

— 3. 平成20年度第2回支部研究発表会要旨 —

日 時：平成20年12月16日（火）13時00分～
17日（水）12時05分

場 所：札幌管区気象台 大会議室

1 エネルギー収支と渦位から見たポーラーロウの発達メカニズム	10
北海道大学環境科学院	嶋田 宇大
北海道大学地球環境科学研究院	山崎 孝治
2 寒気吹き出し時に日本海北部に発生する太い筋雲の形成メカニズム	13
北海道大学低温科学研究所	川島 正行
	大竹 秀明
	藤吉 康志
3 札幌管区気象台における黒球温度の観測報告およびWBGTの各種 推定式の特性について	15
北海道大学大学院情報科学研究科	堀江 祐圭
札幌管区気象台	藤原 弘章
4 最大雨滴の気候学的特性	17
北海道大学大学院環境科学院	山村 育代
北海道大学低温科学研究所	藤吉 康志
仙台管区気象台	南雲 信宏
情報通信研究機構	中川 勝広
島根大学総合理工学部	下舞 豊志
金沢大自然科学研究科	村本 健一郎
5 大気主成分の凝結を考慮した2次元雲対流モデルによる火星大気の数値計算	20
北海道大学理学部	山下 達也
	小高 正嗣
	杉山 耕一朗
	石渡 正樹
九州大学理学部	中島 健介
神戸大学理学部	林 祥介
6 霽とサイドロープエコーの関係及び環境場の解析	22
札幌管区気象台	中川 憲一
	岸 隆幸

1. エネルギー収支と渦位から見た Polar low の発達メカニズム

～2008年3月4日 Polar low 事例解析～

嶋田 宇大（北大環境科学院）・山崎 孝治（北大地球環境科学研究院）

1はじめに

2008年3月3~5日に秋田沖で発生したPolar lowは、発生からほぼ同じ位置に2日以上にわたり停滞し、成熟期には同心円状の形を示した。一般的に日本海で発生するPolar lowはコンマ型のものが多く(Yarnal and Henderson 1989)、寿命も1日から1日半程度のものが多い(例えば、Ninomiya et al. 1993, Ninomiya 1994, Fu et al. 2004, Tsuboki and Asai 2004など)。そこでこの珍しい特徴を持つPolar lowについて主にエネルギー収支と渦位の観点から解析を行い、長時間のライフサイクルにおける発達メカニズムを調べた。使用データは、気象庁MSM初期値データ(水平 0.125×0.1 、鉛直16層、3hr間隔)である。なおPolar lowは一般的に地上風速 15m/s 以上と定義されている(Rasmussen and Turner 2003)が、ここでは発生から衰弱まで全てを通してPolar lowと便宜的に呼ぶ。

2 Polar low の発達概要と解析手法

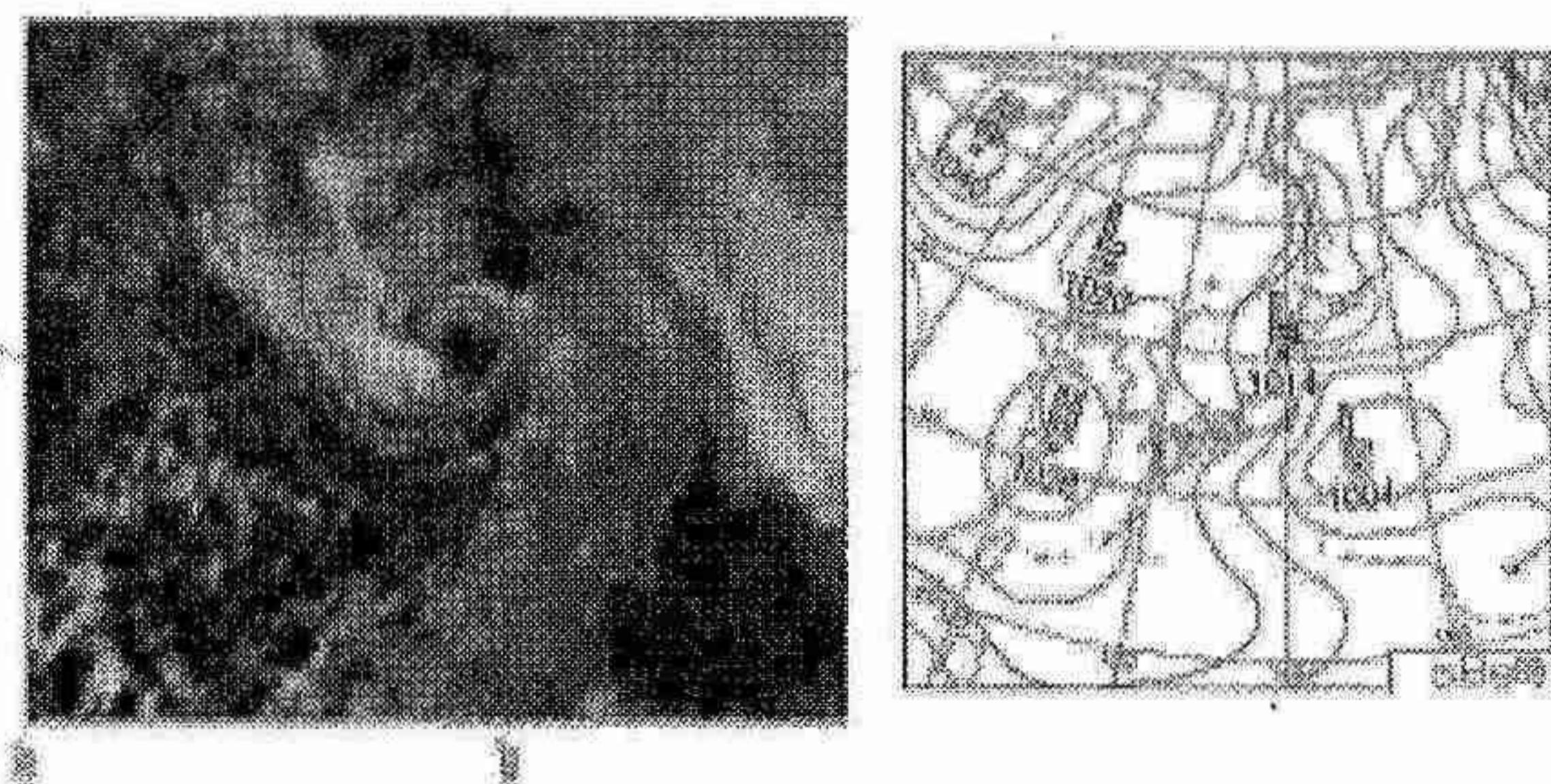


図1 左図;3/4 19UTC の赤外画像(高知大学提供),
右図;3/5 00UTC の地上天気図(気象庁HPより)

このPolar lowは2008年3月3日06UTC頃、下層(800hPa以下)の狭い範囲の対流活動とともに発生し、次第にコンマ型を示すPolar lowに発達していく、4日15UTC前後に最盛期を向かえた。その後このPolar lowは徐々に衰弱しながら同心円状の形に変化し、5日12UTCには上陸した東北地方で消滅した(図1)。

図2の赤線域にXY座標を定義し、この座標でPolar lowのエネルギー収支解析を行った(エネルギー収支式は略)。図3は、XY領域と925–800hPaで平均した渦の運動エネルギーKe、海面気圧、地上最大風速、XY領域と925–800hPaで平均した渦度の時系列を示す。このPolar lowにはおおまかに二つの発達ピークがあることがわかる。そこでこのPolar lowのライフサイクルを以下のように定義し、それぞれの期間別にPolar lowの様子を見ていく。

1. 初期渦期；3日06UTCから3日12UTCまで
2. 発達期A；3日15UTCから3日21UTCまで
3. 維持期；4日00UTCから4日06UTCまで
4. 発達期B；4日09UTCから4日15UTCまで
5. 成熟期；4日18UTCから5日03UTCまで
6. 衰弱期；5日06UTCから5日12UTCまで

擾乱の運動エネルギーの供給源を明らかにするために、渦の有効位置エネルギーの二つの生成項の値(XY領域、925–800hPaで平均)を時系列で示す(図4)。一つは傾圧不安定的な発達を示唆するもので、基本場からの変換項(黄緑破線)、もう一つは台風などの発達に主に寄与する非断熱加熱項(青線)である。また図5にはXY領域で平均した基本場の傾圧性の強さの時系列を示す。

3 解析結果

初期渦期；800hPaに中心を持つ正の渦位が、対流不安定とReverse shear(Kolstad 2006)な領域に移流してきたことをトリガーとして対流活動が活発になり、初期渦が生成した(図略)。図4によると、この時擾乱は非断熱加熱と傾圧不安定の両方がほぼ同程度に働いていたと見られる。これは、傾圧性が比較的大きかったことによる。

発達期A; 800hPa の正の渦位と、600hPa から 700hPa 付近で下降しながら移流してきた正の渦位の両方が、下層の低気圧性循環を強めるように働くことで、初期渦が第一のピークを示す Polar low へと発達したと考えられる(図略)。図4によるとこの期間、擾乱は傾圧不安定的な発達が1に対し、非断熱加熱の影響による発達が約1.8の割合になっていた。

維持期; 600hPa から 700hPa にある渦位は北東に移動し、対流活動によって生じた渦位と 800hPa 付近に停滞する正の渦位がこの期間の擾乱の回転を維持する役目を果たしていた(図略)。この期間、擾乱は傾圧不安定的な発達が1に対し、非断熱加熱の影響による発達が約2.9の割合になっていた。

発達期 B; 図6,7はこの時期の 600hPa 渦位と鉛直流の分布を示す。600hPa 付近まで達する下層の対流活動に伴う上昇流(図7右図赤線域)の補償としての下降流(図6右図の青域)の影響で、500 から 600hPa 付近で渦位が下降しながら移流してきたため(図6,7左図の渦位分布参照)、下層の擾乱の渦度が再び急速に強められ、Polar low は最盛期を迎えた。この期間において、エネルギー供給の割合は、傾圧不安定的な基本場からの変換が1に対し、非断熱加熱によるものが約3.7とかなり大きくなっていた。

成熟期; この期間、Polar low の真上の上層(600, 500hPa)には目立った正渦位は存在しておらず、擾乱の渦回転をもたらす渦位は対流活動によって生じた擾乱自身の渦位だったと考えられる。基本場の傾圧性の強さが弱くなっていることを反映し、擾乱は主に非断熱加熱によってエネルギーを供給されていた。成熟期における傾圧不安定的なエネルギー供給を1とすると、非断熱加熱による供給は約3.1で、維持期とほぼ同じ割合になっていた。この期間を通じて、擾乱の形は同心円状に変化した。

衰弱期; Polar low は上陸後、組織化されていた渦位や上昇流域などの形が次第に崩れ、擾乱としてまとまりがなくなり消滅した。下層の総観場の風は、この Polar low が存在する期間を通して弱くなかった。したがって擾乱を動かす下層の背景風が弱いことが同じ位置に停滞することにつながったと考えられる。それとともに、長期にわたって擾乱として存在することができたのは、上層の渦位が存在しなくとも自身の対流活動によって生じた渦位が回転を維持する役目を果たしていたからだと言えるだろう。これをエネルギー収支の観点から言うならば、初期渦の生成にはある程度強い傾圧性も役割を果たした一方で、傾圧性が弱まった後半の場でも Polar low が発達できたのは、対流活動による非断熱加熱が重要な役割を果たしたからと考えられる。

4まとめ

2008年3月3~5日に秋田沖で発生した Polar low は、二回の発達期を含む約54時間のライフサイクルを示した。初期渦は、対流不安定と Reverse shear な領域に 800hPa 付近に見られる正の渦位が移流してきたことがトリガーとなって発生していた。二つの発達期にはいずれも上層(600 から 700hPa にかけて)に正の渦位が流れ込んでおり、これが下層の擾乱を急速に発達させる役割を果たしたと考えられる。また、維持期や成熟期には、擾乱自身が作った対流活動に伴って生じた渦位が勢力の維持に効いていた。擾乱のエネルギー供給源は全体的に非断熱加熱が主に効いていて、特に傾圧性の強さが弱かった後半の発達期と成熟期には大きな役割を果たしたと考えられる。

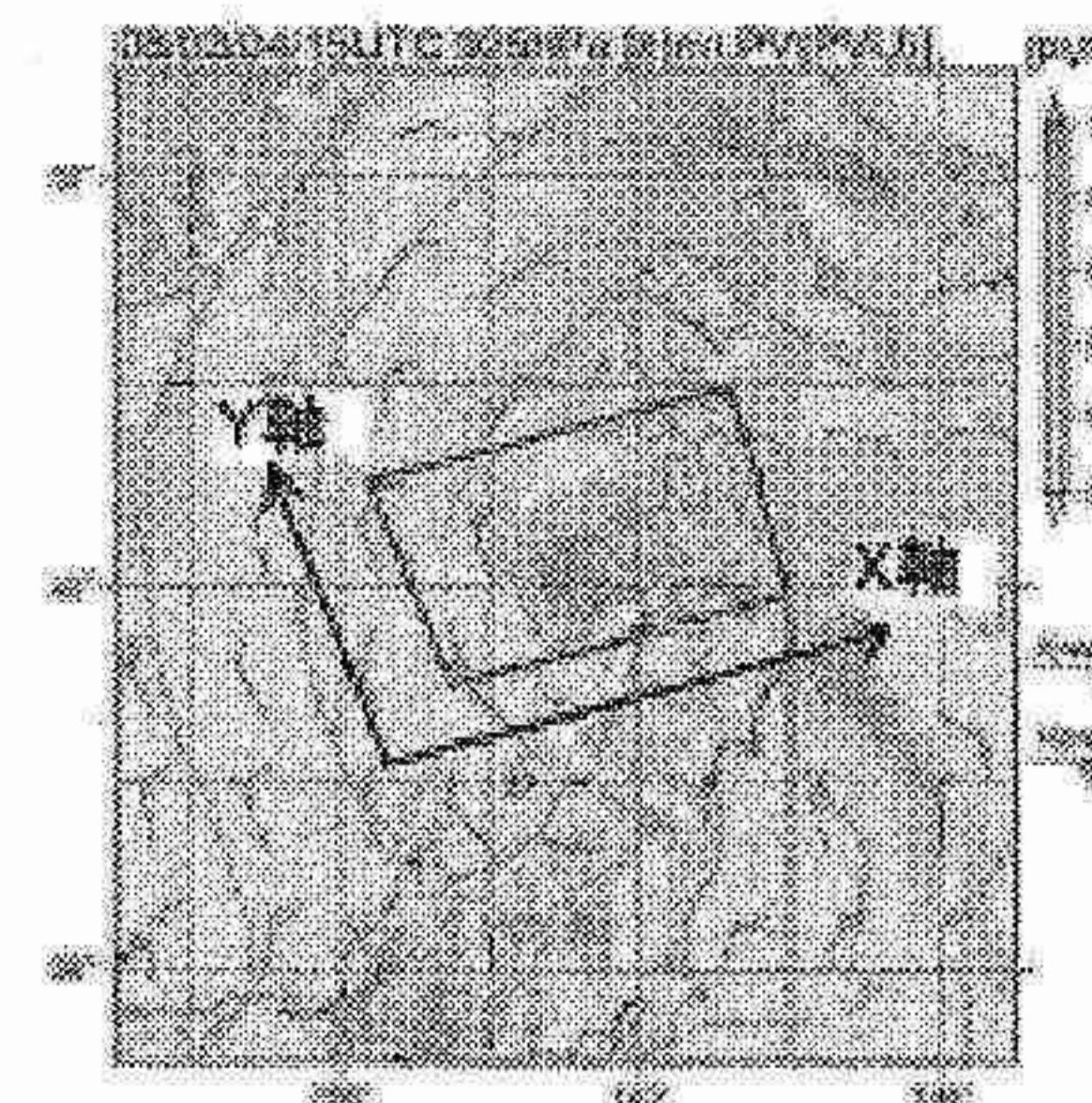


図2 925hPa 面渦位分布(水色)。実線はジオポテンシャルハイト、赤線はエネルギー収支解析XY領域。

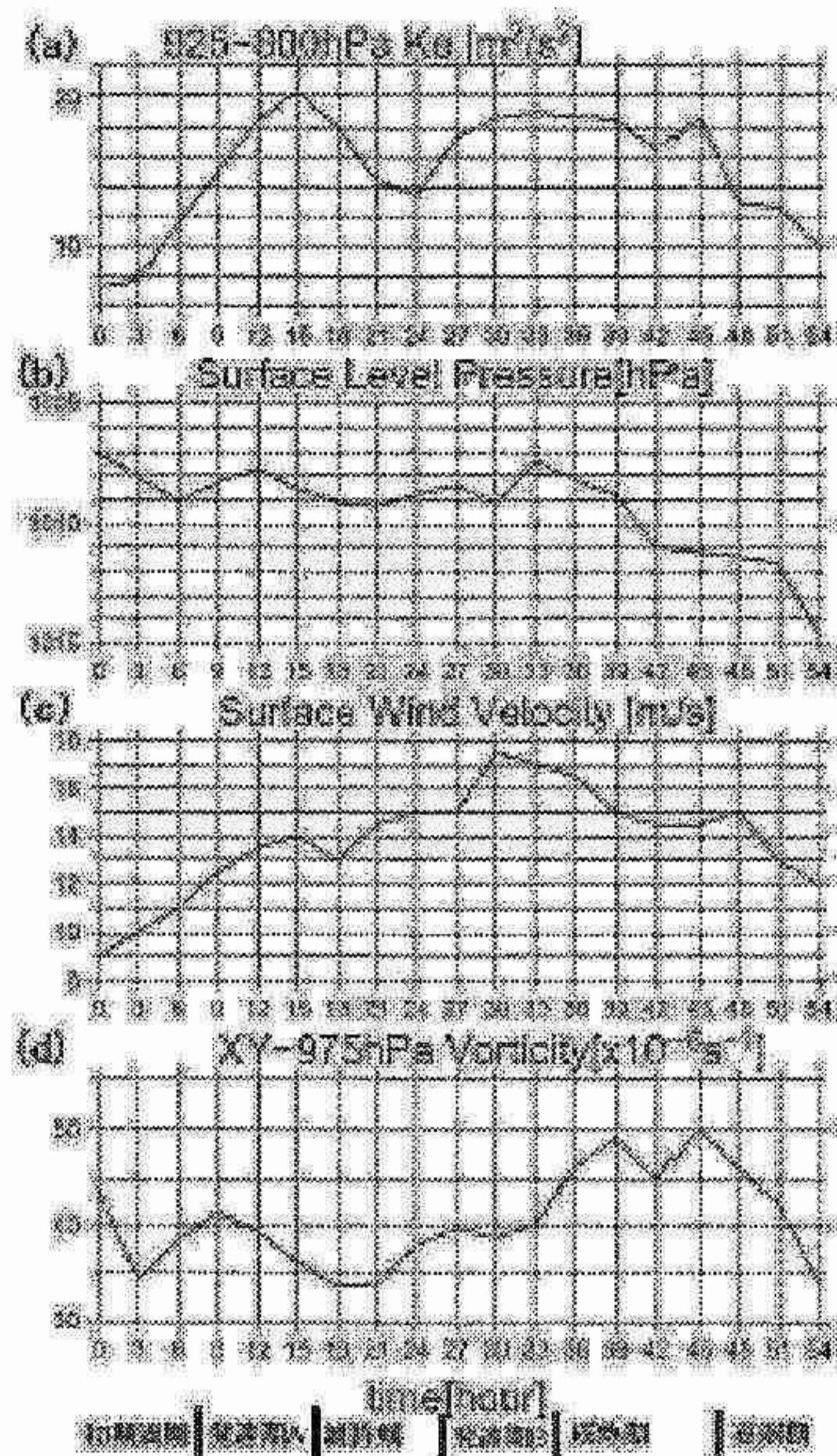


図3 a; XY 領域,925–800hPa 平均した渦の運動エネルギーKe,b;海面気圧c;地上最大風速d;XY 領域,925–800hPa 平均した渦度。

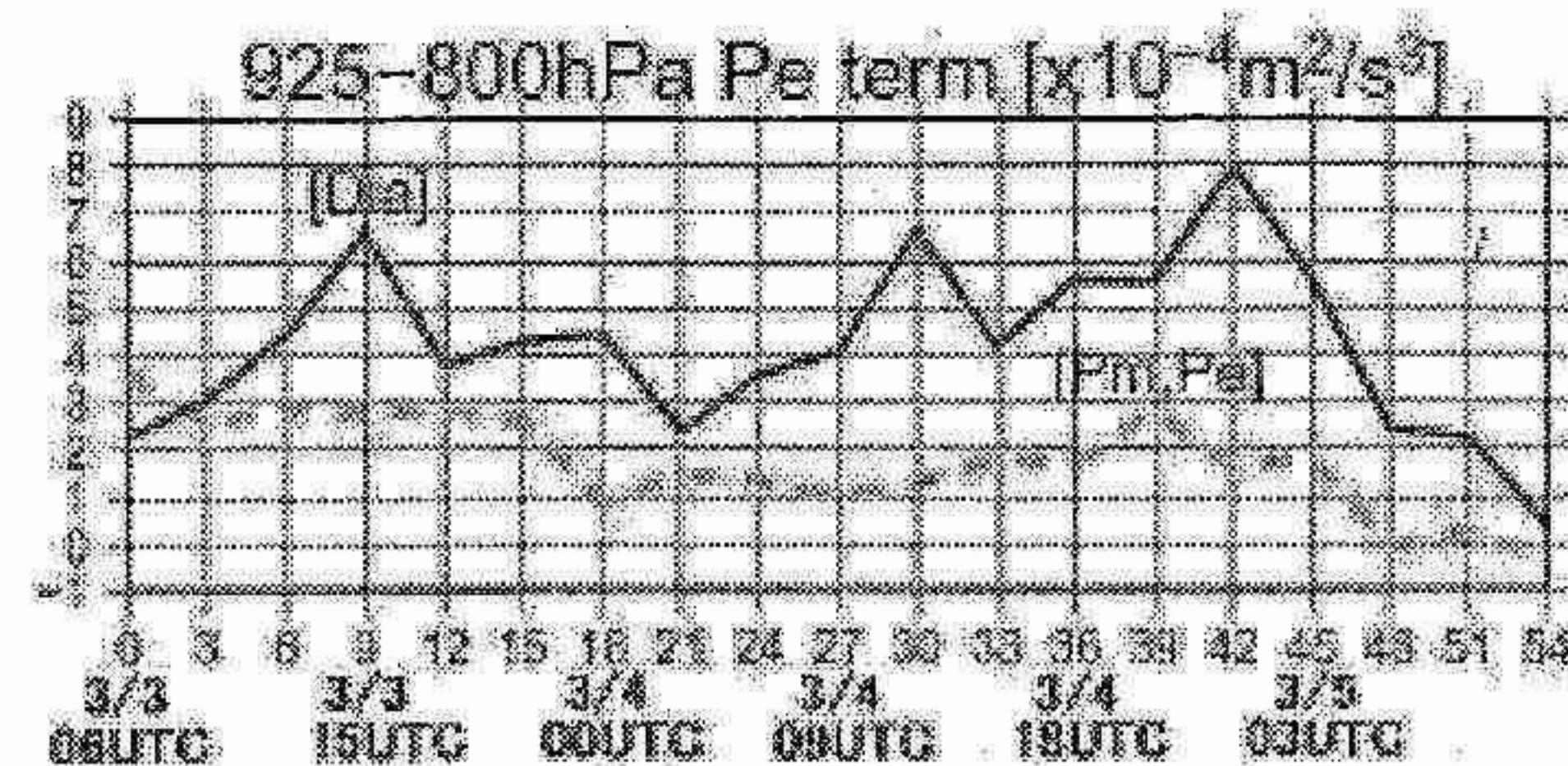


図4 XY 領域,925–800hPa 平均した渦の有効位置エネルギーの生成項。黄緑破線は基本場からの変換項、青線は非断熱加熱項。

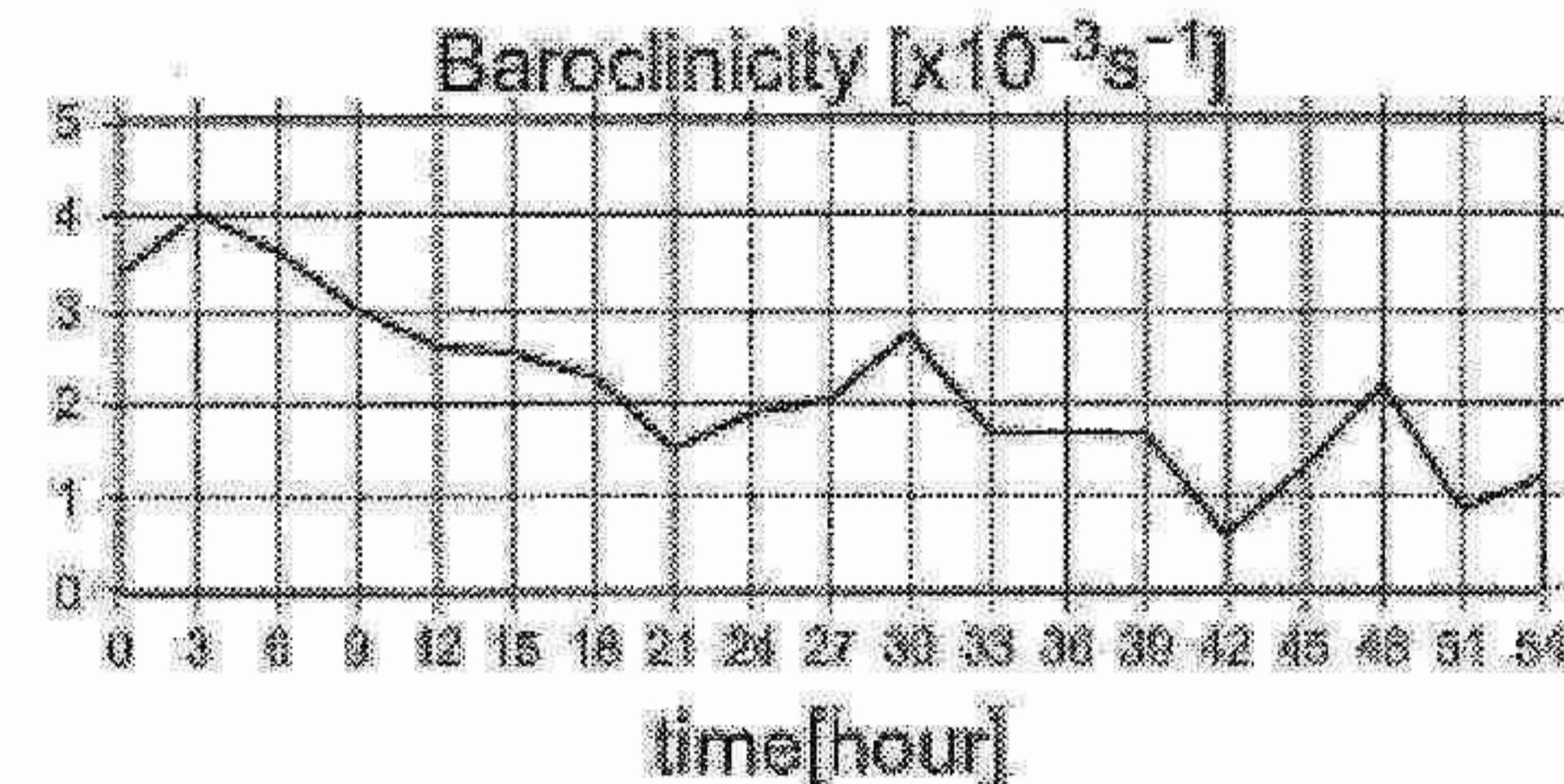


図5 XY領域,925–800hPa 平均した基本場の傾圧性の強さの時系列。

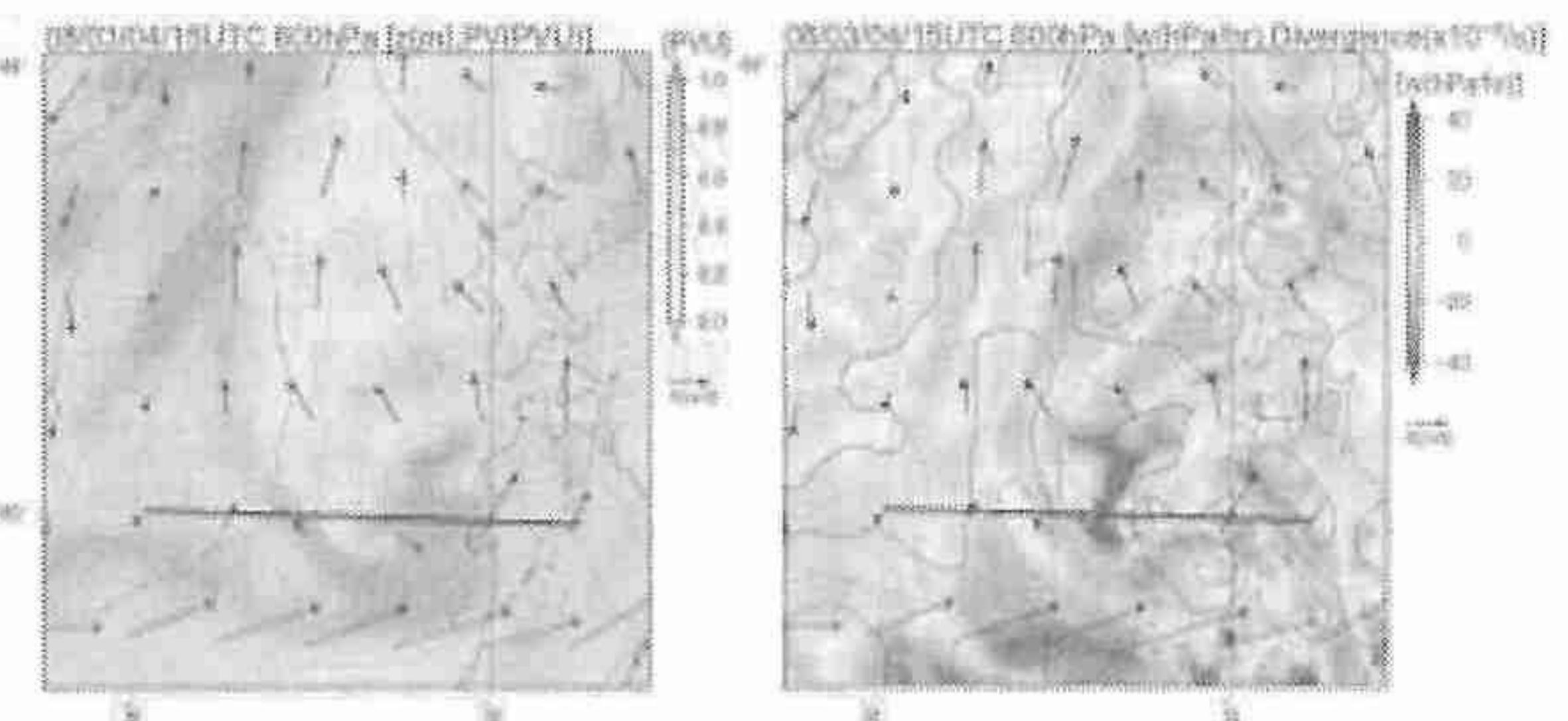


図6 左図;3月4日 15UTCにおける925hPa面の渦位分布。黒線は図7の鉛直部を示す。右図;同時刻における925hPa面の鉛直流(hPa/hr)と収束(破線)・発散(実線)。

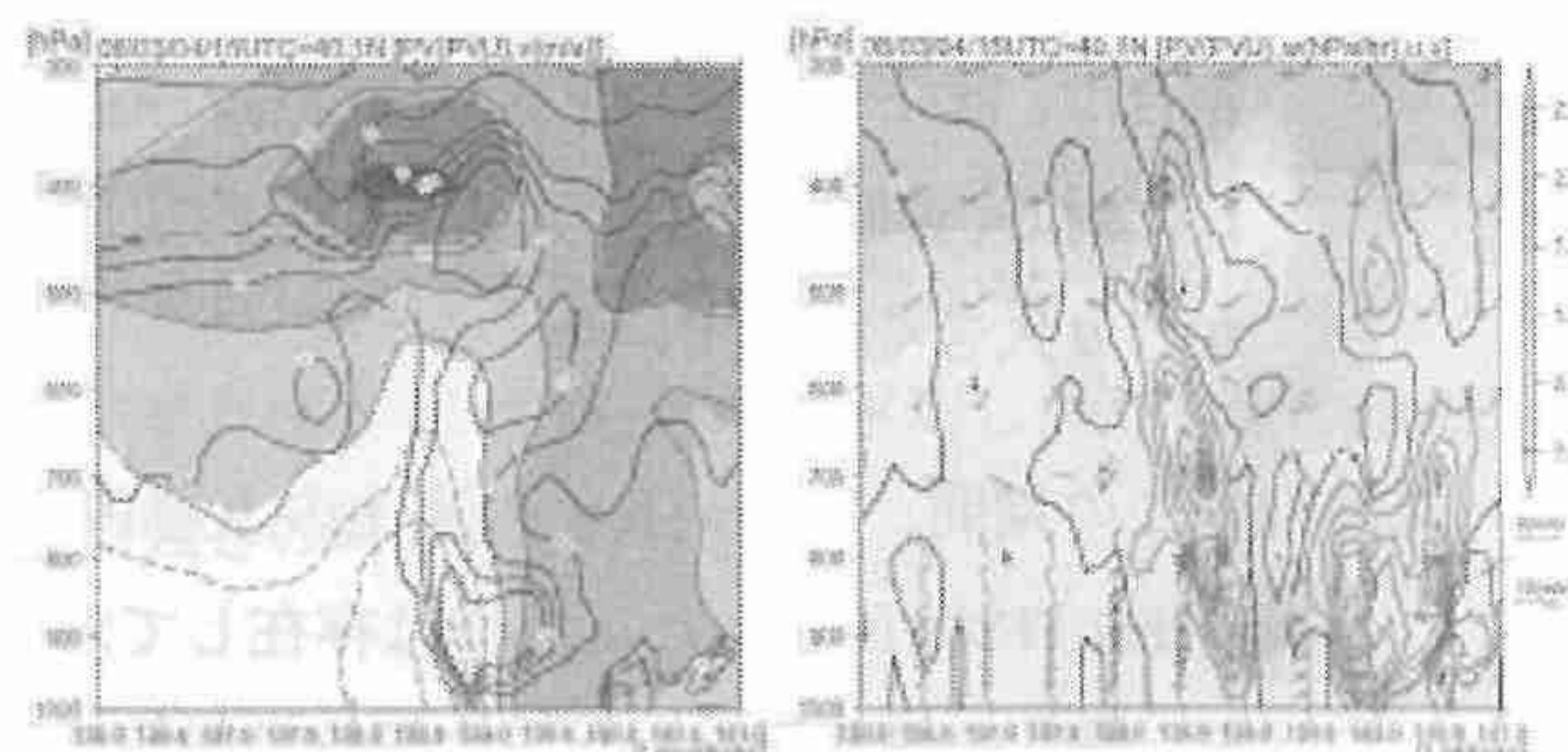


図7 図;3月4日 15UTCにおける図6で示した黒線部の鉛直断面図。左図;渦位(青線)と南北流分布(陰影部が南風) 右図;鉛直上昇流(赤), 鉛直下降流(青), 水平風(矢羽), 渦位(水色)。

【参考文献】

- Fu et al. 2004 : *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 793-814.
- Kolstad 2006: *Tellus*, **58A**, 344-354.
- Ninomiya et al. 1993: *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 73-91.
- Ninomiya 1994: *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 589-603.
- Rasmusson and Turner 2003 : *Polar lows*, 612pp.
- Tsuboki and Asai 2004: *J. Meteor. Soc. Japan*, **82**, 597-621.
- Yamal and Henderson 1989: *J. Climate*, **2**, 1476-1491.

2. 寒気吹き出し時に日本海北部に発生する太い筋雲の形成メカニズム

川島 正行・藤吉 康志（北大低温科学研究所）

大竹 秀明（北大環境科学院）

1. はじめに

冬季、大陸から寒気の吹き出しが起こると、ロシア沿海州のシホテアリニ山脈風下の特定の場所には、周辺の筋雲よりも幅の広い降雪バンド(太い筋雲)がしばしば発生し、北海道西部沿岸地域に局地的な豪雪をもたらす。

この筋雲の成因について、Muramatsu (1979) は衛星画像と風上の地形から議論したが、筋雲の発生点付近での観測は皆無であり、提唱された発生メカニズムは推測の域を出ていない。また、北海道西岸に設置されたドップラーレーダで観測に基づいてこの筋雲の気流構造や内部構造について調べた研究は複数あるが、太い筋雲の発生・発達について調べた例はこれまでにない。2005年2月9日から13日にかけてこの筋雲が観測され、特に11日に最も太く筋雲が発達した(図1)。本研究ではこの事例を対象として非静力学モデルを用いた数値実験を行い、特に風上の山岳地形の役割に着目して筋雲の形成メカニズムについて調べた。

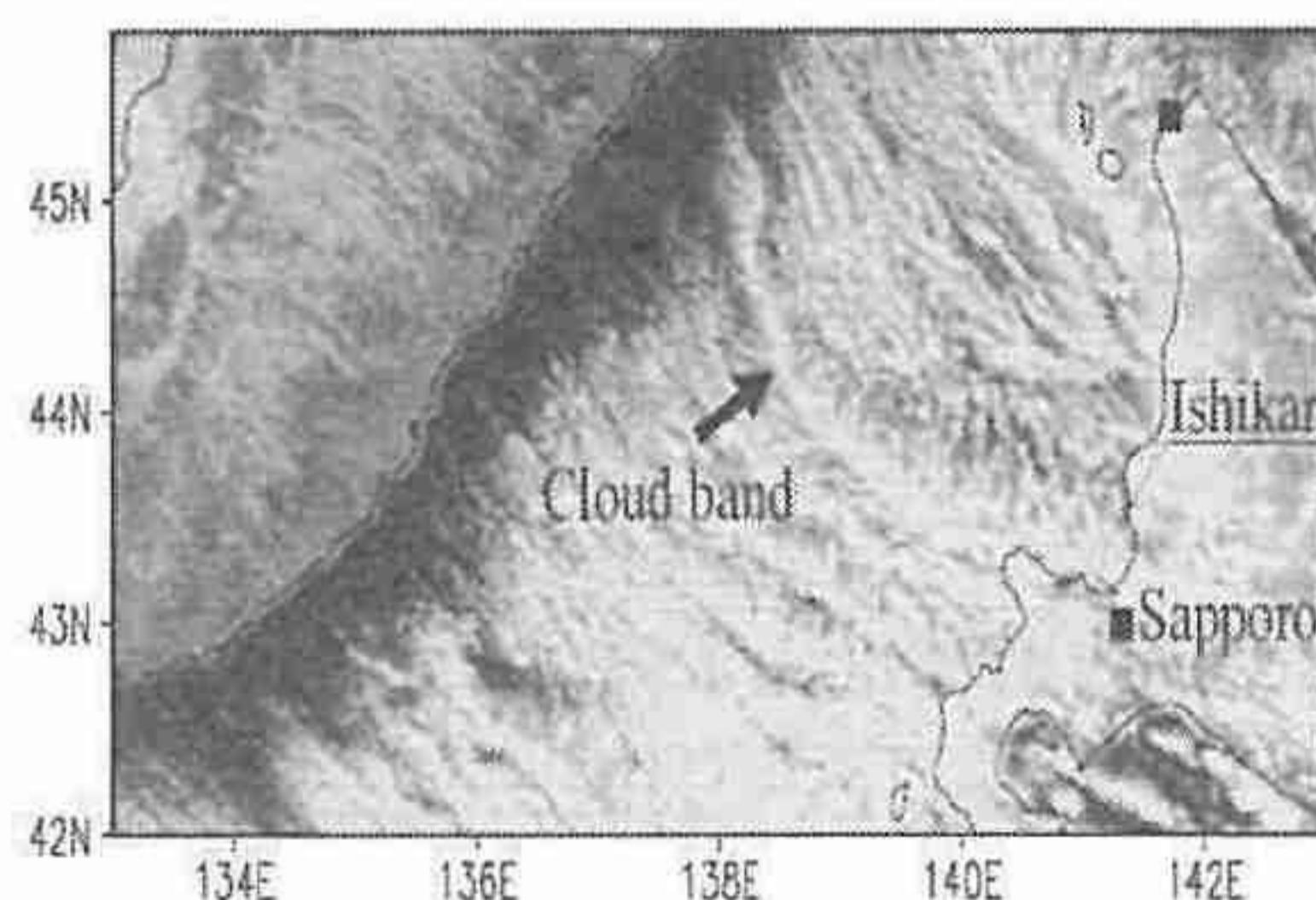


図1 2005年2月11日12LSTのGOES-9可視画像

2. 数値モデル

数値モデルは米国オクラホマ大学が開発したARPS (Advanced Regional Prediction Systems) を使用し、NCEP (National Center for Atmospheric Prediction)による客観解析値を初期・境界条件として計算を行った。海面水温は2月の気候値を固定して与えた。先行研究から筋雲の発生には風上山地の地形効果が重要であることが指摘されているため、ロシア沿海州のシホテアリニ山脈全体を含むように計算領域を設定した。モデルの水平格子間隔は5km、鉛直格子間隔は最下層で200mとし上部にかけてストレッチさせた。初期時刻は2005年2月10日12UTC(日本時間午後9時)とし、36時間積分した。

3. 結果

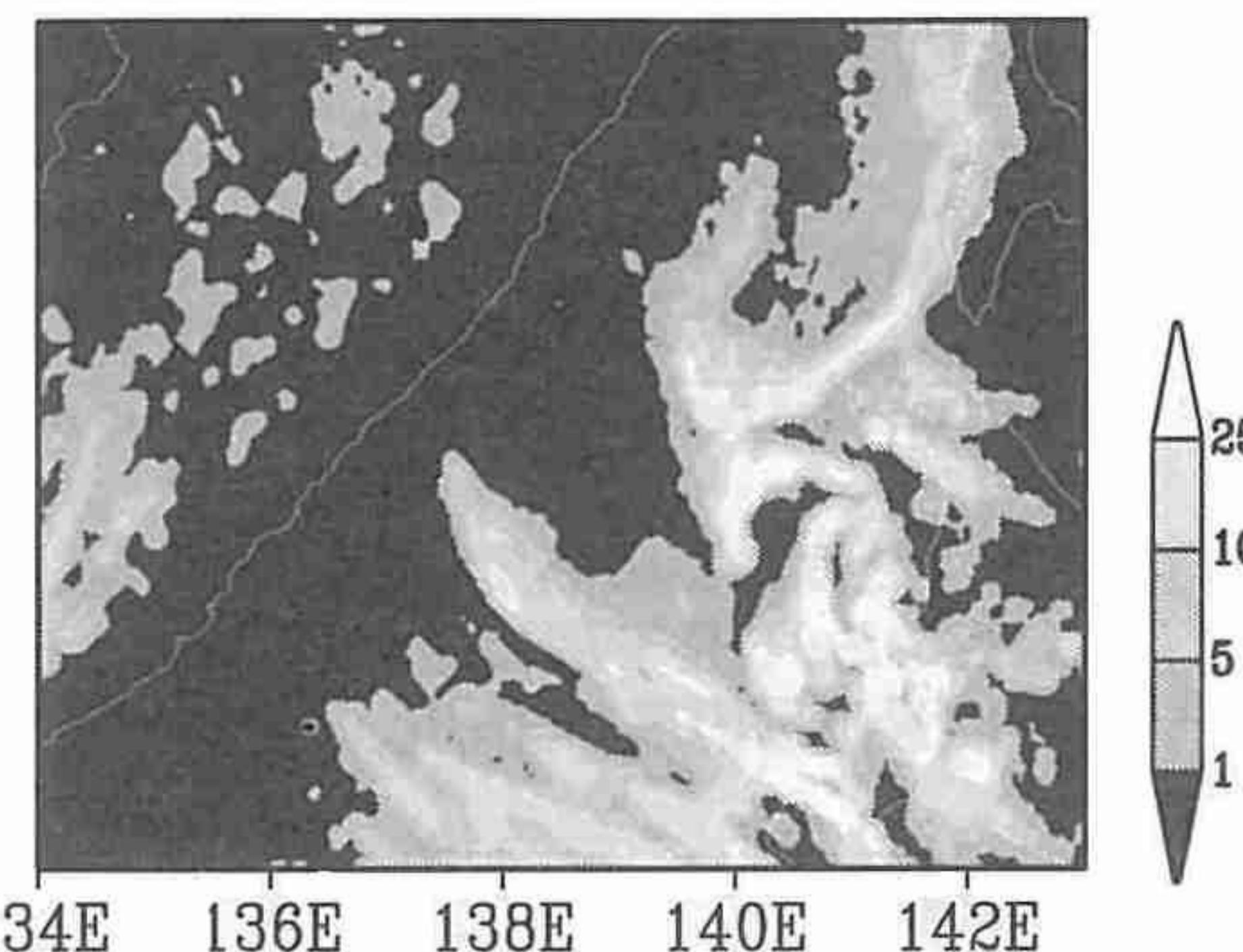


図2 数値モデルで得られ 2005年2月1112LSTの雲(雲水+雲氷)の鉛直積算値(gm^{-2})

図2は図1と同時刻のモデルで計算された雲水と雲氷の鉛直積算値 (gm^{-2}) である。太い筋雲の発生位置や雲の分布などは衛星画像と良く一致している。また再現された温度、風の鉛直プロファイルなども札幌におけるゾンデ観測の結果と整合的であった。これから、モデルは筋雲の構造とその環境場を良く再現していると考えられる。そこで数値実験の結果を用いて太い筋雲の形成メカニズムを詳細に調べた。

図3は図2と同時刻の、高度1kmの鉛直流とモデル最下層の風ベクトル、最下層の温位である。太い筋雲に対応する上昇流は、Muramatsu (1979) で指摘されているシホテアリニ山脈中央部にある海岸付近の山岳の風下で発生していた。また、筋雲の南西側の北西風は北東側の北北西風よりも温度が低く、筋雲に伴い前線構造が確認された。山岳周辺の大気場を調べた結果、シホテアリニ山脈北部の標高は北東側が南西側に比べて高く (~1.2km)、強い安定成層 (浮力振動数 $\sim 0.02\text{s}^{-1}$) をしていた。北東側では総観スケールの寒気吹き出しの風速 (10 ms^{-1}) に対し、フルード数は約0.4と見積もられる。このため、下層の寒気はブロックされ、上空の高温位の空気が海上に吹き出していた。一方、南西側では山脈の標高が低く (~0.8km)、成層は弱い安定成層 (浮力振動数 $\sim 0.008\text{s}^{-1}$) をしており、フルード数は約1.6と見積もられ、下層の寒気は山脈を越えて海上に吹き出していた。海上の前線帶は、これらの温度の違う気流により形成していた。

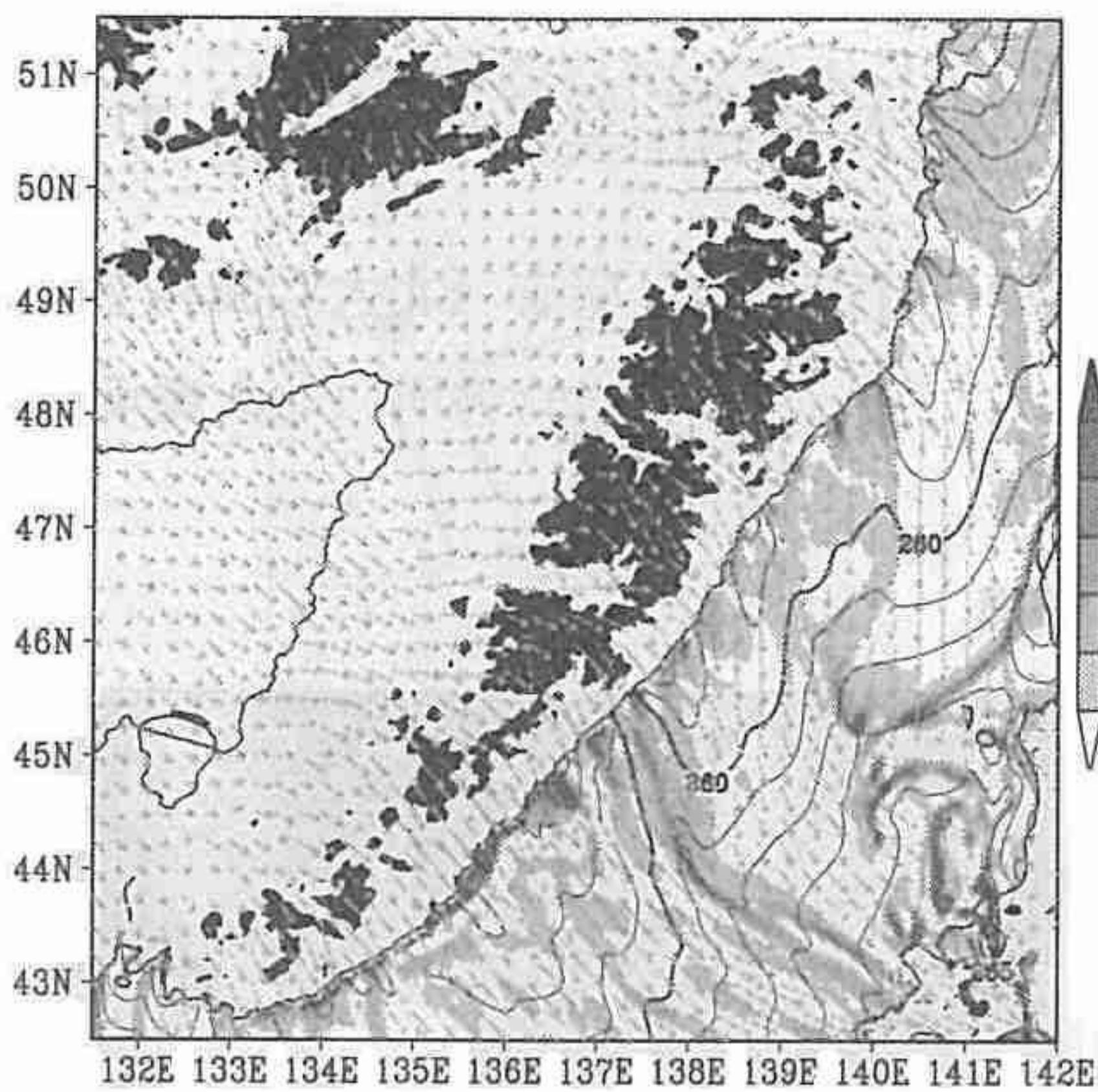


図 3 図 2 と同時刻の高度1kmの鉛直流(陰影、海上のみ)、最下層の温位(等值線、海上のみ)、最下層の風ベクトル。

4. 感度実験

次にこれらの地形効果が具体的にどのように筋雲の形成、維持に関わっているのかを確認するために、地形を変えた感度実験を行った。

まず、筋雲の起点となるシホテアリニ山脈中央部にある海岸付近に位置する特定の山岳の標高を変えた実験を行った。山岳標高を小さく設定した実験では、海上で前線帯が形成されたが、筋雲に伴うバンド状の上昇流はやや南の位置から発生した。この結果から海岸付近の特定の山岳が筋雲形成のトリガーとして重要であり、太い筋雲の発生点を固定する役割を持つことが分かった。

次にシホテアリニ山脈全体の標高の南北差に着目し、特定の山岳の南西側の標高を150%と高くした実験を行った。その結果、南西側でも下層の寒気が山脈によりブロックされ、その結果、海上には前線帶は形成されず、特定の山岳により生じた筋雲は海上であまり発達しなかった。また、シホテアリニ山脈北部の標高の高い領域に現れる北寄りの風は、山越えの際に気柱の収縮が起こるために生じることが分かった。

すなわち、山脈全体の標高差に起因する寒気ブロックの南北差が、日本海北部海上における風の場と温度分布の形成に重要で、海上で筋雲を維持・発達させる役割があることが確認できた。

他に初期場の風を水平一様とし風速を変えた実験も行った。風速を十分大きくすると標高の高い山脈北側でも下層の寒気が海上に吹き出し、海上に明瞭な温度フロントが形成されず太い筋雲も不明瞭になった。寒気吹き出しが強い時には太い筋雲が不明瞭になることが衛星画像から確認されているが、この実験結果は観測と整合的であり、山脈全体の標高分

布に起因した寒気ブロック強度の違いが太い筋雲の形成・維持において重要であることを裏付けるものである。

5. まとめ

以上の結果から、太い筋雲の形成メカニズムは以下のように説明できる(図4)。シホテアリニ山脈中央部の海岸付近に位置する山岳は筋雲形成のトリガーとなり、太い筋雲の発生点を固定する役割を持つ。この山岳の南西では山脈の標高が低いため、下層の寒気が海上に流れ出す。一方山岳の北東側では山脈の標高が高いため、下層の寒気はブロックされ、上空の高温位の空気が海上に流れ出す。この異なる温位の気塊は海上に前線帯を形成し、そこで筋雲がさらに発達する。

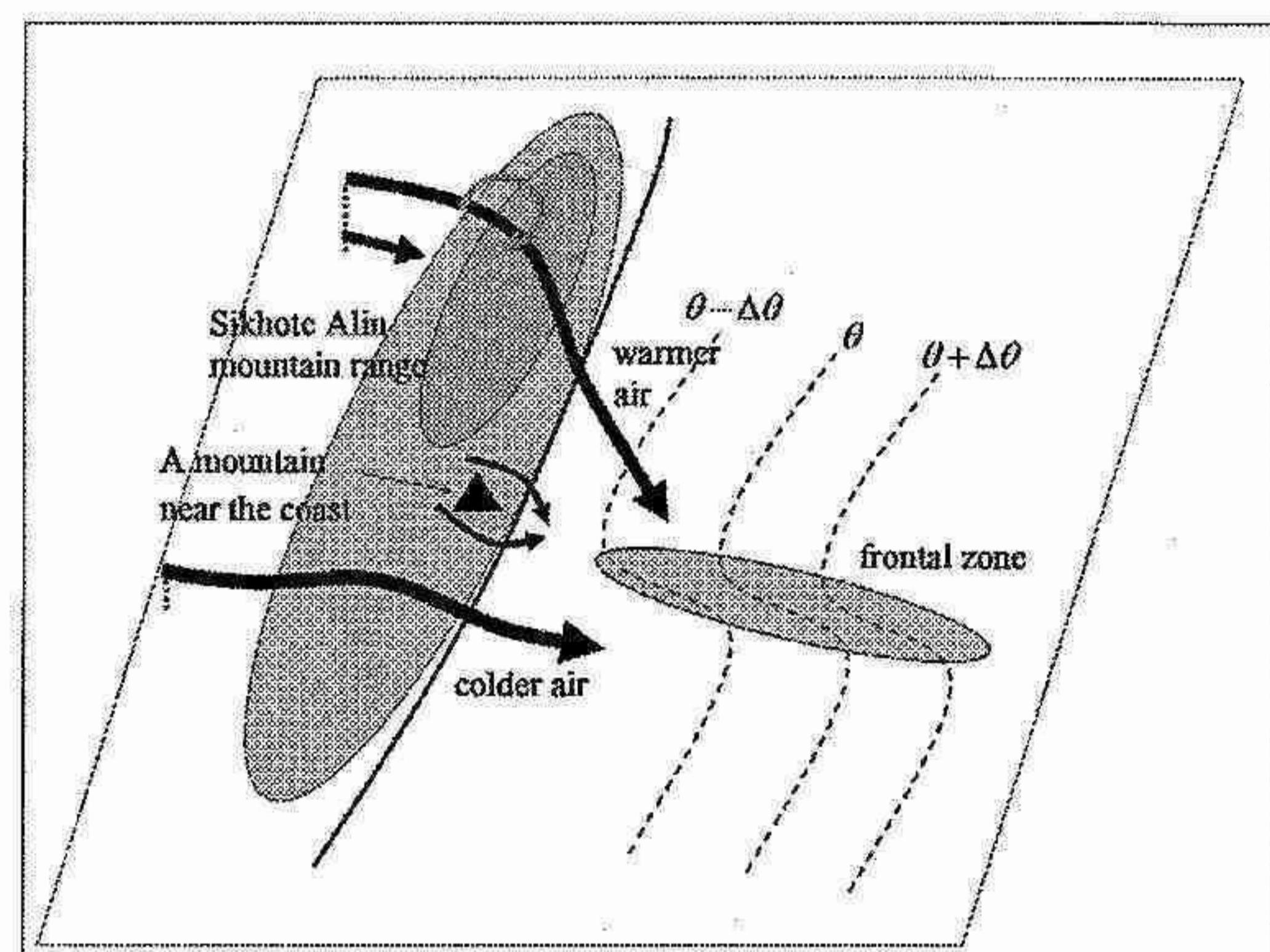


図 4 太い筋雲の形成メカニズムの模式図
点線は海上での下層の温位の等值線を示す。

3. 札幌管区気象台における黒球温度の観測報告およびWBGT の各種推定式の特性について

堀江 祐圭 (北大大学院情報科学研究科)
藤原 弘章 (札幌管区気象台)

【はじめに】

現在、労働や運動時などにおける熱中症予防の警戒基準には WBGT (Wet-bulb globe temperature; 湿球黒球温度) が用いられている (日本体育協会 2005; 日本生気象学会 2007)。しかしながら、気象庁の通常の観測項目に WBGT のパラメータである黒球温度は含まれない。このため、WBGT を算出する場合の多くは、乾球温度・相対湿度・全天日射量等を用いた推定値を用いらざるを得ない。

ここで本研究は、1) 2008 年 6 月 1 日から 2008 年 9 月 30 日において札幌管区気象台で黒球温度を観測する、2) 従来の気象台の観測データを用いた推定式による WBGT と、上記で観測した黒球温度および Yaglou & Minard (1957) の算出式による WBGT とを比較することで、その特性を明らかにすることを目的とした。

【黒球温度と WBGT】

WBGT は、ベトナム戦争時の屋外軍事訓練時における熱中症の発生の危険性を判断する基準として提唱された (Yaglou & Minard 1957)。WBGT は、ISO-7243 で指標化され、後に、米国労働健康安全学会・米国スポーツ医学会、国内では、環境省・日本体育協会・日本生気象学会などで、熱中症のリスクを評価する温熱指標として採用された。

ここで、WBGT は、式 1 から算出される。

$$WBGT = 0.7T_w + 0.2T_g + 0.1T_d \quad (\text{式 } 1)$$

T_w : 湿球温度(°C)、 T_g : 黒球温度(°C)、 T_d : 乾球温度(°C)

黒球温度は、「人の表面積 : 体積 = 黒球の表面積 : 体積」となる黒体を想定し、その対流および放射による平衡温度となる温度を人の体感温度である。黒球は表面がつや消し黒に塗られた直径 15cm・厚さ 1.2mm の中空銅球で、黒球温度はその中心付近の温度である。この温度が、特に (気温) < (放射温度) となる暑熱空間で、体感温度と良い対応を示す。

人の体感温度や体温調節機能の評価に必要な気象要素は、気温・湿度・放射・気流の 4 要素である。このうち、黒球温度は気温・放射・気流の 3 つを、WBGT は 4 要素全てを含む。

【WBGT の推定式】

黒球温度の現地観測の結果および各種気象要素か

ら作成された推定式として、中井ほか(1992) (式 2)、高市ほか(2003) (式 3)、小野ほか(2006) (式 4)、登内・村山(2008) (式 5) などが挙げられる (表 1)。

$$WBGT = 1.925 + 1.298(0.7T_w + 0.1T_d) \quad (\text{式 } 2)$$

$$T_g = T_d + 0.090S' / (1 + 0.0037S') \quad (\text{式 } 3)$$

$$WBGT = -3.510 + 0.741T_d + 0.035RH + 0.00287RH \cdot T_d + 3.644S'' \quad (\text{式 } 4)$$

$$T_g = T_d + 12.1 + 0.0067S' - 2.40U^{1/2} (S' > 400) \quad (\text{式 } 5)$$

$$T_g = T_d - 0.3 + 0.0256S' - 0.18U^{1/2} (S' \leq 400) \quad (\text{式 } 5)$$

ただし、RH: 相対湿度(%)、S': 全天日射量(瞬間値) (W/m²)、U: 風速(m/s)とする。また、本研究における全天日射量は 10 分間積算値 S(MJ/m²) を用いたため、S' を以下のように換算した。

$$S' = 1000 / 600S \quad (\text{式 } 6)$$

表 1 黒球温度・WBGT・解析に用いた推定式の概要

	実温	湿度	放射	気流	黒球温度の 観測場所
黒球温度	○		○	△	
WBGT	○	○	○	△	
中井ほか(1992)	○	○			運動場
高市ほか(2003)	○	○	○		温室
小野ほか(2006)	○	○	○		屋外空閒
登内・村山(2008)	○	○	○	○	建物屋上

【札幌管区気象台における観測概要】

全天日射量を測定する観測機器は、札幌管区気象台庁舎の屋上(地上からの高さ 14.7m と 18.4m)に設置されている。黒球温度計(Φ150mm 黒球: (株)安藤計器製工所 CK-SET、気温センサおよびデータロガー: T&D(株)TR-52) は、全天日射量の測定を行なっている庁舎の屋上に設置して観測した。

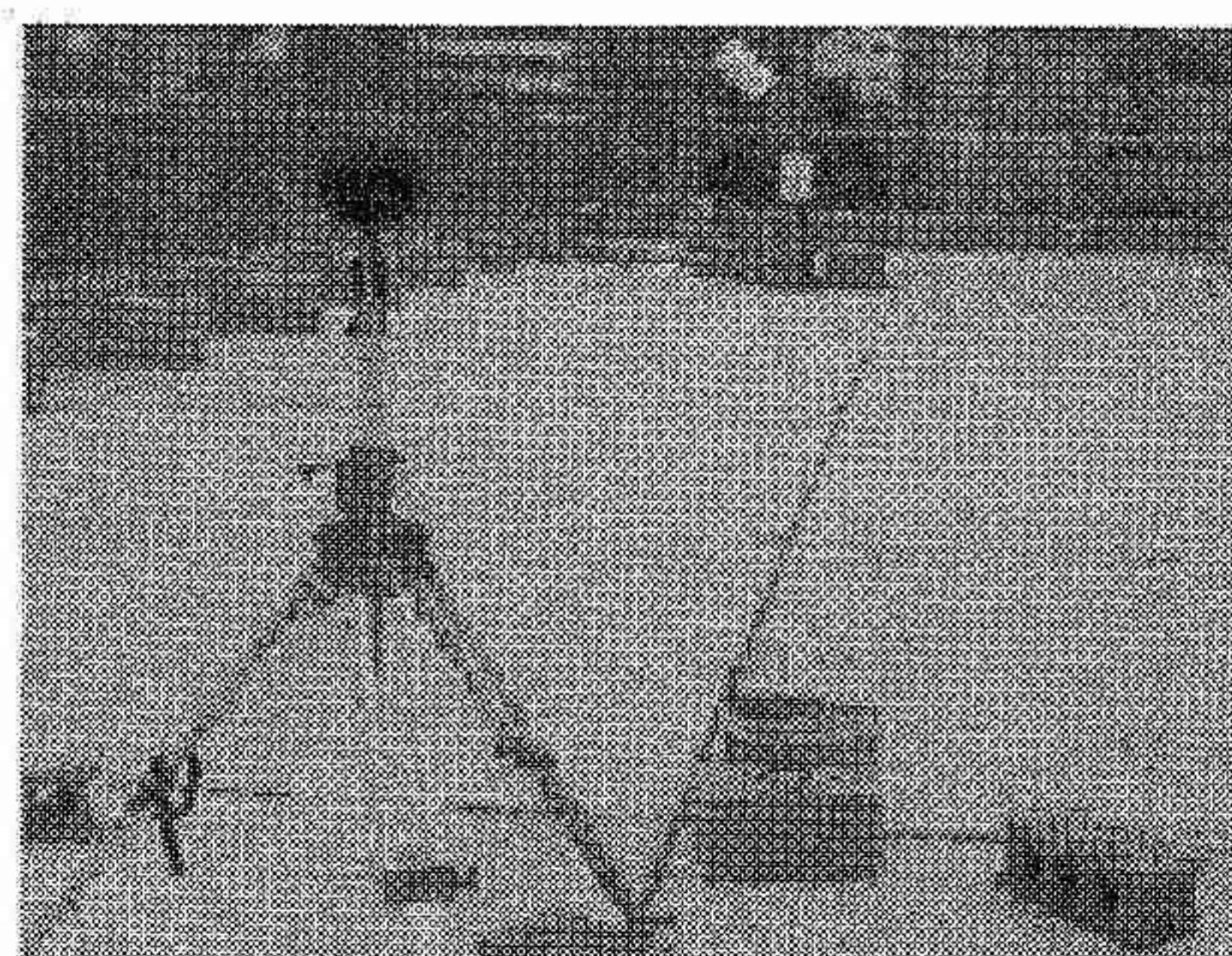


図 1 札幌管区気象台庁舎の屋上で黒球温度観測の様子

【各推定式による WBGT の比較】

解析にあたって、黒球温度・WBGT 各種推定値とも、全天日射が観測された 1 時間ごとの値を抽出した。黒球温度の観測値は 1 分毎に取得したが、観測値の変動が大きいため、毎時 00 分の値ではなく、毎時 51~00 分の 1 分値の平均を 1 時間ごとの値とした。推定式より黒球温度および WBGT を算出するために用いた気象データは、札幌管区気象台で観測された乾球温度、相対湿度、全天日射量、風速の 10 分値を用いた。湿球温度は、乾球温度・相対湿度および現地気圧より計算で求めた。

表 2 は、2008 年 6 月 25 日から 9 月 30 日の間に観測された黒球温度による WBGT と、各種推定式から得られた WBGT との回帰分析を行った結果である。回帰式の傾きは全ての式でほぼ 1 を示した。しかし、回帰式の切片、R² に注目すると、中井ほか(1992)による推定値は、他の指標に対して推定精度が劣る。RMSE に着目すると、登内・村山(2008)による推定値は他の指標に対して推定精度が良いといえる。

表 2 観測による WBGT と各種推定式との回帰分析結果

	回帰式の 傾き	回帰式の 切片	R ²	RMSE
中井ほか(1992)	1.04	-1.08	0.85	1.45
高市ほか(2003)	0.98	-0.31	0.95	1.58
小野ほか(2006)	0.99	0.16	0.95	1.61
登内・村山(2008)	1.02	-0.05	0.96	0.81

次に、黒球温度による WBGT と各種推定式から得られた WBGT との時系列変化を示した(図 2)。問題点として、観測された WBGT がこの熱中症警戒基準の 25°C を上回っていても、中井ほか(1992)では 25°C 以下と推定されてしまう点があげられる。これは、熱中症予防指針(日本生気象学会 2007)によると、1) 注意(WBGT25°C未満)、2) 警戒(WBGT 25~28°C)、3) 嚴重警戒(WBGT28~31°C)、4) 危険(WBGT31 °C以上)のうち厳重警戒レベルに達しているにも関わらず、警戒レベルと評価してしまうことを示している。

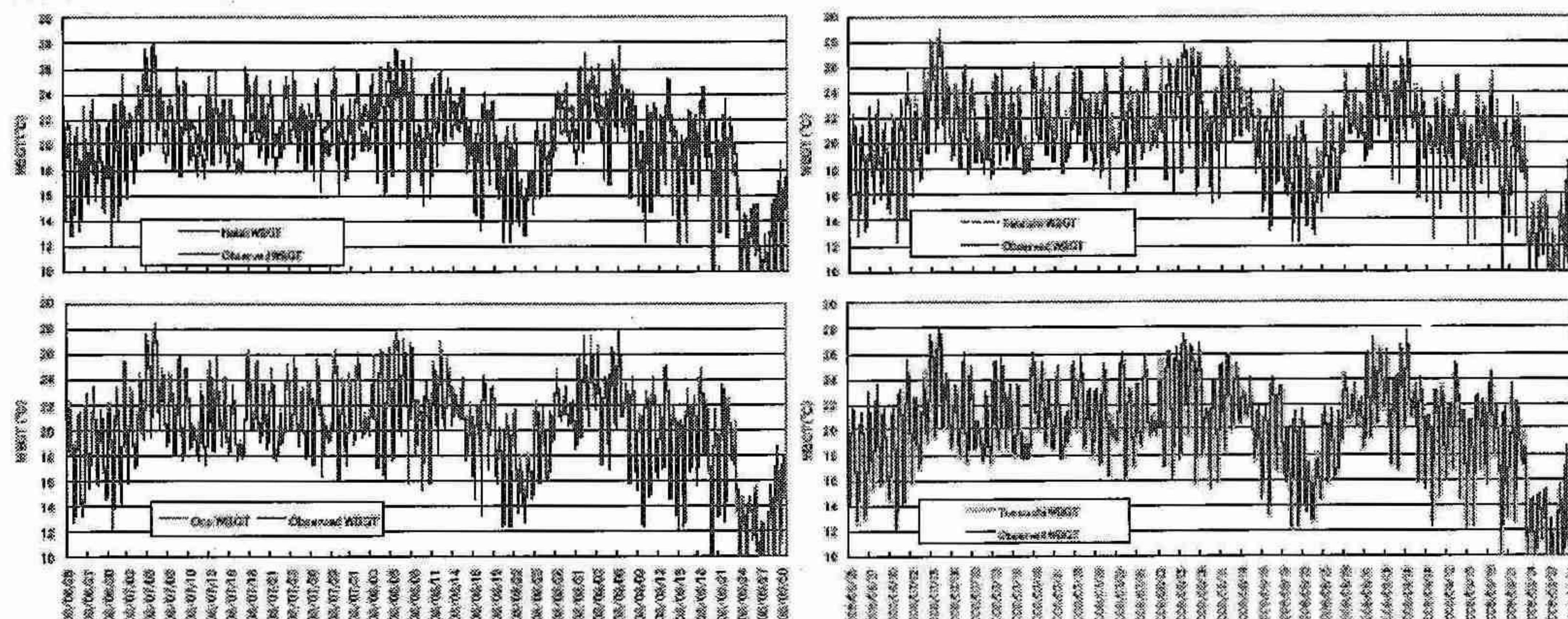


図 2 観測した黒球温度による WBGT と各種推定式を用いた WBGT の時系列変化 (2008 年 6 月 25 日~9 月 30 日)

【考察とまとめ】

本研究で得られた結果を評価するにあたって、パラメータとして用いた気象要素に着目した。日最高 WBGT を過小評価する傾向が強かった中井ほか(1992)は、他の 3 推定式と異なり放射を含まず、気温・湿度の 2 要素のみをパラメータとしている。一方、WBGT に含まれる 4 要素をパラメータとした登内・村山(2008)が最もよさそうであった。

人の体温調節などの生理現象を評価する上では、気温・湿度・放射・気流の 4 要素が揃っている指標が望ましいとされる。しかしながら、今回の解析においては実際の熱中症の発生状況と推定式に用いた気象要素との対応関係については調べておらず、今後の研究が必要である。

【謝 辞】

本研究を行うにあたり、札幌管区気象台職員の皆様には、同気象台屋上における黒球温度計の設置および維持管理をはじめ、多大なるご協力をいただきました。厚く御礼申し上げます。

【参考文献】

- ・中井誠一・寄本 明・森本武利(1992) 環境温度と運動時熱中症事故発生との関係. 体力科学(41): 540~547.
- ・日本体育協会(2005)スポーツ活動中の熱中症ガイドブック
<http://www.japan-sports.or.jp/medicine/guidebook1.html>
- ・日本生気象学会(2008)日常生活における熱中症予防指針 Ver.1
<http://www.med.shimane-u.ac.jp/assoc-jpnbiomet/pdf/nettoushouVer1.html>
- ・小野雅司・清水 明・津田憲次(2006) 連続観測結果に基づく WBGT 温度推定. 日本生気象学会雑誌(43): S27.
- ・高市益行・細野達夫・黒崎秀仁・渡辺慎一・川嶋浩樹・中野有加(2003)高軒高温室における WBGT 値を用いた快適作業領域の解析 <http://www.naro.affrc.go.jp/top/seika/2003/vegeta/ve03024.html>
- ・登内道彦・村上貢司(2008)熱中症危険度の地域特性と HWDI 日本生気象学会雑誌(45): S62.
- ・C.P.Yaglou and D.Minard(1957) Control of Heat Casualties at Military Training Centers. American Medical Association Archives of Industrial Health(16): 302~316.

4. 最大雨滴の気候学的特性

山村 育代（北大・院・環境科学院）・南雲 信宏（仙台管区気象台）
中川 勝広（情報通信研究機構）・下舞 豊志（島根大・総合理工学部）
村本 健一郎（金沢大・自然科学研究科）・藤吉 康志（北大・低温研）

1 はじめに

雨滴は、様々な大きさで降ってくる（Marshall and Palmer, 1948）。彼らが提案した雨滴粒径分布（M-P分布）は、レーダー反射強度から降水強度への変換や、数値モデルによる降水形成過程の計算（バルク法）、土砂への降雨圧の計算などに広く用いられている。また、雨滴粒径分布は世界各地で測定されており、その気候学的研究も行われている（Bringi et al., 2003）。

そもそも雨滴粒径分布とは、降水強度と同様に極めて実用的な概念であり、時間・空間的に平均しなければ意味がない。言い換えれば、雨滴粒径分布は雲内の降水形成過程および落下過程のみで変化するのではなく、平均する時間・空間の長さの変数でもある（装置の時定数に値が左右される他の気象要素（気圧、風速、気温など）も厳密に言えば同様である）。

このように、一雨の降水であっても、降水強度、雨滴粒径分布やそれを用いて計算された平均粒径なども、時間・空間の長さの取り方で値は変動する。従って、雨滴粒径分布とはそもそも何を意味しているのか、統計的に処理されて計算される平均粒径といった各種物理量を用いて降水雲のどのような物理過程を議論できるのかについては、未だに明らかになっていない（Jameson and Kostinski, 2001）。

一方、平均値とは異なって、最大風速、最高気温、最大雨量といった極値は、ひとつの現象に対して一意的に決まり、かつ様々な現象の潜在能力を示す良い指標である。そこで、適切な観測装置がなかったために、これまで統計的に調べることが不可能であった雨滴の最大粒径に着目し、気候学的特徴や出現特性を調べ、その結果が物理的にどのような意味を持つのかを議論することが、本研究の目的である。

2 観測データ

データは2D-Video-Disdrometer（以下、2DVD）で取得した。2DVDは、高さの異なる光のシートを水平2方向から出し、光を遮った粒子の影をカメラで撮影する。この方法で、粒子の形、球等価直径、落下速度、扁平率、水平からの傾き（カントイング）を長期連続測定

できる。

観測地点・期間は、札幌：2003～2007年の4～11月（降雪期間を除く）、沖縄：2004～2006年、スマトラ：2004～2005年、金沢：2003～2007年（ただし、欠測が多いため、統計データには加えない）である。

3 雨滴の最大粒径の特性

各地で観測された数千万個の全雨滴中、たった1個のみ存在する最大雨滴の画像を図1に示す。どの地域でも、最大粒径は、地上でほとんど存在できないと言われていた、球等価直径7mmを超えていた。

次に、各降水で見いだされた最大粒径の気候学的特性（季節・地域・日変化）について調べた。本来、「一雨」ごとに最大値を求めるべきだが、そもそも「一雨」を一般的に定義することが困難であるため、まず、1日を降水イベントの区切りとした。以降、1日に降った雨滴の中で、粒径が最大のものを「最大雨滴」と呼ぶ。また、検出確率を考慮し、測定した雨滴の総数が5万個以上の日のみを解析対象とした。

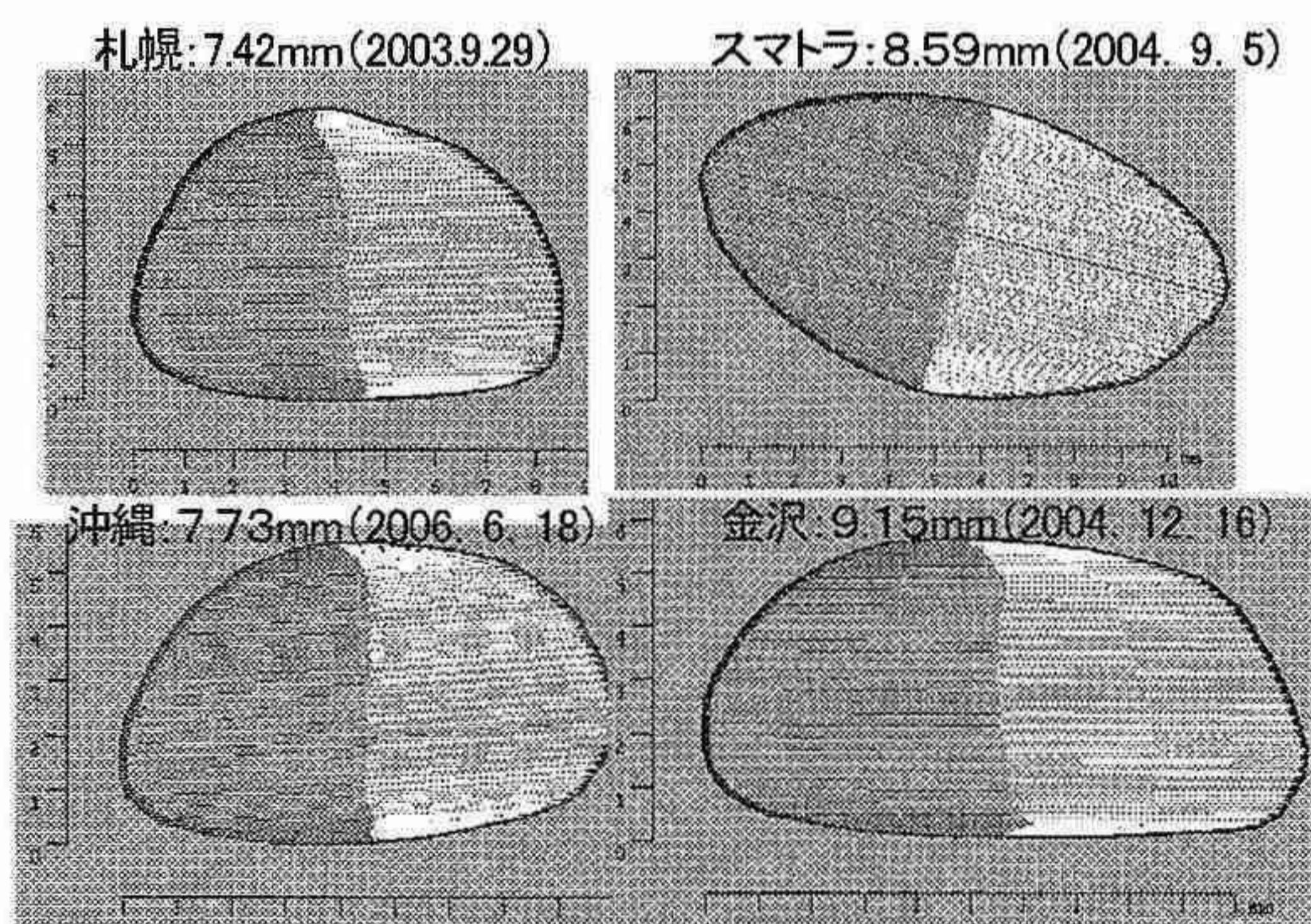


図1 札幌・沖縄・スマトラ・金沢で観測された最も大きな雨滴の画像
(大きさは等価直径、()内は降った日)

まず、降水イベント毎に得られる最大雨滴の粒径別頻度分布（図2）を作成した。図から明らかなように、各地とも3.5～4mmを中心としたガウス分布に近い分布を示した。3.5～4mmという大きさは、雨滴が十分な距離落下し、その際衝突併合・分裂を繰り返した時に

存在する雨滴の最大粒径に近い。

次に、最大雨滴の大きさの季節変化を調べた(図3)。すると、各地で季節変化が異なっており、熱帯海洋性である沖縄は、他の地点に比べて季節変化が少ないが、梅雨後半の6月、スマトラでは春(2~4月)のモンスーンと秋(9・10月)のモンスーン時に大きな雨滴が降りやすいことが分かる。また、札幌では6月と上空の寒気流入に伴う寒冷前線が頻繁に通過する9・10月に大きな雨滴が降っていることがわかる。

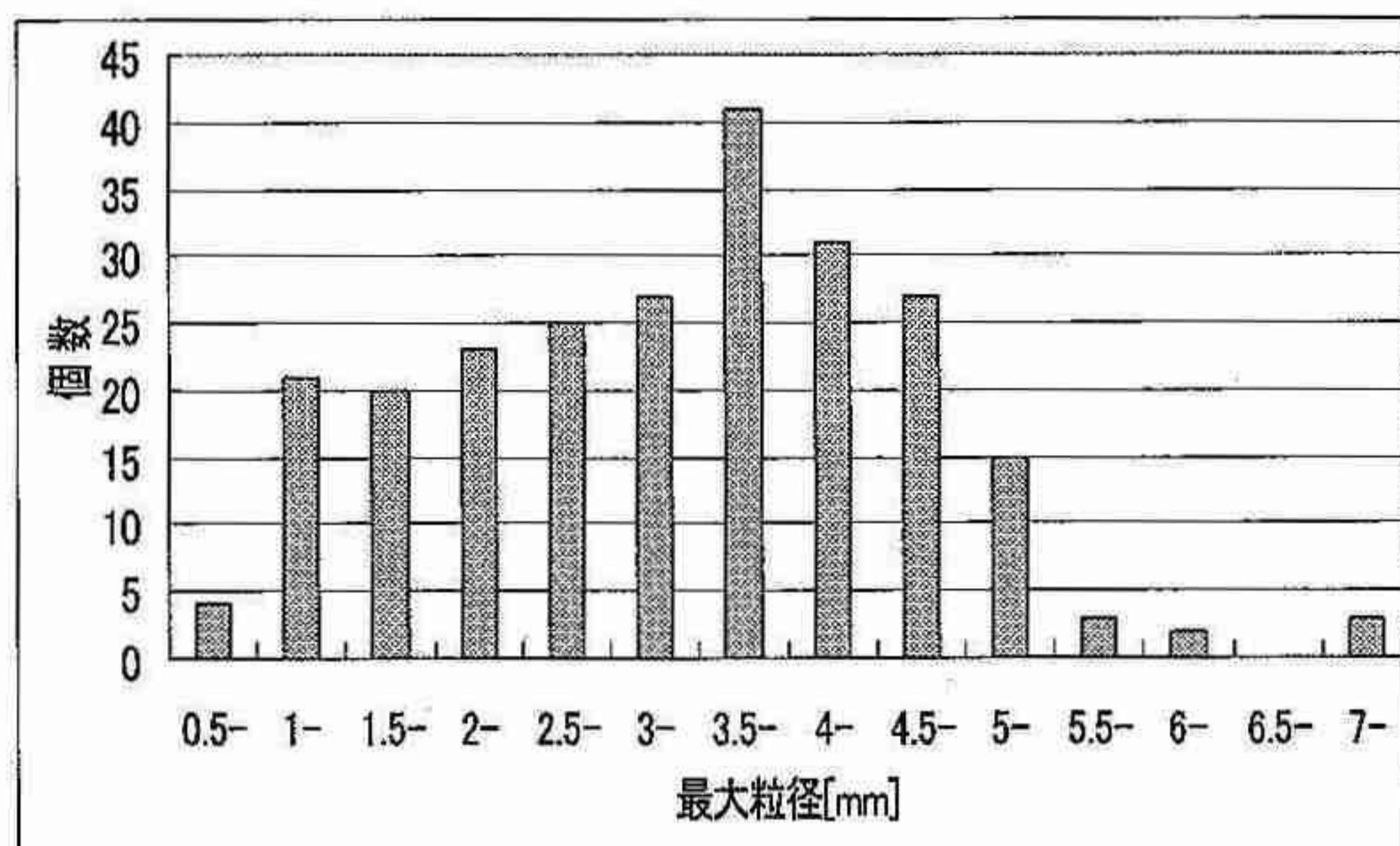


図2 最大雨滴の粒径別の頻度分布(札幌)

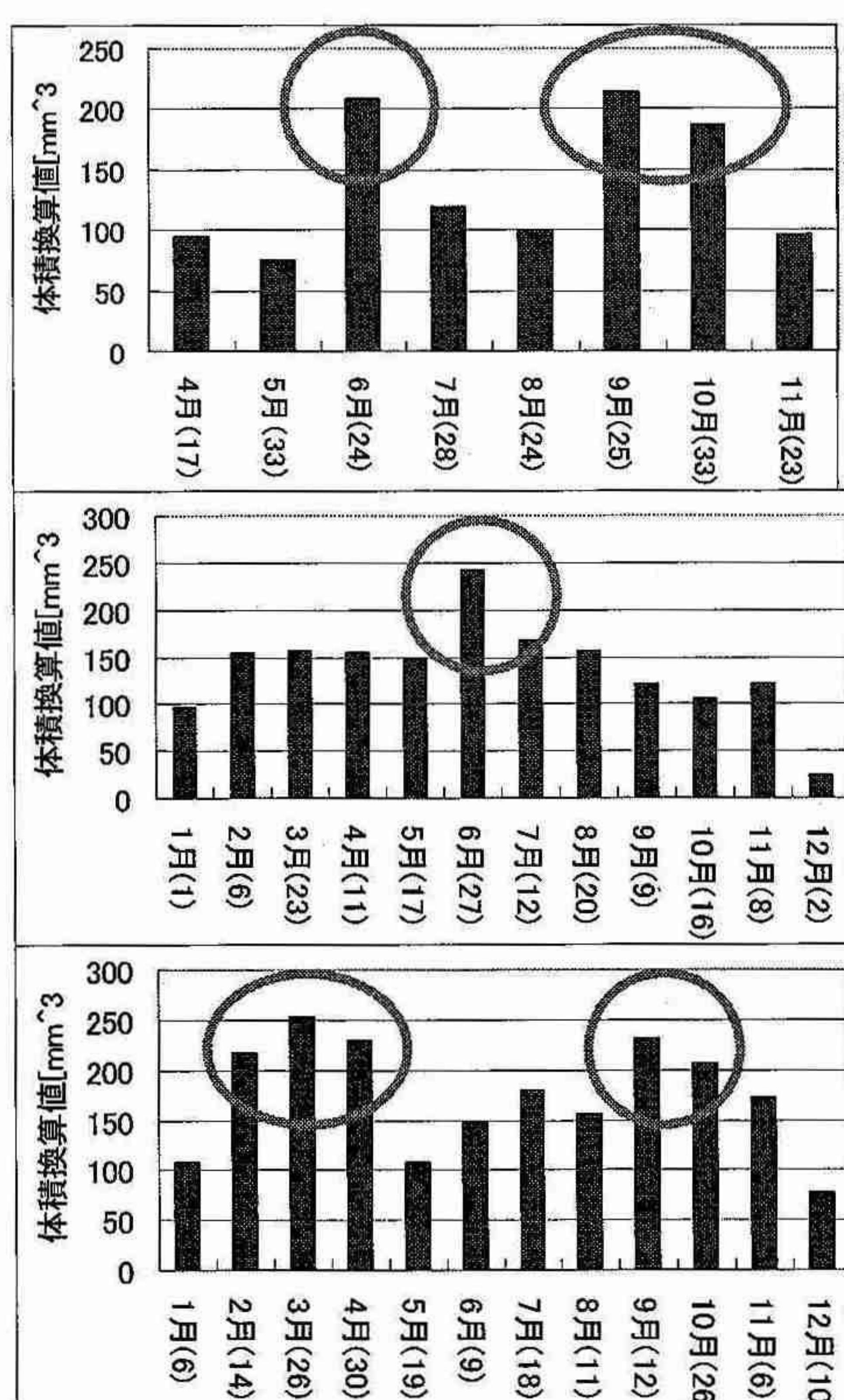


図3 最大雨滴の粒径の季節変化
(横軸の()内は月降水日数、縦軸は粒径を
体積換算した値)

次に、1日のうちで最大雨滴が降りやすい時間帯を調べるため、最大雨滴が降った時間を3時間ごとに区切り、その出現頻度を調べた(図4)。その結果、札幌では日変化が小さいが、夜遅くから明け方に頻度が高い傾向がみられる。一方、沖縄では明らかに昼過ぎに、スマトラではより明瞭に午後に最も大きな粒径が降りやすいことがわかった。

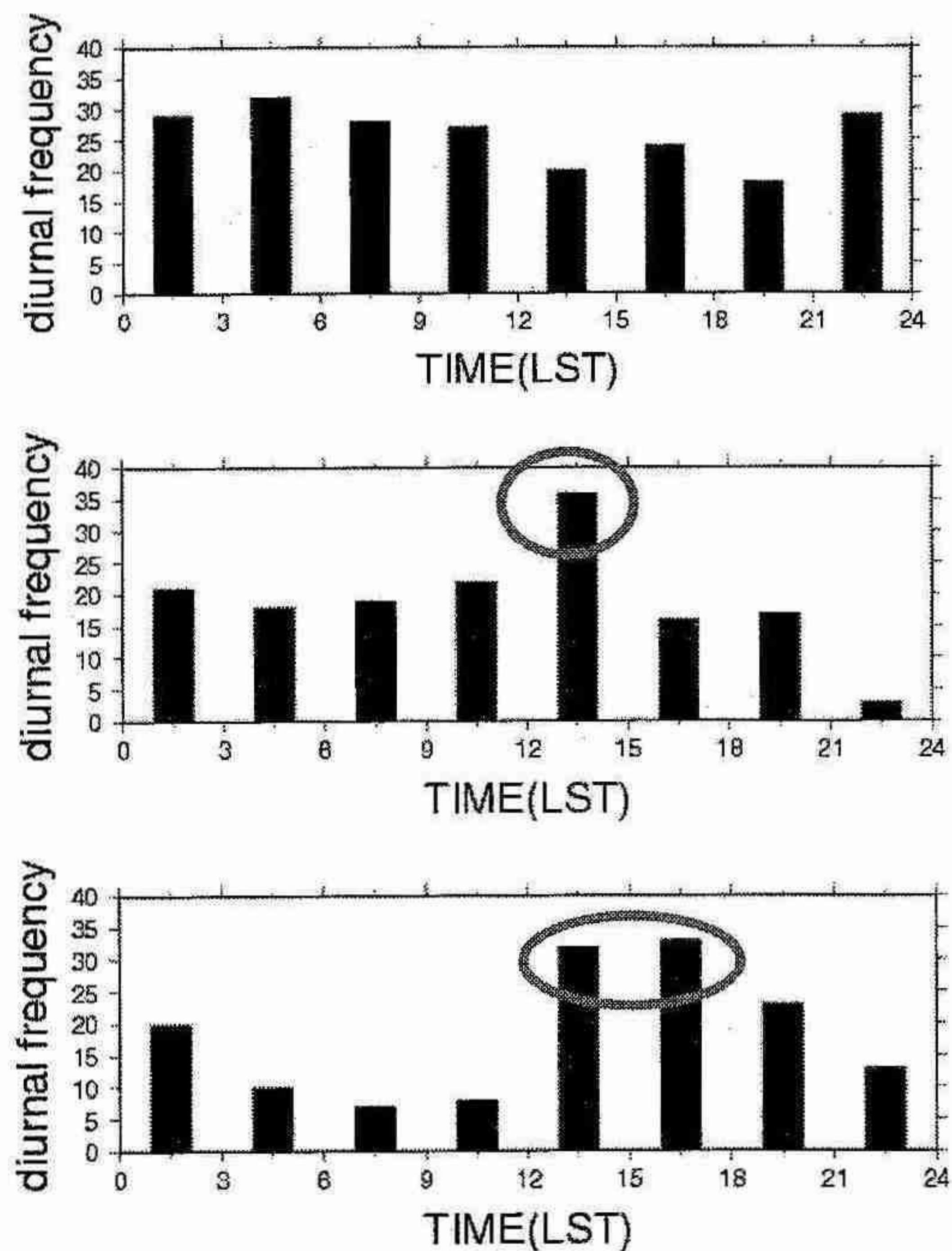


図4 最大雨滴の出現時間別頻度分布
上:札幌、中:沖縄、下:スマトラ

さらに、最大雨滴の粒径に着目して、気候学的特性を調べた。十分な衝突併合を繰り返すと、5mm以上のものは分裂してしまうため、ほとんど存在しない。しかし、実際には6mm以上が降った日や、逆に3mm以下の雨滴のみが降った日もある。これらの日を対象に、月毎・時間帯別の頻度分布(図5)を作った。図5上段から、沖縄:7月の午後、スマトラ:春(2~4月)の午後に大きな雨滴が降りやすいことがわかる。図5下段からは、札幌:7月の明け方、スマトラ:2月・11月の明け方に小さな粒径のみの降水が多いことがわかった。

これらの傾向は、過去に報告された衛星による雲の出頻度、地上の雨量計による降水の季節・日変化とも整合的である(Dai, 2001; Fujibe, 1988; Nitta and Sekine, 1994)。

4 考察とまとめ

大きな雨滴の形成過程と出現メカニズムについても、現在解析を進めている。5 mm を超える雨滴は衝突併合によって作られる可能性は低い。6mm を超える雨滴が地上まで落ちてくることができた可能性として、大きく2つの理由が考えられる。1つは雲の中で形成された大きな雨滴が、他の雨滴と衝突・分裂せずに落ちてきた場合、もう1つは巨大雪片、あられ、雹が融けた直後に観測された場合である。

衝突する（もしくは、しない）確率は、雨滴の数濃度で決まる。そこで、強い降水強度と大きな粒径の出現タイミングについて調べているが、大きな雨滴（雹も）は降り始めにまとまってみつかる傾向があることは事実である。

金沢の冬季（12～2月）には、球等価直径が8mmを

優に超える雨滴が数多く見つかっている。これは明らかに冬の低い融解層内で見いだされている。ただし、9mmに近い雨滴は自発分裂する可能性が高いため、融解層のどの高度まで存在し得るかを明らかにしたい。この結果は、融解層内における、雨滴粒径分布の形成過程・電荷発生機構の研究を進展させる可能性がある。

最後に、小さな粒径のみの出現メカニズムについても、解析中である。熱帯の降水は深い対流によるものが多いと考えられているが、今回の解析でスマトラでも小さな雨滴のみの降水が数多くあった。そこで、それらの事例を札幌の小さな粒径のみの事例と比較しながら、降水機構の相違を明らかにしていきたい。

以上みてきたように、最大雨滴は予想以上に気候学的特性を有しており、降水の気候学的研究の一指標として十分に使えることが明らかとなった。

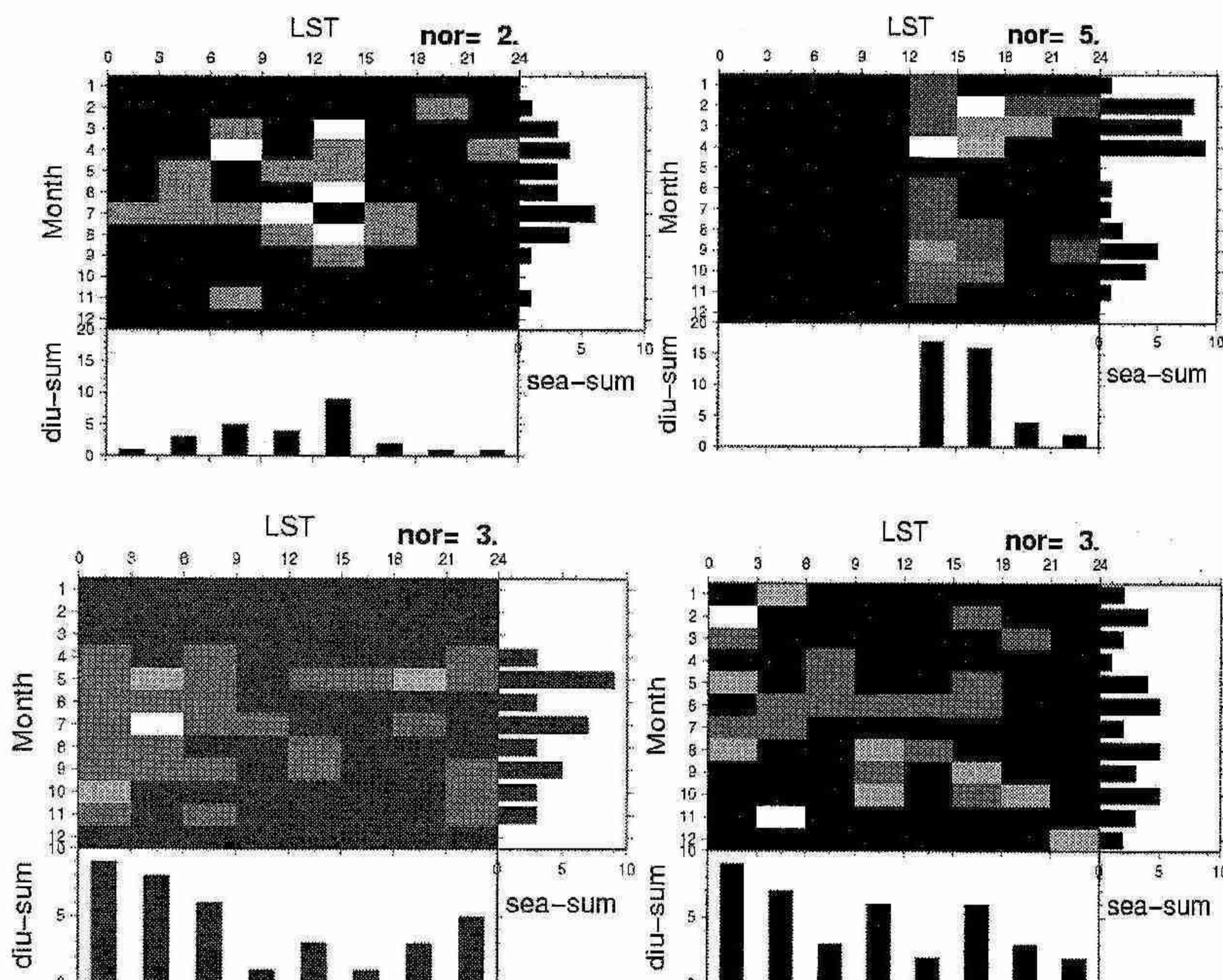


図5 月毎・時間帯別の最大雨滴出現頻度分布
左上:沖縄(6mm以上)、右上:スマトラ(6mm以上)
左下:札幌(3mm以下)、右下:スマトラ(3mm以下)

【引用文献】

- Bringi, V. N., V. Chandrasekar, J. Hubbert, E. Gorgucci, W. L. Randeu and M. Schöenhuber, 2003: Raindrop size distribution in different climatic regimes from disdrometer and dual-polarized radar analysis. *J. Atmos. Sci.*, 60, 354–365.
- Dai, A., 2001: Global precipitation and thunderstorm frequencies. Part II: Diurnal variations. *J. Climate*, 14, 1112–1128.
- Fujibe, F., 1988: Diurnal variations of precipitation and thunderstorm frequency in Japan in the warm season. *Pap. Meteor. Geophys.*, 39, 79–94.
- Jameson, A. R. and A. B. Kostinski, 2001: What is a raindrop size distribution? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 82, 1169–1177.
- Marshall, J. S. and W. M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, 5, 165–66.
- Nitta, T., and S. Sekine, 1994: Diurnal variation of convective activity over the tropical western pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, 72, 627–641.

5. 大気主成分の凝結を考慮した2次元雲対流モデルによる火星大気の数値計算

山下 達也・小高 正嗣・石渡 正樹・杉山 耕一朗（北大・理）
中島 健介（九大・理）・林 祥介（神戸大・理）

1. 序

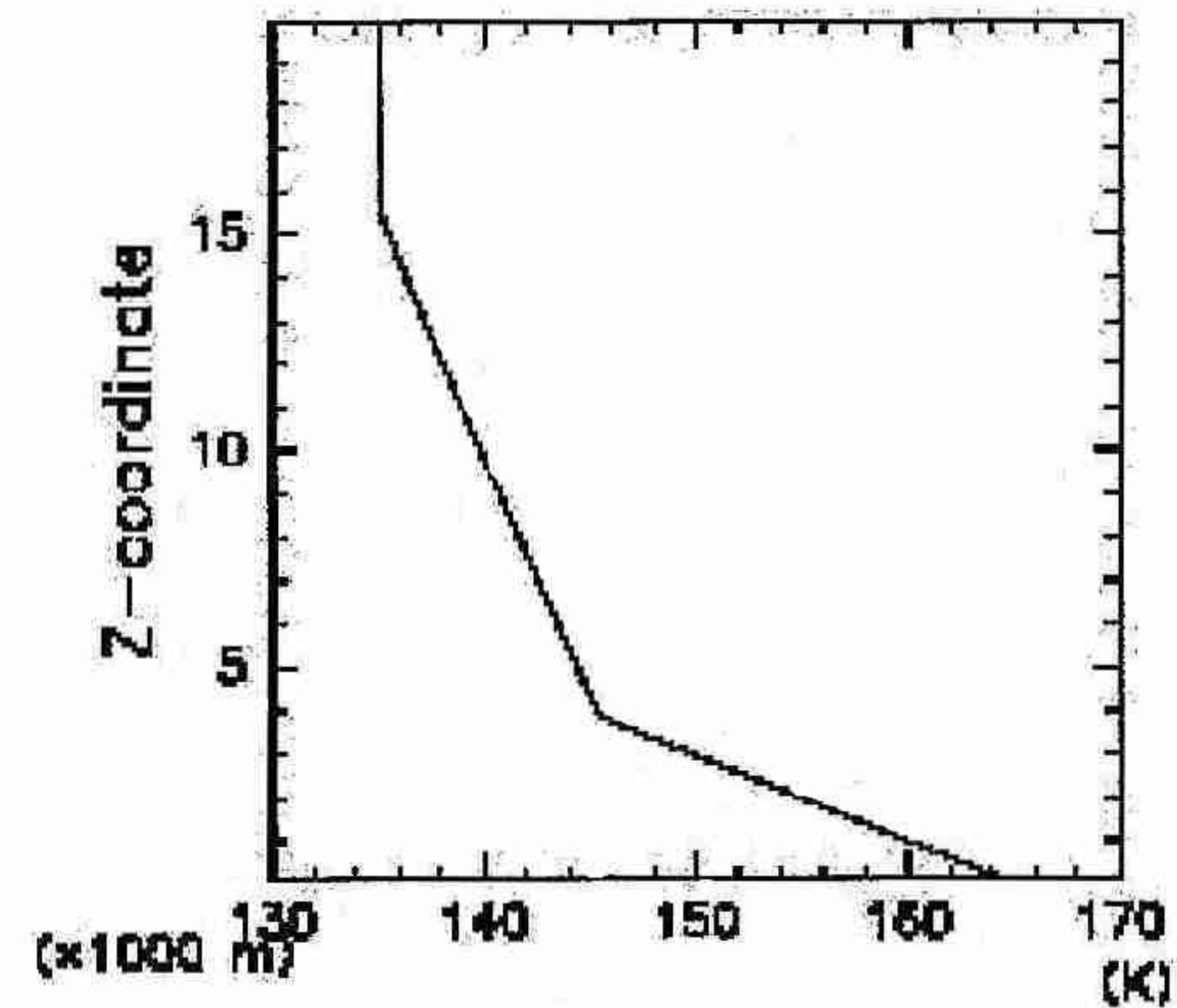
火星の大気は主に CO_2 から成り、その質量比は約 96.5 % にも及ぶ。火星には CO_2 の雲が存在しており、 CO_2 の雲は極冠周縁 (Pettengill and Ford, 2000) や赤道上空 (Montmessin et al., 2007) に分布していることが観測によって明らかとなっている。特に極冠周縁の CO_2 の雲は対流によって生成されうることが MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) の観測により示唆されている (Colaprete et al., 2003)。大気の主成分の凝結を伴う対流の場合、潜熱が圧力、温度、流れ場に大きな影響をもたらし、地球上の湿潤対流とは異なる構造を有するものと考えられる。熱輸送や物質輸送において重要な役割を果たす対流現象の包括的理理解を目指す上で、主成分凝結対流を理解することは不可欠である。しかし主成分凝結対流に関する研究は Colaprete et al. (2003) など数例を除いて殆ど行なわれておらず、十分な理解が得られているとは言い難い。そこで本研究では大気主成分が凝結する系での雲対流の構造を明らかにすることを目指し、主成分凝結を考慮した2次元雲対流モデルを用いて火星大気を念頭に置いた数値計算を行なった。

2. モデルと計算設定

簡単の為、 CO_2 のみから成る大気を考える。支配方程式として準圧縮方程式 (Klemp and Wilhelmsen, 1978) に大気主成分の凝結を考慮したもの用いる (小高他, 2006)。乱流拡散は Klemp and Wilhelmsen (1978) 同様に 1.5 次のクロージャモデルで表す。雲物理過程は拡散による雲粒の成長のみを考慮し、併合成長と重力沈降は考慮しない。また雲粒の凝結核の半径及び数密度は一定とする。本モデルでは飽和比が高い状態についても考慮し、臨界飽和比はパラメータとして与える。Glandorf et al. (2002) の実験結果に基づき、臨界飽和比の値は 1.0 と 1.35 の 2 通りについて考える。放射過程については陽に計算せずに高度 0–1 km で一様加熱、高度 1–15 km で一様加熱を与えて、放射が系全体として釣り合うようにする。計算領域は水平 50 km、鉛直 20 km の矩形領域とし、格子間隔は 200 m とする。境界条件として水平方向に周期境界条

件、鉛直方向に応力無し条件を適用する。基本場の温度分布は火星の極冠周縁で観測される温度分布 (Colaprete and Toon, 2002) を参考に、地表から高度 4 km までを等温位 (165 K)、高度 4–15 km は湿潤断熱的、高度 15 km 以上を等温 (135 K) とする (図 1)。また初期擾乱としてモデルの最下層の格子点に最大振幅 1.0 K のランダムな温位擾乱を与える。数値積分は臨界飽和比 1.0 の場合については 10 日分行ない、臨界飽和比 1.35 の場合については半日分行なった。

Temperature of basic state



Temperature of basic state

図 1 計算で用いた基本場の温度分布。

3. 計算結果

臨界飽和比が 1.0 の場合、雲は計算開始直後に高度 4–15 km 付近で形成され始める。その後各時刻において雲層下部では雲層上部に比べて雲密度が大きくなっている (図 2)。上部の雲は放射冷却によって生成され、下部の雲は上昇流によって生成されたものと考えられる。図 2 及び計算開始 3 日後の速度場のスナップショット (図 3) より、対流は雲底高度より下に形成され、雲領域に貫入することはないことが分かる。雲底高度より上では成層安定状態となっており、上昇してきた気塊は急激に減速される為に、雲層内部で強い対流が生じることはない。時間の経過とともに雲底高度は上昇し、系における全雲質量は約 1 日後から緩やかに減少する。対流は冷却領域に侵入することが

出来ず、熱を効率的に輸送することが出来ない為、雲底高度より下の気層は徐々に加熱される。その結果下層では雲の昇華が生じ、雲底高度が上昇していくものと解釈される。更に長時間の計算を行なうと、系の全雲質量は減少を続け、系全体が乾燥対流によって支配されるようになると推測される。以上より、少なくともこの計算設定においては湿潤対流が平衡状態として実現される可能性は低いことが分かる。

臨界飽和比が 1.35 の場合、三角形の凝結領域が約 100 m/s という速さで拡大していくという奇妙な計算結果が得られた。線形化した弾性系方程式に凝結を考慮して分散関係を解析的に求めると、このような位相速度を持つ波は存在しない。このことから三角形の凝結領域の拡大は物理的に意味のある解ではなく、差分誤差による数値的な解であることが分かった。この非現実的な凝結領域の拡大は雲密度の差分誤差が移流されることによって凝結領域の周辺で連鎖的に凝結が生じてしまうことに起因すると考えられる。過飽和が許容される場合、このような人工的な凝結の連鎖は生じやすくなると考えられ、凝結過程を慎重に取り扱う必要があると考えられる。火星では高い飽和比が実現されるので、この計算上の困難をどうにかして克服しなければならない。

4. 今後の課題

臨界飽和比が 1.0 の場合の計算では湿潤対流が安定に存在しにくいことが示唆されたが、このことが主成分凝結対流の一般的な性質であるかについてはまだ良く分からぬ。基本場の温度分布や放射強制の分布を変えてより多くの計算を行なう必要がある。また今回は雲粒の重力沈降や併合成長を考慮せずに計算を行なったが、物理的に意味のある雲対流の描像に近付くためには、これらの効果を考慮して計算する必要がある。

臨界飽和比が 1.35 の場合での差分誤差による連鎖的な凝結を防ぐ方法の一つとして、一定以上の雲密度に達しないと凝結が生じないように雲密度閾値を設けて計算する方法が考えられる。また現在のモデルでは雲密度の移流を数値振動の生じやすい 4 次の中心差分で計算しており、大きな差分誤差を生む要因となりうる。過飽和が実現される場合の計算においては閾値を導入し、より精度の良い移流スキームを導入することにより問題を解決する方法を探っていく予定である。

density of cloud

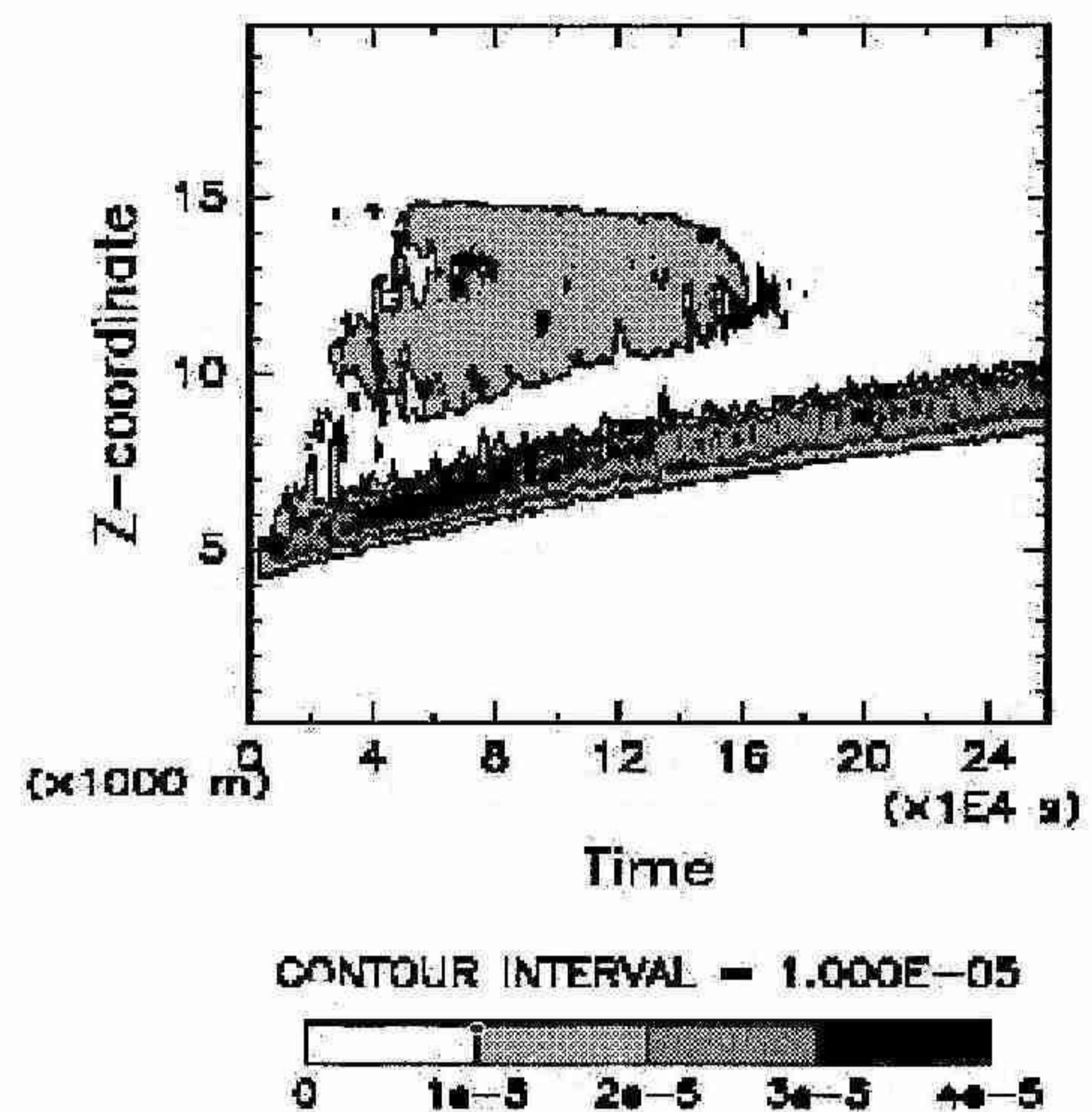


図 2 臨界飽和比が 1.0 である場合の雲密度の水平平均の時間変化。計算開始から 3 日後までの雲密度の分布を示している。

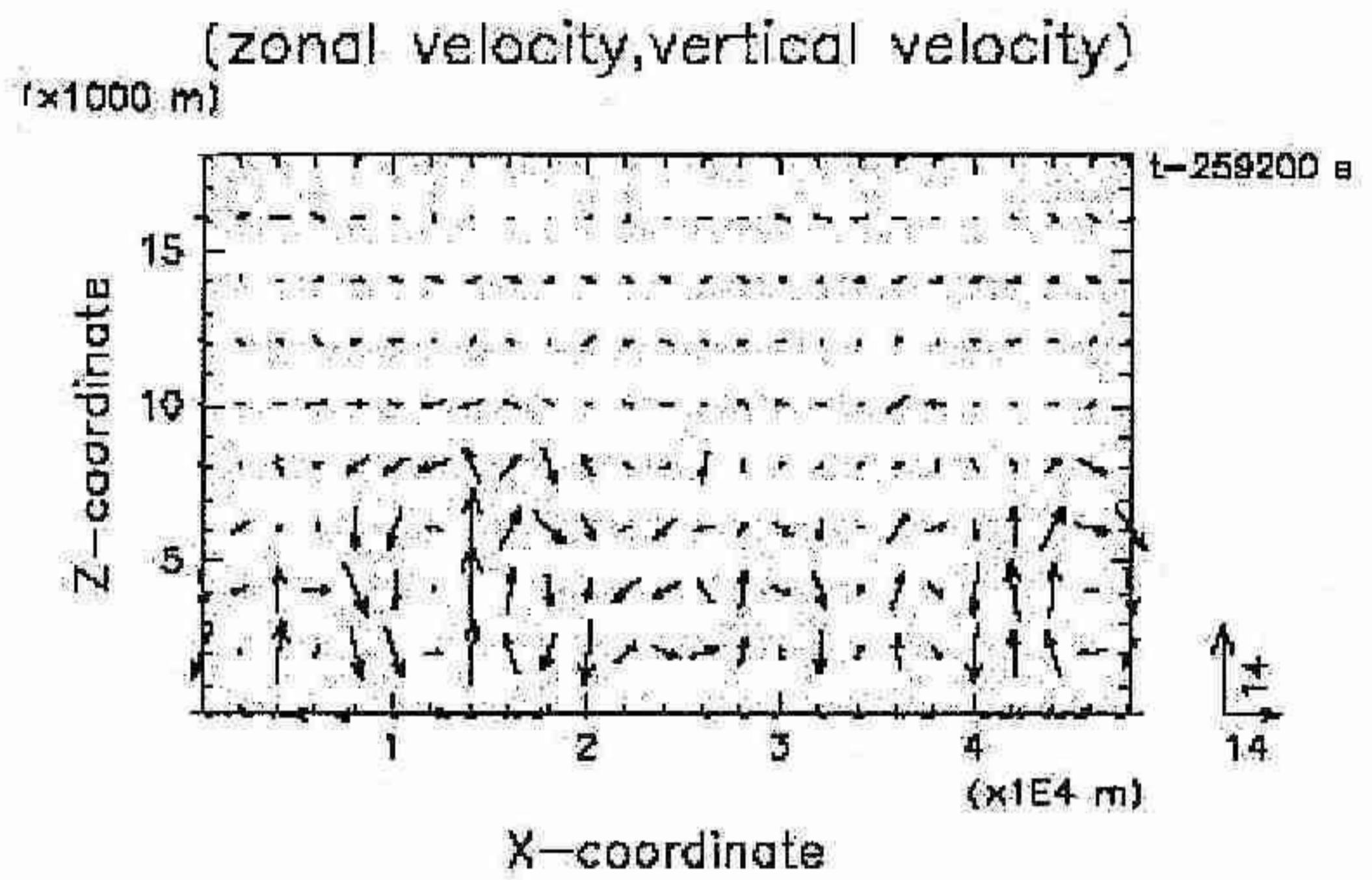


図 3 臨界飽和比が 1.0 である場合の計算開始 3 日後の速度場。

6. 雷とサイドローブエコーの関係及び環境場の解析

中川 憲一・岸 隆幸 (札幌管区気象台)

1. はじめに

雷は固体降水の一つで、降雷により農作物などの地物に被害をもたらすことがある。また、レーダーアメダス解析雨量値が雷により過大に算出されることがあり、積乱雲などの降水セルにおける雷の有無を判別することは防災情報を発する上で非常に有益である。

一般に中高度にレーダー反射強度が 55dBZ 以上の領域があれば雷域であると言われている(大野 2001)が、雷域を裏付けるものとして、サイドローブエコーがある。レーダーから主ビームの両サイドに副次的で強度の弱いサイドローブビームが出ているが、対流セル内の雷などの固体降水の高反射領域により、そのサイドローブビームに対しても反射波が観測され、結果的に対流セルの両サイドに実際には存在しない弧状のサイドローブエコーが現れる。

この雷域が存在するサイドローブエコー事例を調査すれば、雷域は確実に存在することが言えるので、雷に関する議論を確実に進めることができる。

本研究では、これらの事例を中心に、雷域を見極める指標の関係、環境場との関係を調査した。

2. 使用データと解析手法

解析期間は 2006 年～2007 年の 5 月～11 月とした。使用データは、最大反射強度 (z_{\max} [dBZ])、鉛直積算雨水量 (v_{1l} [kg/m^2])、雲頂高度 (top [km])、鉛直積算雨水量の密度 (v_{1d} [g/m^3]) である。

解析事例は、レーダーアメダス解析雨量 (1km 格子) で大雨警報基準に相当する 1 時間雨量 (以下 R1) が 50mm 以上の事例を抽出し、計 131 事例となった。

また、大気データとして高層気象観測データ(札幌、稚内、根室の 3 地点)を使用した。時間的には各事例における z_{\max} が最大の時間を抽出し、直近の地点および観測時間のデータを使用した。

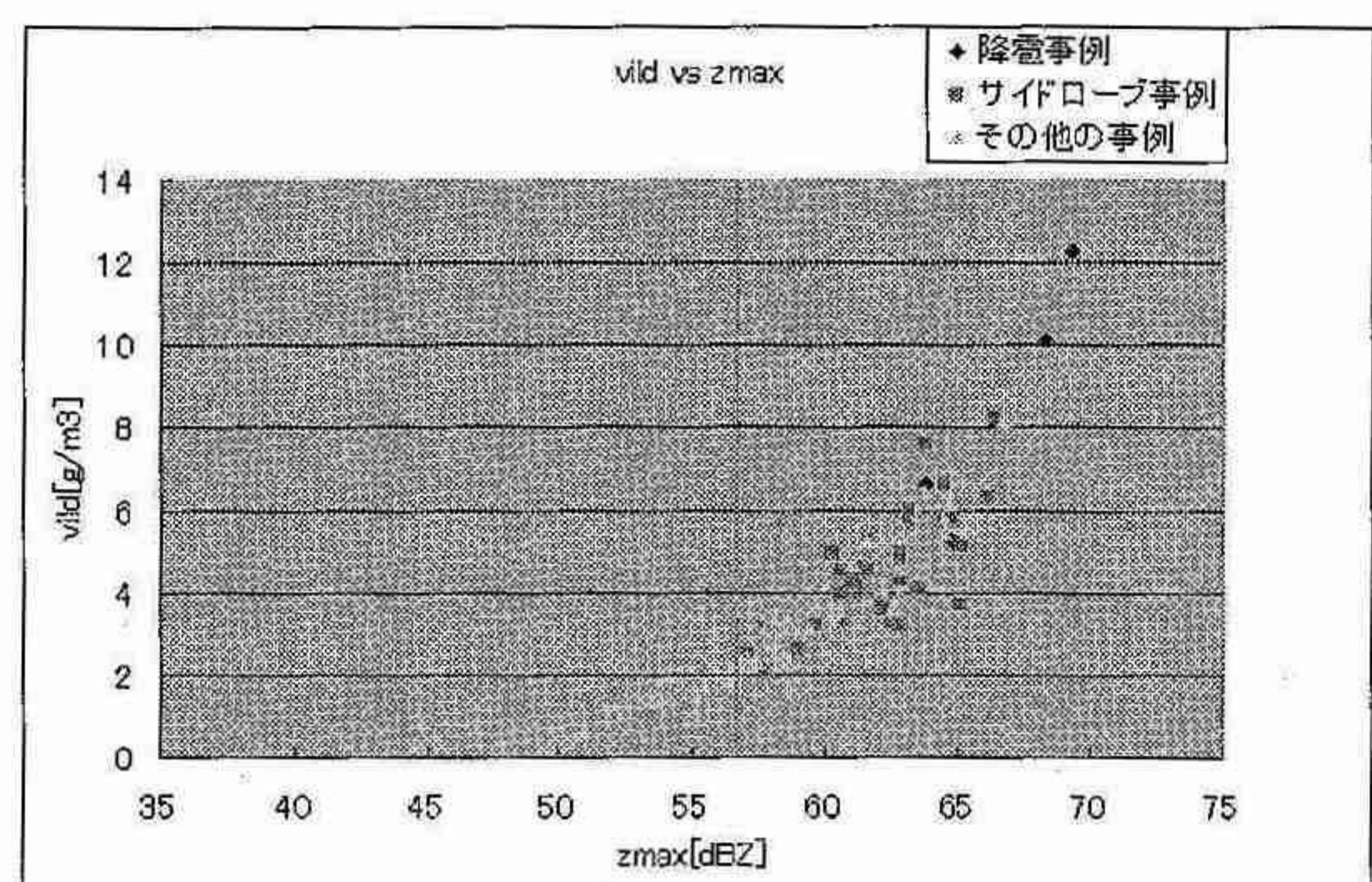
3. 結 果

3.1 z_{\max} 及び v_{1d} と雷域の関係について

雷などシビア現象を見極める指標として、対流セルの発達指標としての v_{1d} や v_{1l} に注目する。

まず z_{\max} との関係性を調べ、反射強度 55dBZ という

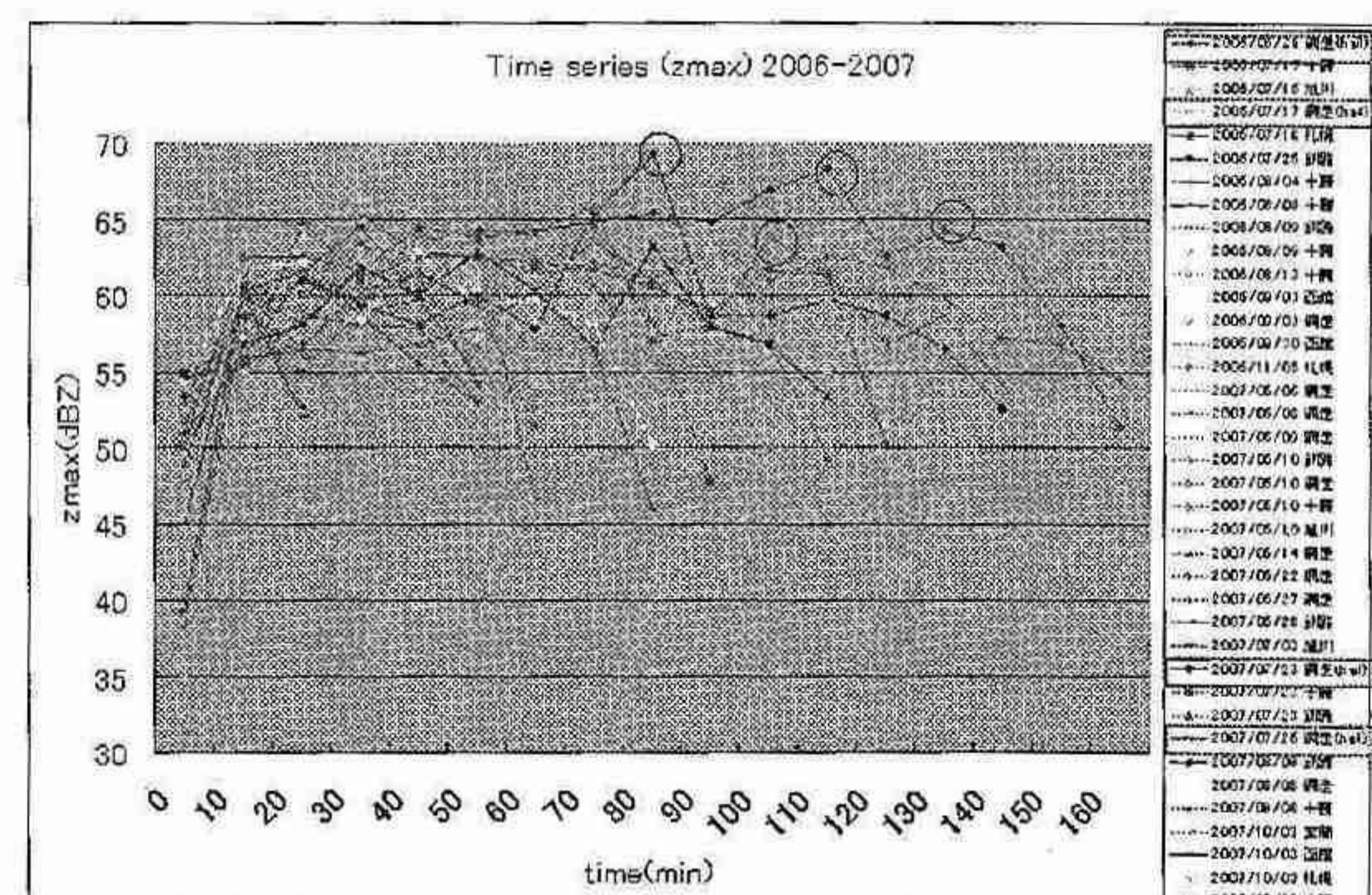
閾値の妥当性を検証する。第 1 図は解析対象の 131 事例の z_{\max} と v_{1d} の散布図である。サイドローブエコーを視認した対流セルで z_{\max} の最小値は 57.1dBZ であり、この値以上になるとサイドローブエコー事例が確認されることがわかる。よってよく使用される 55dBZ 以上という閾値は概ね妥当であることがわかる。



第 1 図 z_{\max} と v_{1d} の散布図 横軸: z_{\max} 縦軸: v_{1d}
(濃青: 雷事例、ピンク: サイドローブエコー事例、
黄色: その他事例)

3.2 雷をもたらす対流セルと環境場との関係

次に環境場における議論を行う。サイドローブエコーの見える事例と実際に雷が確認できた事例でどのような特徴があるのかに注目する。

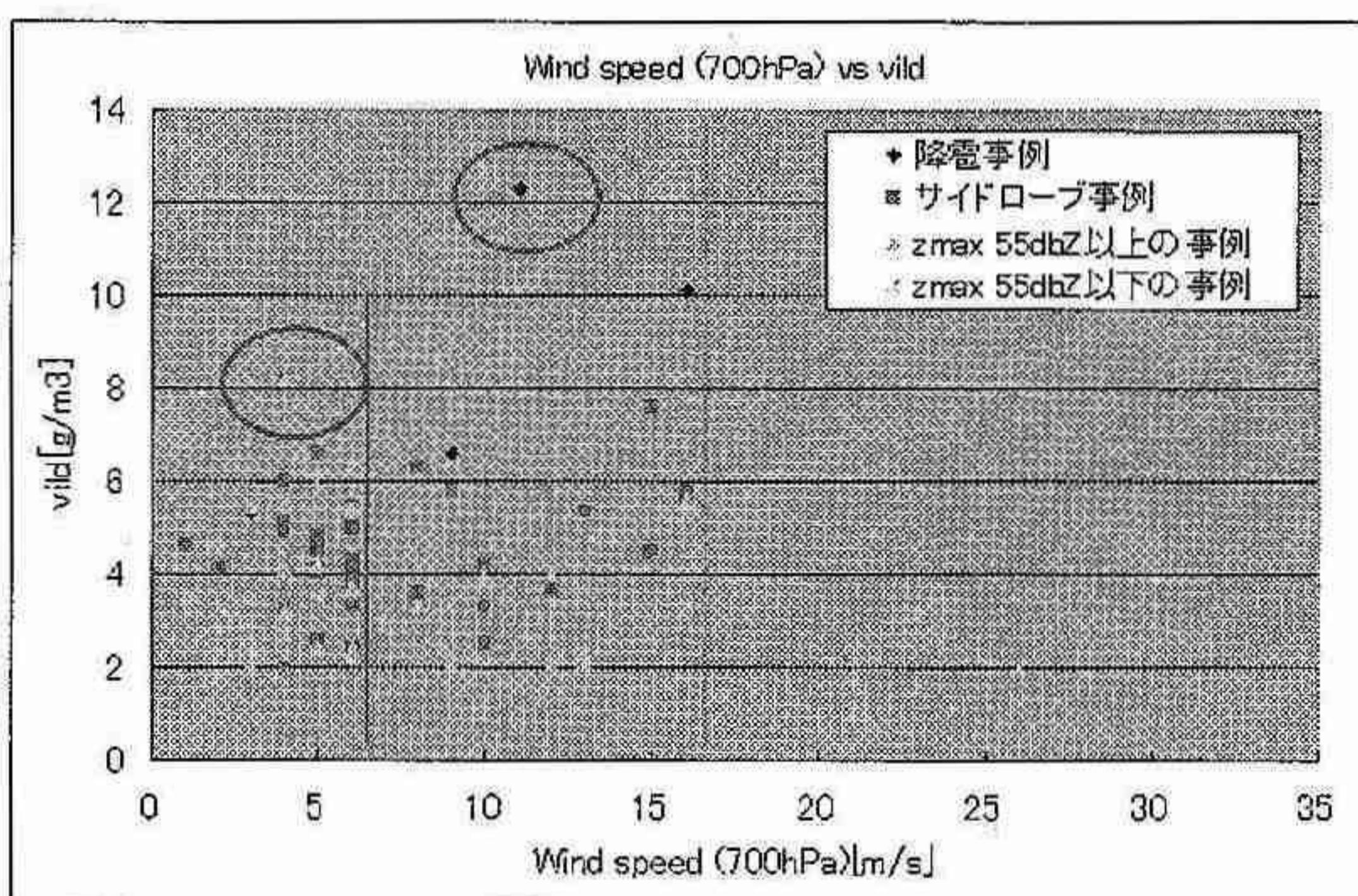


第 2 図 サイドローブエコー事例と雷事例における
対流セルの z_{\max} の時系列(10 分毎)

第 2 図はサイドローブエコー事例と雷事例 4 事例における対流セルの z_{\max} の時系列であるが、ここでは、

各事例で初めて 55dBZ 以上に到達した時刻を 10 分とし、55dBZ 以下になるまでを示した。つまり対流が弱まり雹域を保てなくなるまでをセルの寿命とし、その変化傾向からセルの特徴を見る。第 2 図での注目点は寿命が 2 時間未満の事例では、概ね最初が発達のピークでその後は衰弱という特徴であるのに対し、2 時間以上の 5 事例（うち 4 事例が降雹事例（第 2 図の赤丸印））では、ピークが 60 分～120 分で全体の中間部分に位置し、両者のセルの発達過程は異なることがわかる。

一般的に、対流セルの発達の持続性については、熱的不安定の他に、中～下層の風向・風速の鉛直シアーの重要性が指摘されている。一般に、鉛直シアーが弱いと寿命の短いシングルセル、強くなると寿命の長いマルチセルやスーパーセルが発生しやすいことが知られている。4 つの降雹事例は対流セルの移動速度が他の事例より比較的速い事例が多かった。そこで、対流セルを流す風として現業でもよく使用される 700hPa 風速と、対流の強さを示す vild との関係性を調査した。それを第 3 図に示す。また、925～500hPa の風の鉛直シアーと、鉛直不安定を示す指標として SSI の関係性を調査した。それを第 4 図に示す。



第 3 図 700hPa 風速(横軸)と vild(縦軸)の散布図
(濃青: 降雹事例、ピンク: サイドローブエコー事例、黄色: 55dBZ 以上、薄青: 55dBZ 以下)

まず、第 3 図を見ると、700hPa 風速が概ね 16m/s 以上のグループの事例数がそれ以下と比べると少ないことがわかる。これは、移動速度が大きければ同一地点で R1 が 50 ミリ以上には至らないことを示している。

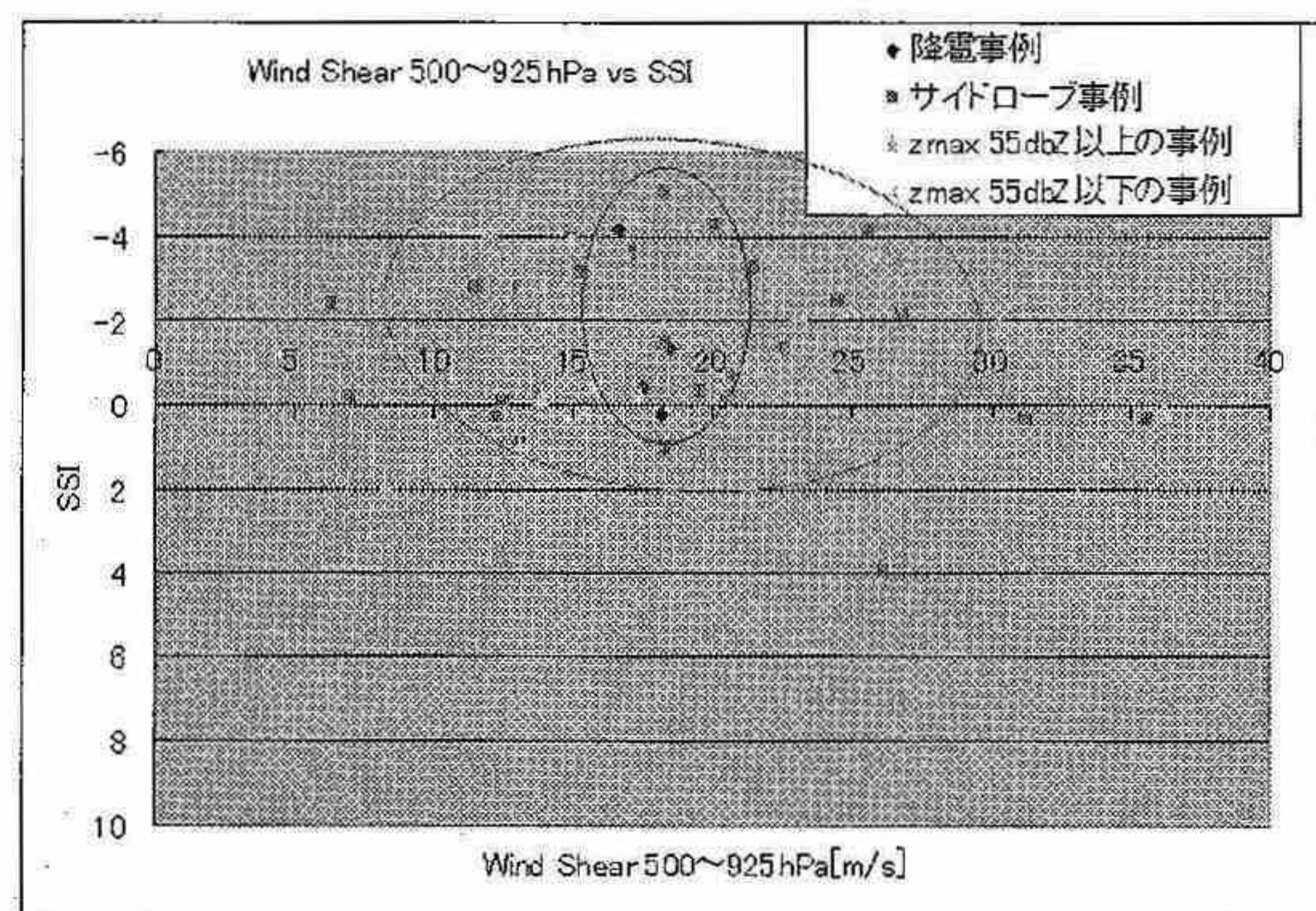
また、第 3 図の注目点は風速が概ね 7m/s 未満のグループの事例数が他と比べて多い。つまり 700hPa でこの風速では地上気圧傾度弱いことが予想され、熱的不安定性降水の特徴を表しているといえる。

そこで、第 3 図において閾値を概ね 7m/s と 16m/s

でとると、7m/s 未満のグループでは vild は最高で 8 程度なのに対し、7～16m/s のグループでは最高で 12 程度あり、相対的に対流活動が活発であることがわかる。そして降雹 4 事例中 3 事例がこのグループにあることがわかる。

また、第 4 図をみると、SSI は概ね 0 以下で、鉛直シアーが概ね 15～30m/s のところにサイドローブ事例が集まり、また、概ね 20m/s 前後と適度にシアーが強いところに降雹 4 事例が集中していることがわかる。

まとめると、本解析事例では、風速が小さい熱的不安定性降水ではシングルセルパターンになりやすく、セルが発達しても組織的な構造を作れず、対流活動を維持できないことを示している。一方、700hPa 風速が概ね 7～16m/s、鉛直シアーが概ね 20m/s 前後と適度に強ければ対流セルは組織的な構造を作りやすくなり、マルチセルからスーパーセルタイプの対流セルが現れやすく、降雹の可能性が高くなることを示している。



第 4 図 925～500hPa までの鉛直シアー(横軸)と SSI(縦軸)の散布図
(濃青: 降雹事例、ピンク: サイドローブエコー事例、黄色: 55dBZ 以上、薄青: 55dBZ 以下)

4. 考 察

予報作業では、雹の形成による解析雨量の過大値をどれだけ見積もるかという問題がある。レーダー反射強度のみから実際の降水量を見積もることは難しいが、本研究がその予測に役立てれば幸いである。

参考文献

大野久雄, 2001: 雷雨とメソ気象, 東京堂出版, 301pp.

