

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—

Two-dimensional numerical simulation of stably-stratified flows past a cosine-shaped hill -Effects of the grid resolution and the numerical method-

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)

A two-dimensional numerical simulation of stably-stratified flows past a cosine-shaped hill is made by using a finite-difference method (FDM) with a third-order upwind-difference scheme at $Re=2000$. In order to simulate the flow around the hill with high accuracy, a boundary-fitted coordinate (BFC) grid is used. First, effects of the grid resolution in the streamwise direction on numerical results are discussed, and it is shown that for the calculation with the stably-stratified flow the grid resolution is more important than that with the non-stratified flow. Next, effects of the numerical method on the convergence of the successive over relaxation (SOR) method in solving the pressure Poisson equation are examined, because the iteration solution of the pressure Poisson equation is the most time-consuming part in the overall solution procedure. The numerical method based on a collocated grid shows much more efficiency for the CPU time than that with a regular grid.

Key words : stably-stratified flows, two-dimensional hill, FDM, BFC grid, grid resolution, regular grid, collocated grid

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が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となる。この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状況では、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)に基づいた直接数値シミュレーション(DNS)とラージ エディ シミュレーション(LES)を行ってきた¹⁻⁶⁾。この際、上方の大気層で蓋をされた地形周辺の流れを模擬するために、丘陵地形は有限深さ流路内に設置した。これらの研究¹⁻⁶⁾では、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、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を明らかにした。また、丘陵地形周辺の非定常流れに影響を与える諸要素(例えば、地形高さと流路深さとのブロックage比や地形形状のなだらかさを示すパラメータなど)の検討も行った。さらに、丘陵地形の周辺に出現する波動現象や流動現象は強風時の風環境問題としても重要であるという観点から、安定成層場で丘陵地形周辺に出現する流れの増速域(強風域)とそこでの増速率を明らかにした。これらの研究¹⁻⁶⁾を通して、著者らは特に安定成層場において主流方向の格子分解能の違いが計算結果に重大な影響を与えること、また計算格子上的変数配置とそれに伴う数値計算法の違いによって計算時間、すなわち、圧力の Poisson 方程式の求解に要する時間が大幅に異なることを経験してきた。そこで本論文では安定成層場で主流方向の格子分解能の違いが計算結果に与える影響を詳細に検討するとともに、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すことを目的とする。

2. 丘陵地形を過ぎる密度成層流の支配方程式

有限深さ流路内に置かれた2次元丘陵地形を過ぎる密度成層流(安定成層流)を考える。但し、非圧縮流体とし Boussinesq 近似を用いる。計算領域は図-1 に示すように x - z 平面とし、地形高さを h として水平方向に $L=500h$ 、鉛直方向に $H=6h$ の空間を有する。ここで、 x は主流方向、 z は鉛直方向を意味する。特に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に、地形上流は $420h$ と長く設定する。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、地形のなだらかさを示すパラメータ a は1とする。丘陵地形から十分上流において鉛直方向に線形な勾配($d\rho_b/dz=-1$)を有する基本密度 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。

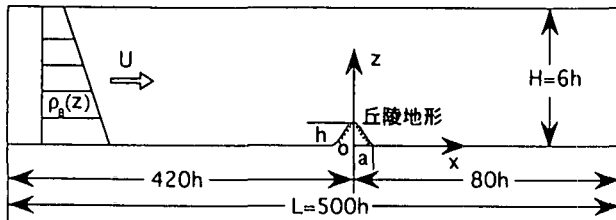


図-1 計算領域と座標系

本研究の未知数 $u_i (=u, w)$, $\rho' (= \rho - \rho_b)$, $p' (=p - p_b)$ に対す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、Navier-Stokes 方程式、密度方程式となり無次元形では以下の式(2)-(4)で記述される。但し、基本場からのずれを表すプライム記号(')は省略する。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\rho}{Fr^2} \delta_{i3} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = w \quad (4)$$

式(3)の無次元パラメータ Re および Fr は Reynolds 数 ($=\rho_0 U h / \mu$) と Froude 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。また丘陵地形が

有限深さ流路内($H=6h$)に設置されているので、 H を含む無次元成層パラメータ $K (=N h / \pi U)$ が境界条件を含む支配パラメータとして存在する。この K により地形周辺流れが特徴付けられる。よって、本研究では K を用いて計算結果を整理する。

図-2 に境界条件を示す。過去の研究^{5, 6)}と同様に地形上流は滑り条件とし、丘陵地形の表面と地形下流の地面上にのみ粘着条件を課す。これは地形上流において発達する地面境界層の影響を地形周辺流れに及ぼさないようにするためである。過去の研究^{5, 6)}と同様に $Re=2000$ とし、非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ に対して以下に示す検討を行う。

$$\begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad w = \rho = 0 \\ u = U = 1 \\ w = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \rho = 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad w = \rho = 0 \\ u = w = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{Re} \nabla^2 w - \frac{\rho}{Fr^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} \frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial x} \\ \text{for } f = u, w, \\ \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{array}$$

丘陵地形

$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad w = \rho = 0$

図-2 境界条件

3. 主流方向の格子分解能の違いが計算結果に与える影響について

この節では主流方向の格子分解能の違いが地形周辺流れに与える影響について詳細な検討を行う。

本研究では主流方向(x)に1001点、501点、251点で鉛直方向(z)に101点の格子解像度を有する3種類のBFC格子を検討する。これに伴い座標変換($x=x(\xi, \zeta)$, $z=z(\xi, \zeta)$)を行い、物理面(x - z)から計算面(ξ - ζ)に写像された式(2)-(4)を解くことになる。以後それぞれのBFC格子をケース1(1001×101点)、ケース2(501×101点)、ケース3(251×101点)と称する。ケース1-3の格子分割については、本研究において最も高解像度のケース1(地形上流は不等間隔に390点、丘陵地形表面は等間隔に161点、地形下流は不等間隔に450点)のBFC格子を最初に作成し、順じ主流方向の格子点を間引いてケース2およびケース3とした。なお、鉛直方向についてはケース1-3ともに同じ分解能(101点)とし、地形頂部における最小格子幅 $\Delta z_{\min}$ は $3 \times 10^{-3}h$ とした。数値計算法については、計算格子上の変数配置にコロケート配置を採用し、Fractional Step 法のアルゴリズム⁷⁾に基づいて計算を行う。これについて

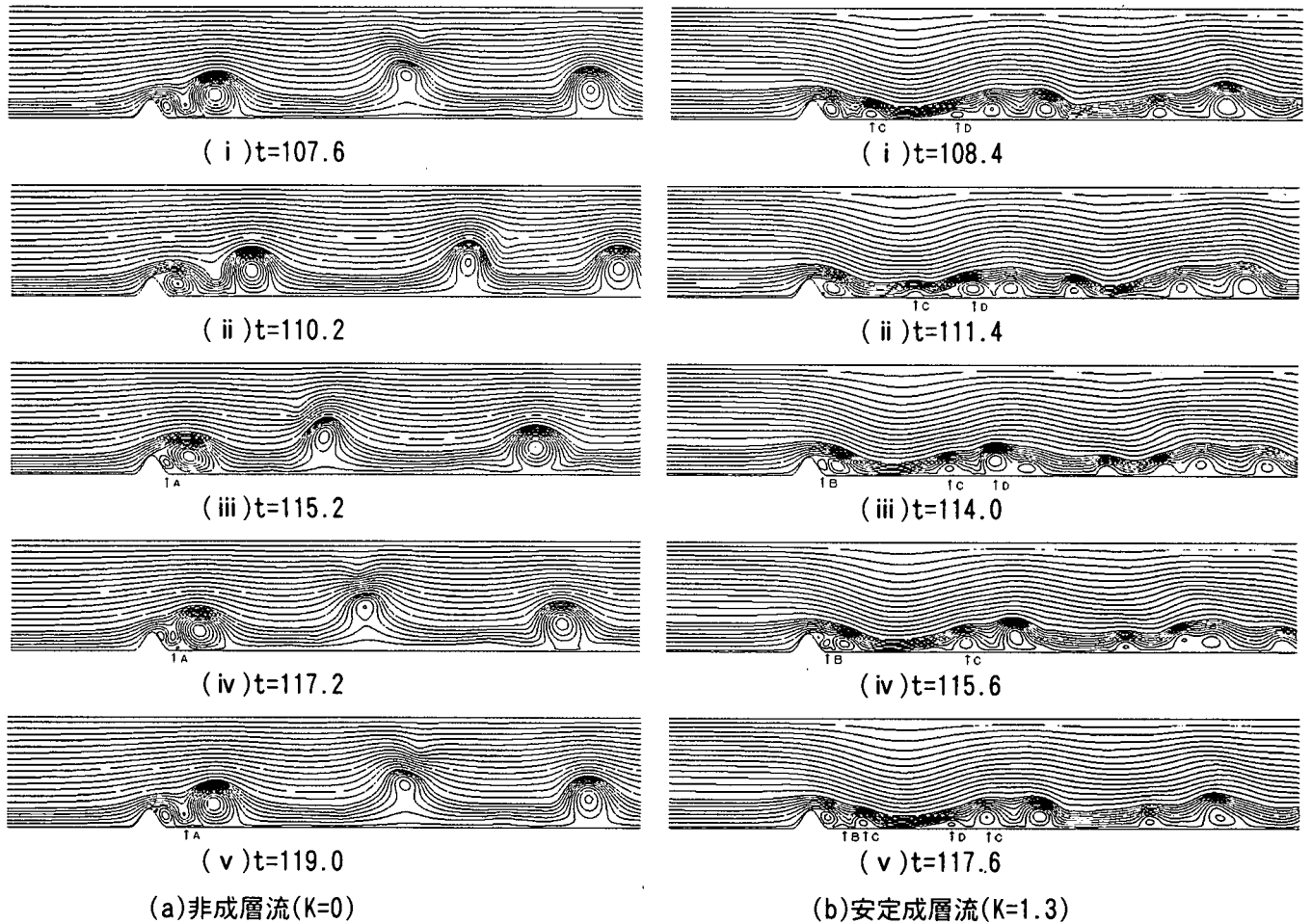


図-3 丘陵地形を過ぎる流れの時間発展(ケース 1 : 1001×101 点)

は次節で詳細に述べる．無次元時間刻み Δt はケース 1-3 とともに 2×10^{-3} に固定し， $t=200$ まで計算を行う．

図-3 にケース 1 の BFC 格子を用いた非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ の計算結果を示し，丘陵地形の周辺流れを概観する．非成層流の $K=0$ に注目する．丘陵地形の表面から剥離したせん断層は地形背後に再付着し剥離バブルを形成する (i)．時間の経過とともに剥離バブルは徐々に主流方向に伸張し (ii)，剥離バブルとは逆向きの循環を有する 2 次渦 (図中 A) が誘起される (iii)．2 次渦 (図中 A) はくびれとなって地形下流へ移動し，同時に剥離せん断層が新たに地形背後に再付着を始め，これとともに剥離バブルは大規模渦として地形下流へ流下していく (iv, v)．一方，安定成層流の $K=1.3$ では長波長の風下波がほぼ定在波的に存在する点が非成層流の $K=0$ とは大きく異なる．しかしながらここで注目すべきことは， $K=1.3$ においても $K=0$ と同様なメカニズム (図中 B は $K=0$ の A に対応) で地形背後に形成された剥離バブルから渦が放出され流下しているということである (例えば図中 C)．但し，その大きさは

安定成層の効果，すなわち，風下波の下降流や上昇流により $K=0$ と比べてかなり小さい．また地形下流では風下波の上昇流に伴いローター (剥離領域) が誘起されている (例えば図中 D)．以上が非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ における地形周辺の流れパターンである．

では以下にケース 1 (1001×101 点)，ケース 2 (501×101 点)，ケース 3 (251×101 点) の計算結果を示し，格子分解能の影響について考察を行う．まず地形周辺流れの挙動を示す物理量として丘陵地形の抗力係数 C_d を求め，時間変化として図-4 に示す．ここで C_d は以下の式 (5) から算出した．

$$C_d = 2 \int_S p z_\xi d\xi - \frac{2}{Re_S} \int_S \omega x_\xi d\xi \quad (5)$$

なお，式 (5) の p ， ω ， x_ξ ， z_ξ はそれぞれ地形表面における圧力，渦度，変換の測度 (metric) を示す．非成層流の $K=0$ においてはケース 1, 2 の C_d 変動は非常に良い一致を示している．ケース 3 はケース 1, 2 と比較して変動振幅の小さい高周波の C_d 変動こそ再現されていないものの，変動振幅の大きい短周期の C_d 振動は十分

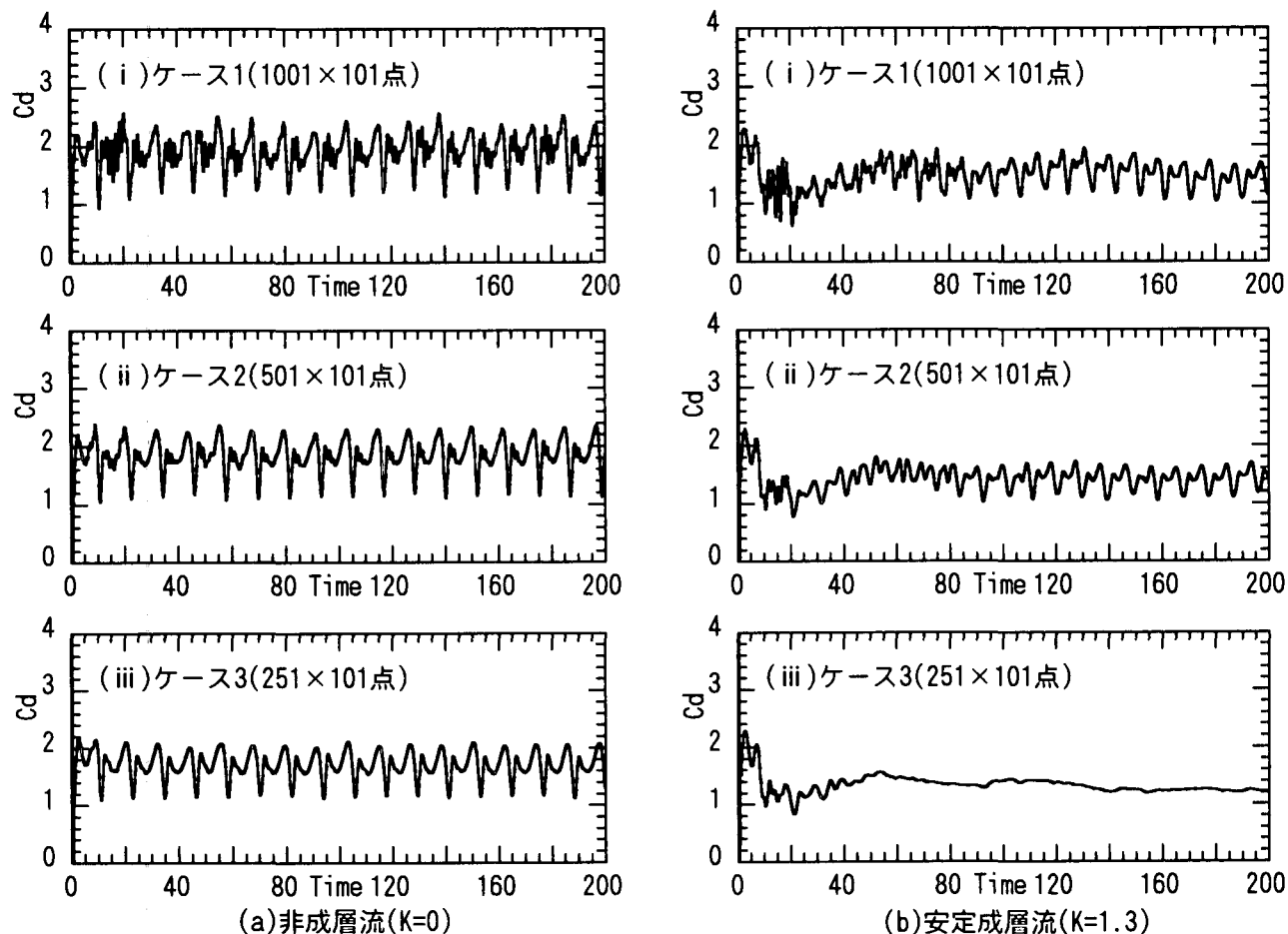


図-4 丘陵地形の抗力係数 C_d の時間変化

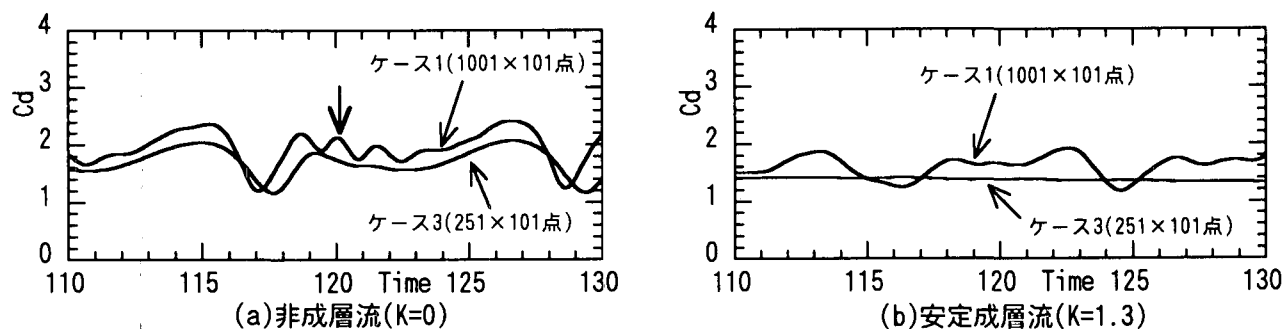


図-5 丘陵地形の抗力係数 C_d の時間変化

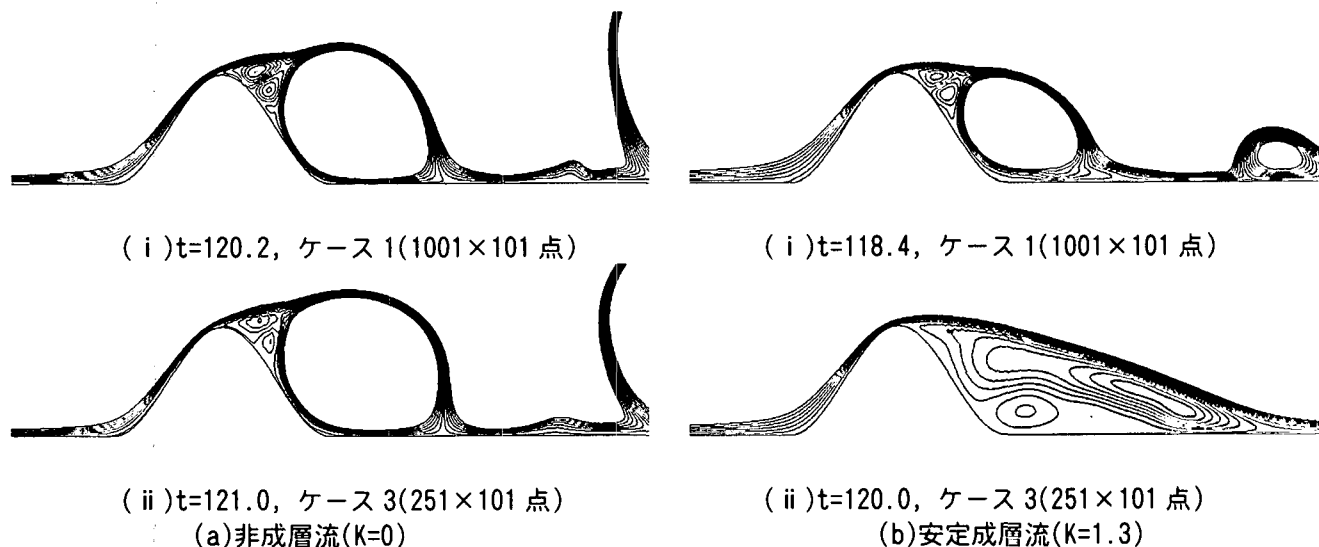


図-6 丘陵地形近傍の流線図(流れ関数の値を-0.05 から 0.05 まで 12 分割)

に捉えられている。安定成層流の $K=1.3$ においては、ケース 1, 2 の Cd 変動は $K=0$ と同様に非常に良い一致を示している。これに対してケース 3 では、ケース 1, 2 と比較して Cd の短周期振動やその中の高周波の Cd 変動が全く捉えられていない。

それでは図-4 の Cd 変動の一部分(図-5 を参照)を取り出し、地形近傍の流線図(図-6 を参照)と照らし合わせて考察を進める。ここで、図-4 においてケース 1, 2 はほぼ同じ結果であることから、両者は格子依存性の無い計算結果であると判断してケース 1 のみを示す。図-5 において非成層流の $K=0$ に注目すると、図-4 で述べたように Cd の短周期振動はケース 1, 3 とともに良く再現されている。この Cd 変動は地形背後に形成された剥離バブルからの大規模渦放出を反映したものである。一方、図-5 のケース 1 に見られる高周波の Cd 変動(図中に矢印で表示)は、図-6 に示す地形背後の剥離バブルに誘起された渦の挙動に対応している。この渦の挙動はケース 3 では十分に捉えられておらず、結果として Cd 変動にもその影響は現れていない。しかしながら図-3(a)でも述べたように、非成層流の $K=0$ においては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支配的であるため、比較的粗いケース 3 の格子においてもケース 1 の傾向がほぼ捉えられたものと考えられる。これに対して図-5 において安定成層流の $K=1.3$ に注目すると、図-4 で述べたようにケース 1, 3 の Cd 変動は全く異なる様相を呈している。これに対応して図-6 に示す地形近傍の流線図もケース 1, 3 では全く異なる。図-6 のケース 1 では非成層流の $K=0$ と同様な渦構造が安定成層流においても確認され、図-3(b)で述べたように地形背後に形成された剥離バブルからの渦放出が示唆される。但し、安定成層の効果、すなわち、風下波の下降流に伴いその大きさは $K=0$ と比較してかなり小さい。一方、図-6 のケース 3 では地形近傍の流れ場のアニメーションを作成して観察したところ、地形背後に形成された剥離バブルからの渦放出は一切認められず、図-6 に示した渦構造がほぼ定常的に存在するのみであった。結果として Cd 変動もほとんど一定値を示したものと考えられる。この結果は、安定成層の効果と不十分な格子解像度が重畳する場合には、地形背後に形成される剥離バブルやそれが誘起する渦の挙動

が精度良く捉えられないことを示唆するものである。

以上から、これまで述べてきた地形近傍の流れパターンに関する結果をまとめると次のようになる。非成層流の $K=0$ では、地形背後の剥離バブルから放出される大規模渦が支配的であるため、ケース 3 の粗い格子においてもケース 1, 2 の傾向が十分に捉えられた。これに対してケース 3 の格子を用いた安定成層流の $K=1.3$ では、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(風下波の形成)により変動のスケールが小さくなり、結果として格子解像度の不足を招き、地形背後に形成される剥離バブルやそれが誘起する渦の挙動が精度良く再現されなかった。その結果、ケース 3 はケース 1, 2 とは著しく異なる流れパターンを呈した。よって、安定成層場を対象とした地形周辺の流れ解析では、非成層流の場合よりも主流方向に対して十分な格子解像度を確保し、格子依存性の無い数値解を得ることが重要である。

4. 計算格子上の変数配置とそれに伴う数値計算法の影響について

この節では計算格子上の変数配置とそれに伴う数値計算法の影響について詳細な検討を行う。特に非圧縮流れ解析において最も計算時間を必要とする圧力の Poisson 方程式の緩和計算(反復計算)に注目する。

本研究では計算格子上の変数配置としてレギュラー配置とコロケート配置を検討する。ここで、レギュラー配置とは物理速度成分 u, w 、圧力 p 、密度 ρ を計算格子の同一節点上に定義する格子系である。一方、コロケート配置とは u, w, p, ρ を計算格子のセル中心に定義し、反変速度成分 U, W にヤコビアン J を乗じた物理量 JU, JW をセル界面にスタガード配置する格子系である。レギュラー格子系については通常の差分法と多方向差分法(Multi-Directional FDM, MDFDM)⁸⁾を検討する。MDFDM⁸⁾は物理現象が観測者の設定した座標系には無関係であるという基本原理を念頭に提案された方法である。具体的にはある点の離散化を行う際に通常の座標系($\xi-\xi$)に加えて斜めの座標系($\xi'-\xi'$)の離散化も同時に行い、両座標系から得られる数値解を線形結合して真の数値解とする。ここで線形結合する数値解の重みは、連続の式に対する差分式の誤差の主要項が座標系の回転に対して不変となるように決定される。

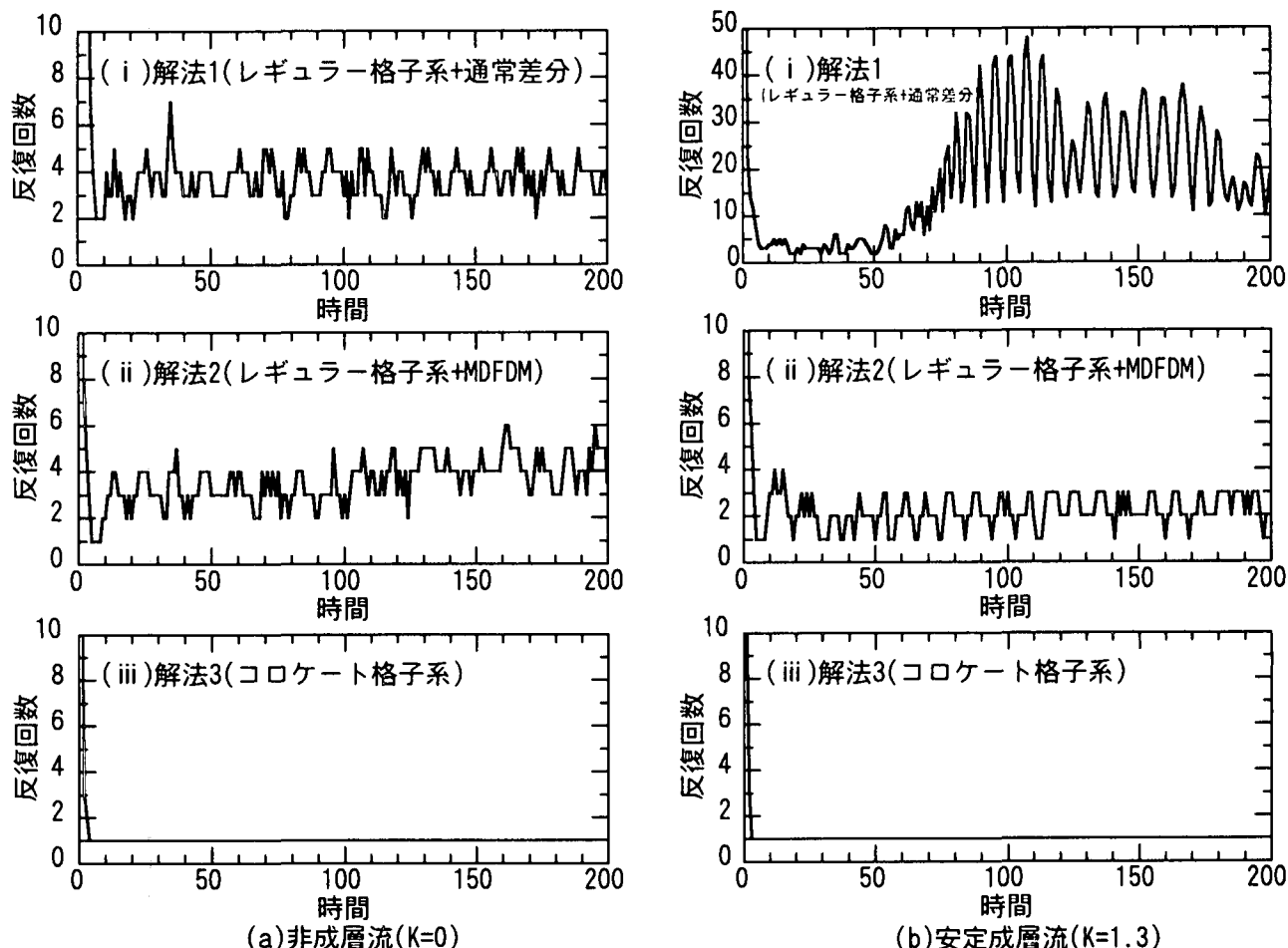


図-7 圧力に関するPoisson方程式の反復回数の時間変化

すなわち, $(\xi - \xi') : (\xi' - \xi'') = 2:1$ となる。以後レギュラー格子系に基づいた計算方法を解法 1(レギュラー格子系+通常差分法), 解法 2(レギュラー格子系+MDFDM⁸⁾)と称する。解法 1, 2 は MAC 法のアルゴリズム⁹⁾に基づいて流れ場の時間積分を行う。一方, コロケート格子系を用いた計算方法は解法 3 と称し, Fractional Step 法のアルゴリズム⁷⁾に準ずるものとする。時間進行法については解法 1-3 とともに Euler の 1 次陽解法を用いる。空間項の離散化に関して, 式(3), (4)の対流項には 3 次精度風上差分の Kawamura-Kuwahara スキーム¹⁰⁾を適用し, 残りの全ての空間項については 2 次精度中心差分で近似する。但し, 解法 3 において対流項の中心差分は補間法¹¹⁾に基づいた 4 次精度中心差分(4 点差分+4 点補間)で近似する。

さて, 先にも述べたように非圧縮流れ解析では式(3)の発散を取って導出される圧力に関する Poisson 方程式を解く必要がある。計算の実行に際してその 90%以上の計算時間がこの方程式の求解に費やされることから, 効率よくかつ高速に解くことが望まれる。本研究

では代表的な緩和法である SOR 法(Successive Over Relaxation method)を用いて反復計算を行う。なお, SOR 法に多重格子法(マルチグリッド法)を組み合わせるなどの改良により収束を加速させることが可能であるが, 本研究では解法 1-3 の違いによる収束状況に注目する。解法 1-3 とともに同一条件で計算を行う。すなわち, SOR 法の過緩和係数は 0.9, 反復回数の上限は 200 回とし, 収束判定には以下の式で定義される平均二乗残差 γ_{rms} を用いる。

$$\gamma_{rms} = \left\{ \frac{1}{(i_{max} - 2)} \sum_{i=2, i_{max}-1} (p_i^{n+1} - p_i^n)^2 \right\}^{1/2} \leq 10^{-3} \quad (6)$$

ここで, i_{max} は総格子点数を意味する。3 節で述べたケース 2(501×101 点)の BFC 格子を用い, $Re=2000$, $\Delta t=2 \times 10^{-3}$ で非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ に対して $t=200$ まで計算を行うものとする。

では以下に解法 1(レギュラー格子系+通常差分法), 解法 2(レギュラー格子系+MDFDM⁸⁾), 解法 3(コロケート格子系)の計算結果を示す。図-7 に圧力に関する Poisson 方程式の反復回数を時間変化として示す。まず

解法 1, 2 の結果に注目する。非成層流の $K=0$ では両者の結果に顕著な違いは見られず、およそ 2~5 回の反復回数で緩和計算が進んでいる。解法 1 における安定成層流の $K=1.3$ では、無次元時間 $t=50$ を過ぎるあたりから反復回数が急速に増加を示し、常に 15~40 回程度の反復計算が必要になっている。これは $t=50$ を過ぎるあたりから地形周辺流れが十分に発達し、長波長の風下波がほぼ定在波的に形成されることに対応している。言い換えると、風下波の下降流や上昇流に伴い強いシアが局所的に出現し、これに起因して Poisson 方程式の収束が著しく悪化したものと予想される。これに対して解法 2 では、解法 1 と比較して大幅な改善が見られ、反復回数も 1~3 回程度にまで減少している。この改善の大きな理由として以下のことが挙げられる。すなわち、安定成層流の $K=1.3$ では通常座標系 $(\xi-\zeta)$ に対して風下波の下降流や上昇流などの傾いた流れが卓越する。先にも述べたように、MDFDM⁹⁾は $(\xi-\zeta)$ 座標に加えてそれを回転させた $(\xi'-\zeta')$ 座標の離散化も同時に考慮している。その結果、安定成層流に特有な $(\xi-\zeta)$ 座標に対して傾いた流れ場が精度良く捉えられ、これに伴い圧力の Poisson 方程式の反復回数も大幅に減少したものと考えられる。コロケート格子を用いた解法 3 は解法 2 よりもさらに良好な結果を示している。特に注目すべき点は、非成層流の $K=0$ および安定成層流の $K=1.3$ とともに非常に効率よく計算が行われているということである。この手法がレギュラー格子を用いた解法 1, 2 と比較して優れている点は、物理量 JU , JW をセル界面にスタガード配置し、また同時に有限体積法(FVM)的な考え方を取り入れているということである。さらに、 JU , JW そのものを時間積分することで、デカルト座標のスタガード格子系の場合と同様、十分な精度で JU , JW に対する連続の式を満足させることが可能になる¹¹⁾。表-1 には解法 1(レギュラー格子系+通常差分法)の非成層流($K=0$)を基準とした CPU 時間比を示す。図-7 で述べたように、解法 3 では非成層流の $K=0$, 安定成層流の $K=1.3$ とともに CPU 時間は同じ結果を示し、かつ解法 1, 2 と比較して高速に計算が行われている。

以上から、これまで述べてきた計算格子上の変数配置とそれに伴う数値計算法の違いが計算時間、すなわ

ち、圧力の Poisson 方程式の収束状況に及ぼす影響をまとめると次のようになる。レギュラー格子に基づいた解法 1, 2 では非成層流の $K=0$ において両者の結果に顕著な違いは見られない。しかしながら、解法 1 における安定成層流の $K=1.3$ では、風下波の下降流や上昇流に伴い強いシアが局所的に出現し、これに起因して Poisson 方程式の収束は著しく悪化する。これに対して解法 2 では、解法 1 と比較して大幅な改善が見られる。これは安定成層流に特有な $(\xi-\zeta)$ 座標に対して傾いた流れ場が精度良く解かれたためである。コロケート格子を用いた解法 3 は解法 2 よりもさらに良好な結果を示す。特に注目すべき点は、非成層流の $K=0$ および安定成層流の $K=1.3$ とともに非常に効率よく計算が行われているということである。ゆえに、解法 1 に対して解法 2, 3 は安定成層流体中の地形周辺流れ解析に有効な計算手法であると言える。なお、非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ とともに、解法 1-3 において地形周辺の流れパターンや丘陵地形の抗力係数 Cd の時間変化などに顕著な違いは見られなかった。

	非成層流 ($K=0$)	安定成層流 ($K=1.3$)
解法 1 (レギュラー格子系 +通常差分法)	1	1.8
解法 2 (レギュラー格子系 +MDFDM)	1.6	1.4
解法 3 (コロケート格子系)	1.1	1.1

表-1 CPU 時間比

5. 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、BFC 格子に基づいた差分法により 2 次元数値シミュレーションを行った。本研究では $Re=2000$ とし、非成層流の $K=0$ と安定成層流の $K=1.3$ に対して計算を行った。特に主流方向の格子分解能の違いが計算結果に与える影響と、計算格子上の変数配置とそれに伴う数値計算法の違いが計算時間に及ぼす影響に注目して以下の知見を得た。

1) 格子分解能の影響に関して、安定成層の効果と不十分な格子解像度が重畳する場合には、地形背後に形成される剥離バブルやそれが誘起する渦の挙動が精度良く捉えられない。その結果、格子依存性の無い計算結果と比較して、丘陵地形の抗力係数 C_d の時間変化や地形周辺の流れパターンに顕著な差異が生じる。よって、安定成層場を対象とした地形周辺の流れ解析では、非成層流の場合よりも主流方向に対して十分な格子解像度を確保し、格子依存性の無い数値解を得ることが重要である。

2) 変数配置と数値計算法の影響に関して、レギュラー格子系に基づいた通常の差分法と MDFDM⁸⁾では非成層流の $K=0$ において両者の結果に顕著な違いは見られない。しかしながら、通常の差分法における安定成層流の $K=1.3$ では、風下波の下降流や上昇流に伴い強いシアーが局所的に出現し、これに起因して圧力の Poisson 方程式の収束は著しく悪化する。これに対して MDFDM⁸⁾では、通常の差分法と比較して大幅な改善が見られる。これは安定成層流に特有な $(\xi - \zeta)$ 座標に対して傾いた流れ場が精度良く解かれたためである。コロケート格子系を用い、かつ有限体積法的な考え方を取り入れた解法では、MDFDM⁸⁾よりもさらに良好な結果が得られた。特に注目すべき点は、非成層流の $K=0$ および安定成層流の $K=1.3$ ともに非常に効率よく計算が行われるということである。以上から、レギュラー格子系に基づいた通常の差分法に対して、レギュラー格子系に基づいた MDFDM⁸⁾およびコロケート格子系を用いた解法は安定成層流体中の地形周辺流れ解析に有効な計算手法であると言える。

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: 山越え成層流の差分解析—地形形状と格子分解能の影響—, 九州大学応用力学研究所 所報 第 85 号, pp.1-12, 1999
- (4) 内田孝紀, 大屋裕二: 安定成層した非粘性流体中に地形効果により励起された内部重力波の数値解析, 九州大学応用力学研究所 所報 第 85 号, pp.13-22, 1999
- (5) 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
- (6) 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, 1998
- (7) J. Kim and P. Moin : Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations, J. Comput. Phys. 59, pp.308-323, 1985
- (8) H. Suito, K. Ishii and K. Kuwahara : Simulation of Dynamic Stall by Multi-Directional Finite-Difference Method, 26th AIAA Fluid Dynamics Conference, pp.1-8, 1995
- (9) F. H. Harlow and J. E. Welch : Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, Phys. Fluids 8, pp.2182-2189, 1965
- (10) 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
- (11) 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

(2000 年 4 月 21 日受付)