〔解　説〕　109：1093（山越え気流；山岳波；おろし風；ハイドロリックジャンプ；やまじ風）

山越え気流について（おろし風を中心として）*

斉　藤　和　雄**

1．はじめに

山越え気流は，山を下部境界条件とする，大気の振舞である．しかしながらその振舞の仕方は，対象とする系のスケールや複雑さ（山の高さ・形状，大気の安定度・風速の分布，コリオリ力や地面摩擦，非断熱過程の有無）によって異なり，その取扱い方も異なってくる．2次元性の良い山脈地形を越える気流に伴う代表的な現象として，風下山岳波（lee wave），おろし風（downslope wind），フェーン（foehn）がある．風下山岳波は，山脈によって励起された内部重力波が非静力学効果によって風下側に伝わる波動現象で，衛星写真などでも波列状の雲として視覚化される事がある．航空機の安全運行に影響を及ぼす場合もあるが，地上の天気系に大きな影響を与える事はまれである．おろし風は，山を越えた気流が風下側の山腹・山麓に吹き下りる現象で，時として被害を伴う強風を発生させる．フェーンは，元来はヨーロッパアルプス北面のおろし風の固有名称であったが，現在では山越え気流に伴う昇温についての一般名称となっている．上層の高温位の気塊が山を越えて地表近くまで下りる事によって生ずる現象だが，地上昇温の大きさは日射や山の前面での水蒸気凝結による非断熱加熱の影響を強く受ける．但し，非断熱加熱がない場合でも山の力学効果のみでもフェーンは生じ得る．このようなフェーン（晴天フェーン）については，Ikawa and Nagasawa (1989)，高橋（1989）が数値実験を行っており，本誌でも猪川（1990）が用語解説を行っている．

本稿では，上記山越え気流の現象の内，おろし風を中心に解説を行い，フェーンについての記述は省略する．また風下山岳波についても4章の中で簡単に触れるのみとする．以下の章では代表的なおろし風の例として四国の「やまじ風」を取り上げる．メカニズムの基礎知識として，浅水理論と山を下部境界条件とする内部重力波の解について述べる．両者の架け橋が Smith (1985) の解である．荒川（1988）も指摘しているように山越え気流では地形の3次元的影響が重要なケースも多い．3次元地形によるおろし風の変形を7章以下で述べる．

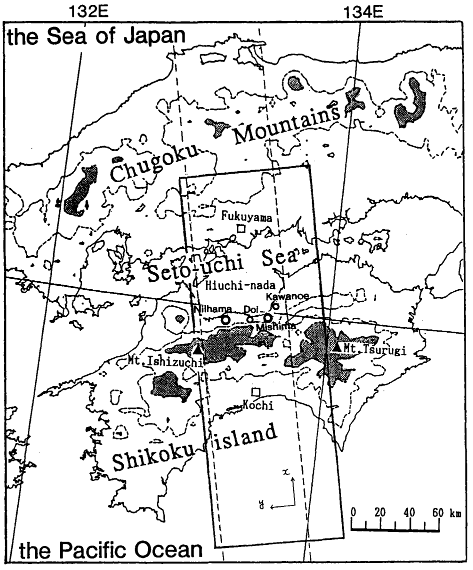
* On the Downslope Wind.

** Kazuo Saito, 気象研究所予報研究部.

2．おろし風について

おろし風は興味ある局地気象現象の一つとして，古くから多くの研究の対象になってきた．おろし風は極めて地形の影響の強い現象のため，発生する場所や強さがある程度決まっており，その地方に独特の局地風として名称がつけられている事が多い．日本の小気候学的な局地強風として有名なおろし風としては，愛媛県のやまじ風（古川，1966；他），岡山県の広戸風（大阪管区気象台，1956），兵庫県の六甲おろし（横田・中島，1992），北海道の日高しも風・羅臼おろし（Arakawa，1969）などがある．また世界的にはアルプスの Foehn，ユーゴスラビアの Bora (Smith, 1987)，北米ロッキー山脈の Chinook (Glenn, 1961；他）などが挙げられる．また，オーストラリアパース近郊の傾斜地 Darling Scarp に発生する斜面風（Pitts and Lyons, 1989）もおろし風の一種である．

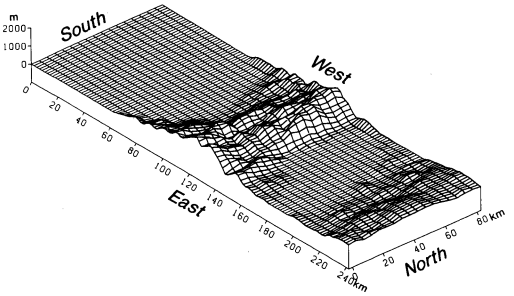
これらの地形に共通に見られる特徴として，山はある程度2次元性の良い山脈をなしている事・斜面は風上側で緩やかで風下側で急になっている事が挙げられる．また風下側に湾や湖が存在している場合も多い（吉野，1986）．一般に強風に見舞われる場所は山脈風下側斜面から 10 km 程度までの比較的限定された場所で，山脈に鞍部などの開けた場所がある所の風下側で特に風は強く吹きやすい．第1図は日本の代表的なおろし風であるやまじ風を発生させる四国の地形である．中央部北寄りを四国山地が東西に走っている．やまじ風は四国山地の北面と燧灘に面した愛媛県東部の新居浜から川之江にかけての平野部で発生する．このうち最も強い風に見舞われるのは土居・三島付近である．第2図は第1図に実線矩形で示した四国中央部の地形を北東側から見た鳥瞰図で，四国山地の斜面は南側で緩やかで北側で急な傾斜となっている．四国山地の高度



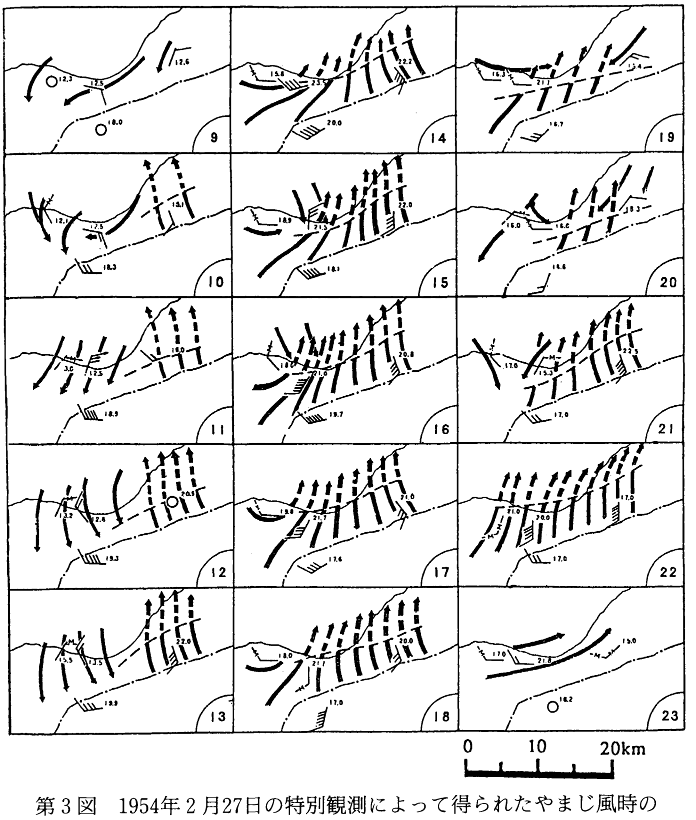
第1図　四国の地形．等高線の間隔は400 m で800 m 以上の部分に印影を付す．

は西側の石鎚山系から東に向かって序々に高度を下げ，三島付近は鞍部風下側に相当する．また風下側には燧灘があり，上述したおろし風に好都合な地形的特徴を持っている事が分かる．

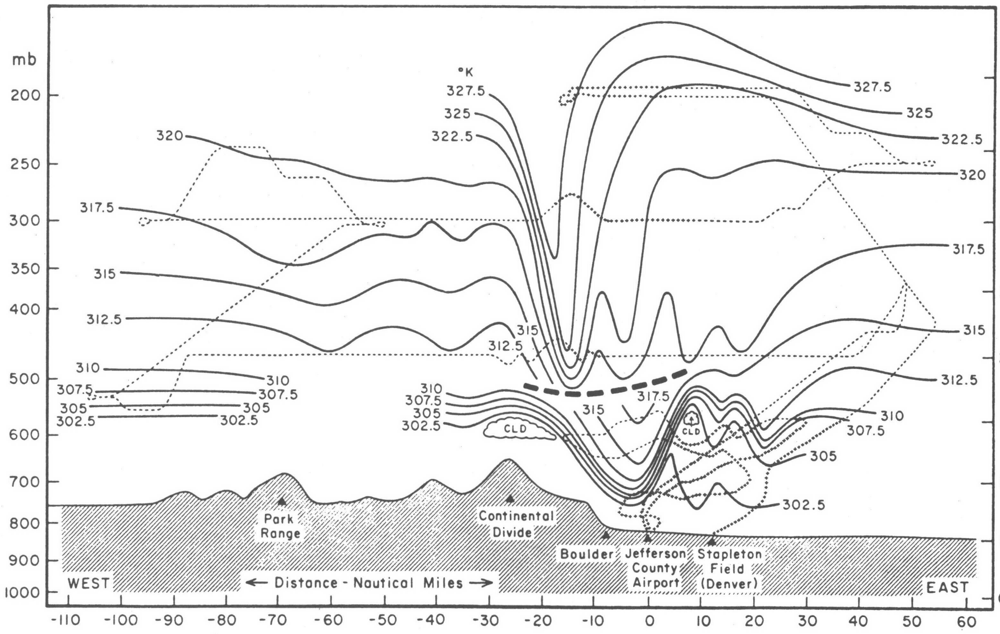
やまじ風については大阪管区気象台が1954年に特別観測を行っている（大阪管区気象台，1958）。第3図は，



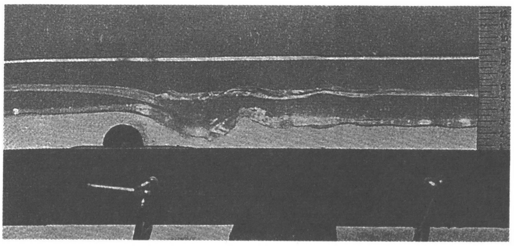
第2図　四国中央部（第1図の実線矩形内）の鳥瞰図．鉛直方向を10倍に強調してある．



第3図　1954年2月27日の特別観測によって得られたやまじ風時の局地風系の解析．各図右下の数字は時刻．矢印付きの太線は流線．細破線は流線が地上から離れる線（やまじ風前線）を示す．秋山（1956）より．



第4図　1972年1月11日の特別観測によって得られたBoulder付近のおろし風時の温位の鉛直断面図．点線は航空機飛行経路で太破線の上下では4時間程観測時間のずれがある．Lilly and Zipser (1972) より．



第5図　室内実験による hydraulic jump．実験では障害物（半円形の影）を左に移動させている．Long（1953）より．

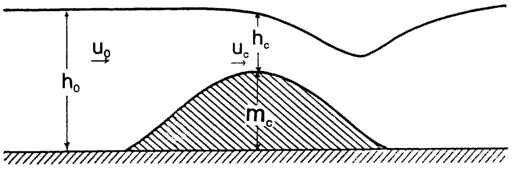
1954年2月27日に起きたやまじ風についての特別観測による地表風の解析である．この図で東西に伸びる細い破線は風向・風速の急変する線で，解析者（秋山，1956）は，“流線が地表から離れる線”であると述べている．このような風の急変する線はやまじ風の発生初期には殆どの場合で見られ，「やまじ風前線」と呼ばれている．通常強風域はやまじ風前線までに限られ，一般風が強い時ほどおろし風の範囲はより風下側まで拡がる．同様な風の急変域は他の多くのおろし風にも見られる現象で，ロッキー山脈のおろし風では Chinook front と呼ばれる．

顕著なおろし風の立体的な観測として有名なものに，第4図に示すコロラド州ボルダーで行われたロッキー山脈東斜面のおろし風の飛行機観測（Liily and Zipser, 1972）がある．等温位線が示すように山を越えた流れは山の後面で大きく下側に変位し，地表に強風をもたらし，その下流では急上昇している．この上昇は後述する hydraulic jump と呼ばれる現象で多くの顕著なおろし風に見られる現象である．第3図に見られる「やまじ風前線」も hydraulic jump に対応していると考えられる．

3．障害物を越える浅水流体の振舞

水などの流体が障害物を乗り越える時，障害物の上や後面で流速が増す事は古くから知られている．また障害物の高さと流体層の深さ・流速の組合せによっては，障害物の後面で増速した液面が上方に跳ね上がる場合がある事も hydraulic jump 現象として知られている．第5図は Long (1953) による2層流体を用いた室内実験の写真である．上下の層の境目は障害物後面で下方に大きく変位した後，上方に跳ね上がって hydraulic jump を形成している．ここに見られる流体の振舞は，第4図に示したおろし風の立体構造と驚くべき類似性が見られる．

流体層の厚さに比べ水平スケールの大きな流れ（浅



第6図　山を越える浅水流の図.

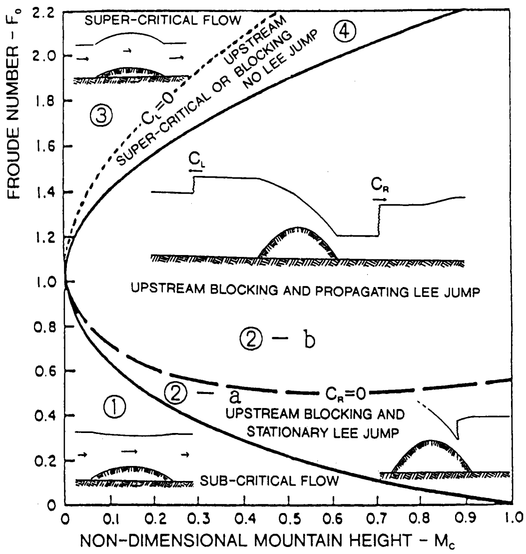
水流と呼ばれる）が山を越える場合の振舞については，Long (1954), Houghton and Kasahara (1968), Baines and Davies (1980) が室内実験や浅水方程式系を用いた理論的考察を行っている．第7図は，第6図のような浅水流が山を越える時の，流入側の流体の深さ h_0 で無次元化した山の高さ（$M_c=m_c/h_0$）と外部重力波の位相速度 $(gh_0)^{1/2}$ で無次元化した流入側の流速（フルード数；$F_0=u_0/(gh_0)^{1/2}$）による流れのレジーム図である．実線は定常状態が存在するための，M_c の極大値を示す線で critical curve と呼ばれる（A1章参照）．流れの状態は M_c と F_0 の大小により以下のようなレジームに分けられる．

1）M_c が critical curve で示される高さよりも低い場合：

定常な流れが存在し，F_0 の大小によりさらに①③④の3つの状態に分けられる．一般流が小さい時（$F_0<1$），流れは①のような山の上で増速する sub-critical flow と呼ばれる状態になる．増速の度合いは上流側と下流側で対称で山の下流側では流れは流入側の状態に戻る．一般流が強い時（$F_0>1$），流れは③のような山の上で盛り上がる対称な流れ（super-critical flow）になる．山を越えるに際し，流体の運動エネルギーは位置エネルギーに変換されるため，流速は山の頂上で最も小さくなる．④の領域も同様だが，この領域では，初期状態によっては次に説明する upstream jump が生じる．

2）M_c が critical curve で示される線よりも高い場合：

流れは hydraulic jump を伴う非定常な状態になる．山の前面では upstream jump (blocking) と呼ばれる不連続面が上流側に伝わるようになる．upstream jump は bore とも呼ばれ，潮の干満の大きい時期にアマゾンや中国，ボルネオなどの大河を遡上する「潮津波」として知られている．このレジームでは，流れは山の前面で sub-critical, 後面で super-critical となり，transitional flow と呼ばれる流速が山の後面で増大する非対称な状態となる．F_0 が適度に小さい場合



第7図　山を越える浅水流のレジーム図.
M_c（$=m_c/h_0$）；上流側の流体の深さで無次元化した山の高さ.
F_0（$=u_0/(gh_0)^{1/2}$）；外部重力波の位相速度で無次元化した上流側の流速. Saito (1992) より.

（図中 $C_R=0$ で示す破線より小さい場合）には，hydraulic jump は山の風下側斜面上に留まり（②－a），F_0 が大きい場合は hydraulic jump は風下側に移動する（②－b）．②－a の状態では hydraulic jump は流速（F_0）が小さい程山頂に近い場所に生じ，②－b の状態では hydralic jump は流速（F_0）が大きい程大きな速度で後面に移動する事が分かっている（A2章参照）．

ここで示した浅水流の transitional flow の様相は，前述したおろし風時の大気の特徴に多くの類似点がある．両者の類似は，山頂付近の高度に逆転層（安定層）が存在する場合には特に理解しやすく，実際のおろし風でもそのような場合も多い．しかしながら大気中の山岳波は内部重力波であり，両者の外見上の類似だけではおろし風の理解としては不満が残る．この点については6章で再度ふれる事にして，次章では一旦大気中の2次元山越え気流の線形論について考える事にする．

4．2次元山越え気流の線形論

（1）静水圧線形解析解

最も単純なケースとして2次元・定常・非圧縮（ブシネスク系）を仮定し，一般場としてシアーなし（風

速Uで一定）・安定度一定の一様大気を考える．山の高さは十分に低く，励起される摂動は大気の一般場に対して小さいものとする（線形）．非静水圧の効果は無視する．この時，大気の流線の鉛直変位 $\delta(x, z)$ に対する Long (1953) の式は

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2}+\ell^2 \delta=0 \tag{4-1}$$

で与えられる（A 4 章参照）．ここで ℓ は一般場の成層が一様の場合のスコーラー数（後述）で，

$$\ell=\frac{N}{U} \tag{4-2}$$

で表される．Uは一般流の大きさ，Nはブラントバイサラの振動数

$$N^2 \equiv \frac{g}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z}\ \left(\sim-\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z} \equiv Sg\right) \tag{4-3}$$

である．$h(x)$ を山の形として線形下部境界条件

$$\delta(x, 0)=h(x) \tag{4-4}$$

を用いれば (4-1) の解は

$$\delta(x, z)=h(x)\cos(\ell z)+f_L(x)\sin(\ell z) \tag{4-5}$$

の形で得られる．今，山の形として左右対称なベル型の山

$$h(x)=\frac{h_m}{1+(x/a)^2} \tag{4-6}$$

を用い，上部境界条件として放射条件を仮定すれば，(4-5) 式右辺第2項の係数は

$$f_L(x)=-\frac{x}{a}h(x) \tag{4-7}$$

で与えられる（A 5 章参照）．δ が得られれば，水平風 u は

$$u(x, z)=U\left(1-\frac{\partial \delta}{\partial z}\right) \tag{4-8}$$

の関係で求められる．即ち，(4-5)，(4-7) を用いて

$$u(x, z)=U\ \left[1+\ell h\ \left\{\sin(\ell z)+\frac{x}{a}\cos(\ell z)\right\}\right] \tag{4-9}$$

となる．

第8図a) に $U=12$ m, $N \sim 0.01 s^{-1}$ の大気に対して，$h_m=1050$ m, $a=12$ km のベル型の山を与えた場合の水平風 u の図を示す．波長 $\lambda=2\pi/\ell=2\pi U/N \sim 7.5$ km の鉛直に伝播する山岳波が示されている．即ち，線形論による山岳波の鉛直波長は安定度が強い程，あるいは一般風が弱い程短くなる．逆に大気が中立な場合 ($N=0$)，鉛直波長は無限大となり，流れは単純に山の前面で上昇し後面で下降するだけの potential flow と呼ばれるパターンになる．(4-9)式は山の上空（$x=0$）では n を整数として $\ell z=(3/2+2n)\pi$ で，最小値 $U(1-\ell h_m)$ をとる．即ち山頂の上，$z=3\lambda/4$ の高さでは $\ell h_m>1$ の時 $u<0$ となり流線の逆転 (overturning) が発生する．overturning の領域では絶対不安定による山岳波の砕波が発生し，次章に述べるように流れは解析解が予想するものとは大きく異なってくる．なお，ここに出てくる無次元量 ℓh_m は，スコーラー数で無次元化した山の高さで，山越え気流における重要なパラメータである．この無次元量の逆数をフルード数と呼ぶ向きもあるが，Baines (1987) や Smith (1991) らも指摘しているようにあまり適当ではない．特に前章で出てきた浅水系でのフルード数 F_0 とは異なる（長さのスケールが ℓh_m では山の高さ，F_0 では流体の深さ）量なので，注意が必要である．

地上風の大きさは，(4-9) で $z=0$ とおいて容易に

$$u(x, 0)=U\ \left\{1+\frac{\ell h_m}{a}\frac{x}{1+(x/a)^2}\right\} \tag{4-10}$$

で求められる．上式は，風上側 $x=-a$ の位置で極小値

$$u(-a, 0)=U\left(1-\frac{\ell h_m}{2}\right), \tag{4-11 a}$$

風下側 $x=a$ の位置で極大値

$$u(a, 0)=U\left(1+\frac{\ell h_m}{2}\right) \tag{4-11 b}$$

をとる．(4-11 b) から風下の最大風は $U+Nh_m/2$ で得られる事が分かる．これがベル型の山に対する線形論の予測するおろし風で，一般風・安定度・山の高さの増大がそれぞれおろし風の強化に寄与する事を表している．一方，(4-11 a) から $\ell h_m>2$ の時，風上側の地表風速は負になる．これは山による上流ブロッキング (upstream blocking) で，晴天フェーンが発生するための条件と言える．

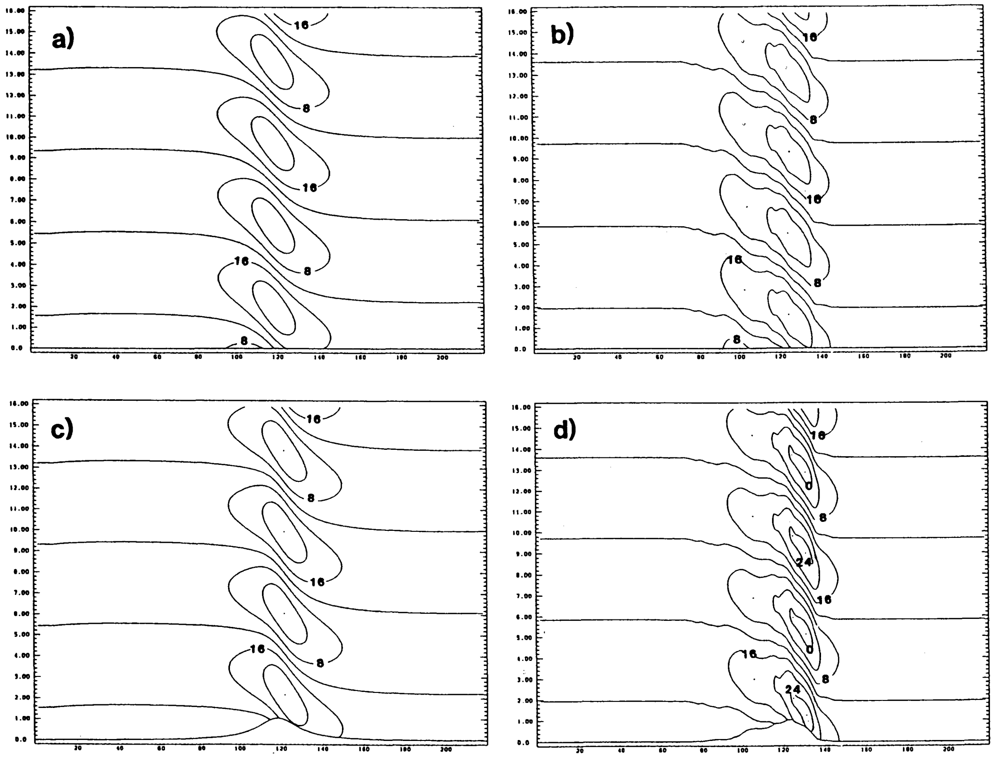
一般の形の山に対しては (4-5) の $f_L(x)$ は $h(x)$ に対するヒルベルト変換

$$\begin{aligned} f_L(x) &= \mathrm{Hil}\ \{h(x)\} \\ &= 2\int_0^\infty \{\mathrm{Re}[H(k)\cdot i]\cos(kx) \\ &\quad +\mathrm{Im}[H(k)\cdot i]\ \sin(kx)\}\ dk \end{aligned} \tag{4-12}$$

で与えられる (Drazin and Su, 1975；Ikawa, 1990a)．ここで $H(k)$ は $h(x)$ のフーリエ変換

$$H(k)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} h(x)e^{-ikx}dx \tag{4-13}$$

で，Re と Im は，それぞれ複素数の実数部と虚数部を示す．(4-8) から水平風の大きさは



第8図　二次元山越え気流の静水圧解析解による水平風．N～0.01/s, U＝12 m/s の場合．Saito and Ikawa (1991) より．
a）ベル型の山（a＝12 km, h_m＝1050 m）に対する線形解．
b）同じく四国の地形の場合．
c）a)図の山に対する非線形下部境界条件による解．
d）b)図の山に対する非線形下部境界条件による解．

$$u(x, z)=U[1+\ell\{h\sin(\ell z)-f_L\cos(\ell z)\}] \qquad (4\text{-}14)$$

で与えられる．第8図b）はa）と同様の条件の大気に対して，非対称な山の形として四国中央部の地形（第1図破線内）を東西に平均した地形を与えた場合を示す．山の形の非対称性により，uの極大値が山頂右側にずれており同じ高さのベル型の山に比べて風下の地表風がより大きくなっている．

（2）非線形下部境界条件による解析解

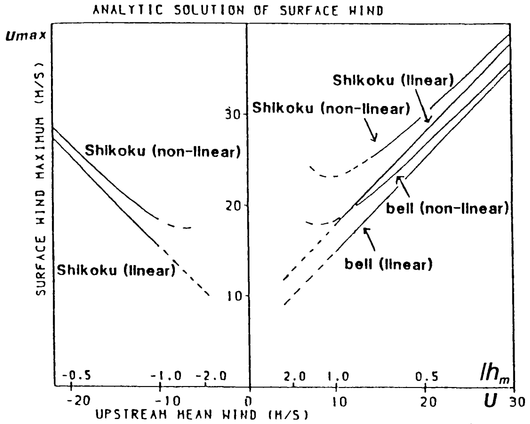
(4-4) 式の代わりに厳密な非線形下部境界条件

$$\delta(x, h)=h(x) \qquad (4\text{-}15)$$

を与えた場合の解析解（以下，「非線形解」と略称する）が Lilly and Klemp (1979) により求められている．この時，流線変位の解は

$$\delta(x, z)=h(x)\cos\{\ell(z-h)\}+f(x)\sin\{\ell(z-h)\} \qquad (4\text{-}16)$$

の形になる．この場合 f(x) は，x のみならず，U の大きさにも依存する．実際の計算では，f_L を第一推定値として繰り返し計算による収束値として求められる．第8図a），b）に対応する非線形解をそれぞれ第8図c），d）に示す．四国の地形では山頂風下側での振幅が大変大きくなっている．また山頂上部高さ 6 km と 14 km 付近では overturning が生じている．overturning の条件は非線形解の場合も同様に $1+\ell(h^2+f^2)^{1/2}<0$ となる ℓh_m を求めてやれば良い．ベル型の山の場合，線形解による overturning の条件は $\ell h_m>1$ だが非線形解では $\ell h_m>0.85$ である．また四国の地形の場合には非線形解では $\ell h_m>0.76$ となる．即ち四国の地形では，その非対称により山岳波が強化されやす



第9図　解析解による地上風の最大値. N～0.01/s, h_m＝1050 m の場合. linear；線形解析解. non-linear；非線形下部境界条件による解. u＜0 は四国の地形に対して風向が北向きの場合を示す. Saito and Ikawa (1991) より.

く，より小さな ℓh_m で砕波が発生する.

第9図は $N=10^{-2}s^{-1}$, h_m を 1050 m と固定し，一般風Uの大きさを変えた時の解析解による地上風の最大値を示す. この図でUが負の場合は風が北側から吹く場合を意味する. この図から，一般風が南風の時，四国のような非対称な山の風下側斜面で特に風が強くなりやすい事がわかる.

（3）その他の解析解についての若干の言及

a）多層大気の静水圧線形解析解

ℓ が一様ではなく2層ないし3層構造をしている場合の線形解析解は，Klemp and Lilly (1975) が求めている. これは Long (1953) の式の解析解の係数を層の継ぎ目で変位・気圧についての連続条件を与え求めるものである. この場合，下側の層に表現される山岳波の鉛直波長と層の厚さが適当な整数比になっていると，地表面と層の継ぎ目で反射された重力波が内部共鳴を起こし山岳波振幅が増大する場合がある. Lilly and Klemp (1975) は第4図に示したロッキー山脈後面のおろし風の例について3層大気の線形解を求め，この内部共鳴による増幅機能が働いていた可能性を論じている. 彼らが指摘した機構は山岳波の強化に影響を与える場合があると考えられるが，おろし風の場合，線形論のそのままの適用は困難な場合が多い. 大きな理由の一つは，おろし風の多くは砕波を伴う大振幅山岳波で，砕波の発生により山を越える流れは線形解の予想するものとは大きく異なってしまう事がある. 砕波が生じない場合でも多層大気での線形論の適用範囲は思いのほか狭い. Ikawa (1990 b) は2層大気の弱非線形解析解を求め，線形論が適用できるのはせいぜい $\ell h_m<0.2～0.3$ 程度の範囲でしかない事を示している.

b）非静水圧線形解析解

非静水圧の効果を考慮した場合，Long の式は

$$\frac{\partial^2\delta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\delta}{\partial z^2}+\ell^2\delta=0 \qquad (4\text{-}17)$$

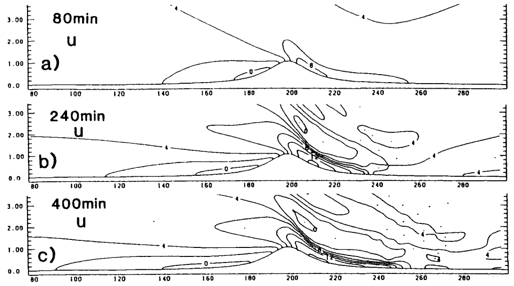
の形になる (A 4 章参照). 第1項の微分は山岳波の鉛直波長が水平波数によって変化する事を示している. 即ち，大きな波数成分を持つ波（水平波長の短い波）ほど鉛直波長は大きくなる. また ℓ よりも大きな波数成分は軸の傾きをもたず鉛直方向には exponential に減衰する外部波と呼ばれる性質を持つようになる. 結果として全波数成分の重ね合わせとして得られる山岳波は風下側にたなびく様相を呈する（3次元の山に対する場合についての解を第9章16図 f に示す). これらの効果は ℓ に比べて山の水平スケールが小さい程顕著になる. (4-6) 式の山の形で言えば $a\ell<5$ で静水圧解析解との違いが目立ってくる. 8図の例では $a\ell～10$ なので線形解析解の比較では非静水圧の効果は無視できる. 但し，シミュレーションなどで場が hydraulic jump などの不連続な現象を含む時には非静水圧の効果は無視できないかも知れない. また次節で述べる風下山岳波の発生には非静水圧の効果が本質的に重要である.

c）風下山岳波

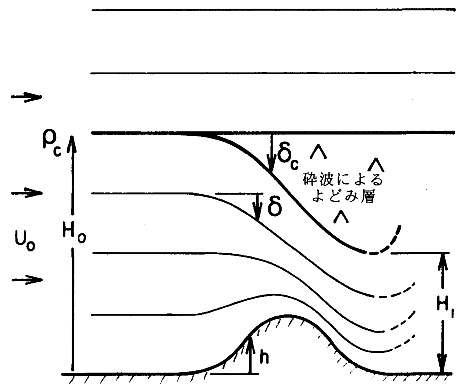
一般場にシアーや安定度の違いがある場合，(4-17) 式のスコーラー数は鉛直方向に変化し

$$\ell^2=\frac{N^2}{U^2}-\frac{1}{U}\frac{\partial^2U}{\partial z^2}+\frac{S}{U}\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{1}{4}S^2+\frac{1}{2}\frac{\partial S}{\partial z} \qquad (4\text{-}18)$$

で置き換えられる. 上式の導出を含めた山岳波の線形論は古川 (1975；1980) に解説されている. ここでSは，(4-3) 式で定義される静的安定度であるが，上式は第3項以下を省略して近似される場合も多い. ℓ の分布がある高度で急激に減少する場合，下側の層で内部波として上方伝播する山岳波の内，上側の層には伝播できない波数成分が出てくる. 鉛直波長が下側の層の厚さと適当な整数比になっている波数成分は，選択的に下側の層内にトラップされ，共鳴風下山岳波 (trapped lee wave) として下流側に伝播する. 栗原 (1984) は，Sawyer (1960) が解析解を求めたケースについて非静水圧モデルによるシミュレーションを



第10図　数値シミュレーションによる水平風の鉛直断面図．N～0.01/s, U＝4 m/s. 山の形状はベル型　(a＝12 km,　h_m＝1050 m)．Saito and Ikawa (1991) より．
a）80分後．b）240分後．c）400分後．



第11図　砕波後の transitional flowの 概念図．Smith (1985) より．

行っている．また最近では Blockley and Lyons (1994), Satomura and Bougealt (1994) が航空機観測された風下山岳波のシミュレーションを試みている．この風下山岳波方程式を実際のケースに用いる場合に注意すべきは（4-18）式で計算される ℓ は風速の2階微分の項を含み計算の仕方（特異点の扱いや層の取り方等）で値が異なりやすい事である．また風下波の特性は ℓ の分布のみで決まり，山の高さに関するパラメータは含まれない．おろし風が lee wave を伴う事はあるが，おろし風の成因を trapped lee wave の理論に求めようとするのは無理な場合が殆どである．

5．砕波とそれに続くおろし風の強化

前章で述べた線形論は山越え気流の基本的な性質の理解に重要だが，おろし風は大振幅山岳波で，線形論のそのままの適用は多くの場合困難である．(4-11 b）で与えられる線形論による地上風は，現実的なパラメータ値に対して，山の後面で一般流より 10 m/s 程度の増速がありうる事を示すにすぎない．前章までの議論でおろし風は風下側で急な斜面を持つ非対称な地形で生じやすい事，このような地形では砕波が生じやすい事を示した．現実には，砕波が生じた後の山を越える大気の流れは線形解析解の示すものと大きく異なってくる．

大振幅山岳波の研究は1970年台の後半からは数値モデルを用いても行われるようになった．Peltier and Clark (1979) は第4図に示した1972年のボルダーおろし風のシミュレーションを行い，流入境界に与える一般場を時間変化させないシミュレーションでも，砕波が発生すると地上風が増速する事を報告した．砕波に伴う地上風の増速は成層・風速共に一定という単純な一般場を与えた実験でも容易に再現できる．第10図は N～0.01/s,　U＝4 m/s　の一般場を与えた時の　h_m＝1050 m, a＝12 km のベル型の山を越える流れの水平風の分布である．山を与えた直後のa）図では山の前後の地上風の増減速は解析解の値（$Nh_m/2$～5 m/s)に近いが，山岳波が上方に伝播して砕波が始まるとその下の地上風は急激に強化される．この強風域は時間とともに下流側に拡がっていく．Peltier らはこの増速を砕波域で生ずる風速ゼロの臨界層（wave induced critical level）が山岳波を反射する事による共鳴増幅で生ずると考えた．彼らの指摘した砕波の重要性＝山岳波自身が場を変化させる事＝は的を得たものだったが，砕波後の増速メカニズムのより明確な説明は Smith (1985) によってなされた．

6．Smith (1985) の解

Smith は第11図のような砕波に伴う鉛直混合によって発生するよどみ層（wave-induced well-mixed stagnant layer）を考え，その下の非線形下部境界条件を用いた Long の式の解を求めた．Smith の得た解は，砕波の生じる高さ H_0 と山の形状 h(x) を既知として

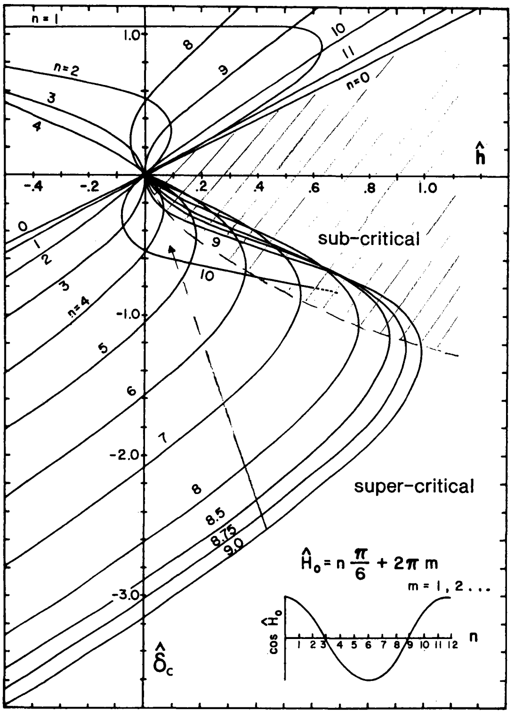
$$\delta(x, z)=\delta_C \cos\{\ell(H_0+\delta_C-z)\} \quad (6\text{-}1)$$

で表される．ここで δ_C はよどみ層の下端に沿っての流線変位で

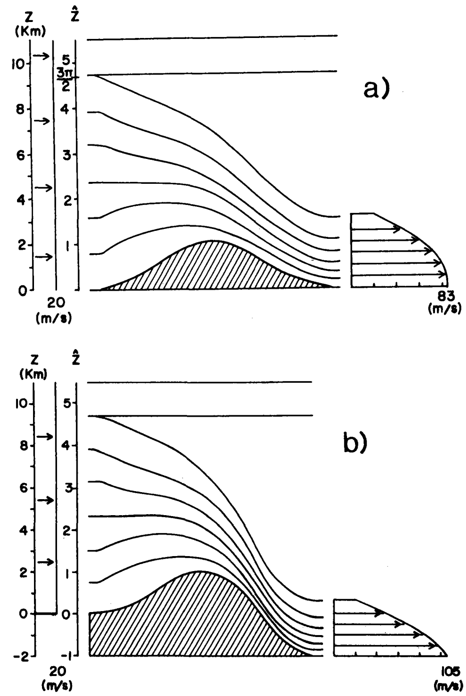
$$\delta_C=h/\cos\{\ell(H_0+\delta_C-h)\} \quad (6\text{-}2)$$

を満たす（A 6 章参照)．

第12図は，異なる ℓH_0 の値毎に（6-2）の解を ℓh-$\ell\delta_C$ 平面上にプロットした図である（図では ℓ で無次元化した値を ^ を付して示している)．(6-2)式の形から解は ℓH_0 にmを整数として $2m\pi$ を加えても不変である．各線脇の数字は $(\ell H_0-2m\pi)\times6/\pi$ の値を



第12図　（6－2）式による ℓ h の値に対する $\ell\,\delta_c$ の解．異なる $\ell\,H_0$ の値毎に解の線が引いてあり，各線脇の数字は m を整数として（$\ell\,H_0$—2 πm）×6/π の値を示す．図中では ℓ で無次元化した値に ^ を付して示してある（例：$\ell\,h \to \hat{h}$）．Smith (1985) より．



第13図　$\ell\,h_m$～1 の山に対する transitional flow の解．N＝0.01/s, U＝20 m/s の一般場に対して $\ell\,H_0$＝3 π/2 の場合．z は ℓ z を示す．Smith (1985) より．
a）山の高さが風上側と風下側で同じ場合．
b）山の高さが風下側で低い場合．

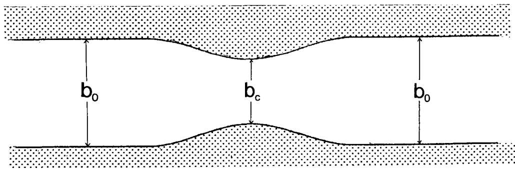
示す(例えば $\ell\,H_0$＝3 π/2 の時，n＝9)．図で斜線を引いたのは sub-critical flow に相当する $\partial\delta_c/\partial h<1$ の領域で，$(1/2+2\,m)\pi < \ell\,H_0 < (3/2+2\,m)\pi$ の範囲にある時のみこの領域は存在する．この領域では，よどみ層下端の流線は山の上流側斜面で下がり，流速は増大する．図の下側の super-critical な領域では $\partial\delta_c/\partial h>1$ で，この領域では山の風下側で流速は増大する．即ちこの図の解の曲線が sub-critical の領域から super-critical の領域に遷移するだけの山の高さ（ℓ h）があれば，3章で述べた浅水流体のレジーム②に相当する transitional flow が実現する．また砕波域風下側に生ずる hydraulic jump は第12図に書き入れたベクトルの状態に対応すると考えられる．A 1 c 図に示した hydraulic jump を伴う山を越える浅水流とおろし風時の大気の類似の理由がこの解によってに示されている．δ_c は $\ell\,H_0$ が (3/2＋2 mπ) の時に最小値を取りうるが，これは4章で述べた線形論の予想する砕波の高さに合致しているため，地上風の強化に好都合である．Smith が計算した N＝0.01/s, U＝20 m/s, $\ell\,H_0$＝3 π/2, $\ell\,h_m$～1 の場合の (6-1) 式の解を第13図 a）に示す．山の下流側の風速は，一般風の4倍以上の 83 m/s にも達している．第12図の δ_c は super-critical な領域では ℓ h が負になっても下がり続けており，ロッキー山脈やオーストラリアの Darling Scarp のような風下側の高さが風上側よりも低くなる地形は，強いおろし風の発生により有利である事を示唆している．第13図 b）はこのようなケースの解である．風上側の高度が風下側と同じでも，第10図に見られたように山の前面下層にブロッキングによるよどみがあれば同様な効果が働きうると思われる．(6-1) 式の解は $\ell\,H_0$ の大きさが (3/2＋2 m)π 毎におろし風が強化される(高ドラッグ状態＝high-drag state と呼ばれる)事を予言している．Durran and Klemp (1987) は一般場にあらかじめ風速シアーを与える事により砕波の生じる高さを調節した数値実験により，また，

Ikawa (1990 a) は安定度の異なる2層流体を用いた数値実験により，それぞれSmithの解の予言が正しい事を示している．なお，Smith (1985) の解はブシネスク系におけるもので一般場の密度や風速が一定の場合に対するものだが，一般場に密度成層がある場合の解をGutman (1991) が，また密度成層と風速の鉛直シアーが同時に存在する場合の解をKanehisa (1994) が示している．

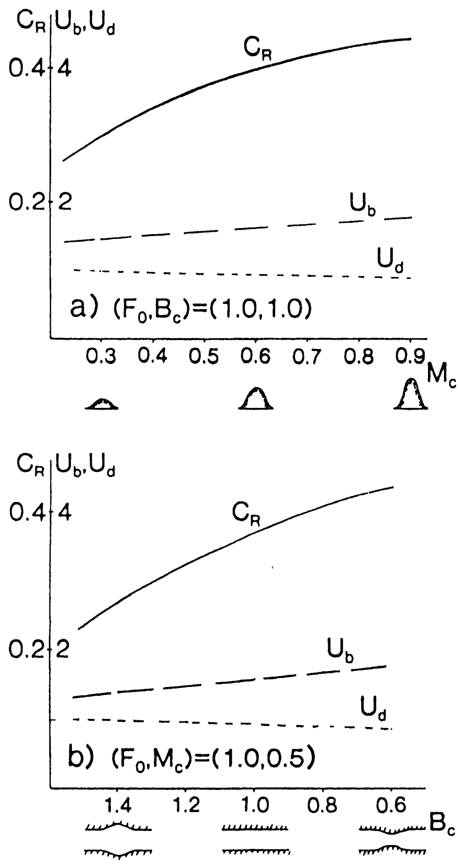
7．地形の3次元効果

前章までの議論では2次元の山を越える流れを考えてきた．現実には完璧な2次元地形は存在せず，山越え気流は地形の3次元的な効果を受ける．山が孤立峰で成層が十分安定な場合（$\ell h_m \gtrsim 1$），山の前面にはよどみ点が生じ，流れは山を迂回するようになる．また山の後面では一般流とは逆向きの流れが生ずるようになる．山のスケールが小さい場合には境界層の剝離が逆流の成因となり得るが，Smolarkiewicz and Rotunno (1989) は3次元数値実験により，地面摩擦のない場合でも孤立峰の後面に渦の対発生と逆風が生じる事を示した．彼らはその成因を，等温位面の傾きによる渦位ベクトルの立ち上がりで説明しようとしたが，この効果だけでは逆風の発生には定量的に不足だという指摘がなされている (Crook *et al.*, 1991)．筆者の数値実験 (Saito, 1993) でも山の後面での逆風の発生は必ず山の前面での分流や砕波の発生を伴っており，Smith (1989) も指摘しているように分流や砕波による渦位保存則の破れが原因になっているように思われる．なお，これらの迂回流と風下渦を含めた局地循環全般についてのレビューが木村 (1992) にある．

3次元地形によるおろし風の変形は，2次元山脈地形からのずれによって生ずる．第1図，第2図に示した四国の地形の場合，四国山地の東西両端にはそれぞれ石鎚山と剣山があり，南寄りの一般風の時に地形的な水平収束が起こりやすい配置になっている．また，四国山地の高さは西端の石鎚山から徐々に高度が下がり三島・川之江の南側で鞍部を形成している．



第14図　流路幅が狭まる運河の流れの平面図．



第15図　第7図②－bのレジームでの hydraulic jump の移動速度 (C_R) と jump 前後の流速 (U_b, U_d)．いずれも u_0 で無次元化した値を示す．Saito (1992) より．
a）流路幅 ($B_c=b_c/b_0$) 一定で山の高さ ($M_c=m_c/h_0$) を変えた場合．$(F_0, B_c)=(1.0, 1.0)$．
b）山の高さ一定で流路幅 を変えた場合．$(F_0, M_c)=(1.0, 0.5)$ の場合．

やまじ風の地理的な吹き方の特徴として，山蔭にあたる新居浜付近ではしばしば北風が観測される事がある．第3図では，一般風がまだ弱い9時から12時では平野部の西側で一般場とは逆向きの北風が見られる．これは「誘い風」と呼ばれるやまじ風初期の特徴の一つで，一般風の強まりとともにやまじ風は鞍部風下側の東側から徐々にオンセットする事が知られている（高見，1990）．やまじ風前線北側の逆風域はやまじ風の最盛期にも燧灘で見られ，「どまい」と呼ばれる．

8．浅水流に対する地形の3次元効果

Arakawa (1969) は，3次元地形の影響で水平収束がある場の効果を第14図のような幅の変化する運河の流れに見立て，流路幅が変化する場合について浅水流の振舞を調べた．それによれば，定常領域では流路幅の減少は山の高さの増大と同じ効果を持ち，流路幅が減少する事により場は transitional flow になり易くなる．Saito (1992) は Houghton and Kasahara (1968) のモデルを鞍部と山脈が同時に存在する場合に拡張し，hydraulic jump を伴う非定常領域の解を求めた（A 3章参照）．第15図a，bは，流路幅一定で山の高さが変化する場合と山の高さ一定で流路幅が変化する場合の無次元化したジャンプの移動速度（C_R）とジャンプ前後の流速（U_b, U_d）をプロットした図である．両図は良く類似しており，定常状態についての Arakawa の指摘が，ジャンプが後面に移動する非定常状態（第7図②－bの状態）についても成り立つ事がわかる．但し，ジャンプが後面に停滞するケース（第7図②－aの状態）では，流路幅が減少するとジャンプの停滞位置はむしろ風下側に移動する．これは流路幅を狭める事が流速を増大させる事につながるためである．ジャンプ手前の流速は流路幅の減少とともに増大し，強いおろし風が鞍部を伴う山脈の鞍部風下側に発生する傾向がある事に対応している．

9．3次元山越え気流の線形論

3次元効果を考慮に入れた場合，静水圧/非静水圧線形内部重力波の式（4-1），（4-17）はそれぞれ

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2\delta}{\partial z^2}\right)+\ell^2\left(\frac{\partial^2\delta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\delta}{\partial y^2}\right)=0 \qquad (9\text{-}1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2\delta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\delta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\delta}{\partial z^2}\right)+\ell^2\left(\frac{\partial^2\delta}{\partial x^2}+\frac{\partial_2\delta}{\partial y^2}\right)=0 \qquad (9\text{-}2)$$

になる（Smith, 1980；A 7章参照）．第16図に一般場として $N=0.01$/s, $U=8$ m/s を与えた場合の3次元ベル型の孤立峰

$$Z_s(x, y)=\frac{h_m}{\{(x^2+y^2)/a^2+1\}^{3/2}} \qquad (9\text{-}3)$$

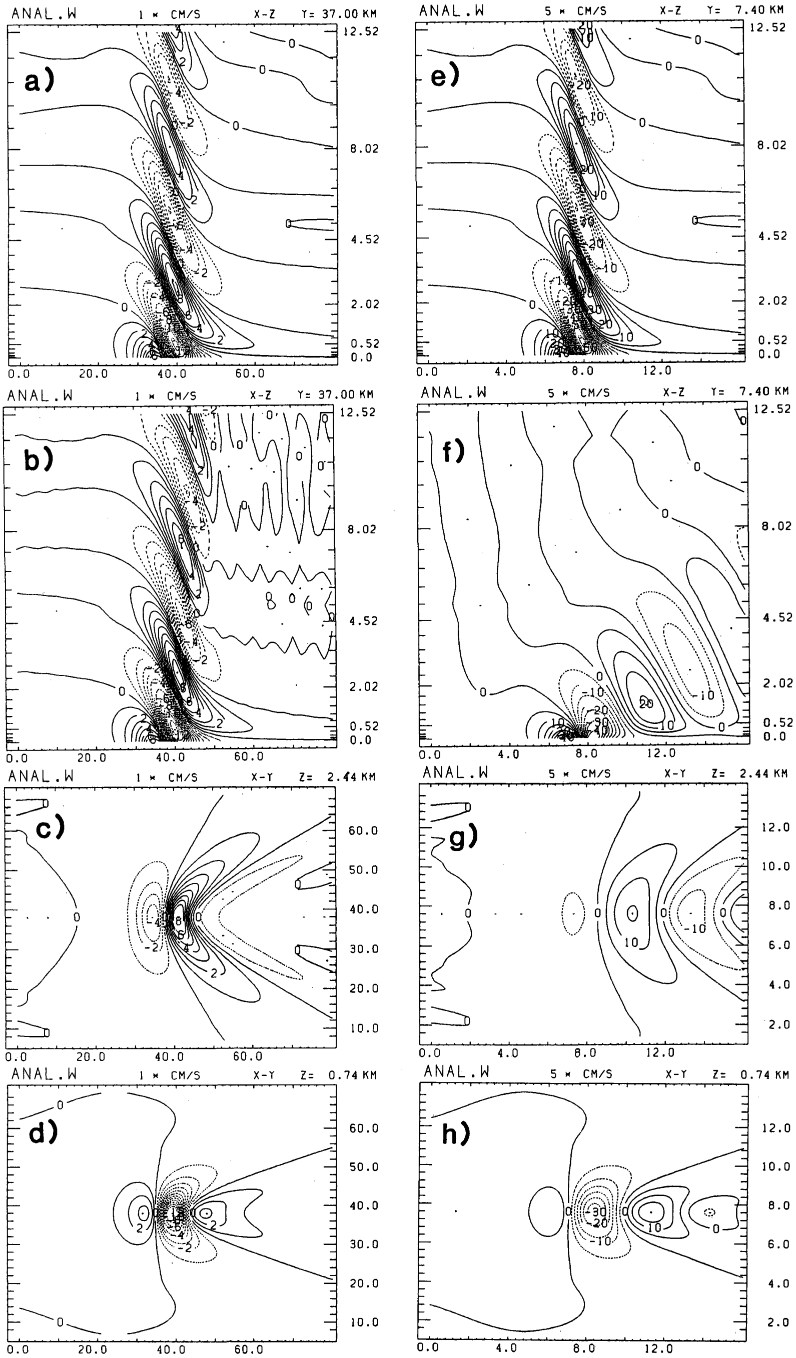
に対する線形解析解を示す（$h_m=100$ m）．左側に示すのは水平スケール $a=6$ km の山を与えた場合の解で，この場合 $a\ell$ の値は7.5となり，静水圧近似が良い精度で成り立つ．a），b）両図に示す静水圧と非静水圧解析解による鉛直流の鉛直断面図のパターンは極めてよく似たものになっている．第8図に示した2次元ブシネスク系での解では山岳波の振幅は上方に伝播しても振幅は一定だったが，孤立峰に対する解では山岳波は上方で水平方向に拡がるためにその振幅は小さくなっている．但し，非ブシネスク系では一般場の密度の減少に応じて山岳波の振幅は増大する．c），d）図は高度 $z=2.44$ km と 0.74 km の鉛直流の水平断面図で，それぞれ $\ell z=\pi$ と $\pi/4$ に相当する．山の前面最下層の上昇流は $\ell z=\pi/2$ 以上の高さでは見られなくなる．一方，山の風下側にはU字型に伸びる別の上昇域が目立つようになり，風上側と風下側で非対称なパターンになる．高度が山岳波の鉛直波長の1/2に当たる $z=2.44$ km（a）図）では，位相は完全に逆転して山の前面で下降流，後面で上昇流というパターンに変化している．

第16図右側は山の水平スケールが $a=1.2$ km と小さな場合を示す．この場合 $N=0.01$/s, $U=8$ m/s の一般場に対する $a\ell$ の値は1.5となり，非静水圧の効果が卓越する．e）図に示す静水圧近似による解析解では，等値線の間隔が異なるだけでパターンはa）図と同じであるが，f）の非静水圧解析解では山岳波が風下側にたなびく異なるパターンとなっている．水平断面図では，高度が増すにつれて浮力振動による山頂風下側の波動が顕著になり，g）図（$z=2.44$ km）では，風下側に等間隔に上昇下降を繰り返す波状のパターンとなる．

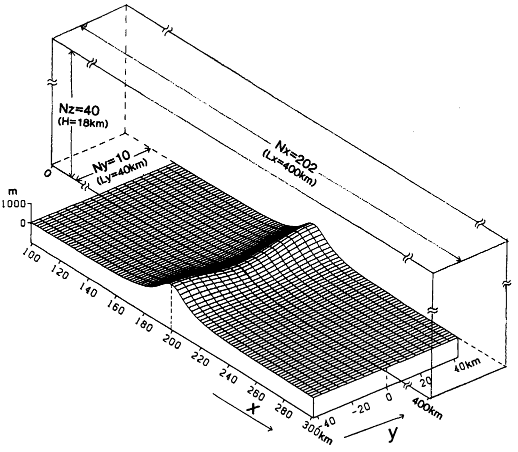
おろし風を発生させる地形についての3次元効果として山脈における鞍部の存在がある．第2図に示した四国の地形を第17図のように2次元ベル型の山の高さがy方向に周期的に変化する山脈

$$Z_s(x, y)=\frac{h_m-h_c\cos\{2\pi(y-y_c)/b\}}{1+(x-x_c)^2/a^2} \qquad (9\text{-}4)$$

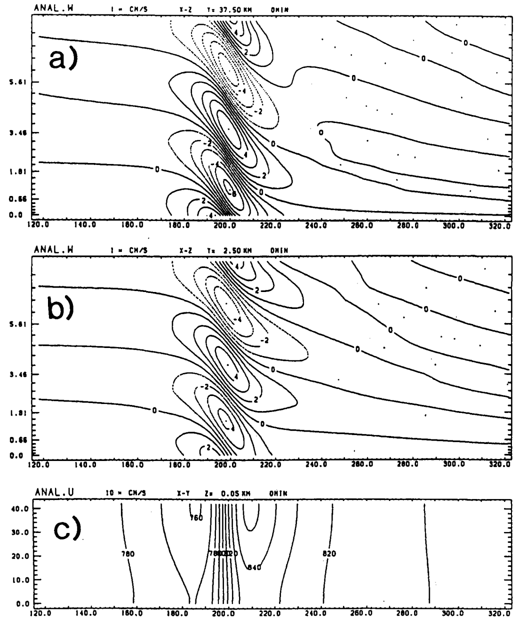
で単純化した場合について考える．ここで h_c は鞍部の振幅で $h_c=0$ の時，上式の地形は2次元ベル型の山（4-6）になる．第18図は（9-4）式の地形に対する静水圧線形解析解である．山岳波は山頂を通る断面（a）図）ではエンハンスされる一方，鞍部を通る断面（b）図）では振幅は小さくなっている．地上風（c）図）は山頂前面で最小値，後面で最大値をとる対称なパターンである．第19図は鞍部を持つ山脈（9-4）式の場合について，ℓh_m と h_c をパラメータとしたときの線形解析解による流れのレジームを示す．図で，Wave Breaking は砕波の生じる領域，Flow Splitting はブロッキングによる前面のよどみが発生し，地表で分流が生ずる領域である．鞍部を持つ山脈（$h_c=0$）の場合，2次元の



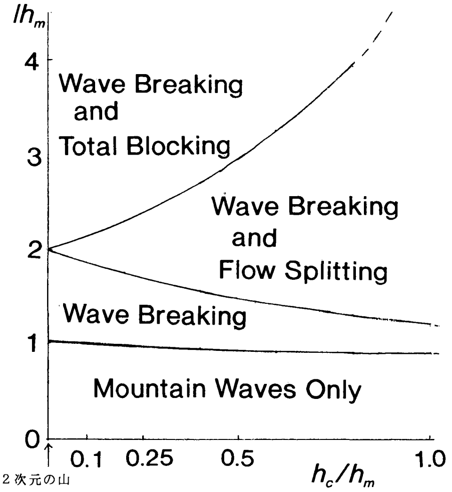
第16図　U＝8 m/s, N＝0.01/s の場合に対する解析解による上昇流の分布図．斉藤・猪川（1991）より．a）～d）；水平スケール a＝6 km の3次元の山を与えた場合．山頂は (x, y)＝(38 km, 38 km) に位置している（h_m＝100 m）．等値線 の間隔は 1 cm/s．a）静水圧線形解析解の山頂付近の鉛直断面図．b）同じく非静水圧線形解析解．c）高度 2.44 km の水平断面図．d）高度 0.74 km の水平断面図．
e）～h）；山の水平スケール a＝1.2 km の場合．等値線の間隔は 5 cm/s で水平スケールも5倍になっている．山頂は (x, y)＝(7.6 km, 7.6 km) に位置している．



第17図　（9－4）式による鞍部を伴う山脈地形の鳥瞰図．a＝12 km, b＝80 km, x_c＝199 km, h_m＝1050 m, h_c＝250 m の場合．第2図と同様に鉛直方向を10倍に強調してある．



第18図　第17図の地形に対する静水圧線形解析解．U＝8 m/s, N＝0.01/s の場合．等値線の間隔は1 cm/s．y 方向に半波長分の 40 km の領域のみ示す．Saito（1993）より．
a）山頂を通る面の上昇流の鉛直断面図．
b）同じく鞍部を通る面の鉛直断面図．
c）地上風速の水平断面図．鞍部は（x, y）＝(199 km, 0 km）に位置している．



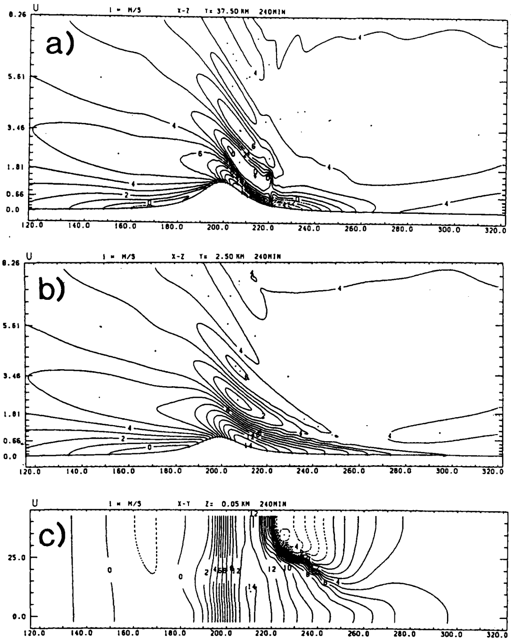
第19図　（9－4）式の地形に対する線形解析解による ℓh_m-h_c/h_m 平面における流れのレジーム図．Saito（1993）より．

山（h_c＝0）に比べて砕波が生じやすい事，また h_c が大きくなるにしたがって Flow Splitting が起こりやすくなる事が判る．h_c が小さい場合には山脈の風上側の斜面全域で u が負になる領域（Total Blocking）が現れる．2次元の山では $\ell h_m>2$ でブロッキングが発生するが，孤立峰ではこのような領域は生じない．

10．鞍部を持つ山脈を越える非線形山越え気流

場の非線形性が強く砕波が生ずる場合，流れの振舞は鞍部の有無に大きく影響される．第20図は，第17図の地形に対し，N＝0.01/s, U＝4 m/s の一般場を与えた場合の数値シミュレーションによる水平風の場を示す．a)図に示す山頂近くを通る断面図では山頂上の水平風が負になり砕波が生じている．砕波の下はおろし風の場になっており，x＝220 km 付近に hydraulic jump に対応する風速の急変域が生じている．jump 後面には逆向きの地表風が現れている．一方，b)図に示す鞍部近くを通る断面図では強風域は風下側に大きく拡がっており，jump・逆風とも現れていない．c)図の地表風は山脈前面で負になっておりトータルブロッキングが生じているが，山脈の高さの違いによるパターンの違いは風下側程顕著ではない．

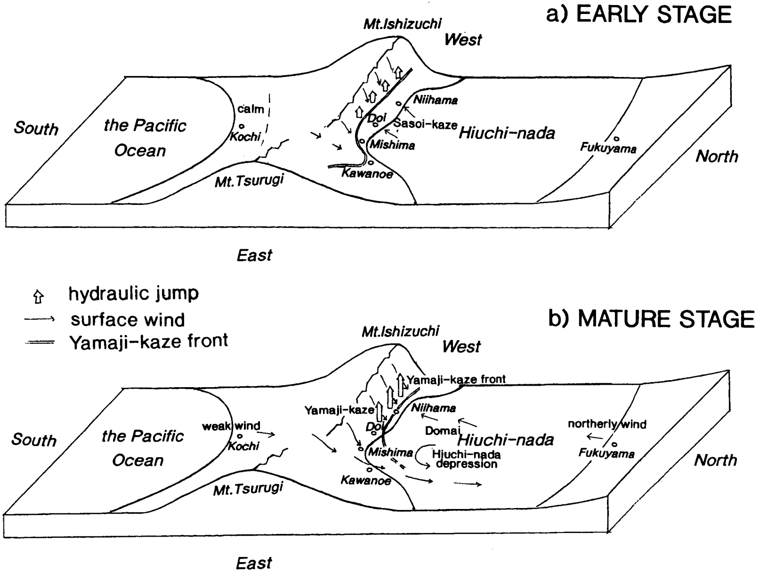
第21図は，1987年4月21日のやまじ風時に観測された大気の安定度・風のプロファイルと第2図の地形を用いた3次元シミュレーションに基づくやまじ風の概



第20図　数値シミュレーションによる第17図の地形を越える流れの水平風（4時間後）．U＝4 m/s, N＝0.01/s の場合．シミュレーションはy方向に半波長分の 40 km の領域についてのみ行われている．等値線の間隔は m/s. Saito(1993) より．
a）山頂を通る面の鉛直断面図．
b）同じく鞍部を通る面の鉛直断面図．
c）地上風速の水平断面図．鞍部は（x, y）＝(199 km, 0 km) に位置している．

念図である．一般風がまだ弱い時（a）図），hydraulic jump は四国山地の風下側中腹に発生する．jump のすぐ後面には逆向きの風が生じ，三島から新居浜にかけての四国山地北側の狭い平野部では「誘い風」に相当する北よりの風となる．一般風が大きくなると jump は風下側に移動し，四国山地鞍部風下にあたる川之江付近ではやまじ風が始まる．b）図はやまじ風が生じている時のパターンである．鞍部風下側の強風域は一般流の強まりとともに範囲を広げ，「やまじ風前線」の破れとなってやまじ風は川之江に続いて三島・土居と東から順にオンセットしていく．さらに西側でもやまじ風前線は四国山地北斜面から平野部に移動するが，新居浜付近では海上までは容易には出ないため，この地方ではやまじ風の最盛期でもしばしば北風が観測される．平野部でやまじ風が生じている時でも燧灘では jump 後面の逆風域が「どまい」と呼ばれる北寄りの風として残る．

より現実的なやまじ風のシミュレーションが，気象庁 JSM にネスティングした水平分解能 2.5 km の非静水圧モデルを用いて行われている (Saito, 1994)．シミュレーションでは，1991年9月27日に台風19号により起きたやまじ風が，観測された地上風分布の時間変化を含めて良く再現されていた．また地表摩擦の大小や地面温度の違い，燧灘の有無がおろし風の強さに影響を与える事も比較実験により示されている．山越え



第21図　やまじ風の概念モデル．Saito (1993) より．
a）初期段階．b）成熟段階．

気流，特におろし風は極めて局地的な現象だが，地形の強制により発生する再現性の高い現象なので，一般場の状態とその変化を正しく予想する事が出来れば，高分解能数値モデルや適切な概念モデルに基づくワークシートを用いる事によって，ある程度予測可能な現象と考えられる．

11．おわりに

おろし風を中心とした山越え気流論については，荒川（1975）に気候学も含めた名解説があるが，その後20年を経ている．この間，数値シミュレーション技術の発展とSmith（1985）の解の発見という，おろし風発生機構の理解に重要な2つの出来事があった．また，現実のおろし風の分布は，地形の3次元性の影響を，線形論が予想するより遙かに強く受ける．本稿がおろし風を中心とした局地風についての読者の理解の一助になれば幸いである．紙数の制限もあり，記述が筆者の仕事周辺に片寄った事をお詫びする．ふれておくべきだった事として，非線形場での上流ブロッキングの振舞（Pierrehumbert and Wyman, 1985）や，水蒸気凝結に伴う非断熱加熱がある場合の山越え気流の変形（例えばDurran and Klemp（1982））の問題がある．これらについての研究はまだ十分になされているとは言えないようである．

本解説は1993年のメソ気象研究会での講演をまとめたもので，執筆を薦めて下さった気象研究所の新野宏主任研究官に感謝するものである．新野氏および本誌レフリーの方からは，原稿についての有益なコメントを頂いた．また，引用したやまじ風に関する筆者の論文については，気象研究所の故猪川元興主任研究官や大阪管区気象台の高見佳浩氏を初めとする多くの方々の御教示・御協力を頂いた事を報告しておく．

付録

A 1．浅水系での山を越える流れ：(1)定常状態

第6図のような山を越える流れを考える．運動方程式と連続の式はそれぞれ以下のような浅水方程式系で与えられる．

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+g\frac{\partial}{\partial x}(h+m)=0 \qquad \text{(A1-1)}$$

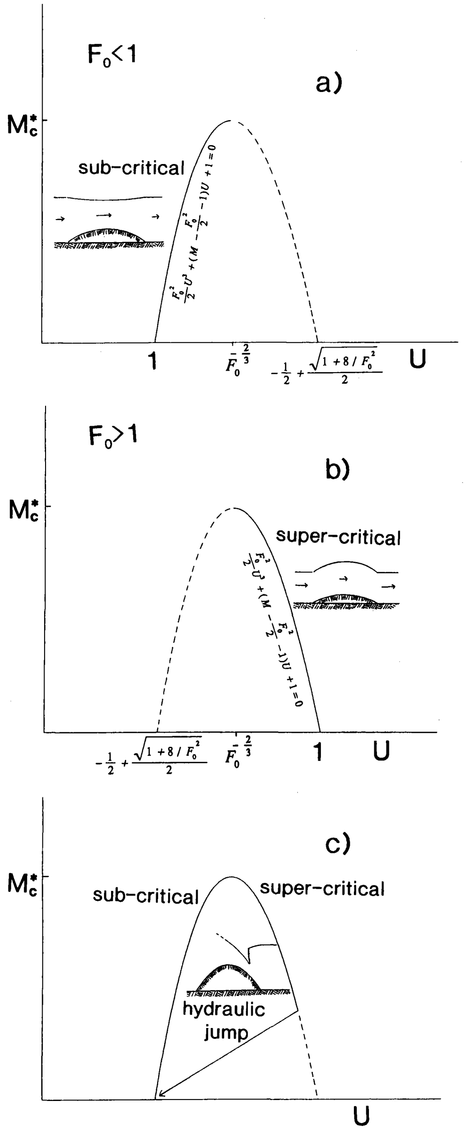
$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(hu)=0 \qquad \text{(A1-2)}$$

定常状態では（A1-1）（A1-2）式で時間微分項を0としてxについて積分すれば次のエネルギー保存則と質量フラックス保存則を得る．

$$E=\frac{u_0^2}{2g}+h_0=\frac{u^2}{2g}+h+m=\text{一定} \qquad \text{(A1-3)}$$

$$Q=h_0u_0=hu=\text{一定} \qquad \text{(A1-4)}$$

（A1-3）（A1-4）からhを消去し，



A 1図　(A1-6) 式によるUとMの関係．
a）$F_0<1$ で sub-critical flow となる場合．
b）$F_0>1$ で super-critical flow となる場合．
c）transitional flow と hydraulic jump の概念図．

$$F_0 \equiv \frac{u_0}{(gh_0)^{1/2}},\ M \equiv \frac{m}{h_0},\ U \equiv \frac{u}{u_0} \qquad \text{(A1-5)}$$

で無次元化すれば

$$\frac{F_0^2}{2}U^3 + (M - \frac{F_0^2}{2} - 1)U + 1 = 0 \qquad \text{(A1-6)}$$

を得る．上式のMは $U = F_0^{-2/3}$ の時，極大値

$$M_c^* = 1 + \frac{F_0^2}{2} - \frac{3}{2}F_0^{2/3} \qquad \text{(A1-7)}$$

をとる．これが第7図の critical curve を表す式である．（A1-6）式で表されるUは

1）$F_0 < 1$ の時：

$0 < U < F_0^{-2/3}$ で $dM/dU > 0$ であり，流速が山の上で増速する sub-critical な流れとなる（A 1 a図）．

2）$F_0 > 1$ の時：

$F_0^{-2/3} < U$ で $dM/dU < 0$ であり，流速は山の上で減速する super-critical な流れとなる（A 1 b図）．

A 2．浅水系での山を越える流れ：(2)非定常状態

山の高さが（A1-7）で表される critical curve を越える時，定常状態は存在しなくなり，流れは hydraulic jump を伴うようになる．山の上では流れは上流側で sub-critical, 下流側で super-critical になり，流速が山の後面で増速する非対称な流れ (transient flow) になる．hydraulic jump は transient flow が風下側で一般場の状態に戻る現象でA 1 c図に書き込んだベクトルに相当する．Houghton and Kasahara (1968) によれば第7図の非定常領域における浅水流の振舞は下記の連立方程式の解として求められる．

A 2 b図の流れに対しては，$u_i, h_i, u_c, h_c, u_b, h_b, u_d, h_d, c_L, c_R$ の10個を未知数として，

$$\frac{u_i^2}{2g} + h_i = \frac{u_c^2}{2g} + h_c + m_c = \frac{u_b^2}{2g} + h_b \qquad \text{(A2-1, A2-2)}$$

$$h_i u_i = h_c u_c = h_b u_b \qquad \text{(A2-3, A2-4)}$$

$$\frac{u_c^2}{gh_c} = 1 \qquad \text{(A2-5)}$$

$$h_0 u_0 - h_i u_i = c_L (h_0 - h_i) \qquad \text{(A2-6)}$$

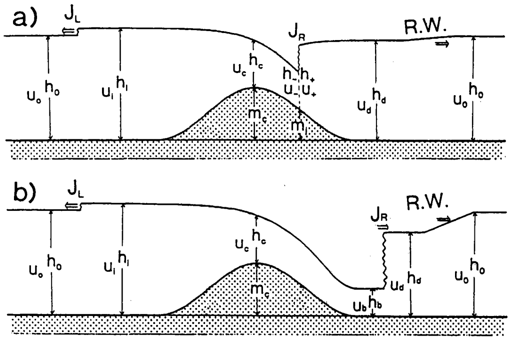
$$c_L = u_0 - \left(\frac{h_i}{h_0} g \frac{h_0 + h_i}{2}\right)^{1/2} \qquad \text{(A2-7)}$$

$$h_b u_b - h_d u_d = c_R (h_b - h_d) \qquad \text{(A2-8)}$$

$$c_R = u_b - \left(\frac{h_d}{h_b} g \frac{h_b + h_d}{2}\right)^{1/2} \qquad \text{(A2-9)}$$

$$u_d - 2(gh_d)^{1/2} = u_0 - 2(gh_0)^{1/2} \qquad \text{(A2-10)}$$

の10個の式が成り立つ．ここで(A2-5)は critical flow



A 2図　a）山の後面に停滞する jump を伴う浅水流の図．
　　　　b）山の後面に移動する jump を伴う浅水流の図．

の式，（A2-7）～（A2-9）は J_L と J_R に対す hydraulic jump condition と呼ばれる形を変えずに移動する jump,（A2-10）は rarefaction wave condition と呼ばれる希薄波の式である．第7図の点線は $c_L = 0$ の線を表し，以下の式で表される（Baines and Davies, 1980；Baines, 1987）．

$$M_c = \frac{(8F_0^2 + 1)^{3/2} + 1}{16 F_0^2} - \frac{1}{4} - \frac{3}{2}F_0^{2/3} \qquad \text{(A2-11)}$$

山が上式よりも高い④の領域では，流れのレジームは hysteresis を示し，初期状態の与え方によっては upstream jump を伴う流れとなる．第7図の破線は，$c_R = 0$ となる線で F_0 がこの線よりも小さい時，hydraulic jump が山の後面で停滞するA 2 a図の流れとなる．この場合，上記の未知数 u_b, h_b, c_R は u_-, h_-, u_+, h_+, m_j に代わり，未知数は全体で12個になる（A2-2），（A2-4），（A2-8），（A2-9）はそれぞれ

$$\frac{u_i^2}{2g} + h_i = \frac{u_-^2}{2g} + h_- + m_j \qquad \text{(A2-12)}$$

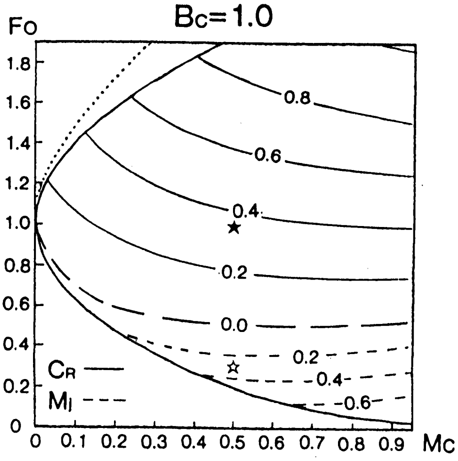
$$\frac{u_d^2}{2g} + h_d = \frac{u_+^2}{2g} + h_+ + m_j \qquad \text{(A2-13)}$$

$$u_- - \left(\frac{h_+}{h_-} g \frac{h_- + h_+}{2}\right)^{1/2} = 0 \qquad \text{(A2-14)}$$

$$h_i u_i = h_- u_- = h_+ u_+ = h_d u_d \qquad \text{(A2-15, A2-16, A2-17)}$$

に置き換えられる．これらにより各未知数の値を連立方程式の解として求める事が可能になる．

A 3図は F_0 と M_c の関数としての無次元量 C_R と M_j の値を示す．7図②－aの領域では M_j は F_0 が小さい程大きくなっているのに対し，②－bの領域では



Ａ３図　流路幅一定の場合の jump の移動速度（$C_R=c_R/u_0$）または停滞位置（$M_j=m_j/m_C$）．Saito (1992) より．点線は $C_L=0$ の線．

C_R は F_0 が大きい程大きくなっている．

Ａ３．浅水形での山を越える流れ：(３)流路幅が変化する場合

第14図のように流路幅の変化する流れを考え，一般場と山の高さはｙ方向に一定とする．また山は流路の変化する場所にのみ存在するとする．流路の変化が滑らかでｈやｕのｙ方向の変化が無視できる（'hydraulic assumption'）とすると，流路に沿っての質量保存則として（A2-3），（A2-4）式は

$$h_l u_l b_0 = h_c u_c b_c = h_b u_b b_0 \qquad (\mathrm{A3\text{-}1,\ A3\text{-}2})$$

で置き換えられる．定常状態の存在する極限では（A3-1）式と（A2-1）式の h_l, u_l を h_0, u_0 に置き換え，（A2-5）式を用いて h_c, u_c を消去し，（A1-5）と同様の無次元化を行えば，critical curve の式として

$$M_c^* = 1 + \frac{F_0^2}{2} - \frac{3}{2}\left(\frac{F_0}{B_c}\right)^{2/3} \qquad (\mathrm{A3\text{-}3})$$

が得られる．但し，$B_c = b_c/b_0$ である．

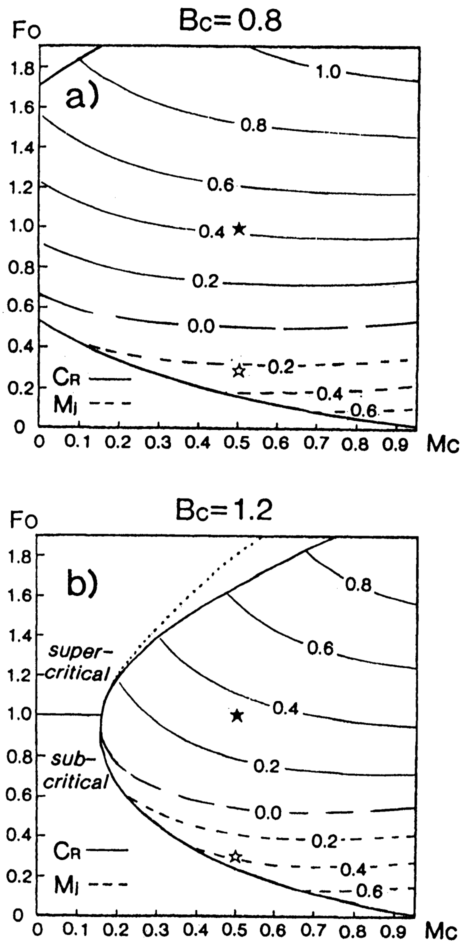
非定常状態では，Ａ２ｂ図の流れに対しては未知数は b_c/b_0 が増えるだけなので，B_c が与えられれば残り10個の未知数の解が得られる．Ａ２ａ図の流れに対しては（A2-14）～（A2-16）式は

$$h_l u_l b_0 = h_- u_- b_j = h_+ u_+ b_j = h_d u_d b_0 \qquad (\mathrm{A3\text{-}4,\ A3\text{-}5,\ A3\text{-}6})$$

で置き換えられる．未知数 b_j が加わるのでｍとｂの関係式が得られれば，各未知数の値を連立方程式の解として求める事が可能になる．Ａ４図はｍとｂの関係として

$$b = b_0 + (b_c - b_0)\,\frac{m}{m_c} \qquad (\mathrm{A3\text{-}7})$$

を与えた場合のＡ３図に相当する C_R と M_j のコンター図である．流路幅が狭まるａ図の場合，定常状態の領域は狭くなり，jump の移動速度は大きくなっている．流路幅が拡がるｂ図では critical curve は右下にシフトし，定常状態の領域が広くなっている．



Ａ４図　流路幅が変わる場合の jump の移動速度(C_R)または停滞位置 (M_j)．Saito (1992) より．ａ）流路幅が狭まる場合 ($B_c=0.8$)．ｂ）流路幅が拡がる場合 ($B_c=1.2$)．

A 4．Long（1953）の式の導出

（4-1）式は非弾性方程式系から（4-18）式を導く事により，その近似形式として得られるが，下記の定常線形ブシネスク方程式系から簡単に導出できる．

$$\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial w'}{\partial z}=0 \qquad (A4\text{-}1)$$

$$\rho_0 U\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial p'}{\partial x}=0 \qquad (A4\text{-}2)$$

$$\underline{\rho_0 U\frac{\partial w'}{\partial x}}+\frac{\partial p'}{\partial z}=\rho_0\frac{\theta'}{\theta}g \qquad (A4\text{-}3)$$

ここでダッシュのついた量は一般場からの微小摂動である．大気の流線の鉛直変位 δ を考え，基本場の温位を $\bar{\theta}(z)$ で表し，

$$\theta'=-\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\delta \qquad (A4\text{-}4)$$

$$w'\sim U\frac{\partial\delta}{\partial x} \qquad (A4\text{-}5)$$

の関係を用いて u', w', p' を消去すれば，簡単な操作により

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\delta+\frac{1}{U^2}\frac{g}{\theta}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\delta=0 \qquad (A4\text{-}6)$$

を得る．上式は（4-3）を使って（4-17）で表せる．静水圧近似系では（A4-3）は下線部が省略され

$$\frac{\partial p'}{\partial z}+\rho' g=0 \qquad (A4\text{-}7)$$

で置き換えられる．（A4-4），（A4-5）の関係を用いて同様に u', w', p' の消去を行えば（4-1）が得られる．

A 5．Long（1953）の式の線形解析解

δ (x, z) のフーリエ変換 D (k, z) を（4-13）と同様に定義すれば，δ は

$$\delta(x,z)=\int D(k,z)e^{ikx}dk \qquad (A5\text{-}1)$$

で表される．（4-1）式は各フーリエ変換毎にも成り立つので D (k, z) の解は

$$D(k,z)=A(k)e^{ilz}+B(k)e^{-ilz} \qquad (A5\text{-}2)$$

の形で表され，（4-13）式の H(k) によって δ (x, z) は

$$\delta(x,z)=\int H(k)e^{\pm ilz}e^{ikx}dk \qquad (A5\text{-}3)$$

の形で求められる．但し，上端放射条件から上式の積分に際して ℓ の複号は k の符号に合わせた項をとる．山の形として（4-6）式を用いる場合，H (k) は $\pm ai$ を1次の極の留数とする積分により

$$H(k)=\frac{ah_m}{2}e^{-a|k|} \qquad (A5\text{-}4)$$

で与えられる．これにより，

$$\delta(x,z)$$
$$=\frac{ah_m}{2}\left(e^{-i\ell z}\int_{-\infty}^{0}e^{ak}e^{ikx}dk+e^{ilz}\int_{0}^{\infty}e^{-ak}e^{ikx}dk\right)$$
$$=\frac{ah_m}{2}\left(\frac{e^{-ilz}}{a+ix}+\frac{e^{ilz}}{a-ix}\right)$$
$$=\frac{h_m}{1+(x/a)^2}\{\cos(\ell z)-\frac{x}{a}\sin(\ell z)\} \qquad (A5\text{-}5)$$

となる．

A 6．Smith（1985）の解

第11図のような流れを想定する．砕波によるよどみ域の上側（H_0 より上）では擾乱はないものとして気圧 $p(x, z=H_0)=p*$ で一定とする．よどみ域下端の流線での気圧は ρ_c をよどみ域内での密度として

$$p(x, H_0+\delta_c)=p*-\rho_c g\delta_c \qquad (A6\text{-}1)$$

となる．Bernoulli の法則をよどみ域下端の流線に適用すると次式が得られる．

$$p+\frac{1}{2}\rho u^2+\rho_c g z_c=\mathrm{Const}\left(=p+\frac{1}{2}\rho U_0{}^2+\rho_c g H_0\right) \qquad (A6\text{-}2)$$

左辺 $z_c=H_0+\delta_c$ を考慮し（A6-1）を代入すれば，よどみ域下端の流線に沿って

$$u(x, H_0+\delta_c)=U_0$$

となる．即ち，（4-8）より δ の上部境界条件は

$$\frac{\partial\delta}{\partial z}=0 \quad \text{at } z=H_0+\delta_c \qquad (A6\text{-}3)$$

で与えられる．（4-1）式の一般解を

$$\delta(x,z)=A(x)\cos(\ell z)+B(x)\sin(\ell z) \qquad (A6\text{-}4)$$

の形におけば（A6-3），（A6-4）は

$$0=-A\sin\{\ell(H_0+\delta_c)\}+B\cos\{\ell(H_0+\delta_c)\} \qquad (A6\text{-}5)$$

$$\delta_c=A\cos\{\ell(H_0+\delta_c)\}+B\sin\{\ell(H_0+\delta_c)\} \qquad (A6\text{-}6)$$

で表される．A，B について解けば

$$A=\delta_c\cos\{\ell(H_0+\delta_c)\}, \qquad (A6\text{-}7)$$

$$B=\delta_c\sin\{\ell(H_0+\delta_c)\} \qquad (A6\text{-}8)$$

となり，（A6-4）に代入して（6-1）を得る．非線形下部境界条件（4-15）は

$$h=A\cos(\ell h)+B\sin(\ell h) \qquad (A6\text{-}9)$$

で表される．これに（A6-7），（A6-8）を代入すれば（6-2）を得る．

A 7．3次元山越え気流の線形解析解

3次元のケースではA 4章の方程式系（A4-1）～（A4-3）にy方向の運動方程式

$$\rho_0 U\frac{\partial v'}{\partial x}+\frac{\partial p'}{\partial y}=0 \tag{A7-1}$$

が付け加わる．また連続の式（A4-1）は

$$\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}+\frac{\partial w'}{\partial z}=0 \tag{A7-2}$$

になる．上式および（A4-3）～（A4-5）から p', u', v', w' を消去すると（9-2）式が，（A4-3）の代わりに（A4-7）を用いれば（9-1）が得られる．

δの2次元フーリエ係数を D (k, l, z) とすれば k, l を x, y 方向の波数として δ は次の式で表される．

$$\delta(x, y, z)=\iint D(k, l, z)e^{i(kx+ly)}dkdl \tag{A7-3}$$

（9-2）式に代入すれば，k, l によって決まる各波数ベクトルmに対しDは次の単振動を表す微分方程式の解に帰着する．

$$D_{zz}+m^2D=0, \tag{A7-4}$$

$$m^2=\frac{k^2+l^2}{k^2}\left(\frac{N^2}{U^2}-k^2\right) \tag{A7-5}$$

U, N が一定の時の（13）式の解は

$$D(k, l, z)=D(k, l, 0)e^{imz} \tag{A7-6}$$

になる．（A7-3）の積分に際しては，上端の放射条件を満足するため上式のmの値としては $k^2>l^2$ の時は（A7-5）式の正の虚根が，$k^2<l^2$ の時はkと同じ符号の根が選ばれる．線形下部境界条件として $\delta(x, y, 0)=Z_s(x, y)$ を与えれば，地形の2次元フーリエ係数

$$F(k, l)=\frac{1}{4\pi^2}\iint Z_s(x, y)e^{-i(kx+ly)}dxdy \tag{A7-7}$$

を用いて，変位 δ は

$$\delta(x, y, z)=\iint F(k, l)e^{imz}e^{i(kx+ly)}dkdl \tag{A7-8}$$

で求められる．

静水圧近似の時は，（A7-5）式のmは

$$m=\pm\frac{N}{U}\frac{(k^2+l^2)^{1/2}}{k} \tag{A7-9}$$

で与えられる．前述同様に複号はkと同じ符号を取る．

参 考 文 献

秋山敏男，1956：やまじ風の機構に対する考察（2），研究時報，8，15-29.

Arakawa, A., 1969 : Climatological and dynamical studies on the local strong winds, mainly in Hokkaido, Japan. Geophys. Mag., **34**, 349-425.

荒川正一，1975：おろし風を中心とした山越え気流論，気象研究ノート，**125**，51-84.

荒川正一，1988：局地循環序論，気象研究ノート，**163**，1-22.

Baines, P. G. and P. A. Davies, 1980 : Laboratory studies of topographic effects in rotating and/or stratified fluids. In orographic effects in planetary flows, GARP publication, **23**, WMO/ISU 233-299.

Baines, P. G., 1987 : Upstream blocking and air flow over mountains, Ann. Rev. Fluid Mech., **19**, 75-97.

Blockley, J. A. and T. J. Lyons, 1994 : Airflow over a two-dimensional escarpment. 3 : Nonhydrostatic flow, Quart. J. Roy. Met. Soc., **120**, 79-109.

Crook, N. A., T. L. Clark and M. W. Moncrieff, 1990 : The Denver cyclone. Part 1 : Generation in low Froude number flow, J. Atmos. Sci., **47**, 2725-2742.

Drazin, P. G. and C. H. Su, 1975 : A note on long-wave theory of airflow over a mountain, J. Atmos. Sci., **32**, 437-439.

Durran, D. R. and J. B. Klemp, 1982 : The effects of moisture on trapped mountain lee waves, J. Atmos. Sci., **39**, 2490-2506.

Durran, D. R. and J. B. Klemp, 1987 : Another look at downslope winds. Part 2 : Nonlinear amplification between wave-over turning layers, J. Atmos. Sci., **44**, 3402-3412.

古川武彦，1966：やまじ風について，天気，**13**，261-268.

古川武彦，1975：山越え気流の力学（II），気象研究ノート，**125**，197-244.

古川武彦，1980：山岳波について，測候時報，**47**，323-338.

Glenn, C. L., 1961 : The Chinook, Wetherwise, **14**, 174-182.

Gutman, L. N., 1991 : Downslope windstorms. Part 1 : Effect of air density decrease with height, J. Atmos. Sci., **48**, 2545-2551.

Houghton, D. D. and A. Kasahara, 1968 : Nonlinear shallow fluid over an isolated ridge, Commun. Pure Appl. Math., **21**, 1-23.

Ikawa, M. and Y. Nagasawa, 1989 : A numerical study of a dynamically induced fohen observed in the Abashiri-Ohmu area, J. Met. Soc. Japan, **67**, 429-458.

Ikawa, M., 1990a : High-drag states and Foehns of a two-layered stratified fluid past a two-dimensional mountain, J. Met. Soc. Japan, **68**, 163-182.

Ikawa, M., 1990b : Weakly non-linear aspects of steady hydrostatic mountain waves in a 2-layered stratified fluid of infite depth over a 2-dimensional mountain, J. Met. Soc. Japan, **68**, 357-369.

猪川元興，1990：力学的に誘起されたフェーン，天気，37，420.

Kanehisa, H., 1994 : Downslope windstorms in a sheared environmental flow having density decrease with height, J. Met. Soc. Japan, 72, 613-619.

木村富士男，1992：局地循環，天気，39，377-383.

栗原和夫，1984：non-hydrostatic model による二次元山岳波の simulation, 天気，31，687-694.

Lilly, D. K. and E. J. Zipser, 1972 : The front range windstorm of 11 January 1972 —a meteorological narrative, Weatherwise, 25, 56-63.

Lilly, D. K. and J. B. Klemp, 1979 : The effects of terrain shape on non-linear hydrostatic mountains waves, J. Fluid Mech., 95, 241-261.

Long, R. R., 1953 : Some aspects of the flow of stratified fluids, 1. A theoretical investigation, Tellus, 5, 42-58.

Long, R. R., 1954 : Some aspects of the flow of stratified fluids. 2. Experiments with a two-fluid system, Tellus, 6, 97-115.

大阪管区気象台，1956：広戸風総合調査報告，58pp.

大阪管区気象台，1958：やまじ風総合調査報告，57pp.

Peltier, W. R. and T. L. Clark, 1979 : The evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. Part2 : Surface wave drag and severe downslope windstorms, J. Atmos. Sci., 36, 1498-1529.

Pierrehumber, R. T. and B. Wyman, 1985 : Upstream effects of mesoscale mountains, J. Atmos. Sci., 42, 997-1003.

Pitts, R. O. and T. J. Lyons, 1989 : Airflow over a two-dimensional escarpment. 1 : Observations, Quart. J. Roy. Met. Soc., 115, 965-981.

斉藤和雄・猪川元興，1991：3次元非静水圧モデルによる局地風のシミュレーション，平成2年度全国予報技術検討会誌，気象研究所，36-60.

Saito, K. and M. Ikawa,, 1991 : A numerical study of the local downslope wind "Yamaji-kaze" in Japan, J. Met. Soc. Japan, 69, 31-56.

Saito, K., 1992 : Shallow water flow having a lee hydraulic jump over a mountain range in a channel of variable width, J. Met. Soc. Japan, 70, 775-782.

Saito, K., 1993 : A numerical study of the local downslope wind "Yamaji-kaze" in Japan. Part 2 : Non-linear aspect of the 3-D flow over a mountain range with a col, J. Met. Soc. Japan, 71, 247-272.

Saito, K., 1994 : A numerical study of the local downslope wind "Yamaji-kaze" in Japan. Part 3 : Numerical simulation of the 27 September 1991 windstorm with a non-hydrostatic multi-nested model, J. Met. Soc. Japan, 72, 301-329.

Satomura, T. and P. Bougealt, 1994 : Numerical simulation of lee wave events over the Pyrenees, J. Met. Soc. Japan, 72, 173-195.

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

Smith, R. B., 1980 : Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain, Tellus, 32, 348-364.

Smith, R. B., 1985 : On severe downslope winds, J. Atmos. Sci., 42, 2597-2603.

Smith, R. B., 1987 : Aerial observations of the Yugoslavian Bora, J. Atmos. Sci., 44, 269-297.

Smith, R. B., 1989 : Comment on "Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part 1", J. Atmos. Sci., 46, 3611-3613.

Smith, R. B., 1991 : personal communication.

Smolarkiewicz, P. K. and R. Rotunno, 1989 : Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part 1 : Baroclinically generated lee vortices, J. Atmos. Sci., 46, 1154-1164.

高橋俊二，1989：北陸のフェーンの数値実験(序)，日本気象学会秋季予稿集，225.

高見佳浩，1990：やまじ風の調査(第4報)，1990年度日本気象学会大阪支部大会予稿集，376-377.

横田寛・中島肇，1992：六甲おろしに伴う風下側のロール雲，天気，39，469-471.

吉野正敏，1986：新版小気候，地人書館，298pp.