

一発表会要旨②一

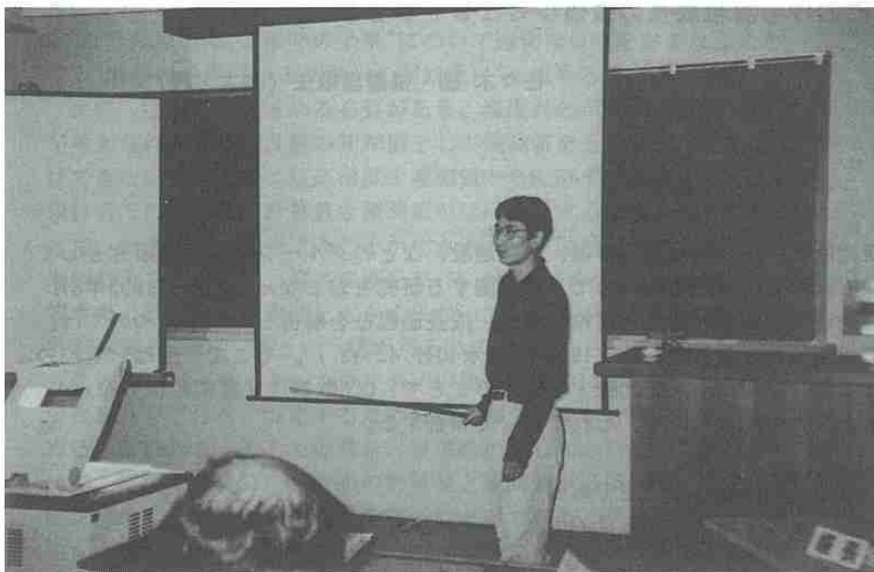
平成7年度第1回支部研究発表会要旨

日時：平成7年6月5日(月)

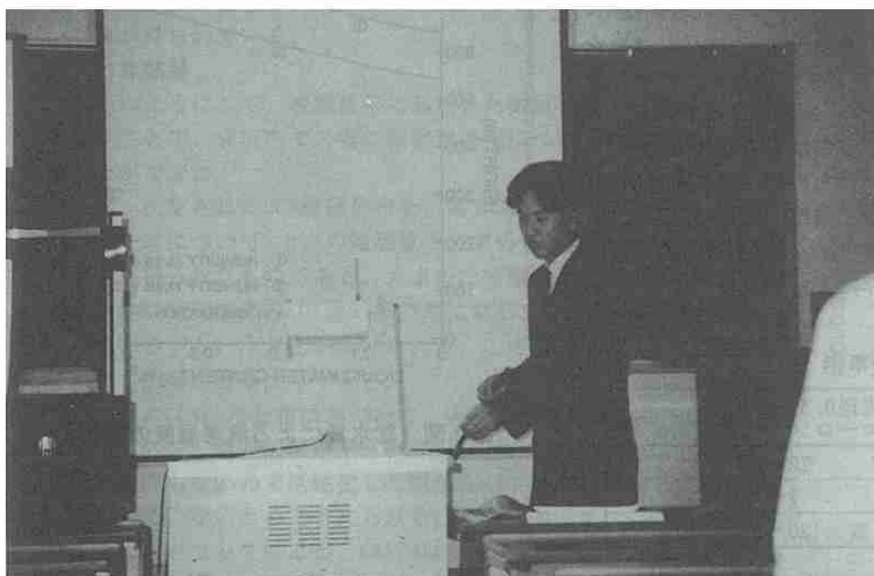
場所：北海道大学理学部3号館地球物理学教室
3-401講義室

1. 縦坑で観測された雲における雲粒成長の数値シミュレーション.....3:	北大院・理	佐々木 聡
	〃	播磨屋敏生
2. 最適励起擾乱のノルム依存性.....3:	北大院・地球環境	向川 均
	京大院・理	赤堀 浩司
3. 熱帯気候の形成について.....3:	北大院・地球環境	謝 尚平
4. 航空機による層状「氷雲」の内部構造.....3:	北大院・理	遊馬 芳雄
	〃	菊地 勝弘
	名大・大気水圏研	武田 喬男
	〃	中村 健治
5. UARS-CLAES データから検出された下部成層圏赤道ケルビン波について4:	北大院・地球環境	塩谷 雅人
	N C A R	J. Gille
	Lockheed Palo Alto Res. Lab.	A. Roche
	〃	J. Kumer
6. カナダ北極圏で行われたBASE (Beaufort and Arctic Storms Experiment) プロジェクト4:	北大院・理	菊地 勝弘
	〃	遊馬 芳雄
	〃	上田 博
	〃	岩田 総司
	〃	島村 泰介
	東大・海洋研	木村 竜治
	〃	坪木 和久
	AES, Canada	D. R. Hudak
	〃	R. E. Stewart
	U. of Toronto	G. W. K. Moore
	AES, Canada	E. T. Hudson
7. BASE期間中に観測された強いシアを伴う極域擾乱システムの構造.....4	北大院・理	岩田 総司
	〃	遊馬 芳雄
	〃	島村 泰介
	〃	菊地 勝弘
	〃	上田 博
	東大・海洋研	木村 竜治
	〃	坪木 和久
8. アリゾナ大気エアロゾルの成分分析.....4	北大・工	堀 雅裕
	〃	太田 幸雄
	〃	村尾 直人
9. 航空機を用いたSO ₂ 、硫酸塩の高度分布測定法の問題点4	北大・工	萩原 研二
	〃	太田 幸雄
	〃	村尾 直人
	〃	山形 定
10. 雪と氷のCRACKについて.....5	北教大・岩見沢	志尾 彌

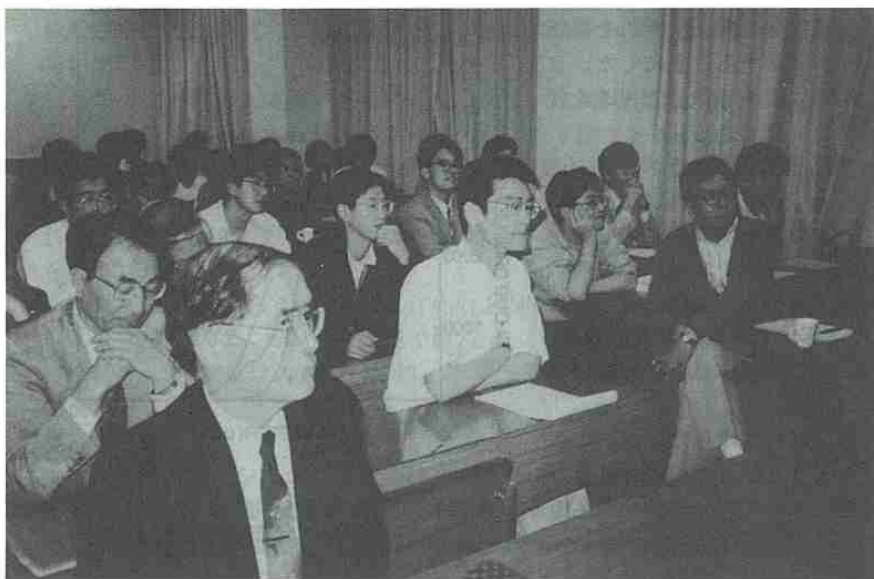
平成7年度第1回支部研究発表会



◀研究発表 謝 尚平会員



◀研究発表 岩田総司会員



◀研究発表風景

1. 立坑で観測された雲における雲粒成長の数値シミュレーション

佐々木 聡・播磨屋敏生（北大・理）

1. はじめに

我々は、名古屋大学・大気圏科学研究所、中央大学・理工学部、三井建設、などのグループとの共同研究として、北海道上砂川町にある排気用立坑（三井石炭鉱業所有）を使用して、雲に関する研究をおこなっている。1993年8月10～12日に得られたデータを用いて、雲物理実験装置の特性と雲粒の生成・成長過程とを解析した結果については、「平成6年度第1回支部研究発表会」で報告したとおりである（1994年、細氷40号、42-43.）。そこで今回は、雲粒の成長について数値シミュレーションをおこない、観測結果と比較・考察することで、CCN数濃度と雲粒粒径分布との関係について、さらに詳細を明らかにすることができたので、それについて報告する。

2. 前回報告のあらまし

立坑は、深さ710m、直径5.5mで、上昇流速は約2.0m/sで一定であった。また、坑底につながる坑道の途中には、湿度を増加させる目的でスプリンクラーを設置してある。

観測は6ケースおこなわれたが、そのうち3ケースを代表的なものとして扱っている。それぞれについて第1表に示すが、CASE1は撒水しなかったケース、CASE4は撒水してエアロゾルが少なかったケース、CASE5は撒水してエアロゾルが多かったケース、となっている。

撒水による影響として、湿度が上昇するのはもちろんであるが、使用した地下水にNaClが多く含まれていたために、全エアロゾルに占めるNaClの割合の増加がみられた。また、雲粒の成長に関しては、主にNaClを凝結核としていたことと、（直径40 μ m以上の雲粒が観測されなかったことから）凝結成長過程のみによって成長していることがわかった。

第1表 主な解析事例

事例	撒水	直径0.3 μ m以上の エアロゾル数濃度(cm^{-3})
CASE1: 10 AUG. 1993	無	22~28
CASE4: 11 AUG. 1993	有	7~8
CASE5: 12 AUG. 1993	有	20~93

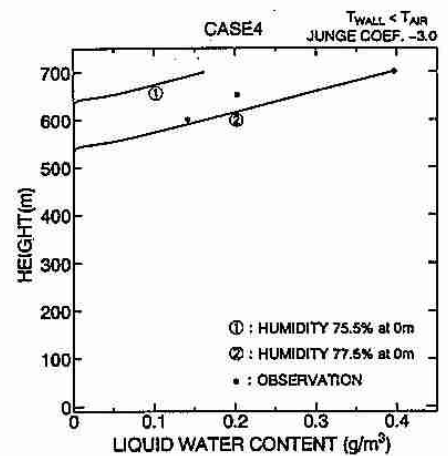
3. 計算手法

前回報告の結果から、立坑内を上昇する空気塊を考え、NaClを凝結核とした雲粒の凝結成長を数値シミュレーションすることにした。立坑は鉛直一次元で上昇流速一定なので、時間に関する微分方程式を使用すれば、高度上昇にともなう雲粒の成長を計算できる。

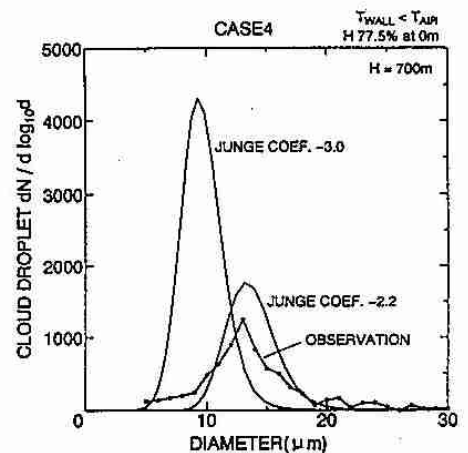
具体的な計算方法であるが、まず雲粒を粒径ごとにクラス分け（直径0.02～約100 μ mまで、150クラスに区分）する。そのうえで、各クラスに凝結成長の式を適用し、各クラスの雲粒数を成長量に応じて再分配する。雲粒へ凝結した分だけ水蒸気混合比を減少させ、その時の凝結熱の発生を考慮して、新たな温度・湿度を得る。これらの計算を時間ステップ0.1秒ごとにくり返すことで、雲粒の成長を計算することができる。しかし、立坑内の状況を再現するには、さらにいくつかのデータが必要である。

まず、立坑の壁への水蒸気凝結量を求めなければならないが、これは測定された温度減率から評価できる。つまり、壁との熱のやりとりを“顕熱の効果”、壁への凝結による（雲粒についての）凝結熱発生量の低下を“潜熱の効果”、と示すならば、

$$\text{測定された温度減率} = \text{湿潤断熱減率} + \text{顕熱の効果} + \text{潜熱の効果}$$



第1図 雲水量による坑底湿度の評価



第2図 雲粒粒径分布による
ユンゲ分布係数の評価

という式がなりたつ。そこで、“測定された温度減率”と“湿潤断熱減率”は既知なので、“顕熱の効果”について適切な仮定をおこなうことで、“潜熱の効果（つまり壁への凝結量）”を求めることができる。

次に、坑底湿度を求める必要がある。湿度計の示度には数%の誤差が考えられるため、計算の初期値として観測値をそのまま与えることはできない。そこで、坑底湿度を観測値から0.5%ずつ変化させて、雲頂付近での雲水量の計算値と観測値がほぼ一致するような値を探すことで、坑底湿度を評価することができる。第1図は、この方法をCASE4の例で示したもので、坑底湿度を75.5%（観測値のまま）とすると、雲水量の計算値は観測値と大きく異なってしまいが、良い一致を示す坑底湿度として77.5%という値が得られている。

最後に、パーティクルカウンターの測定範囲外について、CCN粒径分布をユング分布で仮定するための適切な（ユング分布の）係数を求める必要がある。そこで係数を、標準的な値-3.0から0.1ずつ変化させて、雲頂での雲粒粒径分布の計算値と観測値がほぼ一致するような値を探すことで、適切な係数を得ることができる。第2図は、この方法を第1図と同じ例で示したもので、雲粒粒径分布の計算値と観測値とで、ピークの位置や個数がほぼ一致するときの係数として、-2.2という値が得られている。

4. 計算結果

以上のようにして、観測結果に基づいた数値シミュレーションをおこなうことで、立坑内での雲の微物理過程について、全体像を把握することができた。

まず、決定されたCCN粒径分布を、第3図に示す。これは、それぞれのケースについて、4点の観測値を、求められたユング分布係数で外挿して得られたものである。大まかな特徴として、小さい粒径範囲では、CASE1とCASE5のCCN数が多いのに対し、CASE4のCCN数が少なくなっている、ということがあげられる。この違いによって、雲粒粒径分布にも影響が出るはずである。

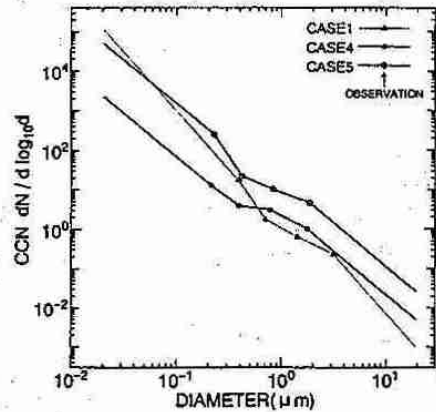
これらのCCN粒径分布に基づいて、実際の雲粒粒径分布を計算で再現したものを、第4図に示す。CASE1は山型になっていないが、飽和に達して間もないので活性化した雲粒としていない雲粒とにまだ違いが出てきていないためと考えられる。それに対して、CASE4とCASE5はすでに山型となっているが、CASE4はピークの粒径が約13μmと大きく雲粒数が少ないのに対し、CASE5はピークの粒径が約4μmと小さく雲粒数は多い。このような雲粒粒径分布の違いには、水蒸気量に関する違いも影響している。

そこで、水蒸気量に関する条件をそろえて、CCN粒径分布の違いのみによる雲粒粒径分布への影響をみたのが、第5図である。CASE1とCASE5はほぼ同じでピークの粒径が小さく雲粒数が多いのに対し、CASE4はピークの粒径が大きく雲粒数が少ない。これは第3図で見られるような、小さい粒径範囲のCCN数の違いがそのまま影響していると考えられる。

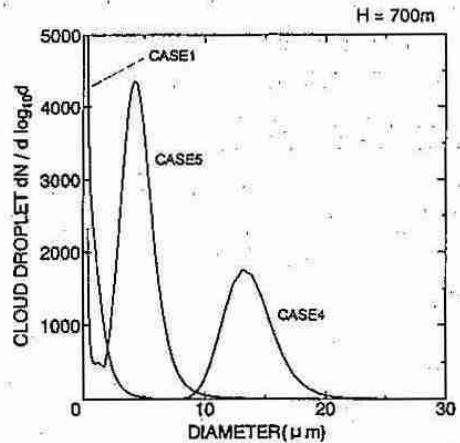
つまり、CCN数濃度の高いとき（CASE1とCASE5）には雲粒は小さく（このケースでは、ピークの粒径で約7μm）、CCN数濃度の低いとき（CASE4）には雲粒は大きい（約13μm）、ということが実際に評価できたことになる。

5. まとめ

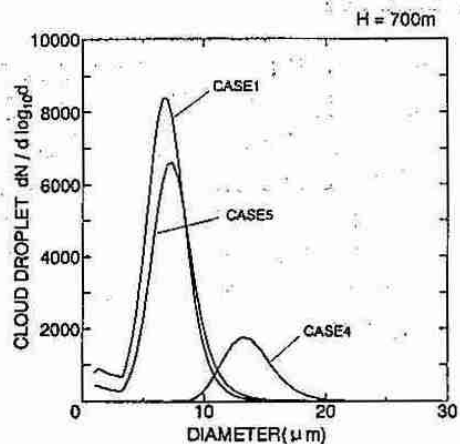
雲粒成長の数値シミュレーションをおこない、観測結果と比較・考察することで、観測できなかった物理量を評価することができた。さらに、CCN数濃度が高ければ雲粒粒径は小さく、CCN数濃度が低ければ雲粒粒径は大きい、というようなCCN数濃度と雲粒粒径分布との因果関係を、明確に示すことができた。



第3図 決定されたCCN粒径分布



第4図 計算で再現された雲粒粒径分布



第5図 CCN粒径分布の違いのみによる雲粒粒径分布への影響

2. 最適励起擾乱のノルム依存性

*向川 均(北大・地球環境), 赤堀 浩司(京大・理)

1. はじめに

有限時間で最も発達する最適励起擾乱に関する, Eady モデルを用いた我々のこれまでの研究 (Mukougawa and Ikeda, 1994) では, 擾乱の流線関数の振幅に相当する, L_2 ノルムを用いて擾乱の発達を見積もってきた。しかし, モデル境界にエクマン層を仮定した研究 (日本気象学会 '94 春季大会予稿集 C110) で, 最適励起擾乱に対応する初期擾乱がモデル境界付近で特異な構造を持つ (図 1) など, L_2 ノルムに依存すると思われる特性を示すことが明らかになった。そこでここでは, 最適励起擾乱の特性がノルムにどのように依存するかを調べるため, トータルエネルギーの平方根 (以下, E ノルム) をノルムとして考えた場合について詳しく検討した。

2. モデルとエネルギーノルム

モデルは, 今までと同じ, 無次元化された Eady モデルを鉛直方向に差分化した N 層モデルである。従って, 擾乱は各層の流線関数の振幅からなる N 次元ベクトル ψ で表現できる。一定の鉛直シア λ を持つ基本流 $U_0 = \lambda z$ と, モデル上下境界 $z = 0, 1$ にエクマン層に伴う鉛直流を仮定する。ここでは, 擾乱のノルムとして, L_2 ノルム: $\|\psi\|_{L_2} \equiv (\psi, \psi)^{1/2}$ の代わりに, E ノルム: $\|\psi\|_E \equiv (\psi, q)^{1/2}$ (ここで, q は擾乱の渦位の振幅ベクトル) を考え, ある有限な発達評価時間 τ 後に $\|\psi\|_E$ を最大にするように, 最適励起擾乱を定義する。

3. 結果と考察

- E ノルムでは, エクマン層を仮定した場合でも, 最適励起擾乱に対応する初期擾乱は, モデルの上下境界付近で特異な構造を示さない (図 2)。このことから, L_2 ノルムの場合に現れた擾乱の特異な構造が, エクマン摩擦により励起されるモデル境界での鉛直流に伴う, 擾乱の有効位置エネルギーから運動エネルギーへの変換項と関連していることが示唆される。

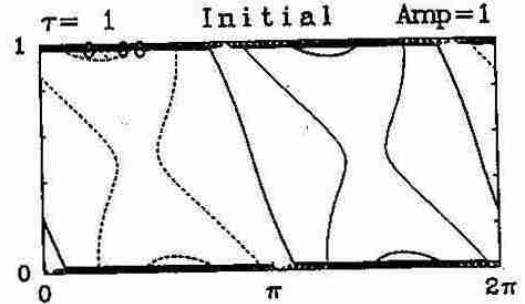


図 1 L_2 ノルムでの最適励起擾乱に対応する初期擾乱の流線関数 (基本流の鉛直シアの弱い安定域) [50 層モデル, $\tau = 1$ (約 2.3 日), $\lambda = 0.1$, 擾乱の東西波数 $k = 6$]. 横軸は x , 縦軸は z , Amp は L_2 ノルムの大きさ。

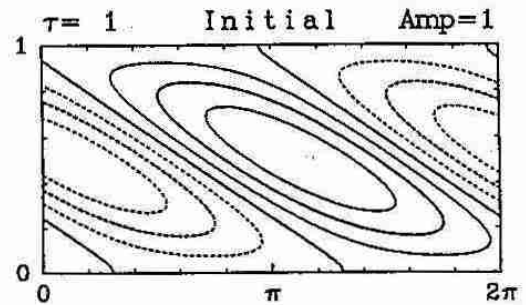


図 2 E ノルムでの最適励起擾乱に対応する初期擾乱の流線関数 (基本流の鉛直シアの弱い安定域) [50 層モデル, $\tau = 1$ (約 2.3 日), $\lambda = 0.1$, $k = 6$]. 横軸は x , 縦軸は z , Amp は E ノルムの大きさ。

- 力学的に不安定な基本流を仮定したとき、E ノルムでの最適励起擾乱に対応する初期擾乱は、 L_2 ノルムでのそれと比べ、より大きな鉛直スケールを持つ (図 3)。しかし、この構造は L_2 ノルムの場合と同様に、時間 τ とともに ψ の随伴モードに漸近する。一方、安定な基本流を仮定したとき、最適励起擾乱に対応する初期擾乱の鉛直スケールは、E ノルムでも、 L_2 ノルムの場合と同様に、時間 τ に反比例して小さくなる (図 4)。
- 最適励起擾乱の振幅 $\|\psi\|_E$ は、安定な基本流を仮定しても、時間 τ にほぼ比例して増大する (図 5 の実線)。これは、エクマン層を仮定しても流体内部は非粘性であるため中立な singular mode が存在し、無限時間での擾乱の発達が可能となるためである。また、この発達特性は Orr の mechanism によりうまく説明することができる。一方、それぞれの擾乱は、エクマン層を仮定した場合には、中立な non-singular mode は存在しないため、無限時間では減衰してしまう (図 5 の破線)。

4. まとめ

モデル境界での鉛直流をエクマン層などにより表現するモデルにおいて、より「現実的な」最適励起擾乱を求めるには、そのノルムとして L_2 ノルムや運動エネルギーノルムではなく、E ノルムを採用する必要がある。しかしながら、擾乱発達の基本的なメカニズムは、考慮するノルムに依存しない。

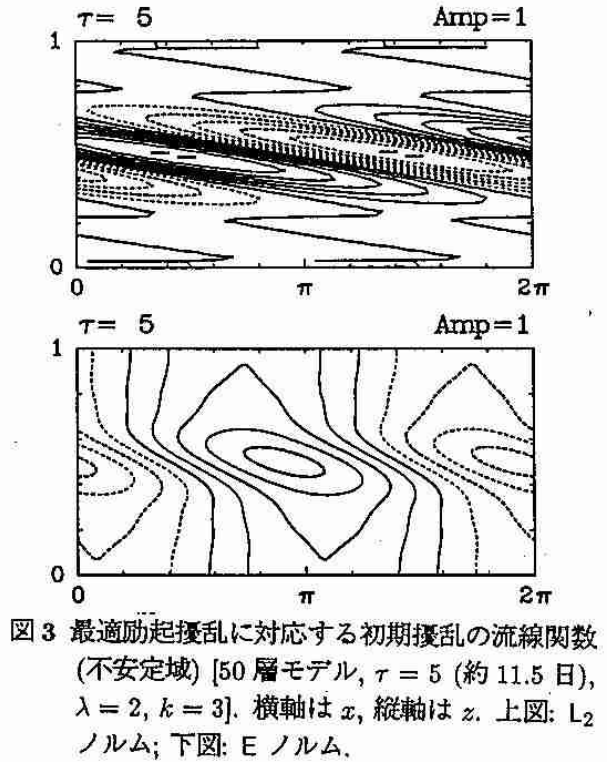
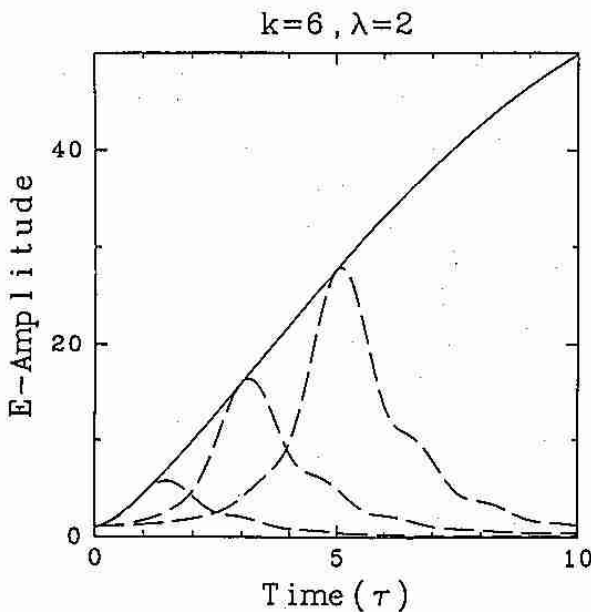


図 3 最適励起擾乱に対応する初期擾乱の流線関数 (不安定域) [50 層モデル, $\tau = 5$ (約 11.5 日), $\lambda = 2, k = 3$]. 横軸は x , 縦軸は z . 上図: L_2 ノルム; 下図: E ノルム。

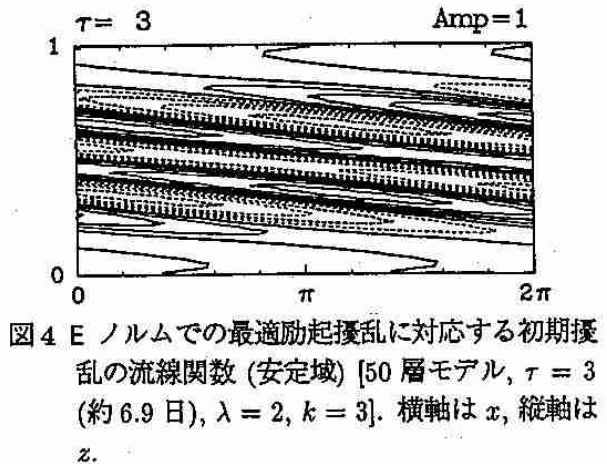


図 4 E ノルムでの最適励起擾乱に対応する初期擾乱の流線関数 (安定域) [50 層モデル, $\tau = 3$ (約 6.9 日), $\lambda = 2, k = 3$]. 横軸は x , 縦軸は z .

図 5 安定域での最適励起擾乱の発達曲線 [50 層モデル, $\lambda = 2, k = 6$]. 横軸は発達の評価時間 τ , 縦軸は擾乱の E ノルム。実線は各 τ に対する最適励起擾乱の E ノルム。破線は $\tau = 1, 3, 5$ に対する個々の最適励起擾乱の時間発展。

3. 熱帯気候の形成について

謝 尚平 (北大・地球環境)

1. はじめに

10年に亘るTOGA研究によって我々の熱帯経年変動、特にENSOに対する理解が大きく進み、大気海洋相互作用の気候変動における役割も一般的に認識されるようになった。一方、熱帯気候の平均状態については観測事実が蓄積されていたにもかかわらず、幾つかの基本的な特徴についても物理的な解釈がされていない。例えば、熱帯気候の東西変化、年周期変化がどのように起きるのか、また熱帯収束帯がなぜ北半球に停滞するかなどの問題は古くから知られているにもかかわらず、未だに解決されていない。熱帯気候の形成問題の解明はPost TOGAの目玉プロジェクトの一つであるPACS (Pan American Climate Studies) の中心課題となっている。ここでは熱帯収束帯の問題を中心に話を進めるが、もっと幅広く知りたい方は PACS(1994)の観測研究レビューと Xie(1995a)の理論研究のレビューに参照されたい。

東部太平洋と大西洋では熱帯収束帯(ITCZ)は太陽放射の最も大きい赤道ではなく、北緯10度くらいの所に位置している。熱帯収束帯の南北非対称性の成因については多くの仮説があるが、実際の理論・モデル計算に基づいたものは殆どない。最もらしい仮説の一つとして大陸分布の南北非対称性が古くから挙げられている。しかし、海陸分布の南北非対称性の最も大きいインド洋においては年中北半球に停滞する熱帯収束帯が観測されていない。また、太平洋の北半球にある収束帯が東西1万キロにも及び、中部太平洋のそれが直接に海陸分布に影響されることが考えにくい。気象学的には、ITCZが北半球にあるのは北半球のSSTが南半球よりも高いからと見ることができる。一方、海洋学的な立場からは北半球のSSTが高いのはITCZが北半球にあるからと推測できる。この鶏か卵かの議論はこの問題における大気海洋相互作用の重要性を示唆している。

図1に東部太平洋120Wで観測された水温南北断面と海面での風速分布を示す。海面水温は赤道で湧昇によって最小値を取るが、10Nと10Sで極大値を取る。北半球の極大値は南半球のそれよりも高い。湧昇、移流、鉛直混合と海面フラックスはSSTを決める主要な要素である。北半球の最大値のある所では南北流による移流効果がゼロになるので、10Nと10Sでの差を比べることにする。10NでThermoclineは

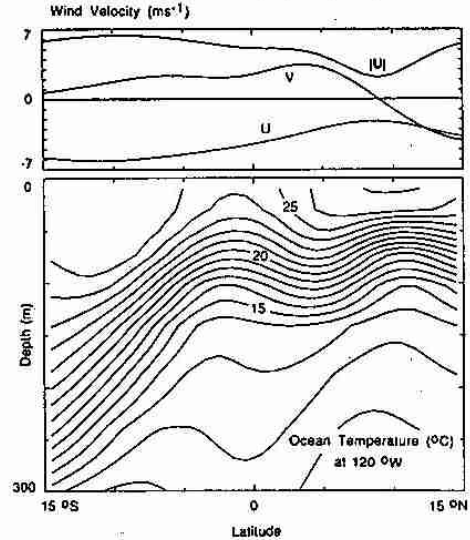


図1. 東部太平洋120Wにおける水温南北断面と風速分布

10Sよりも浅いので、ENSOで卓越するような $T \propto h'$ という熱力学はここでは重要ではない。一方、10NではSSTの東西勾配が弱く、10Sでは東西流速が小さいので東西移流効果もそれほど大きくない。従って、鉛直混合や海面フラックスのような局所的な熱力学過程がSSTの南北非対称性に重要となってくる。この両効果ともに風速に依存する。鉛直混合過程がより複雑なため、ここでは考えないことにする。

熱帯収束帯は熱帯無風帯としても知られている。それはITCZに収束する南風がコリオリ力によって偏東貿易風を弱めているからである。一方、この南風が南半球では逆に偏東風を強めている。その結果、ITCZの非対称性によって風速場に南北非対称性が生じる。この風速場の非対称性が海面潜熱フラックスを通してSSTの南北非対称性に繋がるのである。潜熱フラックスの重要性は以下の思考実験から明らかである。ITCZを支える高水温帯が赤道から海洋変形半径の数倍の距離離れているので、そこにおいて湧昇、移流といった海洋力学効果が小さい。従って海面の受ける放射フラックスと潜熱と釣り合わねばならない。風速の弱い北半球が南半球と同様な潜熱を出すには、SSTが高くならねばならないことになる。定量的には、南半球の風速が北半球の倍だとすると、SSTが北半球より11°Cも低いことがClausius-Clapeyronの式から分かる。

外部条件が南北対称な下で、大気、海洋大循環モデ

ルがそれぞれ南北対称な解を持つが、結合した大気海洋系において南北対称な状態が保たれるかどうかはここで考える問題である。

2. モデル

南北・深度方向の2次元モデルから3次元モデルまで、またLow-orderモデルから大循環モデルまでと様々なモデルから以下のものと同様な結果が得られているが、ここでは簡単な2次元モデルを中心に話を進める。詳しくはXie and Philander (1994)とXie (1995b)に参照されたい。

深さ h を持つ海洋混合層の温度方程式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p \rho h} [Q_s - Q_w - C_E U q_s(T)] \quad (1)$$

となる。ここで Q_s は海面での放射フラクス、 C_E は蒸発係数、 U は風速、 q_s は飽和水蒸気量で Clausius-Clapeyron の式に従う。 Q_w は海洋力学効果によるもので、南北対称で赤道で最大となるような関数で赤道湧昇効果をパラメータ化する。

大気は Gill-松野モデルを用いる。但し、対流による加熱は SST があるしき値 (27.5°C) を越えている所でのみ起きる。

3. 結果

南北対称な太陽放射の下で、南北対称な解が存在する。この解は SST が赤道で湧昇効果によって極小となっており、また両半球に一本ずつの ITCZ ($T > 27.5^\circ\text{C}$) を持っている (図 1 b の下部)。しかし、この対称解は微少擾乱に対し不安定である。その結果、南北非対称な擾乱が成長し、モデルが最終的に対流が片半球にしかない非対称解に遷移する。この南北非対称解において、SST の半球極大値に 2.5°C 以上の差が見られる (図 1 b の上部)。(1)式から明らかなように、この結合モデルにおいて大気が海面蒸発を通してしか海洋に影響しないので、言うまでもなく蒸発の風速依存性がこの非対称解の維持に本質的に重要である。

赤道での南北風速に代表されるような南北非対称性の指数関数的な成長 (図 1 a) は下記の Wind-Evaporation-SST (WES) フィードバックによるものである。赤道の北に正、南に負という反対称 SST anomaly は南風を起す。この南風は北半球で偏東風および蒸発を弱め、初期の正の SST anomaly を強化する。同様な増幅効果は南半球でも起きている。この WES 不安定の成長率が海洋混合層の深さの増加とともに減少し、またその成長率が正の所でのみ非対称定常解が存在する。この線形安定論の結果は ITCZ の南北非対称性が

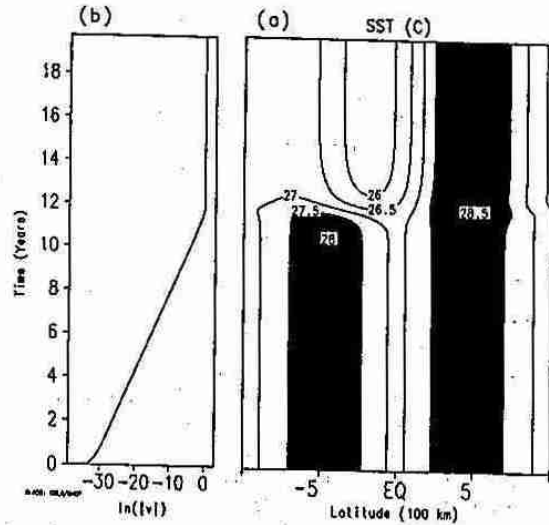


図 2. a) 赤道での南北風速の対数の時間発展; b) 海面水温の緯度・時間発展 (陰は $T > 27.5^\circ\text{C}$ の領域を示す)

海洋混合層の浅い東太平洋と大西洋で最も強いという観測事実と一致する。

4. まとめ

ア) 大気海洋結合系において南北対称な状態が不安定である。

イ) 赤道湧昇による冷却、浅い混合層はア) の条件である。

ア) は表題の問いに対する半分の答えに過ぎない。残りの半分、すなわち、なぜ南半球でなく北半球なのかに対する答えはこれからの研究に期待したい。

参考文献

PACS, 1994: A Scientific Prospectus. 28pp (available from Mike Wallace, JISAO, Univ. of Washington, Seattle, WA 98195).
 Xie, S.-P., 1995a: Ocean-atmosphere interactions in the mean climate of the Tropics. *Proceedings of the TOGA 95 Conference*, WMO.
 —, 1995b: Unstable transition of the tropical climate to an equatorially asymmetric state in a coupled ocean-atmosphere model. *Mon. Wea. Rev. special issue on coupled ocean-atmosphere models*, submitted.
 — and S.G.H. Philander, 1994: A coupled ocean-atmosphere model of relevance to the ITCZ in the eastern Pacific. *Tellus*, 46A, 340-350.

4. 航空機観測による層状「氷雲」の内部構造

遊馬芳雄・菊地勝弘（北大院・理）・武田喬男・中村健治（名大・大気水圏研）

1. はじめに、

地球規模でのエネルギー収支に大きく寄与する層状性雲は、我が国においては、WCRP（気候変動国際共同研究計画）等で多く観測されてきているが、これまでは雲の扱いが比較的簡単な氷晶過程を含まない、いわゆる、「氷雲」についての研究が主であった。しかしながら、地球規模でのエネルギー収支を考える上で、上層雲に代表される氷晶過程を含む、いわゆる、「氷雲」の層状雲を研究する必要がある。氷雲の層状雲の内部構造や雲内の直接観測による雲物理過程の研究は航空機観測が始まったばかりの我が国ではまだまだあまりなされていない。そこで、名古屋大学大気水圏研究所特定研究経費大型研究「飛行機雲、巻雲など上層氷雲の発達・維持と大気環境におよぼす影響に関する研究」の一環として、1994年12月中旬から1月中旬にかけて名古屋空港を基地に航空機観測を行った。

観測では12月21日、28日、1月18日、19日の4ケースについて上層雲を含む層状雲の航空機観測を行うことができた。ここでは12月21日の観測例について報告する。

2. 観測機器

観測航空機として中日本航空（株）所有のB200（King Air）を用いた。観測機器は気象庁気象研究所所有の気温、露点計、PMSプロープ（FSSP, 2D-C, 2D-P）、ガストプロープ、King雲水量計、ライマンα水蒸気量計、放射計、赤外温度計である。ここでは、層状雲内の雲物理学の構造について報告する。

3. 観測フライト

1994年12月21日、紀伊半島潮岬南東約100km沖合いで観測を行った。目視によると雲頂高度は約7.1km、雲底高度は約1kmで、雲頂が比較的フラットな層状雲であった。観測は東西に測線を取り、高度7.7km、7.0km、6.2km、4.6km、3.1km、1.6km、0.8kmの7高度についてレベルフライトを行った。気温はそれぞれ-24℃、-28℃、-22℃、-10℃、-4℃、2℃、6℃であった。0℃の高度は約2.2kmであった。

4. 観測結果

PMSプロープで観測された1分毎の粒子の数密度分布を図1、2、3に示した。図1のFSSPプロープは1~47μm、図2の2D-Cプロープは50~800μm、図3の2D-Pプロープは400μm~6.4mmの粒子の数密度に相当する。FSSPプロープからの数密度は、雲頂付近の高度7kmと融解層の高度1.8km付近に数密度の極大が見られた（図1）。また、2D-Cプロープからの数密度は0℃層付近で極大となり（図2）、降水粒子のイメージは微水滴あるいは小さい氷粒子に相当していた。一方、2D-Pプロープからの数密度は高度5~6km付近で極大となり（図3）、降水粒子のイメージは1mm以下の単体で存在する氷粒子に対応していた。

各レベルフライトで観測された降水粒子のイメージは高度7.0、6.2kmでは雲粒放射樹枝、交差角板、角柱、角板、過冷却雲粒子がみられた。いずれの粒子も雪片を構成していなかった。高度4.6、3.1kmでは樹枝状雪結晶、雪片、角板、過冷却雲粒子が観測された。高度1.6kmでは気温が2℃となり、数は少ないが400~500μm程度の水滴が観測されていた。雪粒子が完全には融解せずに、大きな雪結晶はそのまま水滴に混じって存在している様子も観測された。更に、下層の高度0.8kmは雲底下にあり500μm程度の数密度は少な

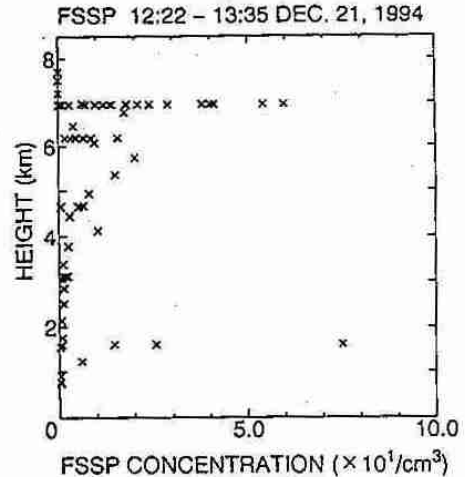


図1. FSSPプロープで観測された雲内粒子の数密度分布。

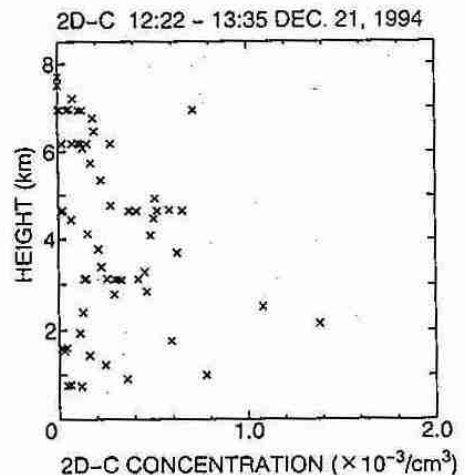


図2. 2D-Cプロープで観測された降水粒子の数密度分布。

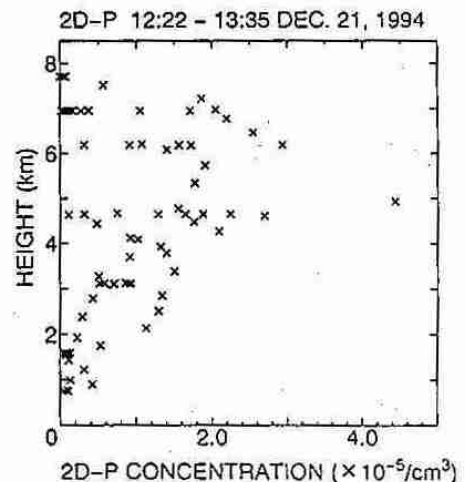


図3. 2D-Pプロープで観測された降水粒子の数密度分布。

いが大きな水滴が観測された。この層の気温は6°Cで、雪粒子はすべて融解していた。

図4に各高度でのPMSプローブからの降水粒子の粒径分布を示した。0°C層より上層では2D-Cプローブより全層にわたって200μm以下の粒子が多数存在し、2D-Pプローブから下層ほど大きい粒子が多く、数mm程度の雪片は気温が-10°C以上の高度4.6km以下で急激に形成されている様子が観測された。また、高度1.6kmは融解層内において、雪粒子は融解中で2D-Pプローブから数mmの粒子も観測された。一方、FSSPプローブより融解によって生じた47μm以下の微水滴も多数観測された。

5. まとめ

1994年12月中旬から1月中旬にかけて氷晶過程を含む層状雲の航空機観測を行い、12月21日に紀伊半島沖で観測された層状雲内の粒子の構造を解析した。観測した層状雲は雲頂高度が約7.1km、雲底高度が約1kmであった。2Dプローブから得られた雲内の降水粒子のイメージは雲頂付近では単体で存在している雪結晶が多く、高度が低くなるほど大きい粒子が観測され、気温-10°C以上の高度では多くの雪片が形成されている様子がみられた。0°Cの高度は約2.2kmでその高度より下層では雪粒子の融解過程も観測することができた。

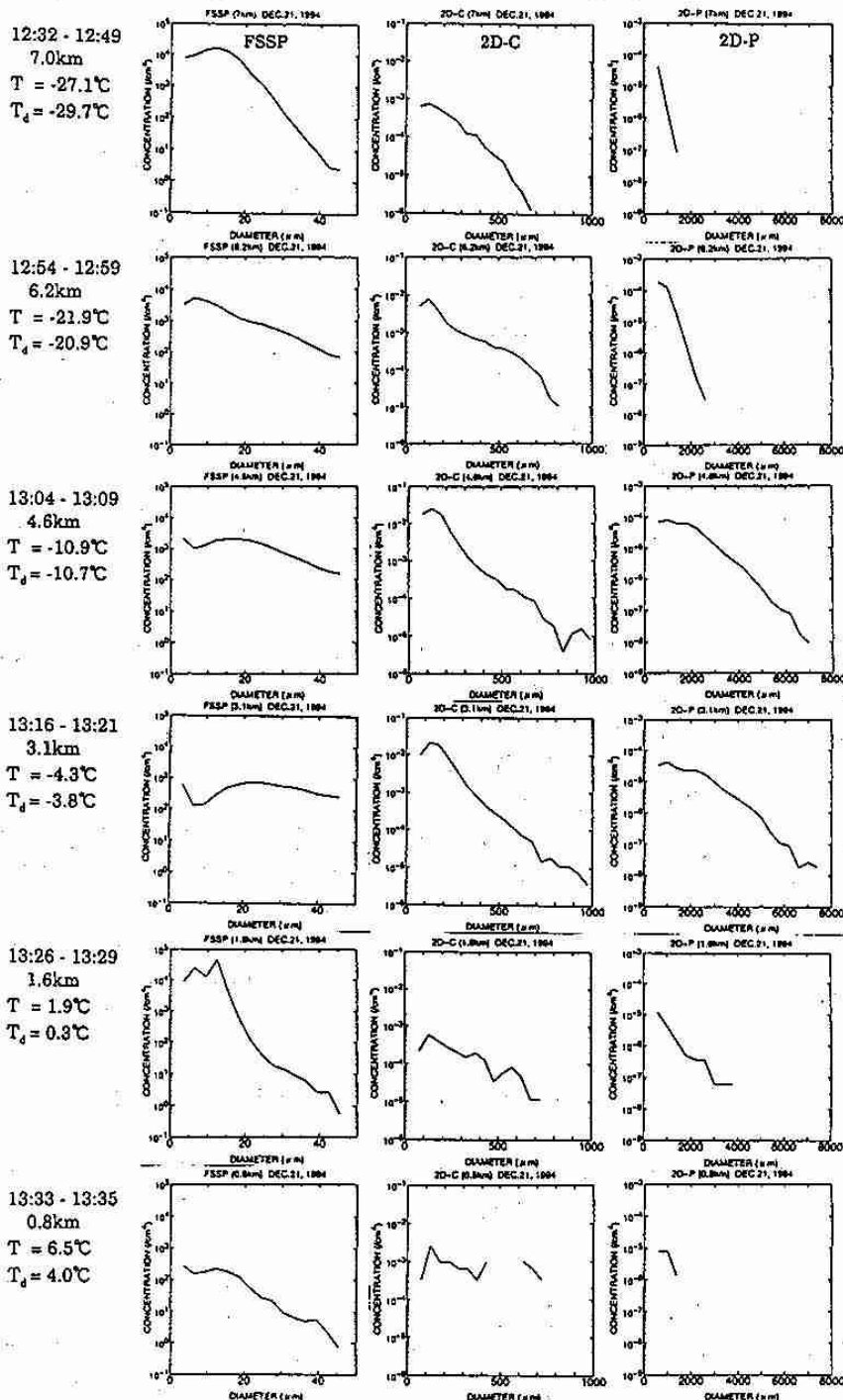


図4. FSSP、2D-C、2D-Pプローブで観測された降水粒子の粒径分布。(各レベルフライトの平均粒径分布を示す。)

5. UARS - CLAES データから検出された 下部成層圏赤道ケルビン波について

塩谷 雅人 (北大院・地球環境), J. Gille (NCAR),
A. Roche, J. Kumer (Lockheed Palo Alto Res. Lab.)

1 はじめに

1991年9月に米国で打ち上げられた Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) は6種類の大気観測センサーを搭載して地球大気の大規模なモニタリングをおこなった。このうち Cryogenic Limb Array Etalon Spectrometer (CLAES) は、赤外大気放射の観測から成層圏における気温、オゾンのほか、水蒸気、メタン、窒素酸化物等の全球分布を測定した。ここではこの CLAES 温度データを用いて、これまで測定手法の限界から十分な観測がなされていなかった下部成層圏について解析をおこなった。そして、これまで定点ゾンデ観測から断片的にしか知られていなかった下部成層圏赤道ケルビン波の大規模な構造を、衛星データにもとづき初めて明らかにすることに成功したので報告する。

2 データ

以下の解析では1992年1月9日から1993年5月5日までの CLAES Version 6 温度データを用いた。データは東西波数6までのフーリエ係数が緯度4°おきに存在するかたちで全球マッピングされている。鉛直方向には $100 \times 10^{-(i-1)/6}$ hPa ($i = 1, 2, \dots$) を満たすような UARS 標準圧力面にデータが存在する。この間隔は CLAES の鉛直分解能 2.5 km とほぼ等しい。

3 ケーススタディ

図1は赤道上 68.1 hPa における温度場の帯状平均値からの偏差に関する時間・経度断面を示す。8月下旬頃から西太平洋域で正負のコントラストが強まり、その後約15日の周期で東西波数1の偏差が東進しているのがわかる。東進の傾向そのものはこの期間のはじめから見てとれる。また、偏差はどの経度帯でも同じ程度なのではなく、西太平洋域で大きい。

図2には赤道上における帯状波数1の COS 成分(経度0°における値)の時間・高度断面を示す。下部成層圏では、図1に見えている波動にともない鉛直波長約10kmで位相が時間的に下降(波の位相としては高さとともに

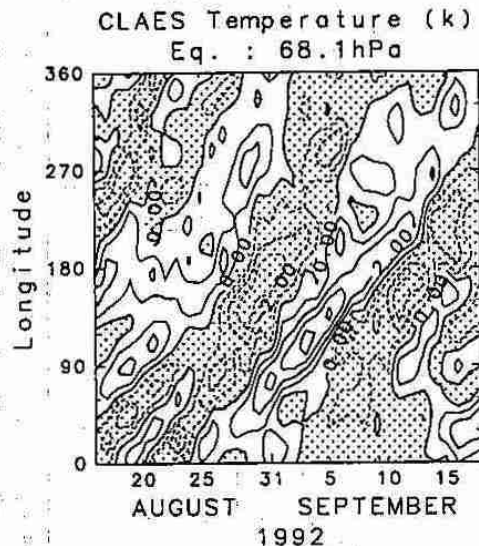


図1: CLAES 温度データにもとづく、赤道上 68.1 hPa における時間・経度断面図。帯状平均値は引いてある。コンター間隔は 1.0 K, 負の領域にはハッチ。

東傾) するような構造が見られる。時間的に下降する様子はこの期間を通してずっと見られるが、図1と同様に、8月下旬から構造がはっきりとしてくる。これらの特徴は理論的に予測されているいわゆる”遅い”ケルビン波の構造と一致する。中・上部成層圏ではさらに鉛直波長の長い、周期が10日程度の変動が見られ、これはいわゆる”速い”ケルビン波であると考えられる。

4 背景風との関連

つぎに時・空間スペクトル解析の手法を用い、ケルビン波の活動性を CLAES 観測全データ期間(約16ヵ月)にわたって調べた。90日を1単位として、約1ヵ月ごとずらしながら全部で14の期間についてスペクトル解析をおこなった(以下では波数1成分に限って話を進める)。14の期間を平均したパワースペクトル密度を赤道上で調べたところ、下部成層圏で周期が約2週間の”遅い”ケルビン波にともなうと考えられる東進成分がはっきり

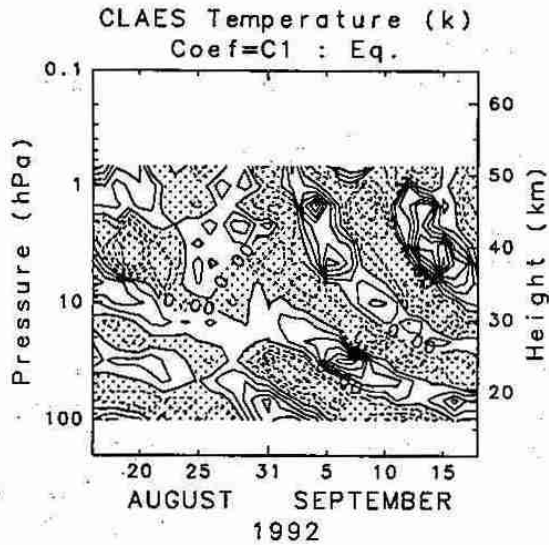


図 2: 帯状波数1のCOS成分(経度0における値)の赤道における時間・高度断面図。コンター間隔は0.5 K, 負の領域にはハッチ。

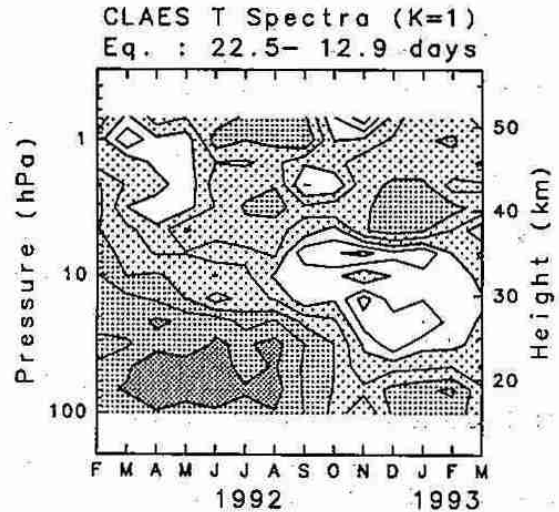


図 3: 周期 22.5- 12.9 日にわたって平均したパワースペクトル密度の時間・高度断面図。コンター間隔は $10^{1/2}$.

ととらえられた。

さらに約2週間の周期帯に注目してケルビン波の活動性の時間変動について調べた。図3は、各期間について周期22.5-12.9日にわたりパワースペクトル密度を平均し、時間と高さの断面で描いたものである。期間の前半、下部成層圏でスペクトル密度の大きな領域が見られ、それが期間の後半に向かって次第に小さくなっていくことがわかる。

シンガポールにおけるゾンデデータにもとづいて背景(東西)風との関連について見ると(図4): 1992年の前半には20-40 hPaを中心としたQBOの東風領域が見られ、この東風およびその上方にある西風領域は次第に下降してくる。そして、観測期間のおわり1993年前半になると下部成層圏において明瞭な東風領域はなくなる。すなわち、背景風の条件はしだいにケルビン波が伝播できないような状況になりつつあるといえ、スペクトル解析の結果(図3)もその特徴をよくあらわしている。

5 まとめ

この研究では、CLAESの温度データを用いた解析から下部成層圏赤道ケルビン波のグローバルな構造を明らかにした。さらに背景風との関連について調べたところ、ケルビン波の活動性がQBOと関連して変動する様子が明瞭にとらえられた。図1で見られるように、ケルビン波の構造は下部成層圏で比較的局在化した温度偏差からなっており、対流圏も含めた波の励起源に関する研究がさらに必要である。

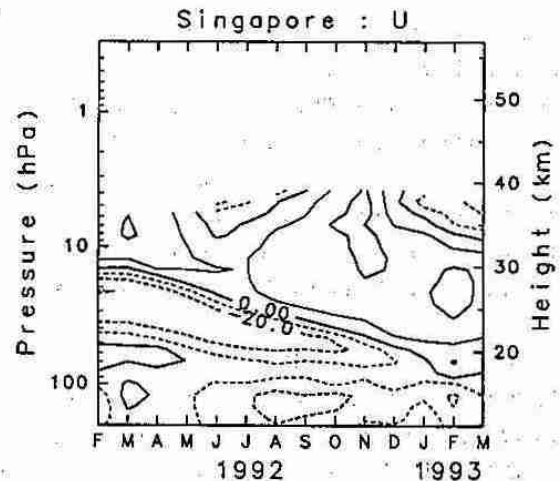


図 4: シンガポールにおける月平均東西風の時間・高度断面図。コンター間隔は 10 ms^{-1} が単位となっている。

6. カナダ北極圏で行われた B A S E (Beaufort and Arctic Storms Experiment) プロジェクト

菊地勝弘・遊馬芳雄・上田 博・岩田総司・島村泰介(北大院・理)
木村竜治・坪木和久(東大・海洋研)

D. R. Hudak, R. E. Stewart(A. E. S., Canada), G. W. K. Moore(U. of Toronto, Canada)
E. T. Hudson(A. E. S., Canada)

1. はじめに、

カナダ北極圏、Beaufort海、及び、Mackenzie Delta付近を対象として、1994年9月1日から10月15日までB A S E(Beaufort and Arctic Storms Experiment)プロジェクトが行われた。このプロジェクトは初めてカナダ北極圏で行われた総合的なメソスケール現象を主眼においた観測プロジェクトである。カナダ北極圏ではBeaufort海が完全に結氷する前の9月から11月にかけて、多くのストーム(極域擾乱)がBeaufort海周辺、Mackenzie Delta周辺を通過し、強風と多くの降水をもたらすことが知られている。しかし、このストームに対する理解は十分ではなく、これまでこの種の極域擾乱を対象とするメソスケールの観測研究プロジェクトは行われていない。また、極域は地球規模での気候学、水収支、エネルギー収支を考える上でも重要な役割を果たす。したがって、B A S Eでは秋季にこの地域で発生、また通過するストームのシノプティックスケール、メソスケールでの構造を理解するとともに、極域の水、エネルギー収支を理解することを目的としている。

2. 観測体制

図1はB A S Eプロジェクトの観測対象域である。観測対象域はユーコン準州の北部とノースウエスト準州西部に位置し、この領域は北部にBeaufort海、南部にMackenzie川の低地帯、Mackenzie Deltaと南西部にロッキー山脈に続くRichardson山脈が位置している。B A S EプログラムではTuktoyaktukに北大理学部の偏波ドップラーレーダーを、そこから南へ約100kmのInuvikにトロント大学のドップラーレーダーを設置した。また、カナダNational Research CouncilのConvair 580を用いて航空機観測も行われ、Inuvik、Tuktoyaktuk、Norman Wells、Whitehorseでは高層データの強化観測が行われた。

3. B A S E I O P s

図2にB A S E期間中、Inuvikでの降水量の時系列とI O P(Intensive Observation Period)を示した。B A S E期間中の総観場はBeaufort海北部と太平洋のアラスカ湾にほぼ定常的に強い低気圧が存在していた。I O Pは観測期間中13回あり図上部に横線で示している。また、擾乱をもたらした総観場の特徴をアルファベットで示している。'S'は(極前線上での)擾乱の通過に伴うもの、'P'はアラスカ湾沖の低気圧から生み出される(spawn)擾乱の通過に伴うもの、'A'は極高気圧(Arctic High)に伴うもの、'C'は寒冷低気圧(Cold Low)に伴うものである。

この間、北大理学部偏波ドップラーレーダーは9月13日から10月11日までデータをとることができた。レーダー観測から全体的にいえることは、レーダー反射因子が弱く、一般にエコー頂が低く、擾乱に伴うエコーでも4-5km程度であり、吹き出しの場でのエコー頂は2-3km程度であった。また、レーダーエコーが鉛直方向に2層構造をしている場合が多く、上層からの降水が地上付近でレーダー反射因子が急速に増強されることが観測された。また、概して、風速が強く、鉛直シアも大きかった。降水粒子の落下に伴い、鉛直シアによってふるい分けされている様子も観察された。そして、レーダー反射因子が弱いにもかかわらず、降水をもたらす機会が非常に多いことも特徴として挙げられる。

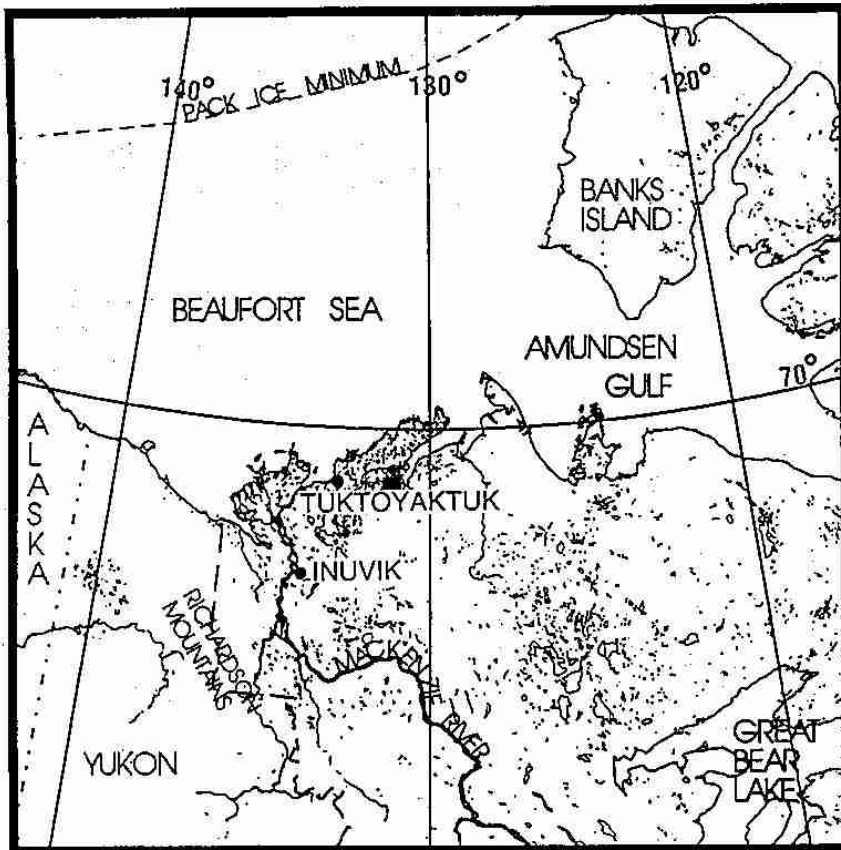


図 1. B A S E 観測対象領域.

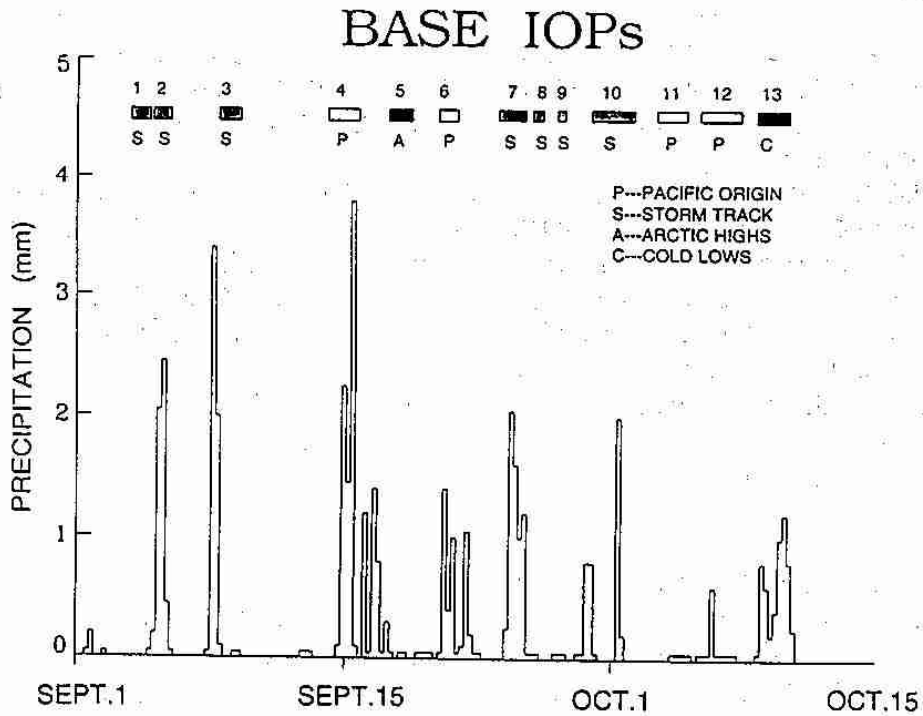


図 2. Inuvikでの降水量と集中観測期間(IOP).

7. BASE期間中に観測された 強いシアアを伴う極域擾乱システムの構造

岩田総司・遊馬芳雄・島村泰介・菊地勝弘・上田 博 (北大院・理)
木村竜治・坪木和久 (東大・海洋研)

1. はじめに

BASE (Beaufort and Arctic Storms Experiment)期間の1994年9月1日から10月15日にかけて、カナダ北極圏のBeaufort海に面するカナダノースウェスト準州Tuktoyaktuk(北緯69度27分、西経133度02分)に北大理学部の偏波ドップラーレーダーを設置し、極域擾乱の構造を解明する目的でレーダー観測を行った。

BASE期間中、Pacific Originと分類される擾乱が4回観測され、この擾乱はカナダ北極圏における極域擾乱システムの典型的なものと考えられる。そこでこの現象に注目し、その一例として9月15日から16日にかけての事例の解析結果を報告する。

2. 総観場

図1にカナダ北極圏における9月15日から16日にかけての地上天気図を示す。アラスカ湾に低気圧、Beaufort海北部に低気圧が定常的に存在し、BASE観測領域はこの2つの低気圧に挟まれた北極前線の近傍に位置していた。15日12UTCにアラスカ湾の低気圧から低圧部が産み出され (spawnされ)、16日00UTCから12UTCにかけて北極前線を取り込む形で発達しながら、レーダーサイトの南を北東進していった。このような極域擾乱はPacific Originの擾乱と分類される。地上解析図と500hPa解析図を比較すると、Beaufort海北部にある低気圧は500hPaで強く地上で弱い一方、アラスカ湾の低気圧は、地上で強く500hPaで弱かった。またspawnされた低気圧は500hPaの解析図には現れていなかった。

3. レーダー観測と解析結果

この一連の擾乱システムの通過に伴い、15日12UTCから16日14UTCまでレーダー観測を行った。この間断続的に層状のレーダーエコーがサイトの上空で観測された。図2に、上空のレーダーエコーの時間高度断面を示す。15日12UTCには上空にだけエコーが存在していたが、spawnされた低気圧の接近に伴い観測されたレーダーエコーは下がっていった。低気圧の通過後、上層と下層にレーダーエコーが存在し、2層構造を呈し始めるようになり、その境界には強いシアア層が存在していた。この間、観測されたレーダー反射因子は20dBZ程度と弱く、エコー頂も4km程度と低いものであった。一方、風速は強く、下層ほど強いのが特徴的であった。

図3はVAD法によって求めた、この擾乱システムの通過に伴う上空の風の場の変化である。上層では常に弱い南風が吹いており、下層ではspawnされた低気圧の影響を受け、通過前は東風、通過後は北風と変化していった。風速6m/sのコンターの付近が前線面に相当していたと考えられる。

得られたレーダーエコーと風の場との関係を見ると、spawnされた低気圧の通過前は前線面より上空にだけレーダーエコーが存在していたが、それより下層では大陸からの乾いた東風が侵入していたので、上層からの降水は地上に到達するまでに蒸発していたと考えられる。その後の低気圧の接近に伴い前線面は下がり、低気圧の通過後再び上昇し、下層に北のBeaufort海からの湿った空気が侵入するようになった。下層には強いエコーが観測されるようになるが、これは上層の弱い降水が下層まで到達したために、下層のエコーが強化されたためであると考えられる。

4. まとめ

カナダ北極圏に擾乱をもたらすPacific Originと分類される極域擾乱システムの構造を解析した。アラスカ湾に定常的に存在する低気圧からspawnされた低圧部が、北極前線を取り込む形で発達してこの擾乱をもたらされた。レーダー観測や高層データ等の総観的な解析などから、強い鉛直シアアと2層構造を伴っているこの極域擾乱システムの構造を明らかにした。この種の極域擾乱は、カナダ北極圏の降水機構、降水分布を理解する上で非常に重要であると考えられる。

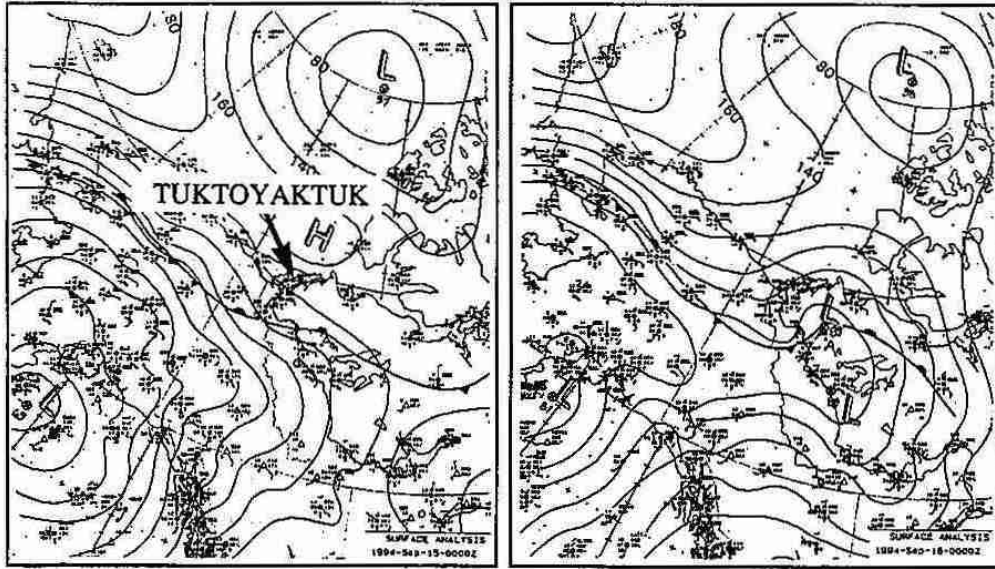


図1 地上天気図.

(左) 9月15日00UTC, (右) 9月16日00UTC.

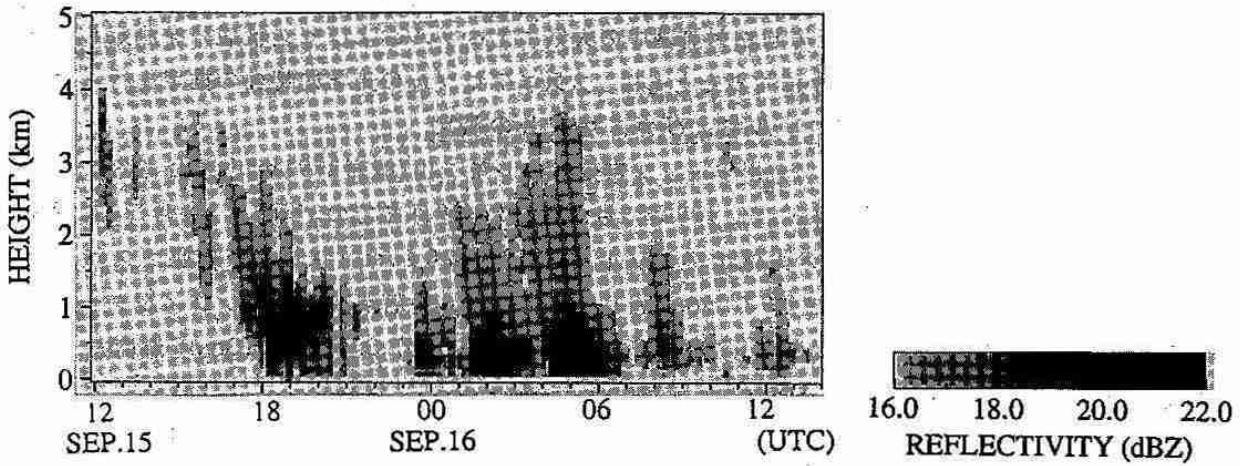


図2 仰角10度のPPIの反射強度のデータから求めた、反射強度の時間高度断面図.

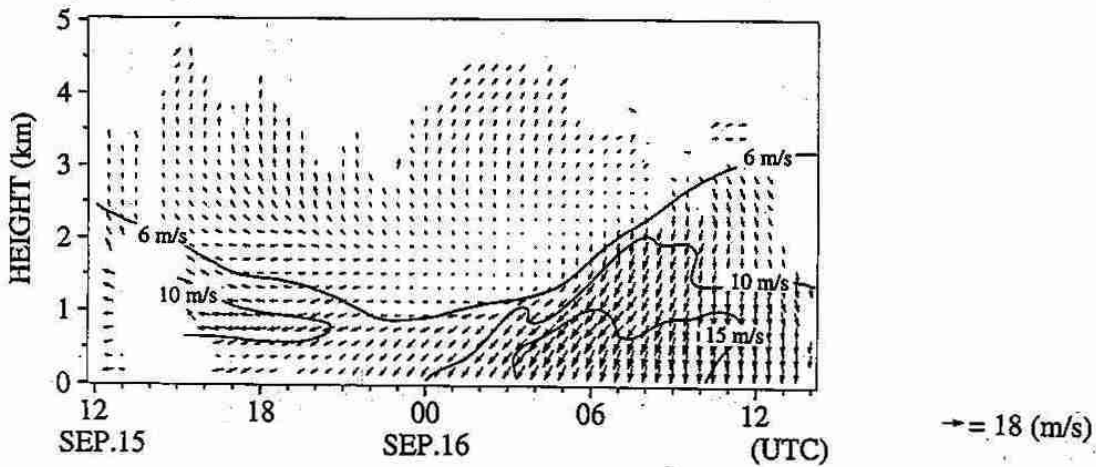


図3 仰角10度のPPIのドップラー速度のデータからVAD法を用いて求めた、水平風の時間高度断面図。実線は風速のコンターを表している。

8. アリゾナ大気エアロゾルの成分分析

堀 雅裕・太田幸雄・村尾直人 (北大・工)

1. はじめに

大気エアロゾルは、CO₂などの温室効果気体と同様、地球の熱収支を決定する重要な働きをしている。温室効果気体が長寿命で全球的に均一に分布しているのに対し、大気エアロゾルは寿命が短いために空間的また時間的に不均一な分布をもつ。そのため大気エアロゾルの気候形成に及ぼす影響を評価するためには、全球規模での観測を長期的に行い、各地でのエアロゾル濃度、組成を明らかにしなければならない。これまで本研究室では、都市域として札幌・東京、郊外地域として北海道ニセコ山麓などの他、バックグラウンド地域として北極圏アラスカにおいて、大気エアロゾルを通年観測し、それらの地域におけるエアロゾルの濃度および組成を明らかにしてきた。これらの研究により大気境界層内の大気エアロゾルの分布および組成は徐々に明らかになりつつある。一方大気境界層より上空の自由対流圏や成層圏における大気エアロゾルは、これまで一時的な航空機や気球による観測以外、行われてこなかった。そこで、本研究では、米国アリゾナ州のレモン山山頂において2年間にわたり自由対流圏中の大気エアロゾルおよびガス状成分を測定し、その濃度、組成の季節変動を明らかにするとともに、大気エアロゾルの光学的特性の推定を行った。

2. アリゾナにおける大気エアロゾルおよびガス状成分の測定

測定は、アメリカ合衆国アリゾナ州ツーソン市郊外のレモン山(標高2791m)山頂にあるアリゾナ州立大学附属宇宙線観測所において、1992年9月から1994年9月までの2年間、1ヶ月ごとに行った。捕集対象は、粒径2 μm以下の大気エアロゾル(採気流量20 l/min)および前駆ガス状成分(SO₂, HCl, HNO₃, NH₃; 各流量7 l/min)とし、エアロゾルを石英、テフロンフィルターで、ガスを試薬含浸る紙で捕集した。捕集したサンプルから、黑色純炭素(E.C.)・有機物(Org.)を燃焼法、

SO₄²⁻・NO₃⁻・Cl⁻をイオンクロマトグラフィー、NH₄⁺をインドフェノール比色法、Na⁺・Ca²⁺・Mg²⁺を原子吸光法、土壌(Si)をPIXE分析法にてそれぞれ分析した。また、ガス状成分はSO₂・HClをイオンクロマトグラフィー、HNO₃をヒドラジン比色法、NH₃をインドフェノール比色法にて分析した。図1にレモン山山頂にて捕集した自由対流圏エアロゾル各組成成分の質量濃度の経月変化を示す。

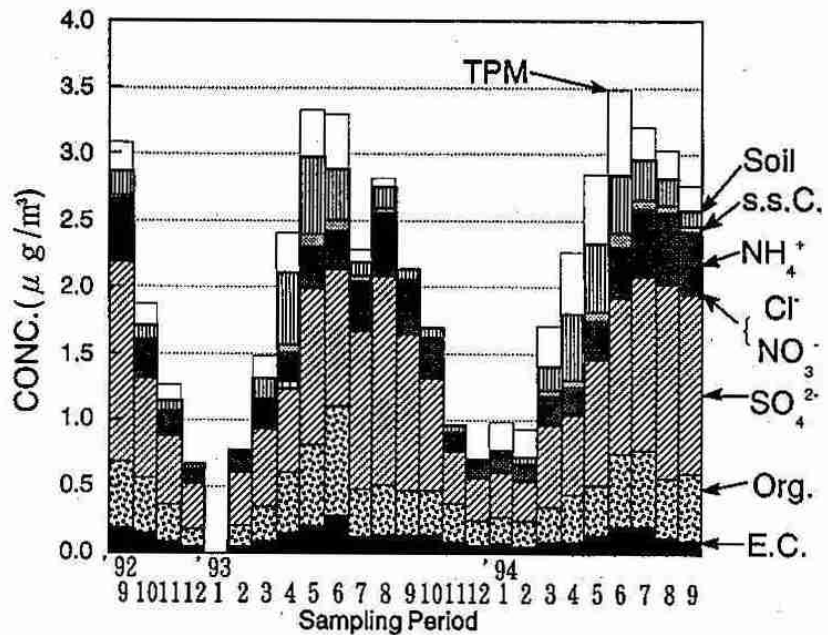


図1 アリゾナ自由対流圏エアロゾル組成の経月変化
s.s.C.は海塩起源陽イオン,TPMは総重量濃度を示す

捕集総重量濃度 (TPM) は0.6~3.5 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ で、札幌のような都市部の10分の1、アラスカの1~2倍程度の低濃度であることが分かる。全体的に2年間通して夏季に増加し冬季に減少する傾向を示した。特に全体の26~55%をしめる SO_4^{2-} 成分がその傾向を顕著に示している。また、E.C., Org.も同様の傾向を示し、 SO_4^{2-} を含めた3成分で全体の46~84%を占めた。このことから、地上へ到達する太陽放射量が増加する夏季に、大気境界層が上空まで発達し、また積雲対流が活発化することによって、都市大気中の汚染物が自由対流圏中まで鉛直輸送

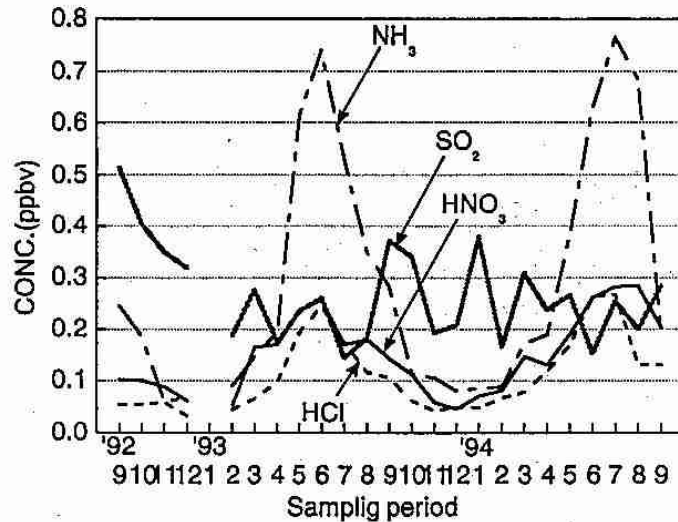


図2 アリゾナ・レモン山頂における自由対流圏中のガス成分濃度の経月変化 ($\text{SO}_2, \text{HCl}, \text{HNO}_3, \text{NH}_3$)

されていることが推測される。また、この地域は半乾燥地域であり、夏季に森林火災も多発する。その影響で5~7月は煤粒子(E.C., Org.)が多くなっている。次にガス状成分濃度の経月変化を図2に示す。図2より、 SO_2 ガス以外は、エアロゾルと同様に夏季に増加する傾向を示していることが分かる。 NH_3 ガスは、山頂付近の生物起源から、 HNO_3 、 HCl ガスは大気境界層内の都市大気が流入したものと考えられる。一方 SO_2 ガスは、年間を通じて明確な傾向を示していない。これは SO_2 ガスから SO_4 への酸化速度が気温に依存し、 SO_2 ガスの多くが気温の高い夏に硫酸塩粒子化しているためであると考えられる。 SO_2 ガスと SO_4 粒子を合わせた全S量では、夏に極大を示しており、これからも夏季に都市大気の流入があることが分かる。

3. アリゾナ・レモン山山頂における自由対流圏エアロゾルの光学的特性

自由対流圏エアロゾルの光学的特性を考えるに当たり、その存在形態として以下の3つのシナリオを考慮し、体積消散係数(σ_{ext})、体積散乱係数(σ_{sca})および単一散乱アルベド($\omega = \sigma_{sca} / \sigma_{ext}$)を算出した。シナリオA; すべての成分は均質粒子として存在する。シナリオB; E.C.と $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ はその質量の半分が混合粒子として存在し、残りの半分とその他の成分は均質粒子として存在する。シナリオC; E.C.と $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ のすべてとOrganicsの一部が混合粒子として存在し、その他の成分は均質粒子として存在する。図3に ω の算出結果を示す。太陽放射エネルギーの最も強い可視領域(波長 $0.5 \mu\text{m}$ 前後)で、 $\omega = 0.9$ 前後の大きな値を取り、かなり散乱割合の大きいことが分かる(一般に都市大気中では、 $\omega = 0.7$ 前後である)。このように自由対流圏エアロゾルは、硫酸塩を主成分とした散乱性の強いエアロゾルであることが分かった。

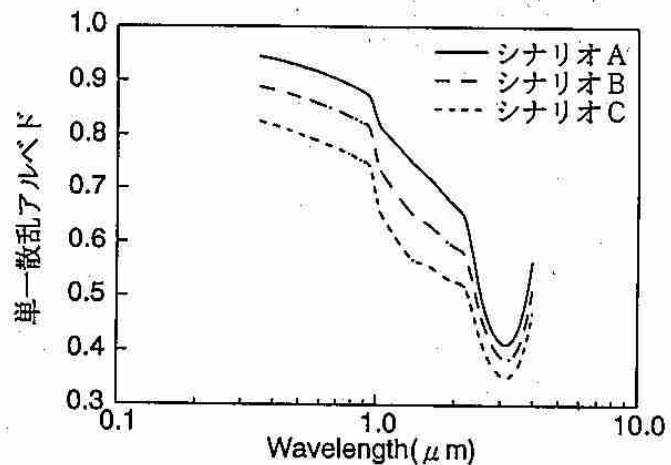


図3 自由対流圏エアロゾルの存在形態の違いによる単一散乱アルベドの変化

9. 航空機を用いたSO₂, 硫酸塩の高度分布測定法の問題点

北海道大学工学部 萩原 研二, 太田 幸雄, 村尾 直人, 山形 定

1. はじめに

大気中でSO₂が酸化される反応場としては、主に気相と液相の均一系が考えられる。このうち気相均一系では主にOHラジカル、液相内（雲粒、霧、雨）での液相均一系では、過酸化水素、オゾン、遷移金属イオン（触媒反応）により酸化される。しかしながら、この液相内でS(IV)の酸化反応がどの程度の速度で進行しているかについては、これまで十分に考慮されておらず、今後の重要な研究課題である。この液相内における酸化反応を明らかにするためには、SO₂, SO₄²⁻濃度が、雲底下と雲頂上でどの程度変化しているかを明らかにする必要がある。

今回の観測では、航空機にサンプリングシステムを搭載し、大気中のSO₂, SO₄²⁻濃度の高度分布、あるいは雲底下、雲頂上における両成分濃度の測定と共に、測定の可能性について検討する。

2. サンプリングおよび分析法

2.1 航空機観測の概要

航空機（ダイヤモンドエアサービス社所有、MU-2）でのサンプリング系を図1に示す。大気中のSO₄²⁻エアロゾルは、1段目のテフロンフィルター（住友電気AF07P, 24mmφ）で、SO₂ガスは、2段目の炭酸ナトリウム含浸濾紙（ADVANTEC東洋51A, 55mmφ）で捕集する。観測期間は、1994年10月3～9日で、そのうち積雲が発生した10月3, 4, 9日の計3回観測を行った。観測場所は、紀伊半島沖合における清浄大気である。

10月3, 4日は、A側を低高度（高度が4km以下）における測定用、B側を高高度（高度が4km以上）における測定用とした。また、10月9日は、A側を雲底下、B側を雲頂上とした。

2.2 サンプルの抽出、分析法

テフロンフィルターは超音波洗浄器を用い、イオン交換水5mlで抽出した。炭酸ナトリウム含浸濾紙は、0.01%過酸化水素水溶液10mlで抽出した。それぞれの抽出液をイオンクロマトグラフィーで分析した。低濃度SO₄²⁻分析のためにインジェクション部分にコンセンレーターを取り付けサンプルを濃縮して分析した。

3. 測定結果および考察

3.1 SO₂ガス検出限界

図2にイオン交換水、SO₂ガスのサンプリングに用いた炭酸ナトリウム含浸濾紙のブランクの抽出液、ブランク抽出液にSO₄²⁻標準溶液を添加したもの、および航空機サンプリングで得られたサンプルのイオンクロマトグラムを示す。

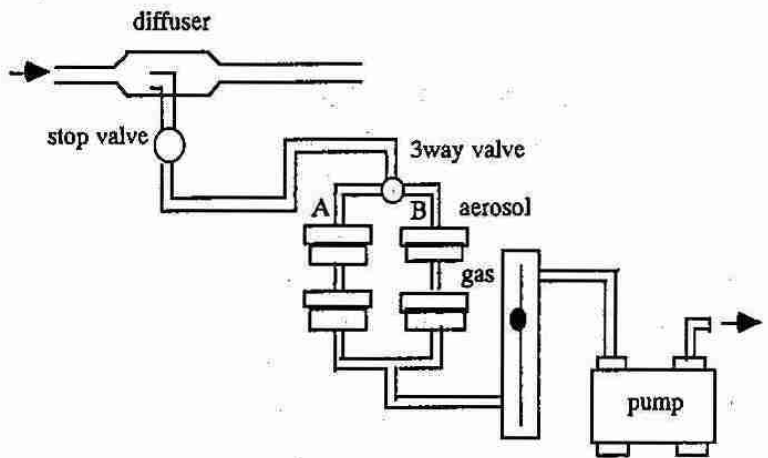


Fig.1 Schematic diagram of sampling system in aircraft for sulfate aerosol and sulfur dioxide gas.

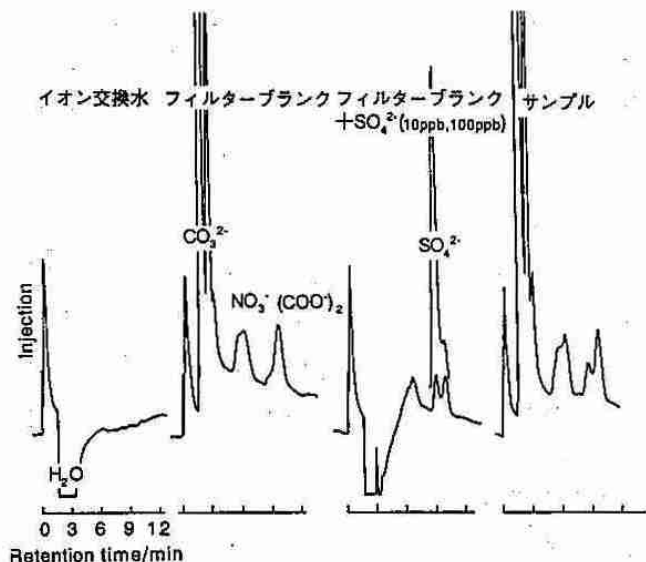


Fig.2 Ion chromatogram of extracted solution.

(a):ion exchanged water;(b):filter blank;
(c):(b)+sulfate solution(10ppb,100ppb);(d):sample

この結果より炭酸ナトリウム含浸濾紙作成時にSO₄²⁻イオンをどこまで除去できるかが、大気中のSO₂濃度測定にとって重要であることが分かる。SO₄²⁻ブランクをなくし、イオンクロマトグラムの安定したベースが得られれば、溶液濃度で1ppb程度の分析が可能になると期待できる。これは1m³サンプリングし、10mlに抽出した場合大気濃度2.3pptvに相当し、Ferekらの報告している6m³のサンプリングで3pptvの検出限界(Ferek et al.,1991)を越えるものである。コンセントレータで濃縮を行っていることが検出限界を向上させるのに大きく寄与していると考えられる。

3.2 航空機観測結果

航空機観測で得られたサンプルの分析結果を表1に示す。

Table.1 The concentration of SO₂ gas and SO₄²⁻ aerosol in maritime troposphere

date	filter holder	sampling volume(L)	sol'n conc.(ppb)	atmospheric conc.	remark	
10/3	A	SO ₄ ²⁻	1000	420	2.1 [μg so ₄ ²⁻ /m ³]	高度4 km以下
		SO ₂	1000	70	165 [pptv]	
	B	SO ₄ ²⁻	1120	60	0.3 [μg so ₄ ²⁻ /m ³]	高度4 km以上
		SO ₂	1120	5	10 [pptv]	
10/4	A	SO ₄ ²⁻	—	—	—	セッティング不良
		SO ₂	—	—	—	
	B	SO ₄ ²⁻	1150	—	—	PIXE分析
		SO ₂	1150	5	10 [pptv]	高度4 km以上
10/9	A	SO ₄ ²⁻	330	380	5.8 [μg so ₄ ²⁻ /m ³]	雲底より下
		SO ₂	330	5	35 [pptv]	
	B	SO ₄ ²⁻	290	20	0.3 [μg so ₄ ²⁻ /m ³]	雲頂より上
		SO ₂	290	5	40 [pptv]	

10月4日のホルダーAはテフロンフィルターのセットが不完全であったためサンプリングできなかった。10月4日のホルダーBのSO₄²⁻はPIXE分析を行ったためイオンクロマトグラフィーによる分析は行えなかった。(PIXE分析からは明確な結果は得られなかった。)

10月3日、4日のサンプルは高度4kmより下(ホルダーA)、上(ホルダーB)で晴天域でサンプリングを行い採気量は1000ℓ程度になっている。一方、10月9日のサンプルは雲底下(ホルダーA)、雲頂上(ホルダーB)でのみサンプリングを行ったため採気量は1/3になっている。

大気濃度として得られた値は、SO₂ガスが10pptv~165pptv、SO₄²⁻が0.3~5.8μg SO₄²⁻/m³とこれまで海洋上の対流圏で報告されている値(Ferek and Hegg, 1993; Luria et al, 1989)と比較して妥当な値が得られた。しかし、10月3、4、9日いずれのサンプルでもB側のSO₂の抽出溶液濃度が5ppbとなっている点に注意を要する。このサンプルがフライトの最初のサンプルであることを考えるとストップバルブ-フィルター間に残存していた地上空気の可能性もある。したがって、サンプリングを行う場合にはフィルターに至る全ての部分をサンプリング前に排気する必要があると考えられる。

4. まとめ

フィルターパック-イオンクロマトグラフィー法(FP-IC法)によって海洋上の自由対流圏大気中のSO₄²⁻エアロゾル、SO₂ガス濃度を測定し、これまで報告されている値と比較して妥当な値が得られた。

FL-IC法の検出限界はイオンクロマトグラムのベースラインの安定性とフィルターブランク中のSO₄²⁻濃度に大きく依存している。両者を最適化すれば、1m³の大気をサンプリングし10mlで抽出を行った場合には、大気中の測定限界として数pptvまで下げることが可能である。また、サンプリングを行う際にはストップバルブ-フィルター間に残存していた地上空気を排気する必要があると思われる。

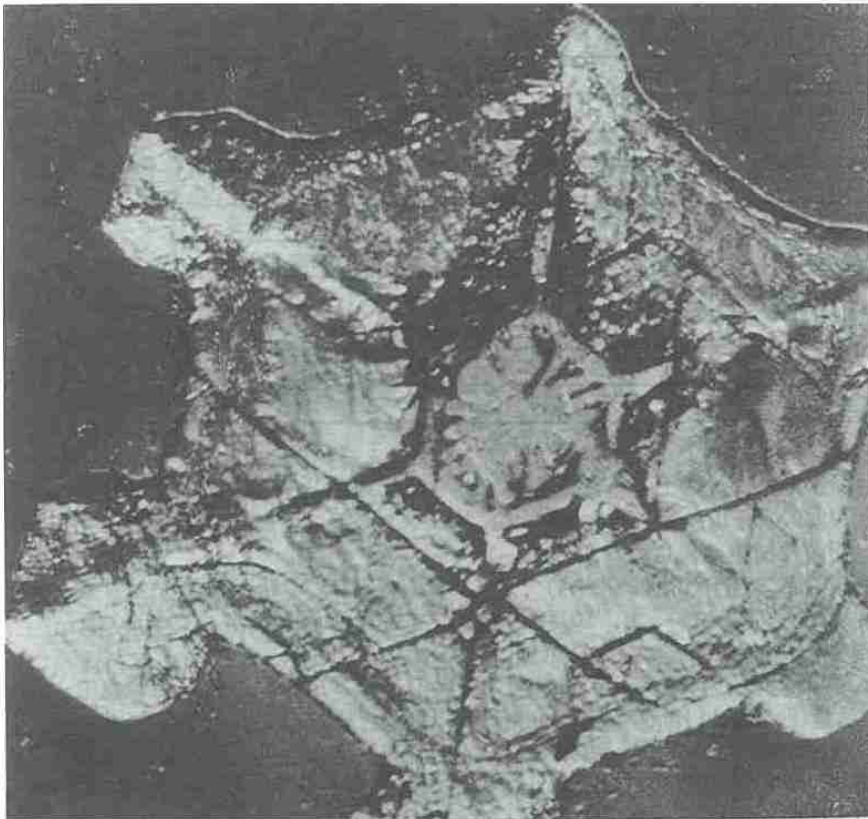
(参考文献)

- Ferek,R.J.,Hegg,D.,Herring,J.A.,andHobbs,P.V., 1991: An improved filter pack technique for airborne measurement of low concentrations of SO₂. J.Geophys.Res.,96,22373-22378.
- Ferek,R.J.,Hegg,D., 1993: Measurements of dimethyl sulfide and SO₂ during GTE-CITE3. J.Geophys.Res.,98,23435-23442.
- Luria,M., Valin,C.C.V., Galloway,J.N., Keene,W.C., Wellman,D.L., Sievering,H., and Boatman,J.F., 1989: The relationship between dimethyl sulfide and particulate sulfate in the mid-atlantic ocean atmosphere. Atmos.Environ.,23,139-147.

10. 雪と氷のCRACKについて

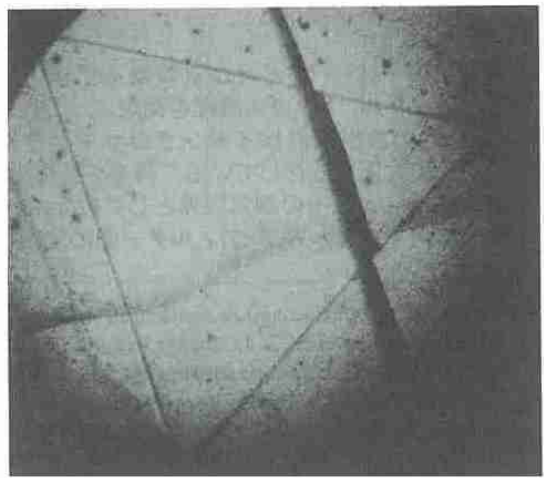
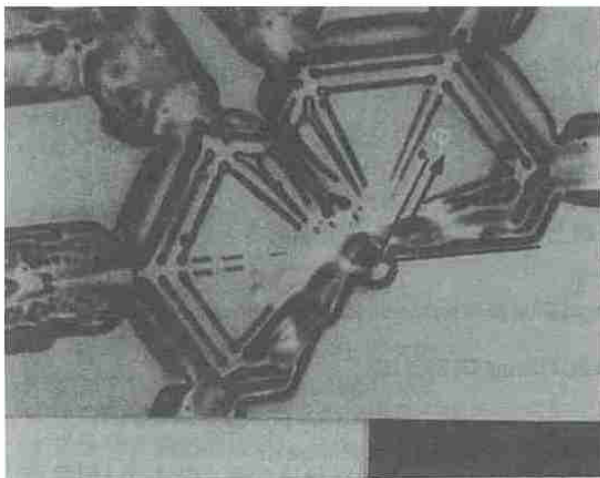
北教大(岩) 志尾 彌

予論 吹雪時の雪片の電荷は破壊していない結晶の約100倍も有る。この原因を
解明するために雪・氷のCRACKの結晶的特性を調べた。



結果、図-1は亀裂が入った雪結晶である
亀裂の結晶方位は
 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ である。
-35℃以下の大気中
で発生した。

図-2は破壊した雪片
で、破壊面方位は
 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ である。



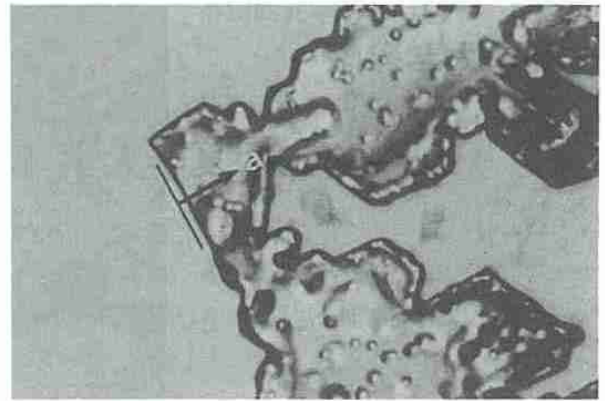
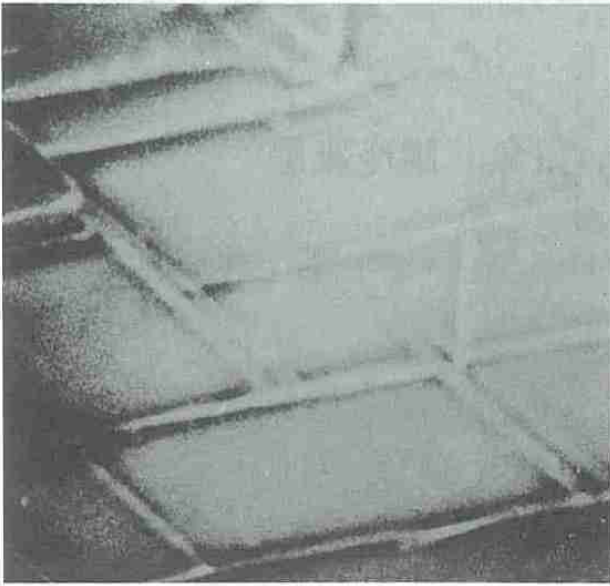


図-3は熱歪を加えて単結晶氷の
(0001)面に生じた亀裂である。

方位は $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ の他に $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ で
(0001)面に対して垂直でなく傾いている。

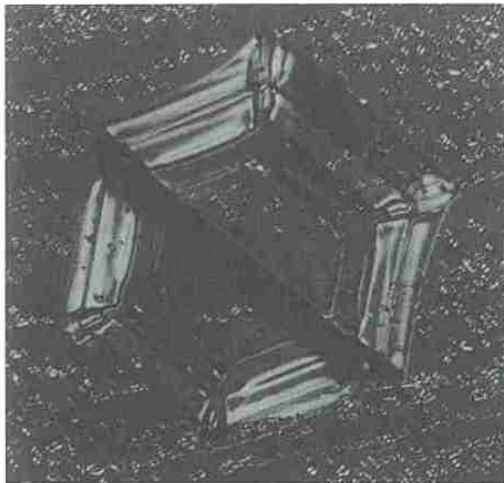


図-4は転位の移動した跡である。

その方向は $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ である。

図-5、6は新しい生長が破壊面から始まっている。

図-6は破壊面が $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ をしている。

雪結晶ではこの様な破壊面をしたものは少ない。

