

気象の数値シミュレーション (Ⅲ) 局地気象の数値シミュレーション

木村 富士 男*

ABSTRACT After a brief review of numerical simulations of local circulation, a numerical simulation of vortex shedding from island, which are similar to Karman vortex in the lee of a cylinder, is introduced. The simulation shows that the friction of the mountain surface is not important but breaking of gravity waves generated by the mountain is the main reason of the vortex formation.

1. 地形と気象

ここでは「局地気象」とは地形の影響により引き起こされる気象現象で、特に水平規模が100 kmのオーダーを越えないものを指すこととする。たとえば、気流が山を越えるときに見られるフェーン現象は良く知られている。山の風下に吹く強風や乱気流あるいは地形性の豪雨は災害の原因となることもある。また日変化する風である海陸風や山谷風は日常良く肌で体験する。また最近話題になっている都市のヒートアイランドも純粋な自然現象ではないが、局地気象の範疇に入る。

地形の気象に及ぼす影響は大きく分けて2種類ある。1つは、大規模な流れが地形により力学的に変形することである。その原因は地表摩擦が場所により異なったり、あるいは山岳による障壁効果などが挙げられる。これらの影響は風系に影響を与えるばかりでなく、それを通して降水系にも大きな影響を及ぼす。例えば、冬の日本における積雪量は地形の力学的影響を強く受けるため、地域差が大きくなっている。

もう1つは熱的な影響である。天気が良く日射の強いときは、地面は加熱されやすく容易に太陽エネルギーを大気に伝えるが、海洋では熱容量が大きくすぐには大気の加熱にはつながらない。そのため陸上と海上では気温差と気圧差が生じ、海から陸に向かって風が吹く。夜には放射冷却によって地面は海洋より冷える

ので、反対向きの風が吹く。こうして海陸風の交替が起こる。海陸風は海岸近くに立地している工場地帯や大都市の大気汚染質の輸送に重大な影響を与えている。また地域と季節によっては海陸風に伴う上昇流が雷雲の発生に関わることもある。局地気象については木村¹⁾のレビューを参照してもらいたい。

私たちの周りの現実の気象は、これらの地形の影響だけでなく、高気圧や低気圧などもっと水平規模の大きな変動や、地形にはよらない中小規模の気象現象、さらには微細な規模の乱流などの重なり合わせや相互作用により大変複雑なものとなっている。しかし、地域と気象条件を選べば、比較的純粋と思われる局地気象を観測することは不可能ではない。

このような局地気象をシミュレーションの対象として考えたとき、全球規模や1000 km規模の現象と比べて、同一地域で同じ現象が繰り返し起こること、また地形の似た地域では同様の現象が起こること、初期条件の微細な違いには余り依存しないことなどの特徴が挙げられる。これらのことから気象学の中でも現象の普遍性を追求しやすい分野であるといえる。

その割に研究の盛り上りに欠けるのは、気象学の最大の目的である予報技術としての観点からは、水平規模のより大きい現象や地形にはよらないより激しい気象現象に比べて相対的に重要性が低いと見られているためであろう。

しかし、予報の精度が向上するとともに、社会的にもより詳細な予報が求められるようになってきていることを考慮すると、今後は重要性を増すものと考えられる。また以前から、都市規模の大気汚染や光化学オキシダントの長距離輸送などの環境問題では重要であ

Numerical Simulation of Atmospheric Phenomena (III) Numerical Simulation of local circulation. By *Fujio Kimura* (Geophysical Institute, Tohoku University).

*東北大学理学部宇宙地球物理学科

ると認識されている。

2. シミュレーション

気象の基礎方程式は圧縮流体の運動方程式と熱力学の方程式であるが、計算負荷を軽減するため様々な近似が用いられる。水平規模が天気図や全球の気象の数値モデルでは、基礎方程式に静力学平衡だけを仮定したプリムティヴ方程式が使われている。局地気象は現象の高さが、大気の高さのせいぜい2~3割程度と薄いので、ブジネスク近似やそれを少し拡張した非弾性平衡近似方程式が用いられることが多い。ブジネスク近似は密度変動の影響を浮力に関係のある項にだけ残し、その他の項では密度一定と近似する。高速で伝搬する音波が除かれる上、運動方程式が非圧縮流体と同じくらい簡単になる利点がある。ただし密度成層の効果は良い近似で扱える。興味ある現象の鉛直規模が水平規模に比べて小さいときには、さらに静力学平衡の近似が加えられる。このような場合にはもちろんプリムティヴ方程式が使われることもある。

数値積分は格子点法が主流である。複雑な地形を扱う場合には境界条件を簡単にするため、地形に沿った座標系を採用する。全球モデルで多用されているスペクトル法は水平境界の困難性のためか、まだ主流とはなっていない。局地気象のシミュレーション・モデルに関しては *Pielke*²⁾ に詳しい。

3. パラメタリゼーション

大きなスケールの気象モデル同様、放射過程や格子間隔より小さいスケールの運動の効果などの影響は、パラメタリゼーションと称し、適当なパラメータを持つ半経験式により見積もられる(気象の数値シミュレーション I, II 報^{11),12)}を参照)。局地気象の問題では、雲や降水を扱わない場合も多い。このようなときには導入すべきパラメタリゼーションの種類は他の気象モデルにくらべて少ない。放射過程については地表面の熱収支の計算を除いて重要でない場合が多いので、無視されることも多い。反面、地面と大気の運動量や熱交換、大気下層の乱流の影響については局地風を引き起こす主因と考えられているので、極力丁寧に扱われる。

地面では太陽エネルギーが大気中へ伝わる顕熱、水分の蒸発熱、地中伝導熱、及び赤外放射に再配分される。これらの過程を地面の熱収支式により見積もる。その場合地面の反射能や蒸発効率、土壌の熱容量、熱伝導率などがパラメータとして必要になる。地表が植

生に覆われている時にはさらに複雑なパラメタリゼーションが必要になる。都市のように1つの格子間隔に様々な地表面状態が混在している場合もあり、このような効果を取り入れたパラメタリゼーションも行われている。

大気下層では、地面摩擦による乱流生成と地面の大気加熱による乱流の生成が行われている。この乱流が運動量や熱を鉛直に輸送する働きをする。とくに地面から大気に熱が伝わっているときには、混合層と呼ばれる領域ができる。大気は通常は安定成層をしているが、下層が暖められると不安定成層になり細かな対流が発達する。それらの小対流は熱を良く運ぶので、鉛直方向に一樣温度になるまで(実際は気圧や水蒸気の浮力の補正をした温度: 仮温位が一樣になるまで)対流活動は活発に行われる。こうして日中の陸上では地上からだいたい1~2kmの高度まで、仮温位がほぼ一定の層、混合層が形成される。混合層では乱流活動は活発だが、それより上空の自由大気ではあまり乱流は発達しない。したがって、地上で放出された大気汚染物質はおおむね混合層の内部を拡散する。

熱的な局地風のシミュレーションではこの混合層の扱いが重要である。混合層を含む大気下層の乱流のパラメタリゼーションには、乱流理論を応用したモデルが利用される。大気や海洋では *Mellor* と *Yamada* (1974)³⁾による乱流クロージャーモデルが広く使われている。乱流エネルギーなどの予報方程式を流れの基礎方程式といっしょに解き、運動量や熱の乱流輸送量を計算する。乱流量の予報方程式の数によって、様々な精度のレベルが提案されている。局地気象のシミュレーションでは予報方程式を持たず乱流エネルギーは生成と消滅が局所平衡にあると仮定するレベル2や乱流の全エネルギーと(乱流エネルギー)×(長さの特徴スケール)の2つの量の予報方程式をもつレベル2.5⁴⁾が良く利用される。後者と良く似た *k-ε* モデルと言われる乱流パラメタリゼーションも利用されることがある。

このほか格子間隔を細かくとり、乱流のうち比較的規模の大きな運動を数値モデルで表現できる流れの一部として扱い、格子間隔より小さい乱流の影響だけをパラメタライズするラージエディシミュレーションという手法もある。

4. 海陸風

代表的な熱的な局地風である海陸風の数値シミュレーションの歴史は古く、20年以上前から行われている。

しかし、現実の風系と直接比較できるシミュレーションは *Pielke*⁵⁾ が最初であろう。彼は8層の3次元数値モデルをフロリダ半島に適用し、海陸風による収束域(海風前線)の時間変化を計算した。

図1は計算を開始してから8時間目の15時に相当するときの地上風の分布である。大規模な気象条件として南西の南が吹いていると仮定してある。格子間隔は11 km, 図は高度50 mの風速分布を示している。図によると海岸から内陸に向かって海風が侵入している。侵入距離は大規模風の影響で、半島の東部と西部ではだいぶ違ったものとなっている。海風域と内陸の風系の境界は明確で、そこには強い収束が見られる。気象学では海風前線と呼んでいるが、天気図に書かれる前線とは規模も性質も異なる。海風前線の近傍では強い上昇風が計算されている。

実際のフロリダの気象と比べてみると、海風前線の位置と雷雲の発生しやすい領域が一致している。レーダによる雷雲の位置や、衛星から観測される積雲のパターンにより確かめられている。海風前線が直接に雷を起こしたり雨を降らせるわけではないが、雷雲を発生させるきっかけや環境を作っているのである。

その後も、海陸風や地面の起伏による熱的局地風の

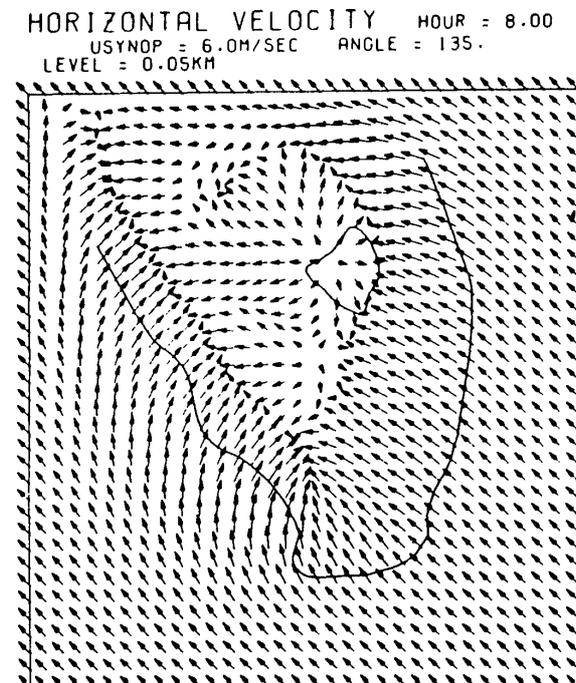


図1 フロリダ半島の海風のシミュレーション, 計算を開始してから8時間目(15時に相当)。大規模な気象条件として南西の風が吹いていると仮定してある。格子間隔は11 km, 図は高度50 mの風速分布(*Pielke*, 1974より)。

シミュレーションには多くの研究があり、わが国でも関東地方や関西・中国地方などを対象に主として環境問題との関連で多くの研究が行われている。

さて、力学効果が重要な局地風のシミュレーションに話を移すと、山越え気流のシミュレーションが強風の原因を調査するために盛んに行われていることに注目できる。実は山越え気流に関しては、数値シミュレーションが行われるようになる以前から解析的な手法により良く研究されてきた。数値シミュレーションでは主として非線形現象に着目した研究が行われてきたのは自然であろう。様々なシミュレーションが行われているが、その中から山越え気流の非線形性に関する著者らの研究を以下に紹介する⁶⁾。

5. 直径50 kmのカルマン渦

冬の季節風が強いときに、韓国の済州島の風下に逆向きの渦が互い違いに発生することが良く衛星写真で観測される⁷⁾。世界中の多くの島で同じような渦列が観測されている⁸⁾。実験室内で長い円柱の後流にできるカルマン渦と似ているので、同じ名で呼ばれることが多い。

本講座の読者の多くはカルマン渦の数値シミュレーションにはお馴染みであると思う。しかし数10 kmの水平規模で大気中にできるカルマン渦は、実験室のものとはかなり異なるところがある。

相違点を列挙すると、まず島にある山の高さは、いくら高くても山の水平規模を越えることはないから幾何学的には山は円柱とは見なし難いこと。大気は密度成層を持っていること。気象条件が特定のときに発生すること。水平規模が大きいためRe数はべらぼうに大きいこと。雲があってはじめて可視可されるので観測される時には必ず雲があることなどである。

数値シミュレーションは、通常のカルマン渦と島の後流の渦列の相違点を明らかにする上ではたいへん有効な手段であると考えられる。しかし、上記の差異のため数値シミュレーションの手法も通常のカルマン渦のものとは異なるところが多い。

数値モデルは静力学平衡を仮定したブジネスク方程式系で、簡単のためコリオリ力と地面との熱交換を無視している。結果的にわかったことではあるが地面の摩擦は本質的ではないので無視する。しかし大気中で運動量、熱の鉛直方向の乱流輸送については、上記で紹介した方法でパラメタライズする。乱流輸送は成層が安定のときには無視できるほど小さいので、このパラメタリゼーションは後に述べる内部波の碎破のと

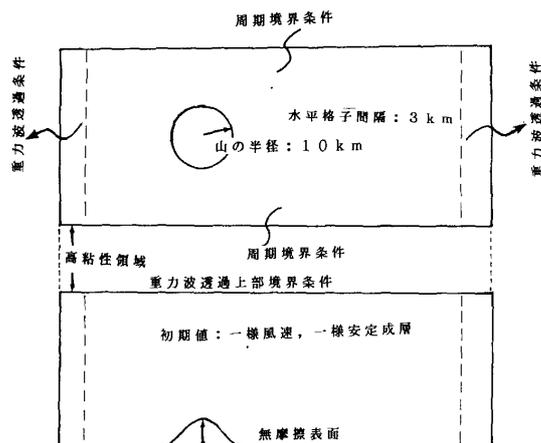


図2 孤立峰の後流にできるカルマン渦の数値シミュレーションの計算領域と地形. 大気は密度成層を持っている. 領域の上面と上流下流境界は重力波透過条件. 流れに平行な境界は周期条件

きだけに作用する.

計算領域は図2に示すように, ベル型の山岳を与え, 流れに平行な境界は周期境界とし, 流入および流出境界は内部波の放射条件を仮定する. また上部境界についても, 線形解を利用した内部波の放射条件を仮定する. とくに上部境界については, 固定壁や自由表面の境界条件では, 内部波の強い反射がおり, 現実の現象と違った結果を与えることになるので注意が必要である. 流れに平行な境界の位置についても, 山から一定距離以上離れていないと, 渦列は発生しない. この点に関しては通常のカルマン渦の数値シミュレーションでも同様ではないかと思う.

山の水平規模(直径)は20 km, 格子間隔は3 km, 格子点の数は流れの方向(x方向)に110点, 横方向に66点である. 計算スキームを安定に走らせるために設定しなければならない水平拡散係数と山の水平規模で作れるRe数は約300となる. そのほかの計算条件は平均風速10 m/s, 成層の強さは浮力振動数で0.014 sec^{-1} である.

6. 波の線形理論

流れのある無粘性成層流体中に物体(山)があるときは, 内部波が励起される. 気象学では山岳波と呼ばれている. 山が低い場合は線形論が成り立ち, 3次元の定常解が解析的に得られている⁹⁾. 数値モデルの信頼性を確かめるためには, 解析解との比較は最も有効な手段の一つであろう. 図2には山の高さを100 mに設定したときの高度1325 m面での数値モデル(上)

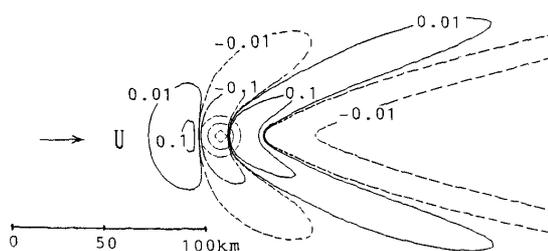
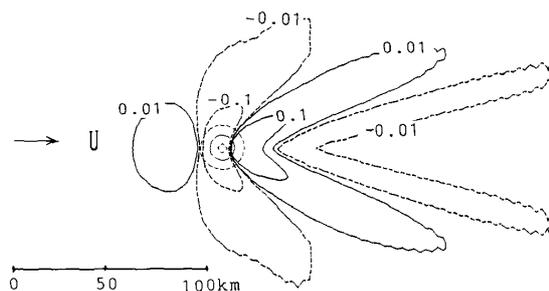


図3 高度1325 m面の風の鉛直速度, 数値モデル(上)と解析解(下). 山の高さは1000 m, (風速×山の高さ/山の半並)で無次元化してある.

と解析解(下)により求めた上昇速度の等値線を示す. 周期境界条件のための歪が見られることなどを除くと, 両者は良く一致している. 風上の0.1のコンターが数値解で見られないのは, 内部波の鉛直伝搬の過程における粘性減衰の効果である.

さて, 成層流体中の山の周辺のながれは下記のFr数により特徴づけられる.

$$Fr = \text{平均流速} / (\text{山の高さ} * \text{浮力振動数})$$

いままでの研究で, Frがおおむね1より小さければ流れは良い精度で線形論で与えられ, 1より小さくなると, 波面の傾斜が非線形的に増し, ついに碎波が発生することがわかっている. ここで平均的な大気の浮力振動数は0.01 sec^{-1} のオーダーであり, 上記の計算例ではFrは約7.4となる.

7. 波と渦

図4のa~eの6枚の図は山の高さを200 mから3.2 km, それにともなってFr数は3.57から0.22まで変えたときの高度1 kmの流線を示す.

山の高さが500 m程度までは線形論的な山岳波が見られるが, 山の高さが1500 mを越えると, 山の風下にはほぼ定常な1対の渦が発生する. さらに山が高くなると渦は非定常性をもつようになり, 3200 mではカルマン渦のように, 逆向きに渦が互い違いに発生し風

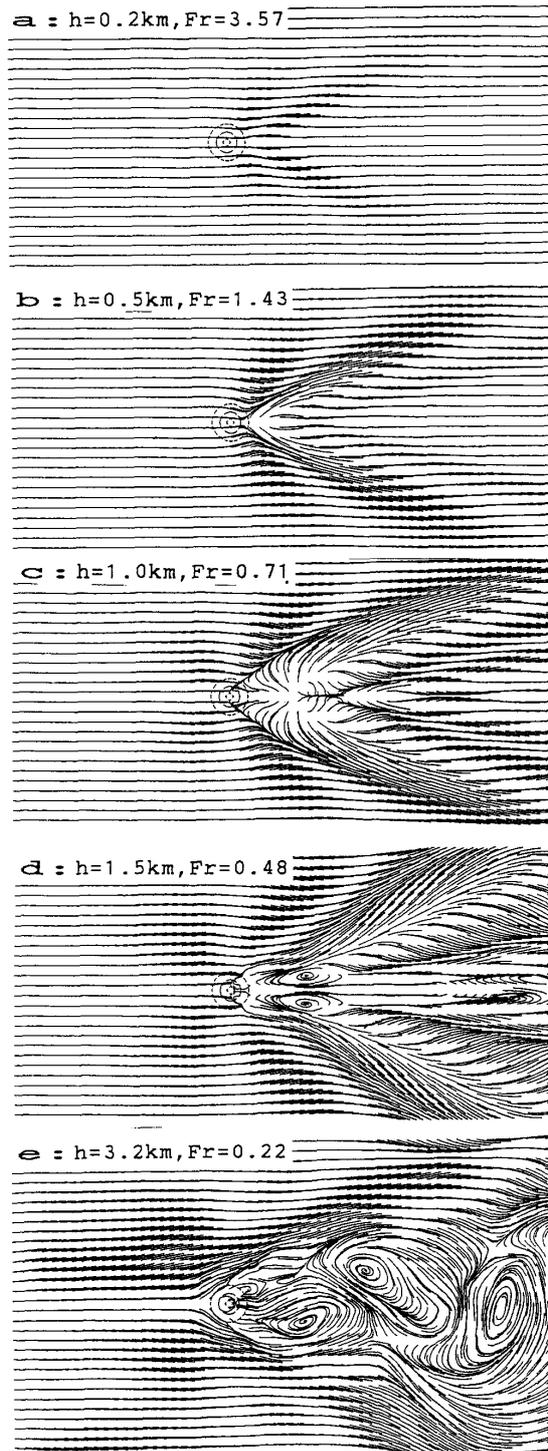


図4 高度1 kmの流線。図のa, b, c, d, eは山の高さがそれぞれ0.2, 0.5, 1, 1.5, 及び3.2 kmのとき。いずれも計算をはじめから9時間後。平均流の75%を引いてある。

下に伝わるようになる。

ここで注意していただきたいのは、このシミュレー

ションは山の表面の摩擦を考えていないことである。つまり渦列の生成には表面摩擦は重要ではない。成層のない流体中に発生する通常のカルマン渦とは発生メカニズムは本質的に異なっている。この場合には摩擦がなければカルマン渦は発生しない。

このような山越え気流に関し、定常渦に関してはすでに Smolarkewicz と Rotunno¹⁰⁾により表面摩擦は必要ないことが示されている。

8. 運動量の鉛直輸送

渦の発生メカニズムの解明の鍵は運動量の鉛直輸送にある。先に述べた線形理論によれば、無粘性であっても山により励起される定常内部波つまり山岳波によって負の運動量が上空に輸送される。山は流れからその運動量に相当する抵抗を、山の風上・風下面の気圧差という形で受ける。線形理論の範囲では負の運動量の鉛直輸送は遙か上空まで内部波の形態で伝達され、平均流が減速されることはない。したがって、山の十分風下では流れの状態は風上と同じとなる。現実の大気では遙か上空では、風速が逆向きとなっていたり、密度が小さくなるため、内部波がそれ以上上空に伝搬できなくなる。このような上空では内部波の破砕が起こり、その高度の平均流は減速する。内部波は遙か上空の減速域と山との間で運動量を運んでいるが、途中の高度の平均流とは運動量交換を行わない。数値モデルの解説で上空の境界条件が大切であるとした理由はここにある。

ところが山が高くなると、非線形効果が効いてきて上記の理論は成り立たなくなる。山岳波により鉛直に輸送される運動量には上限があり、これより山岳波の振幅が大きくなると、非線形効果や波の破砕による平均流と山岳波の運動量交換が起き、平均流が減速される。平均流が一定以上減速されると水平シアーによる力学不安定のため、渦対が発生する。

図5は地表面及び地上高3 kmのそれぞれの曲面を通過する運動量フラックスと山の高さの関係を示したものである。運動量フラックスは線形理論が成立する最大の山岳波の鉛直フラックス F_s で無次元化してある。上記に述べた内部波による運動量の鉛直輸送の限界は F_s のオーダーであるとされている。

山の高さが300 m くらいまでは地表の運動量フラックスは線形理論と完全に一致している。3 kmの高度でも水平粘性による若干の減衰を受けているものの、良く一致している。

しかし山の高さがそれより高くなると運動量フラッ

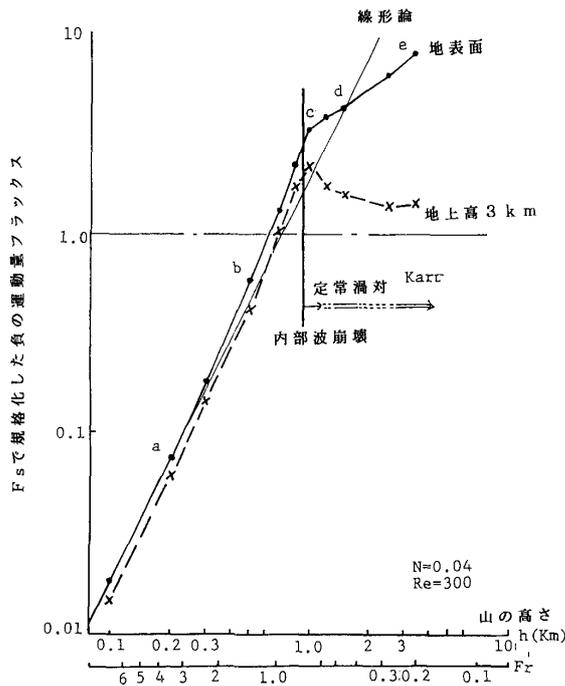


図5 地表面及び地上高3 kmの局面を通過する運動量フラックスと山の高さの関係。Fsで無次元化してある。

クスは僅かずつ線形論を上回るようになる。山岳波と山との非線形相互作用のためである。それでも山の高さが1000 m程度までは高度3000 mの運動量フラックスもそれに追従し、平均流の減速はほとんど起こらない。しかし山の高さが約1000 mを越えたところで、地上の運動量フラックスの傾きは折れ曲がり、増大傾向は少し小さくなる。一方、高度3000 mの運動量フラックスは減少に転じ、その後はFsの2倍程度で落ちついて山の高さに依らなくなる。したがって地上と高度3000 mの運動量フラックスの差は急激に増大し、地上から3000 mまでの平均流は強い減速を受けていることになる。

高度3000 mでの運動量フラックスが減少しはじめる以前は、計算領域のいたるところで安定成層をしていて、鉛直拡散係数は無視できるくらい小さい。しかしそれ以後は山岳の周辺のだこかに、乱流が発達し拡散係数の大きな領域が存在する。これは波面が立ち上がり、崩壊が起こっていることを意味している。

地表に近い所では波面はすぐには急傾斜にはなれないので、山が高くても山岳波は局所的には安定であり、過剰の運動量を山岳から受け取る。しかし、山岳波は上空に伝搬していくに従って不安定になり崩壊、運動量は平均流の減速に使われる。減速された平均流

は順圧不安定のため、反対向きの渦が交互に生じる。

以上が山岳の風下にできる渦列の生成メカニズムである。

この他、数値シミュレーションによって次のことが示されている。山の形は流れに対し、横長のほうが渦を形成しやすく、より低い山でも渦ができる。内部波が横に拡散伝搬する効果が緩和されるためである。

上空に強い安定層が存在すると渦が出来やすい。強い安定層を内部波として透過できる運動量フラックスFsは小さいので、山岳波の破碎と平均流の減速が起こりやすいためである。

初めに述べた済州島の例では島の山の形状も、強い安定層（逆転層）の存在でも上記した有利な条件にあたる。

9. マルチ・スケール

コンピュータ能力の制約から、より水平規模の大きな数値モデルでは山を正確には扱えない。しかしここで見てきたように山の存在はその周囲に局地気象を作り出すだけでなく、大規模な風系に対しても抵抗として働くなど、重大な影響を与える。山の抵抗は全球的な角運動量の分布にも重大な影響を与えていると言われている。しかもその影響は極めて非線形的であり、簡単なパラメーターでは表せそうにない。一般に気象の数値シミュレーションではここで述べたような規模の大きく異なる現象間の非線形相互作用の効果が随所で現れる。

ここで紹介した島の後流渦のシミュレーション自身もこの問題を内包している。上のシミュレーションでは内部波の崩壊を乱流パラメタリゼーションにより表現したが、このとき使われたパラメタリゼーションの手法は平地上の大気境界層内の乱流輸送を表現するために開発されたもので、そのように調整もされている。内部波が崩壊するときに発生する乱流の働きの、このパラメタリゼーションでうまく表現できているという保証は乏しい。また内部波の崩壊と平均流の減速・渦の生成が互いに強く非線形的に結合している以上、乱流の発生とその働きの詳細が渦の生成過程に大きく関与していないという保証はない。例えばラージエディシミュレーションなどにより、碎波に伴う乱流の一部を直接的にシミュレーションすることができれば、渦の生成メカニズムや運動量輸送に関し別の面が見えてくる可能性がある。

しかし碎波による乱流は計算領域のごく一部の狭い範囲で起きるうえ、その規模も場所も流れの状態によ

り変化するものと考えられる。したがって山岳波や渦を表現するために必要な計算領域の水平規模とラージエディシミュレーションで扱わなければならない最小の乱流渦の水平規模（格子間隔はこれより小さい必要がある）にはとても大きな規模の差があり、このシミュレーションを実現するためには途方もなく高性能のコンピュータが必要となる。

第Ⅱ報¹²⁾に示されているような一部の例外を除いて、今のところほとんどの気象の数値シミュレーションでは、より小さいスケール現象との相互作用をパラメタリゼーションにより逃がしている。それで十分な場合も多いとは思いますが、異なるスケール間の相互作用が本質的に重要な場合も存在するであろう。近い将来、計算機の能力が飛躍的に向上したとして、現在の数値シミュレーションの手法の延長でこの問題に正面から取り組めるものかどうか興味のあるところである。

参 考 文 献

- 1) 木村富士男：局地循環，90年代の気象学の手引き，天気，**39**，377/383 (1992)
- 2) Pielke, R. A.: Mesoscale Meteorological Modeling, Academic Press, 612 (1984)
- 3) Mellor, G. L. and T. Yamada: A hierarchy of turbulence closure models for planetary layers, J. Atmos. Sci., **31**, 1791/1806 (1974)
- 4) Yamada, T.: Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model, J. Atmos. Sci., **40**, 91/106 (1983)
- 5) Pielke, R. A.: A three-dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida., Mon. Wea. Rev. **102**, 115/139 (1974)
- 6) Kimura, F. and S. Takahashi: Karman vortex generated by breaking of mountain wave: Numerical study. Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modeling, Report 13, WMO/TD- 332, 5, 26/27 (1989)
- 7) 木村竜治：濟州島の風下にカルマン渦が発生する過程：ながれ，**7**，1/2 (1988)
- 8) Etling, D.: Mesoscale vortex shedding from large islands: A comparison with laboratory experiments of rotating stratified flows, Meteor. Atmos. Phys., **43**, 145/151 (1990)
- 9) Smith, R. B.: Linear theory of stratified flow past an isolated mountain in isosteric coordinates, J. Atmos. Sci., **45**, 3889/3896 (1988)
- 10) Smolarkewicz, P. K. and R. Rotunno: Low Froude number flow past three dimensional obstacles. Part I: Baroclinically generated lee vortices. J. Atmos. Sci., **46**, 1154/1164 (1989)
- 11) 小出 孝，岩崎俊樹，千葉 長：気象の数値シミュレーション（Ⅰ）大規模な気象現象の数値シミュレーション，シミュレーション，**10**，361/369 (1991)
- 12) 原 昌弘：気象の数値シミュレーション（Ⅱ）台風の数値シミュレーション，シミュレーション，**11**，47/55 (1992)