

月例会「大気数値シミュレーション」 (第2回)の報告—局地循環の問題—

はじめに

近藤 洋輝*

近年におけるめざましい電子計算機の進歩と、数値計算法の発展に依り、大気の種類々の物理過程についてのシミュレーションによる理解はますます深まりつつある。山岳や谷あるいは海陸等の局地的な地形や熱の大気に及ぼす影響についても多くの成果が見られる。最近、大規模場に対する大気大循環に対し、局地的な大気の循環の意味で局地循環という用語も定着してきたように見える。

月例会「大気数値シミュレーション」は、その第2回として、この局地循環の問題を取り上げ、去る9月3日に、東大海洋研究所で3つの話題について講演会を開いた。ここにその内容の要旨を報告する。

1. 山岳効果を含んだ海陸風の数値シミュレーション**

荒川 正一***

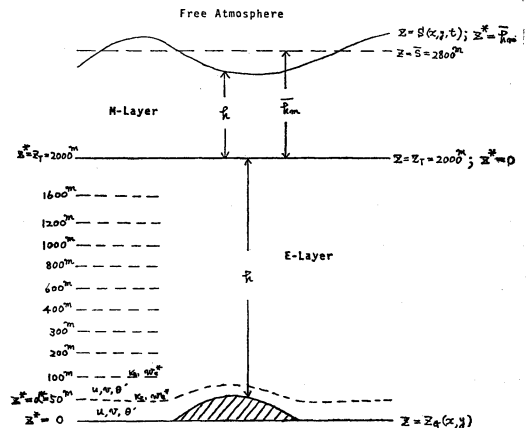
1. はじめに

私共は約5年前から海陸風の数値シミュレーションの研究をしているが、最近山岳の効果を取り入れたモデルができたので、得られた結果と併せてそれを紹介する。

海陸風の数値モデルの研究は Estoque (1961) 以来数多くなされている。初めの頃は直線海岸によって生ずる鉛直面内の2次元循環に限られていた。3次元モデルを作って初めて実際の地形(フロリダ半島)に適用したのは Pielke (1974) である。しかしこのモデルには山の効果が入っていないし、積分も10時間で止めている。Mahrer・Pielke (1977), Ookouchi *et al.* (1978), Asai・Mitsumoto (1978) らが山の効果を取り入れた海陸風モデルを作ったが、これは鉛直2次元のものである。山岳を取り入れた海陸風の3次元モデルは私共のこれが最初といえよう。

2. 数値モデル

対象とする領域(ここでは関東地方のばあいを例にとる)は、鉛直方向に約2800m、水平方向に217.5 kmのスケールをもつ。鉛直方向は12層に、下層ほど細かく分割され、水平面は7.5 km 間隔で30×30格子に分割さ

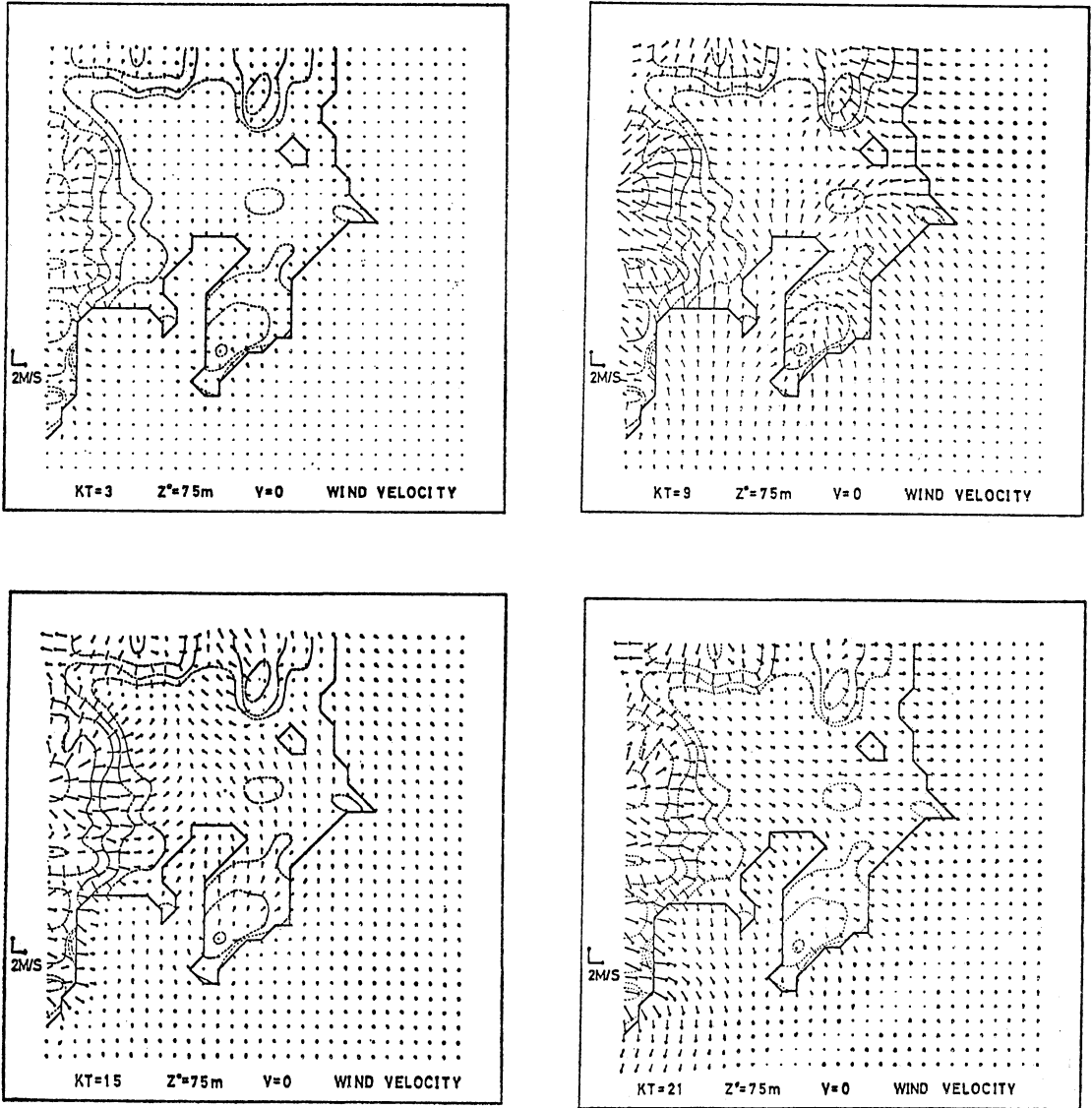


第1図 モデルの鉛直断面図と z^* 座標系。

* Hiroki Kondo, 気象大学校

** ここに紹介する内容は、菊池・荒川・木村・白崎・長野による研究を骨子としている。

*** Shoichi Arakawa, 気象研究所



第2図 山ありモデルにおける関東地方の局地循環(地上 75 m の風)

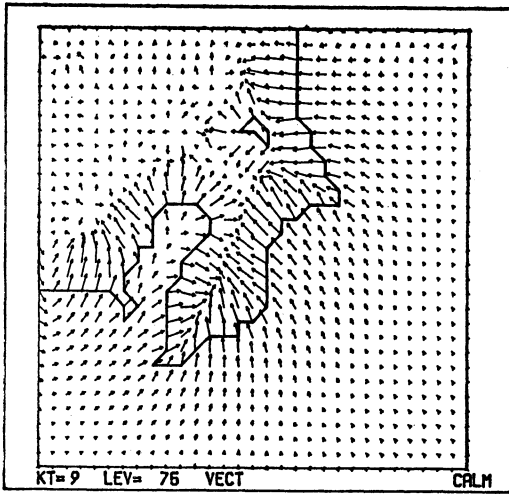
れた。モデルの上面は質量保存を保つため実質面とし、鉛直座標の下端は地面に準拠し、その上端は実質面に準拠するようにとった(第1図参照)。これは圧力座標で用いられる σ -系に相当するものである。

基礎方程式系は、いわゆる Boussinesq, hydrostatic 系と呼ばれるもので、次の5つの式からなる。

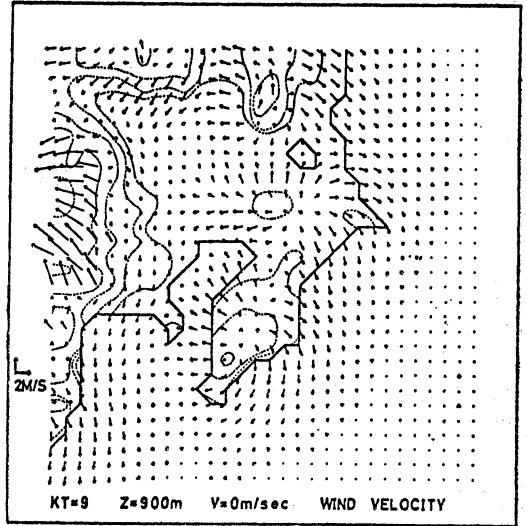
- 運動方程式の水平成分 2コ
- 静力学平衡式 1コ

エネルギー保存の式 1コ
 連続の式 1コ
 対応する変数は、風の水平および鉛直成分 (u, v, w), 気圧 (π), と温位 (θ) の5つである。

運動方程式およびエネルギーの式には、水平拡散項(平滑化のためのもの)のほかに、鉛直うず拡散の項を含む。鉛直方向へのうず拡散係数は、McPherson (1970) に従った。すなわち接地境界層内においては、拡散係数



第3図 山なしモデルにおける海風(最盛期).



第4図 海拔900mにおける海風の反流(山岳部は地上風).

(K_z) はリチャードソン数 (R_i) の関数として与えられ、自由対流レジーム ($R_i < R_{i1}$), 強制対流レジーム ($R_{i2} > R_i > R_{i1}$), 超安定レジーム ($R_i > R_{i2}$), に分けて扱われた。エクマン層内の拡散係数はやはり E-Mc に従って指数関数的に減少するように与えた。

海面温度は一定とし、地面の温度は日較差 10°C をもち1日周期をもって正弦的に変化するとした。その平均温度は高さと共に $6^\circ\text{C}/\text{km}$ で減少するとした。

横の境界条件としては、温位に関しては水平傾度ゼロ、その他の変数に関しては放射条件を用い内部に発生した波が境界で反射されないようにした。

時間積分に要するステップ幅は2分とした。

3. 計算結果

一般風ゼロとして関東地方に適用した計算結果をかいつまんで紹介する。日出時(約6時)を計算の始めとし、そこから測った時間を $KT=$ として表わす。

第2図は地表風場の日変化を示す。おもな特徴は、

(イ) 海岸付近を中心に海陸風が、また山岳部には山谷風が夫々卓越し、そのため関東地方ほぼ全域で1日周期の局地循環が起こる。

山岳を除いたモデルの循環をみると(第3図)、循環は海岸から3~40km以内の場所でのみ起っている。

(ロ) 山谷風の方が海陸よりも先行して起り、かつ強さも強い。これは実測とも一致する。

(ハ) $KT=9\text{h}$, 21h が夫々海風、陸風のピークで、ピークの強さは最大2~3m/secである。

第4図は高さ(海拔)900mにおける $KT=9\text{h}$ の風場である。海上や平野部では地上風の反流が吹いている。房総半島の上では時計回りの発散風が吹いている。この高さになると地表まきつの影響が弱まり、反対にコリオリの力が効いてくるからである。

その他、一地点の風ベクトルが一般に右回りしながら日変化するが、千葉などでは左回りの日変化することなどについて述べた。

質問、討論に際しては、横の境界条件のこと、地表面温度のこと、どの程度細かいスケールの起伏まで応答できるか、今後の発展の方向はいかん、などが出された。

ここで最後の問題に対して一言。現在私共は、地表面温度を熱収支方程式から決定することを試みている。日射、長波長放射、顕熱・潜熱のフラックス、地中への伝導などの各物理過程を組み入れるべく試行中である。

文 献

- Asai, T. and S. Mitsumoto, 1978: J. Met. Soc. Japan, 56, 559-570.
- Estoque, M.A., 1961: Q.J.R.M.S., 87, 136-146.
- Mahrer, Y. and R.A. Pielke, 1977: Mon. Wea. Rev., 105, 1151-1162.
- McPherson, R.D., 1970: J. Appl. Met., 9, 767-777.
- Ookouchi, Y., M. Uryu and R. Sawada, 1978: J. Met. Soc. Japan, 56, 368-386.
- Pielke, P.A., 1974: Mon. Wea. Rev., 102, 115-139.

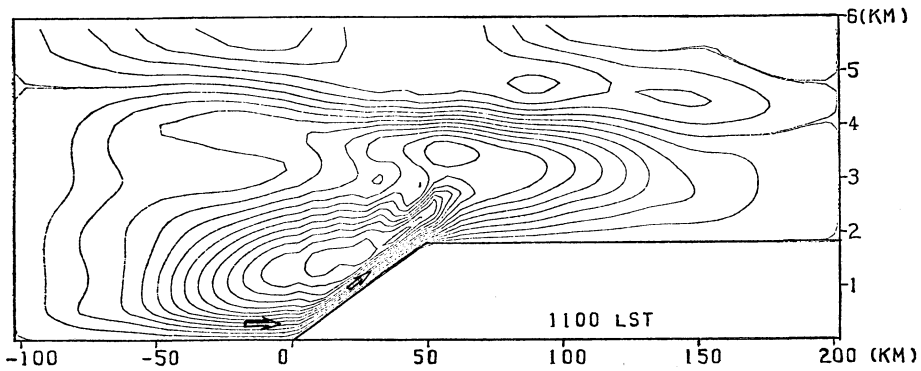
2. 山谷風の数值実験

万納寺 信崇*

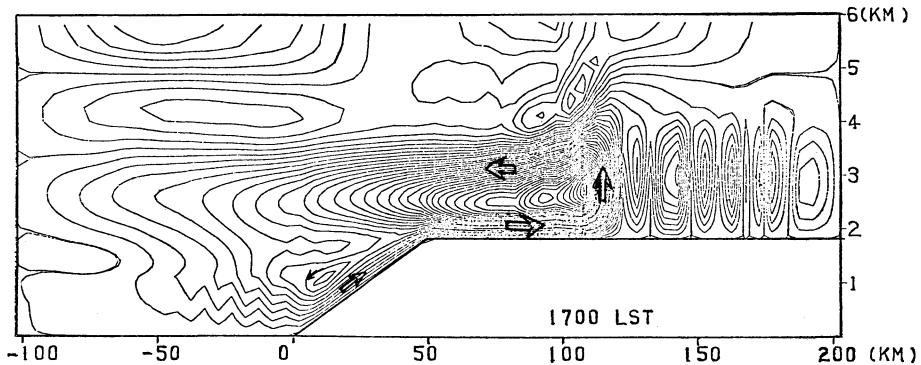
昼間の山谷風循環の性質を2次元数值モデルを用いて調べた。モデルは非弾性方程式系を使い、静水圧平衡を仮定し、地表温度は熱収支の式を解いて求めている。

はじめに、平地・斜面・山(高さ一定)から成る地形を考えた。鉛直座標は z ではなく、 $s=(z-z_G)/(z_T-z_G)$ (但、 z_G は地面の標高、 z_T はモデル上面の標高、いずれも定数)という変換をして s を用いる。第1図は午前11時の流線の図である。斜面で引き起こされる上

昇流がめだっている。第2図は午後5時の流線の図である。谷風は台地の奥へ侵入し、平地との間で大規模な循環が形成されているが、これとは別に斜面風の循環も残っている。これまで谷風と呼んでいたものは、斜面でドライブ(drive)され、水平スケールが斜面の長さに限られる風系(斜面風)と、平地の上空と台地上との空気の温度差によってドライブされ、水平スケールが数十kmに及ぶ風系との複合風系であると考えられる。後者の風

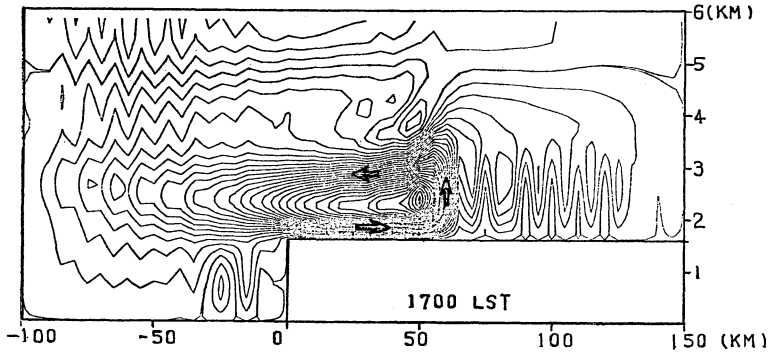


第1図

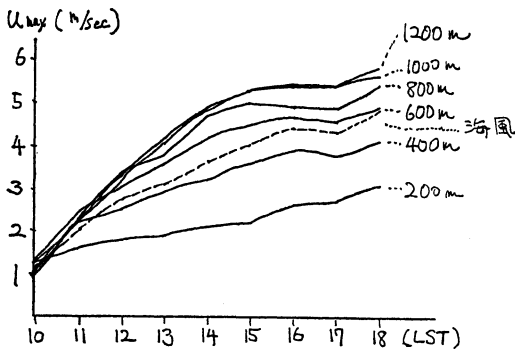


第2図

* Nobutaka Mannouji, 東京大学理学部



第3図



第4図

う境界条件から決めた。第3図は午後5時の流線である。台地風循環が形成され、台地の上は斜面風のある場合とほとんど変わらない。第4図は積分開始後3日目の風速最大値 (U_{max}) の時間変化である。比較のため行った海風の数値実験の結果も図に画いている。台地の高さ (H) の増加に伴う U_{max} の増え方をみると、 H が 800 m を越すと U_{max} の増え方が小さくなっている。図には画いていないが、 H が 1400 m を越すと U_{max} は逆に小さくなっている。2日目では減少する事はなかった。台地上 150 m の高さでの前線前方の平均気温と、前線後方の平均気温との差 ($\Delta\theta$) について調べると、 H の増加に伴う $\Delta\theta$ の増加のしかたが U_{max} と同じ傾向にあった。そこでいくつかの H (200~1800 m) について、時間変動の小さい15時、16時、17時の U_{max} を $\Delta\theta$ に対してプロットしてみると(第5図)、ほぼ直線にのり、台地風の強さは前線を境とした温度差でほぼ決まる事がわかった。点線で囲んだのは海風の結果であるが、海風は台地風より効率が悪い事を示している。

系には名前がついていないが、ここでは《台地風循環》と呼ぶ事にする。

次に斜面のないモデルを用いて台地風循環だけを再現し、台地の高さを変えて台地風の強さの変化を調べた。鉛直座標は z を用いる。平地・垂直の壁・台地からなる地形を考える。壁でドライブされる風をなくすため、間の壁の温度は熱収支の式からでなく、 $\partial\theta/\partial x=0$ とい

3. セミ・インプリシット法を用いた局地循環 シミュレーションについて

近藤 裕 昭*

セミ・インプリシット法は、大循環の数値実験において、重力波の位相速度による計算不安定性をのがれ、 Δt をのばすことによってトータルの計算時間を短縮することができるため経済的な手法とされている。局地循環のシミュレーションでは、現在のところ格子間隔として5~10 km, $\Delta t=1\sim3$ 分程度とした計算が多くなされている。ところが、大気汚染研究の関係者の間では、たとえば光化学大気汚染に関連する風系としては、かなり小さいスケールの地形（たとえば、大きな河川の程度）の影響があらわれているという声をよく聞く。従って、局地循環シミュレーションとしても、そういった細かい地形の考慮できる細かい格子間隔のモデルを作成する必要がある。ところが格子間隔を小さくとれば、C.F.L.の条件により、

$$\frac{u\Delta t}{\Delta x} < 1$$

ととる必要があるため、 Δt の間隔を必要以上に小さくする必要が出てくる。もともと格子間隔を小さくすれば格子点数が増えてそれだけ計算時間がかかることとなり、計算時間の節約が問題となってくる。

基礎方程式としては非弾性系方程式をS系に変換したものをを用いる。

$$\begin{aligned} s &= \frac{z-z_G}{z_T-z_G} & D &= z_T - z_G \\ \frac{\partial}{\partial t}(Du) + \frac{\partial}{\partial x}(Du^2) + \frac{\partial}{\partial y}(Duv) \\ &+ \frac{\partial}{\partial s}(Ds'u) - fDv & (1) \\ &= -C_p\theta \left\{ \left(\frac{\partial \pi}{\partial x} \right) - (s-1) \frac{g\theta}{C_p\theta^2} \frac{\partial D}{\partial x} \right\} \\ &+ H.D. + V.D. \\ \frac{\partial}{\partial t}(Dv) + \frac{\partial}{\partial x}(Duv) + \frac{\partial}{\partial y}(Dv^2) \\ &+ \frac{\partial}{\partial s}(Ds'v) + fDu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= -C_p\theta \left\{ \left(\frac{\partial \pi}{\partial y} \right) - (s-1) \frac{g\theta}{C_p\theta^2} \frac{\partial D}{\partial y} \right\} \\ &+ H.D. + V.D. & (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(D\theta) + \frac{\partial}{\partial x}(Du\theta) + \frac{\partial}{\partial y}(Dv\theta) \\ + \frac{\partial}{\partial s}(Ds'\theta) = H.D. + V.D. & (3) \end{aligned}$$

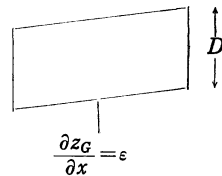
$$\frac{\partial}{\partial x}(Du) + \frac{\partial}{\partial y}(Dv) + \frac{\partial}{\partial s}(Ds') = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial s} = \frac{g\theta}{C_p\theta^2} D \quad (5)$$

H.D., V.D. は、それぞれ方程式での水平拡散及び鉛直拡散項を示す。

方程式(1)~(5)は非弾性系で、しかも静力学平衡を仮定しているため、この方程式から生ずる重力波としては内部重力波を考えればよい。

(1)~(5)を線型化し拡散項を無視した2次元の式で内部重力波と斜面の関係を考える。下図のような単純化された領域 ($\partial D/\partial x = 0$) で考えると、線型化された方程式は、



$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial x} &= -C_p\theta' \frac{\partial \pi'}{\partial x} - \epsilon \frac{\theta'}{g} \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\theta'}{g} N^2 \epsilon u' + \frac{\theta'}{g} N^2 s' &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial s'}{\partial s} &= 0 \\ \frac{\partial \pi'}{\partial s} &= \frac{gD}{C_p\theta^2} \theta' \end{aligned}$$

* Hiroaki Kondo, 公害資源研究所

この系に対して分散関係式は $(\phi' \propto e^{i\sigma t - i(kx + ns)})$ として

$$\sigma = \pm N \left(\frac{kD}{n} - \varepsilon \right) \quad (6)$$

となり、内部重力波の振動数が斜面のために ε だけ変形をうける。一方時間微分を差分で直した場合リープ・フロッグ法とセミ・インプリシット法が中立であるためには、

$$f = N\varepsilon \Delta t, \quad g = \frac{NkD}{n} \Delta t \text{ として}$$

$$1 - (g-f)^2 \geq 0 \dots \text{リープ・フロッグ法}$$

$$1 + g^2 - f^2 \geq 0 \dots \text{セミ・インプリシット法}$$

が必要となり、このときの 1 time step あたりの複素増幅率 λ の位相は、

$$\lambda = |\lambda| e^{i\theta} \text{ として}$$

$$\tan\theta = \pm \frac{g-f}{\sqrt{-(g-f)^2+1}} \dots \text{リープ・フロッグ法}$$

$$\tan\theta = \pm \frac{g \pm \alpha f}{1-f^2} \dots \text{セミ・インプリシット法 (複号同順ではない)}$$

$$\alpha = \sqrt{1+g^2-f^2}$$

$$\theta = \pm (g-f) \dots \text{real solution}$$

となり g, f ともに 1 より十分小さければ、位相のずれは顕著ではない。物理的モードは k が小さいので Δt として 1~2 分程度をとればよいであろう。

(1)~(5) は (1), (2) 式の π の gradient 項と (3) 式の平均場に対する移流項を implicit であつかう。 $n+1$ step の項を左辺に集めて Helmholtz 型の方程式を解く要領で直接法を用いて解く。