

有限流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流のLES

Large Eddy Simulation of Stably Stratified Flows past a Two-Dimensional Hill in a Channel of Finite Depth

内田孝紀*・大屋裕二**

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

*工修 九州大学大学院 総合理工学研究科 大気海洋環境システム学専攻 (〒816-8580 春日市春日公園6-1)

**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6-1)

To investigate a high Reynolds number flow past a cosine-shaped hill in a channel of finite depth under stable stratifications, we have performed a two-dimensional LES (Large Eddy Simulation) based on a dynamic Smagorinsky model at a Reynolds number of 10^5 . Compared with the previous DNS (Direct Numerical Simulation) results with a Reynolds number of 2×10^3 , the present numerical study gave similar features for the flow around the hill. Namely, it was shown that under certain conditions, the flow around the hill shows a periodic unsteadiness which may or may not decay with time.

Key Words : LES, dynamic Smagorinsky model, finite-difference method, stably stratified flows

1. 序論

大気境界層では一般に鉛直方向に密度が変化する成層状態にある。この密度成層した流れが地形を過ぎる場合には、浮力の効果が顕著となり様々な流動・波動現象が出現する。特に地形が有限な流路深さを有する領域内に存在する場合には、地形により励起された内部重力波はこの流路内に閉じ込められ、地形周囲流に大きな影響を与える。線形理論¹⁾によると、この状況下では流路深さと密度成層の強さに対応した離散的な内部重力波の鉛直モードが存在する。同時に主流方向に波長無限大の内部重力波(“columnar disturbance”と呼ばれ、以後“col.dist.”と略す)が $(K/n-1)U$ の速度で地形上流へ伝播する。ここで、 K は無次元成層パラメータで $K=NH/\pi U$ 、 N は浮力振動数、 H は流路深さ、 U は一様流速、 n はモード数である。本研究では $1 < K \leq 2$ の成層状態を“strong stratification”と呼ぶ。

筆者らは過去の研究²⁾で、有限流路内の丘陵地形(コサイン形状で $a/h=1$ 、但し、 h は地形高さ、図-2参照)を過ぎる安定成層流($0 < K \leq 3$)に対して、比較的高いReynolds数 $Re=2 \times 10^3$ 、プロセッサ比 $H/h=6$ で差分法を用いた2次元DNS(Direct Numerical Simulation)を行い、地形周囲流の詳細な検討を行った。特にstrong stratification($1 < K \leq 2$)に観察される地形周囲流の非定常性と地形上流へ伝播するcol.dist.の挙動との関係に注目し、以下のような興味深い知見を得た。 $K=1.25, 1.5$ では地形周囲流の周期的な非定常性が継続して観察され、 $K=1.75, 2$ ではその非定常性が計算初期に出現した。この非定常性が発生する原因は、強弱の循環を有し地形上流へ1つの渦のように放出される1次モードのcol.dist.に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変形するためであることを示した。 $K=1.75, 2$ では1次モードのcol.dist.は時間の経過とともに消滅し、代わって2次モードの

col.dist.が支配的になり地形周囲流はほぼ定常になった。また、この地形周囲流の周期的な非定常性に影響を与える諸要素を検討するために、 $K=1.5$ のケースに対して低Reynolds数の $Re=20, 100$ と比較的高い $Re=2 \times 10^3$ についてそれぞれプロセッサ比 $H/h=6, 10$ の計算を行った。その結果、Reynolds数は地形周囲流の周期的な非定常性に強く影響することが示唆された。実際の安定成層した山越え大気流に関連して、特に高Reynolds数の流れは興味ある課題である。

有限流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流に関して、高Reynolds数を対象とした過去の数値的研究はPaisleyら³⁾によって報告されているのみである。彼らは渦粘性近似に基づき、浮力の効果を考慮したRANS(Reynolds Averaged Numerical Simulation or Reynolds Averaged Navier Stokes方程式)系の乱流モデルである混合距離モデル(0方程式モデル)を用い、 $Re=10^4$ 、 $H/h=10$ で垂直平板とコサイン形状の地形(本研究と同様な形状、但し、 $a/h=8$ と 1.8 、図-2参照)を過ぎる安定成層流($1 \leq K \leq 10$)の2次元計算を行っている。彼らは風下波の碎波が生じる臨界Froude数(地形上空の風下波が最初に碎波するFroude数)などを線形理論による予測値⁴⁾、密度成層水槽による室内実験の結果⁵⁾と比較している。また、特定の成層度 K の範囲($1.2 \leq K \leq 1.5$)で地形周囲流の周期的な非定常性を確認している(これは文献⁶⁾を参照されたい)。しかし、地形周囲流の詳細な挙動やその非定常性のメカニズムは十分に解明されておらず、有限流路内の2次元地形を過ぎる安定成層した高Reynolds数流れの挙動はいまだ明らかではない。また、RANS系の乱流モデルが非定常解析に与える影響も懸念される。

そこで本研究では複雑乱流場の非定常解析が可能で、乱流解析法として現在最も注目されているLES(Large Eddy Simulation)を用い、strong stratification($1 < K \leq 2$)に対して、高

Reynolds数 $Re=10^5$ で2次元差分計算を試みた。特にReynolds数の増大による地形周囲流の周期性の変化に注目し、詳細な検討を行った。

2. 密度成層流のLES基礎式と諸条件の概要

最近の乱流解析において、LES(Large Eddy Simulation)は複雑乱流場に対する有効な数値解析法として注目されている。LESでは流れ場に空間フィルタを施し、様々なスケールの渦を計算格子よりも大きなGS(Grid Scale)成分の渦と小さなSGS(Sub-Grid Scale)成分の渦とに分解する。そして、GS成分は直接計算を行う一方、SGS成分は物理的考察に基づいてモデル化を行う。LESのSGSモデルには標準Smagorinskyモデル⁷⁾と呼ばれる渦粘性近似が主に使用されてきた。しかし、Smagorinsky定数を流れ場全体で一定とするこのモデルは幾つかの欠点が指摘されており⁸⁾、複雑乱流場への適用には問題がある。

近年、Germanoら⁹⁾の提案したダイナミックSmagorinskyモデルが標準Smagorinskyモデルの欠点を克服するモデルとして注目されている。このモデルは“Germano identity”に基づいた一連のプロセスにその特徴がある。具体的には、まず計算格子で定義されるグリッドフィルタとそれよりも大きなテストフィルタを流れ場に施す。次に両フィルタで捉えられる乱流挙動の相似性を利用し、LESで直接計算されるGS成分自体からモデル定数 C (Smagorinsky定数の2乗に相当)を時間・空間的にダイナミックに算出する。最近では、このダイナミックプロセスを種々のSGSモデルに適用した上記の派生モデルや新しい概念に基づいたSGSモデルのモデル化が乱流の基礎研究として活発に議論されている⁹⁾。同時にこれらのSGSモデルが汎用的に複雑乱流場へ適用できるのではないかと期待されている。成層流に関してもダイナミックSmagorinskyモデルは標準Smagorinskyモデル

よりも良好な結果を与えるとの報告がある¹⁰⁾。

そこで本研究ではダイナミックSmagorinskyモデルに基づいた2次元LESを用い、有限流路内の丘陵地形を過ぎる密度成層した高Reynolds数 $Re=10^5$ の流れを検討する。計算領域は低Reynolds数の計算²⁾と同様、図-1に示すように $x-z$ 平面(但し、 x は主流方向、 z は鉛直方向)で、地形高さを h として鉛直方向に $6h$ 、水平方向に $500h$ の空間を有する。地形上流へ伝播するcol.dist.の流入境界への到達を遅らせるために、地形上流は $420h$ と非常に長く設定する。地形への近寄り流速 U は一様で、地形から十分上流に鉛直方向に線形な勾配($d\rho_B(z)/dz=-1$)を有する基本密度場 $\rho_B(z)$ を考える。

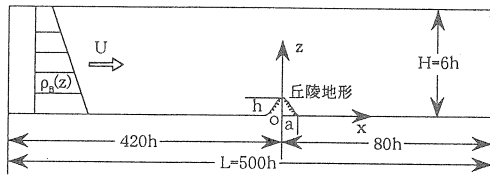


図-1 計算領域と座標系

無次元化された密度成層流のLES基礎式を以下に示す。

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

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

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x_j \partial x_j} + \bar{w} - \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

SGS応力 τ_{ij} 、SGS密度フラックス h_j 、SGS渦粘性係数 ν_{SGS} はそれぞれ以下のように定義される。

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} - 2 \nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

$$h_j = -\alpha_{SGS} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = -\frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\nu_{SGS} = C \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (6)$$

モデル定数 C とSGS乱流プラントル数 Pr_{SGS} はLilly¹¹⁾の方法に従って以下のように算出する。

$$C = -\frac{M_{ij} L_{ij}}{2 M_{kk}^2} \quad (7)$$

$$Pr_{SGS} = \frac{P_j R_j}{C R_k^2} \quad (8)$$

式(4)-式(8)に含まれる物理量はそれぞれ以下のように定義される。

$$L_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i} \widehat{\bar{u}_j} \quad (9)$$

$$M_{ij} = \widehat{\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \widehat{\bar{S}}_{ij}} - \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \widehat{\bar{S}}_{ij} \quad (10)$$

$$P_j = \widehat{\bar{u}_j \bar{p}} - \widehat{\bar{u}_j} \widehat{\bar{p}} \quad (11)$$

$$R_j = \bar{\Delta}^2 |\widehat{\bar{S}}| \frac{\partial \widehat{\bar{p}}}{\partial x_j} - \widehat{\bar{\Delta}^2 |\bar{S}|} \frac{\partial \widehat{\bar{p}}}{\partial x_j} \quad (12)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

$$\widehat{\bar{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \widehat{\bar{u}_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{\bar{u}_j}}{\partial x_i} \right) \quad (14)$$

$$|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (15)$$

$$|\widehat{\bar{S}}| = (2 \widehat{\bar{S}}_{ij} \widehat{\bar{S}}_{ij})^{1/2} \quad (16)$$

ここで、変数上の“-”はグリッドフィルタが、“^”はテストフィルタが施されていることを意味する。両フィルタの比は2とする¹⁰⁾。式(7)と式(8)により算出した C と Pr_{SGS} は局所的な値を使用する¹⁰⁾。但し、計算安定化のためにそれらが負値をとる際には強制的にゼロとする(clipping)¹⁰⁾。なお、テストフィルタが施された物理量は谷口¹²⁾の方法に従い算出する。

式(2)と式(3)中の Re 、 Fr 、 Pr はそれぞれ Reynolds数($=\rho_0 U h / \mu$)、Froude数($=U / N h$)、

Prandtl数(=0.7)である。ここで、 ρ_0 は参照密度、 N は浮力振動数で $N^2 = -(g/\rho_0)(d\rho_B(z)/dz)$ 、 g は重力加速度、 μ は粘性係数である。

数値計算法も過去の研究²⁾と同様である。すなわち、MAC法に基づき、圧力は式(2)の発散をとって得られるPoisson方程式からSOR法を用いて算出する。圧力に関するPoisson方程式と式(2)-式(16)は一般曲線座標系を導入し、多方向差分法¹³⁾を用いて離散化を行う。計算格子上的変数配置はレギュラー配置(全ての変数を同一点に定義する)である。式(2)と式(3)の時間積分法は1次のEuler陽解法である。空間項の離散化は式(2)と式(3)の移流項を除いて全て2次精度中心差分、移流項に関しては3次精度風上差分(K-Kスキーム)¹⁴⁾とする。格子点数は主流方向(x)と鉛直方向(z)に 421×101 点で、地形頂部の最小格子幅 Δz は $3 \times 10^{-3}h$ である。図-2に地形近傍の計算格子を示す。図-3に境界条件を示す。特にcol.dist.について粘性の影響を受けない振る舞いを調べるために、丘陵地形を除く上流と下流

の地面上と流路の上部境界上に滑り条件を課す。計算は $Re=10^5$ で中立流($K=0$)と安定成層流(特にstrong stratificationの範囲である $K=1.25, 1.5, 1.75, 2$)に対して行う。計算結果は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)の計算結果²⁾との比較を中心に記述する。

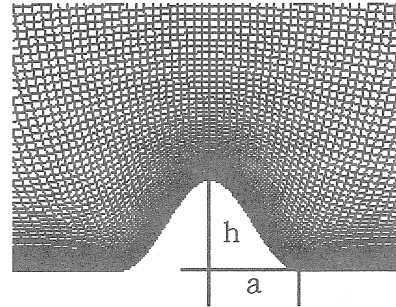


図-2 地形近傍の計算格子

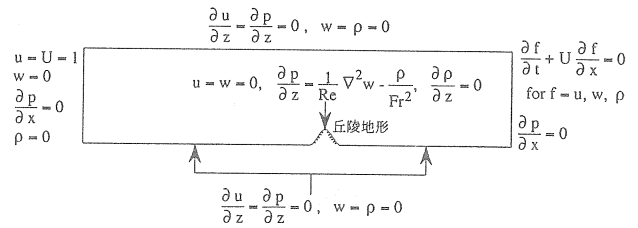


図-3 境界条件

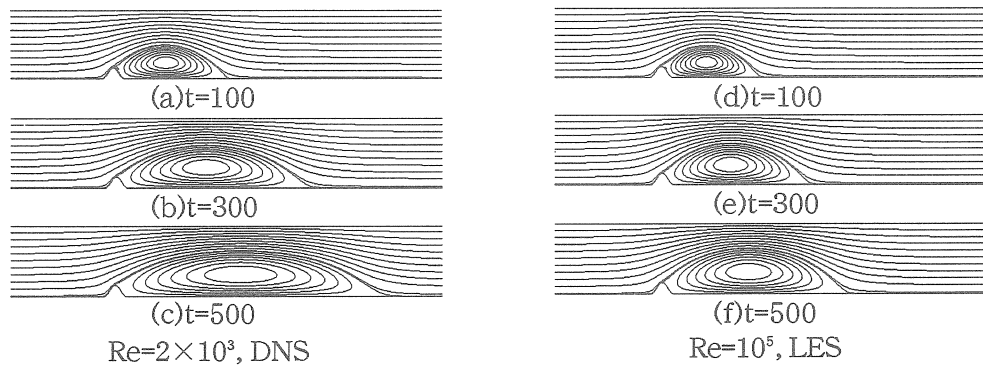


図-4 中立流($K=0$)の流線図

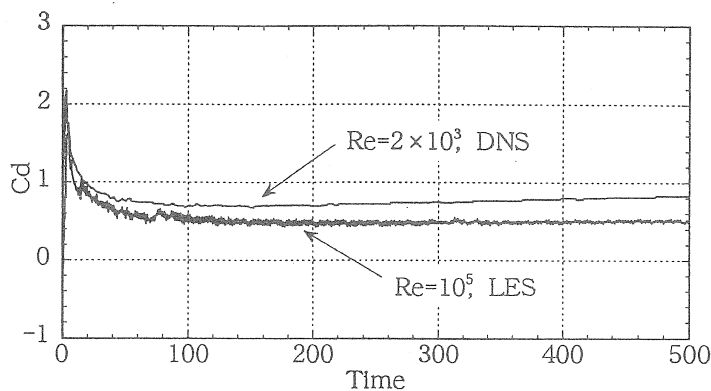


図-5 中立流($K=0$)の地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)

3. 計算結果と議論

3.1 中立流(K=0)

図-4に無次元時間 $t=100, 300, 500$ の流線図を示す。 $Re=2 \times 10^3$ (DNS), $Re=10^5$ (LES)の両者ともに地形背後に定在渦が見られ、時間の経過とともにわずかずつ伸長している。 $Re=10^5$ (LES)では $Re=2 \times 10^3$ (DNS)に比べて定在渦の伸長の度合は更に小さい。地形から剥離したせん断層の再付着距離は $Re=10^5$ (LES)の方が $Re=2 \times 10^3$ (DNS)よりもかなり短い。すなわち、定在渦は前者の方が後者よりもかなり小さい。

図-5に地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す(注: LESの C_d はGS成分のみから算出した)。 $Re=2 \times 10^3$ (DNS), $Re=10^5$ (LES)の両者ともに C_d は $t \geq 100$ でほぼ一定値を示している。これは地形周囲流がほぼ定常であることを意味する。 $Re=10^5$ (LES)では C_d の波形に細かな変動が見られる。これは地形境界層が剥離して形成する非常に細かな渦の挙動を反映している。

3.2 strong stratification($1 < K \leq 2$)

(1)地形周囲流の成層度 K への依存性

図-6に地形の抗力係数 C_d と式(17)で算出した u_1, u_2 の時刻歴($0 \leq$ 無次元時間 $t \leq 500$)を示す。

$$u_n = \frac{2}{H} \int_0^H \left(\frac{\Delta u}{U} \right) \cos \left(\frac{n \pi z}{H} \right) dz \quad (17)$$

この u_1, u_2 は地形の上流断面($x=-2h$, 但し, h は地形高さ)の $\Delta u=u-U$ (但し, u は瞬時の主流方向(x)の速度成分, U は一様流速)を流路深さ H 全体にわたってフーリエ解析したものである。すなわち、序論で述べた地形上流へ伝播する1次モードと2次モードのcol.dist.の強さを意味するものである。 $Re=10^5$ (LES)の C_d に注目する。地形境界層が剥離して形成する非常に細かな渦の挙動を反映して C_d に細かな変動が見られるが、全体的な傾向は $Re=2$

$\times 10^3$ (DNS)とほぼ同様である。すなわち、 $K=1.25, 1.5$ では C_d の周期的な振動が継続して見られる。これは地形周囲流に周期的な非定常性が存在し、その非定常性は持続することを意味する。一方、 $K=1.75, 2$ では C_d の周期的な振動は $t > 200$ で急速に減衰している。これは計算初期($t \leq 200$)に非定常な地形周囲流が $t > 200$ で急速に定常になることを意味する。次に、 $Re=10^5$ (LES)の1次モードの u_1 , 2次モードの u_2 に注目する。両者ともに全体的な傾向は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)とほぼ同様である。特に $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期($t \leq 200$)では u_1 に周期的な振動が見られる。これは序論で述べた1次モードのcol.dist.が、強弱の循環を有し地形上流へ1つの渦のように周期的に放出されていることを意味する(図-8参照)。1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ では u_1 の変動周期は成層度 K の増加とともにより短くなっている。また、 u_1 の変動は C_d の変動と完全に同期している。これは図-8で後述する。

次節以降では $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期($t \leq 200$)に観察された地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズムを(2)(図-7, 図-8)で考察し、 $K=1.75, 2$ で地形周囲流が時間の経過($t > 200$)とともにほぼ定常になるメカニズムを(3)(図-9)で検討する。

(2) $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期に観察された地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズム

図-7に地形の抗力係数 C_d の極小値と極大値に対応した流線図(図-6に矢印で表示した時刻)を示す。 $Re=2 \times 10^3$ (DNS), $Re=10^5$ (LES)の両者ともに C_d -極小値, C_d -極大値において、地形背後の定在渦の大きさや風下波の振幅などに顕著な違いが見られる。すなわち、 C_d -極小値では地形背後に大きな定在渦が存在し、 C_d -極大値では非常に強い下降流に伴い定在渦はかなり小さい。

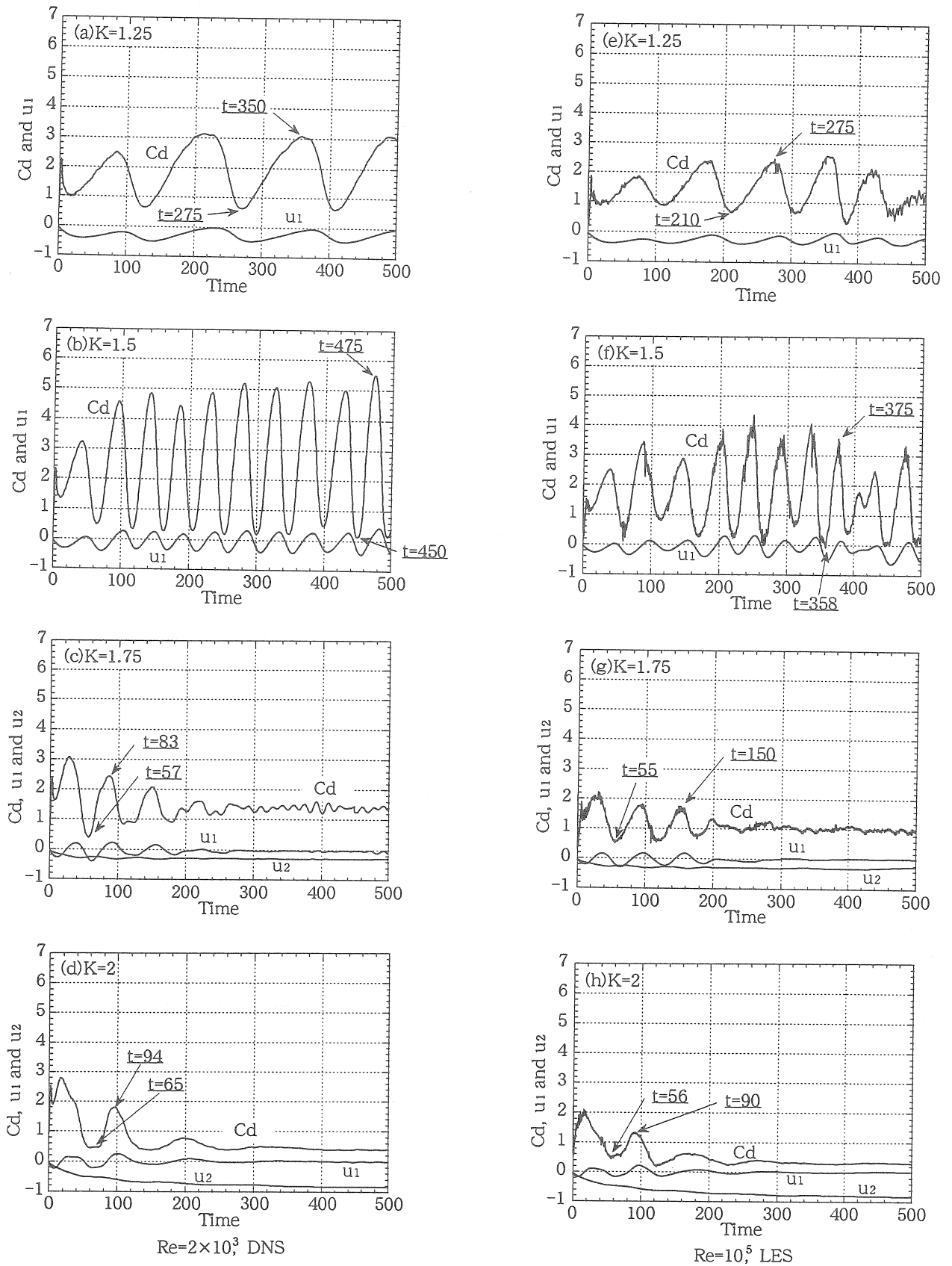


図-6 地形の抗力係数 C_d と1次モードの u_1 、2次モードの u_2 の時刻歴($0 \leq t \leq 500$).
strong stratification ($1 < K \leq 2$)

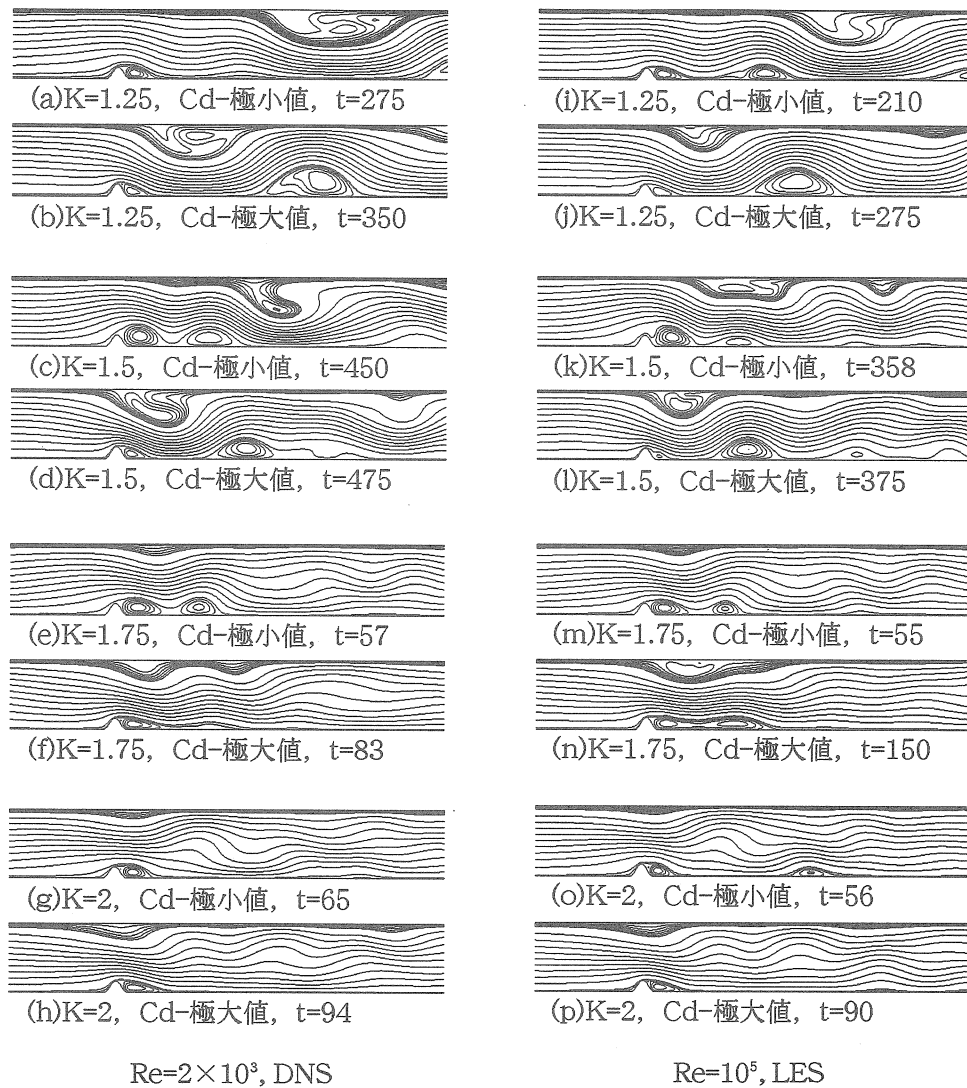
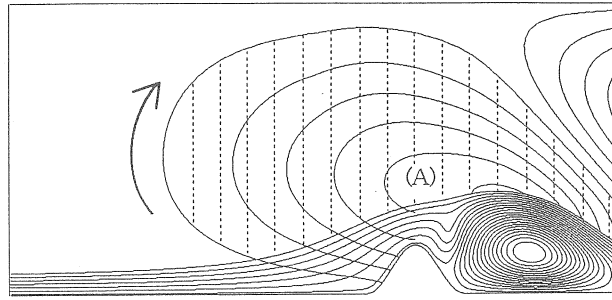


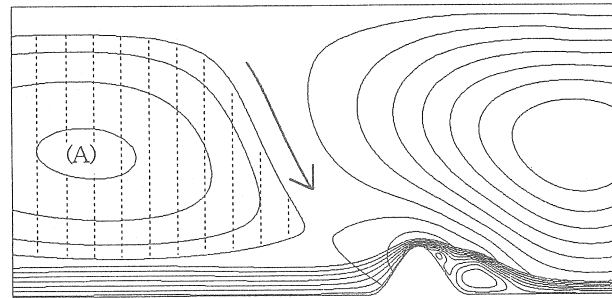
図-7 地形の抗力係数 C_d の極小値と極大値に対応した流線図(図-6に矢印で表示した時刻).
strong stratification($1 < K \leq 2$)

以下では $Re=10^5$ (LES)の $K=1.5$ を例にとり、そのメカニズムを検討する。図-8に地形近傍の流線図を示す。また合わせて一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)、すなわち、 $\Delta u=u-U$ と $\Delta w=w$ の流れ場に対して描いた流線図を示す(但し、 u 、 w は瞬時の主流方向(x)、鉛直方向(z)の速度成分)。これは風下波の存在や序論で述べた地形上流へ伝播するcol.dist.などを反映するものである。地形下流の流線に注目すると先に述べたように C_d -極小値、 C_d -極大値における定在渦の大きさの違いがより明確に分かる。 $Re=2 \times 10^3$ (DNS)の計算結果(図-7(c)、7(d)参照)と比較すると、 C_d -極大値では地形頂部よりやや下流の地形表面上に2次的な循環流

が出現し、また C_d -極小値、 C_d -極大値の両者ともに地形境界層の剥離点が下流側へ後退している。図-8において地形のすぐ前方の流線に注目する。両者で同じ流量を表示しているが流れの挙動にかなりの違いが見られる。すなわち、地形のすぐ前方の近寄り流れが C_d -極小値では持ち上げられ、 C_d -極大値では押さえられている。この近寄り流れの変形は過去の研究²⁾で議論したように以下のように考察できる。 $\Delta\psi$ に注目すると C_d -極小値では1次モードのcol.dist.(図中の(A)、ハッチングで表示)が1つの渦のように地形から上流へ放出されようとし、 C_d -極大値ではそれが地形上流へ放出された直後である。この1次モードのcol.dist.は図中の矢印



(a) Cd-極小値, t=358



(b) Cd-極大値, t=375

図-8 地形近傍の流線図と一様流速Uからのずれを表わす流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図(図5に矢印で表示した時刻). $K=1.5$, $Re=10^5$, LES

の向きに示すように時計回りの循環を有する。これらの効果は地形のすぐ前方において、Cd-極小値では上昇流を、Cd-極大値では下降流を誘起する。これに伴い地形のすぐ前方の近寄り流れが変形していると考えられる。結果として、地形背後の定在渦を形成する剥離せん断層の曲率に周期的な変化が生じ、図-6(f)に示したCdの周期的な振動が得られたと考えられる。

以上から、 $Re=2 \times 10^3$ (DNS)と同様、 $K=1.25$, 1.5 の全体と $K=1.75$, 2 の計算初期($t \leq 200$)に観察された地形周囲流の周期的な非定常性は、強弱の循環を有し地形上流へ1つの渦のように放出される1次モードのcol.dist.に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変形する結果生じていると考えられる。

(3) $K=1.75$, 2 で地形周囲流が時間の経過とともにほぼ定常になるメカニズム

図-9に $Re=10^5$ (LES)の $K=2$ を例にとり、無次元時間 $t=300$ の(a)一様流速Uからのずれを表わす流

線図($\Delta\psi$)と(b)流線図を示す。(a) $\Delta\psi$ に注目すると時計回りと反時計回りの循環(注:ハッチングは反時計回りの循環を、それ以外は時計回りの循環を意味する)が流路深さ中心の水平軸に対してほぼ対称的に配置している。これは2次モードのcol.dist.の出現を意味し、図-6(h)の u_2 に示したように地形への近寄り流れに対して周期的な変動を与えない。その結果、(b)流線図も流路深さ中心の水平軸に対してほぼ上下対称的になる。



(a)一様流速Uからのずれを表わす流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図



(b)流線図

図-9 $K=2$ の地形周囲流. $t=300$, $Re=10^5$, LES

以上から、 $Re=2 \times 10^3$ (DNS)と同様、 $K=1.75$, 2 の計算初期($t \leq 200$)では地形周囲流は地形上流へ周期的に放出される1次モードのcol.dist.に伴い周

期的な非定常性を示すが、2次モードのcol.dist.が支配的になるとともにほぼ定常になると考えられる。なお、 $K=1.75$ 、2のほぼ定常な地形周囲流に関して、地形から剥離したせん断層は中立流($K=0$)と同様、 $Re=10^5$ (LES)の方が $Re=2 \times 10^3$ (DNS)よりも地形近くで地面上に再付着している。

(4)地形の抗力係数Cdの振動周期に関する検討

図-10に本研究で得られた地形の抗力係数Cdの振動周期とRottmanら¹⁵⁾が線形理論¹⁾に基づいて導出した予測値($T=2(K^{2/3}-1)^{-3/2}H/U$)の成層度Kに対する変化を示す。また合わせて過去の計算結果²⁾、すなわち、プロッケージ比 $H/h=6$ で低Reynolds数の $Re=20$ 、100と比較的高い $Re=2 \times 10^3$ の計算結果(DNS)も示す。ここで、 $K=1.75$ 、2のCdの振動は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)、 $Re=10^5$ (LES)の両者ともに計算初期(無次元時間 $t \leq 200$)にのみ現われ、時間の経過とともに減衰し消滅するものである(図-6(c)、6(d)と図-6(g)、6(h)参照)。また、図-6に示したように $Re=10^5$ (LES)の $K=1.25$ 、1.5ではCdの振動周期はかなり変動する。よって、図-10には変動分

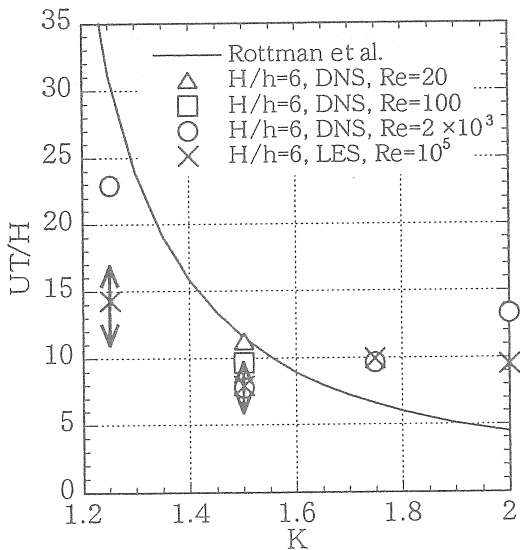


図-10 本研究で得られた地形の抗力係数Cdの振動周期、Rottmanら¹⁵⁾の予測値、文献²⁾の計算結果(注：図中の矢印の範囲はCdの振動周期の変動を示す)

を含んだ記号で表している。 $Re=10^5$ (LES)に注目する。 $K=1.5$ では $Re=2 \times 10^3$ (DNS)と殆ど違いは見られないが、 $K=1.25$ では $Re=2 \times 10^3$ (DNS)よりもさらにRottmanら¹⁵⁾の予測値から離れる。よって、非線形性を強めるReynolds数の増大はCdの振動周期に強く影響し、Cdの振動周期はRottmanら¹⁵⁾の予測値とかなり異なると言える。特に $K=1$ に近づくにつれてその傾向は強い。

4. 結論

ダイナミックSmagorinskyモデルに基づいた2次元LESを用い、有限流路内の丘陵地形を過ぎる中立流($K=0$)と安定成層流(特にstrong stratificationの範囲である $K=1.25$ 、1.5、1.75、2)に対して、 $Re=10^5$ で差分計算を行った。計算結果は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)の計算結果²⁾と比較した。主な結果は以下に要約される。

1)中立流($K=0$)に関しては地形背後に定在渦が存在し、時間の経過とともに非常に緩やかに伸長する。地形境界層が剥離して形成する非常に細かな渦の挙動を反映して地形の抗力係数Cdの波形に細かな変動が見られるが、Cdの値はほぼ一定値を示す。これに対応して地形周囲流はほぼ定常である。地形背後の定在渦は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)よりもかなり小さい。

strong stratification($1 < K \leq 2$)に関しては以下の2)、3)にまとめられる。

2)全体的な傾向は $Re=2 \times 10^3$ (DNS)とほぼ同様である。すなわち、 $K=1.25$ 、1.5ではCdの周期的な振動は継続し、地形周囲流は常に周期的な非定常性を示す。この非定常性のメカニズムも $Re=2 \times 10^3$ (DNS)とほぼ同様である。すなわち、強弱の循環を有し地形上流へ1つの渦のように放出される1次モードのcol.dist.に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変形する結果生じていると考え

られる。また、 $Re=2 \times 10^3$ (DNS)と同様、 $K=1.75$ 、2では2次モードのcol.dist.が時間の経過とともに支配的になり、Cdの周期的な振動は減衰し消滅する。これに対応して地形周囲流はほぼ定常になる。

3)非線形性を強めるReynolds数の増大はCdの振動周期に強く影響する。その結果、Cdの振動周期はRottmanら¹⁵⁾の予測値とかなり異なる。

参考文献

- 1) J. S. Turner : *Buoyancy effects in fluids* (Cambridge University Press, 1973).
- 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非定常性, *ながれ* 17 pp. 45-56 1998
- 3) M. F. Paisley & I. P. Castro : A numerical study of wave-breaking in stratified flow over obstacle, *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 23 pp. 309-319 1996.
- 4) J. W. Miles & H. E. Huppert : Lee waves in a stratified flow. Part IV : Perturbation approximations, *J. Fluid Mech.* 35 pp. 497-525 1969.
- 5) I. P. Castro & W. H. Snyder : Experiments on wavebreaking in stratified flow over obstacles, *J. Fluid Mech.* 255 pp. 195-211 1993.
- 6) M. F. Paisley : Stratified airflows over mountains, Report ME-FD/93. 11 July 1993.
- 7) J. Smagorinsky : General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment, *Mon. Weather Rev.* 91 pp. 99-164 1963.
- 8) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin & W. H. Cabot : dynamic subgrid-scale eddy viscosities in large eddy simulation, *Phys. Fluids A* 3 pp. 1760-1765 1991.
- 9) M. Lesieur & O. Metais : New trends in large-eddy simulations of turbulence, *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 28 pp. 45-82 1996.
- 10) 村上周三, 持田灯, 松井巨光 : LESによる非等温室内気流解析—Smagorinskyモデルにおける標準タイプとDynamicタイプの比較—, *生産研究* 第47巻 第2号 pp. 7-12 1995.
- 11) D. K. Lilly : A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, *Phys. Fluids A* 4 pp. 633-635 1992.
- 12) 谷口伸行 : Dynamic SGSモデルの差分法における定式化, *生産研究* 第47巻 第2号 pp. 42-45 1995.
- 13) H. Suito, K. Ishii & K. Kuwahara : Simulation of dynamic stall by multi-directional finite-difference method, *26th AIAA Fluids Dynamics Conference* pp. 1-8 1995.
- 14) K. Kawahara, H. Takami & K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *Fluid Dyn. Res.* 1 pp. 145-162 1986.
- 15) J. W. Rottman, D. Broutman & R. Grimshaw : Numerical simulations of uniformly stratified fluid flow over topography, *J. Fluid Mech.* 306 pp. 1-30 1996.

(1998年4月24日受付)