non-hydrostatic model による二次元山岳波の simulation*

栗 原 和 夫**

要 旨

地形を組み込み得る非静力学・圧縮系の3次元モデルを作成し，モデルのテストとして2次元定常山岳波のシミュレーションを行った．結果は良好で，線型論により解析的に求められた定常解の特性とよく一致した．大気の状態を一定とした時，スケールの大きな山では山岳波は山の上空付近だけに現れ，スケールの小さな山では風下側に伝播してゆく山岳波が現われる．シミュレーションではこの違いをよく表現できた．また，下層にトラップされ山の風下側に伝播してゆく共鳴山岳波もその特徴をシミュレートできた．

1. はじめに

現在の数値予報モデルは，一般に鉛直方向に静力学近似を行ったプリミティブ方程式を用いている．この方程式は対象として総観規模の現象を扱うために導かれ，現在までの数値予報モデルに用いられて大きな成果を収めている．

このプリミティブ方程式は，数値予報方程式として，静力学近似をしない方程式に比べいくつかの有利な性質を持っている．その最も重要なものは，高周波内部重力波（音波）を解として持たないので時間積分のステップが長くとれ，計算時間の節約ができる事である．しかし静力学近似は小さなスケールでは低周波内部重力波を正確に表現できないなど好ましくない側面も持っている．従って，数km程度の小スケールの現象，例えば山岳波等を扱う場合には，静力学近似をしない方程式を用いるのが望ましい．

近年，電子計算機の発達に伴い，数値予報モデルも格子間隔や鉛直方向の層を細かくとり，より小さなスケールの現象を取り扱えるモデルへと向かいつつある．現在，数値予報モデルが対象としているスケールの現象では，まだ静力学近似の方程式はきわめて有用である．しかし，静力学近似を用いたモデルで更に細かい大気現象を表現し得るモデルへと進む前にその限界を確認しておく事は重要である．

このような目的で非静力学・圧縮系の3次元モデル (non-hydrostatic compressible model) を作った．これは全く近似を含まない方程式を用いているのでどのようなスケールの現象にも対応できると考えられる．その一方で高周波内部重力波を解として持っているために計算時間が長くかかり，これまでの数値予報モデルに今すぐ取って替わる訳にはいかないが，静力学近似の誤差を評価し，あるいは小スケールの現象のシミュレーションに用いる事は可能である．但し，今回作成したモデルはまだ水蒸気，放射等の物理過程の含まれていない力学過程だけのモデルである．また，地球の球形の影響等を表す項は除いてある．

このモデルのテストとして，小スケールの2次元山岳波のシミュレーションを実施し，線型方程式から得られる2次元山岳波の定常解と比較した．

2. モデルの概要

非静力学・圧縮系のモデルを用いた研究には，これまで，Lilly (1962), Hill (1974), Klemp・Wilhelmson (1978), Cotton・Tripoli (1978), Durran・Klemp (1982), Tapp・White (1976), Carpenter (1979), 相原・岡村 (1984) などがある．これらの多くは積雲対流や海陸風，山岳波等の小スケールの現象を主眼としたシミュレーション・モデルである．地形を含んだモデルはこのうち Carpenter (1979) および Durran・Klemp

* The simulation of two-dimentional mountain waves using non-hydrostatic model.

** Kazuo Kurihara, 気象庁電子計算室.

——1984年2月20日受領——
——1984年9月21日受理——

(1982)，相原・岡村（1984）などであるが，作成したモデルでは Carpenter（1979）の方程式をもととした．時間積分には Tatsumi（1983）による経済的なイクスプリシット・スキームを用いた．このモデルは現実の大気と同様に圧縮性を持ち，静力学近似の場合には除かれる高周波内部重力波も存在し得る．なお作成したモデルは3次元に拡張したモデルである．2次元山岳波のシミュレーションでは以下に示す各条件により2次元性を満たす事ができ問題は生じなかった．またコリオリ・パラメータは0とした．

ここでは，このモデルの主要な部分，方程式，時間積分等について述べる事にする．

（a）．方程式

方程式は3次元の運動方程式，連続の式，熱力学の式である．鉛直座標には Carpenter（1979）に従い，$\eta=z-E(x, y)$ を用いている．ここで z は海面からの高度，$E(x, y)$ は地表面の海抜高度である．気圧 p のかわりに Exner function $P=(p/p_r)^{\kappa}$ を変数とする．p_r は定数，$\kappa=R/c_p$（R は気体定数，c_p は定圧比熱）である．次に温位 θ と Exner function P を，等温位大気での値 θ_0，P_0 と，偏差 θ_1，P_1 に分けて考える．θ_0 は時間，空間によらない定数，P_0 は時間に関して一定の値で，

$$P_0=1-\frac{g\eta}{c_p\theta_0}-\frac{gE}{c_p\theta_0} \tag{1}$$

である．$\theta=\theta_0+\theta_1$，$P=P_0+P_1$ である．

これらを用いる事により方程式は以下のように書ける．

$$\frac{Du}{Dt}=fv-c_p(\theta_0+\theta_1)\left(\frac{\partial P_1}{\partial x}-\frac{\partial E}{\partial x}\frac{\partial P_1}{\partial \eta}\right)+F_x \tag{2}$$

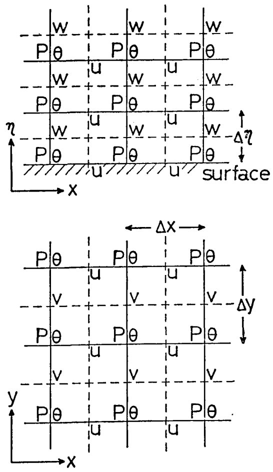
$$\frac{Dv}{Dt}=-fu-c_p(\theta_0+\theta_1)\left(\frac{\partial P_1}{\partial y}-\frac{\partial E}{\partial y}\frac{\partial P_1}{\partial \eta}\right)+F_y \tag{3}$$

$$\frac{Dw}{Dt}=g\frac{\theta_1}{\theta_0}-c_p(\theta_0+\theta_1)\frac{\partial P_1}{\partial \eta}+F_z \tag{4}$$

$$\frac{DP_1}{Dt}=\frac{g}{c_p\theta_0}w-(\gamma-1)(P_0+P_1)\times\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial \dot{\eta}}{\partial \eta}\right)+\frac{(\gamma-1)}{c_p(\theta_0+\theta_1)}Q \tag{5}$$

$$\frac{D\theta_1}{Dt}=\frac{Q}{c_p(P_0+P_1)} \tag{6}$$

但し $\dot{\eta}=D\eta/Dt$，F_x，F_y，F_z は外力の各成分，Q は非断熱加熱を表す．また，



第1図　変数の配置．$\Delta x=\Delta y=1$ km，$\Delta\eta=500$ m．

$$\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+\dot{\eta}\frac{\partial}{\partial \eta} \tag{7}$$

$$w=\dot{\eta}+u\frac{\partial E}{\partial x}+v\frac{\partial E}{\partial y} \tag{8}$$

である．f はコリオリ・パラメータ，g は重力加速度，$\gamma=c_p/c_v$（c_v は定積比熱）を表す．

（b）．格子と空間差分

格子点と変数の配置を第1図に示す．水平方向は荒川のCグリッドの変数の配置である．鉛直方向も，Cグリッドに類似した変数の配置で，P，θ を定義した層の中央に w，$\dot{\eta}$ を配置した．第1図では $\dot{\eta}$ を省略しているが w と同じ位置で定義している．

山岳波のシミュレーション・モデルとしては $\Delta x=\Delta y=1$ km，$\Delta\eta=500$ m とし，積分領域は 60 km×2 km×9 km（x 方向×y 方向×η 方向）をとった．また鉛直方向，9 km より上層に後に述べる10層の消散層を作った．

このような格子点系において空間差分は中央差分を用いた．方程式（2）～（8）の空間微分を差分で表すために次の記号を使う．

$$\begin{aligned}\delta_x a&=\left\{a\left(x+\frac{\Delta x}{2}\right)-a\left(x-\frac{\Delta x}{2}\right)\right\}\Big/\Delta x\\ \bar{a}^x&=\left\{a\left(x+\frac{\Delta x}{2}\right)+a\left(x-\frac{\Delta x}{2}\right)\right\}\Big/2\end{aligned} \tag{9}$$

なお $\bar{a}^{x,x}=\bar{\bar{a}}^{x\,x}$ とする．これにより，

$$\frac{Du}{Dt}=f\bar{v}^{x,y}-c_p(\theta_0+\bar{\theta}_1^{x})(\delta_xP_1-\delta_xE\delta_{2\eta}P_1)+F_x \tag{10}$$

$$\frac{Dv}{Dt}=-f\bar{u}^{x,y}-c_p(\theta_0+\bar{\theta}_1^{y})(\delta_y P_1-\delta_y E\delta_{2\eta}P_1)+F_y \tag{11}$$

$$\frac{Dw}{Dt}=g\frac{\bar{\theta}_1^{\eta}}{\theta_0}-c_p(\theta_0+\bar{\theta}_1^{\eta})\delta_\eta P_1+F_z \tag{12}$$

$$\frac{DP_1}{Dt}=\frac{g}{c_p\theta_0}\bar{w}^{\eta}-(\gamma-1)(P_0+P_1)(\delta_x u+\delta_y v+\delta_\eta w)+\frac{(\gamma-1)}{c_p(\theta_0+\theta_1)}Q \tag{13}$$

$$\frac{D\theta_1}{Dt}=\frac{Q}{c_p(P_0+P_1)} \tag{14}$$

また (7) 式は u, v 等の変数により違った形をとるが，速度 u だけについて示すと，

$$\frac{Du}{Dt}=\frac{\partial u}{\partial t}+u\delta_{2x}u+\bar{v}^{x,y}\delta_{2y}u+\bar{\dot{\eta}}^{y,\eta}\delta_{2\eta}u \tag{15}$$

であり，(8) 式は

$$w=\dot{\eta}+\bar{u}^{x,y}\delta_x E+\bar{v}^{y,\eta}\delta_y E \tag{16}$$

となる．ただし，最上層，最下層だけは中央差分の代わりに片側差分を用いている．

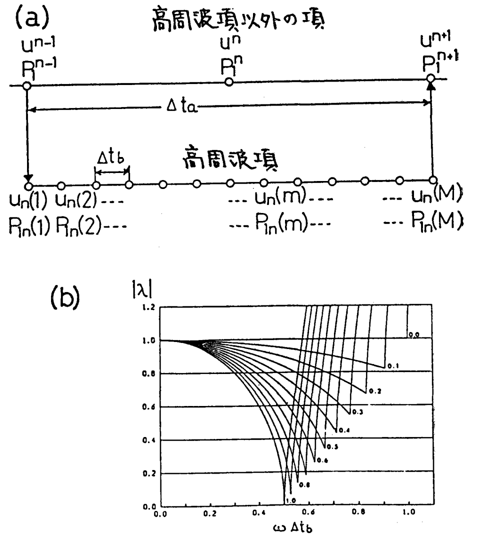
このような差分スキームでは質量，エネルギーの保存則については考慮していないが，山岳波のシミュレーションでの領域内の質量の変動は1％以下，全エネルギーの変動は0.2％以下であった．

（c）．時間積分

時間積分には Tatsumi (1983) により開発された経済的なイクスプリシット・スキームを採用した．方程式 (2)～(6) はすべての変数に関して時間について一階の偏微分方程式になっているので，イクスプリシット・スキームを用いる限り空間についての二階の偏微分方程式を解く必要がなく，時間積分法，プログラミング，境界条件の与え方等が極めて簡単になる．また計算時間も，解として高周波内部重力波が存在するので時間ステップは長くはとれないが，二階の偏微分方程式を解くために費やされる計算時間は節約できる．

今回用いた時間スキームを第2図（a）に簡略化して示す．高周波成分を持つ項は，短い時間ステップ Δt_b で求められる $u_n(m)$, $P_{1n}(m)$ などを用いて計算する．それ以外の項は u^n, $P_1{}^n$ を用いて計算し，高周波のMステップの計算の間 ($\Delta t_a=M\Delta t_b$) 一定に固定しておく．このような方法による計算時間の節約は，同じ時間節約スキームであるセミ・インプリシット・スキームと同程度である．

高周波成分を含む項は，具体的には (1)～(7) 式中の以下の項である．



第2図　（a）経済的なイクスプリシット時間積分スキーム．（b）高周波項の時間積分スキームに組み込み得る減衰効果．

$$c_p\theta_0\left(\frac{\partial P_1}{\partial x}-\frac{\partial E}{\partial x}\frac{\partial P_1}{\partial \eta}\right),$$

$$c_p\theta_0\left(\frac{\partial P_1}{\partial y}-\frac{\partial E}{\partial y}\frac{\partial P_1}{\partial \eta}\right),\quad c_p\theta_0\frac{\partial P_1}{\partial \eta},\quad \frac{g}{c_p\theta_0}w,$$

$$(\gamma-1)P_0\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial \dot{\eta}}{\partial \eta}\right).$$

第1図のような格子点系では，短い時間ステップの大きさは，高周波内部重力波の速度 c_s により次のように決まる．

$$\Delta t_b<\frac{1}{c_s}\left\{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta \eta^2}\right\}^{-1/2} \tag{17}$$

c_s として 350 m/s* を与え，格子定数を $\Delta x=\Delta y=1$ km, $\Delta\eta=500$ m とすると Δt_b は 1.1 s であればよい．しかし，後で述べるように高周波項の時間積分スキームに減衰効果を持たせると時間ステップの長さが制限されるため，今回のシミュレーションでは Δt_b として 1.0 s を用いた．

長い時間ステップの安定性を決めるのは主として低周波内部重力波の振動数（N_0 とする）と風速の大きさで，

$$\Delta t_a<\frac{2}{N_0+\left(\frac{u}{\Delta x}+\frac{v}{\Delta y}+\frac{\dot{\eta}}{\Delta\eta}\right)} \tag{18}$$

* $c_s=\sqrt{\gamma RT}<350$ m/s．ただし T は気温で $T<300$ °K とする．

程度である．N_0 をシミュレーションで使った一般流のブラント・バイサラの振動数（$1.8\times10^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 以下），風速をシミュレーションでの $\bar{u}$ の最大値（15 m/s）で見つもると，Δt_a は60 s 程度となる．しかし，実際には Δt_a と Δt_b の比Mが大きくなるに従い．方程式に含まれる波の変形が大きくなるので，$\Delta t_b=1.0$ s に対して $\Delta t_a=12.0$ s を用い，安定な積分ができた．

高周波項の時間積分スキームには，第2図（b）のような高周波成分に対する減衰効果を組み込む事ができる．図の横軸は $\omega\Delta t_b$（ω は角振動数），縦軸は1ステップごとの増幅率 $|\lambda|$，各曲線ごとの数字は減衰効果の係数 μ で，μ を大きくする程大きな減衰効果が加えられる．シミュレーションでは $\mu=0.1$ を用いた．この時，時間積分の安定条件も変わり，Δt_b のとりうる最大値は $\mu=0$ の時に比べ10%程度小さくなる．

また，Asselin (1972) の時間フィルターを長い時間ステップごとに用いる事によって計算モードを抑えている．時間フィルターの係数は $\nu=0.1$ を用いた．

（d）．初期条件

初期条件には，平坦な地形上の水平な流れの中に時間 $t=0$ で瞬間的に山が生じるような条件を与えた．最初の水平な流れでは，風速・温位等は一般流の値に等しくとる．時間 $t=0$ で山ができるとともに地表面では地表面に沿った流れに変わり，温位は地表面で一定となる．同時に山の表面に沿い上昇流，下降流が発生する．このような初期条件は瞬間的に流れに大きなインパクトを加えるが，その影響は数分程度でなくなり，その後は穏やかな山岳波の発達が見られた．

（e）．境界条件

数値モデルでどのような境界条件を与えるかという事は得られる解の形を決める重要な要素である．2次元山岳波の解析的取扱いでは，以下のような条件を与える事が多い．①地表面では地表面に沿った流れ．②上層は半無限大気．③一定の速度・温位等を持つ一般流の存在．④流れはすべて $x-z$ 平面内でおこり，y 方向にはどの値も一様とする……等．

今回はシミュレーションの結果を解析的な解と比較するという目的のために，以上の諸条件に対し，次のような境界条件を与えた．

①η 方向，最下層（地表面）では大気は地表面に沿って流れ $\dot{\eta}=0$ であり，温位 θ は一定とした．②上層は，最上層の境界での反射を抑えるために10層の消散層をつくった．この層は地表面から9 km の積分領域の上層にあり，下方から伝播してくる波はこの層で減衰するようにした．消散層での格子定数 $\Delta x, \Delta y, \Delta\eta$，方程式，時間積分等は積分領域と全く同じだが，消散層でのみ

$$\begin{aligned} F_x&=-K_1(u-\bar{u})\\ F_y&=-K_1v\\ F_z&=-K_1w\\ Q&=-c_p(P_0+P_1)K_1(\theta_1-\bar{\theta}_1)\end{aligned} \tag{19}$$

などの Rayleigh 摩擦や Newtonian 冷却が加わるものとした．ここで，$\bar{u}$ は一般流として与えた風速，$\bar{\theta}_1$ は鉛直方向に変化する一般流の温位 $\bar{\theta}$ の等温位大気の値 θ_0 からの偏差（$\bar{\theta}_1=\bar{\theta}-\theta_0$）であり，鉛直座標 z の関数である．なお y 方向，z 方向の一般流の風速 $\bar{v}$, $\bar{w}$ は0である．K_1 は $0\sim1/120\,\mathrm{s}^{-1}$ の定数で，消散層内で高度とともに線型に増大するとした．消散層の上の最上層では水平な流れ（$w=0$）を仮定し，u, v, θ は一定とした．

③大気の流入口（図左端）では $u, v, w, \dot{\eta}, P_1, \theta_1$ を，積分時間中大気の一般流の値に固定した．シミュレーションにおける，風の流入口での u, $\partial\theta_1/\partial z$ の値を第1表に示す．大気の流出口（図右端）では，すべて一つ内側の格子点での値に等しいとした．

④y 方向は，境界で $v=0$，及び $\partial/\partial y=0$ とした．

（f）．地形

地形は bell 型の山を与えた．H を山の高さ a を山の半値幅として，

$$E(x,y)=\frac{H}{1+\left(\dfrac{x}{a}\right)^2} \tag{20}$$

である．a は2 km，H は100 m に固定した．

3. 2次元山岳波の定常解

2次元の山岳波の定常解は，与えられた一般流に対し lee wave 方程式（21）を解く事により得られる．

$$\frac{d^2W}{dz^2}+(l^2-k^2\delta)W=0 \tag{21}$$

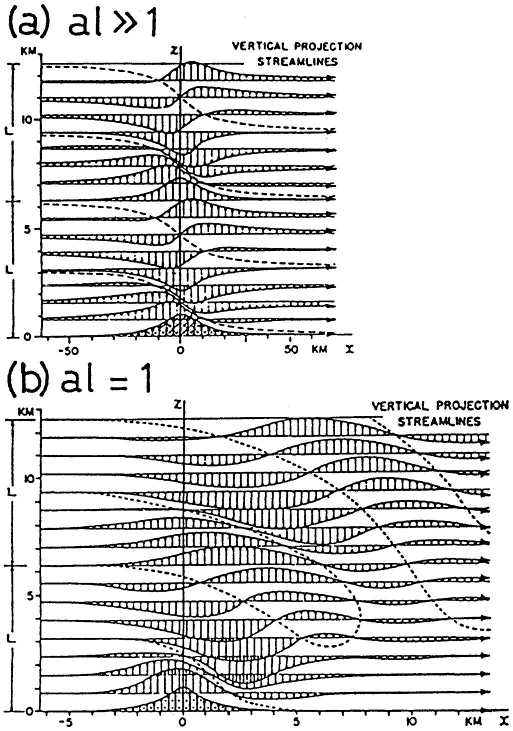
ここで δ はパラメータで，$\delta=0$ のときは静力学近似の山岳波を，$\delta=1$ は非静力学の山岳波をあらわす．l はスコーラ・パラメータと呼ばれ，近似的に

$$l^2=\frac{g\beta}{\bar{u}^2}-\frac{1}{\bar{u}}\frac{d^2\bar{u}}{dz^2} \tag{22}$$

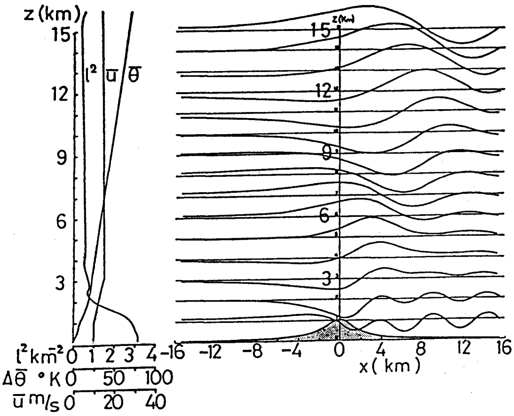
$$\left(\beta=\frac{1}{\bar{\theta}}\frac{d\bar{\theta}}{dz}\right)$$

である．k は波数，－をつけた変数は時間的に変動しない一般流の値で z だけの関数である．

(21) 式は線型化した方程式系で $W(z,k)$ 以外の変数を消去して求められる．変数 $W(z,k)$ は，波数 k に対す



第３図　l が一定の場合の２次元山岳波の流線 (Queney, 1948).（ａ）$l \gg 1/a$ のとき.（ｂ）$l=1/a$ のとき.



第４図　l が鉛直方向，高度とともに急激に減少する場合の２次元山岳波の流線と，一般流の鉛直プロフィル．スコーラ・パラメータは l^2 の値を示す (Sawyer, 1960).

る鉛直方向の風速 $w(x,z,k)$ と次のように関係づけられる.

$$w(x,\ z,\ k)=\sqrt{\frac{\bar{\rho}(0)}{\bar{\rho}(z)}}W(z,k)e^{ikx} \qquad (23)$$

ただし ρ は密度である.

(21) 式の解はある特定の波数 k についてのものである．一般解は様々な k に対する解の重ねあわせとして得られる.

l が一定の時，Queney (1948) により求められた解析解の流線を第３図に示す．なお，以下では地形はすべて (20) のような bell 型の山として解いてある.

第３図（ａ）は山の半値幅を a として，$l=10/a \gg 1/a$ の場合の流線である．$a=10$ km，山の高さ $H=1000$ m，$l=\sqrt{g\beta}/\bar{u}=10^{-3}$m，一般流の水平風速 $\bar{u}=10$ m/s，ブラント・バイサラの振動数 $N=\sqrt{g\beta}=10^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ である．この場合は山の水平スケールが比較的大きい時の流線を表している．$l \gg 1/a$ の条件の下では山岳波が山の上空付近に限られ，山から離れると急激に振幅が小さくなる．静力学近似の時の流線の特徴を持っている．鉛直方向には流線等に周期的な変化が見られ，その鉛直波長は，

$$L=2\pi/l=6.28\ \mathrm{km} \qquad (24)$$

と表される.

第３図（ｂ）は $l=1/a$ の場合の流線で，$a=1$ km，$l=10^{-3}\mathrm{m}^{-1}$ であり，l, $\bar{u}$, N, H は（ａ）と同じ値である．（ａ)，（ｂ）の条件を比較すると，l は同じ値で，（ｂ）が山の水平スケールが小さく $a=1/l$ 程度である時の流線を表している．この流線の特徴は，山岳波が山の風下側にまで伝播し，山から離れても振動する成分が残る事である．このような山岳波は非静力学的な取扱いによってしか現れないという意味で非静力学的山岳波と呼べる．この時は鉛直波長は k の値によって変わり，k について重ねあわせた時鉛直波長は定義できなくなるが，L を（ａ）と同様に計算すると 6.28 km となる．この値を第３図（ｂ）にも示す.

第３図では l は鉛直方向に一定としてきたが，l が鉛直方向に変わるような場合も (21) 式を数値的に解いて定常山岳波を求める事ができる．この手法で Scorer (1949) は山岳波を計算した．l が鉛直方向に変化する時の山岳波のうち重要なものに，一般流の l がある高度より上で急激に減少する場合がある．この時，波長の短い波は上層で反射される．そのうち，ある特定な波数を持った波は共鳴波を形成し，下層にトラップされたまま振幅を減じないで山の風下側へ伝播してゆく．このような山岳波の定常解の一例と，条件として加えた一般流の鉛直プロフィルムを第４図に示す．これはSawyer (1960)

第1表　2次元山岳波のシミュレーションで与えた諸条件．$\partial\bar{\theta}/\partial z$ の欄の括弧内の値は一般流のブラント・バイサラの振動数N．

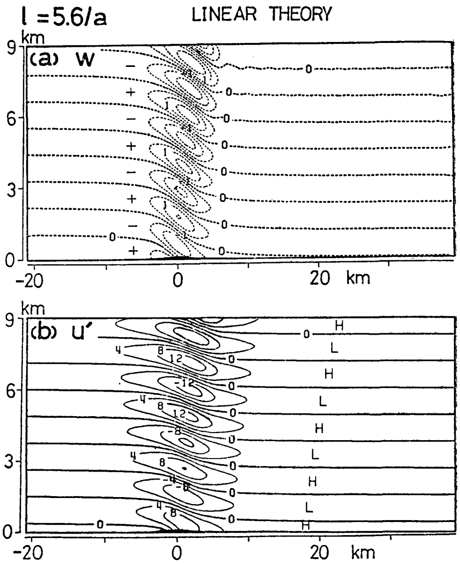
	$\bar{u}$	$\partial\bar{\theta}/\partial z$ (N)	l
Ⅰ．$l=5.6/a \gg 1/a$	5 m/s	6°K/km ($1.4\times10^{-2}s^{-1}$)	$2.8\times10^{-3}m^{-1}$
Ⅱ．$l=1/a$	10 m/s	0.765°K/km ($5.0\times10^{-3}s^{-1}$)	$5.0\times10^{-4}m^{-1}$
Ⅲ．安定度・風速が高度1〜3 km で変化	10〜15 m/s	10〜4°K/km (1.8×10^{-2}〜$1.1\times10^{-2}s^{-1}$)	1.8×10^{-3}〜$7.6\times10^{-4}m^{-1}$

が Scorer (1949) の方法により求めたものである．上層では振幅を減少させながら風下側に伝播する波が見られる．地表面近くの l が急激に小さくなる層の下には，山の風下側に波の振幅を維持しながら伝播してゆく共鳴波がトラップされている様子が見られる．

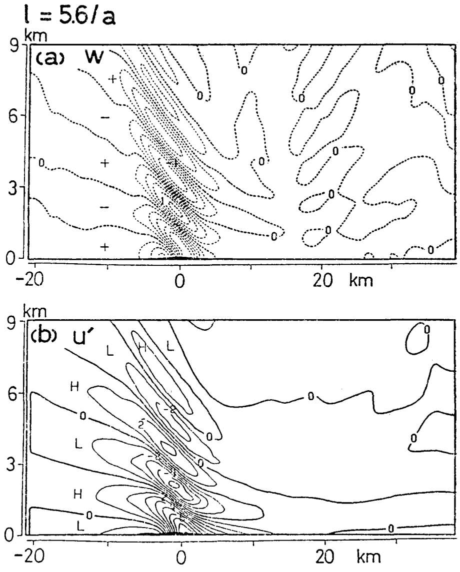
4．結果

non-hydrostatic model による2次元山岳波のシミュレーションの結果を，第6，8，9図に示す．今回は，作成したモデルを用いたシミュレーションがどの程度山岳波の特徴を再現できるかを調べるために，非線型性の影響の小さい 100m の高さの山を与えた．非線型性は，例えば Furukawa (1973) によれば，山の高さHが $H\gtrsim 1.3/l$ の時卓越してくる事が指摘されている．l の値を第1表から $2.8\times10^{-3}m^{-1}$ 以下と見積もれば $H=100m \ll 1.3/l=464$ m であり，シミュレーションにおける非線型性の効果は小さいと考えられる．実際に非線型性は Furukawa (1973) に見られるように S 字型の流れとして現われるが，山の高さを 100m とするとこのような流れは生じなかった．

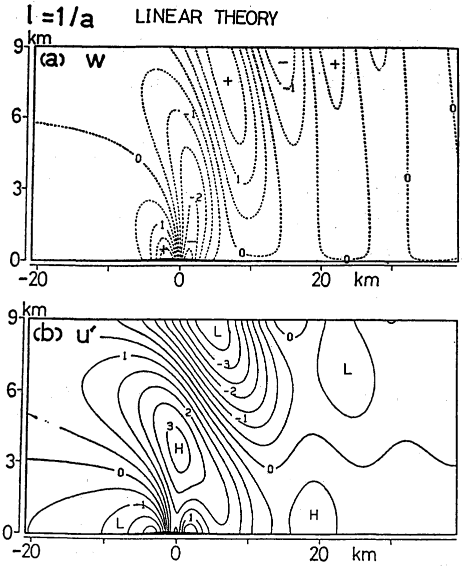
第5図，第6図に，$l=5.6/a \gg 1/a$ の場合の山岳波の線型定常解とシミュレーションの結果を示す．与えた各条件は第1表の(Ⅰ)のとおりである．山は横軸 0 km とした所に山頂を置いた．第6図は積分時間2時間の結果であり，両図とも(a)には鉛直風速wを，(b)には水平風速の偏差 $u'=u-\bar{u}$ を示した．以下ではすべて w，u' とも単位は 0.1 m/s である．この時の山岳波の特徴は，振幅が山の上空付近だけで大きく，山から離れると急激に減衰する事である．この特徴はシミュレーションの鉛直風速，水平風速の場によく現れている．鉛直風速の絶



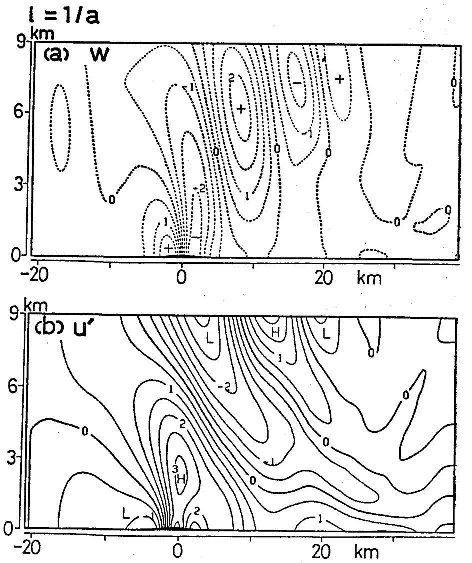
第5図　$l=5.6/a \gg 1/a$ の場合の山岳波の線型定常解．(a) 単位は 0.1 m/s，等値線は 0.05 m/s ごと．＋ は上昇流，－ は下降流の領域．(b) 単位は 0.1 m/s，等値線は 0.4 m/s ごと．Hは $u'>0$，Lは $u'<0$ の領域．



第6図　$l=5.6/a \gg 1/a$の場合のシミュレーション．(a) 等値線は 0.025 m/s ごと．(b) 等値線は 0.1 m/s ごと．



第７図　$l=1/a$ の場合の山岳波の線型定常解．等値線は（a），（b）とも 0.05 m/s ごと．

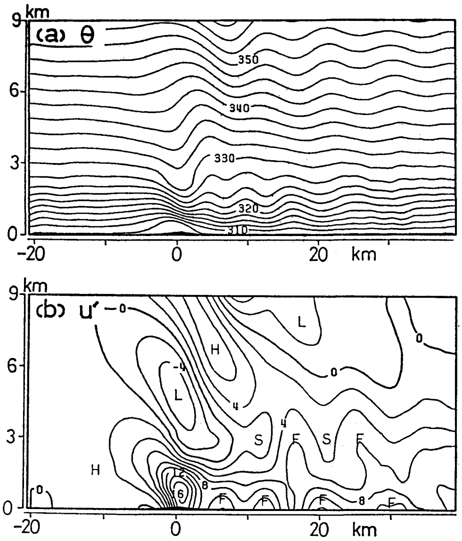


第８図　$l=1/a$ の場合のシミュレーション．等値線は（a），（b）とも 0.05 m/s ごと．

対値が 0.25 m/s 以上増減し，水平風速の偏差が 0.3 m/s 以上増減するのは，山の中央から約 5 km より内側だけである．山の上空では，上昇流と下降流，$u'>0$ と $u'<0$ の領域が交互に現れている．その鉛直方向の波長は（24）式から求められる線型定常解の 2.2 km に対し，下層近くでは約 2.5 km でかなり近い値になっている．しかしシミュレーションではそれぞれの値が特に上空で小さい．また上昇流と下降流，$u'>0$ と $u'<0$ の領域が鉛直方向に立っており，また鉛直波長も約 3 km となっている．これは積分時間が 2 時間ではまだ十分に定常に達していないためである．この時間より更に時間積分を進めると，ノイズが多くなるが，w, u' の絶対値は次第に大きくなる．上昇流，下降流などの領域も鉛直方向の傾きが小さくなり，鉛直波長も小さくなる傾向が見られた．

第７図，第８図は，$l=1/a$ の山岳波の線型定常解とシミュレーションである．一般流などの条件は第１表(Ⅱ)の通りで，第８図の積分時間は２時間である．w, u' は第５図と同じである．第７図のように，この山岳波は山の風下側に伝播し，振動しながら減衰してゆく．ただし，この場合の大気の流れはほとんど水平である．地表面での u' は，山頂で u' が極大となった後，山頂から約 2 km 離れて極小，7 km，20 km に極大が現れる．これは $l\gg 1/a$ の場合とは異なっている．この時鉛直波長は定義できないが，（24）式で求めると 12.6 km となる．シミュレーションでも，このような非静力学的な山岳波の特徴がよく現れている．地表面での u' の変動も現れているが，シミュレーションの方が地表面での u' は＋になる傾向がある．また w の極値の現れる高度や u' の 0.3 m/s の等値線に囲まれた極値の高度が低く，$u'<0$ の領域も低い高度にまで広がっている．これは上空の消散層で山岳波の波動を完全には吸収できず，上層からの反射があるためと考える．

第９図に，l がある高度より上で急激に減少する場合のシミュレーションの結果を示す．一般場の $\bar{u}$, $\Delta\bar{\theta}=\bar{\theta}-\theta_0$, 及び l^2 の鉛直プロフィルは第４図と同じで，積分時間は４時間である．（a）はシミュレーションで得られた温位の偏差を10倍し $(\bar{\theta}+10(\theta-\bar{\theta}))$，温位の変動を誇張してある．実際の温位の鉛直方向の変動が小さく，流れは水平に近いので注意する必要があるが，温位の峰や谷の位置などは見やすくなっている．（b）は風速の偏差である．同一の高度で周辺より風の強い部分（F）と弱い部分（S）を，地表と高度 3 km 付近で数か所示した．流れは断熱的なので（a）は第４図の流線と比較できる．上空では $l=1.6/a$ となり，温位の場に風下側に減衰しながら伝播する山岳波が見られる．l の変化する地表面から高度 2 km の間には，明らかに上空とは別の共鳴波がある．この波は鉛直方向に軸が立ち，横軸が



第9図　l が高度とともに急激に減少する場合のシミュレーション．(a)変動部分を10倍に誇張した温位．(b)等値線は 0.2 m/s ごと．

山頂からの距離約 4 km，10 km，16 km に温位の峰があって，周期的に変動している．第4図と比べると波長は長い．山の風下側約 20 km より離れると更に波長は長くなり，振幅も小さい．しかし積分時間とともに波長は短くなり，20 km より離れた部分でも振幅が増大してゆくのが見られた．この下層の波に対応して，地表面では温位の谷の位置に強風域が，峰に弱風域が出現している．その上空の高度約 3 km では地表面と逆に温位の谷の位置に弱風域，峰に強風域が現れている．

5. おわりに

非静力学・圧縮系のモデルを作成し，2次元山岳波のシミュレーションを行った．このモデルは，静力学平衡等の仮定をしない方程式を用いている．時間積分には，解として含まれる高周波内部重力波だけを短い時間ステップで積分するイクスプリシット・スキームを使った．このモデルは，まだ物理過程を持たない，力学過程だけのモデルである．

2次元山岳波のシミュレーションでは，l が一定の時 $l \gg 1/a$ で山の上空付近だけで振幅の大きい静力学的山岳波と，$l \sim 1/a$ で山の風下側に減衰しながら伝播してゆく非静力学的山岳波の違いをシミュレートできた．また l がある高度より上で急激に減少する時地表面付近に現われる共鳴波もシミュレーションでとらえる事ができた．

最後に，本研究の御援助を頂いた気象研究所 吉田泰治予報研究部長，電子計算室 多田利義室長に感謝致します．また山岸米二郎氏と荒川正一氏には多くの御教示を頂き，巽 保夫氏と重久陽亮氏には様々な御助力を頂き感謝致します．

文　献

相原正彦，岡村博文，1984：メソスケールモデルによる地形性じょう乱（そのII），気象学会予稿集，45，20.

Asselin, R., 1972 : Frequency filter for time integration, Mon. Wea. Rev., 100, 487-490.

Carpenter, K.M., 1979 : An experimental forecast using a non-hydrostatic mesoscale model, Quart. J. Met. Soc., 105, 629-655.

Cotton, W.R. and G. Tripoli, 1978: Cumulus convection in shear flow — three-dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., 35, 1503-1521.

Furukawa, T., 1973 : Numerical experiments of the air flow over mountains. 1. Uniform current with constant static stability, J. Met. Soc. Japan, 51, 400-419.

Hill, G.E., 1974 : Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiments, J. Atmos. Sci., 31, 646-673.

Klemp, J.B. and R.B. Wilhelmson, 1978 : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., 35, 1070-1096.

Lilly, D.K., 1962 : On the numerical simulation of buoyant convection, Tellus, 14, 148-172.

Queney, P., 1948 : The problem of air flow over mountains : A summary of theoretical studies, Bull. Ame. Met. Soc., 29, 16-26.

Sawyer, J.S., 1960 : Numerical calculation of the displacements of a stratified airstream crossing a ridge of small height, Quart. J. Met. Soc., 86, 326-345.

Scorer, R. S., 1949 : Theory of lee waves of mountains, Quart J. Met. Soc., 75, 41-56.

Tatsumi, Y., 1983 : An economical explicit time integration scheme for a primitive model, J. Met. Soc. Japan, 61, 269-288.