

—発表会要旨①—

平成10年度 第2回支部研究発表会要旨

日 時：平成10年11月19日（木）13時00分～17時00分

場 所：北海道大学 百年記念会館（大会議室）

1	東西一様基本場に於ける慣性不安定のメカニズム……………	14
	北大院・地球環境 谷口 博・石渡 正樹	
2	偏西風とストームトラックの関係について……………	16
	北大院・地球環境 稲津 将・向川 均	
	// 謝 尚平	
3	カナダ北極圏でのLee Cyclogenesis ……………	18
	北大院・理 加藤 雅也・遊馬 芳雄	
	// 菊地 勝弘	
	University of Toronto G.W.K Moore	
4	北海道冬季気温に見られる準10年振動……………	20
	—— 北半球スケール変動の一部として ——	
	北大・地球環境 謝 尚平・野口 英行	
	防災科学 松村 伸治	
5	択捉島紗那の気象について……………	22
	札幌管区气象台 金子 秀毅	
6	ノルウェー海海上のポーラーローの航空機観測……………	24
	北大院・理 遊馬 芳雄・福田 陽子	
	// 菊地 勝弘	
	極地研 塩原 匡貴・和田 誠	
	// 藤井 理行	
7	噴火湾における寒気吹き出し時の風速場が湾内の流速場に及ぼす影響について……………	26
	北大・低温研 猪上 淳・川島 正行	
	// 藤吉 康志・大島慶一郎	
8	1997年7月に長崎半島付近で発生したライン状エコーの形成とその大気場について……………	28
	北大・低温研 間辺 一雄・藤吉 康志	
	長崎大・環境 荒生 公雄	
9	若狭湾で観測された帯状降雪雲……………	30
	北大・低温研 末吉惣一郎・藤吉 康志	
10	石狩湾周辺の気流と高島岬沖に形成されるバンド状降雪雲との関係……………	32
	（ドップラーレーダー観測とシミュレーション）	
	北大・低温研 藤吉 康志	
	大阪教育大学 吉本 直弘	

1. 東西一様基本場に於ける慣性不安定のメカニズム

*谷口 博・石渡正樹 (北大・地球環境)

1. はじめに

赤道域上部成層圏では、正負の温度偏差が鉛直方向に重なったパンケーキ構造が現れることがある (Hitchman *et al.*, 1987; 林他, 1997). この構造は、中緯度のプラネタリー波により励起された慣性不安定によるものと考えられている。慣性不安定に関する理論的な考察においては、これまで主に東西一様擾乱が扱われてきた (Stevens, 1983 等). しかし、実際にパンケーキ構造で現れる東西非一様擾乱の東西波数がどのようなメカニズムで決まるのかという議論はこれまであまりされてこなかった。一方、金星や木星など他の惑星でも慣性不安定の存在が示唆されており (Allison *et al.*, 1994, 1995), 惑星大気を想定した広いパラメータ空間での考察も必要であろう。そこで本研究では、不安定モードの東西波数のパラメータ依存性について考察を行なうことにした。

2. 基礎方程式と解法

線形化した赤道 β 平面プリミティブ方程式を用いる。擾動は鉛直方向に波数 m のモード展開を行ない、東西波数 k の水平成分のみを考える。東西一様順圧基本場 \bar{u} (線形シアー, 東・西風ジェット) を与え、線形安定論を行なうことにする。固有値方程式は以下の様になる。

$$k\bar{u}u_k + v_k \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta y \right) + k\phi_k = \omega u_k \quad (1)$$

$$-\beta y u_k + k\bar{u}v_k - \frac{\partial \phi_k}{\partial y} = \omega v_k \quad (2)$$

$$\frac{k}{\varepsilon} u_k + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v_k}{\partial y} + k\bar{u}\phi_k = \omega \phi_k \quad (3)$$

ここで $\beta \equiv df/dy$ (f : コリオリパラメータ), $\varepsilon \equiv m^2/N^2$, N は Brunt Väisälä 振動数である。南北方向には赤道をはさんだ領域を考え、南北境界において $v=0$ とする。南北方向に差分化を行い上の固有値問題を解き、方程式系の各項のバランスを調べた。

3. 結果

β が大きくなると、最も不安定なモードの東西波数は大きくなることわかった (図 1 参照). その理由について考察するため、(2) 式の各項の大きさを調べてみた。図 2(a) に $\beta = 2.29 \times 10^{-11}$ の場合 (地球の値に相当する) の結果を示す。この場合には不安定化効果を持つコリオリ項 $-\beta y u$ が卓越しモードの成長に寄与している。移流項 $k\bar{u}v$ の大

きさは比較的小さい。これに対して β が増大した場合 (図 2(b)) には、モードの成長を押える効果を持つ圧力傾度項 $-\partial\phi/\partial y$ が増大し、コリオリ項と相殺するようになる。その結果 v は移流項 $k\bar{u}v$ によってほとんど決定されるようになり、成長率も $\omega \sim k\bar{u}$ で決まるようになると考えられる。これは (1), (3) 式に於いても同様の傾向であった。したがって β が増大した場合には、 k が大きい程不安定になりやすいことになる。ところが、 k がさらに大きくなると、(3) 式に於いて ϕ がさらに増大するため、(2) 式中の圧力傾度力が増大し、コリオリ力と圧力傾度力のバランスは崩れることになる。このため、 k は際限なく大きい値を取る訳にはいかず、その上限は (2) 式中の項のバランスで決まることが示唆される。

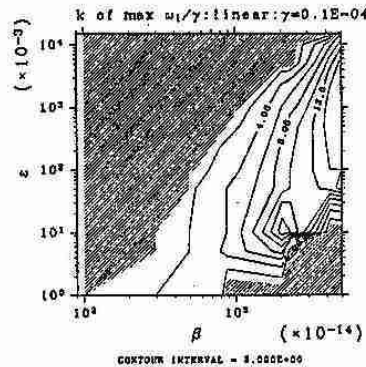


図 1: β - ε 空間に於ける最大成長率モードの東西波数分布。基本場として線形シアー流を与えた場合。影の付いた領域は東西一様モード ($k=0$) を表す。

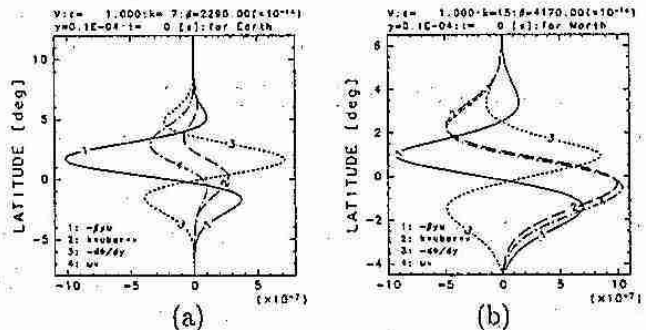


図 2: 最大成長率モードに於ける (2) 式の各項の大きさ。(a): $\beta = 2.29 \times 10^{-11}$ の場合 ($k=7$). (b): $\beta = 4.17 \times 10^{-11}$ の場合 ($k=15$). いずれも基本場として線形シアー流を与えた場合の結果である。曲線は各々 1: $-\beta y u$, 2: $k\bar{u}v$, 3: $-\partial\phi/\partial y$, 4: ωv を表す。

更に理解を進めるため、以上の考察をエネルギー方程式を用いて行ってみた。(1)~(3)式を実部虚部の成分に分解し、実固有値 (ω_r) の項を消去すると以下のエネルギー方程式を得る:

$$\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta y\right) (v_i u_r - v_r u_i) + k(\phi_i u_r - \phi_r u_i) = \omega_i(u_r^2 + u_i^2) \quad (4)$$

$$-\beta y(u_i v_r - u_r v_i) - \left(v_r \frac{\partial \phi_i}{\partial y} - v_i \frac{\partial \phi_r}{\partial y}\right) = \omega_i(v_r^2 + v_i^2) \quad (5)$$

$$\frac{k}{\epsilon}(u_i \phi_r - u_r \phi_i) + \frac{1}{\epsilon} \left(\phi_r \frac{\partial v_i}{\partial y} - \phi_i \frac{\partial v_r}{\partial y}\right) = \omega_i(\phi_r^2 + \phi_i^2) \quad (6)$$

ここで、添字 r, i はそれぞれ実部、虚部成分を表す。運動方程式の各項のバランスを調べた時と同様にして、(4)~(6)式の各項の大きさを調べてみた。すると、 β が増大した場合にはそれぞれの項の大きさは小さくなる傾向が見られた。これは次の様に説明される。 β が大きくなると(4)式中でモードの成長に寄与している $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta y\right) (v_i u_r - v_r u_i)$ の項が小さくなり、擾乱の東西流速の運動エネルギーは減少する。東西流速の減少により、(5)式に於いてモードの成長に寄与している左辺第一項 $-\beta y(u_i v_r - u_r v_i)$ が減少するため、南北流速の運動エネルギーも減少することになる。南北流速の減少はモードの成長を支配している(6)式中の左辺第二項 $\frac{1}{\epsilon} \left(\phi_r \frac{\partial v_i}{\partial y} - \phi_i \frac{\partial v_r}{\partial y}\right)$ の減少を引き起こすため、 ϕ の振幅も抑えられることになる。一方、(6)式中にはモードの成長に寄与する別の項 $\frac{k}{\epsilon}(u_i \phi_r - u_r \phi_i)$ が存在する。この項の影響は東西波数 k が大きい程顕著となる。このため β が増大した状況下では、東西波数が大きい程不安定になりやすいことが示

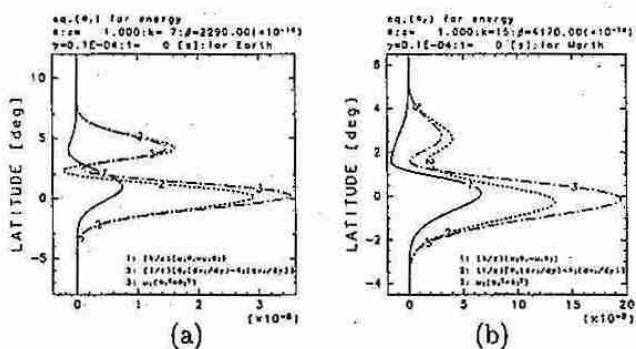


図 3: 最大成長率モードに於ける(6)式の各項の大きさ。(a): $\beta = 2.29 \times 10^{-11}$ の場合 ($k = 7$)。 (b): $\beta = 4.17 \times 10^{-11}$ の場合 ($k = 15$)。いずれも基本場として線形シア一流を与えた場合の結果である。曲線は各々 1: $\frac{k}{\epsilon}(u_i \phi_r - u_r \phi_i)$, 2: $\frac{1}{\epsilon} \left(\phi_r \frac{\partial v_i}{\partial y} - \phi_i \frac{\partial v_r}{\partial y}\right)$, 3: $\omega_i(\phi_r^2 + \phi_i^2)$ を表す。

唆される(図3)。

基本場を東風(西風)ジェットにした場合には、 $\epsilon - \beta$ 空間における最大成長率モードの k 分布は、図1(線形シアーの場合の結果)を β 方向に右(左)にずらしたものとなる(図4)。しかし、基本場を変えた場合でもやはり最大成長率モードの k は β とともに増大する。

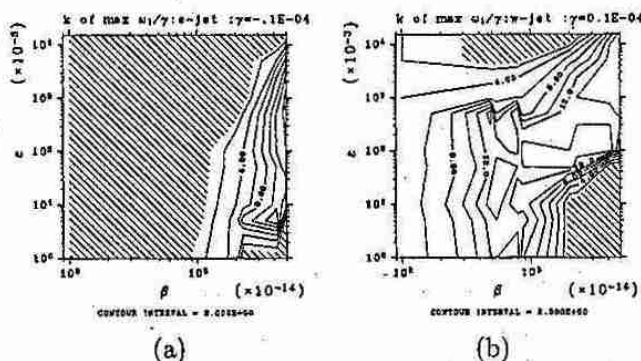


図 4: $\beta - \epsilon$ 空間に於ける最大成長率モードの東西波数分布。(a): 基本場・東風ジェット。(b): 基本場・西風ジェット。影の付いた領域は東西一様モード ($k = 0$) を表す。

4. まとめ

線形化した赤道 β 平面プリミティブ方程式系を用いて、東西一様基本場に於ける線形安定論を行った。不安定モードの成長率は β が小さく(低回転) ϵ が大きい(鉛直波数が大きい)場合に高成長率を取ることが明らかになった。また最大成長率を取る東西波数は、高回転かつ ϵ が大きいモードで高波数を取ることがわかった。このような東西波数分布がどのように決まっているかを調べるため、運動方程式の各項の大きさを調べてみた。低回転のモードではコリオリ力がモードの成長に寄与しており、圧力傾度力との差で子午面流速が決まる。一方、高回転のモードでは子午面方向の圧力傾度力とコリオリ力がバランスし、東西波数が大きくなる程成長率が大きくなることがわかった。さらにエネルギー方程式の各項の大きさを調べてみたところ、基本場から擾乱に与えられるエネルギーの大小 (β の大小、もしくは南北シアーの大小) によって東西波数の大きさが選択されることが示唆された。

5. 参考文献

1997年 日本気象学会・春季大会講演予稿集 C110
 1998年 日本気象学会・秋季大会講演予稿集 B352
 Stevens, D.E., 1983, *J. Atmos. Sci.*, 40, 882-893

2. 偏西風とストーム＝トラックの関係について

*稲津 将, 向川 均, 謝 尚平(北大院・地球環境)

偏西風は大陸の東岸で一般的に強い。その理由として、山岳を励起源とする強制ロスビー波の存在が重要であると考えられてきた。本研究では、ストームトラックが偏西風の強化要因とどのように関係しているか調べている。

1. 偏西風の東西非対称性について

図1(上)には、ECMWFデータの1995年1月平均

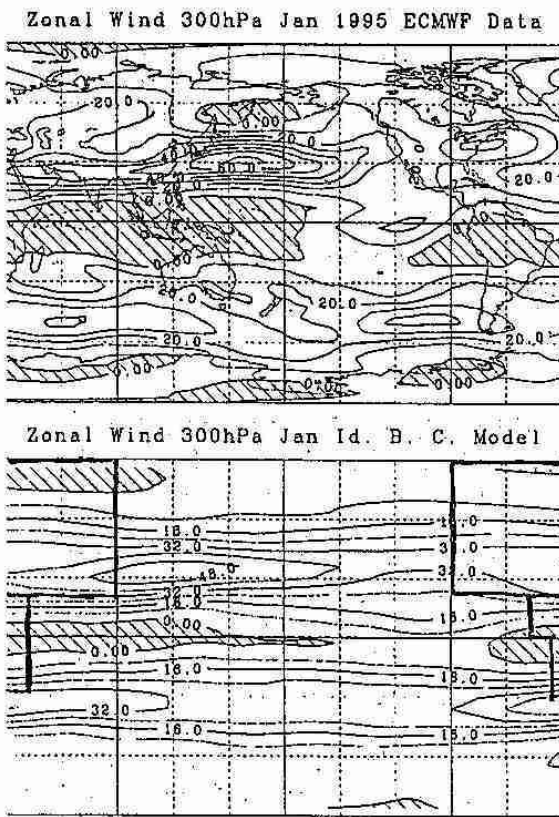


図 1: 300hPa に於ける東西風のプロファイル : ECMWF(上)、理想化境界条件モデル(下)

の東西風のプロファイルを、(下)には理想化境界条件モデルに於ける出力を平均した東西風プロファイルを示した。ここで、理想化境界条件モデルは、東大気候システムセンターのT21,20層の大気大循環モデルで、模式化した山岳のない大陸(図中太枠域)を境界条件として仮定し、1月に季節固定して360日積分したものである。(Saiki 1998) 図-1(下)にお

いても、大陸の東岸で偏西風が強くなっている。これは中緯度海陸分布に伴う熱的強制も偏西風の大東岸に於ける偏西風の強化をもたらしていることを明確に表している。この熱的強制は大気下層の鉛直安定度の変化を通して間接的に傾圧不安定波の励起に地理的分布を与え、傾圧不安定波に伴う熱フラックスや運動量フラックスが偏西風の東西非一様性をもたらすと考えられる。そこで、以下では総観規模擾乱の発達経路であるストームトラックと偏西風の東西非一様性の関連に注目した診断的解析を行った。

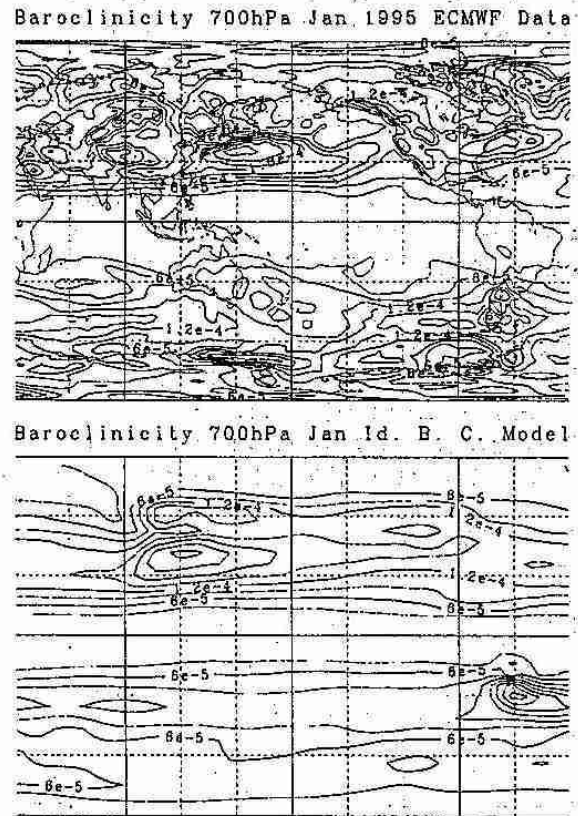


図 2: 700hPa に於ける Baroclinicity: ECMWF(上)、理想化境界条件モデル(下)

2. Storm Track 域の同定

まず、傾圧不安定波動の成長率 Baroclinicity を与

える。(Linden and Farrel 1980):

$$\sigma = 0.31 \times f \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| / N$$

ここで、 f は Coriolis Parameter、 $\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|$ は風の鉛直シアー、 N は Brunt-Väisälä 振動数とする。

図2はともに 700hPa に於ける Baroclinicity であり、上図には 1995年1月の ECMWF データの解析値を、下図には理想化境界条件モデルの結果を示した。図1(上) および図2(上) に於いて、日本東方海上に注目すると、偏西風ジェットの大域のやや北東に Baroclinicity の極大域が存在することがわかる。また、理想化境界条件モデルに於いても同じ傾向を示す。Baroclinicity の極大は水平風の鉛直シアーよりも安定度の違いにより説明することができる。

3. 時間平均流と渦活動の相互作用

次に、ストームトラックに伴う移動性渦と時間平均流との相互作用を E ベクトル (Hoskins 1983) を用いて診断する。E ベクトルは、

$$E = (\overline{v'v'} - \overline{u'u'}, -\overline{u'v'}, \frac{f}{d\theta/dz} \overline{v'\theta'})$$

で定義され、 E の発散 (収束) 域で平均流を加速 (減速) 傾向を持つことが示されている。ここで、 (\cdot) 、 $(\cdot)'$ はそれぞれ時間平均と、それからの偏差である。なお、E ベクトルは保存則を満たす量ではないので、厳密に時間平均流と移動性渦の相互作用に関して考察するときは M ベクトル (Plumb 1987) を使うべきである。今回は計算と解釈の簡便化のため E ベクトルで議論した。

さらに、総観規模の移動性渦と時間平均流との相互作用を考えるため、E ベクトルは総観規模擾乱に適切な時間フィルターを課したデータから求める必要がある。そこで、ECWFMF 客観解析データに対しては、2.5 日から 6 日の Band Pass Filter を施した。

図3は ECMWF の 300hPa に於ける E ベクトルである。図3の太平洋域のストームトラック領域の東西風の分流が起きているところに注目する。分流の北側には E ベクトルの発散域が、南側には収束域があり、確かに東西風は北側で強化され、南側で抑制されている傾向にある。

一方、理想化境界条件モデルでは、データの出力時間間隔は 3 日であるため、総観規模擾乱を表す適切な時間フィルターが課せない。それ故、時間平均

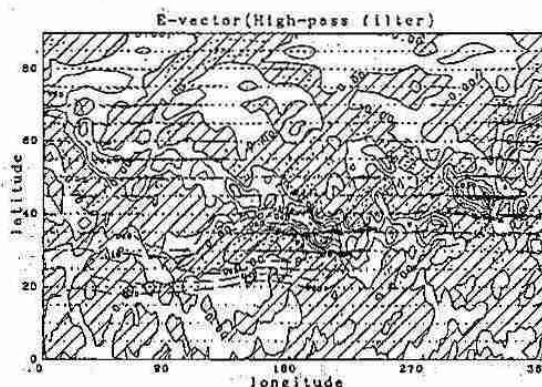


図 3: 300hPa に於ける北半球の E ベクトル: ECMWF データ (2.5 日-6 日の Filter 処理)、等値線 (実線) は E ベクトルの水平発散、等値線 (破線) は東西風

流と移動性渦の相互作用を語るにふさわしい E ベクトルは計算できなかった。

4. 今後の研究方針

ここでは、Saiki (1998) が別の目的のために走らせた「理想化境界条件モデル」の出力結果をもとに、偏西風の東西非一様性とストームトラックの関係について、所々の診断量を計算した。しかし、その出力結果の時空間分解能は総観規模擾乱の解析には不十分なものである。そこで、T42 モデルでデータ出力の時間間隔を半日にして数値実験を行い、その結果をもとに更に詳細を解析を行う予定である。

参考文献

Hoskins, B.J., I.N. James and G.H. White. 1983 The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems, *J. Atmos. Sci.*, 40, p1595-1612

Lindzen, R.S. and Farrel, B., 1980 A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities, *J. Atmos. Sci.*, 37, p1648-1654

Plumb, R.A. 1986 Three-Dimensional Propagation of Transient Quasi-Geostrophic Eddies and Its Relationship with the Eddy Forcing of the Time-Mean Flow, *J. Atmos. Sci.*, 43, p1657-1678

Saiki, N. 1998 「理想化した境界条件における夏季アジアモンスーンのシミュレーション」 北海道大学大学院地球環境科学研究科修士論文

3. カナダ北極圏での Lee Cyclogenesis

* 加藤雅也・遊馬芳雄・菊地勝弘 (北大院・理)・G.W.Kent Moore (University of Toronto)

1. はじめに

西部カナダ北極圏において、北部太平洋上の発達した低気圧からの Lee Cyclogenesis タイプの擾乱である「Pacific origin」と、Beaufort 海上を東進する低気圧に伴う擾乱である「Storm track」の2種類が特徴的である。本発表では Pacific origin タイプの擾乱に焦点をあてている。

Pacific origin タイプの擾乱の特徴は以下のようなものである。アラスカ湾上に強い低気圧が北アメリカ大陸北部の西海岸に存在する山脈により、ブロッキングされている。この低気圧が山脈風下側に影響を及ぼすことによってこの領域に2次的な低圧部が発生する。発生した低気圧には明白な2層構造が見られ、上層の気塊は太平洋を下層の気塊は Beaufort 海を起源としている。今回この擾乱の構造と形成過程を明らかにするため、1994年9月1日から10月15日まで行なわれたBASE(Beaufort and Arctic Storms Experiment) 観測期間中の、1994年9月15日から16日にかけて観測された擾乱について、気象庁の全球客観解析データ (GANAL) と、PSU/NCAR (Penn State University/ National Center for Atmospheric Research) のMM5による数値シミュレーションを用いて解析をした。

2. 解析結果

地上解析図を図1に示した。アラスカ湾上に強い低気圧が存在し、山脈の北側には北極前線が存在していた。アラスカ湾上の低気圧の影響により山脈風下側の領域で、9月15日12UTCに2次的な低圧部が解析された(図1左)。この低圧部は北東進し、北極前線との相互作用により急激に発達した(図1右)。

図2に2次的な低圧部が解析された9月15日12UTCにおける水蒸気フラックスの分布を示した。アラスカ湾上の低気圧に伴って、混合比が多い領域が存在していた。この領域から山脈風下側へ水蒸気の供給している様子が見られる。また、地表付近で Beaufort 海側からの水蒸気が供給される様子が見られる。一方、上空700hPa面においてそのような傾向は見られず、南からの供給が卓越していた。このように、発生した低圧部には明確な2層構造が見られた。

2次的な低圧部の形成過程を調べるために、310Kの等温位面におけるポテンシャル渦度の分布を計算した。その結果を図3に示した。アラスカ湾上の低気圧の上空に渦度の高い領域が存在していて、この領域が時間が経つにつれて山脈風下側へと進入していた。

3. 数値シミュレーション

1994年9月15日から16日に発生・発達した擾乱について、より詳細な解析を行なうために、PSU/NCARのMM5を用いた数値シミュレーションを行なった。このモデルはメソスケールの現象を解析するために設計されたモデルで、方程式系は非静水圧系で、擾乱のタイプ・格

子スケールによってさまざまな物理過程を採り入れることが出来る。今回格子解像度を54km、初期時刻を1994年9月14日12UTCとして48時間の計算を行なった。

図4にモデル初期値から、48時間後までの海面気圧の時間変化を示した。アラスカ湾上に存在している低気圧の影響により9月16日00UTCには山脈風下側に低圧部が発生し、その12時間後には急激に発達している。また、発生した低圧部に伴う影響は700hPa面におけるジオポテンシャル高度場(図示せず)においては見られない非常に浅い構造であった。このように、数値モデルは Lee cyclogenesis に伴う擾乱をうまくシミュレートしていた。低圧部の発生に伴って山脈風下側の下層に低気圧性の循環が生じていた。この結果、Beaufort 海側から水蒸気が供給されていた。

上空300hPaの等圧面におけるポテンシャル渦度の時間変化を図5に示した。GANALによる解析と同様に上空にポテンシャル渦度の高い領域がアラスカ湾上の低気圧に伴って存在していて、この領域が風下側へと進入している様子が見られた。2次的な低圧部発生時において、山脈風下側の下層で傾圧場であることが、相当温位の間から見られていた(図示せず)。

4. まとめ

西部カナダ北極域において特徴的な擾乱のタイプの1つである Pacific origin タイプの擾乱について、GANAL と、MM5による解析を行なった。その結果、Lee cyclogenesis による2次的な低圧部の構造は700hPaでは見られないほどの非常に浅い構造であり、そして、水蒸気の供給源も上層と下層で、異なっていた。北極前線に伴う下層の傾圧性の強い山脈風下側の領域に、ポテンシャルの渦度の高い領域が進入することによって、この領域で不安定度が増し、2次的な低圧部が発生したと考えられる。

今後、2次的な低圧部の発達過程を明らかにすること、及び、発生環境についてさらに詳しく明らかにするために、数値シミュレーションの結果をさらに解析していく予定である。

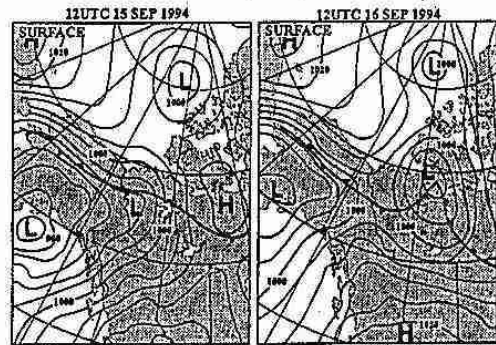


図1 1994年9月15日12UTC(図左)と9月16日12UTC(図右)の地上天気図。

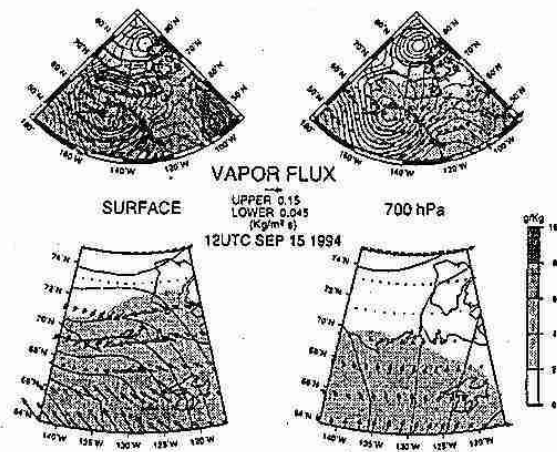


図2 1994年9月15日12UTCにおける地表(図左)と700hPa(図右)の水蒸気フラックスを矢印で、混合比をグレースケールで表している。下図は上図の囲まれた領域の拡大図を示している。

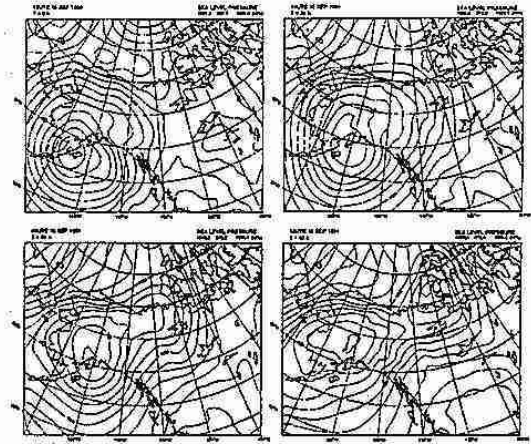


図4 数値シミュレーションにより計算された海面気圧の時間変化。それぞれ初期値(左上図)、24時間後(右上図)、36時間後(左下図)、及び48時間後(右下図)に対応している。等値線の間隔は4hPa。

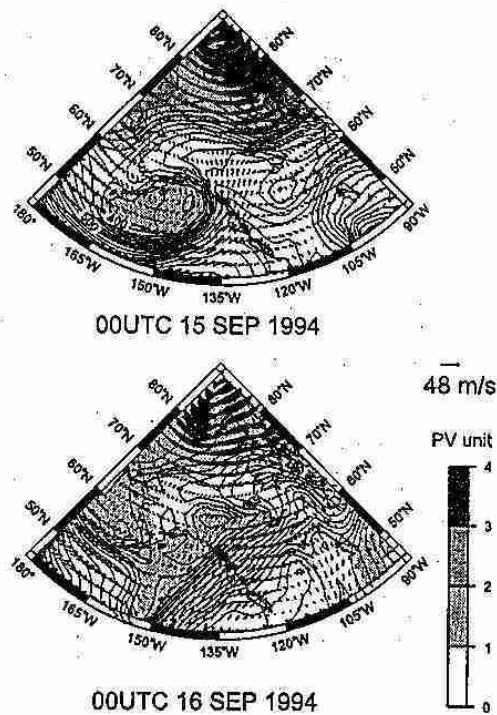


図3 310Kの等温位面におけるポテンシャル渦度の分布。上図が9月15日00UTCを、下図が9月16日00UTCを表している。単位はPV unit。同時に、等温位面での水平風も示している。

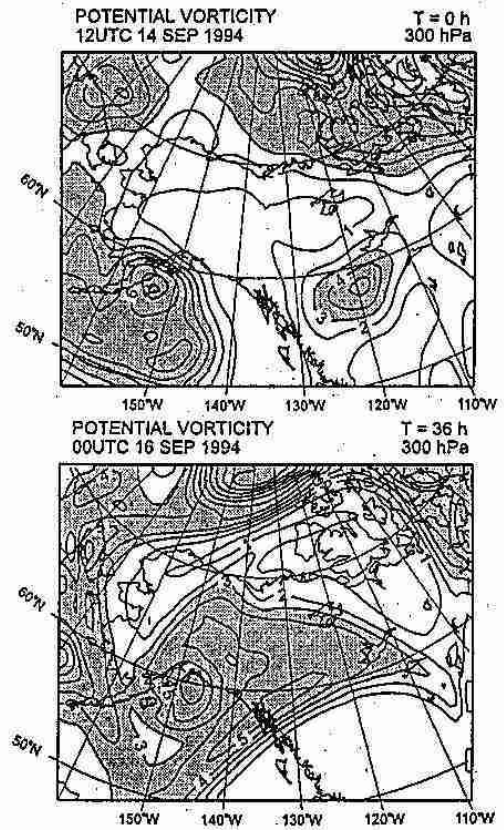


図5 上空300hPaの等圧面における数値モデル初期時刻(上図)と、36時間後(下図)のポテンシャル渦度の分布。等値線の間隔は1PVunit。図中影の領域はポテンシャル渦度が3PVunit以上の領域を示している。

4. 北海道冬季気温に見られる準10年振動 —北半球スケール変動の一部として—

謝尚平・野口英行（北大・地球環境）・松村伸治（防災科研）

1. 気温の準10年振動

エルニーニョの年には日本が暖冬になりやすいことが広く知られている。これは日本の気象官署観測データと南方振動との相関解析からも支持されている（図1a）。しかし、北日本ではこの相関が有意水準以下になっており、この経験則が適用できないことも分かる。図2に北日本を代表する稚内の冬季（12-2月）平均気温を示す。エルニーニョのような数年程度の変動も見られるものの、1960年代終わりからは規則正しい準10年振動が卓越している（松村・謝、1998：天気、781-791）。1989年から昨冬まで続いた暖冬も、この準10年振動の一部として捉えることができる。

一方、地球の反対側の大西洋でも1960年代後半から同様な規則正しい準10年振動が卓越している。これは北大西洋高気圧とアイスランド低気圧間のシーソー振動として知られる北大西洋振動（NAO）というものである（図3a）。ユーラシア大陸の両側に位置する稚内の気温と北大西洋の南北気圧差が同期振動していることが図2から明らかである。

2. 北半球分布

NAOの準10年振動に伴う北半球の変化を図3に示す。NAOが図3aのように正に振れた時、アラスカ・カナダ東部では寒気の吹き出しが強くなり（図3c）、北米大陸の高緯度域の地表面付近の温度が下がる（図3b）。一方、北欧に吹き込む海風が強まり、ユーラシア大陸北部が昇温する。この北米・ユーラシア大陸間の温度シーソーに伴う北欧の冬平均気温の変動幅は6～7度にも及ぶ（それに対し、日本の温度変化幅は2～3度）。北欧上の温度偏差がシベリアを経て北海道に到達し、更に北太平洋へと伸びる。北太平洋の海

面および100メートル深水温の解析にも、この準10年振動のシグナルが現れている。このように1960年代以降の準10年振動は太平洋と大西洋、北米とユーラシア大陸に跨る北半球を駆けめぐるものであった（Xie et al. 1998: A hemispheric-scale quasi-decadal oscillation and its signature in northern Japan. J. Met. Soc. Jpn, revised）。

上空（500mb）の高度場偏差は大ざっぱにいうと、極と中緯度間のシーソーを示している（図3d）。これは中高緯度間の東西風のシーソー振動、いわゆる Zonal Index Cycle に対応する。この準10年振動のシグナルは更に下部成層圏まで見られる。NAOはこの準10年振動の他、最近20年上登りの傾向を示しており、極渦の強化、成層圏北極域の低温化および北極オゾンホールとも関連している。

3. 気候予報への応用

日本の冬季気温変動は大きく2つのレジームに分けられる（図1）。東北以南はエルニーニョや季節風の吹き出しに強く影響され、北日本では遠く離れた大西洋と共に、10年程度の周期で暖冬・寒冬がゆっくりと繰り返される。

80年代に欧米研究者の努力によって、エルニーニョとPNA（太平洋・北アメリカ）パターンの組み合わせが北米気候予報に大きな進歩をもたらした。ここで紹介した準10年振動は北日本を含む北東ユーラシアの気候予報において重要な予報因子になり得る。そのために、この振動がどのように起こるのか、なぜ規則正しい10年という時間スケールを持つのか、などの基礎研究を推進していかなければならない。

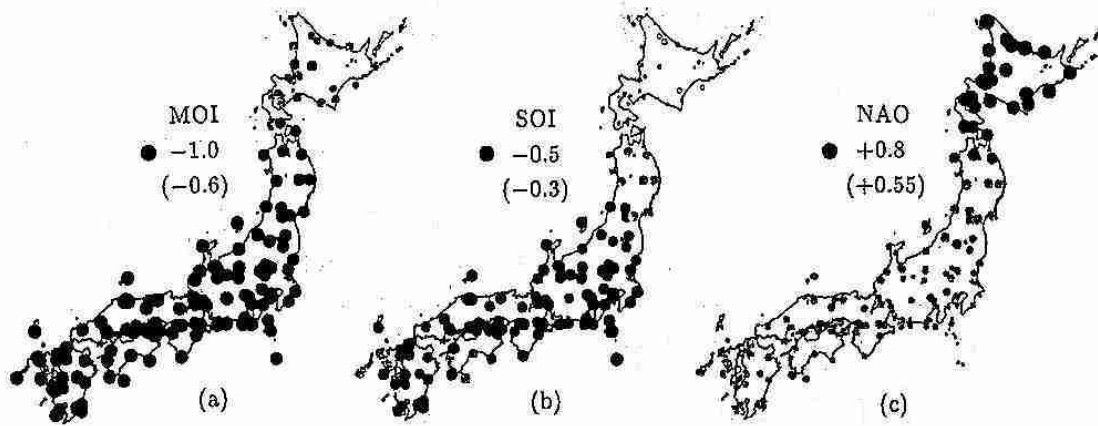


図1. 冬平均気温と冬季季節風強さ(左)、南方振動(中)および北大西洋振動(右)との相関。気象官署140地点の最近30年分のデータを使用。黒丸は90%以上の有意水準を示す。

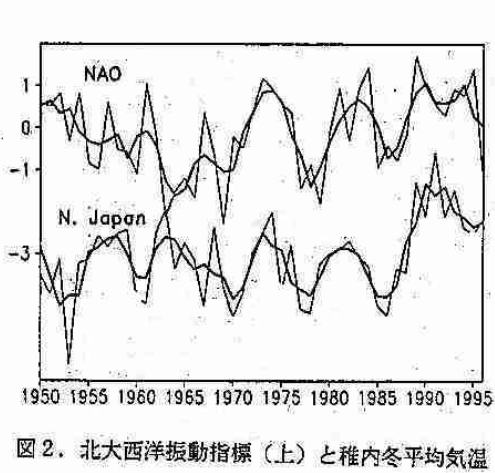


図2. 北大西洋振動指標(上)と稚内冬平均気温

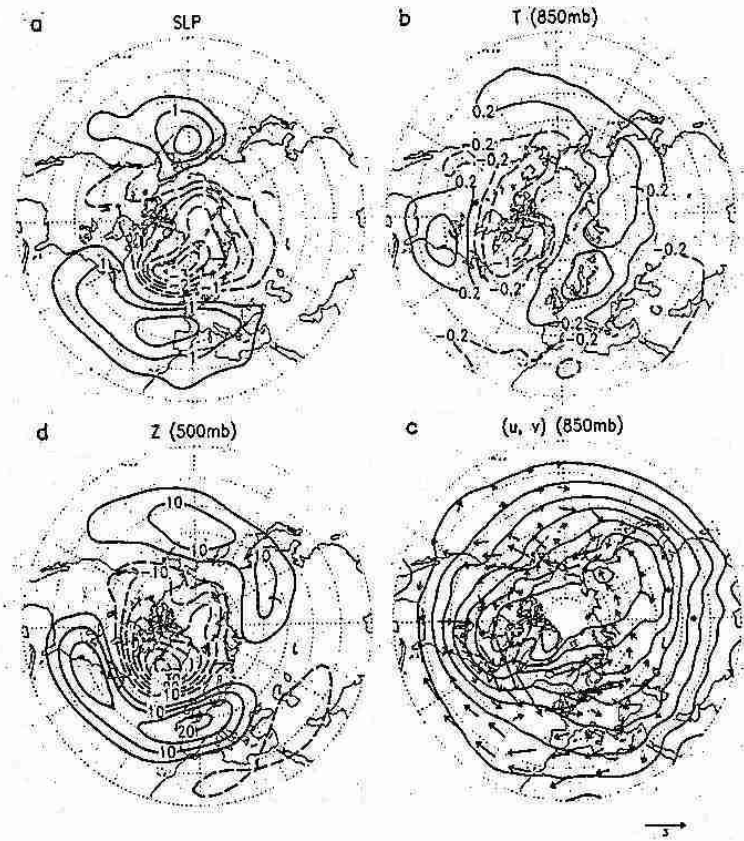


図3. 北大西洋振動指標が1標準偏差分変化した場合、(a)海面気圧(mb)、(b)大気下層温度(度)、(c)風速(m/s)および(d)上空高度場(m)の変化。

5. 択捉島紗那の気象について

金子秀毅（札幌管区気象台予報課）

1. はじめに

西暦 2000 年までに日本と隣国ロシアとの間に平和条約が締結されることがこのほど約束された。これをきっかけに、いわゆる「北方領土」が返還されるのでは、との機運が高まっている。来たるべき日に備え、北方領土の一つ・択捉島の紗那の気象を調査したので報告する。

2. 調査に用いた資料

択捉島の紗那(第 1 図)には中央気象台(現:気象庁)の測候所があり(写真)、1902 年に開設された。本調査は、紗那測候所の 1911~40 年の 30 年間の平均値をもとに行った。また、比較のために用いた北海道の気象官署のデータは 1961~1990 年までの 30 年間の平均値である。

3. 択捉島紗那の気象

①気温・降水量…第 2 図は紗那のクライモグラフである。年平均気温は 4.4℃で、北海道の全気象官署と比較しても最も低い。また、最暖月は 8 月であるが、最寒月は 2 月で、北海道オホーツク海側と特徴が同じである。一方、降水量は年間では約 1,000 ミリで、同じオホーツク海に面している網走地方より約 200 ミリ多い。また、季節的には夏~秋にかけて多く、冬~春にかけて少ないという傾向がみられる。

②風向・風速…第 3 図は紗那の月平均風速を表したもので、冬に大きく、夏に小さい。また、北海道内一・二の強風地帯である江差・留萌とも比較してみると、どの月も紗那の方が上回っている。とにかく「風が強い」というのが紗那特徴だといえる。第 4 図は紗那の風配図で、冬は北西風が卓越し、夏は冬とは正反対の南東風が卓越する。

③日照率…紗那の日照率(日照時間/可照時間)を日本海側の稚内・オホーツク海側の網走・太平洋側の根室と比較してみた(第 5 図)。オホーツク海に面している紗那の日照率のグ

ラフの形は、オホーツク海側の網走の形ではなく春から秋は 40%前後だが冬は特に小さくなる日本海側の稚内の形に似ていることが図から見てとれる。

4. まとめ

紗那の気象の特徴とその要因は次のとおりであると考えられる。

①低温…高緯度・周辺海域の低海水温。

②強風…島・冬期発達した低気圧の近傍。

③日本海側気候…オホーツク海が日本海の役割・紗那は島の脊梁山脈の西側に位置。

概して、紗那の気象は「厳しい」の一言に尽きるといえよう。これに加えて、厳冬期~初春期にかけて紗那の海は海水に覆われ(流水初日 2 月 16 日;流水終日 4 月 21 日)、一段と厳しさを増してくる。一方で夏期は、南東の卓越風により太平洋上に発生する海霧が択捉島に移流してくるが、島の地理的走向がほぼ北東から南西で、かつ島の中央部は脊梁山脈となっているため、オホーツク海側の紗那はその山陰となって太平洋側の根室と比較して日照率は大きく、霧日数は少ない(年間で紗那 50 日;根室 113 日)。太平洋の海霧が択捉島に遮断されて島の南の択捉海峡・北のウルップ水道から南東風に乗って北西方向に流れ出ている状況が気象衛星からも確認されている。また、風も弱く、紗那の夏期は割合温和だといえよう。

最後に、紗那の極値を第 1 表にまとめた。意外なのは最深積雪で、冬期は強風のため雪日数(年間 144 日)の割に積雪は少ない(最深積雪の平均:66cm)が、極値は 312cm と道内屈指の豪雪地・倶知安に並ばれるまでは道内の極値であった。

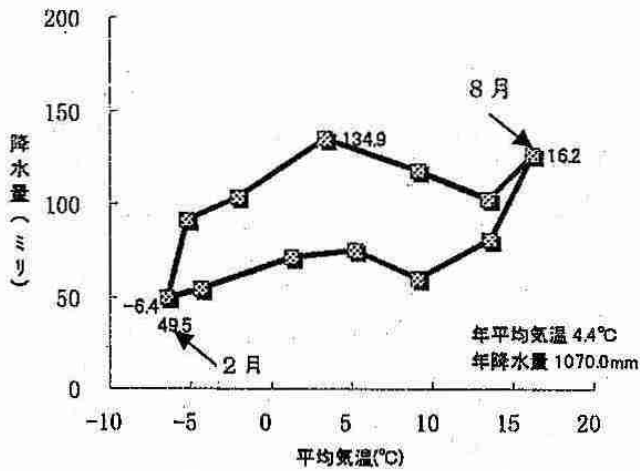
なお、筆者は紗那測候所の沿革とその気象を解説したホームページを準備中であることも付記しておく。



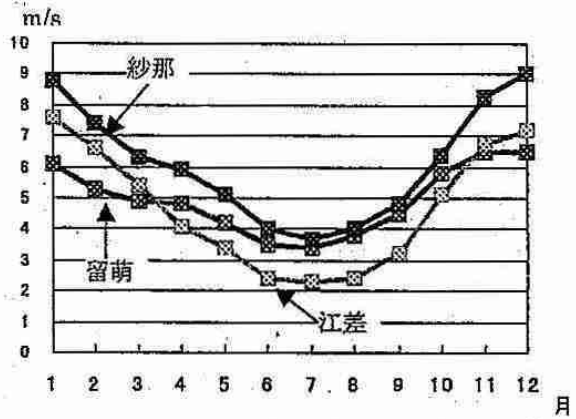
第1図：択捉島紗那の位置図



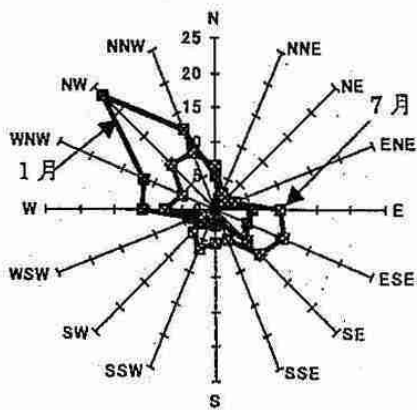
写真：紗那測候所庁



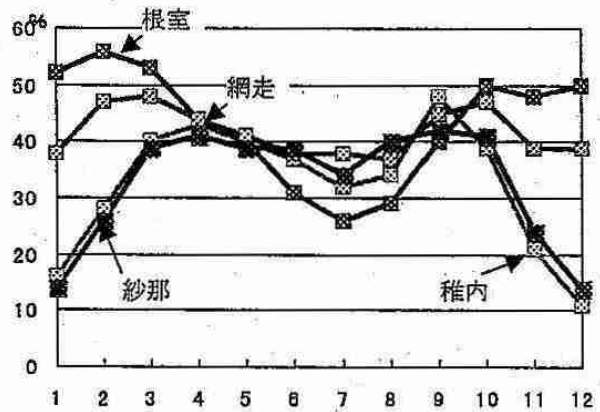
第2図：紗那のクライモグラフ



第3図：紗那・江差・留萌の月平均風速



第4図：紗那の風配図



第5図：紗那・稚内・網走・根室の日照率

第1表：紗那の極値と道内で極値を記録した地点

	極値	年月日	地点	極値	年月日
最高気温	31.1°C	1938. 8. 19	帯広	37.8°C	1924. 7. 12
最低気温	-26.1°C	1931. 2. 20	旭川	-41.0°C	1902. 1. 25
最大風速	40.8m/s	1938. 1. 26	浦河	39.6m/s	1958. 1. 10
日降水量	170.0mm	1927. 8. 31	苫小牧	447.9mm	1950. 8. 1
最深積雪	312cm	1944. 4. 6	倶知安	312cm	1970. 3. 25

6. ノルウェー海海上のポーラーローの航空機観測

遊馬芳雄・福田陽子・菊地勝弘(北大院・理)・塩原匡貴・和田 誠・藤井理行(極地研)

1. はじめに

国立極地研究所を中心とする北極圏航空機観測 (Arctic Airborne Measurement Program 1998; AAMP 98) の一環としてスピッツベルゲン島周辺での気象擾乱の航空機観測が1998年3月9、10日の2日間行われた。3月9日に観測した気象擾乱はノルウェー海海上で発生・発達したポーラーローの気象擾乱であり、10日の観測はスピッツベルゲン島北西海上で海面上から海面上への寒気吹き出しに伴う筋状雲であった。今回は9日に行われたポーラーローの観測について報告する。

2. 観測機器

観測航空機としてダイヤモンドエアサービス(株)所有の Gulfstream II を用いて、両翼に雲内の微物理的構造を測定するため FSSP-300、FSSP-100、OAP-2D-GA2、OAP-2D-GB2 プローブを2本ずつ取り付け付けた。航空機の飛行経路はGPSによってモニターされ、高度や飛行速度、姿勢データ、気温、露点温度、風向・風速等の気象データとともにデータ収録された。残念ながら、今回の観測では OAP-2D-GB2 及び露点温度のデータは得ることができなかった。

3. 観測結果

ポーラーローの航空機観測は1998年3月9日、1115UTC から1230UTC までの1時間15分にわたって行われた。観測開始時の1119UTCの気象衛星 NOAA の AVHRR 赤外画像を図1に示す。中心にポーラーローの「目」に相当する部分が見られ、南北にスパイラル状の対流雲列が延びている。この北に延びたスパイラル状の雲列が機上からも対流性雲の列として観察され、この部分を航空機観測した(図中の白矢印)。この対流性雲列は高度約5.5km程度にまで達して、アンビルが発達していた。北緯73度線に沿って東西に測線を取り、高度5.0、4.0、3.1、2.3、1.5、0.8、0.5kmの7高度で対流雲列を横切るように水平飛行観測した。高度5.0kmの水平飛行は雲頂付近の飛行で、高度0.5kmの水平飛行は雲底付近の飛行である。

水平飛行中の温位分布を高度別に並べたのが図2である。観測対象となった対流性雲列は東経7.5~8度の間に存在している。水平飛行中の気温変動が顕著で、上層では雲内を飛行した水平飛行の中央付近で大きな気温変動があるが、雲を抜けてしまうと東西での温度圏度は少ない。しかし、約1.5km以下の高度でははっきりとした東西の温度傾度がみられ、下層ほど大きな温度傾度場となっていた。最下層では飛行経路の東端が西端に比べて5.5℃も気温が高かった。図3に水平飛行中の風の分布を示した。太線で風速の東成分、細線で北成分を示している。気温の明白な温度傾度が見られた高度1.5km以下では雲の中心で上昇流が存在していると考えられる東経7.75度付近にはっきりとした風の水平シアが見られた。その西側では風が北北西で、特に北風成分が高度が低くなるにつれて急激に強くなっていた。最も北風が強かったのは最下層を飛行した高度0.5kmであっ

た。一方、東側では南東風が卓越していた。東側の下層で最も風が強かったのは高度1.5kmであった。これらの下層の風の振る舞いは、温度風の関係を満たしていた。

図4と5、6は各水平飛行中にFSSP-300とFSSP-100、OAP-2D-GA2によって各プローブで観測された粒子の10秒毎の数密度の高度別分布である。FSSP-300は直径0.3~20 μm の雲核となるエアロゾル粒子を、FSSP-100は直径2~47 μm の雲粒を、OAP-2D-GA2は直径50 μm 以上の降水粒子を測定する。大きな水平温度傾度が観測された高度1.5km以下では、FSSP-300より雲核となるエアロゾル粒子数が強い上昇流が期待される雲の中心領域で減少している。FSSP-100からは全体的に比較的高濃度の雲粒が観測されていて、OAP-2D-GA2からは比較的狭い範囲にピークを持つ降水粒子の数濃度が観測されている。一方、高度1.5km以上では、FSSP-300のエアロゾル粒子数は比較的一様で、風下に当たる西側で若干増加している。FSSP-100から雲粒は上昇流が期待される雲の中心に集中している。OAP-2D-GA2からは比較的広い範囲に渡って高濃度の降水粒子が観測されている。これらは強い水平温度傾度が存在している1.5km以下の混合層内で主に雲粒が形成され、強い上昇流によって高々度にまで運ばれる。上層で氷晶化が起こり雲粒から降水粒子が形成され、成長しながら落下するためこのような数濃度分布が観測されたものと考えられる。すなわち、1.5km以下の混合層内の下層では強い上昇流が期待される領域で雲核となるFSSP-300領域のエアロゾル粒子数が減って、FSSP-100領域の雲粒が形成され、上昇流によって上層にまで運ばれる。上層では氷晶化が起こって降水粒子が形成されOAP-2D-GA2領域の粒子が形成され落下しながら成長する。上昇流域では過冷却の雲粒が多く存在しているので併合成長によって霰が形成され急激に成長して、大きい粒子だけが上昇流に打ち勝って落下するので、下層で比較的狭い範囲内にピークを持つような水平分布となる。今回の観測では雲水量計を搭載していなかったが、雲内の強い上昇流域では過冷却微水滴が多く存在していて、観測機器への着水も見られた。

4. まとめ

ノルウェー海海上で発生・発達したポーラーローの航空機観測を行った。観測したポーラーローは衛星画像より中心にはっきりとした「目」を伴ったもので、「目」から北に延びる積雲列を直行するように観測航空機観測を行った。機上からも南北に延びた積雲列が観測され、その積雲列は雲頂高度が約5.5kmにも達し、発達したアンビルを伴うものであった。この積雲列を東西に横切る様に7高度で水平飛行をした結果、水平温度変動が大きく、特に高度1.5km以下で大きな水平温度傾度が観測された。また、観測された風も高度1.5km以下に強い下層ジェットが存在していた。この下層ジェットは温度風の関係を満たしていた。雲粒は主に混合層にあたる下層の水平温度傾度の強い部分で形成され、降水粒子に変換されながら強い上昇流によって上空にまで運ばれ降水粒子が形成される様子が観測された。



図1 1998年3月9日1119UTCのNOAAのAVHRR赤外画像。白矢印の部分が観測場所を示す。

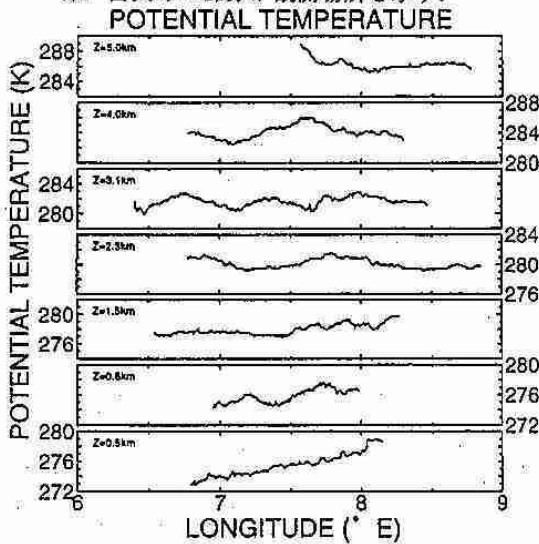


図2 水平飛行中の温位の高度別分布。

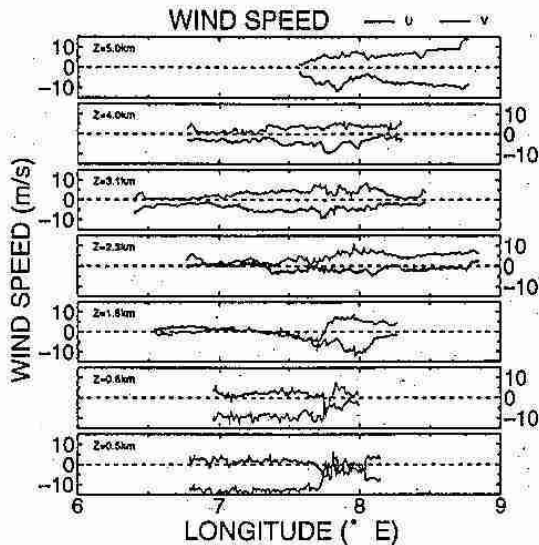


図3 水平飛行中の水平風の高度別分布。太線は東成分(U)、細線は北成分(V)を表す。

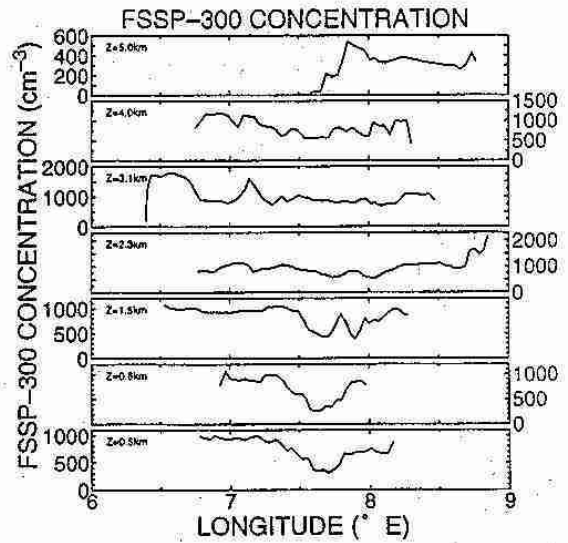


図4 水平飛行中のFSSP-300で測定した粒子数の高度別分布。

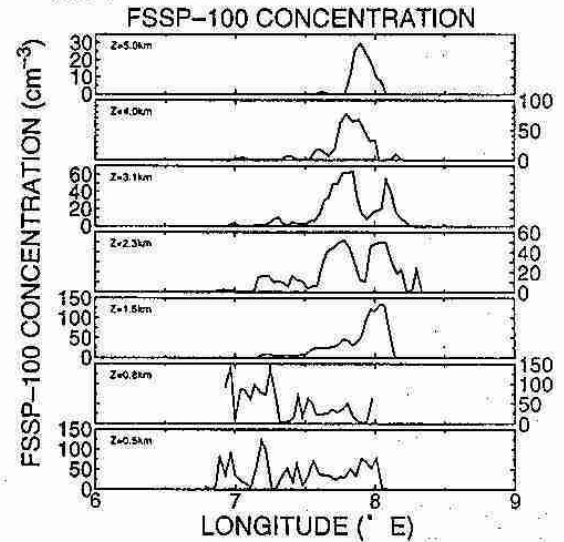


図5 水平飛行中のFSSP-100で測定した粒子数の高度別分布。

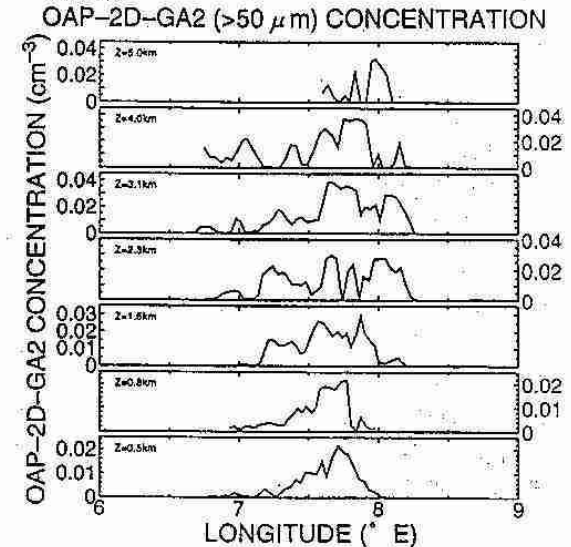


図6 水平飛行中のOAP-2D-GA2で測定した粒子数の高度別分布。

7. 噴火湾における寒気吹き出し時の風速場が湾内の流速場に及ぼす影響について

*猪上 淳, 川島正行, 藤吉康志, 大島慶一郎 (北海道大学低温科学研究所)

1. はじめに

冬期寒気吹き出し時における噴火湾上の気象は、湾上に発生する筋状雲(図1)に代表されるように非常に興味深い。また、海面では数日間連吹する季節風により、湾内の循環が変化し、魚卵の輸送などにも影響を与えている。このように噴火湾では大気と海洋が密接な関係にあり、特に湾内の風速場が流速場に及ぼす影響について調べることは、沿岸域の防災面に応用でき、さらに水温や流れの変動、物質循環と関連するため生物生産の面においても重要である。

冬期噴火湾上に発生する筋状雲は湾内の複雑な気流を可視化していると考えられることができる。海水を駆動する風速場は噴火湾周辺の地形の影響を受け、局地的な収束・発散により変形されることは明らかである。ところが現在までのところ、数値モデルを使用して湾内の循環を調べる際には強制力としての風速場は一様風として与えている。これでは噴火湾周辺の地形効果を含むローカルな風速場は無視されているため非現実的である。

そこで本研究では、大気側の3次元メソスケールモデルにより寒気吹き出し時の典型的な風速場を再現し、その結果を順圧で海岸・海底地形を考慮したモデルに与え、噴火湾の風速場・流速場の関係を見た。

2. 数値モデルの概要

大気側の数値モデルは、ドイツのGKSS研究センターによる3次元メソスケールモデルGESIMAを使用した。方程式系は非静水圧・非圧縮系で、計算グリッドは $(n_x, n_y, n_z) = (75, 75, 24)$ とし、水平分解能は2km、鉛直方向には下層ほど細くなるように切った。初期値は、風向風速・気温について札幌高層データ(09JST03De1997)を使用し、SSTは7°Cとした。

海洋側の数値モデルは、大島・三宅(1990)による順圧で海岸・海底地形を取り入れた数値モデルを使用した。計算グリッドは $(n_x, n_y) = (26, 62)$ で、水平分解能は2.5kmとした。風による強制力は大気側モデルの最下層の風速場を内挿した。また、感度実験においては単純化した風速場を与えた。なお、風速場は冬期季節風が数日間卓越することを考慮して、風速・風向の時間変化は与えていない。

3. 数値実験の結果

図2に大気モデル最下層の風速場を示す。噴火湾上の風向・風速は一様ではなく湾軸に沿う収束線と強風帯が顕著である。これは風上側の狩場山地や、噴火湾周辺の地形が影響しているからである。また、高度1000mにおける雲水量を見ると、湾中央から湾軸に沿って筋状雲が形成されている。この筋状雲形成には下層大気の収束効果が大きく影響し、たしかに筋状雲の位置と収束線の位置とが対応する。局地的な風向の違いは噴火湾周辺のAMeDASからも確認でき(図3)、季節風卓越時でも場所により風向は異なることがわかる。

次にこの大気モデル最下層の風速場を海洋モデルに与えた1日後の結果を図4に示す。流速場は3つの渦から形成され、湾中央部の湾軸に沿う流れは風向とほぼ等しい。さらに、単純化した風速場を与えた感度実験により、噴火湾上で再現された風速場が湾内の流速場に及ぼす影響について調べた。図5は一様風(8m/s)を全領域に与えた場合の結果である。湾内には渦対が形成され、中央部の湾軸に沿う流れは風向とは逆向きであることがわかる。これは上の実験とは全く異なる結果となった。また、図6は湾軸から線形対称に風速を減少させ、水平シアを与えた結果であるが、流速場は大気モデルによる風速場を与えた場合と類似している。

そこで最後に、湾内の渦度形成に寄与している地形性curlと風応力によるcurlとの比較をおこなった。その結果、大気モデルによる風速場を与えた場合、風応力によるcurlの方が強く、それには風の水平シアが影響しているということがわかった(図略)。

4. まとめ

3次元メソスケールモデルにより、寒気吹き出し時の噴火湾上の風速場を再現し、これを順圧で海岸・海底地形を取り入れた海洋モデルに強制力として与え、噴火湾周辺の地形効果を含むローカルな風速場が、湾内の循環に与える影響を調べた。その結果、風速の水平シアの効果が非常に強く、内湾および沿岸域における循環流を再現する際には、地形効果を考慮した風速場の必要性が示唆された。

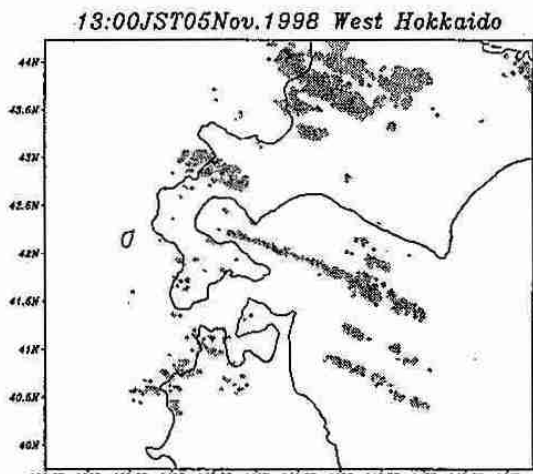


図1：気象レーダーによる噴火湾上の筋状雲の例

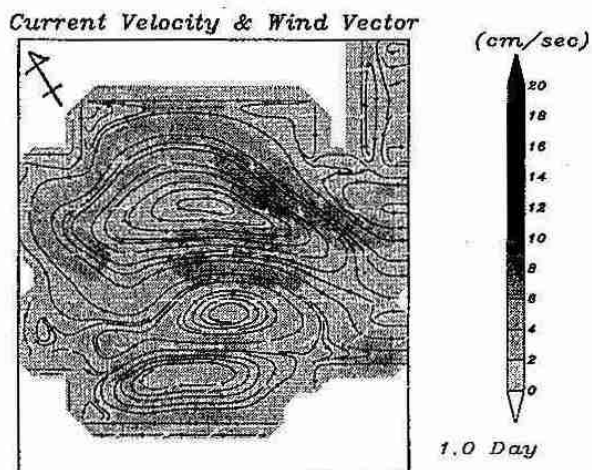


図4：GESIMA の風速場を与えた場合の流速場

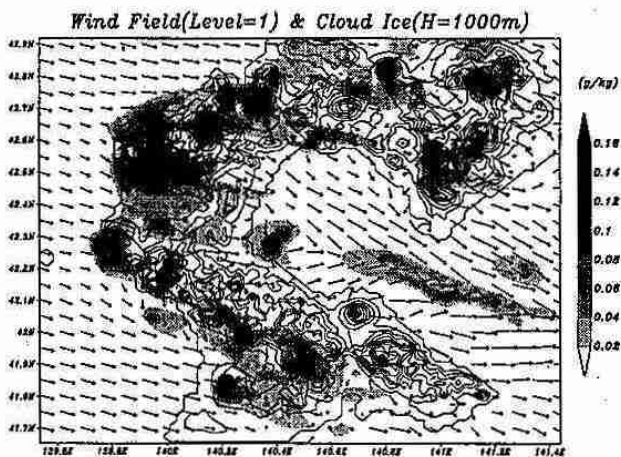


図2：風速場(モデル最下層)と雲水量(高度1000m)

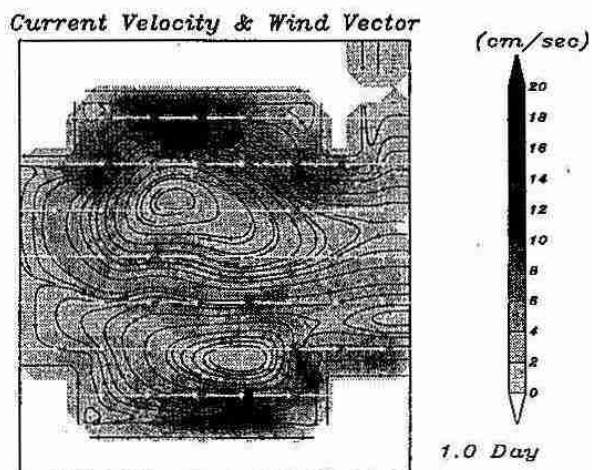


図5：一様風(8m/s)を与えた場合の流速場

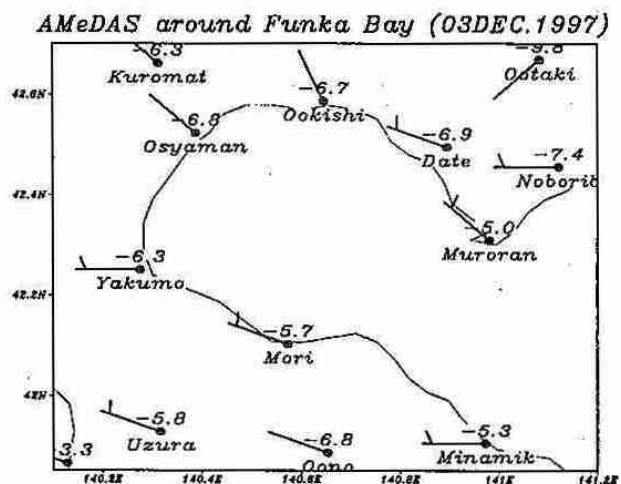


図3：噴火湾周辺の AMeDAS の風速場の例

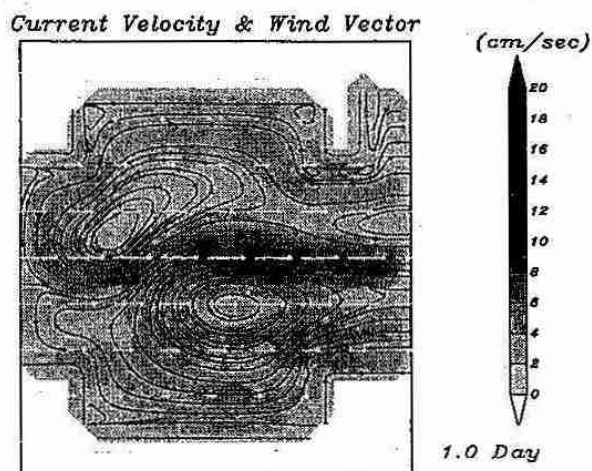


図6：風速場に水平シアを与えた場合の流速場

8. 1997年7月に長崎半島で発生したライン状のエコーの形成とその大気場について

間辺一雄、藤吉康志（北大低温研）、荒生公雄（長崎大学環境科学部）

1. はじめに

長崎県地方は、日本国内有数の集中豪雨発生地帯である。発生する時期は7月上旬から下旬のいわゆる梅雨末期である。また、長崎半島周辺にはしばしば地形性のもと考えられるバックビルディング型のレインバンドが観測されている（福岡管区気象台レーダー班、1974；荒生他、1997、1998）。このバンドの特徴として、1. ほぼSW-NEの走向を持つこと、2. 諫早湾を横切る特定の地域にのみ形成され、バンド軸を伸ばすと、長崎半島中央部に位置する八郎岳周辺にあたること、3. 長時間持続すること、などが知られている。また、レインバンドは、梅雨前線が九州北部から朝鮮半島南部に停滞し、それに向って、南から暖湿な空気が長崎県地方に吹き込むときに発生することも知られている。しかしながら、これらの研究では、海上も含む長崎半島周辺の3次元的な気流測定が行われていないため、レインバンドの形成機構については、結論が出ていない。

そこで、地形がどのようにレインバンドの形成に関与しているかを調べるために、長崎大学、名大気水圏研、北大との共同観測を、1997年梅雨期に長崎半島周辺で実施した。観測内容は、RHIレーダー、ドップラーレーダー、地上気象観測、ゾンデ特別観測である。

2. 諫早バンド

観測期間中、1997年7月2、5、6、8、10、11に顕著なレインバンドが現れた。各ケースとも、九州西部に複数のレインバンドが出現した。中でも、長崎半島から諫早市上空を抜けて有明海に達するレインバンドは、他のレインバンドと比べてほぼ同じ場所に出現し、エコー強度も強い。以下では、このレインバンドを便宜上、「諫早バンド」と呼ぶ。どのケース共、これまで諫早バンドが出現した時と同様に、九州地方北部から朝鮮半島南部の間に前線が停滞し、日本の南には太平洋高気圧が居座るといふ気圧配置をしており、南から暖かく湿った空気が入り込みやすくなっていた。

諫早バンドは南西から北東へ幅（約5km）を広げながら伸びるライン状をしている。長さは平均70km、短いもので熊本県の有明海沿岸まで

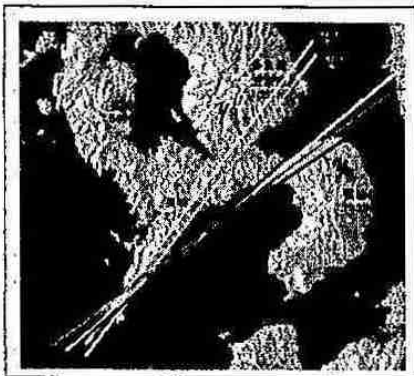


図1：諫早バンドの中心軸の走向

伸びるものや、長いものでは大分県の国東半島近くまで伸びるものもあった。図1に直線で示した諫早バンドの軸は、1995年、1996年のケース（荒生他、1997、1998）

とほぼ同様、長崎半島先端部付近で互いに交わっているようにみえる。諫早バンドは比較的長時間にわたり存在し、約6、7時間のものが多く、短時間のもでも3時間、長時間のものだと20時間以上存在するものもあった。ただし、同じ強さのバンドが出現し続けたわけではなく、強弱を繰り返している。1997年の観測では、この周期は約3時間程度であった。

3. 観測事実のまとめ

今回の観測で得られた事実をまとめる。

(1) 諫早バンドが存在する下層には、明らかに気流の収束域が存在した。この収束域は、天草灘から橋湾に向かうにつれて次第に西寄りに向きを変えた気流と、長崎半島の北側を通ってきた橋湾上の気流よりも更に西寄りの二つの気流によって形成されていた。

(2) 諫早バンドは、数時間のスケールで強弱を繰り返し、下層数100mで南西の風が強まると、諫早バンドは風上に伸びていき、かつエコートップも高くなり、エコー強度も増加する。

(3) バンド軸の延長線上とはほぼ90度方向が異なる南からやってきたエコーが、この収束域に合流することによってエコー強度が増加した。この南側のエコー域は時間と共に西から東へと移動した。

(4) 長崎半島と島原半島の間で、西から東に動くエコーと南から北に移動するエコーの合流が見られ、合流地点でエコー強度が強まった。

(5) 諫早バンドの先端が、長崎半島の先端部よりも更に南西方向風上に存在したが、エコー強度の急激な増加は八郎岳よりも風下で見られた。そのため、一見、八郎岳から発生した対流セルが諫早バンドを形成しているように見えた。

(6) 長崎半島の南岸に沿って存在する南西風は、半島上空、特に八郎岳手前でより南寄りとなり、半島の北側に存在する西風との間で、気流の収束が半島の北岸沿いに見られる。この収束域によって強められた背の低い対流雲が上空の風に乗って移動して、諫早バンドに合流している。

(7) 島原半島の雲仙岳の北西斜面側に発生したエコーも諫早バンドに合流し、合流場所で諫早バンドのエコー強度が増加していた。

(8) 長崎半島の先端付近を西から東へ移動したエコーは、諫早バンドと合流することなくそのまま消滅している。

(9) 八郎岳よりも風上の長崎半島の北側で、南寄りの風と南西寄りの風との間での気流の収束が見られ、この収束域と諫早バンドの先端部とは良い一致を示した。

(10) 島原半島を迂回する流れが見られ、雲仙岳の南東斜面風下にもバンド状のエコーが形成された。

(11) ブライトバンドを持つ層状性のエコー域が諫早バンドと重なった時、諫早バンドのエコー強度が増大した。

(12) 天草灘のほぼ中央付近で、風向が南寄りと西寄りに分かれ、天草灘の中心付近は発散場になっており、エコ

も消えていた。

4. 諫早バンドの形成機構

今回の観測で、諫早バンドは或る特定の地点をトリガーとして発生したものではないことが明らかとなった。諫早バンドが存在する下層には、明らかに気流の収束域が存在し、この収束域は、基本的には、橋湾からの相対的に南寄りの気流と、長崎半島の北側を通ってきた橋湾上の気流よりも相対的に西寄りの二つの気流によって形成される(図 2a の A, B の気流)。この二つの気流間の収束は、雲仙岳を迂回する南からの気流と、多良岳や五家原岳を迂回する北からの気流(図 2a の C, D の気流)によって更に強められると同時に、下層のみではなく、少なくとも 1.5 km 程度の高度までは収束域となる。これによって、或る程度の降水をもたらす雲が発生し、いわゆる諫早バンドを形成する。橋湾から諫早湾に抜けた気流は、有明湾上で発散するため(図 2a の E の気流)、雲は有明湾上で急速に衰退する。

この諫早バンドは、様々な成因をもつ背の低い対流セルとの合流によって、言い換えれば或る程度の大きさの水滴が供給されることによって降水効率を増し、降水強度が強まる。ひとつは、雲仙岳の北東斜面で発生した対流セルとの合流である(図 2a の I の合流)。また、長崎半島上空で西風が卓越した時には、橋湾内に存在する南西風との間で収束を起こすため、対流セルが発生しやすくなり、さらに発生した対流セルが南西風によって諫早バンドと合流する(図 2a の II の合流)ことによって、諫早バンドからの降水が強まることが考えられる。現在のところ、この西風の成因と起源については明らかでない。

また、長崎半島上空に南風が卓越した時には、長崎半島の南岸に沿って存在する南西風は、半島上空、特に八郎岳手前でより南寄りとなり、半島の北側に存在する西風との間で、気流の収束域が半島の北岸沿い形成される。この収束域によって強められた背の低い対流雲と諫早バンドとの合流が起こる(図 2b の III の合流)。この長崎半島の南岸の南風は、天草灘から橋湾に進入する際に発生する気流の発散(図 2b の F)と、長崎半島の八郎岳を迂回する流れ、それに加えて、海面と陸地の粗度の違いも若干関与している可能性もある。天草灘の入り口付近が発散場となるため、この領域は下降流場となって水滴が蒸発し、エコーも消滅するため、みかけ上エコーが長崎半島付近で停滞するように見える。

更に、基本的に移動しない「暖かい雨」タイプの諫早バンドに、それよりも背の高い「冷たい雨」タイプの降水雲が移動して重なったときには、いわゆる「種まき効果」によって降水効率があがるため、諫早バンドの下ではかなり強い雨が降る。

また、諫早バンドは、数時間のタイムスケールで強弱を繰り返す。この時間変動の原因はまだ不明であるが、下層の風速の時間変動と良く一致する。Akiyama(1978)は、梅雨前線に発生するメソスケールの擾乱によって、強雨が周期的に発生していることを示したが、気象衛星画像を見ても、梅雨前線内にはメソβスケールの雲の塊が散在している。これら全てが強雨をもたらすとは限らないが、少なくとも風速の変動はもたらしている可能性

が高いであろう。

本研究は、H8-10 年度文部省科学研究費補助金「豪雨の形成過程のマルチスケール研究」(研究代表者: 武田喬男)によって行われた。

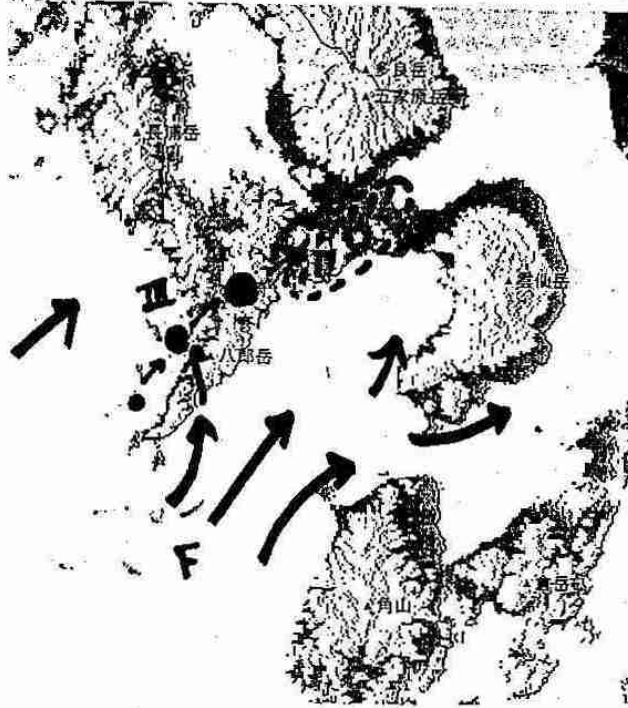
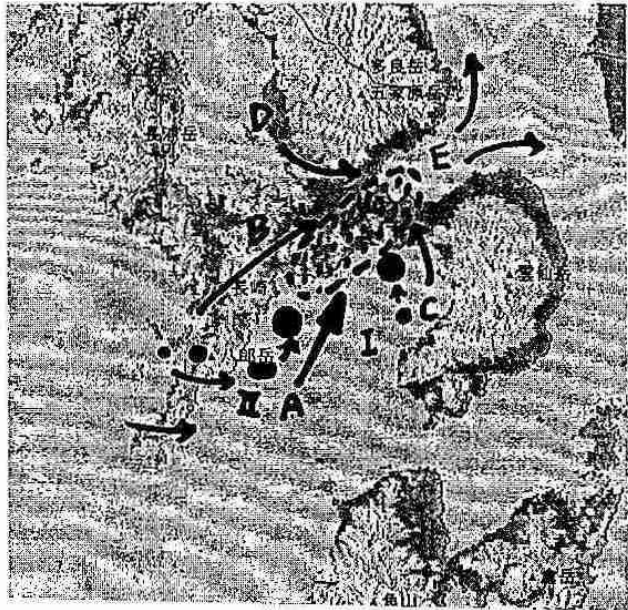


図 2: 諫早バンドの形成機構の概念図

- (a) 長崎半島上に西寄りの風が存在するとき (上)
- (b) 長崎半島上に南寄りの風が存在するとき (下)

9. 若狭湾周辺で観測された帯状降雪雲

末吉 惣一郎, 藤吉 康志 (北海道大学低温科学研究所)

はじめに

冬季日本海上には、しばしば寒気吹き出しに伴う筋状降雪雲が発達する。特に北陸地方では、暖かい対馬海流の流入、大陸からの季節風が日本海上を渡る時の距離が長いこと、高い脊梁山脈の存在などの要因で、降雪雲が発達しやすく、それにより豪雪、あられ、雷など、激しい現象が発生する。

その中で若狭湾から伊勢湾にかけての地域は、陸部分の距離が短く、標高が周辺よりも相対的に低いために、季節風が抜けやすく、太平洋側である濃尾平野にも降雪をもたらす事が多い。さらに特徴的なことは、地上の降雪域と若狭湾の湾口からの風下域が一致していることである。これには、若狭湾周辺の地形が影響をおよぼしていると考えられる。

この影響を気流の場から明らかにするために、2台のドップラーレーダを用いた観測が行われた。

観測

若狭湾周辺(小浜市, 河野村)で名大大気水圏研の2台の X-band ドップラーレーダが設置された(図1)。1993年12月から1995年1月にかけての冬期間に観測が行われた。その中で、1995年1月13日から14日にかけて西高東低の気圧配置が持続し、北陸から山陰地方の日本海上に、寒気の吹き出しに伴い発達した帯状雲が発生(図2)、多量の降雪をもたらした。このときの観測事例について、解析を行った。

解析

まず、小浜レーダのエコーの移動方向(300度-120度)に沿った時間-距離断面図(図3)を見ると、日本海から周期的に帯状雲に対応するエコーが進入している様子が分かる。そして興味深いことに、時間帯によって上陸後のエコーの衰弱の仕方に変化が見られる。すなわち、上陸後内陸まで達するエコーと、上陸後次第に衰弱するエコーが観測されたという事である。

これらの差が現れた原因について、ドップラー速度データを見てみる。図4にVAD法から求めた小浜レーダ上空(1.5から2km)の風速および風向の時系列である。風速の時間変化はあまり見られないが、風向については、上陸後のエコーの衰弱の差に

対応して、北西から北北西に変化している。次に、これらの風向が継続したそれぞれの時間帯について、平均したレーダエコーの水平分布を見る。図5に高度1.5kmの時間平均したエコー分布を示す。上陸後内陸まで進入した時間帯では、丹後半島直下から強エコー域が内陸深くまで伸びているのに対して、上陸後すぐに衰弱した時間帯では、海岸付近でやや強いエコーがあるのみである。このことから、風向が北西の時に丹後半島の風下領域でなんらかの原因で降雪雲がより発達し、その結果、上陸後に内陸まで降雪雲が到達すると考えられる。

この丹後半島風下領域での降雪雲の発達の原因を調べるために2台のドップラーレーダから計算された水平風を見る。図6に高度0.5-1.0kmの時間平均した風向分布を示す。ここで明らかな違いが見られ、上陸後内陸に進入する時間帯では、丹後半島風下領域で風向のシア(海岸側で北西風、沖合側で北北西風)が存在し、収束している様子が分かる。

まとめ

このように、寒気吹き出し時の風向の変化によって、降雪雲に対する丹後半島の地形効果に違いが現れ、その結果、陸上での降雪分布に大きく関わっている事が示唆される。



図1:1995年1月14日午前8時のNOAA赤外画像

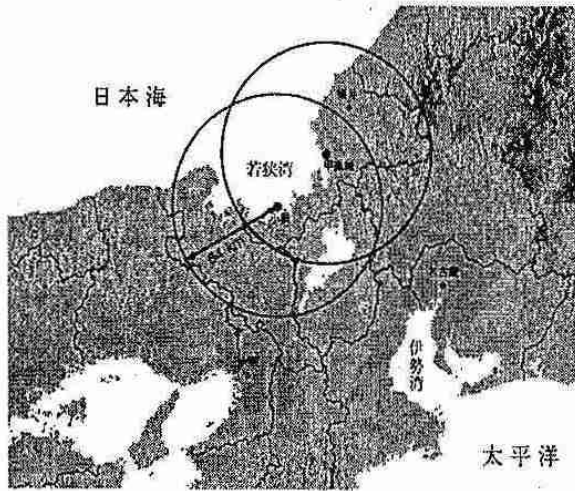


図 2: 若狭湾周辺地形とレーダ観測範囲

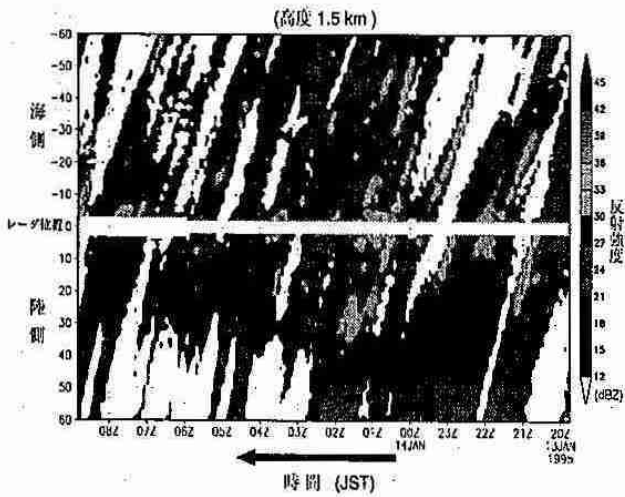


図 3: 小浜レーダのエコー移動方向に沿った時間距離断面図

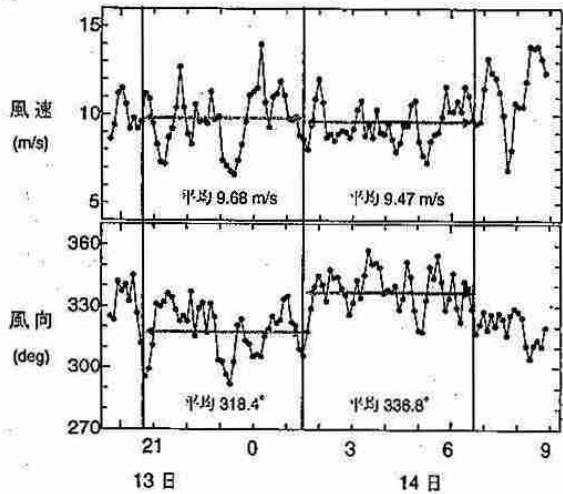


図 4: VAD 法により求めた高度 1.5 から 2km の風速, 風向時系列

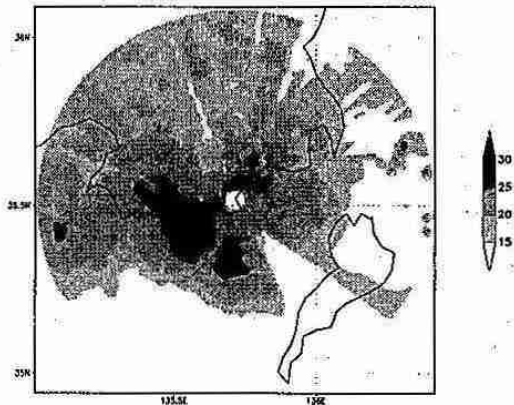
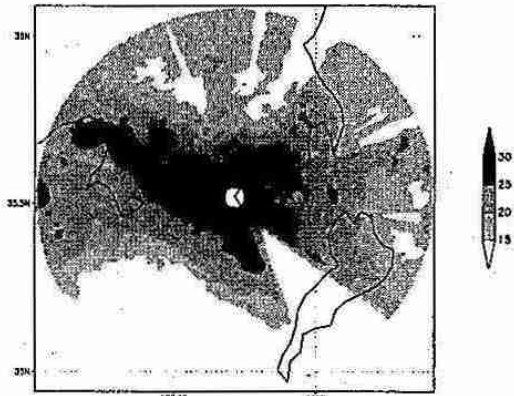


図 5: 高度 1.5km の時間平均したエコー水平分布 (単位: dBZ, 上: 13 日 21 時から 14 日 1 時の平均, 下: 14 日 2 時から 6 時の平均)

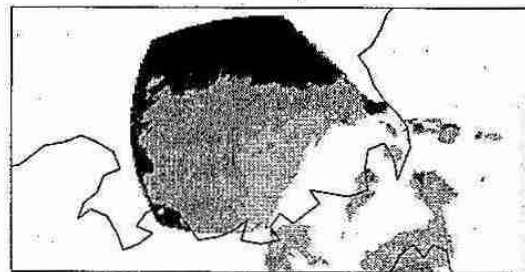
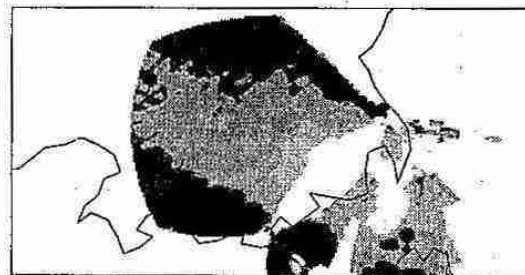


図 6: 高度 0.5-1.0km の時間平均した風向分布 (上: 13 日 21 時から 14 日 1 時の平均, 下: 14 日 2 時から 6 時の平均)

10. 石狩湾周辺の気流と高島岬沖に形成されるバンド状降雪雲との関係

(ドップラーレーダ観測とシミュレーション)

藤吉康志 (北大低温研)・吉本直弘 (大阪教育大学)

1. はじめに

北西季節風卓越時、石狩湾上には 850hPa の風向にほぼ平行な走向をもつ何本もの筋状の雪雲が見られるが、これらの筋雲全てが同じ成因ではなく、積丹半島沿い(特に高島岬周辺)に存在する特に発達した筋雲は、地形性のものであることが知られている (Asuma and Kikuchi, 1987; Fujiyoshi et al., 1992)。また、地上観測データから、小樽周辺には、北西季節風時でも南寄りの風が吹くことが知られており、さらに、個々のレーダエコーの動きも、積丹半島沿いでは移動方向が西寄りに変化することが知られている。これらのことから、積丹半島沿いには地形性の風による気流の収束が起こっていることは容易に想像できる。

これまで、簡単な1層モデルや多層メソモデルによって、積丹半島が石狩湾上の風系に及ぼす効果を計算した例はある。我々は、これまでとは異なるメソモデルによって同様な計算を行ったので、比較のためにその計算結果を2.で示す。

さらに、Fujiyoshi et al (1992)では、地形性筋雲の3次元レーダエコー構造を示したのみで、3次元的な気流構造が不明であった。そこで、ここでは2台のドップラーレーダを用いた観測データから、この筋雲の3次元的な気流構造と、Fujiyoshi et al. (1998)が明らかにした地形の影響を受けていないバンド状降雪雲との構造の違いを3.に示す。また、単独のバンド状降雪雲がその周囲に新たなバンド状降雪雲を作ること、2本のバンド状降雪雲が合流することについてはこれまでも観測事例報告がある。さらに、近接した積乱雲間での相互作用についても、モデル、観測の両面から研究が行われている。一方、平行する2本のバンド間の相互作用については、モデルによる議論はあるが、観測結果に基づいた議論は皆無であったので、4.ではこの相互作用を議論する。

2. メソモデルを用いた石狩湾周辺の気流のシミュレーション

計算に用いたモデルは、ドイツの GKSS 研究所で開発された GESIMA (Geesthacht Simulation Model of the Atmosphere) という非静力学メソスケールモデルである。このモデルの詳細は字数の都合で省略する。3. 4. で議論に使うバンド状降雪雲は、1992年1月15日12時~13時30分に、小樽と厚田に設置した2台の X-バンドドップラーレーダ(名大気水圏研所有)によって観測されたもので、その日の9時のゾンデ(札幌)データに近い値を初期値として計算した(風上の風向は北西)。ただし、今回は地形による風系の変化のみに着目するので、湿度は0として、雲、降水が風系に与える効果が発生しない条件で計算した(時間ステップ10秒、グリッドサイズ3km、鉛直方向には地上から7kmまでの23層)。

図1は、計算を開始してから3.5時間後の、地表から40m上空の水平風(左図)と上昇流域(右図)を示したものである。図から分かるように、石狩湾上では積丹半島の先端部と高島岬周辺での風向変化が顕著であり、それに伴って積丹半島沿いにバンド状の上昇流域が形成されている。さらに増毛山地の南側の石狩川河口付近でも強い上昇域が見られる。もちろん、これらの結果は、これまでの観測、解析、モデル計算の結果とは矛盾しない。

3. 地形性のバンド状降雪雲の3次元気流構造

図2に、1992年1月22日12:01~13:37まで時間平均した、高度1kmのレーダエコーの水平分布を示した。Band I は地形の影響を受けていない雪雲で、Band II は地形性の雪雲である。図から明らかに、Band II は積丹半島先端付近でややエコー強度が強くなり、高島岬沖付近で再びエコー強度が強まっている。また、Band I も上陸地点である石狩川河口付近でエコー強度が強まっている。これらの地点はいずれも、図1で示した上昇流域と良く一致している。

図3は、Band I, II の走向にほぼ直交する Y 軸上のレーダエコーの鉛直断面図と、その断面内の気流の時間平均図である。Fujiyoshi et al. (1998)で詳しく述べているように、Band I を構成するメソスケールの雲システムを形成する上昇流の形成には、この断面内に沿った水平風(V)成分ではなく、むしろ下降流と共に上空からやってくるバンドの走向と平行な速い水平風(U)成分が重要な役割を果たしている。すなわち、このバンド状降雪雲内の気流系は3次元性的である。これとは逆に、Band II の場合は下層での V-成分の水平風による収束が上昇流の維持に重要であり、その構造はバンドの走向に沿った2次元的な構造を示している。

4. 2本のバンド状降雪雲間の相互作用

図3に見られる重要な特徴は、Band II の上昇流を構成する気塊は、図の右側から(即ち図2を見て分かるように北側から)、つまり Band I の方向からやってきているという点である。図4は、図3と同じバンドの走向に直交する断面内のエコーと気流の鉛直分布の時間変化を示したものである。但し、鉛直断面を作成する位置は、対流セルの発生から衰退までの時間変化を示すために、対流セルの動きにほぼ合わせ移動させてある。

図から明らかのように、Band I から Band II に向かって進行する平均よりも速い V-成分の風が検出された後、Band II 内の上昇流が強まり、かつエコーも発達している。Fujiyoshi et al. (1998)は、Band I 内で下層に強い発散流が形成されるのは、速い U-成分を持った上空の風が下降流に乗って地上に達したときであることを示した。即ち、図4は、Band II 内の対流セルが Band I 内の対流セルによって大きな影響を受けていることを明瞭に示したものである。

Band II が発達したもう一つの要因としては、Band I から Band II に供給される雪粒子の役割も考えられる。その複製としては、Band I から Band II に向かう気流がドップラーレーダで観測できたということは、その領域に小さい雪粒子が存在していることを意味しているからである。このように、すでにある大きさに成長した雪粒子が雲底から供給された場合には、雲内での降雪粒子の成長速度は格段に速くなることは明らかである。

謝辞: 本研究で用いたメソモデルは、GKSS 研究所から共同研究の一環として提供されたものである。また、計算に当たっては、川島助手と円山博士(現在地球フロンティア研究システム)にお世話になりました。

引用文献

- Asuma and Kikuchi(1987): Geophys. Bull. Hokkaido Univ., 49, 317-330.
Fujiyoshi et al.(1992): J. Meteor. Soc. Japan, 70, 11-24.
Fujiyoshi et al. (1998): Mon. Wea. Rev., 126, 72-91.

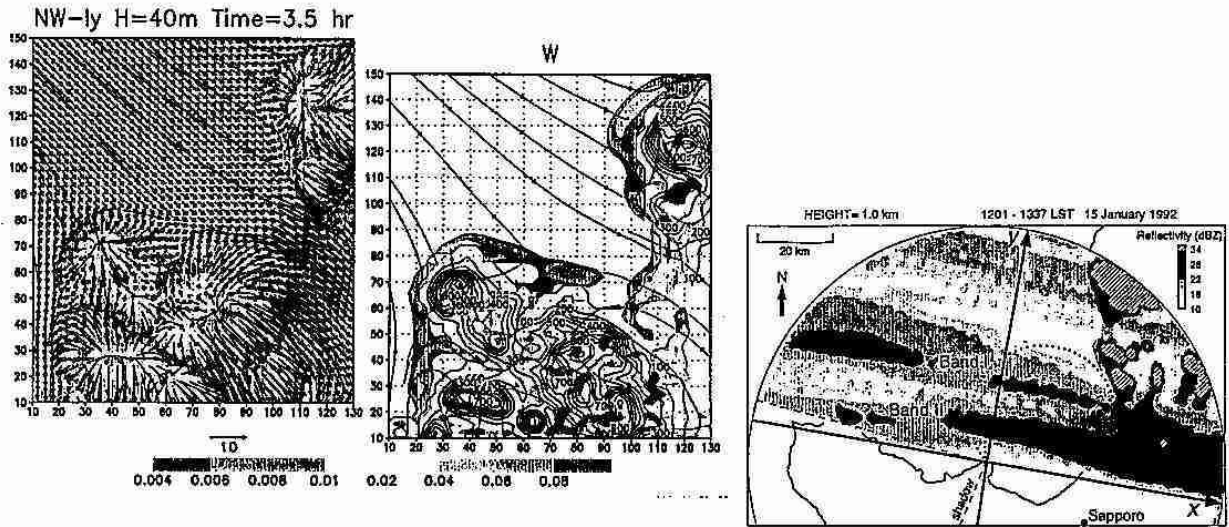


図1：メソモデル（GESIMA）による、積丹半島付近の風系のシミュレーション。高度40mの風ベクトルと流線（左図）、鉛直流と流線（右図）
 図2：時間平均したレーダエコー強度の水平分布図。（高度1 km）

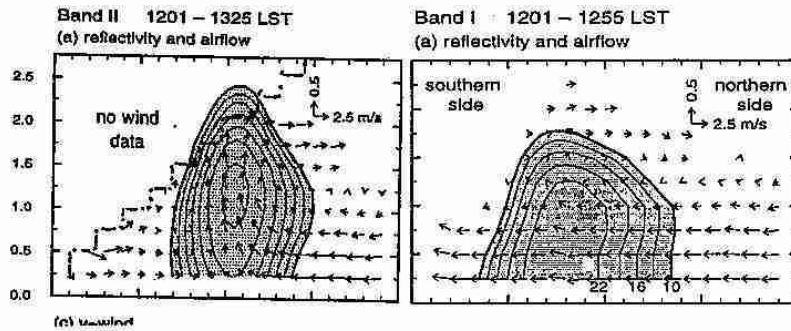


図3：図2のY軸に沿った断面内のレーダエコー強度と気流の時間平均図。

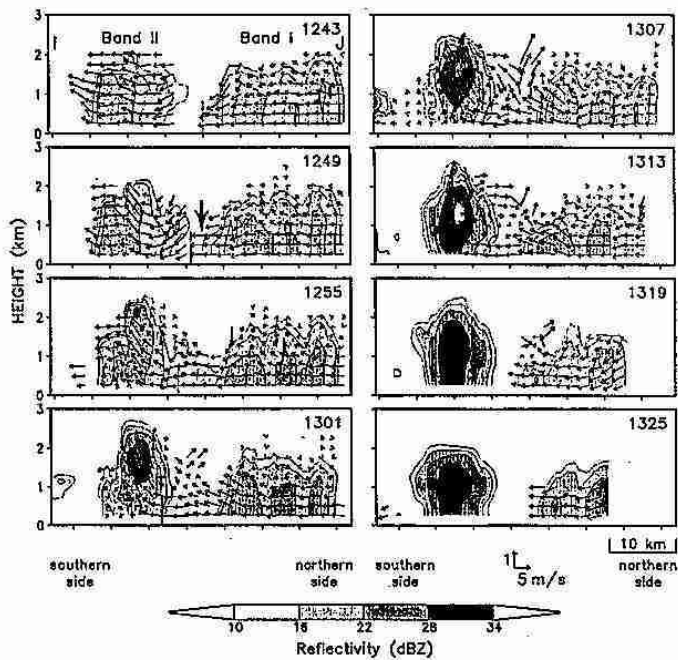


図4：Y軸と平行な線上の鉛直断面内のレーダエコー強度と気流の時間変化。断面は、対流セルの移動速度とほぼ同じ速度でX方向に移動させている。