



安定成層流体中の地形効果とその可視化*

内田 孝紀**, 大屋 裕二***

Topographic Effect in Stably Stratified Fluid and Its Visualization

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

1. 諸 論

大気境界層は鉛直方向に密度,あるいは,温度が変化する成層状態である場合が多い。特に夜間などに出現する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,つまり,温度が高くなる安定成層流となる。安定成層した流れが複雑地形を過ぎる場合には,流れ場に負の浮力が作用する。結果として,中立成層時には見られない様々な波動現象や流動現象が出現する¹⁾。以上から,安定成層場において複雑地形上の風況特性を予測し把握することは,風力エネルギーの有効利用,大気汚染物質の移流拡散現象予測,森林や農作物の風害対策,飛行機の離発着や安全運航などに関連して極めて重要である²⁾。

我々は数百 m ~ 数十 km 程度の狭域スケールに的を絞り,風に対する地形効果を高精度に数値予測する局地的風況シミュレータを開発している³⁻⁶⁾。これを RIAM COMPACT (Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain) と称する。本報では,一般曲線座標系のコロケート格子に基づいた RIAM COMPACT を用いて,まず安定成層場に置かれた急峻な 3 次元孤立地形まわりの気流性状の特徴を示す。特に一様近寄り風速に対する流れの増速率とその発生場所に注目した。強安定成層時において孤立地形下流に出現する水平渦の挙動も紹介する。次に,実地形を対象とした適用例として,三宅島まわりの風況場および拡散場解析の結果を示す。最後に,安定成層場で出現する局地強風の代表例として,おろし風,だし風の計算結果を紹介する。

2. 一般曲線座標系 LES に基づいた RIAM COMPACT の概要

2.1 流れの支配方程式など

本研究では,鉛直方向(z)にリニアな温度勾配を有する非圧縮の安定成層流 ($d\theta_0/dz = 1$) を考える。代表

的な地形高さスケールを h とし,近寄り風速 U は全ての高さレベルで一様な分布を与える。浮力項の取扱いには, Boussinesq 近似を用いる。流れ場は代表スケール U, h , θ_0 (参照値) で無次元化を行う。これらの代表スケールで無次元化した LES 基礎式は以下に示す通りである。LES における SGS モデルには,標準 Smagorinsky モデル⁷⁾ を用いる。本研究における無次元パラメータは, Reynolds 数 $Re (= Uh/\nu)$, Froude 数 $Fr (= U/Nh)$, N は浮力振動数), Prandtl 数 ($= 0.71$) である。ここで, Fr が安定度を示す無次元パラメータであり,これを変化させることで地形周囲に種々の流れパターンの変化が生じる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{RePr} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial h_j}{\partial x_j} + \bar{w},$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\bar{\theta} \delta_{i3}}{Fr^2}.$$

2.2 数値計算法

一般曲線座標系 ($\xi - \eta - \zeta$) を導入し,上記に示した LES 基礎式を物理面 ($x - y - z$) から計算面 ($\xi - \eta - \zeta$) に変換する。変換後の支配方程式は差分法によって離散化を行い,数値解を求める。支配方程式の時間積分法はオイラー陽解法に基づいた部分段階法である。空間項の離散化に関して,対流項には 3 次精度風上差分を適用し,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 次精度中心差分には補間法⁸⁾ を用い,数値拡散項の重みは K-K スキームの $\alpha = 3$ に対して $\alpha = 0.5$ とし,その影響は十分小さくする。

3. 急峻な 3 次元孤立地形を過ぎる安定成層流の数値計算

3.1 計算パラメータなど

計算領域は 3 次元孤立地形の高さを h として主流方向 (x) に $80h$, 主流直交方向 (y) に $40h$, 鉛直方向 (z) に $6h$ の空間を有する。地形は流入境界面から $50h$ 下流の span 中央 ($y = 0$) に設置する。孤立地形の断面形状は $z(x, y) = h \cdot \cos(\pi(x^2 + y^2)^{1/2}/2L)$ とする。ここで,パラメータ L は 2.5 とする。格子点数は x, y, z 方向に $201 \times 101 \times 81$ 点であり,地形頂部における最小格子幅は

* 原稿受付 2006年4月1日

** 正会員 九州大学応用力学研究所

*** 九州大学応用力学研究所

$\Delta z_{\min} = 3.5 \times 10^{-3}h$ である．計算は $Re = 3000$ とし，中立成層流の $Fr = \infty$ と安定成層流の $Fr = 1, 0.5, 0.1$ の4ケースに対して行った．初期条件はインパルススタートとした．速度の境界条件に関して，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，地表面は粘着条件，流出境界面は対流流出条件とした．無次元時間刻みは $\Delta t = 2 \times 10^{-3}$ とし，モデルパラメータは $C_s = 0.1$ ， $Pr_{SGS} = 0.5$ とした．

3.2 計算結果と考察

Fig. 1 と Fig. 2 に中立成層流の $Fr = \infty$ と安定成層流の $Fr = 1, 0.5, 0.1$ に関して，瞬間場 ($t = 100$) の流線図 (Fig. 1) とこれに対応した主流方向 (x) の速度成分 (\bar{u}) の等値線図 (Fig. 2) を示す．両者ともにスパン中央断面 ($y = 0$) を示す．中立成層流の $Fr = \infty$ では，地形背後において3次元な渦構造が形成されている．ここから大規模渦がほぼ周期的に地形下流へ放出されて流下する．安定成層流の $Fr = 1$ では，長波長の風下波が地形下流に形成されている．これに伴い地形頂部付近からの流れの剥離が抑制されるとともに，地形下流斜面に沿って流れの増速域 ($\bar{u} > 1$) が明確に見られる．また地形下流斜面に沿った流れは風下波の上昇流により，裾野付近から

剥離して逆流域を形成している．安定成層流の $Fr = 0.5$ では，成層度の増加に伴い $Fr = 1$ と比べて波長の短い風下波が地形下流に形成されている．結果として，地形下流斜面に沿った増速流 ($\bar{u} > 1$) は中腹付近から剥離し，地形からすぐ下流の上空に逆流域が誘起されている．なお， $Fr = 1, 0.5$ において励起される風下波は定在波であり，その波長は線形理論による予測値 ($2\pi Fr$) とほぼ一致する．安定成層流の $Fr = 0.1$ では，鉛直方向 (z) の流体運動は強く抑制され，流れはほぼ水平的である．これは地形を回り込む流れが卓越していることを意味する．より強く安定成層した流れ ($Fr < 1$) の挙動に関しては，分離流線高さ $H_s (= 1 - Fr)$ と呼ばれるクライテリアが知られている．これは地形上流において H_s よりも上層の流体は地形頂部を乗り越え， H_s よりも下層の流体は地形を回り込むというものである．本研究の $Fr = 0.5, 0.1$ においても H_s が観察され，その値は理論値とほぼ一致した．安定成層流の $Fr = 0.1$ で確認された水平渦の挙動については，以下でさらに考察を行う．

強安定成層流の $Fr = 0.1$ に関して，孤立地形中腹の $z^* = 0.5h$ における流線図の時間発展を Fig. 3 に示す．Fig. 3(a) に示すように，計算初期には孤立峰の背後に双子渦が形成される．その後，Fig. 3(b) に示すように，双子渦は時間の経過とともに成長し，非対称な配置となる．十分に時間が経つと，Fig. 3(c) に示すように，カルマン渦列に似た流れパターンに移行する．

Fig. 3(c) に示す，同一時刻 ($t = 148$) での $z^* = 0.25h, 0.75h$ の流線図を Fig. 4 に示す．Fig. 3(c) に示す $z^* = 0.5h$ の流線図と併せて吟味すると，同一時刻であるにも関

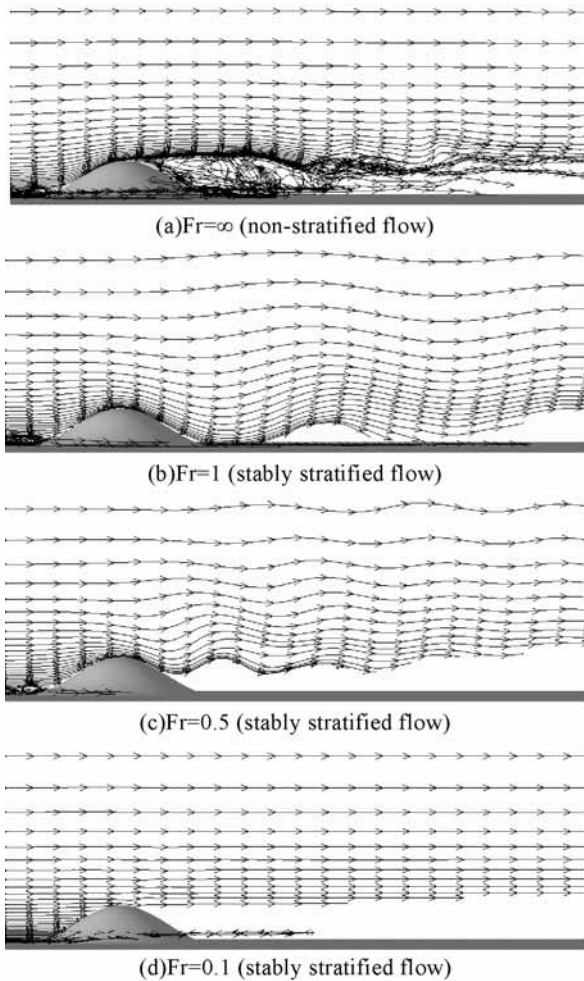


Fig. 1 The instantaneous streamlines near the hill, $y = 0, t = 100, Re = 3000$

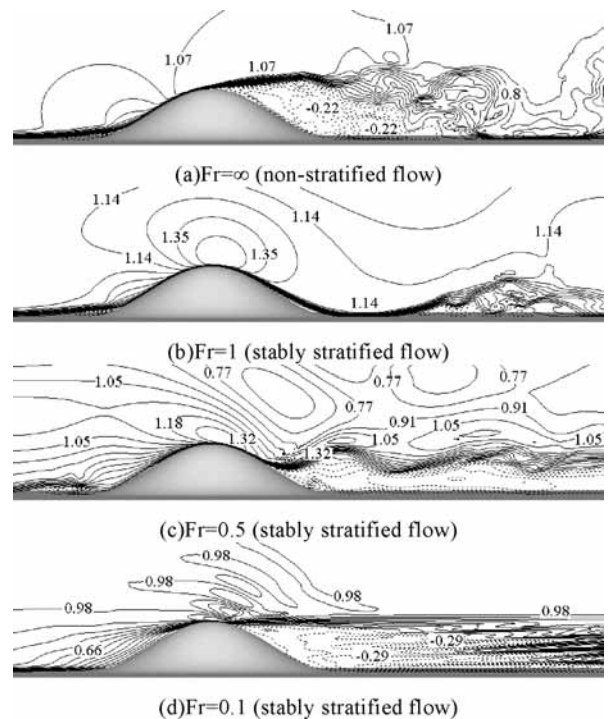


Fig. 2 The contour lines of the streamwise (x) velocity component (\bar{u}) near the hill, $y = 0, t = 100, Re = 3000$

ならず、それぞれの高さレベルにおいて渦列形成の位相に差異が見られることが分かる。また、各高さレベルにおける孤立峰半径の違いから、上方に行くほど孤立峰下流に形成される渦列の規模（大きさ）が小さくなっていくのが分かる。

Fig 5 に黒丸で示す地点 ($x = 2.6h, y = 0$) において、主流方向 (x) の速度成分 (\bar{u}) と鉛直方向 (z) の速度成分 (\bar{w}) の時間変化を収集し、これを Fig 6 に示す。各高さレベルとともに無次元時間 $t = 100$ を過ぎるあたりから、速度成分に周期的な振動が明確に出現している。この周期的な速度変動は、カルマン渦列に似た流れパターンが孤立峰背後に出現していることを示すものである。特筆すべきは以下の点である。一つは、孤立峰背後における渦列の放出周期である。各高さレベルにおいて有意な違いは見られず、同程度の値を示している。つまり、渦放出の St 数はほぼ同じである。もう一つは、鉛直方向 (z)

の速度成分 (\bar{w}) の時間変化である。 $t > 100$ では、値は小さいものの周期的な振動が明確に見られる。これは鉛直方向 (z) に流れの変化 (渦構造) が存在することを示唆するものである。これについては後述する。

渦度の主流方向 (x) 成分 $\omega_x (= w/y - v/z)$ の等値面図 ($\omega_x = \pm 2$) を Fig 7 に示す。二色の濃淡が値の正負を示している。この図から、値の異なる非常に薄いシート状の縦渦構造が鉛直方向 (z) に交互に重なり合っているのが分かる。ここで注目すべきは、Fig 7(b) である。薄いシート状の縦渦構造は地面に対して平行ではなく、ある傾きをもって出現している。

非常に強く安定成層した $Fr = 0.1$ の場合には、各高さレベルにおいて渦列形成の位相に差異があること、その放出周期はほぼ同程度であること、鉛直方向 (z) に何らかの相関があり、コヒーレントな渦構造を有していることなどが見出された。今後、これらについてより詳細な考察を行う予定である。

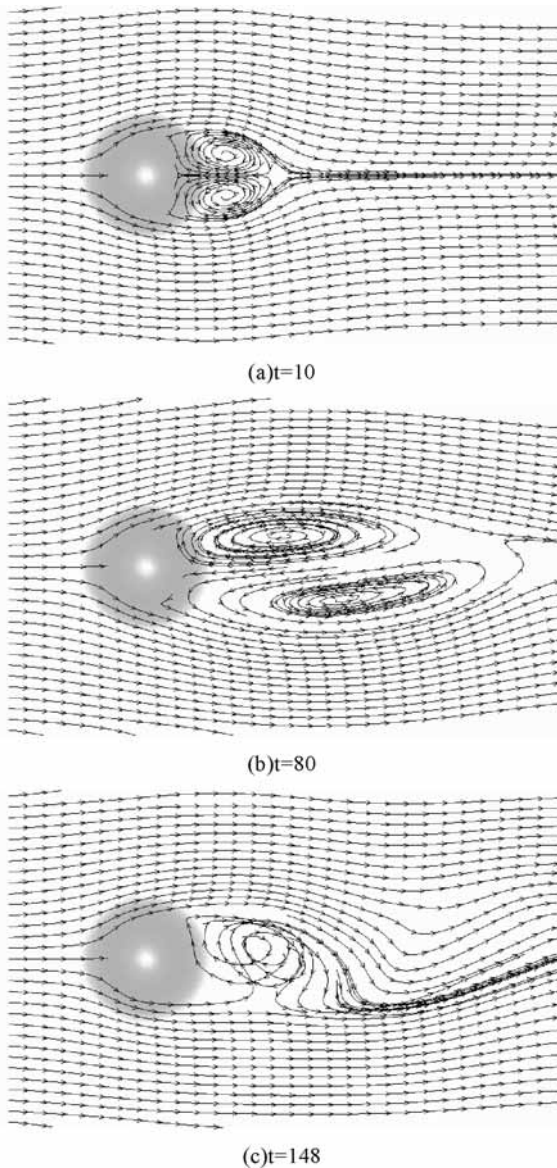


Fig 3 The time evolution of streamlines at $z^* = 0.5h, Fr = 0.1, Re = 3000$

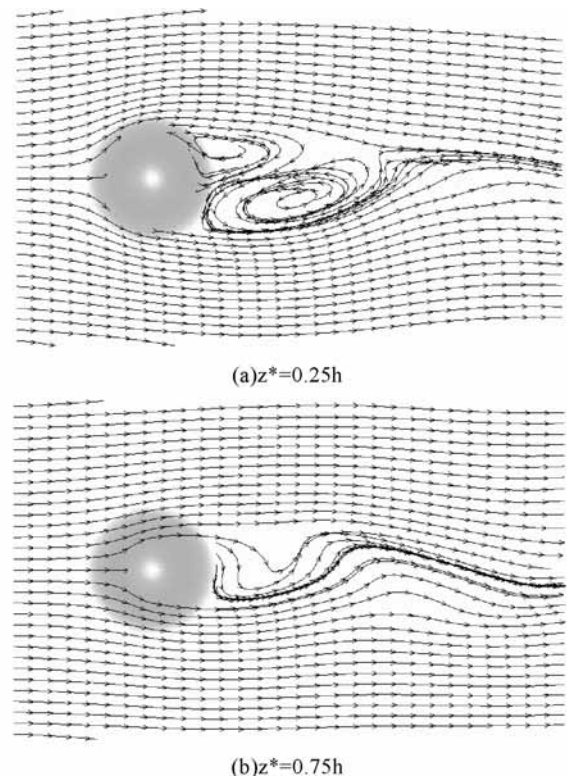


Fig 4 The streamlines at the same time ($t = 148$) $Fr = 0.1, Re = 3000$

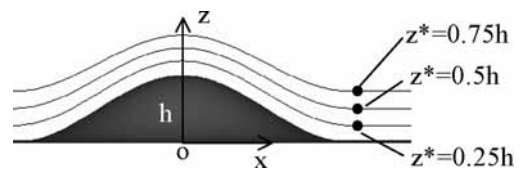
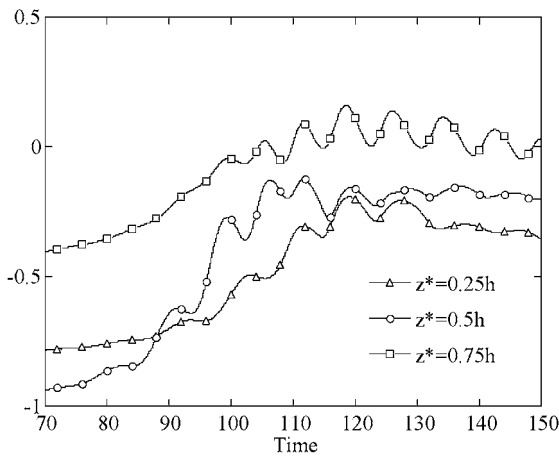


Fig 5 Place where the time change of the velocity component was evaluated (black round part) $x = 2.6h, y = 0$

4. 三宅島を対象とした安定成層流の風況場・拡散場の数値計算

4.1 計算パラメータなど

三宅島の地形形状は国土地理院の50 m 標高数値データに基づいて100 m 分解能で再現した。格子点数は x, y, z 方向に $161 \times 145 \times 81$ 点とした。三宅島近傍の流動現象や波動現象を高精度に捉えるため、計算格子は地形表面に十分に引き付けている。三宅島頂上付近の最小格子幅は2 m 程度である。三宅島の高さ h と一様近寄り流れ U で定義した Reynolds 数は $Re (= Uh/\nu) = 10^4$ とした。これは、実大気スケールに対応した Reynolds 数での計算は極めて困難であること、 $Re = 10^4$ 以上では風況パターンの定性的な挙動はほぼ同じであることが期待



(a) Streamwise (x) velocity component (\bar{u})

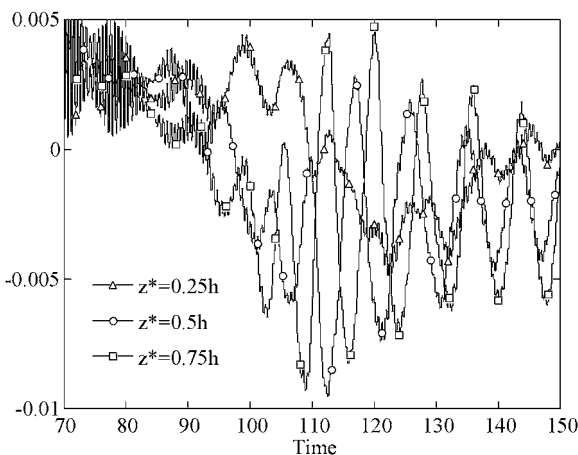


Fig. 6 The time change of the velocity component ($x = 2.6h, y = 0$) $Fr = 0.1, Re = 3000$

されるためである。計算は、鉛直方向 (z) に温度変化が無い中立成層した流れの $Fr (= U/Nh) = \infty$ から、非常に強く安定成層した流れの $Fr = 0.1$ に至るまで、広範囲の成層度 ($Fr = \infty, 5, 3, 1, 0.5, 0.1$) に対して行った。初期条件はインパルススタートとした。速度の境界条件などは先の計算と同様である。ここで、安定度の指標として用いた Froude 数 $Fr (= U/Nh)$ に関して、実際の気象条件との対応を検討する。 Fr の定義式における N は浮力振動数であり、 $N = (g/\Theta_0 \cdot d\Theta/dz)^{1/2}$ で記述される。近寄り風速を $U = 10$ (m/s) とし、三宅島麓の温度を $\Theta_0 = 293$ (K) とする。三宅島の麓から頂上に向かって $d\Theta/dz = 2/814$ (K/m) の温度差があれば、 $N = 9 \times 10^{-3}$ (rad/s) となり、 $Fr = 1.4$ となる。以上から、本研究で設定した Fr 数は野外で十分に出現可能な値である。

4.2 計算結果と考察

以下では、中立成層流の $Fr = \infty$ と安定成層流の $Fr = 5, 3, 1, 0.5, 0.1$ に関して、安定度の違いによる流れパターンの変化を示す。瞬間場 (無次元時間 $t = 100$) の速度ベクトル図 (スパン中央断面) を Fig. 8 に示す。ここで、速度ベクトルの基準スケールはすべてのケースにおいて同じである。また便宜上、主流方向 (x) と鉛直方向 (z) に一点おきに間引いて表示している。

Fig. 8 に示す安定度の違いによる流れパターンの変化は、Fig. 1 と Fig. 2 で述べた孤立峰の場合とほぼ同じである。中立成層流の $Fr = \infty$ では、三宅島背後において循環領域 (逆流域) が観察される。ここから、大規模渦がほぼ周期的に地形下流へ放出されて流下する。弱い安定成層流の $Fr = 5, 3$ では、安定度の増加に伴い三宅島背後に形成される逆流域は徐々に小さくなっている。強い安定成層流の $Fr = 1$ では、 $Fr = \infty, 5, 3$ と比較して地形周辺流れは大きく変化している。このケースでは、内部重力波 (風下波) が三宅島の下流に形成されている。その波長は三宅島裾野の主流方向 (x) 長さとはほぼ同程度

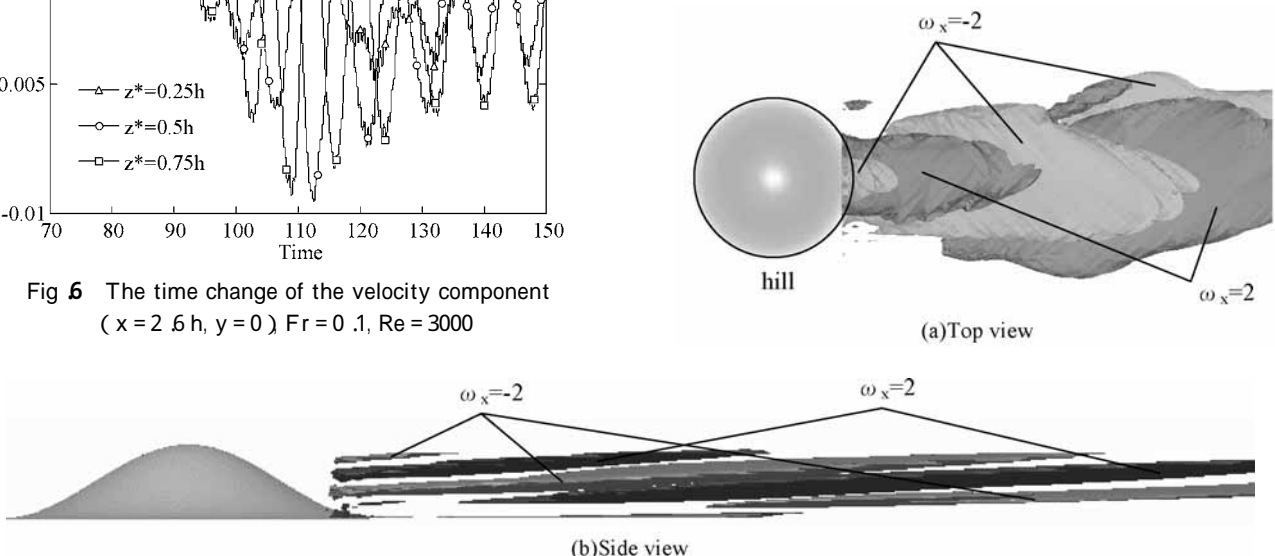


Fig. 7 The contour surface of the streamwise (x) vorticity $\omega_x (\omega_x = \pm 2)$ $t = 148, Fr = 0.1, Re = 3000$

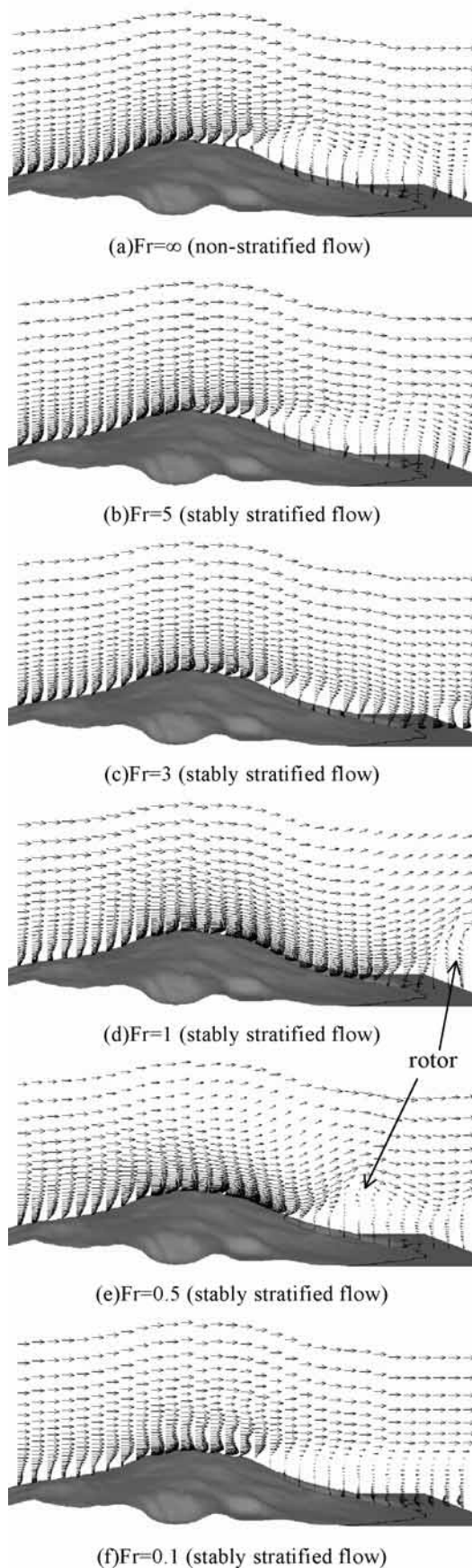


Fig 8 The instantaneous velocity vectors near Mt. Miyake, $y=0$, $t=100$, $Re=10^4$

である．風下波の形成に伴い三宅島頂部付近からの流れの剥離は抑制されている．同時に，三宅島の下流側斜面に沿って流れの局所的な増速域が発生している．三宅島の下流側斜面に沿った流れは，風下波の上昇流により三宅島の裾野付近から剥離し，そこで逆流域（ローター）が形成されている（図中に矢印で表示）．強い安定成層流の $Fr=0.5$ では，安定度の増加に伴い $Fr=1$ と比べて波長の短い風下波が三宅島の下流に形成されている．結果として，三宅島の下流側斜面に沿った増速流は三宅島の中腹付近から剥離し，地形からすぐ下流の上空にローターが誘起されている（図中に矢印で表示）． $Fr=1, 0.5$ において励起される風下波は，先に示した孤立地形の場合と同様，ほぼ定在波である．その波長は，線形理論による予測値 $(2\pi Fr)$ とほぼ一致する．最も強く安定成層した流れの $Fr=0.1$ では，鉛直方向 (z) の流体運動は強く抑制される．その結果，ほぼ水平的な流れ場が形成されている．これは三宅島を迂回する流れが卓越していることを意味する． $Fr=0.5, 0.1$ においても，先に記述した孤立峰と同様，分離流線高さ $H_s (=1 - Fr)$ が確認され，その値は理論値とほぼ一致した．

$Fr=1, 0.5, 0.1$ で得られた風況場に基づいて火山口付近にパッシブ粒子を配置し，それらの挙動を調査した．その結果を Fig 9 に示す． $Fr=$ では，地形背後において3次元的な渦構造に取り込まれた粒子の様子が観察される．特に，三宅島下流の比較的広範囲に粒子が分布していることが特徴的である．よって，粒子の挙動を実際の火山ガスに見立てると，三宅島の下流斜面や裾野付近の広範囲において火山ガスの影響が示唆される．これに対し $Fr=1, 0.5$ では，風下波の下降流に乗って粒子が山の斜面を移流している．両者ともに鉛直方向 (z) の粒子の広がりはほとんど無く，そこで火山ガスの高濃度域が発生することが予想される． $Fr=0.1$ では，粒子は三宅島の下流斜面や裾野付近には到達せずに，ほぼ同じ高さレベルを維持しながら水平的に移流している．この場合には，三宅島の下流斜面や裾野付近において火山ガスの影響はほとんど無いものと推測される．

より現実に近い状況を模擬するため，空気と等密度のスカラー濃度を火山ガスに見立て，これの移流拡散方程式を風況場の支配方程式と併せて時間積分を行った．それぞれケースともに，三宅島周辺の風況場が十分に発達したと考えられる無次元時間 $t=100$ の計算結果を初期値とした．加えて，雄山火山口から放出される噴煙の熱浮力による上昇効果を模擬するため， $0.05U$ (U は一様近寄り風速) の噴出速度を与えた．Fig .10 には無次元時間 $t=200$ ，スパン中央断面 ($y=0$) におけるスカラー濃度分布を示す．Fig .10 に示す濃度分布は，Fig 9 に示したパッシブ粒子の分布とほぼ類似なパターンを呈する．このことから，実際の火山ガスに関して，その挙動は地形周辺の風況パターンに強く依存するものと考えられる．言い換えると，拡散現象を精度良く予測および再現

するためには、風に対する地形効果を精緻に再現した風況場を得ることが極めて重要であると言える。

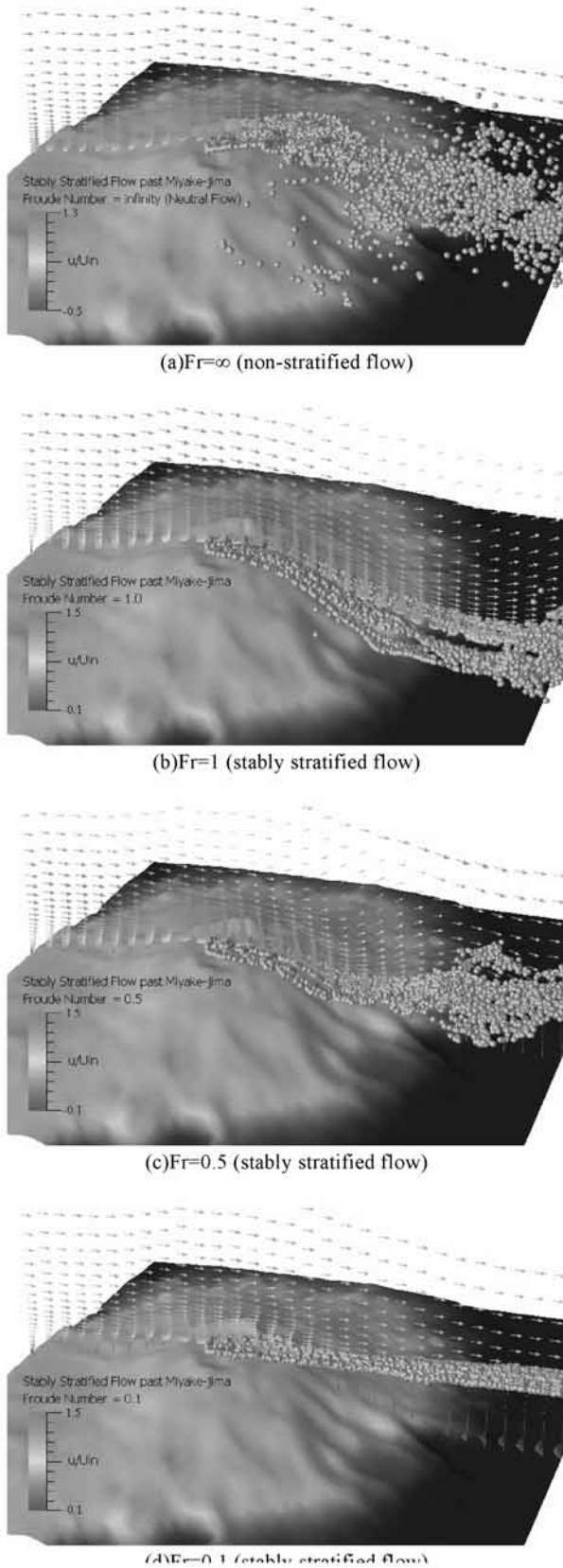


Fig 9 The behavior of the passive particles released from the top of Mt. Miyake, $t = 120$, $Re = 10^4$

5. 安定成層場で出現する局地強風の数値計算

この節では、安定成層場で出現する典型的な局地強風として、おろし風とだし風を紹介する。おろし風とは、主流直交方向(y)に同じ断面形状を有する山脈地形において、地形のすぐ背後に出現する下降流のことである⁹⁾。一方、だし風とは、地形の窪みに流れ収束し発生する強風(Gap Flow)のことである¹⁰⁾。Fig.11(a)におろし風を、Fig.11(b)にだし風を再現した結果を示す。両ケースともにパッシブ粒子を配置し、その挙動で風況パターンを可視化している。

Fig.11(a)のおろし風に注目する。図中に矢印で表示しているように、地形下流には長波長の内部波(風下波)が形成されている。同時に、図中に点線で囲んだ領域がおろし風と呼ばれる部分である。ここでは、強い下降流が発生している。これは、先に述べた(三宅島を含む)孤立した地形で観察された現象と同様である。よって、おろし風とは、内部波(風下波)の出現に伴い発生する局地的な下降流であると言える。

Fig.11(b)のだし風に注目する。地形の窪みに風が収束し、それが地形下流を蛇行しながら流下している様子が明確に確認される。この領域では、近寄り風速に対して

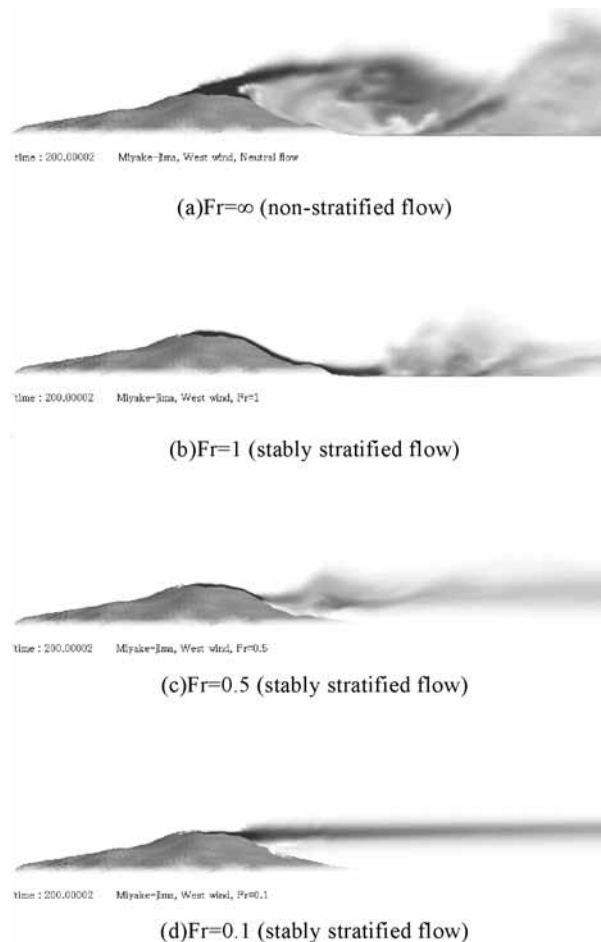


Fig.10 The behavior of scalar density from crater, $y = 0$, $t = 200$

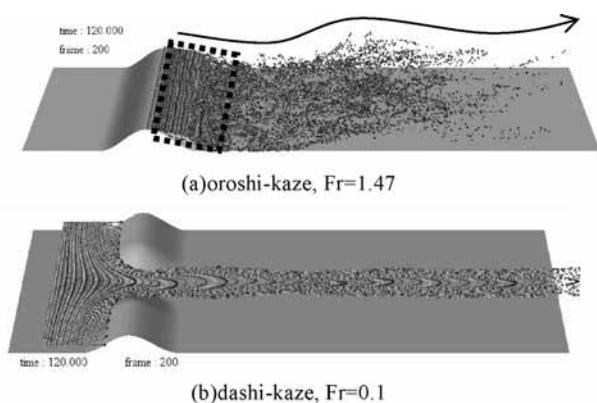


Fig.11 The behavior of the passive particles,
 $t = 120, Re = 10^4$

5倍以上の増速域が形成されている。

6. 結論

数百 m ~ 数十 km 程度の狭領域スケールに的を絞り、流れの衝突、剥離、再付着などの風に対する地形効果を高精度に再現可能な非定常・非線形風況拡散シミュレータ RIAM COMPACT を用い、安定成層流体中で出現する種々の波動現象および流動現象を紹介した。

本報で示したように、中立成層時に見られる風況パターンに安定成層の効果が付加されると、その流れパターンは劇的に変化する。冒頭でも記述したように、風力エネルギーの有効利用、大気汚染物質の移流拡散現象予測、森林や農作物の風害対策などをこれまで以上に高

い精度で行うためには、成層効果（安定成層状態，不安定成層状態）を考慮することが極めて重要である。

参考文献

- 1) T. Uchida and Y. Ohya, Numerical study of stably stratified flows over a two-dimensional hill in a channel of finite depth, *Fluid Dyn. Res.*, Vol. 29, pp. 227 - 250, 2001
- 2) W. H. Snyder, Fluid modeling of pollutant transport and diffusion in stably stratified flows over complex terrain, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 239 - 266, 1985
- 3) 内田, 大屋, バッシブ粒子法による三宅島火山ガス挙動の可視化, 可視化情報学会論文集, Vol. 23, No. 7, pp. 58 - 65, 2003
- 4) 内田, 大屋, 風況予測シミュレータ RIAM COMPACT の開発 風況精査とリアルタイムシミュレーション, 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol. 22, No. 5, pp. 417 - 428, 2003
- 5) 内田, 大屋, 風況シミュレータ RIAM COMPACT による拡散場シミュレーション その1. 不安定時の場合, 九州大学応用力学研究所所報, 第126号, pp. 9 - 15, 2004
- 6) 内田, 大屋, 風況シミュレータ RIAM COMPACT による拡散場シミュレーション その2. 安定時の場合, 九州大学応用力学研究所所報, 第126号, pp. 17 - 22, 2004
- 7) 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
- 8) 梶島, 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂
- 9) 斉藤, 山越え気流と局地強風, 日本風工学会誌, No. 75, pp. 79 - 84, 1998
- 10) 辰野, 中塚, 石井, 鞍部のある山岳モデルを過ぎる安定成層流の可視化, 九州大学応用力学研究所所報, 第127号, pp. 55 - 68, 2004