

LES による安定成層条件下の気流の再現計算

LES PREDICTION OF ATMOSPHERIC FLOW UNDER STABLE STRATIFICATION

中山 昭彦¹・岸修士郎²
Akihiko NAKAYAMA and Shujiro KISHI

¹正会員 Ph.D. 神戸大学大学院教授 自然科学研究科地球環境科学専攻 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)

²学生員 神戸大学大学院自然科学研究科建設学専攻 (同上)

Large-eddy simulation has been conducted for flows over real topography in stably stratified atmosphere based on the Boussinesq approximated LES equations of motion and temperature equation. The basic method is first applied to flows over ideal isolated three-dimensional hill and its capability and accuracy are examined. Reasonable agreement with experimental results is obtained with standard Smagorinsky type models for the both subgrid stress and subgrid heat flux. No explicit representation of the buoyancy effects on the subgrid stress was used. The results applied to the real topography over a mountainous region also appear plausible.

Key Words : stratified flow, LES, isolated hill, real topography

1. はじめに

実地形上の気流を定量的に予測することは大気汚染物質の拡散や局地気候の予測など環境上重要な課題である。数値解析による地形上の気流特性を定量的に予測する方法はレイノルズ平均式と乱流モデルを用いた Reynolds-Averaged Navier Stokes (RANS)法, Large Eddy Simulation(LES)法がある。比較的平坦な地域の地域気候などの予想や, 理想化された滑らかな単純な地形上の風況予測にはRANS法が応用されている¹⁾³⁾。しかし, RANS法で用いられる乱流モデルの適用範囲は限られており, 不規則で込み入った地表形状の影響を受ける気流の解析にはモデル依存性の小さいLES法が適している。しかしLESでは細かい計算格子で3次元時間発展計算が必要で計算負荷が非常に大きく, 最近までは平坦な地表上境界層のシミュレーション(Mason⁴⁾)に限られていた。しかし近年計算機の性能が向上し, 内田・大屋⁵⁾や著者ら⁶⁾はLES法を用いて中立成層条件下での実地形上気流の数値計算を行っている。こういった方法を更に実用化するには温度成層の効果を導入する必要がある。特に冬期や夜間の安定成層条件下での気流は混合が抑制され中立成層条件下でのそれとは大きく異なる⁷⁾⁹⁾。

従って温度成層のある場合の複雑地形上での気流の予測を行うことは重要である。

本研究では温度成層のもとで浮力効果を考慮したLES計算法を実地形上の気流と温度分布の予測に適用する。LES法ではサブグリッドモデルの普遍性が期待され, RANS法ではモデル化が困難な浮力効果のモデル化が必要でなくなるなど有利な面がある。本研究では著者らの一様な温度場でのLES計算法^{6),10)}を基に, Boussinesq近似された運動方程式と温度輸送式を格子平均した式も併せて解くLES法を構築し, 実地形上気流の予測計算に応用した。サブグリッド応力モデル及び境界条件の設定は精度の面で優れているとはいえないが, まずこれまで一般的に使われている方法を応用した。計算法の有効性, 精度の検証は3次元孤立峰周辺流れの実験値との比較によって行った。

2. 計算法とサブグリッドモデル

ここでは本数値シミュレーションに用いた計算法とモデルを記す。LESの基礎式は空間平均を施した連続の式と運動方程式及び温度輸送方程式である。これらの支配方程式は

表-1 孤立峰周辺流れの計算ケース

	Re 数	Fr 数
Case1	12,000	∞
Case2	12,000	7.6
Case3	12,000	0.4

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \tau_{ij} \right) - g \frac{\Delta T}{T_0} \delta_{i3} \quad (2) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(K \frac{\partial T}{\partial x_j} - d_j \right) \quad (3) \end{aligned}$$

である。ここで、 u_i は x_i 方向の速度成分、 p は圧力、 T は温度、 ρ, ν, K はそれぞれ空気密度、動粘性係数、熱拡散係数である。 τ_{ij} 及び d_j はフィルター平均によるサブグリッド応力及びサブグリッド熱流束で、本計算ではそれぞれ次の渦粘性、渦拡散モデルを用いてモデル化する。

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k_G + 2 \nu_t D_{ij} \quad (4)$$

$$d_j = -k_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (5)$$

ここで k_G はサブグリッド乱流エネルギー、 ν_t, k_t は渦粘性係数及び渦拡散係数で、これらの予測には次の標準型 Smagorinsky モデルを用いる。

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

$$k_G = \frac{\nu_t^2}{(C_k \Delta)^2} \quad (7)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 D_{ij} D_{ij}} \quad (8)$$

ここで Δ は x_1, x_2, x_3 方向の格子幅の相乗平均で、モデル定数 C_s, C_k の値はそれぞれ0.13及び0.094を用い、 $k_t = \nu_t$ とした。近年サブグリッド応力モデルの様々な改良モデルが提案され、スケール相似則と渦粘性モデルを合わせ、モデル定数を計算された流れ場からダイナミックに求める方法の精度が最も良いという結果が報告されているが¹¹⁾、検証は低レイノルズ数流れでしかも単純な境界条件のもとでしか行われておらず、計算時間も相当増加する¹²⁾ことから本計算のような複雑な実地形上乱流に対してはまず比較的簡単な標準渦粘性モデルを適用することにする。数値計算法は参考文献¹⁰⁾の方法とほぼ同じで、食

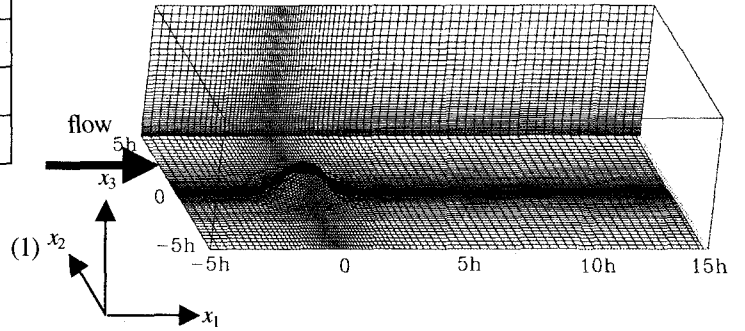


図-1 孤立峰周辺流れの計算領域

違い格子上で、圧力解法にHSMAC法、時間進行に2次精度 Adams-Bashforth 法を用い、移流項をUTOPIA3次精度風上差分法で、粘性項を2次精度中心差分法で離散化している。用いた座標は直交座標で、境界は矩形格子近似法で表現している。本計算のように複雑な流れ場での安定計算には風上差分法が必要で、サブグリッド応力はそれを補うものである。

3. 3次元孤立峰周辺流れの解析

上記の計算法を実地形上気流の計算に適用する前に、3次元孤立峰周辺流れの解析を行い既存の実験と比較することで計算の妥当性を調べる。

(1) 計算条件

計算は x_1 に風下方向 x_2 に水平横方向、 x_3 に鉛直上方向座標をとり、次の式の関数で表される3次元孤立峰の周りの気流について行った。

$$\begin{aligned} \frac{Z}{h} &= \frac{1}{1 + \left[(x_1/h)^2 + (x_2/h)^2 \right]^p} \quad \left(\sqrt{x_1^2 + x_2^2} > 3h \right) \\ Z &= 0 \quad \left(\sqrt{x_1^2 + x_2^2} \leq 3h \right) \end{aligned} \quad (9)$$

ここで h は山の高さ、 Z は (x_1, x_2) での地表の高さである。図-1にこの式で表される山の形状及び計算領域を示す。この3次元孤立峰については温度成層風洞で実験⁸⁾が行われており、その結果との比較が可能である。計算は図-2に示されているように x_1, x_2 方向には山近傍で、 x_3 方向には地表近傍で密になる不等間隔の直交格子を用いて行われた。格子数は x_1, x_2, x_3 方向にそれぞれ $87 \times 59 \times 38$ でワークステーションで十分扱える粗いものである。

計算は表-1に示すような三つのケースについて行った。Case1及びCase2については実験⁸⁾のテストケースと同じ Re 数、 Fr 数の中立成層及び安定成層のケースであり、Case3については強安定成層条件下を想定した結果である。ここで Re 数は流入風速 U_h と h で、 Fr 数は $U_h/(gh\Delta T/T_0)^{1/2}$ で定義される。境界条件として上端では一

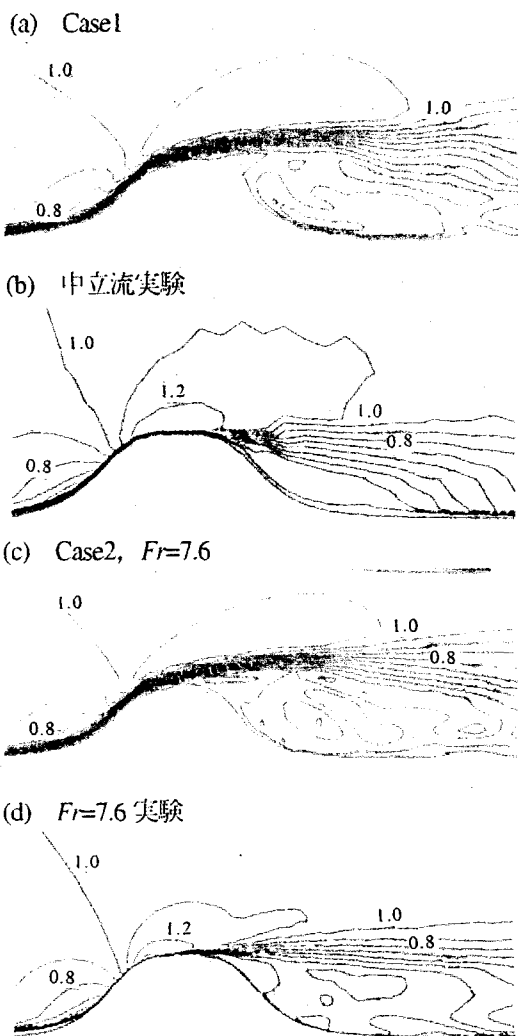


図-2 U/U_h の絶対値コンター

様水平流れ、地表はすべりなし、側面では自由すべり、下流端には放射条件を与えた。また地表及び上端での温度はそれぞれ 10.0°C 、 95.18°C と設定している。従って地表また上端での熱伝達率はゼロでない。風洞実験では山模型の上流での境界層は非常に薄くほぼ一様な風速分布になっているので、計算でも流入面では一様分布を仮定した。温度分布も実験条件に合うよう線形分布を仮定した。本計算格子では地表近傍の粘性底層は解像できないのですべり無し条件を用いるより、地表から第一点目の計算点で壁関数を与える方法が一般的であるが、この方法は逆流を伴うような流れでは必ずしも良いとはいえない。本計算のように粗い格子での計算では、地表面から第一計算点で対数則あるいは一般的な壁法則に従うことも期待できない。むしろ地表の粗度による抵抗を考慮するのが妥当と考えられるが⁹⁾、本計算では単純にすべり無しの条件を与えた。

(2)結果と考察

図-2に平均風速の絶対値の等値線図を示す。計算結果は全体的に実験結果の傾向を捉えていることが分かる。

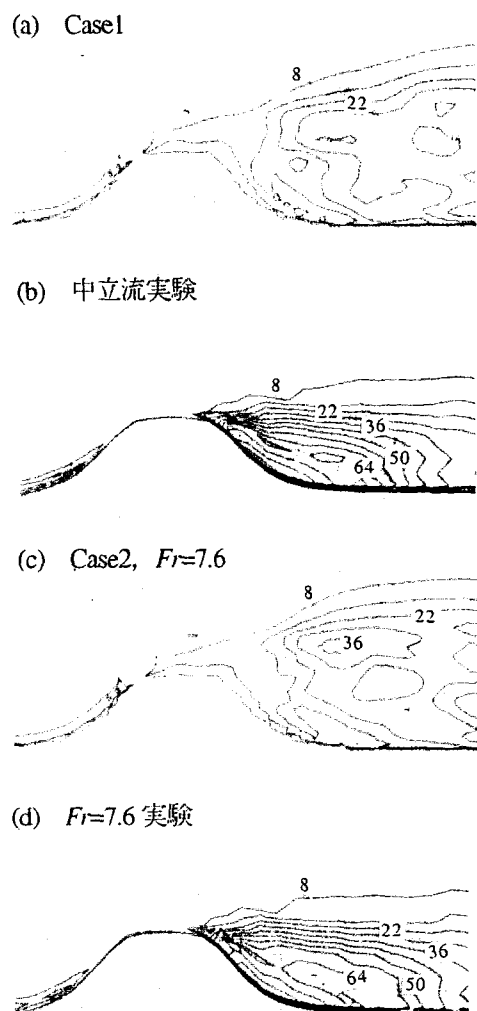
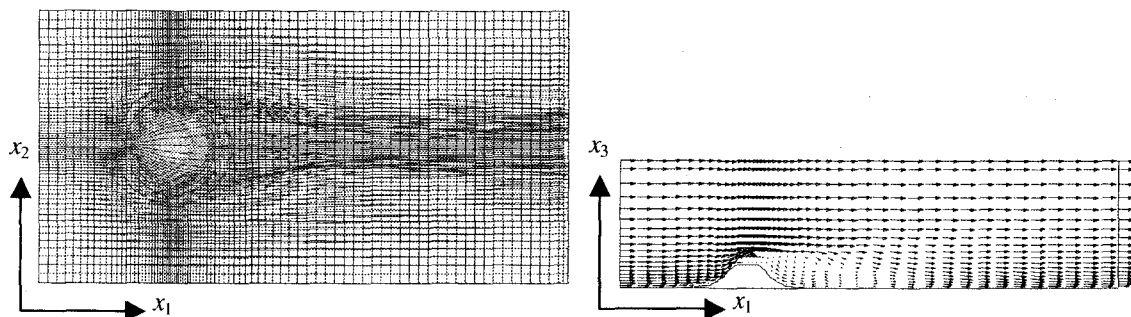


図-3 相対乱れのコンター

安定成層の実験結果では山背後の低速領域が中立流に比べ下流に長くなる傾向を示しているが、本計算でも同様の傾向が再現されている。しかし、山頂上付近の加速の程度は計算では過小予測されている。図-3は乱れ強さの計算値と実験結果を比較したものである。計算では両ケースとも実験の約 $1/2$ と低くなっている。この原因として Smagorinsky モデルの不十分さ、また格子密度の粗さ及び境界条件の不十分さが考えられる。また流入風に変動がないため山の風上では乱れが殆ど出ていない。このため山頂付近の遷移的流れがうまく再現されず、下流での乱れの過小予測につながっているとも考えられる。乱れ及び乱流応力については岡島ら²⁾や石原・日比³⁾の中立流についての $k-\epsilon$ 法を用いた計算結果の方が実験に近い値になっているが、これは地表近傍での k 及び ϵ に直接壁関数を適用できるからと考えられる。粗い格子での LES 計算では解像される乱れの量が全乱れに対し小さい。こういった VLES (Very Large Eddy Simulation) 計算では乱流量の精度良い予測は非常に難しい。しかし、逆流を含む乱れ強度の高い領域での実験値にも精度に問題があることを考慮すれば本 LES 計算はある程度の再現性はあるといえる。

(a) Case1 中立



(b) Case3 安定成層

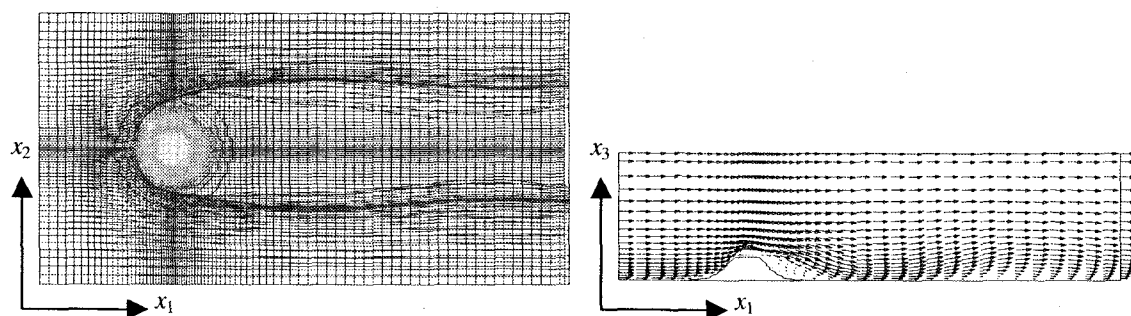


図4 地表近くでの流線と山の中心を通る鉛直断面での平均流速ベクトル

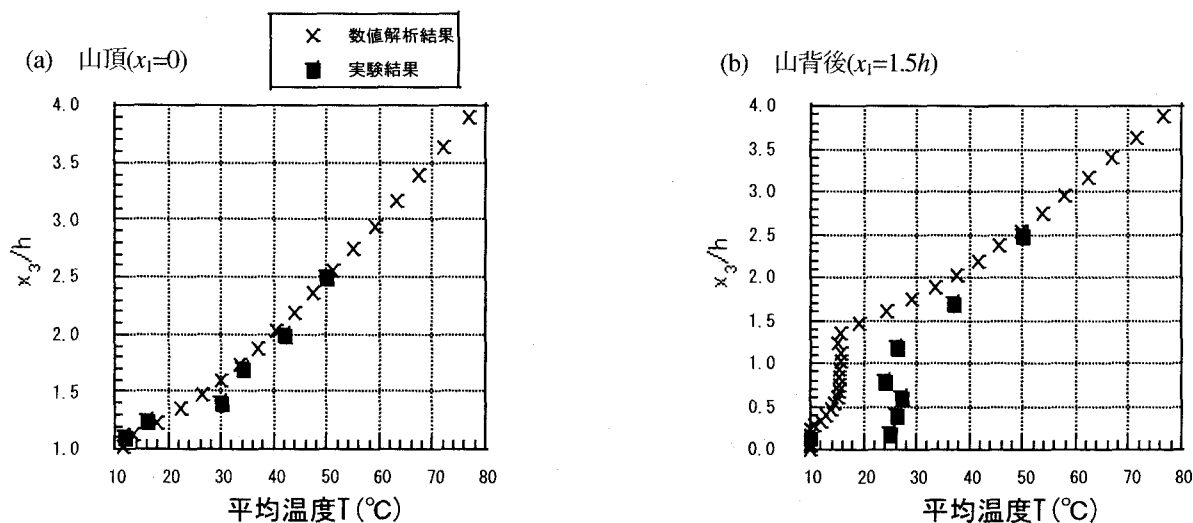


図-5 Case2 安定成層での平均温度の鉛直分布

図4 に中立時と強安定時との比較のため Case1 と Case3 の上流端の地表近傍(0.082h)から追跡した流線、及び山の中心を通る鉛直断面内での流速ベクトルを示している。ベクトル図からは安定成層の場合山背後での剥離が小さく、さらに下流に跳水に似た現象が捉えられているのが見られる。また安定成層条件下では山を迂回する傾向が強くまた鉛直方向より横方向に変動する様子も伺える。この傾向は成層流実験の煙観察でも見られている。図-5に山頂上付近とそれより1.5h程度下流の地点での

平均温度の鉛直分布図の計算値と実験値を比較する。山頂上ではほぼ上流で与えた線形分布を取り実験とよく合っているが、風下では過小予測されている。計算では地表面の温度を10.0°Cに固定しているが、実験では地形模型への熱伝達があり模型表面の温度は一定になっていない。風速の大きい山頂付近では10°Cと低い風上側では25°C近くまで熱せられているためである。しかし山背後での乱れによる混合効果は現れており、温度勾配の傾向は捉えられているのが見てとれる。

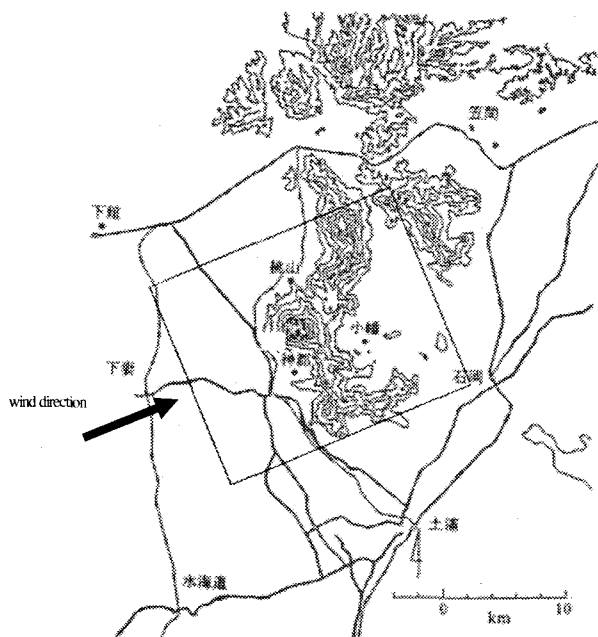


図-6 筑波山周辺地形

4. 成層流解析例

前節のようにモデル化された孤立峰を過ぎる気流の計算より少なくとも平均量計算結果の妥当性が確認できたが、本節ではこれを実地形上気流の予測に適用する。

(1) 計算条件

気流シミュレーションを行う対象地形は図-6に示してある筑波山周辺地域である。筑波山は関東平野の北部、東京から約60km北に位置する比較的孤立した山であり、海拔約30mの平地から875mの山頂へと直線的に続いている。北と南東に2つの尾根を有しており、前者は約10km北の加波山(海拔709m)へと続いている。南東方向へ伸びる尾根は風返峠、不動峠など300~400mの高低を繰り返して土浦方向へ伸びている。筑波山より西南西方向の地形が開けている。この地域については、バルーンによる現地観測¹³⁾も報告されているので比較も可能である。計算は接近風に上空で10m/s程度の西南西の風があるときを想定した。

数値計算モデル化された地形と計算領域を図-7に示す。地表の標高については国土地理院の数値地図を使用して出力した。計算格子数は $91 \times 61 \times 51$ とした。筑波山の最高標高約1000mを標準高さ h とした。 x_3 軸方向には地表面近くで格子を密になる不等間隔格子を用い、最小間隔を $0.015h$ とした。流入面では上空の風速が10m/sになるような対数則を鉛直分布に仮定し、温度は線形分布を仮定した。また Fr 数は現地観測に対応する1.0の安定成層条件を与えた。その他の条件は前節の孤立峰気流計算と同様の境界条件を設定し計算を行った。

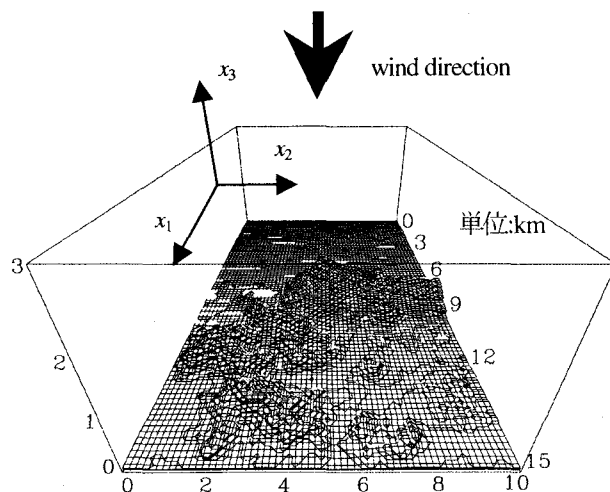


図-7 数値計算での地表面形状

(2) 結果と考察

図-8に計算結果の地表より15mの高度での流速ベクトルと、流入面で地面から15mの位置から発する流線の軌跡を示している。3次元孤立峰の計算結果と同じように山の手前までは乱れの小さい流れになっており、また山前方でよどみ域は見られな見られない。しかし強安定成層で見られる山を迂回する流れが見られる。筑波山後方では山を回り込んだ流れにより鉛直向きの渦が形成されていることがわかる。またこの回り込みにより、山間の谷で流速が速くなっていることが分かる。風速分布の詳細計測結果はないので定量的な比較はできないが、これらの結果は観測結果¹³⁾を定量的によく再現している。計算領域風下に向かって左端で流線が急に上昇しているがこれは側面境界でのすべり条件の影響が原因と考えられる。

図-9に筑波山山頂から $2h$ 風下の地点での平均風速分布の計算結果と実測結果を示す。風速は高度1000mでの値 U_{1000} で無次元化されている。 $x_3/h=0.6$ 近傍での増速度及び逆流はうまく計算できている。ただ $x_3/h=0.5$ から1.0での風速分布の傾向は実測から離れているが、バルーンによる実測値は高度が高いところでは不正確であるので一概に予測が悪いとはいえない。図-10は山頂から上方での平均温度の鉛直分布を高度1000mの温度 T_{1000} で無次元化したものである。 $x_3/h>0.5$ では計算値と実測値はよく合っている。しかしそれより低い領域での計算結果は流入面で仮定した線形分布から殆ど変化していないが、実測ではやや高い温度になっている。これは前節での孤立峰気流の山下流での傾向と異なり、山頂付近での乱れがうまく計算されていないためと考えられる。

5. 結論

安定成層下の大気流の解析に比較的粗い格子を用いたLESシミュレーションを行いその妥当性と精度について

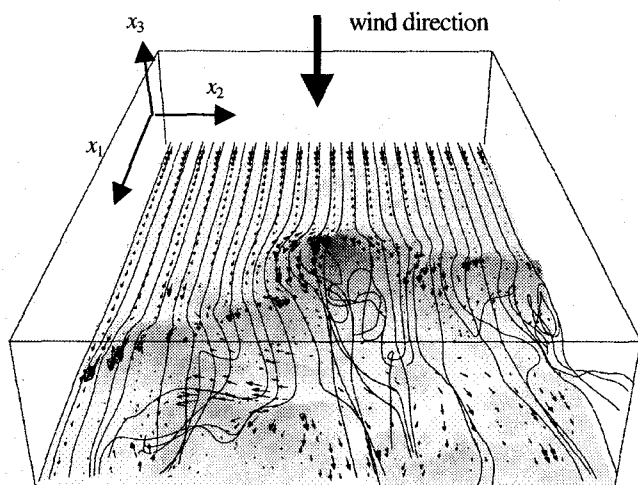


図-8 地表近くでの流線と流速ベクトル

検討した。Boussinesq 近似された運動方程式をフィルター操作したものに、温度拡散方程式にフィルター平均したものを併せて解いた。渦粘性係数及び熱拡散係数には Smagorinsky 型モデルを用い、浮力効果は直接入れられていない。安定成層による拡散の抑制効果は大規模渦によりなされるが、その効果が LES シミュレーションで直接捉えられたと考えられる。小スケール運動の解像度については十分ではない、また地表形状の表現法及び境界条件の与え方また流入風の設定法なども近似に頼っている。この意味で本計算結果は LES 計算の限度と可能性を表すものである。すなわち平均風速及び平均温度分布などについてはある程度の予測性を示唆しているが、乱流量の予測には限界があることを意味している。しかし、今後流入風設定法、地表の表現及び境界条件の与え方を改良すれば乱流量も含めた量の精度良いシミュレーションとなり得る。また計算機機能の向上によりより細かい格子による計算が可能になると考えると、同様な計算でより詳しい予測が可能になると期待できる。

参考文献

- 1) Yamada, T. : a Numerical Model Study of Turbulent Airflow in Above Forest Canopy, *J. Met. Soc. Japan*: Vol.60, pp.439-454, 1982.
- 2) 岡島厚, 葛見俊之, 木綿隆弘: 山越え風の数値解析及び実験的研究, 応用力学論文集, Vol.1, pp.625-632, 1998.
- 3) 石原孟, 日比一喜: 急峻な山を越える乱流場の数値解析, 日本風工学会論文集第83号, pp.175-188, 2000.
- 4) Mason P.J.: Large-eddy simulation A critical review of the technique, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, Vol.120, pp.1-26, 1994.
- 5) 内田孝紀, 大屋裕二: 複雑地形上の乱流場に対する LES の適用, 第15回生研NSTシンポジウム講演論文集, pp.85-92, 2000.

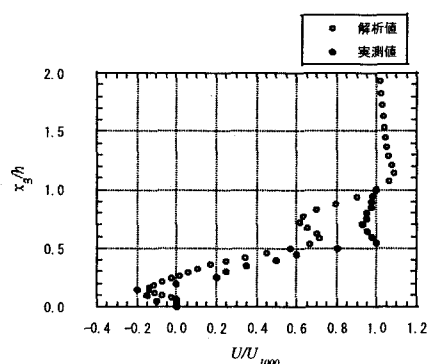


図-9 筑波山山頂から 2h 下流での流速分布

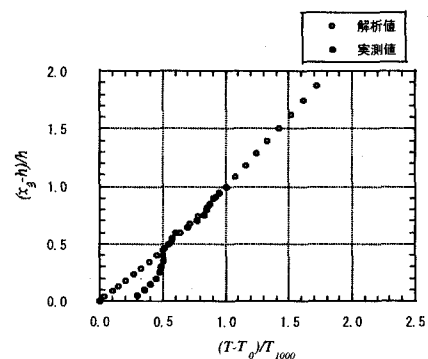


図-10 筑波山山頂での温度分布

- 6) 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, pp.729-736, 2000.
- 7) 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, 応用力学論文集 Vol.3, pp.729-736, 2000.
- 8) 松本繁則, 田村哲郎, 中原輝夫: 丘陵地形周辺の実験と数値解析, 第2回環境流体シンポジウム講演論文集, pp.457-457, 1997.
- 9) Piotr, K. Smolarkiewicz. and Richard, Rotunno : Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles, *J. Atom Sci.*, Vol.46, pp.1154-1164, 1989.
- 10) Nakayama, A. and Noda, H.: LES simulation of flow around a bluff body fitted with a splitter plate, *J. Wind Eng. & Ind. Aerodyn.*, Vol. 85, pp.85-96, 2000.
- 11) Zang, Y., Street, R. and Koseff, J.R.: A dynamic mixed subgrid model and its application to turbulent recirculating flows, *Phys. Fluids A5*, pp.3186-3196, 1993.
- 12) Vengadesan, S. and Nakayama, A.: On the influence of numerical schemes and subgrid-stress models on LES of turbulent flow past a square cylinder, *Int. J. Num. Meth. in Fluids*, to appear 2001.
- 13) 北村興二, 吉門洋史, 近藤裕昭, 横山長之: 複雑地形上の安定成層流の観測と風洞実験, 公害 Vol.21, No2, pp.53-62, 1986.

(2001. 10. 1 受付)