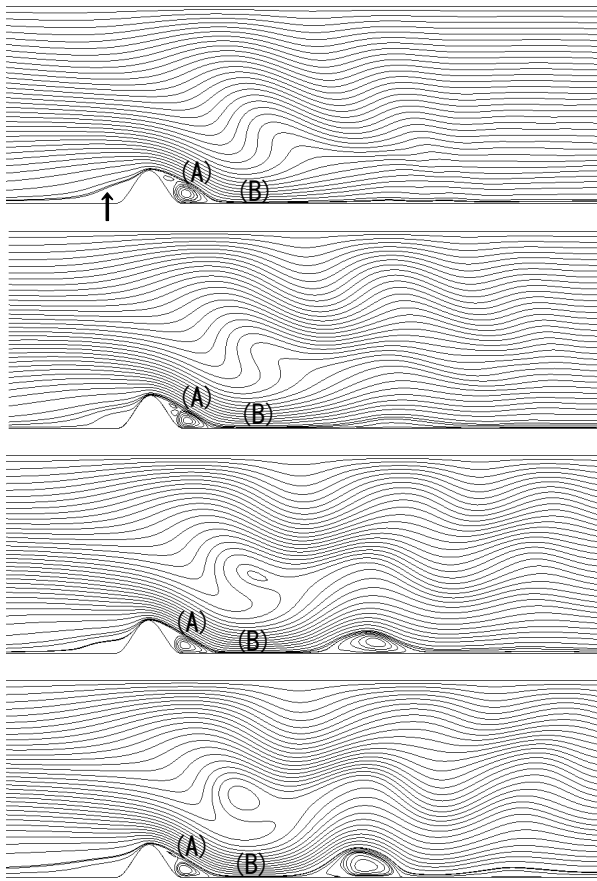


(a) 流線図(A, Bは強風域を示す)

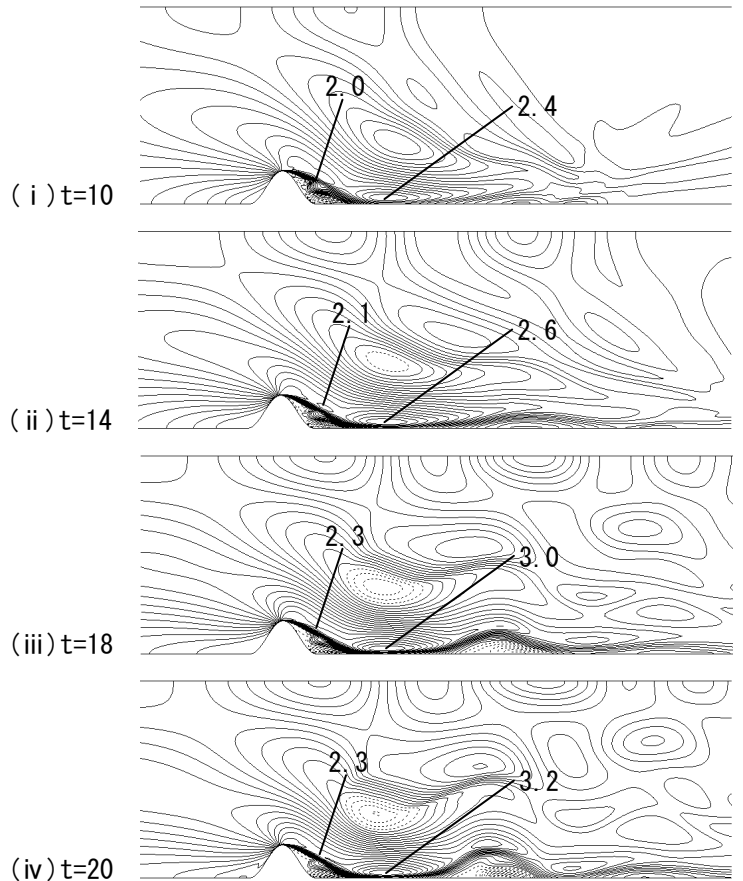


(b) 速度成分(u/U)の等値線図(実線は正值: 点線は負値)

図-4 地形周辺流れの時間発展, $K=2.5$ (強安定成層流), $Re=2000$

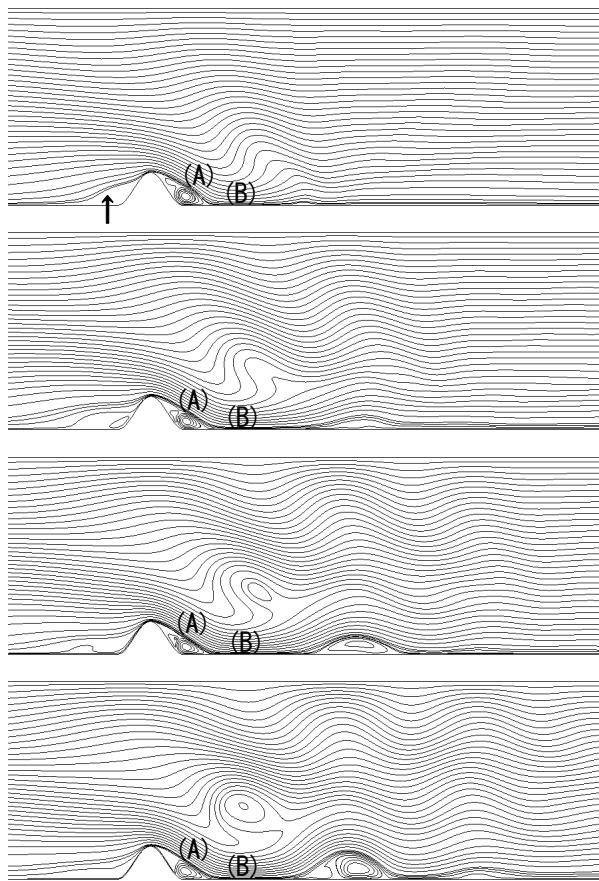


(a) 流線図(A, Bは強風域を示す)



(b) 速度成分(u/U)の等値線図(実線は正值: 点線は負値)

図-5 地形周辺流れの時間発展, $K=3$ (強安定成層流), $Re=2000$



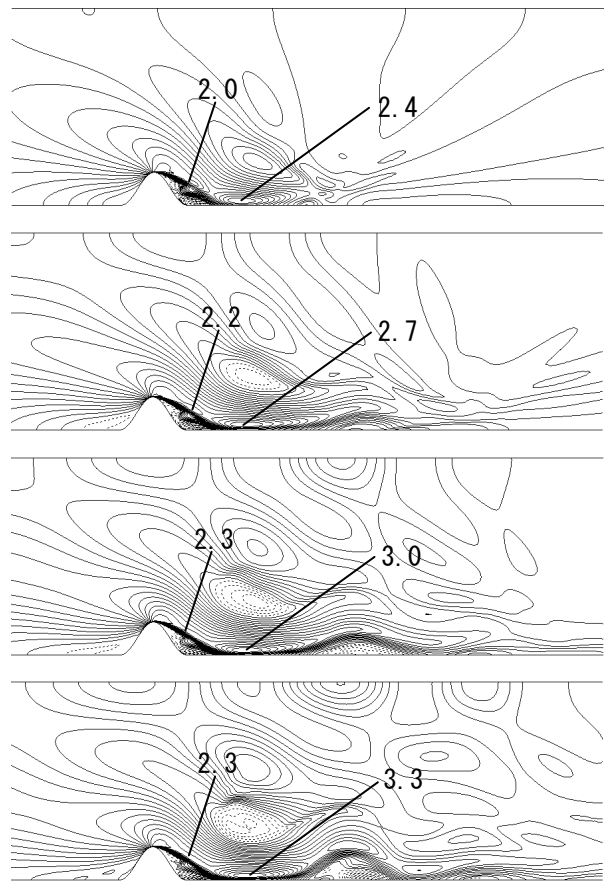
(a) 流線図 (A, Bは強風域を示す)

(i) $t=6$

(ii) $t=10$

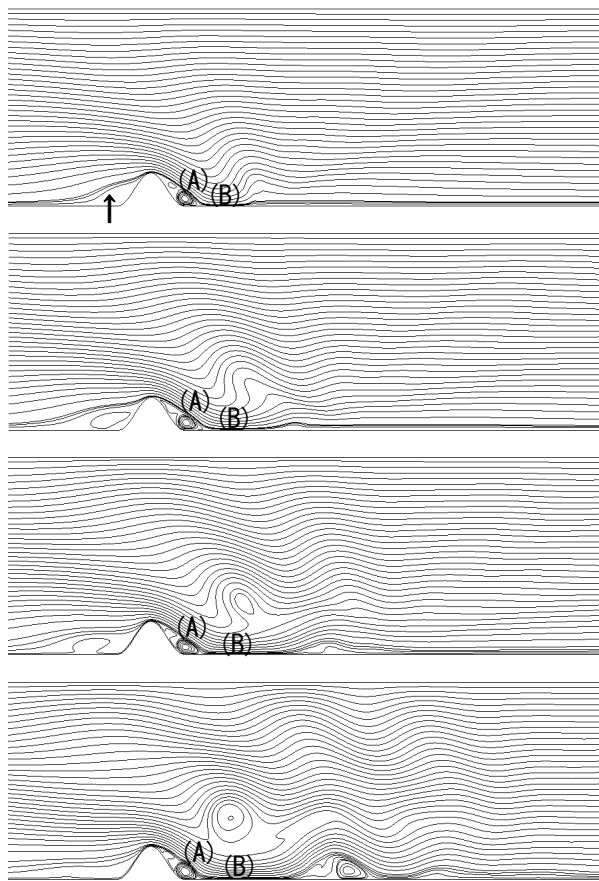
(iii) $t=13$

(iv) $t=16$



(b) 速度成分 (u/U) の等値線図 (実線は正值 : 点線は負値)

図-6 地形周辺流れの時間発展, $K=3.5$ (強安定成層流), $Re=2000$



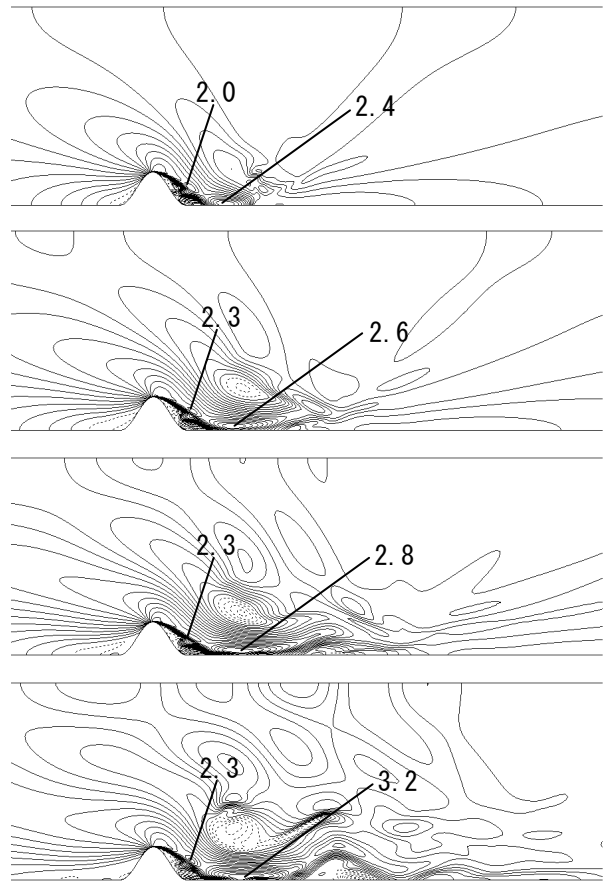
(a) 流線図 (A, Bは強風域を示す)

(i) $t=4$

(ii) $t=6$

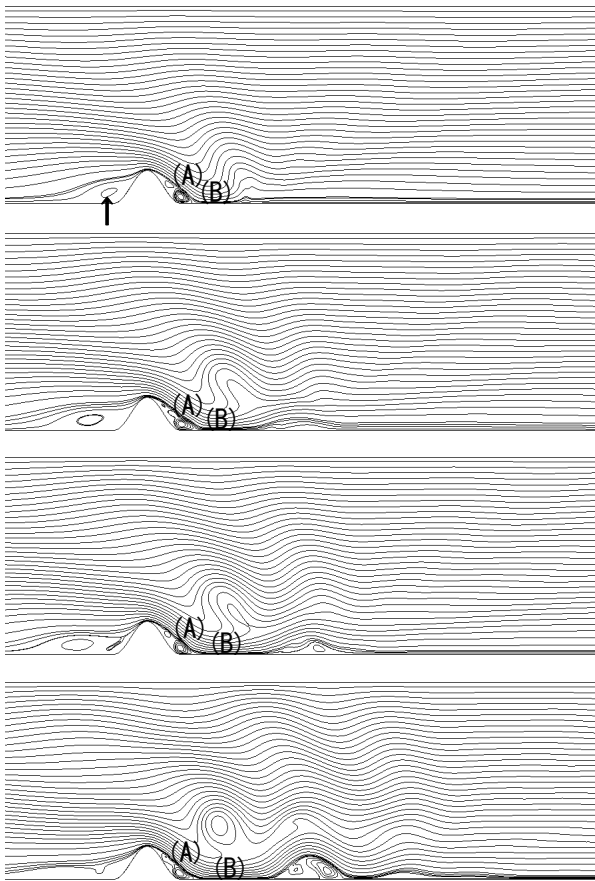
(iii) $t=8$

(iv) $t=12$



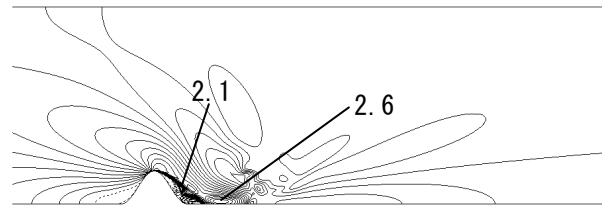
(b) 速度成分 (u/U) の等値線図 (実線は正值 : 点線は負値)

図-7 地形周辺流れの時間発展, $K=4$ (強安定成層流), $Re=2000$

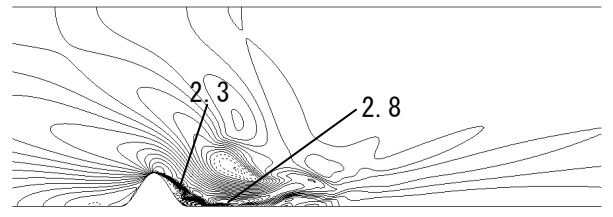


(a) 流線図(A, Bは強風域を示す)

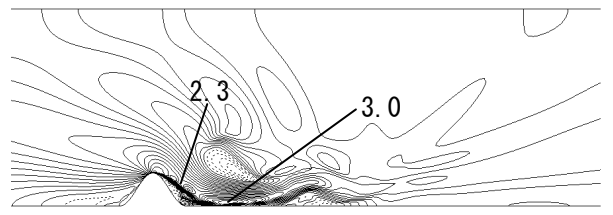
(i) t=4



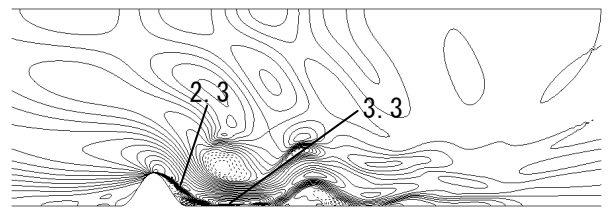
(ii) t=6



(iii) t=7

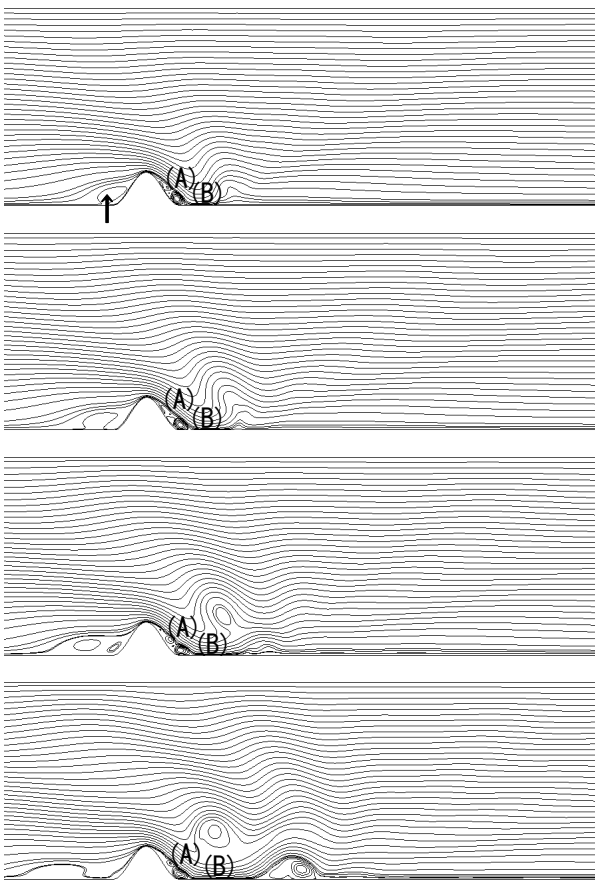


(iv) t=10



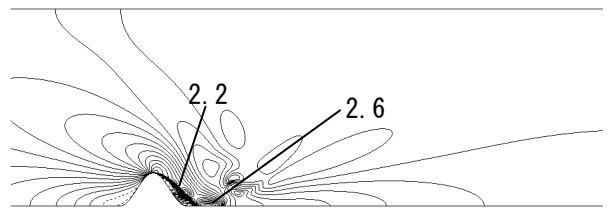
(b) 速度成分(u/U)の等値線図(実線は正值: 点線は負値)

図-8 地形周辺流れの時間発展, $K=4.5$ (強安定成層流), $Re=2000$

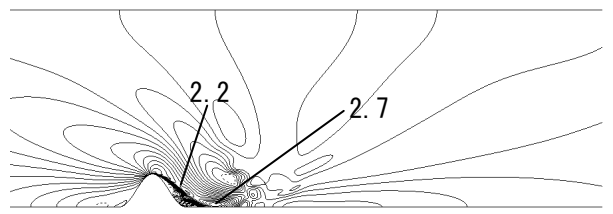


(a) 流線図(A, Bは強風域を示す)

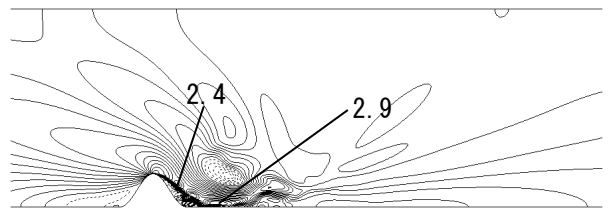
(i) t=3



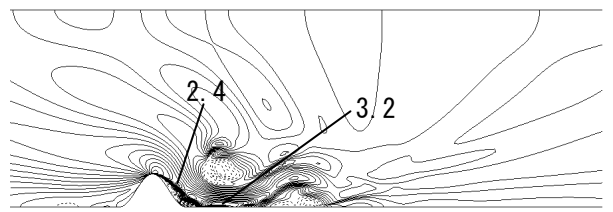
(ii) t=4



(iii) t=5



(iv) t=7



(b) 速度成分(u/U)の等値線図(実線は正值: 点線は負値)

図-9 地形周辺流れの時間発展, $K=5$ (強安定成層流), $Re=2000$

確に観察される。本研究では流線図を観察し、それが突っ立ちひっくり返り (overturning) に至った状態を風下波の砕波と定義する。それぞれの成層度 K において、流線図と対応する速度成分 (u/U) の等値線図を照らし併せて見ると、流れの局所的な増速域が風下波に沿って地形背後 (図中(A)) と地表面付近 (図中(B)) に誘起されている。これらの結果は図-3に示す非成層流 ($K=0$) の場合とは明らかに異なる。特に注目すべきことは地表面付近 (図中(B)) における増速率の変化である。すなわち、各成層度 K ともに流れは次第に増加し、砕波発生後 (図-4から図-9の(iv)) に示す無次元時間) には一様流入速度に対して約3倍にまで達している (後述する図-12を参照)。

以上述べてきた風下波の形成と、その砕波に起因した局地強風域の発生メカニズムは次のように考察される。より強く安定成層した状況で地形により風下波が励起されると、地形背後ではこの風下波に伴う強い下降流が発生し (図中(A))、その影響が地表面付近にまで及ぶ (図中(B))。風下波の強い下降流は、地形背後に形成された定在渦の大きさからも明確に推測される。すなわち、図-3に示す非成層流 ($K=0$) の場合と比較すると、強安定成層流 ($2.5 \leq K \leq 5$) では定在渦が明らかに縮小している。その傾向は成層度 K が増加するにつれて顕著である。風下波の波形は次第に突っ立ち遂には砕波に至る。いったん風下波の砕波が生じると、この領域の流体は鉛直方向に十分混合され、そこでよどみ域を形成する。これに伴い砕波領域下方を過ぎる流れは下側に強く偏向される。結果として地形背後の風下波による下降流は、砕波領域と地表面の間でさらに強く加速され、そこで局地強風域が形成される。 $K \geq 3$ では丘陵地形のすぐ上流において、下層の流体が溜まるブロッキング現象 (図中に矢印で表示) が確認される。

次に成層度 K の違いが、風下波の砕波領域の発生時間、発生位置、および流れの最大増速率に与える影響、すなわち、成層度 K に対する相違点を述べる。

図-10にそれぞれの成層度 K における風下波の砕波領域の発生時間を示す。これは図-4から図-9の(iii)に示す無次元時間である。この図から、砕波領域の発生時間は成層度 K の増加に伴い徐々に早くなる傾向が得られた。

図-11にそれぞれの成層度 K における風下波の砕波領域の発生位置を示す。これは図-10に対応する流線図、すなわち、図-4から図-9の(iii)に示す流線図から砕波領域の中心位置を求めた。成層度 K の増加に伴い、風下波の波長は徐々に短くなる。結果として砕波領域の中心位置は水平距離および鉛直距離ともに丘陵地形に近づいている。ここで興味深いことは、 $K=3$ と $K=3.5$ 、 $K=4$ と $K=4.5$ では地形中心からの水平距離がほぼ同じであるということである。砕波領域の大きさに関して、再び図-4から図-9に示す流線図に注目すると、これは成層度 K の増加に伴い徐々に縮小している。

図-12に風下波の砕波に伴い発生する局地強風域に関して、そこでの一様流入速度に対する流れの最大増速率を示す。これは図-4から図-9の(iv)に示す地形周辺流れ場から得られた値である。先に述べたように、

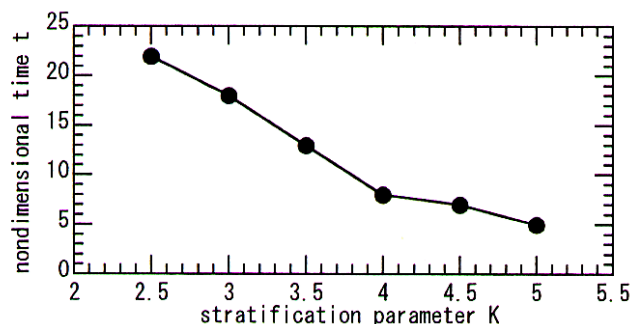


図-10 風下波の砕波領域の発生時間, $a=1$, $Re=2000$

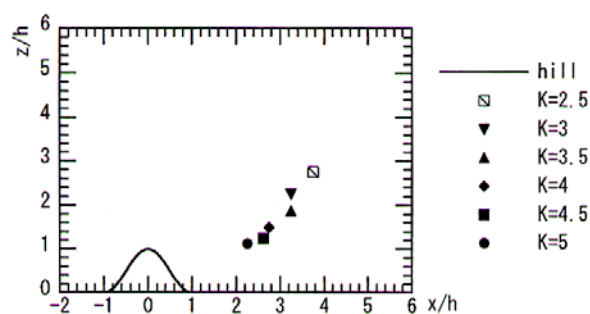


図-11 風下波の砕波領域の発生位置, $a=1$, $Re=2000$

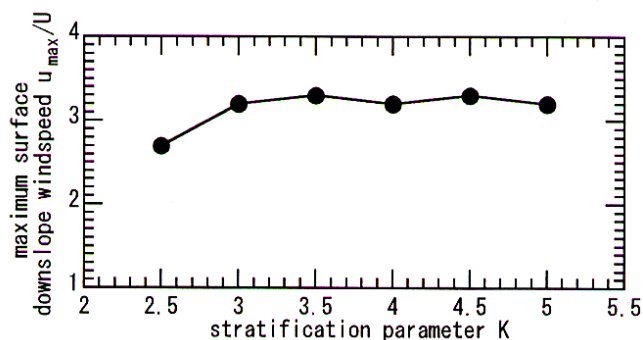
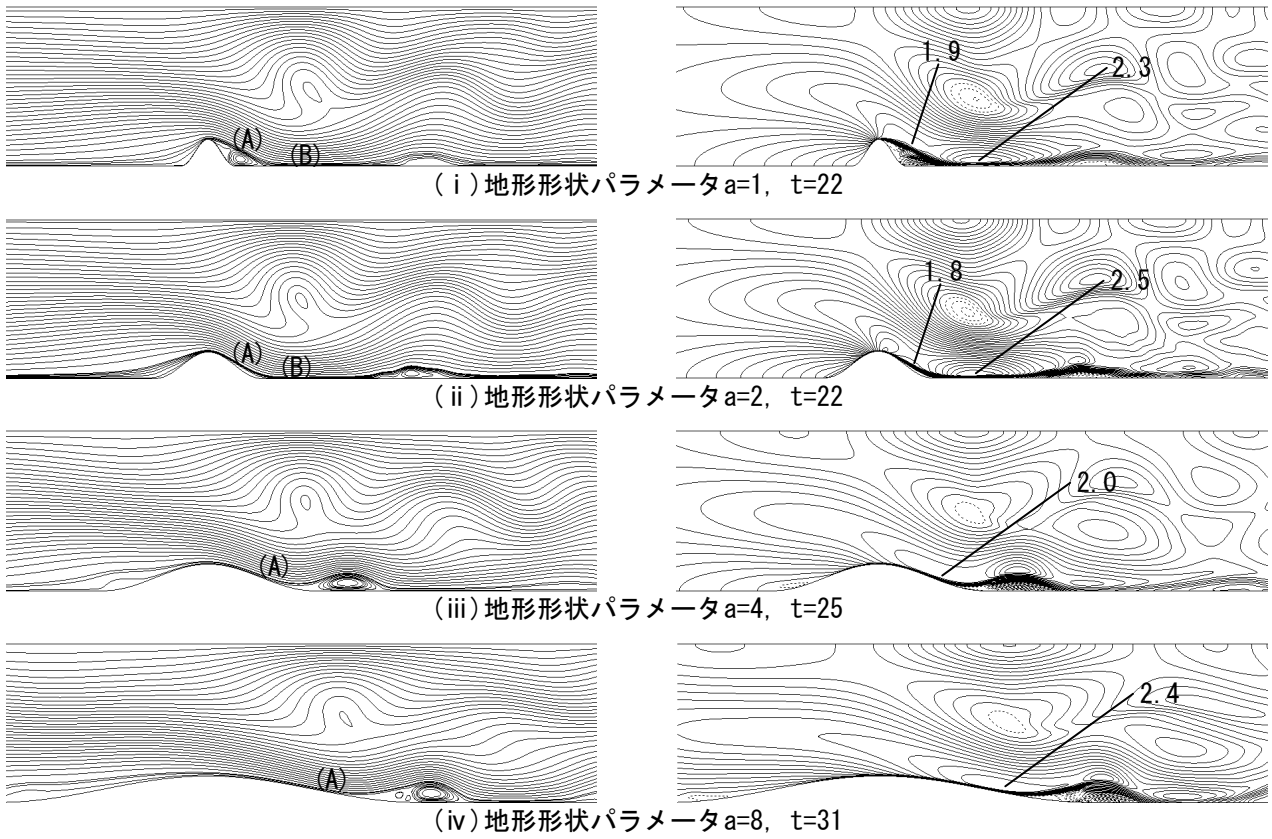


図-12 局地強風域の一様流入速度に対する最大増速率, $a=1$, $Re=2000$



(a) 流線図 (A, Bは強風域を示す)

(b) 速度成分 (u/U) の等値線図 (実線は正值 : 点線は負値)

図-13 風下波の碎波発生直後の流線図と速度成分 (u/U) の等値線図, $K=2.5$ (強安定成層流), $Re=2000$

全ての成層度 K ($2.5 \leq K \leq 5$) において, 局地強風域の最大増速率は一様流入速度に対して約3倍の大きな値を示す. さて図-11と図-12の両者を吟味すると, $K \geq 3$ では碎波領域の発生位置は丘陵地形に徐々に近づいているにも関わらず, 局地強風域の最大増速率の変化に有意な違いは見られない. よって, 図-11で述べた成層度 K の増加に伴う碎波領域の縮小とその発生位置の変化を併せて考えると, 次のことが示唆される. すなわち, 成層度 K が増加した場合, 碎波発生位置の丘陵地形への接近そのものが, 流れの増速効果に大きく寄与していると言える.

以上ここまでは, 式(1)に示す地形形状パラメータ $a=1$ の地形モデルに関して, 局地強風特性に対する成層度 K 依存性を考察してきた. 以下では成層度 K は一定とし, 地形形状パラメータ a を変化させ, その影響を調べた結果を示す.

本研究では地形形状パラメータを $a=2, 4, 8$ と変化させて $K=2.5$, $Re=2000$ の計算を行った. 図-13に風下波の碎波発生直後の流線図と速度成分 (u/U) の等値線図を示す. 図-4と重複するが, $a=1$ の結果も併せて示す. 図

-14に示すように, 碎波領域の発生時間は地形傾斜が緩

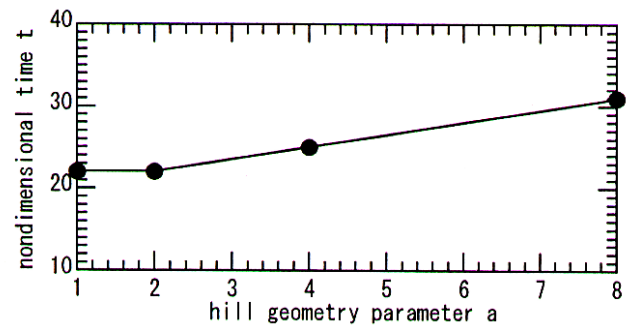


図-14 風下波の碎波領域の発生時間, $K=2.5$ (強安定成層流), $Re=2000$

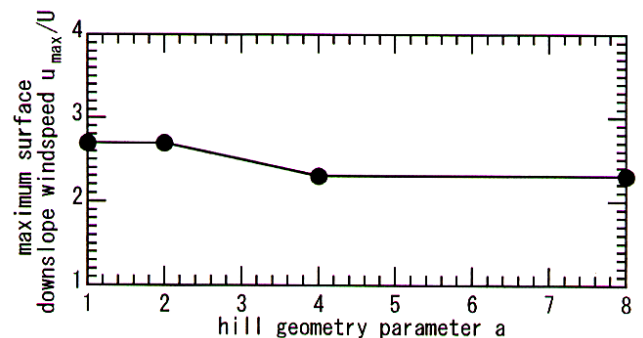


図-15 局地強風域の一様流入速度に対する最大増速率, $K=2.5$ (強安定成層流), $Re=2000$

やかになるにつれて徐々に遅くなる傾向が見られる。砕波領域の発生位置については、地形中心からの水平距離に若干の差異が見られるものの、鉛直方向高さは全てのケースにおいてほぼ流路中央で同じある。一樣流入速度に対する流れの最大増速率は、図-13に示す時間直後に観察され、 $a=1, 2$ は図中(B)で発生し約2.7倍、 $a=4, 8$ は図中(A)で発生し約2.3倍となった。結果として地形形状による有意な違いは見られなかった。この結果は図-15に示す。

4. 結び

安定成層場で有限深さ流路内に置かれた丘陵地形の周辺流れに関して、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り2次元直接数値シミュレーション(DNS)を行った。特に風下波の砕波が発生し得る広範囲の成層度 K に対して、砕波領域の発生時間、発生位置、これに伴い誘起される局地強風域の一樣流入速度に対する増速率を調べた。また同時に、成層度 $K(=2.5)$ を一定として地形形状の影響についても検討した。本研究では計算開始後に励起される最初の風下波の挙動に注目し、この砕波とこれに伴い誘起される局地強風特性について考察を行った。本研究で得られた主な結果を以下に示す。

- 1) 強安定成層流($2.5 \leq K \leq 5$)では、地形によって励起された最初の風下波が次第に突っ立ち遂には砕波に至る、という波形の変形プロセスが明確に観察された。
- 2) 風下波の砕波領域の発生時間は、成層度 K の増加に伴い徐々に早くなる。
- 3) 風下波の砕波領域の発生位置は、成層度 K の増加に伴い水平距離および鉛直距離ともに丘陵地形に近づく。これは風下波の波長が成層度 K の増加に伴い短くなるためである。特に $K=3$ と $K=3.5$, $K=4$ と $K=4.5$ は地形中心からの水平距離はほぼ同じである。砕波領域の大きさは成層度 K の増加に伴い徐々に縮小する。
- 4) 強安定成層流($2.5 \leq K \leq 5$)では、流れの局所的な増速域が風下波に沿って地形背後と地表面付近に誘起される。特に地表面付近における流れの増速率は各成層度 K ともに次第に増加し、砕波発生後には一

様流入速度に対して $K=2.5$ では約2.7倍、 $K \geq 3$ では約3倍にまで達する。本研究では $K \geq 3$ においてその値に有意な違いが見られなかった。これは、3)の結果を併せて考察すると、成層度 K が増加した場合には、砕波発生位置の丘陵地形への接近そのものが、流れの増速効果に大きく寄与していると言える。

- 5) 地形形状の影響に関して、砕波領域の発生時間は地形傾斜が緩やかになるにつれて徐々に遅くなる。その発生位置は地形中心からの水平距離に若干の差異が見られるが、鉛直方向高さは全てのケースにおいてほぼ同じある。局地強風域での一樣流入速度に対する流れの最大増速率は、 $a=1, 2$ は約2.7倍、 $a=4, 8$ は約2.3倍となり、結果として地形形状による有意な違いは見られなかった。

参考文献

- (1) 内田孝紀, 大屋裕二: 有限流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の非定常性, ながれ17, pp. 45-56, 1998
- (2) 内田孝紀, 大屋裕二: 有限流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流のLES, 応用力学論文集 Vol. 1, pp. 615-624, 1998
- (3) 内田孝紀, 大屋裕二: 有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の非定常性—第2報 非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果—, ながれ18, pp. 308-320, 1999
- (4) 内田孝紀, 大屋裕二: 安定成層場で地形効果により発生する局地強風の数値的検討, 応用力学論文集 Vol. 2, pp. 583-592, 1999
- (5) 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, pp. 729-736, 2000
- (6) D. K. Lilly: A severe downslope windstorm and aircraft turbulence induced by a mountain wave, J. Atmos. Sci. 35, pp. 59-77, 1978
- (7) 斎藤和雄: 山越え気流と局地強風, 日本風工学会誌 第75号, pp. 79-84, 1998
- (8) 光田寧: 1991年台風19号による強風災害の研究, 突発災害調査研究成果報告, pp. 1-367, 1992
- (9) 桂順治: 温度中立では説明できない台風9119号による広島被害, 日本風工学会誌 第78号, pp. 63-66, 1999
- (10) R. R. Long: Some aspects of the flow of stratified fluids. A theoretical investigation,

- Tellus 5, pp.42-58, 1953
- (11) R. R. Long : Some aspects of the flow of stratified fluids. III . Continuous density gradients, Tellus 7, pp.341-357, 1955
- (12) J. W. Rottman and R. B. Smith : A laboratory model of severe downslope winds, Tellus 41A, pp.401-415, 1989
- (13) I. P. Castro and W. H. Snyder : Experiments on wave breaking in stratified flow over obstacles, J. Fluid Mech. 255, pp.195-211, 1993
- (14) T. L. Clark and W. R. Peltier : On the evolution and stability of finite amplitude mountain waves, J. Atmos. Sci. 34, pp.1715-1730, 1977
- (15) M. F. Paisley and I. P. Castro : A numerical study of wave-breaking in stratified flow over obstacles, Dynamics of Atmospheres and Oceans 23, pp.309-319, 1996
- (16) Y. D. Afanasyev and W. R. Peltier : The three-dimensionalization of stratified flow over two-dimensional topography, J. Atmos. Sci. 55, pp.19-39, 1998
- (17) F. Gheusi, J. Stein and O. Eiff : A numerical study of three-dimensional orographic gravity-wave breaking observed in a hydraulic tank, J. Fluid Mech. 410, pp.67-99, 2000
- (18) O. Eiff and P. Bonneton : Lee-wave breaking over obstacles in stratified flow, Phys. Fluids 12, pp.1073-1086, 2000
- (19) J. Kim and P. Moin : Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations, J. Comput. Phys. 59, pp.308-323, 1985
- (20) T. Kawamura, H. Takami and K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn. Res. 1, pp.145-162, 1986
- (21) 梶島岳夫, 太田貴士, 岡崎和彦, 三宅裕 : コロケ-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

(2001年4月20日受付)