

{ F Y 8 6 R A S C } 合同シンポジウム
{ 第 1 回 M U レーダー }

昭和 61 年 3 月 19・20 日

京都大学超高層電波研究センター

目 次

Session I. 理論シミュレーション及びモデリング

1.	FGGE 3b (sop1) データと MRLGCM-I シミュレーション 結果から検出された太陽と同期しない大気潮汐のモードについて… 谷貝 勇 ……	1
2.	磁気圏・電離圏擾乱に対する熱圏応答のシミュレーション… 前田佐和子 ……	8
3.	電離圏・磁気圏プラズマ波非線形波動—粒子相互作用の研究… 大村善治 ……	10
4.	不要データスクリーニングプログラムの開発 … 木村磐根・佐藤 亨・深尾昌一郎 ……	11
5.	S3500 ソフトウェアの開発… 大村善治・山本 衛・松本 紘 ……	18

Session II. レーダーシステム及び応用

1.	MU レーダー共同利用 2 年—システムとその周辺 … 深尾昌一郎・津田敏隆・佐藤 亨・加藤 進 ……	22
2.	Errors in wind measurements generated by thin scattering layers … Peter T. May・深尾昌一郎・津田敏隆・佐藤 亨・加藤 進 ……	29
3.	ジェット気流発電のための気象データ収集—特に風速の短時間変化について— … 山部長兵衛・堀井憲爾 ……	36
4.	MU レーダーによる軌道運動物体の探索 … 加山英俊・木村磐根・佐藤 亨 ……	45
5.	銀河背景放射の観測… 前田耕一郎・前田佐和子・佐藤 亨 ……	53
6.	低電力デジタル化アイオノゾンデ … 佐藤 亨・深尾昌一郎・津田敏隆・加藤 進 ……	59

Session III. 電離圏観測

1.	IONOSPHERIC INCOHERENT SCATTER MEASUREMENTS WITH THE MU RADAR… William L. Oliver, Jr・深尾昌一郎・佐藤 亨 津田敏隆・加藤 進・伊藤敦夫・木村磐根 ……	66
2.	光学的ドップラー法と MU レーダーによる温度、風系の観測 … 市川敏朗・J. S. Kim・岡野章一 ……	73
3.	電波吸収冬季異常発生域の変動 …… 石嶺 剛 ……	75
4.	赤道域プラズマ・バブルの三次元シミュレーション… 渡部重十 ……	79
5.	シンチレーション観測からみた中緯度電離圏ゆらぎ… 熊谷 博 ……	84
6.	熱圏大気重力波の共鳴相互作用—下向き重力波生成の可能性—… 柴田 喬 ……	87

Session IV. 中間圏観測

1.	大気重力波—平均流相互作用 (レビュー) …… 田中 浩 ……	94
2.	Interpretation of the Structure of Mesospheric Turbulence Layers in terms of Inertia Gravity Waves… 山本 衛・津田敏隆・佐藤 亨・深尾昌一郎・加藤 進 ……	110

3. Full-correlation analysis of turbulent scattering layers in the mesosphere observed by the MU radar
 山本 衛・津田敏隆・佐藤 亨・深尾昌一郎・加藤 進 110
4. MUレーダーで観測された中間圏の大気重力波の特性と振舞い
 村岡良和・川平浩二・杉山卓也 115

Session V. 成層圏・対流圏観測

1. 中層大気内部重力波の構造と変動..... 廣田 勇・大野祐一 123
2. ジェット気流近傍の慣性重力波
 深尾昌一郎・山中大学・松本浩昌・佐藤 亨・津田敏隆・加藤 進 126
3. MUレーダー-ST観測に見られる普遍的構造—従来の気象観測との結合を
 目指して..... 山中大学 128
4. MUレーダーを用いた4次元解析について..... 住 明正 130
5. 大気球・MUレーダー併用の成層圏重力波観測..... 山中大学・津田敏隆
 日中大洋横断気球実験班
 京大MUレーダーグループ 134
6. MUレーダーを用いた梅雨期における中規模擾乱の観測的研究..... 住 明正 139
7. MUレーダーによる梅雨前線の観測
 深尾昌一郎・山中大学・佐藤 亨・津田敏隆・加藤 進 144
8. MUレーダー利用RASS観測..... 増田悦久・犬木久夫・高橋耕三
 津田敏隆・佐藤 亨・深尾昌一郎・加藤 進 154
9. MUレーダー利用RASSによる成層圏の気温・風速の算出法
 犬木久夫・増田悦久・高橋耕三
 佐藤 亨・津田敏隆・深尾昌一郎・加藤 進 160
10. 条件付対称傾圧不安定による重力波の発生..... 斉藤 定・田中 浩 166
11. 放送衛星電波受信による降雨減衰の測定
 木村磐根・岩井誠人・松尾敏郎・佐藤 亨・山本正幸 171
12. 1台の気象用ドップラーレーダーで得られた突風前線の微細構造—コメンター
 上田 博 178

Session VI. まとめ

1. レーダー大気物理学の将来像..... 廣田 勇 181
2. 赤道レーダー計画..... 深尾昌一郎・津田敏隆・佐藤 亨・加藤 進 182
3. ライダーによる成層圏エアゾルの観測..... 藤原玄夫 184

FGGE3b (sop1) データとMRI.GCM-I シミュレーション結果から検出された太陽と同期しない 大気潮汐のモードについて

谷貝 勇 (気象研. 気候)

1. 序

太陽放射の日変化によって強制される大気潮汐では、1日周期で西進する波数1と、半日周期で西進する波数2のモードが卓越している。これらの太陽と同期したモード (migrating thermal tides) 以外に、海陸や水蒸気分布等の影響によって太陽と同期しないモード (non migrating modes) が作られる (e.g. Chapman and Lindzen, 1970)。

気象研究所の全球12層大気大循環モデル(MRI.GCM-I)による1月の再現実験の中で、太陽と同期しない1日周期の西進する波数5と東進する波数3のモードが検出されている (Tokioka and Yagai, 1984)。この原因として、Tokioka and Yagai (1987) は、南半球低緯度における地形に波数4のピークが見られること、および、この地形と日変化する太陽放射の非線型作用によって上記のモードが熱的に強制されることを示した。しかも、このモードは Kato *et. al.* (1982) で研究された、仮想的に局在化された加熱による non migrating mode とは異っている。波数4の地形を $A \cos(4\phi + \gamma)$ で表わすと、

(ϕ : 経度、 A, γ : 定数) 1日周期の日射: $J(Z, \theta) \cos(\sigma t + \phi + \delta)$
(ここで θ : 緯度、 Z : 高さ、 t : 時間、 $\sigma = 2\pi/1$ solar day、 δ : 定数)

によって生じる加熱 $JJ(Z, \theta, \phi, t)$ は

$$JJ(Z, \theta, \phi, t) = AJ(Z, \theta) \cos(\sigma t + \phi + \delta) \cos(4\phi + \gamma) \\ = A/2J(Z, \theta) (\cos(\sigma t + 5\phi + \delta + \gamma) + \cos(\sigma t - 3\phi + \delta - \gamma))$$

となり、西進する波数5と東進する波数3のモードが同じパワーで強制される。

今回は、1979年に行われたFGGE: First GARP (Global Atmospheric Research Program) Global ExperimentによるLevel3B データを解析して、モデル結果との対応を調べる。

2. モデルと解析データ

モデルで予報している変数は、風の水平成分、気温、水蒸気とオゾンの混合比、地面温度、土壌層の湿度、積雪の深さ、境界層の厚さおよび境界層の上端における物理量のギャップである。第1図はモデルの鉛直差分を示す。100mbより上の成層圏では、Chapman反応とNO-NO₂サイクルによるオゾン生成の簡単な光化学反応のモデルを用いている。雲量はモデルで診断的に決め、放射の計算を通して大気加熱率に変化を与える。モデル大気のトップに入射する太陽光は季節変化と日変化をしており、このためモデル大気では潮汐が生じる。モデルには現実に対応する海陸分布と地形があり、海面水温と海水の分布は気候値に基づいて外部データとして与える。モデルの水平格子間隔は経度方向 ϕ と緯度方向 θ について一定($\Delta\phi = 4^\circ$, $\Delta\lambda = 5^\circ$)で、初期値から3ヵ月以上経過したモデル大気の1月1日から1月31日までの31日間を解析に使用した。データのサンプリングは1日4回(00Z, 06Z, 12Z, 18Z)で、この内、特別の2日間では毎時間のサンプリングを行った。モデルの詳細はTokioka *et. al.* (1984)を参照。

FGGE3BデータはECMWF (European Center for Medium Range Weather Forecasts) の解析によるものを用いており、特別観測期間(first special observation period: SOP1)のデータから1979年1月10日~2月9日の31日間を使用した。データは、海面気圧、 Z, U, V, T の量が、水平格子間隔 $\Delta\phi = \Delta\lambda = 2.5^\circ$ で与えられており、モデルと同じ解像度の $4^\circ \times 5^\circ$ に平均して用いた。データのサンプリングはモデルと同じ1日4回あり、今回の解析では、水平方向の平均操作以外は、全てモデルと観測のデータは同様に扱われている。観測データは、10mbから1000mbまでの範囲に15層あるが、成層圏における低緯度および南半球のデータには品質の問題がある。海面気圧の観測データがおそらく最も信頼できるので、今回の解析では詳細に比較した。

3. 解析結果の比較

第2図に海面気圧で見た06Zにおける半日周期で西進する波数2のモード($f = -2$, $m = 2$)の水平構造を示す。(ここで f は振動数(1/day)、 m は東西波数)このモードを取り出すため、Tokioka and Yagai(1987)による時間と空間のフィルターを用いている。FGGE3Bデータとモデルの結果は良い対応を示している。最大振幅の位置は $5^{\circ}N - 10^{\circ}N$ の間にあり、最大値はFGGE3Bデータが1.2mbでモデルは1.0mb、位相は約 10° (40分)モデル結果が遅れている。最大値1.2mbは、これまでに知られている値と一致しており、今回、用いたフィルター操作が適切であったことを示している。又、位相のズレはモデルにおける物理過程の計算時間(1時間)以内になっている。 $60^{\circ}N$ 以南の北半球では北西から南東方向にモデルと観測結果の位相が傾いている。夏(南)半球の $60^{\circ}S$ 以南では、南北方向に短い波長のモードが観測とモデルの両方に見られ、最大値は観測(0.2mb)がモデルの2倍大きい、類似した水平構造を持っている。又、1日周期で西進する波数1のモード($f = -1$, $m = 1$)の海面気圧で見た水平構造も、モデル結果と観測は対応している。

海面気圧の時空間パワースペクトルを調べると、南半球低緯度で顕著な西進する波数5と東進する波数3のピークが見られる(第3図)。 $2^{\circ}S$ における西進する波数5のパワーはモデルで $9(\text{mb})^2 \cdot \text{DAY}$ 、観測で2、又、東進する波数3ではそれぞれ9と3で観測値が小さい。モデルでは東進する波数7にも局所的にピークが見られるが、これは波数8の地形による(Tokioka and Yagai, 1987)。又、ここでは1日4回のデータから計算したため半日周期のパワーは描かれていない。

第4図は1日周期のパワースペクトルの緯度方向の変化を調べたものである。西進する波数5と東進する波数3のパワーは低緯度の南半球で大きい値を持ち、モデル結果が観測値より3-5倍大きい。

西進する波数5のモードを取り出すために、時間的なフィルターと空間的には波数分解した結果を第5図に示す。 $60^{\circ}N - 50^{\circ}S$ の範囲でモデルと観測は対応した特徴を持っている。 $20^{\circ}S$ 付近にピークを持ち(モデルは0.4mb, 観測は0.2mb)、緯度と共に南半球の位相は変らないが、北半球の $30^{\circ}N$ 以南では西に傾き、 $30^{\circ}N$ 以北では東に傾く。これは、波数4の地形の位相と対応している(Tokioka and Yagai, 1987)。

第6図は高度場と水平風で見た($f = -1, m = 5$)の水平構造である。破線で囲まれた領域で大きなパワーを持ち、モデルと観測結果で対応が見られる。モデル最下層(900mb)と観測の高度場(1000mb)は海面気圧の場合と同様の特徴を持ち、風は高度場の正偏差の進行方向前面で収束し、後面で発散する重力波の構造をしている。

第7図は同じく300mbの結果を示す。 $30^{\circ}S - 30^{\circ}N$ の間でモデルと観測結果は対応を持ち、南北方向の位相は南半球では下層と同じだが、北半球では逆に東に傾く。高度場の最大値は $14^{\circ}S$ 付近でモデルは2gpm、観測は1gpm。モデルの風は重力波の水平構造をしているが、FGGE3Bの風は精度の悪い結果を示唆している。

第8図は東進する波数3($f = 1, m = 3$)の海面気圧で見た水平構造を示す。 $40^{\circ}S - 10^{\circ}N$ でモデル結果と観測は対応している。最大値はモデル結果が $18^{\circ}S$ で0.5mb、観測では $22^{\circ}S$ および赤道で0.2mbの極大をとる。

700mb の高度場と風の水平構造を第9図に示す。 $30^{\circ}S - 10^{\circ}N$ でモデルと観測の高度場で対応が見られる。

4. 結論と今後の課題

- 1 Non migrating thermal tides, ($f = -1, m = 5$), ($f = 1, m = 3$) が FGGE3B(SOP1) データとMRI.GCM-Iシミュレーション結果から検出された。
- 2 観測とシミュレーションは、海面気圧と対流圏のジオポテンシャルで良い対応がある。
- 3 ($f = -1, m = 5$) の海面気圧分布は、波数4の地形と類似した南北の位相構造を持つ。

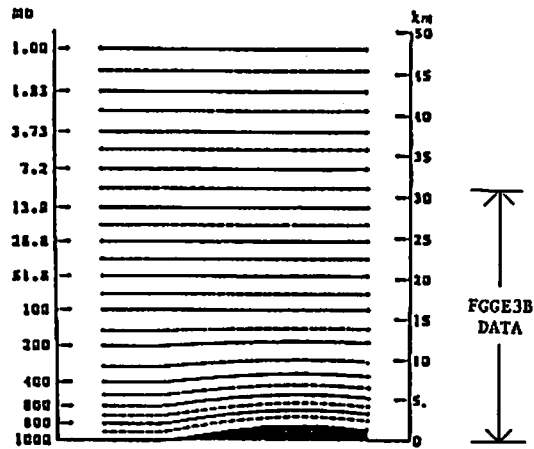
- 4 ($f = -1, m = 5$) の南北位相は、北半球では対流圏下層で西に傾き、上層では東に傾く。又、南半球では変化しない。
- 5 ($f = 1, m = 3$) は 40°S 以北の南半球で見られる。(オーストラリア大陸の存在が波数4の地形を形成する)

今後の課題として、鉛直波長の短い non migrating modes の伝播特性を議論するためにモデルの鉛直解像度を上げる必要がある。一方、観測の方では、1日4回以上の精度の良い全球観測が特に成層圏と中間圏で必要になる。MSTレーダーによる風の観測は、水平観測密度が向上すれば、non migrating mode 測定のための有効な観測手段になり得る。

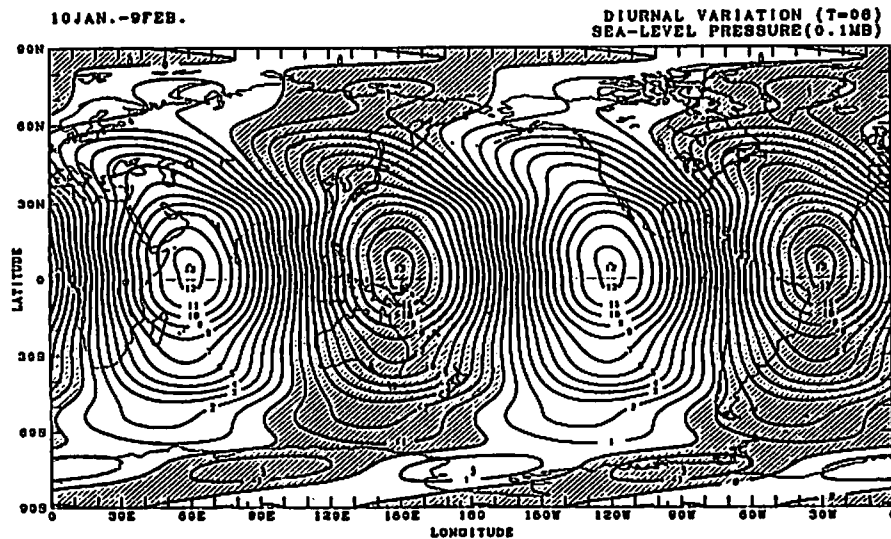
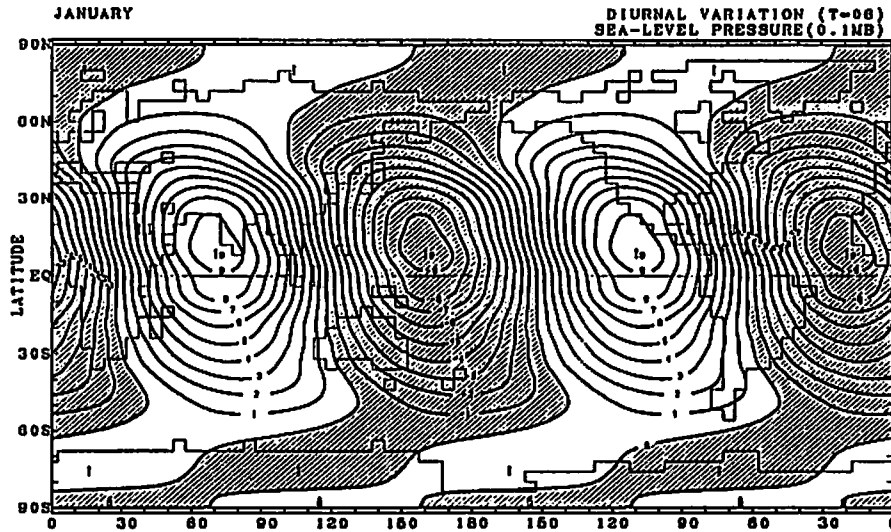
References

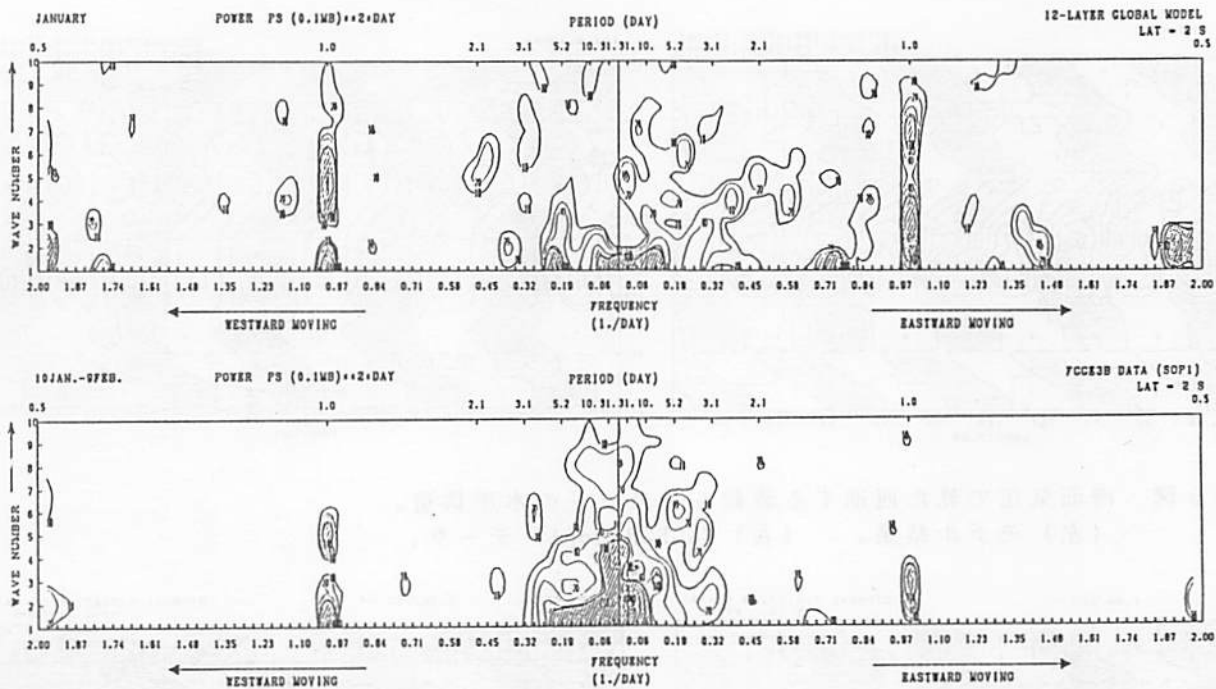
- Chapman, S., and R. S. Lindzen, 1970: Atmospheric Tides, Reidel, Dordrecht-Holland.
- Kato, S., T. Tsuda and F. Watanabe, 1982: Thermal excitation of non-migrating tides. J. Atmos. Terr. Phys., 44, 131-146.
- Tokioka, T. and I. Yagai, 1984: On the January simulation of stratospheric circulations with the MRI general circulation model: Preliminary results Dynamics of the Middle Atmosphere, Ed. J. R. Holton and T. Matsumo, Reidel, Dordrecht-Holland, pp.527-537.
- _____, 1987: Atmospheric tides appearing in a global atmospheric general circulation model J. Meteor. Soc. Japan, in printing.
- _____, K. Yamazaki, I. Yagai and A. Kitoh, 1984: A description of the Meteorological Research Institute atmospheric general circulation model (the MRI.GCM-I). Tech. Reports of the Meteorological Research Institute, No.13.

第 1 図
 全球 1 2 層大気大循環モデル
 (MRI-GCM-1)
 の鉛直差分。

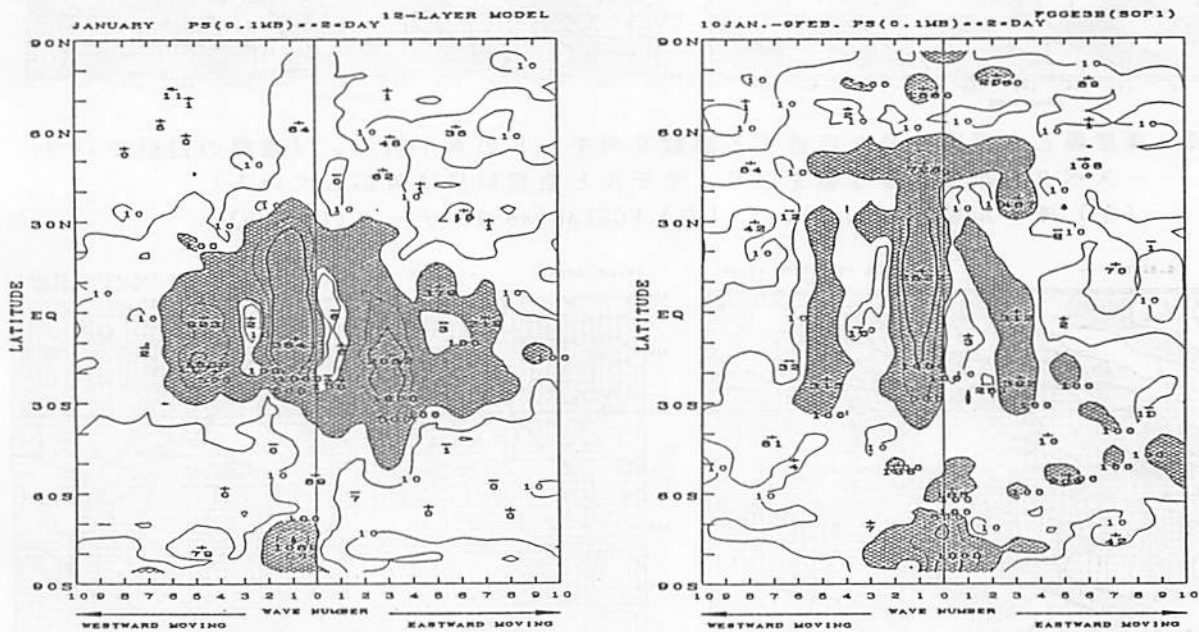


第 2 図
 海面気圧で見た半日周期で
 西進する波数 2 のモードの
 水平構造。
 (上) モデル結果。
 (下) FGGE3B(sop1) データ。

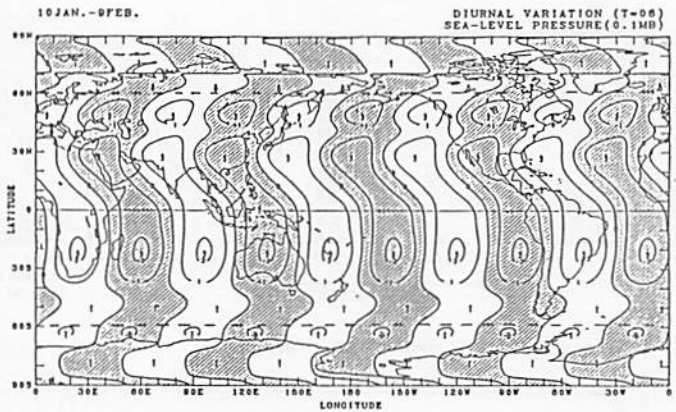
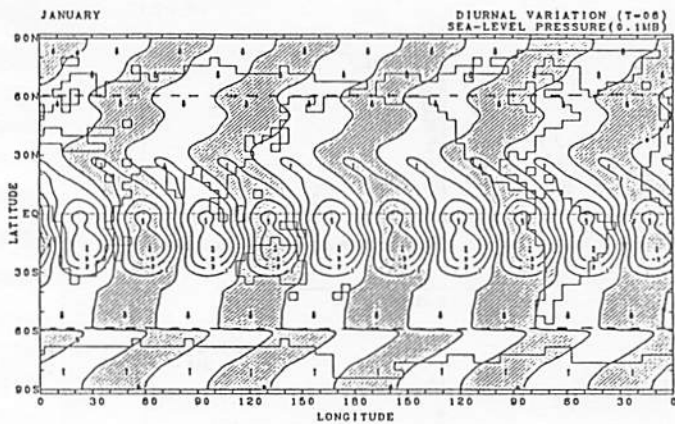




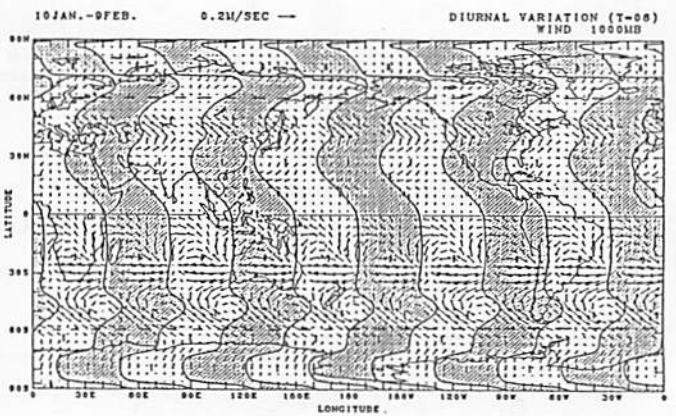
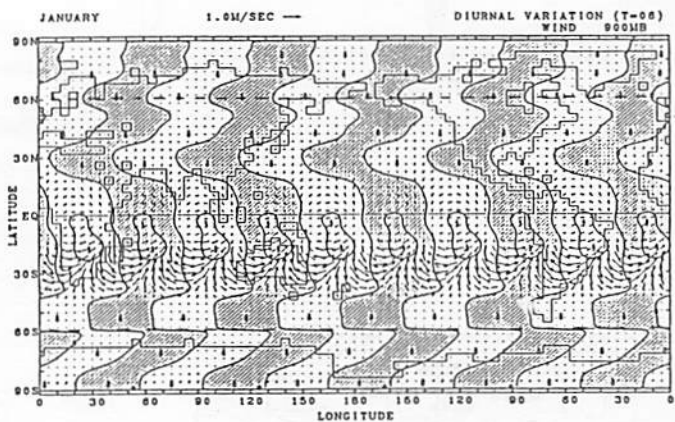
第3図 2° Sにおける海面気圧の時空間パワースペクトル。
 (上) モデル結果。 (下) FGGE3B(sop1) データ。



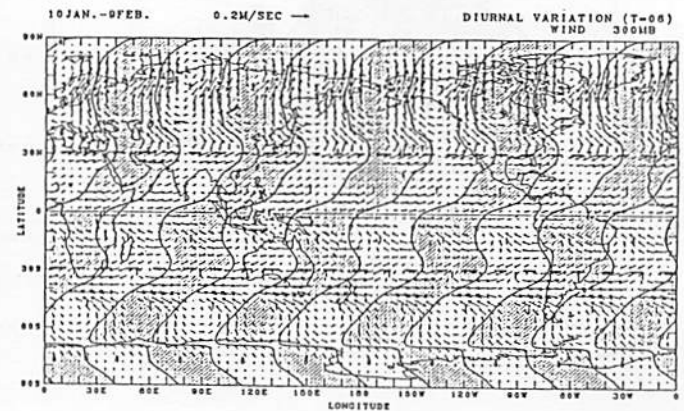
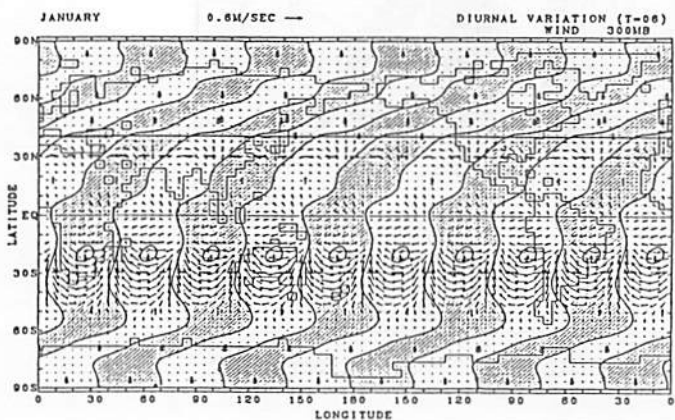
第4図 海面気圧で見た1日周期の時空間パワースペクトル。
 (左) モデル結果。 (右) FGGE3B(sop1) データ。



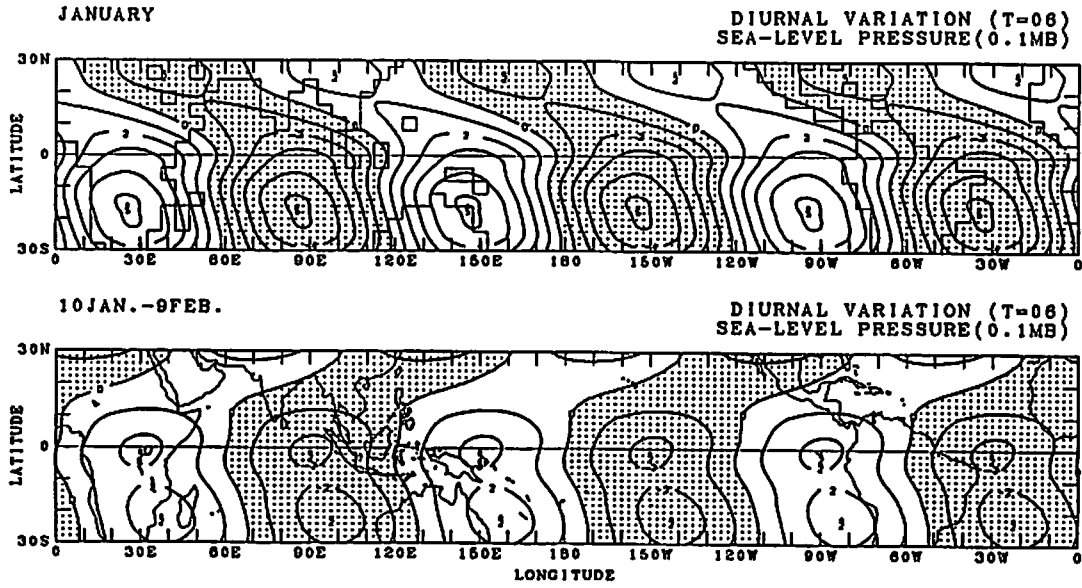
第5図 海面気圧で見た西進する波数5のモードの水平構造。
 (左) モデル結果。 (右) FGGE3B(sop1) データ。



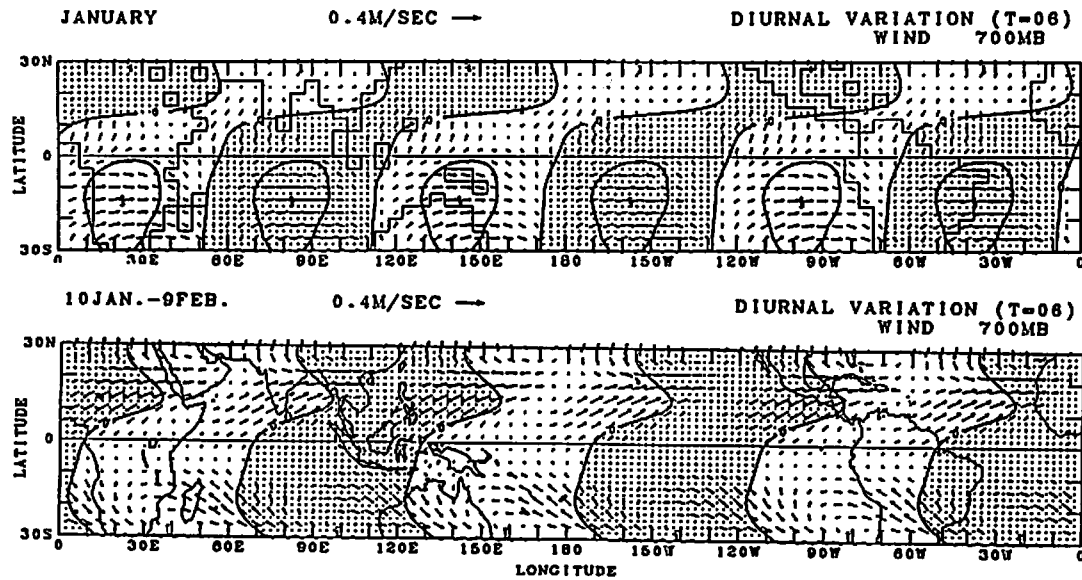
第6図 高度場と水平風で見た西進する波数5のモードの水平構造。(破線の内側でパワースペクトルは大きな値をとり、モデルと観測結果は対応している)
 (左) モデル結果(900mb)。 (右) FGGE3B(sop1) データ(1000mb)。



第7図 6図と同じだが300mbの結果。



第8図 海面気圧で見た東進する波数3のモードの水平構造。
 (上) モデル結果。 (下) FGGE3B(sop1) データ。



第9図 700 mbの高度場と水平風で見た東進する波数3のモードの水平構造。
 (上) モデル結果。 (下) FGGE3B(sop1) データ。

磁気圏・電離圏擾乱に対する熱圏応答のシミュレーション

前田佐和子 (大阪短大)

磁気圏/電離圏擾乱に伴う熱圏中性気体へのエネルギー流入が、熱圏の力学的・化学的構造にもたらす変化をシミュレートし、磁気圏/電離圏と熱圏との相互作用の一側面を明らかにする。

シミュレーションに用いた磁気圏/電離圏擾乱のモデルは、ISレーダと人工衛星の観測をもとにして作られた経験的モデルである。このモデルでは、1978年から延べ8年間にわたってTIROS/NOAA衛星で測定されてきたオーロラ降下粒子(300eV-20keVのイオンと電子)のエネルギーフラックスデータを使ってオーロラ活動指数を定義し、各活動指数毎の電離層電子密度と電気伝導度の空間分布を与える。⁽¹⁾

また、ほぼ同じ期間のMillstone Hill ISレーダによるイオンドリフト観測データを同じオーロラ活動指数で分類し、各活動指数毎の電離層電場をあたえる。⁽²⁾

このシミュレーションに用いた熱圏モデルは、経度方向に一樣な空間二次元(地理緯度と圧力座標)のモデルである。微細構造をもつ電離層電場の印加に対する熱圏の反応を調べるために開発された高分解能の数値コードを⁽³⁾、上記の磁気圏/電離圏擾乱のモデルと統合するために一部修正して用いた。

この熱圏モデルは、エネルギー、運動量および連続の式と中性気体主成分(O₂, O, N₂)の質量混合比に対する3つの連続式をカップルさせた力学的・化学的結合系である。各成分の方程式には、成分間の相互拡散が含まれる。静水圧平衡を仮定し、垂直方向には圧力座標を採用する。垂直風は、各時間ステップの終わりに計算する。下部境界(70km)では、OとO₂の間に光化学平衡が成立するものとし、N₂の質量混合比は、0.77に固定する。高度100km以上で拡散平衡を仮定する。エネルギー方程式には、外部からの熱源として、太陽紫外/遠紫外線吸収による加熱、オーロラ粒子による粒子加熱 および 電離層電流の散逸に伴うジュール加熱が含まれる。イオン・ドラッグは、イオン風速が $E \times B / B^2$ で与えられるものとして見積もる。放射冷却は、6.3 μ m O₂-バンド、15 μ m CO₂-バンド 及び 5.3 μ m NO-バンドを考慮する。

この3種の冷却機構によって全体の放射冷却の90%が担われている。この内、酸素原子による冷却は、酸素原子の粒子密度の時間変化を考慮して計算される。CO₂に関しては、初期分布を仮定し、密度の時間変化はないものとする。N₂の光解離によって生成されるNOの初期分布は、N₂分布とconsistentになるように連続の式を解いて求める。この分布は、その後時間変化はないものと仮定する。しかし、熱圏熱収支にとってNOの放射冷却の寄与は大きく、殊にN₂密度の増大する太陽活動極大期や電離層擾乱時には、その寄与はさらに増大する。従ってNO密度の時間変化をN₂密度とconsistentになるように解くことは基本的に重要である。ここでは、便宜的な方法としてNO密度の地磁気活動依存性を与える経験式を用いる。NO密度は、オーロラ活動指数の関数として与えられ、オーロラ活動の時間変化に対応してNO密度も時間変化するものとする。

以上がモデルの概略である。

このモデルを用いて現在までに2つの数値実験を行なった。1つは、GTMS(Global Thermospheric Mapping Study)期間中の1984年9月17日から24日までのオーロラ活動に対する熱圏応答のシミュレーションであり、他は一定のオーロラ活動レベルが長時間継続した場合の熱圏応答の数値実験である。結果の詳細は、すでに発表したもの⁽⁴⁾⁽⁵⁾で参照されたい。

実験結果をまとめると以下の通りである。

- ・熱圏上部(200km以上)の温度変化は、オーロラ活動指数の時間変化に追従する。
- ・温度の緩和時間は、NOの放射冷却で基本的に決定される。
- ・高緯度加熱に即応して赤道風が扇起され、新しい大循環のシステムが確立する。
- ・オーロラ活動初期には、大気の大膨張による上昇風が加熱領域で卓越する。その後すこし遅れて圧力面内の水平風の発散によって垂直風が誘起される。後者の垂直風成分にもなって中性気体の成分変化が起こる。

- ・実験の結果は、Millstone HillのISレーダ観測で得られた外圏温度の時間変化とよく一致する。

今後は、様々な期間に対する数値実験を行ない観測結果と比較検討すること、モデルを拡張して、太陽活動極大期にも適用できるようにする予定である。

参考文献

- (1) Fuller-Rowell, T. J., and D. S. Evans. 1987 J. Geophys. Res., in press.
- (2) Foster, J. C. et al. 1986 Geophys. Res. Lett., 13, 656.
- (3) Fuller-Rowell, T. J. 1984 J. Geophys. Res., 89, 2971.
- (4) Maeda, S. et al. 1987 Abstracts of the symposium
'Quantitative Modeling of
Magnetosphere-Ionosphere Coupling
Processes' at Kyoto.
- (5) Maeda, S. et al. 1987 Proceedings of the NIPR symposium on
upper atmosphere physics, No.1.

電離圏・磁気圏プラズマ波非線形波動－粒子相互作用の研究

Competing Process of
Whistler and Electrostatic Instabilities in the Magnetosphere

大村 善治 (京大・工)

Competing process of whistler mode and electrostatic mode instabilities induced by an electron beam is studied by a linear growth rate analysis and an electromagnetic particle simulation. In addition to a background cold plasma, we assume an electron beam drifting along a static magnetic field. We study excitation of whistler mode and electrostatic waves in the direction of the static magnetic field. We first calculated linear growth rates of the whistler mode and electrostatic mode instabilities, assuming various possible parameters in the equatorial magnetosphere. We found that the growth rate of the electrostatic instabilities is always larger than that of the whistler mode instabilities. A short simulation run with a monoenergetic electron beam demonstrates that a monoenergetic beam can hardly give energy to whistler mode waves as a result of competition with faster growing electrostatic instabilities, because the beam electrons are trapped and diffused by the electrostatic waves, and hence the growth rates of whistler mode waves become very small.

A long simulation run starting with a warm electron beam demonstrates that whistler mode waves are excited in spite of the small growth rates and the co-existing quasi-linear electrostatic diffusion process. The diffusion of the warm electron beam is explained by three different processes with different time scales. An electromagnetic diffusion follows the electrostatic diffusion, causing pitch angle scattering of the beam electrons to lower angles. As the third stage the diffused electrons at high parallel velocities are further diffused down to a lower parallel velocity range because of the enhanced electrostatic fluctuations. The present simulation demonstrates that that a large number of grid points as well as enormous number of time steps are required to simulate two co-existing instabilities with different time scales. Fewer grid numbers and fewer time steps lead to misunderstanding of the involved physics.

- published in J. Geophys. Res., vol. 92, 8649-8659, 1987,
Y. Omura and H. Matsumoto.

不要データスクリーニング プログラムの開発

木村磐根（京大・工）、佐藤 亨（京大・超高層）、深尾昌一郎（京大・超高層）

1. はじめに

一般にどのような種類のものであれ、観測データを処理する場合の大きな現実的問題の一つに不要データ、あるいは欠損値の処理があげられる。大部分の信号処理理論はデータの統計的性質が一様であることを仮定しているため、雑音や妨害信号等、対象とする物理現象と異なる原因により生成されたデータは統計処理に有害であり、事前に除去しておく必要がある。各々のデータ点を得る一次処理の段階で、データの信頼性を十分調べることが可能である場合には、二次処理における問題は単に欠損値の取り扱いのみとなる。しかしすべての不要データを一次処理で取り除くことは通常容易ではなく、データ列の統計処理などを行う二次処理の段階で不要データの除去を行う必要があることが多い。

ここではMUレーダーデータ処理のために開発された不要データ除去プログラムSCREENに即して、不要データ除去のアルゴリズムと実際の処理結果の例を示す。MUレーダー観測で得られるデータ量は膨大であり、人間の目でいちいちデータの妥当性をチェックすることは不可能に近い。このプログラムの目的は、経験のある観測者が見て明らかに「おかしい」と思われるデータ点をデータ列から自動的に除去することにある。この処理においては、各データ点はすでに信頼性に関するチェックを通過しており、欠損値以外のデータはすべて同じ信頼度があると仮定している。すなわち「おかしい」かどうかは、データの前後関係のみに基づいて判断される。従って、当然のことながら判定にはデータの性質に関する十分な知識が必要であり、さらにその基準は観測者によって異なったものとなる。このためすべての処理を自動化することには限界があり、しきい値の設定などにある程度の試行錯誤を必要とするが、通常の統計処理に悪影響を及ぼさない程度に除去を行うことは可能であり、以下に述べる比較的単純なアルゴリズムで実用的な性能が得られている。

2. MUレーダーデータ

MUレーダーはその名が示すとおり、地球の中層大気（中性大気）と超高層大気（電離大気）の両方の観測を目的としているが、両者の観測は得られる受信信号の強度や性質が著しく異なるため、データ処理の手法や処理上の問題点も全く別個のものとなる。ここで取り扱うのは現在までに最も多くの観測が行われ、大量のデータが取得されている下層・中層大気（MST）観測である。

この領域の観測では、受信信号の相関時間が送信パルス間隔より十分長いので、各パルス毎の同一高度の受信データを時系列として、これをフーリエ変換しパワースペクトルを推定する方法（ピリオドグラム法）が用いられる。実際には1つのパルスを送信した後、受信信号を一定間隔毎に多数サンプルすることにより、多数の高度が同時に観測される⁽¹⁾。図1に観測された受信エコーパワースペクトルの一例を示す。観測されるスペクトルには通常図に示されるように次の3つの成分が含まれる。

- 1) 大気散乱信号
- 2) クラッタ
- 3) 白色雑音

このうち1)が所望の信号成分であり、大気平均運動に伴うドップラー偏移を持ち、そのまわりに大気乱流の運動によるほぼガウス型のスペクトルを示す。スペクトルの強度は

POWER SPECTRUM

21-DEC-1984 21:58:42 - 22:00:27

(Az, Ze)=(90, 10) CHANNEL NO.1

HEIGHT: 8.12(km)

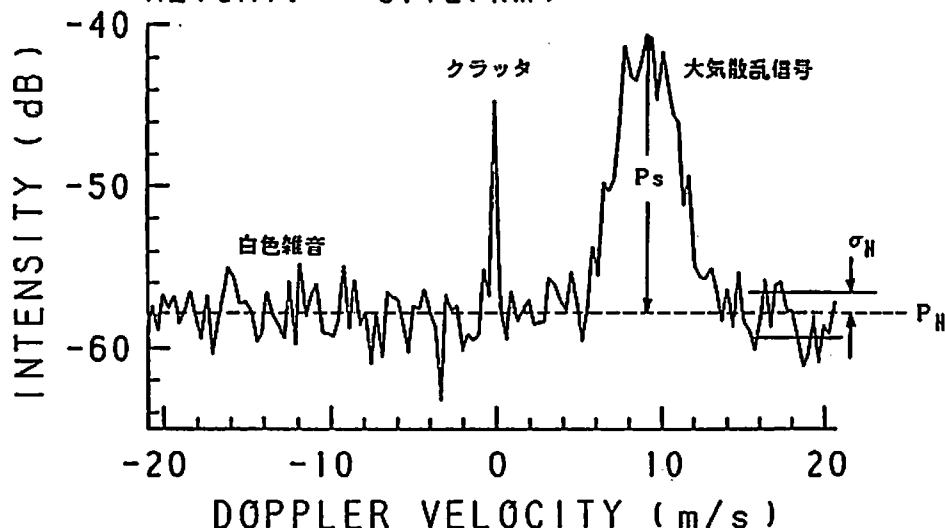


図 1. MUレーダーにより観測されたエコーパワースペクトルの例。

大気乱流の強さを表す。2) はレーダーアンテナのサイドローブより放射された電波が周辺の山などで反射されたエコーであり、送信周波数とほとんど同じ周波数成分のみを持つスパイク状のスペクトル成分である。3) は銀河雑音と受信機の内部雑音の和であるが、VHF帯の周波数では前者が卓越する。2) 以外の成分はランダム信号であり、有限時間のサンプルより推定されたスペクトルには統計的なゆらぎが伴う。このゆらぎを減少させるため、複数のスペクトルを加算する処理(インコヒーレント積分)が行われる。図の場合この積分時間は105秒であり、この値が観測の時間分解能となる。1) の成分が有意に検出されるためにはそのスペクトル強度 P_s が雑音成分の持つゆらぎ σ_n より大きい必要がある。両者の比は信号検出能 (Signal Detectability) と呼ばれ、この値が3程度以下のデータは欠損値として処理される。

実時間処理ではこのスペクトルから2) と3) の成分を除去した後、1) の成分をガウス関数で最良近似することにより散乱信号電力、平均ドップラー偏移、スペクトル幅の3つのパラメータを得る。これには非線形最小二乗法のアルゴリズムが用いられる。二次処理では主にこれらのスペクトルパラメータの時系列が取り扱われる。

観測されるデータが上記の3成分のみより成る場合は推定されるスペクトルパラメータに含まれる誤差は主にランダムなものとなる。しかし、実際の観測においてはこれ以外に、レーダーの付近を通る航空機からのエコーや、電離層の異常伝搬による通信波の混入が起る。これらはアンテナの低仰角サイドローブで受信されるが、所望の大気散乱波に比べて極めて強いため、大きな影響を及ぼす。MUレーダー観測では特に航空機エコーが問題となる。図2は3つのビーム方向について約7時間の観測データから得られた視線方向ドップラー速度を高度に対してプロットしたものである。各点が1分毎のデータを表す。図中、点の密度の高い部分が所望信号を、その周りに分散した点が必要信号を示す。必要信号の内、高度とドップラー速度に関して連続的な曲線を描くものが見られるが、これは等速直線運動をする物体からのエコーの距離・ドップラー速度特性によく当てはまり、推定される速度や距離から付近の航空路を通過する飛行機からのエコーであることがほぼ確認されている。

DISTRIBUTION OF DOPPLER VELOCITY

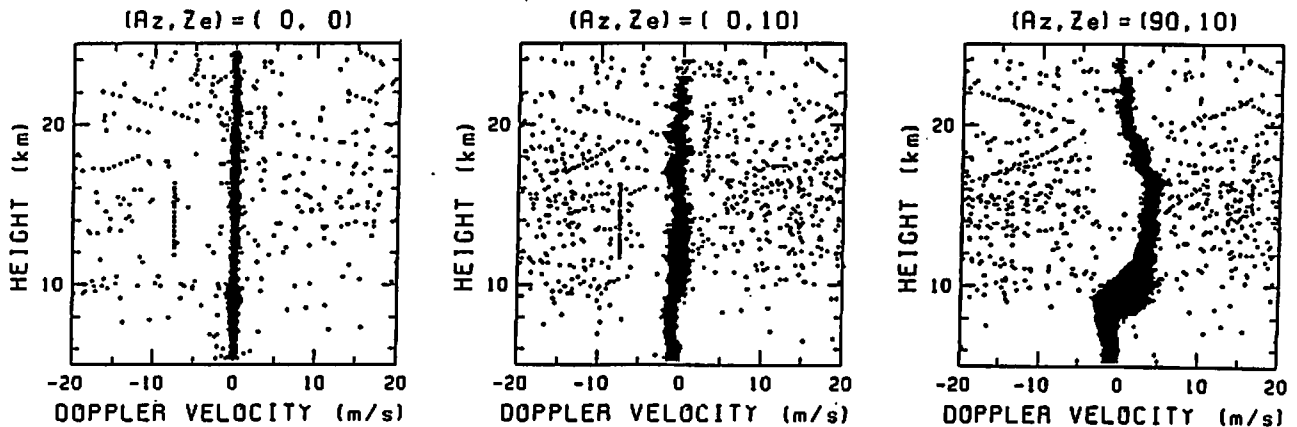


図 2. 3つのアンテナビーム方向に対する視線方向風速の高度変化。
1分毎のデータを7時間分重ねたもの。

航空機エコーの問題点は、単にエコー強度が大きいだけでなく、大気散乱信号と同様のドップラー偏移やスペクトル拡がりを持つことにある。このため、単一のスペクトル毎に行う一次処理ではこれを識別することはきわめて困難であり、各データ点の前後・上下関係を利用して除去する必要がある。

3. 不要データの自動除去

与えられた時系列等のデータ列から不要データを除去するためには、まず所望するデータの統計的性質を知ることが必要である。最も単純には、データの期待値とその周りの分散を既知として適当なスレシールドを与え、その範囲外のデータ点を除外する方法がある。しかしその期待値や分散は通常未知であり、与えられたデータ列からこれを求めることが普通である。データ列の性質についてこれ以外に事前の情報がない場合は、問題は単に、不要データを含んだデータ列から、これを除いたデータの平均と分散を求める最適な方法を探すことに帰着する。このためには与えられたデータの分布関数を描き、その中から正規分布に従う成分を取り出せばよい。これには様々なアルゴリズムが考えられるが、例えば不要データを一様分布と仮定し、これと正規分布関数との組合せでデータの分布関数を最良近似すれば十分であろう。さらにこの方法を簡略化したものとしては、与えられたデータ点の内上下各5~10%を除き、残りの平均と分散を求める方法等も提案されている。

しかし、このような方法で得られるデータの分散にはあらゆる変動周波数成分が含まれるため、データ長が長くなるに従って分散も大きくなり、十分な除去ができなくなる。例えばM Uレーダーで観測される風速データの場合、図2に示されるようにビーム方向や高度によっては平均値の周りに10 m/s程度の拡がりを持つことがある。データ長を増せばこの拡がりにはさらに大きくなる。それに対して、10分程度以下の短周期の視線方向風速変動成分の振幅は2~3 m/s程度以下であることが経験的に知られている。

従って平均を推定するデータ長を短くすることが除去のスレシールドを下げるためには有効である。ただしデータ長を短くするにしたがってデータのゆらぎによる平均値や分散の推定誤差は大きくなり、不要データがこれらの推定に及ぼす影響も大きくなる。図2の例で、10点(約10分)毎に平均値を求めてデータの期待値とする場合、平均から30

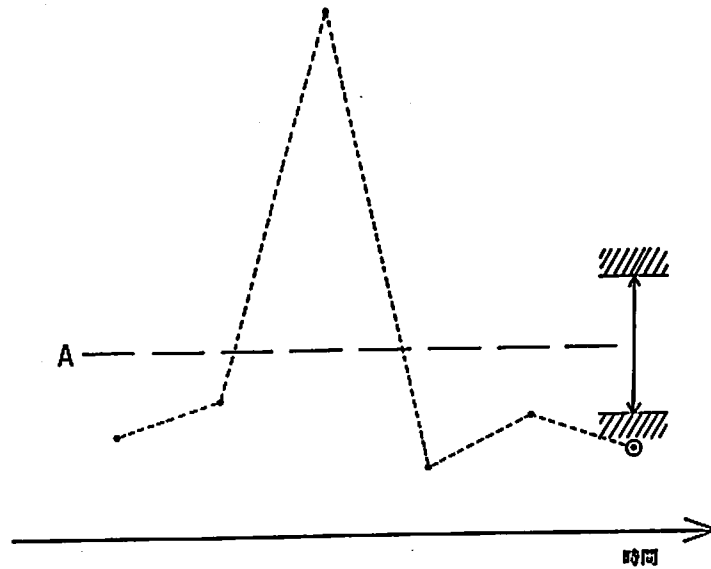


図 3. 単純な移動平均法の原理。

m/s 離れた速度を持つ不要データが 1 点含まれると、平均値自体に 3 m/s の誤差を生じ、正常なデータを不要データと誤認することになる。図 3 は単純な移動平均によって推定した期待値が不要データに引っ張られ、誤ったスレシヨルドを設定してしまう様子を模式的にえがいたものである。

ある集合の期待値を求めるには平均値以外に、最頻値（モード）や中央値（メディアン）を用いることもできる。各データ点の値による重み付けを行う平均値に対して最頻値や中央値はランダムに分布する不要データの影響を受けにくく、小数のデータから期待値を推定する場合に適している。すでに中央値を用いる方法⁽²⁾や、最頻値の考えをさらに一般化した手法⁽³⁾が提案されている。与えられたデータの分布がガウス分布にランダムな不要データが重畳されたものと考えたと最頻値と中央値は同じ期待値を示す。どちらがより不要データの影響を受けにくいかはさらに検討を要するが、小数のデータ点から最頻値を推定する方法は中央値の推定ほど単純ではなく、分布を平滑化する操作が必要となる。ここでは与えられた N 点のデータを大きさの順に並べ、 $N/2$ 番目の値（中央値）を期待値とする方法を用いる。ただし N を 10 程度以下とする場合は、 N は奇数でないが無視できない偏差を生じる。

具体的には、ある点 P_i が不要データであるかどうかを判定するには、その点の前 N 点の中央値 M_i を求め、 $|P_i - M_i|$ とあらかじめ定めたスレシヨルドを比較する。ここで P_i を中心とする前後の N 点ではなく、前の N 点を用いているのは、多数のビーム方向・高度のデータを並列に処理するため、バッファ領域の大きさに制約があるからである。前の N 点を用いる場合、これらはすでに不要データかどうかの判定を受けていることになる。従って不要と判定されたデータは M_i の決定から除外することも可能であるが、ここでは N 点すべてを用いている。これは、データ列にスレシヨルドより大きい階段状の変化が現れた場合、不要データを中央値推定に用いない方法では、以後のデータがすべて不要データと判定される恐れがあるからである。

観測されるデータには時間に対してのみでなく、高度に対してもある程度の連続性が期待できるので、高度方向にも同じフィルターをかけることができる。ただし、風速の高度変化は一般に時間変化に比べて激しいので、数時間毎に平均の高度変化を求め、これを差し引いたデータをフィルターする方法が取られる。さらに、風速のみでなく、散乱信号電力に対してもフィルターを行うが、散乱電力の高度・時間変化は視線方向風速の変化よりかなり大きいので閾値を大きく取る必要があり、フィルタリングの効果は比較的小さい。またスペクトル幅についてはさらに変化が大きいので、一定の閾値による除去のみを行う。

4. 観測データの処理例

図4は図2のデータをこのアルゴリズムによって処理した結果の例を示す。このアルゴリズムでは、中央値を求めるのに使用するデータ点数と、判定の閾値という基本的なパラメータをユーザが設定する必要がある。得られるデータの質はこれらのパラメータに大きく依存する。またこれらの値について一定した最適値が存在するわけではなく、観測条件などによって、あるいはデータ処理の目的によって最適値が変化する。ただし、MUレーダーによる対流圏・成層圏の標準的な観測（高度分解能150～300m、時間分解能1～2分）についてはすでにかんがりの処理例がある。通常用いられる値は、時間方向及び高度方向に対する中央値推定に用いるデータ点数はそれぞれ5点及び7点である。また、閾値については、最初にある程度のデータ点について中央値のまわりの標準偏差を求めておき、その定数倍とする方法を用いる。散乱電力および視線方向風速に対する倍数は、通常それぞれ5倍及び1倍程度である。表1に閾値の例を示す。

DISTRIBUTION OF DOPPLER VELOCITY

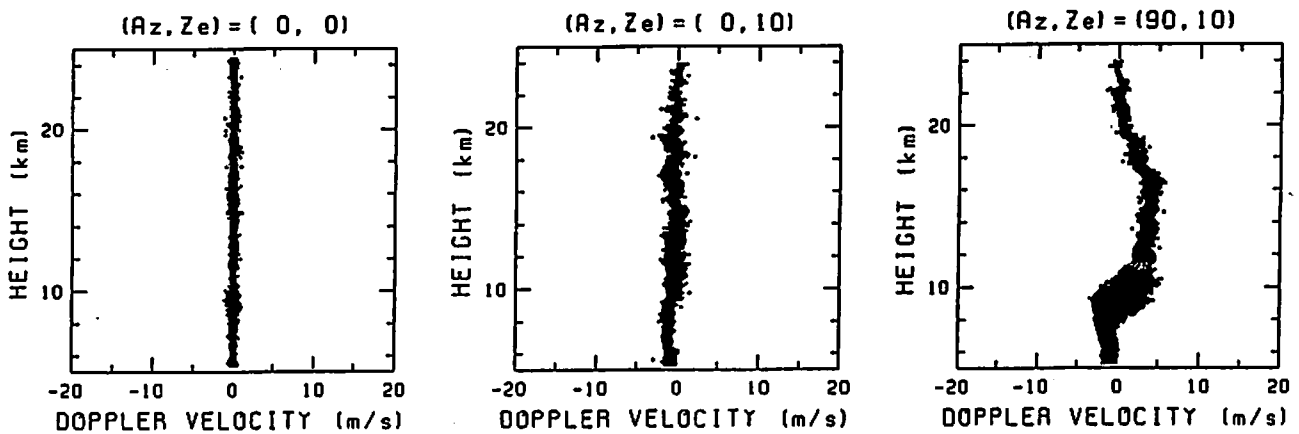


図4. 図2のデータをメディアンフィルターで処理した結果。

天頂角	0°	10°
視線方向風速・時間方向	2. 2 m / s	3. 3 m / s
視線方向風速・高度方向	2. 3 m / s	3. 4 m / s
散乱電力・時間方向	19 dB	19 dB
散乱電力・高度方向	35 dB	35 dB

表1. 不要データ除去の閾値の例。

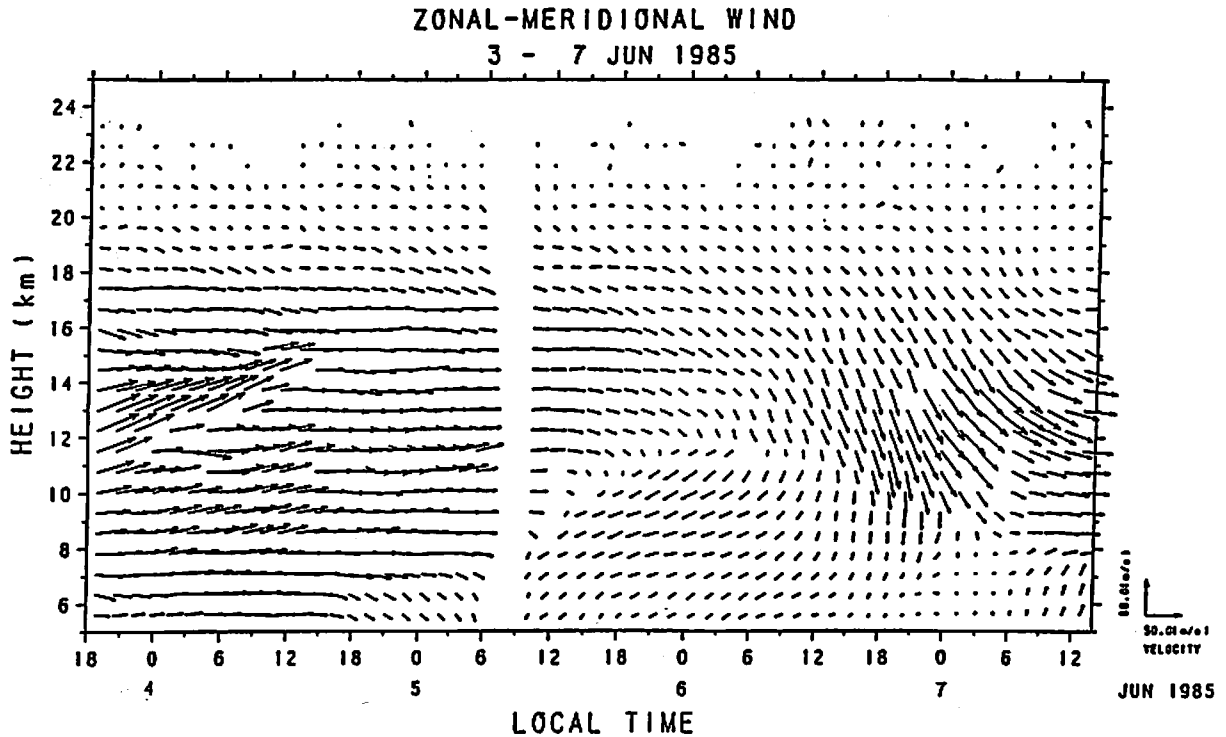


図 5. 処理後の風速データの東西・南北成分の高度・時間変化の例。

図 5 はこれらのパラメータを用いて処理された東西及び南北の風速成分の高度・時間変化の一例である。高度 20 km 以上で S/N 比が低下するためばらつきがやや大きくなるが、全体としては各データ点により連続性が見られる。もちろん残された点のすべてが良好なデータとは限らず、また過剰な除去を行うことも起こり得るが、重要なことは、以後のスペクトル解析等の統計処理で障害になりうるような大きな誤差を持つ不要データはほぼすべて除かれていると考えられる点である。

5. まとめ

MU レーダーデータ処理のために開発された不要データ除去プログラム SCREEN に即して、与えられたデータ列からの不要データ点除去の問題について議論した。このプログラムの目的は、1) 大量のデータを自動的に処理することができ、2) 統計処理の障害となるようなデータを除くことにある。1) の自動化についてはまだ十分とは言えない点もあるが、2) については一応実用に耐える性能が得られている。このプログラムは MU レーダーの共同利用者に解放されており、各位の利用によってさらに改良されることが望まれる。

謝辞

本プログラムの開発に尽力頂いた京都大学工学部学生中前順一氏、及びフィールドテストやアルゴリズムの改良に協力して頂いた京都大学工学部大学院生松本浩昌氏を始めとする各位に深く感謝する。本研究の一部は京都大学超高層電波研究センターの計算機開発課題として行われた。

参考文献

- 1) S. Fukao, T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihiro, The MU radar with an active phased array system: 2. In-house equipment, Radio Sci., 20, 1169-1176, 1985.
- 2) T. A. Nodes, and N. C. Gallagher, Jr., Median filters: Some modifications and their properties, IEEE Trans. Ac. Ap. Sig. Proc., 30, 739-746, 1982.
- 3) H. A. Fischler, and R. C. Bolles, Random sample consensus: A paradigm for model fitting with applications to image analysis and automated cartography, Comm. ACM, 24, 381-395, 1981.

S 3 5 0 0 ソフトウェアの開発

大村 善治 山本 衛 松本 紘
(京大工) (京大超高層) (京大超高層)

[1] はじめに

我々は、Calcomp/Versatec の基本ルーチンを用いて出力される図形を異なる計算機システム間で転送したり、図形をシステム上にデータセットとして保存するために、再生可能なグラフィックデータを作成するユーティリティプログラムを開発した。以下、このソフトウェアをCGRAPH (Calcomp-Graphic Data) と呼ぶことにする。

CGRAPHを開発する前のS3500システムでの図形出力の問題点として、次の2点が挙げられる。

1. S3500システム上のデータ処理プログラムによる図形出力をバーサテック・プリンタに出せない。特に、等高線表示の濃淡パターンはレーザープリンタでは、黒い部分が白くかすれてしまう。
2. 大型計算機センターでの図形出力をS3500のレーザープリンタに転送したいが、一度に2、3枚の図面しか出せず、その転送時間が1時間近くかかることが多い。

CGRAPHの開発による成果は、以下の通りである。

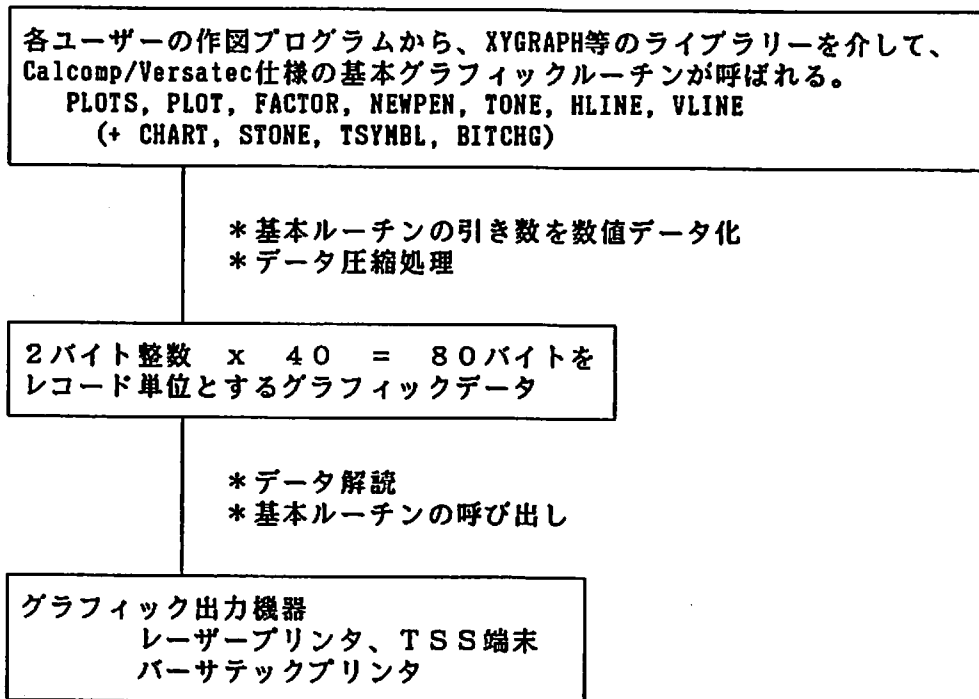
1. S3500システム上の作図プログラムで、大型計算機センターのバーサテックプリンタに図形出力出来るようになった。
2. 大型計算機センターの図形出力をS3500のレーザープリンタに出力する速度が、従来の7～14倍になり、大量の図形出力が可能となった。
3. 計算機による多種多様な図形出力をコンパクトなデータとして保存出来て、また必要に応じて任意のグラフィック出力機器に再生出来るようになった。

CGRAPHは、グラフィックデータ作成するプログラムとグラフィックデータ再生プログラムからなるが、これをS3500システム上で運用するには、各種のグラフィック・インターフェイス・プログラムと様々なコマンドプロシジャが必要である。本開発計画の一部として開発したコマンドプロシジャの項目を以下に列挙する。

- ・CGRAPHのライブラリー環境設定
- ・グラフィックデータ・ファイルのアロケーション
- ・短期データセット用ディスクのクリーニング
- ・グラフィックデータ・ファイルの転送

これらのコマンドプロシジャの開発により、CGRAPHによる図形の転送および再生等は、全て一連のTSSコマンドで行うことができる。以下、CGRAPHの原理とデータ圧縮の方法を説明した後、CGRAPHのマニュアルとして、その使用手順を述べる。

[2] CGRAPH (Calcomp-Graphic Data) の原理



[3] データ圧縮の方法

1. 2次元の座標点のデータ (4バイト実数, 4バイト実数) = 8バイトを
1/100cm間隔の格子点で近似する。
 $\pm 32767 \times \pm 32767 \text{ cm}$ 作図範囲の座標点が
(2バイト整数, 2バイト整数) = 4バイトで表現出来る。
2. 連続する座標点からなる線画データの場合、(これが大部分)
前の点との差のベクトルが
($\pm 1.27 \text{ cm}$, $\pm 1.27 \text{ cm}$) 以下であれば
(1バイト, 1バイト) = 2バイトでその差のベクトルが表現出来る。
1バイト = 256 : $-1.28 \text{ cm} \sim +1.27 \text{ cm}$
1バイト整数はFORTRANでは定義されないので、2成分を合わせて2バイト
整数を合成する。

この差のベクトルを表す2バイト整数は -1 から -256 までの負の整数にはならないので、-1 から -256 までの2バイト整数を各基本グラフィックルーチンの識別子として用いることができる。従って、この識別子以外の2バイト整数は全て連続する線画データとみなすことができ、余分な識別子を付加する必要がない。

[4] コマンド・プロシジャの登録

以下、京都大学大型計算機センターの計算機をMシステム、京都大学超高層電波研究センターの計算機をSシステムと呼ぶことにする。各システムには、次のコマンドプロシジャ・ライブラリーが用意されている。

Mシステム : 'A53461. CGRAPH. CLIST'

Sシステム : 'RASC. CGRAPH. CLIST'

このデータ・セットを他のコマンドプロシジャと共に、ファイルSYSPROCにアロケートしておく。

[5] グラフィック・データの作成

(a) ライブラリー・アロケーションと出力データファイルの領域確保

CGRAPH LIB ()

を入力する。LIBパラメータで私用ライブラリーと一緒にアロケートすることが出来る。本コマンドの入力により、TSSのユーザーIDのもとに

Mシステムでは、 CGRAPH. DATA

Sシステムでは、 CGRPHS. DATA

というデータセットが新規に作成される。通常、このデータセットは短期ファイル用ボリュームに領域が確保されて、論理機番1 (FT01F001)にアロケートされる。

(b) 次に、各ユーザーのグラフィック出力のプログラムを実行する。PLOTS ルーチンが呼ばれると

**** START OF GRAPHIC DATA OUTPUT ****

というメッセージが端末に表示される。以後グラフィックの基本ルーチン(PLOT, TONE, etc.)が呼ばれるとその引数がデータとしてデータファイルに書き込まれる。

PLOT(0.,0.,999) が呼ばれると

GRAPHIC DATA OUTPUT : XX KBYTES

USED CPU TIME = YY MSEC : TOTAL ZZ MSEC

というメッセージと共に、ファイルに出力されたデータ量とPLOTSルーチンが呼ばれてからの使用CPU時間とプログラムの実行開始からの全CPU時間とが表示される。

(c) グラフィック・データの追加/更新: 上記の CGRAPH コマンドによりグラフィック・データファイルは、新規に作成されて、論理機番1にアロケートされている。グラフィック・データを、既存のデータファイルへの追加/更新するために、そのデータファイルを論理機番1にアロケートするコマンドが2つ用意されている。

CGRMOD DATA () : DATAで指定されるファイルをDISP=MOD でアロケートする。既にデータが書き込まれているファイルに追加書きすることが出来る。

CGRSHR DATA () : DATAで指定されるファイルをDISP=SHR でアロケートする。既存のデータを消して新たにデータを書き込むことが出来る。

[6] グラフィック・データの再生

以下のコマンドにより、グラフィック・データが各種のグラフィック出力機器に再生される。

(a) NLPOUT DATA () OUTDATA ()

Mシステム上のグラフィック・データをSシステムのNLPに再生する。

DATA : Mシステム上のグラフィック・データファイル名。省略値はCGRAPH.DATA。

OUTDATA : Sシステム上に作成されるデータファイル名。省略値はCGRAPH.DATA。

本コマンドが実行されると、MシステムからSシステムへのデータ転送のジョブが起動されて、データの転送が終るとSシステム上で、グラフィック・データをNLPに再生するジョブが起動される。

(b) VOUT DATA ()

Sシステム上のグラフィック・データをMシステムのバーサテックプロッタに再生する。

DATA : Sシステム上のグラフィック・データファイル名。省略値はCGRPHS.DATA。

(c) REPB4 DATA ()

Sシステム上のグラフィック・データをNLP (B4判) に再生する。

(d) REPA4 DATA ()

Sシステム上のグラフィック・データをNLP (A4判) に再生する。図面の大きさはB4サイズからA4サイズに縮小されて再生される。

(e) REPV DATA ()

Mシステム上のグラフィック・データをバーサテック・プロッタに再生する。

(f) REPTK DATA ()

Sシステム上のグラフィック・データをテクトロニクス仕様のグラフィック端末に再生する。

(g) REP98 DATA ()

Sシステム上のグラフィック・データをTCS98 (賀谷信幸氏作成のPC9801専用グラフィックス) のグラフィック端末に再生する。

注1) 上記のコマンド CGRNOD, CGRSHR, REPB4, REPA4, REPTK, REP98, REPV の記号パラメータDATAの省略値は、Mシステム上ではCGRAPH.DATA、Sシステム上ではCGRPHS.DATAとなっている。

注2) 作図範囲は、原則的にB4サイズ (34.5x26.5 cm) にするのが望ましい。

注3) グラフィックデータの分解度は 1/100 cm であるが、これは、PLOTSルーチンの前にCGRPHSルーチンをおよぼすことによって変更可能である。

CALL CGRPHS (N)

分解度は、1/N cm に変更される。

M U レーダー 共同利用 2 年

—— システムとその周辺 ——

深尾昌一郎、津田敏隆、佐藤 亨、加藤 進
(京大・超高層)

京都大学超高層電波研究センター信楽M U 観測所/M U レーダーは1984年11月に完成(図1)し1985年度より本格的な全国共同利用研究を開始した。1986年度は約3700時間のM U レーダー観測時間がこのために割り当てられた。これは巷間伝えられている他の大型レーダーの観測時間と比較して圧倒的に多い。M U レーダーの安定した運用を示すものとして大変喜ばしいことである。

他の大型レーダーでは建設過程で様々なトラブルに遭遇し、定常運用の開始が著しく遅れたことも伝えられている。幸いにもM U レーダーは順調に年次計画を遂行しつつあると言える。これも一重に内外関係者の御支援の賜物と改めて御礼を申し上げたい。M U レーダーと共に電離層観測装置、二周波(C-及びKu-バンド)共用型気象レーダー、ラジオゾンデ(RS 80-15)放球設備、ひまわり画像受信装置(EPSON SM-10)、降雨強度計(レスカ RGT-3)、係留気球(KY-40)/係留ゾンデ(CBS-T-14)等も付帯設備として設置され運用されている。最近になって流星レーダーも共同利用に供されるようになった。近い将来、様々な光学観測を行うために必要な基本的設備を準備することも考えている。信楽M U 観測所がM U レーダーを中心として Middle atmosphere(M)と Upper atmosphere(U)研究の一大中心となることをめざしたい。

以下は1987年1月まとめられた「Japanese Contributions to Middle Atmosphere Program(MAP)」より抜粋したものである。M U レーダー完成後2年間余の経緯が詳しく述べられているので、これをもって本稿に代えたい。

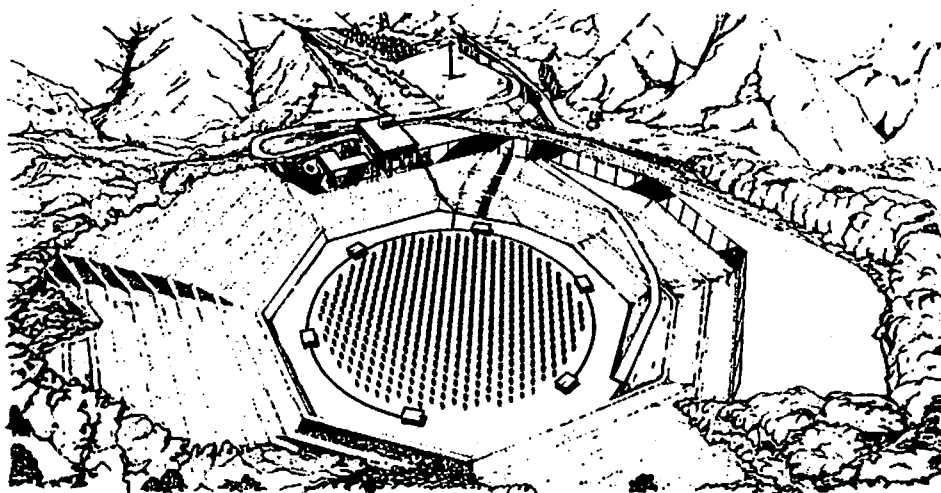


図1. 設計段階で作られたM U レーダーの完成予想図。
M U レーダーはほとんどこの図の通りに完成した。

THE MU RADAR

Susumu KATO and Shoichiro FUKAO

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, Kyoto 611

1. INTRODUCTION

It is indeed during the MAP period (1982-85) that enormous progress has been made in observing the middle atmosphere (the region between the tropopause and approximately 100 km) using ultra-sensitive Doppler radars. This technique, which is generally referred to as the MST (Mesosphere-Stratosphere-Troposphere) radar technique, utilizes very weak scattering from atmospheric refractive index irregularities. The energy spectrum of turbulence falls off rapidly with decreasing scale size in the inertia subrange, and radio waves are scattered only from irregularities with a scale size which satisfies the Bragg condition. Accordingly, a higher sensitivity to the turbulence scattering is achieved at the VHF/UHF bands than at the microwave frequency band generally used for meteorological radars.

Wind velocities are measured through the mean Doppler shift of echo power spectra obtained at a series of different heights. MST radars can be used to continuously observe wind velocities during essentially all weather conditions and are thus well suited to the investigation of wind systems and atmospheric waves on various time scales in the middle atmosphere.

Radar determined winds have been shown to compare favorably with winds measured through conventional techniques such as rawinsonde ascents in the troposphere and stratosphere and rocket flights in the mesosphere (FUKAO *et al.*, 1985c; TSUDA *et al.*, 1985).

An MST radar operating in the VHF band was completed in 1984 at Shigaraki, Japan (34.85°N, 136.10°E), by the Radio Atmospheric Science Center of Kyoto University (KATO *et al.*, 1984). This radar has been named the "MU radar," in reference to the Middle and Upper atmosphere, since the system will also be used to investigate various aeronomical phenomena and dynamical processes occurring in the upper atmosphere (the region above 100 km).

The construction of the MU radar system and the Shigaraki MU Observatory started in April 1981, and a small portion of the in-house equipment was first made in this fiscal year. Then, throughout the 1982 fiscal year, civil engineering was performed in the hilly national forest in Shigaraki, Shiga to construct a concaved ground structure in which to place the bottom plane of the antenna array. Also, a two-floor control building (floor space: 1118 m²) as well as a one-floor visiting scientist quarter (floor space: 421 m²) was built. At the end of that fiscal year three of the 25 antenna and TR module groups together with all in-house equipment (see Section 2 and 3) were completed, and short-term preliminary observations were conducted (KATO

et al., 1984). The number of completed antenna and TR modules was expanded to 19 of 25 of the total system in the 1983 fiscal year, and finally the full system was obtained in November 1984.

2. ACTIVE PHASED ARRAY SYSTEM

The most outstanding feature of the MU radar is its active phased array system (FUKAO *et al.*, 1985b). In conventional MST radar systems a single high-power transmitter feeds all array elements via an appropriate cascading feeding network. The MU radar system, on the other hand, does not employ such a passive array connected to a high-power transmitter. Instead, each element of its phased array is activated by a separate low-power transmitter ("TR-module"), and all TR-modules are coherently driven by low-level pulses in order to produce the desired peak output power.

This system configuration enables very fast and continuous beam steering as well as various flexible operations made possible by dividing the antenna array into independent subarrays. Using these capabilities, we can expect various sophisticated observations of the fast changing dynamical behavior of the middle atmosphere to become possible.

3. SYSTEM OUTLINE

The operational frequency of the MU radar is 46.5 MHz and the nominal peak and average radiation powers are 1 MW and 50 kW, respectively. A 1- μ s pulse width, which provides an equivalent 150-m range resolution, is available.

The antenna is a circular array of 475 crossed 3-subelement Yagi's with an aperture of 8330 m² (103 m in diameter). The nominal beam width is 3.6 degrees. Prior to designing the MU radar antenna (FUKAO *et al.*, 1985b), it was confirmed from the theoretical point of view that neither the edge effect of the planar phased array nor the effect of the antenna element structure provided degradation of either the element properties or the array pattern (FUKAO *et al.*, 1986a, b).

The main beam direction of the MU radar antenna is calibrated by using the radio star Cassiopeia A, and also by moon reflection. The angular error of the MU radar beam direction is estimated to be at most 0.1 degree. Currently, the array pattern is frequently being monitored by using the Japanese satellite OHZORA (FUKAO *et al.*, 1985a). An array pattern along a plane which contains the satellite orbit is measured during one passage of the satellite. It is confirmed by this technique that the main beam direction and gain are in close agreement with the theoretical values. Sidelobe levels are also surveyed down to an elevation angle of about 20 degrees, the first such accomplishment among existing large VHF array antennas (FUKAO *et al.*, 1985a; SATO *et al.*, 1986a, 1987).

Each Yagi antenna is driven by a solid-state TR-module with peak output power of 2.4 kW. The whole system can be divided into 25 groups (*i.e.*, one group consists of 19 Yagi antennas and 19 TR modules). The basic parameters of the MU radar are as follows (FUKAO *et al.*, 1985b):

Radar system	Monostatic pulse radar; active
--------------	--------------------------------

	phased array system
Operational frequency	46.5 MHz
Antenna	Circular array of 475 crossed Yagi's
Aperture	8330 m ² (103 m diameter)
Beam width	3.6° (one-way; half power for full array)
Steerability	Steering is completed in each IPP
Beam directions	1657; 0–30° zenith angle
Polarizations	Linear and circular
Transmitter	475 solid-state amplifiers (each with output power of 2.4 kW peak and 120 W average)
Peak power	1 MW
Average power	50 kW (duty ratio 5%)
Bandwidth	1.65 MHz (max) (pulse width: 1–512 μs variable)
IPP	400 μs–65 ms (variable)
Receiver	
Bandwidth	1.65 MHz (max)
Dynamic range	70 dB
IF	5 MHz
A/D converter	12 bits × 4 channels
Pulse compression	Binary phase-coding up to 32 elements; Barker and complementary codes presently in use.

This system is composed of 475 array antenna elements and an identical number of transmitter-receiver (TR) modules (KATO *et al.*, 1984; FUKAO *et al.*, 1985b). The TR modules are housed in six booths in the antenna field. The whole system can be divided into 25 groups (*i.e.*, one group consists of 19 array antenna elements and 19 TR modules).

The main constituents of the TR module are a solid-state transmitter, a receiver preamplifier, a mixer, a T/R switch, and a digital phase shifter. The final power amplifier stage is composed of four push-pull circuits operating in parallel mode, employing eight high-power transistors (FUKAO *et al.*, 1985b).

Both the up-convert from and the down-convert to the intermediate frequency (IF) of 5 MHz are made inside the TR module. The signal is transferred at the IF level between the control building and the remote TR booths. This way of frequency conversion prevents instabilities in the power amplifier due to possible leakage of output power into the input signal.

Each antenna element consists of two orthogonally crossed three-subelement Yagi antennas pointed toward the zenith direction. Linear and circular polarizations are available via a polarization-selection switch in the TR module.

Supervision of the overall operation of the MU radar is performed by a programmable radar controller (the main constituent is a desktop computer HP9835A) linked with the 25 TR module controllers. Various timing signals for real time system control are generated according to instructions from the radar controller. A variety

of flexible operations are made feasible by sophisticated software of the radar controller. For instance, it is possible to steer the antenna beam in each interpulse period (IPP), viz, up to 2500 times every second, virtually to any direction within 30° of the zenith. Moreover, it is possible to excite only a portion of the antenna array and receive the echo by other portions and/or to steer separate-beams in different directions (FUKAO *et al.*, 1985c).

A minicomputer (VAX-11/750) and an array processor (MAP-300) with a 2-MByte RAM (random access memory) are the main constituents of the data processing system. A fairly large amount of data (up to 1024 samples per IPP) can be processed in real time. Before being processed by the computer, the echo signals are decoded for pulse compression and then coherently integrated for data compression by special purpose hardware.

Also, high reliability of the system is expected to be achieved by a network of 25 TR module controllers which monitor the TR modules during operation (FUKAO *et al.*, 1985c).

4. COLLABORATIVE RESEARCH

The MU radar is open to all collaborative scholars from both domestic and international universities and institutions in lower, middle and upper atmosphere physics, radio sciences and radar technology. Twice a year the Radio Atmospheric Science Center receives and reviews proposals for collaborative research projects.

The full-scale collaborative observations started in April 1985, and currently more than twenty observations on various subjects have been performed. Some of these subjects are

- (1) Winds and waves on various time scales in the middle atmosphere.
- (2) Radio wave scattering and reflection due to atmospheric refractivity fluctuations and turbulence.
- (3) Tropospheric meteorological disturbances and rain-drop size distribution.
- (4) Ionospheric and thermospheric structure and field-aligned irregularities.

Also a few technical problems related to the MST radar technique have been investigated based on the MU radar data.

The MU radar has proved so reliable that continuous operations over many days are possible. Approximately 3000 hours of data were collected during the 1985 year. However, the data analysis still remains very primitive and rather fragmental, and more extensive analysis is expected to be finished soon. In the following some fragmentary observational results will be presented.

5. TROPOSPHERIC METEOROLOGICAL DISTURBANCES AND RAIN-DROP SIZE DISTRIBUTION

Microwave meteorological radars have been standard tools for the study of precipitating atmospheres, and by using this type of radar many studies have been made. However, microwave radars can only detect echoes from precipitation particles, but they cannot directly measure the ambient air motion. This sometimes has been a

serious obstacle in estimating precipitation parameters, especially the rain-drop size distribution. This is because the vertical air motion is an important factor in deducing these parameters accurately.

VHF Doppler radars such as the MU radar have a unique feature in that they can detect precipitation echoes simultaneously with the echo from the ambient air. The radar equation by which the atmospheric reflectivity is related to the radar system parameters indicates that for a frequency band higher than UHF the echo from precipitation particles becomes absolutely dominant, masking the echo from refractive index fluctuation of air. On the other hand, both echoes have a comparable intensity in the 50 MHz band. The two echoes can be discriminated by using the difference of Doppler speeds. This makes it possible to detect the precipitation echo and the air echo simultaneously.

FUKAO *et al.* (1985d) detected for the first time a typical altitude variation of the Doppler spectra obtained during a period with measurable precipitation on the surface. The spectra were bifurcated, the minor spectral component with large downward Doppler shift was due to precipitation whereas the major one with near zero Doppler shift was due to atmospheric refractive index fluctuations.

Measurement of the size distribution of precipitation is important in studies of the growth of precipitation, cloud modeling and the propagation of centi- and millimeter radio waves, and many works have been presented for estimating the size distribution from vertical incidence microwave Doppler spectra. However, these radars cannot directly measure the vertical air motion; this is the most serious obstacle in estimating the size distribution.

By using the MU VHF radar spectra, WAKASUGI *et al.* (1986b) proposed a direct method in deriving parameters of size distribution. They incorporated the effects of both the mean vertical velocity and the fluctuations due to turbulence in the relationship between the normalized Doppler spectrum and the size distribution.

WAKASUGI *et al.* (1987) further discussed the method especially with respect to the spectral broadening effect and the relation of parametric and non-parametric methods in deducing drop-size parameters, and then applied it to Doppler spectra obtained during the seasonal rain front (Bai-u front) observation.

The MU radar is also a powerful tool in investigating mesoscale meteorological phenomena in the troposphere. WAKASUGI *et al.* (1985, 1986a) showed the capability of the MU radar to study of a cold frontal passage. Three-dimensional components of air and precipitation motion were directly measured using the modified VAD technique of beam steering. Resolutions in altitude and time obtained were 150 m and approximately 1 min, respectively, unequalled by conventional instruments (*e.g.*, rocket sondes and rawinsondes).

Also upper-tropospheric three dimensional air motions have been continuously observed for two days during the Bai-u front passage in June, 1984 (FUKAO *et al.*, 1987d). The following results were obtained on the air motion over the Bai-u front: First the observed mean meridional motion is upward and northward as expected, but deviates upward from the frontal surface and pseudo-isentropes. Secondly, the upper-tropospheric mesoscale wind variations are not strongly correlated with the lower-tropospheric frontal activity such as precipitation. Finally intense updrafts of 0.5-

1 ms⁻¹ appear at an interval of approximately 22 h. This interval suggests that the updrafts may be caused by the neutral symmetric motion.

Although the MU radar has several advantages for tropospheric meteorological observations over the conventional tools, simultaneous observations with the MU radar and the conventional instruments are expected to provide more detailed information on the tropospheric phenomena. FUKAO *et al.* (1985e) have already tried this kind of observation. They made a multi-frequency observation of the precipitating atmosphere by using the MU radar and the microwave C/Ku-band radar. The observational results showed an enhanced VHF echo, and its intensity depended on precipitation structure. This suggests a potential importance of the multi-frequency observation for the study of the scattering mechanism and detailed precipitation structure.

6. RADIO WAVE SCATTERING AND TURBULENCE

Morphology of the mesospheric and stratospheric turbulence has been studied by making use of the high altitude and time resolutions of the MU radar observation (SATO *et al.*, 1985; TSUDA *et al.*, 1986; FUKAO *et al.*, 1986c; YAMAMOTO *et al.*, 1987). Turbulence echoes are not distributed uniformly with altitude, but rather occur intermittently in both height and time. Strong echoes, however, may persist from given height ranges for periods on the order of tens of minutes to hours. The echo properties seem to vary considerably from season to season. A standard feature found is that strong aspect sensitivity is associated with stable layer structures throughout the troposphere, stratosphere, and mesosphere, despite the possible difference in the mechanism which causes the aspect sensitivity in the stratosphere and mesosphere (SATO *et al.*, 1985; TSUDA *et al.*, 1986).

FUKAO *et al.* (1986c) found a relatively large horizontal fluctuation in the vertical wind, with a variance ten times larger than the mean value, in a small horizontal extent within 10 degrees from the zenith. This result calls for caution when using the conventional three beam method to discuss short term fluctuations of the wind motions. Also, sixteen beam VAD observations based on the fast beam steerability revealed advection properties and spatial variability of echoing regions in the troposphere. These results demonstrate new possibilities for this system in the investigation of the three dimensional structure of turbulence.

It was discussed by YAMAMOTO *et al.* (1987) that in the mesosphere the Richardson number would be significantly modified by inertial gravity waves, which give variations in both wind and temperature fields. They presented several different cases where the inertial gravity waves played an important role in producing turbulent scattering layers. When the modification of the Richardson number is relatively small, that is, when the minimum Richardson number is larger than 1, the inertial gravity waves themselves are not saturated, but they produce narrow altitude regions with Richardson numbers smaller than those in the surrounding altitudes. Smaller scale gravity waves superimposed on the inertial gravity wave give further modifications of the Richardson number, and generate turbulent regions by dissipating themselves through shear or convective instabilities. On the other hand, the Richardson

numbers induced by the inertial gravity waves sometimes becomes smaller than the critical values for instabilities. In this case the inertial gravity waves themselves seem to be saturated through the shear instability, dissipating into turbulence.

The fast beam steerability of the MU radar was utilized for investigating the aspect sensitivity of the VHF backscattered echo power in the troposphere and lower stratosphere (TSUDA *et al.*, 1986). In the stratosphere, large aspect sensitivity occurs in the entire altitude region, and is clearly correlated with the echo power received in the vertical direction and also with the zenith angle dependence of the spectral width. In the troposphere, on the other hand, fairly large aspect sensitive echoes are received from intense reflection layers, but their time-height variation is large.

The spectral width of the scattered echoes can be used to estimate the atmospheric turbulence parameters, since it is directly related to the kinetic energy contained in the turbulence. According to SATO *et al.* (1986b) the energy dissipation rate is proportional to the 3rd power of the spectral width. Based on the MU radar data obtained on four consecutive days they estimated the energy dissipation rate to be on the order of $5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ below the tropopause level. This method is straightforward and provides accurate values when the horizontal wind is weak, but it is not applicable when smearing of the spectral shape due to the beam broadening effect becomes seriously large for large wind velocities.

7. WINDS AND WAVES IN THE MIDDLE ATMOSPHERE

The MU radar-deduced winds have been often compared with the results of other well-established techniques of wind measurement. In the troposphere and the lower stratosphere the radar-deduced winds are favorably compared with the results of rawinsonde balloons, while they are consistent with the results of rocket sonde observations in the mesosphere (FUKAO *et al.*, 1985c; TSUDA *et al.*, 1985; KATO *et al.*, 1985, 1986). A comparison observation was also carried out at the meteor heights (85–110 km) by using the MU radar and the Kyoto meteor radar (TSUDA *et al.*, 1985). The general agreement seems to be excellent between the two. The MU radar receives not a small number of meteor echoes which are utilized to infer horizontal wind velocities in this height range, as has been done at other MST radars (TSUDA *et al.*, 1985).

The Kyoto meteor radar can continuously monitor the wind field at the meteor height at a relatively low cost compared with the MU radar operation, although the time-height resolution is worse than the MU radar. Thus, even in coming years, the meteor radar observations will continue to be complementary to the MU radar observations in that they provide the fundamental state of synoptic scale wind motions, such as mean winds, planetary waves, and atmospheric tides (TSUDA *et al.*, 1985).

It is beyond doubt that in the near future the MU radar will contribute greatly to the study of various atmospheric waves. To our regret, the data analysis has yet made little progress, and only a few fragmentary results have been presented so far. KATO *et al.* (1984) detected a gravity wave with a period near to Brunt-Väisälä period that was considered to be generated within the typhoon rainbands. Also an intense intermittent oscillation with a period of approximately 9 min was observed in the mesosphere (KATO *et al.*, 1986; YAMAMOTO *et al.*, 1987). The phase and amplitude

profiles agree with the characteristics of the Kelvin-Helmholtz instability. It was considered that this wave was generated in situ via the shear instability excited by saturated inertial gravity waves.

From a one-day observation made in December 1984, HIROTA and NIKI (1986) found that the subtropical westerly jet generated inertial gravity waves with vertical wavelength of 2–3 km around the tropopause level and directed the wave energy upward into the stratosphere and downward into the troposphere.

Unfortunately, the MU radar is not sensitive enough to observe the altitude range of 25–60 km, so that we cannot show directly that the inertial gravity waves propagate upward from the tropopause level into mesosphere. However, YAMAMOTO *et al.* (1987) have shown evidence that inertial gravity waves propagating upward from below saturate in the upper mesosphere, and play an important role in depositing their energy into turbulence by shear or convective instabilities.

The vertical flux of horizontal momentum in the upper troposphere and the lower stratosphere was measured exploiting the rapid steerability of the MU radar by FUKAO *et al.* (1987c). Two methods have been compared; the one using three beams, one vertical and two oblique, and the other using four beams, two pairs of oblique beams symmetrically offset from the vertical. It was pointed out that the three-beam flux agrees with the four-beam flux only for long-period fluctuations. For shorter periods a systematic error is caused by vertical wind variations due to horizontal fluctuations with wavelengths that are comparable with the separation between the beams (2–7 km). In this study, performed during summer at 35°N latitude, it was found that the momentum flux due to long-period fluctuations is caused primarily by synoptic-scale or mesoscale disturbances, while the short-period flux is caused primarily by convective air motion. Thus, during these observations, the contribution of gravity waves was unimportant below the lower stratosphere.

8. TEMPERATURE PROFILING OF THE TROPOSPHERE AND THE LOWER STRATOSPHERE

In the standard technique of atmospheric radars, the radar backscatter results from electrical refractive index fluctuations due to natural phenomena such as turbulence and precipitation. In the radio acoustic sounding system (RASS), the radar backscatter results from periodical refractive index variations due to density/temperature variations imposed on the atmosphere by an acoustic wave artificially generated in such a way that the acoustic wavelength is half the radar (electromagnetic) wavelength. This "Bragg condition" is necessary for sufficient backscattering. The backscatter echo of the RASS is affected by the Doppler frequency shift arising both from the speed at which the longitudinal acoustic perturbations propagate (the sound speed), and from the radial bulk velocity in the common volume of the atmosphere—the latter can be measured by the standard technique of turbulence scatter. The observed sound speed is reduced to give the local atmospheric temperature. MATSUURA *et al.* (1986) reported an experiment using the MU radar with a mobile high-power acoustic transmitter, and gave the first experimental proof of the possibility of temperature profiling in the troposphere and stratosphere up to an altitude of at least about

20 km. The accuracy and vertical resolution are comparable to the rawinsonde technique, and the RASS technique has an additional advantage of a possible rapid succession of measurements and a comparably low cost of operation. The RASS technique effectively complements the capabilities of VHF radars, such as the measurement of winds, waves and turbulence, and other techniques to retrieve temperature profiles from such radar measurements by using the measured vertical echo power profiles.

9. A SYSTEMATIC OBSERVATIONAL ERROR

Effects of poor height resolution, time resolution, and broad antenna beam should be carefully considered when interpreting the observed data. Smearing of the spectra due to beam broadening as well as a wind shear effect is sometimes fatally serious.

It has been pointed out that wind measurement by MST radars is accompanied by a systematic error due to a finite range volume effect which works when a thin turbulence layer is simultaneously located in several adjacent range volumes (FUKAO *et al.*, 1987a, b). The finite range volume effect appears as a false vertical shear of horizontal wind on a vertical scale on the order of a few hundred meters, even if the ambient wind field is uniform. The false wind shear sometimes exceeds $40 \text{ ms}^{-1} \text{ km}^{-1}$ in magnitude, or the critical value to induce the Kelvin-Helmholtz instability. Also the effect leads to a false temporal variation of the wind measurement, although the wind field does not change at all. A false wind shear with a magnitude less than the critical value cannot be discriminated from a true one in the observed data. It seems hard to indicate directly that the finite range volume effect appears as theoretically conceived. However, this effect is not a phenomenon that is rarely found but seems to appear quite frequently in the actual atmosphere, judging from wind velocity and echo intensity data obtained by the MU radar. Small vertical scale wind shears as well as the temporal variations found only at a specific range should be treated with a great care except for cases of weak ambient wind velocity less than approximately 10 ms^{-1} and/or for an antenna beam width less than one degree, where the finite range volume effect is not so important.

Also, due to aspect sensitivity of the backscattered echo power the effective zenith angle of the antenna beam becomes smaller than the boresight angle, so that the horizontal wind velocity cannot be estimated correctly from the radial wind velocity measured at small zenith angle (TSUDA *et al.*, 1985). These results strongly suggest that we should be careful in interpreting MST radar data.

The altitude smearing involved in MST radar measurements with low altitude resolution is also discussed (SATO and FUKAO, 1982). The smearing is of great concern in the case where the altitude resolution is as poor as 3 km. The wind velocity deduced with the 3-km resolution is biased from the true velocity where the wind shear is large. A bias on the order of 10 ms^{-1} may persist for hours. Moreover, there appear spurious velocity fluctuations which do not correspond to any of the fluctuating components in the true velocity variation. Fortunately, the MU radar with 150-m altitude resolution is free from these errors.

10. CONCLUDING REMARKS

The success of the MU radar shows that it is possible to realize an active phased array system in the VHF band using available commercial equipment and devices. The observations conducted so far show that the MU radar is living up to the high standards of performance specified by the design. The MU radar is regarded as a great innovation in the MST radar technique. However, extensive data analysis has just been started, and the assessment of its contribution to the atmospheric sciences should be made in the future, although its capability seems promising at present from the fragmentary results presented in this report.

REFERENCES

- FUKAO, S., T. SATO, and S. KATO, Monitoring of the MU radar antenna pattern by satellite OHZORA (EXOS-C), *J. Geomag. Geoelectr.*, **37**, 431-441, 1985a.
- FUKAO, S., T. SATO, T. TSUDA, S. KATO, K. WAKASUGI, and T. MAKIHIRA, The MU radar with an active phased array system: 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, **20**, 1155-1168, 1985b.
- FUKAO, S., T. TSUDA, T. SATO, S. KATO, K. WAKASUGI, and T. MAKIHIRA, The MU radar with an active phased array system: 2. In-house equipment, *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176, 1985c.
- FUKAO, S., K. WAKASUGI, T. SATO, S. MORIMOTO, T. TSUDA, I. HIROTA, I. KIMURA, and S. KATO, Direct measurement of air and precipitation particle motion by very high frequency Doppler radar, *Nature*, **316**, 712-714, 1985d.
- FUKAO, S., K. WAKASUGI, T. SATO, T. TSUDA, I. KIMURA, N. TAKEUCHI, M. MATSUO, and S. KATO, Simultaneous observation of precipitating atmosphere by VHF-band and C/Ku-band radars, *Radio Sci.*, **20**, 622-630, 1985e.
- FUKAO, S., T. SATO, H. HOJO, I. KIMURA, and S. KATO, A numerical consideration on edge effect of planar dipole phased arrays, *Radio Sci.*, **21**, 1-12, 1986a.
- FUKAO, S., T. SATO, H. HOJO, I. KIMURA, and S. KATO, Effects of antenna element structure on element properties and array pattern of a planar phased array, *Radio Sci.*, **21**, 56-64, 1986b.
- FUKAO, S., T. SATO, T. TSUDA, M. YAMAMOTO, and S. KATO, High-resolution turbulence observations in the middle and lower atmosphere by the MU radar with fast beam steerability: Preliminary results, *J. Atmos. Terr. Phys.*, in press, 1986c.
- FUKAO, S., T. SATO, T. TSUDA, S. KATO, M. INABA, and I. KIMURA, A systematic error in MST/ST radar measurement induced due to finite range volume effect: 1. Observational results, submitted to *Radio Sci.*, 1987a.
- FUKAO, S., M. INABA, I. KIMURA, T. SATO, T. TSUDA, and S. KATO, A systematic error in MST/ST radar measurement induced due to finite range volume effect: 2. Numerical considerations, submitted to *Radio Sci.*, 1987b.
- FUKAO, S., T. SATO, T. TSUDA, S. KATO, M. INABA, and I. KIMURA, VHF Doppler radar determination of the momentum flux in the upper troposphere and lower stratosphere: Comparison between the three- and four-beam methods, submitted to *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 1987c.
- FUKAO, S., M. D. YAMANAKA, T. SATO, T. TSUDA, and S. KATO, Three dimensional air motions over the Bai-u front observed by a VHF-band Doppler radar: A case study, submitted to *Mon. Weather Rev.*, 1987d.
- HIROTA, I., and T. NIKI, Inertia-gravity waves in the troposphere and stratosphere observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan*, in press, 1986.
- KATO, S., T. OAWA, T. TSUDA, T. SATO, I. KIMURA, and S. FUKAO, The middle and upper atmosphere radar: first results using a partial system, *Radio Sci.*, **19**, 1475-1484, 1984.
- KATO, S., S. FUKAO, T. TSUDA, and T. SATO, The MU Radar: Current status and first results, Middle Atmosphere Program: Handbook for MAP, **18**, 201-205, 1985.

- KATO, S., T. TSUDA, M. YAMAMOTO, T. SATO, and S. FUKAO, First results observed by the MU radar in full operation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, in press, 1986.
- MATUURA, N., Y. MASUDA, H. INUKI, S. KATO, S. FUKAO, T. SATO, and T. TSUDA, Radio acoustic measurement of temperature profile in the troposphere and stratosphere, *Nature*, *323*, 426-428, 1986.
- SATO, T. and S. FUKAO, Altitude smearing due to instrumental resolution in MST radar measurements, *Geophys. Res. Lett.*, *9*, 72-75, 1982.
- SATO, T., T. TSUDA, S. KATO, S. MORIMOTO, S. FUKAO, and I. KIMURA, High resolution MST observations of turbulence using the MU radar, *Radio Sci.*, *20*, 1452-1460, 1985.
- SATO, T., Y. INOOKA, S. FUKAO, and S. KATO, Monitoring of the MU radar antenna pattern by satellite OHZORA (EXOS-C), *Middle Atmosphere Program: Handbook for MAP*, *20*, 414-418, 1986a.
- SATO, T., H. MATSUMOTO, S. FUKAO, and S. KATO, Tropospheric turbulence parameters measured by using the MU radar, *Middle Atmosphere Program: Handbook for MAP*, *20*, 99-102, 1986b.
- SATO, T., Y. INOOKA, S. FUKAO, and S. KATO, Multi-beam pattern measurement of the MU radar antenna by satellite OHZORA, submitted to *J. Geomag. Geoelectr.* 1987.
- TSUDA, T., M. YAMAMOTO, T. SATO, S. KATO, and S. FUKAO, Comparison observations between the MU radar and the Kyoto meteor radar, *Radio Sci.*, *20*, 1241-1246, 1985.
- TSUDA, T., T. SATO, K. HIROSE, S. KATO, and S. FUKAO, MU radar observations of the aspect sensitivity of the backscattered VHF echo power in the troposphere and lower stratosphere, *Radio Sci.*, in press, 1986.
- WAKASUGI, K., S. FUKAO, S. KATO, A. MIZUTANI, and M. MATSUO, Air and precipitation particle motions within a cold front measured by the MU VHF radar, *Radio Sci.*, *20*, 1233-1240, 1985.
- WAKASUGI, K., S. FUKAO, and S. KATO, Measurements of precipitating atmosphere by the MU radar, *Middle Atmosphere Program: Handbook for MAP*, *20*, 48-52, 1986a.
- WAKASUGI, K., A. MIZUTANI, M. MATSUO, S. FUKAO, and S. KATO, A direct method for deriving drop-size distribution and vertical air velocities from VHF doppler radar spectra, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *3*, in press, 1986b.
- WAKASUGI, K., A. MIZUTANI, M. MATSUO, S. FUKAO, and S. KATO, A further discussion for deriving drop-size distribution and vertical air velocities directly from VHF doppler radar spectra, *J. Atmos. Ocean Tech.*, *4*, in press, 1987.
- YAMAMOTO, M., T. TSUDA, S. KATO, T. SATO, and S. FUKAO, Interpretation of structure of mesospheric turbulent scattering layers in terms of inertial gravity waves, submitted to *Physica Scripta*, 1987.

Errors in wind measurements generated by thin scattering layers

Peter Thomas May, Shoichiro Fukao, Toshitaka Tsuda, Toru Sato and Susumu Kato

Radio Atmospheric Science Center,
Kyoto University, Uji, Kyoto 611, JAPAN

Introduction

Recent work by Fukao *et al* [1987a,b] has shown that the presence of thin scattering layers in the atmosphere may cause a quasi-systematic error in the determination of horizontal wind vectors by the MST (Mesosphere-Stratosphere-Troposphere) Doppler radar or wind profiler technique. This error, termed the finite range volume effect, arises because only a fraction of the radar pulse volume is filled by these layers and in the case of tilted radar beams the effective center of the scattering region within the pulse volume may be centered at some angle other than the mean tilt angle of the antenna beam (Fig. 1). In addition to this effect, it is well known that the layers of the high reflectivity may cause errors in the determination of the wind where there is a large wind shear [e.g. Sato and Fukao, 1982].

Convincing observational evidence for the reality of the finite range volume effect has also been shown [see Fig. 4, Fukao *et al*, 1987a], but it is not clear from these studies how important the effect will be for routine observations and how much consideration should be given to this effect in the design of MST radars. In order to answer these questions a simple model has been developed in which the magnitude of this effect can be observed for various radar parameters. A radar experiment is also described to illustrate the importance of these effects.

For the purposes of the discussion only one component of the wind will be considered and a positive wind shear will be one where the magnitude of the wind component is increasing with altitude. The wind component normal to the radar beam will affect the spectral width of the measured signal but not the mean Doppler shift, which is the main subject of the paper.

Finite Range Volume Effect

Turbulence in the troposphere and stratosphere has been observed to occur in layers of the order of 50 metres thick and to have a much larger horizontal extent [e.g. Rottger and Schmidt, 1979]. The observed layering of the scattering regions, together with the finite beamwidth and the effect of wind shear may introduce significant errors. The affect of these factors on the mean Doppler shift of the signal has not been fully investigated, although some studies have been performed [Atlas *et al*, 1969; Hocking, 1983]. Fukao *et al* [1987a,b] considered the importance of the layering in some observational results and numerical simulations and found that the errors induced into wind profile estimates could be important. If there is an intense scattering layer located at an altitude such that it intersects the pulse volume only in one corner (e.g. Fig. 1, volume A), then the measured line-of-sight wind velocity is the projection of

the horizontal wind component at that height, $U(z)$, along the angle $(\theta_0 + \Delta\theta/2)$. This leads to an erroneously large wind estimate for that particular range with a maximum error of $U(z)\sin(\theta_0 + \Delta\theta/2)/\sin(\theta_0)$. Similarly the wind estimate for volume C will be biased towards a lower value than the volume "average" wind velocity. Thus there will be an apparent positive wind shear produced in the data, even if the wind is uniform with height. These errors may be large. For examples of the typical artificial structure in the wind profiles which is produced by this effect see Fig. 3a-c. Note also that the worst possible case is not affected by the thickness of a layer or pulse length in this simple model since a given pulse volume may still intersect the layer in just one corner.

If there exists a real wind shear with height the situation becomes more complex, as then there are errors produced by the windshear as well as by the finite range volume effect. The wind shear error arises because the measured Doppler shift will be for the horizontal wind at the altitude of the scattering layer, and not the height of the center of the pulse volume. This produces a distorted wind profile, but these "wind shear" errors do not produce the kind of structure which is generated by the finite range volume effect. Simple geometric considerations show that the wind shear effect will tend to decrease the importance of the finite range volume effect if the true wind is increasing with height, but will make the situation even worse if the true wind shear is negative as then the errors will have the same sign.

It has been observed that these intense, thin scattering layers may exist for considerable periods in the atmosphere [e.g. Yamanaka and Tanaka, 1984]. While the cause of this persistence is clearly beyond the scope of this discussion it is worth noting that the errors induced by the effects described above will therefore also be persistent and will, in this sense, constitute a systematic bias in the observed wind field so that an appreciation of the magnitude of the errors is important. From the above discussion we can make the following conclusions. Errors due to the effects will be greatest in regions of large wind speed and negative mean wind shear, but the finite range volume effect may be important even in the absence of shear. The magnitude of the errors will be a function of beamwidth and tilt angle, so that the importance of the effect is amenable to testing by using observations with several beamwidths. These conclusions have also been supported by the results of numerical simulations.

Radar Observations with 3 Beamwidths

The most drastic errors due to the finite range volume effect occur when wide antenna beamwidths are used. This may be of particular importance for a number of recently built ST radars which are using comparatively wide beamwidths (of the order of 4-5 ° half-power beamwidths). In order to test the predictions of the model the MU radar, located at Shigaraki, Japan has been used. This radar is a modular array, that is the large array (103m diameter, with a 2-way 3dB beamwidth of 2.6°) is made up of 25 smaller sub-arrays. The system has been designed so that any combination of subarrays can be used for transmission and reception (see Fukao et al [1985a,b] for a discription of the radar). Thus experiments can easily be performed with a variety of beamwidths.

Ranges between 5.01 and 24.21km were sampled with 150m range resolution. The experiment consisted of three soundings of the wind profile, with just an eastward pointing beam, for each of three antenna beamwidths of 2.6, 3.6 and 5.1° with a tilt angle of 10° on October 31, 1986. The wider beamwidths were achieved with groups of 13 and 7 antenna subarrays respectively. As well as producing a wider beam the peak power is reduced as each antenna has a separate transceiver under μ processor control. For this experiment a single beam direction was used and it is assumed for simplicity that the vertical motions will not be important, so that the line-of-sight Doppler shift is considered to be proportional to the projection of the eastward wind component along the center of the antenna beam. The maximum wind speeds of about 60 ms^{-1} were observed at altitudes between 11 and 12.5 km. The strong layering of the intense echoes is seen on the power profiles in Fig. 2a-c. These strong echoes persisted at about the same height for the whole of the observing period.

Fig. 2a-c shows one of the raw wind profiles for three beamwidths and a 10° tilt angle. These profiles have fluctuations of a similar character to the small vertical scale oscillations seen in the model profiles (Fig. 3a-c). It is clear in these diagrams that the magnitude of the oscillations becomes very large for wide antenna beamwidths. These fluctuations in the wind profiles are significantly larger than the random error in the determination of the Doppler shift. The random errors in the horizontal wind estimates are much less than the observed fluctuations in the wind profile. Furthermore, the structures are persistent, so that averaging the profiles will not improve the results. A smoothed curve is also plotted for reference. The most important pieces of evidence that suggests that the fluctuations are generated mainly by the finite range volume effect are that: (1) the fluctuations in the measured wind occur at the about the same altitudes in all three of the wind profiles, and these altitudes correspond to peaks in the echo power profile, so that random effects are eliminated, (2) the fluctuations are larger when the wind shear is negative, and most importantly, (3) the magnitude of the oscillations is roughly proportional to the beamwidth, which strongly supports the hypothesis that these fluctuations are a result of the effect. It may be possible to explain (1) and (2) by mechanisms such as wave generated shear and turbulence but, it appears that (3) can only be explained by the finite range volume effect. The presence of strong scattering layers may imply intense wind-shears with small vertical scale, so that some of the observed fine structure is probably real, but separating this from the artificial fluctuations in the wind profile is impossible.

A Simple Model

In order to examine the importance of these effects for wind observations with MST radars a simple model has been constructed. This model uses a wind profile of the form sinusoid plus a linear trend between the altitudes of 5-15 km. The heights of the scattering layers are produced from a population of random numbers with a uniform distribution. The density of the random numbers gives some average distance between layers, which have a thickness of 50m.

The Doppler shift of the returned signal is found by calculating

$$u(r_0) = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} P(r-r_0)T(\theta)R(z)U(z)d\theta dr}{\int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} P(r-r_0)T(\theta)R(z)d\theta dr}$$

where r_0 is the center of a given range gate, r and θ are the range and angle from the zenith respectively and z is the altitude for a given r and θ . The range weighting function, $P(r-r_0)$ is dependent on the pulse shape (and receiver response in a real experiment) and $T(\theta)$ is the polar diagram weighting function. Both of these weighting functions have Gaussian profiles in the model. $U(z)$ is the horizontal velocity for an altitude z . $R(z)$ is the reflectivity weighting which is unity within a layer and zero outside. The region bounded by r_1 , r_2 , θ_1 and θ_2 is where $P(r-r_0)$ and $T(\theta)$ have significant values. The term pulse length will refer to the half-power full width of the range weighting function. The model also allows an adjustable "volume scatter" component with no bias and which was set such that the scatter in from the layers was about 10dB above the background, consistent with the previous observations.

It is seen in Fig. 3a-c that the errors in the simulation are qualitatively similar to the short vertical scale structure in the radar observations. Furthermore, the magnitudes of the errors are comparable to the scale of the fluctuations from the smoothed curve. In most cases the errors in the simulation are a little larger than the percentage differences in the smoothed curve and the raw curve of the radar data and this is probably due to the fact that the smoothing of the actual data only partially removes the finite-range volume effect. It can be seen in Figure 2 that the smoothed curve still follows the raw curve to some extent.

Overall the good agreement between the magnitude of the oscillations observed in the simulations and those observed by the radar gives strong support to the idea that a large amount of the small vertical scale oscillations observed by the radar is artificial. Furthermore, this indicates that the model is useful for assessing the importance of the finite range volume effect for real radar observations.

Discussion and Summary

The presence of these errors due to the layering of the scatterers is an important consideration in the design of MST radars. It has clear bearing on the argument about whether it is better to increase the antenna size or transmitter power in order to improve the performance of a given radar system. For radars with narrow beamwidths (i.e. of the order of 1°) the errors due to the finite range volume effect will be less than, or of the order of, the Doppler shift measurement errors (Fig. 4). On the other hand the effect is most serious for radar measurements with wide beamwidths, which argues strongly for the use of large arrays.

Using larger tilt angles for the wind measurement may improve the reliability

of the wind measurement, both from the point of view of decreasing the finite range volume effect and increasing the magnitude of the observed Doppler shift, thus decreasing the relative error in the wind determination. However, in practice this will result in a larger statistical errors because of the decrease in signal levels [e.g. Tsuda et al, 1986], errors due to the small scale wind variability may be important [Strauch et al, 1984] and wind shear errors will increase since the height range occupied by the pulse will be larger. However, since the magnitude of the errors due to the finite range volume effect are proportional to the cotangent of the tilt angle for the simple model it is expected that the errors will be approximately halved in going from a tilt angle of 10° to 20° , so that this is an alternative which may be considered although the above mentioned effects limit the improvement.

There are a number of other possible ways of dealing with the errors due to the finite range volume effect. Two possibilities are the use of two (or more) beamwidths or beam tilt angles and making use of the proportionality of the errors with respect to the beamwidth and the cotangent of the tilt angle respectively. However, this approach has a number of difficulties because the proportionalities are not exact, the height range occupied by the pulse increases with beamwidth and tilt angle and random errors become extremely important. Alternatives such as simply using longer pulses or using successive pulses staggered in range have some possibility but wind shear errors may be severe (Sato and Fukao, 1982). More complicated alternatives such as oversampling in range and using the power information as well as the Doppler shifts are possible but this involves a deconvolution which is subject to large errors and may not give unique results. A practical alternative is to retain the short range resolution and then use a low pass filter on the height profiles in order to remove the short vertical scale fluctuations due to the finite range volume effect. This of course implies a poorer height resolution.

One fortunate circumstance is the fact that the errors due to the finite range volume effect are partially cancelled by windshear errors when the wind is increasing with altitude. This includes most of the altitude region below the tropopause, which is of most concern for the applications of the "wind profilers" for routine operational wind observations, which often have large antenna beamwidths. Model calculations with the same wind profile as considered in Figs. 3 and 4 show that errors of the order of 5-10% may be expected for radars with a 5° beamwidth for altitudes up to about 2km below the wind maximum. Since the finite range volume effect is proportional to the wind speed (neglecting shear) the smaller wind speeds which are generally observed in the troposphere will also decrease the magnitude of the errors. Another consideration is the fine structure which the finite range volume effect applies to wind profiles. This must be considered for observations of vertical wave-number spectra, of the type which are used in wave studies. It has been shown that errors arising because of the finite beamwidth are important for practical observations and that the use of radars with narrow beams is desirable. A more complete discussion of this subject is given in May et al (1987).

References

- Altas D., R.C. Srivastava and P.W. Scloss, Wind Shear and Reflectivity Gradient Effects on Doppler Radar Spectra: 2, J. Appl. Meteor., **8**, 384-388, 1969.
- Fukao S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU Radar with an Active Phased Array System 1. Antenna and Power Amplifiers, Radio Sci., **20**, 1155-1168, 1985a.
- Fukao S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU Radar with an Active Phased Array System 2. In-house Equipment, Radio Sci., **20**, 1169-1176, 1985b.
- Fukao S., T. Sato, P.T. May, T. Tsuda, M. Inaba and I. Kimura, A Systematic Error in MST/ST Radar Wind Measurement Induced Due to Finite Range Volume Effect 1. Observational Results, Radio Sci., (in press), 1987a
- Fukao S., M. Inaba, I. Kimura, P.T. May, T. Sato, T. Tsuda and S. Kato, A Systematic Error in MST/ST Radar Wind Measurement Induced Due to Finite Range Volume Effect 2. Numerical Considerations, Radio Sci., (in press), 1987b.
- Hocking W.K., On the extraction of Atmospheric Turbulence Parameters from Radar Backscatter Doppler Spectra 1, Theory, J. atmos. terr. Phys., **45**, 89-102, 1983
- May P.T., S. Fukao, T. Tsuda, T. Sato and S. Kato, The effect of thin scattering layers on the determination of wind by Doppler radars, Radio Sci., (in press), 1987.
- Rottger J. and G. Schmidt, High-resolution VHF Radar Sounding of the Troposphere and Stratosphere, IEEE Trans. Geosci. Electr., **GE-17**, 182-189, 1979.
- Sato T. and S Fukao, Altitude Smearing due to Instrumental Resolution in MST Radar Measurements, Geophys. Res. Lett., **9**, 72-75, 1982.
- Strauch R.G., D.A. Merrit, K.P. Moran, K.B. Earnshaw and D. Van De Kamp, The Colorado Wind Profiling Network, J. atmos. ocean. Tech., **1**, 37-49, 1984
- Tsuda T., T. Sato, K. Hirose, S. Fukao and S. Kato, MU Radar Observations of the Aspect Sensitivity of the Back-scattered VHF Echo Power in the Troposphere and Stratosphere, Radio Sci., **21**, 971-980 1986
- Yamanaka M.D. and H. Tanaka, Multiple Gust-layers observed in the Middle Stratosphere, in Dynamics of the Middle Atmosphere, edited by J.R. Holton and T. Matsuno, pp.117-140, D. Reidel, Tokyo, 1984.

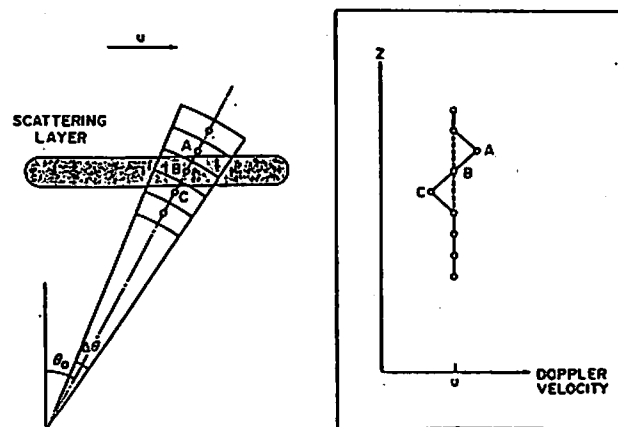


Figure 1: A geometric representation of the Finite Range Volume Effect. [after Fukao et al, 1987a]

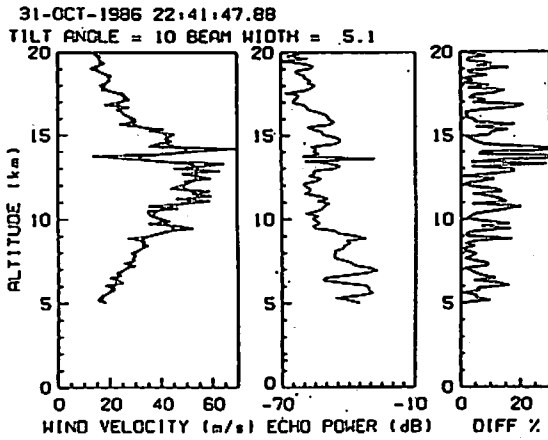
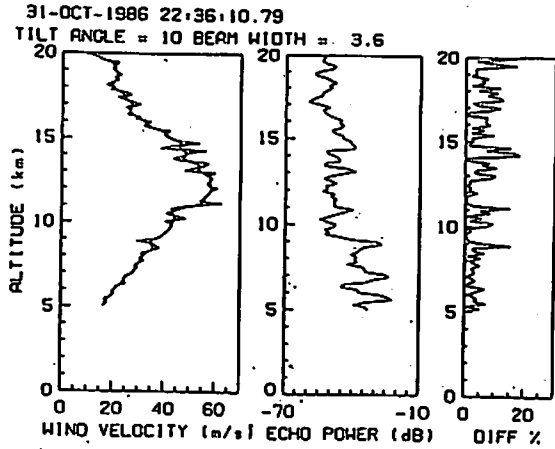
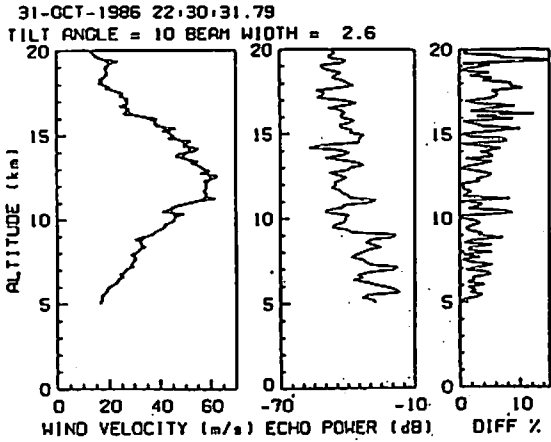


Figure 2: (above and left) MU radar observations, showing a single measured wind profile (Zonal component) vs. height together with a profile smoothed by two passes of a three point running mean for various antenna beamwidths (see text). The profile of echo power and the percentage difference between the measured and smoothed curves is also shown. The beamwidth is the two-way 3dB beamwidth and the height resolution is the range weighting function 3dB width.

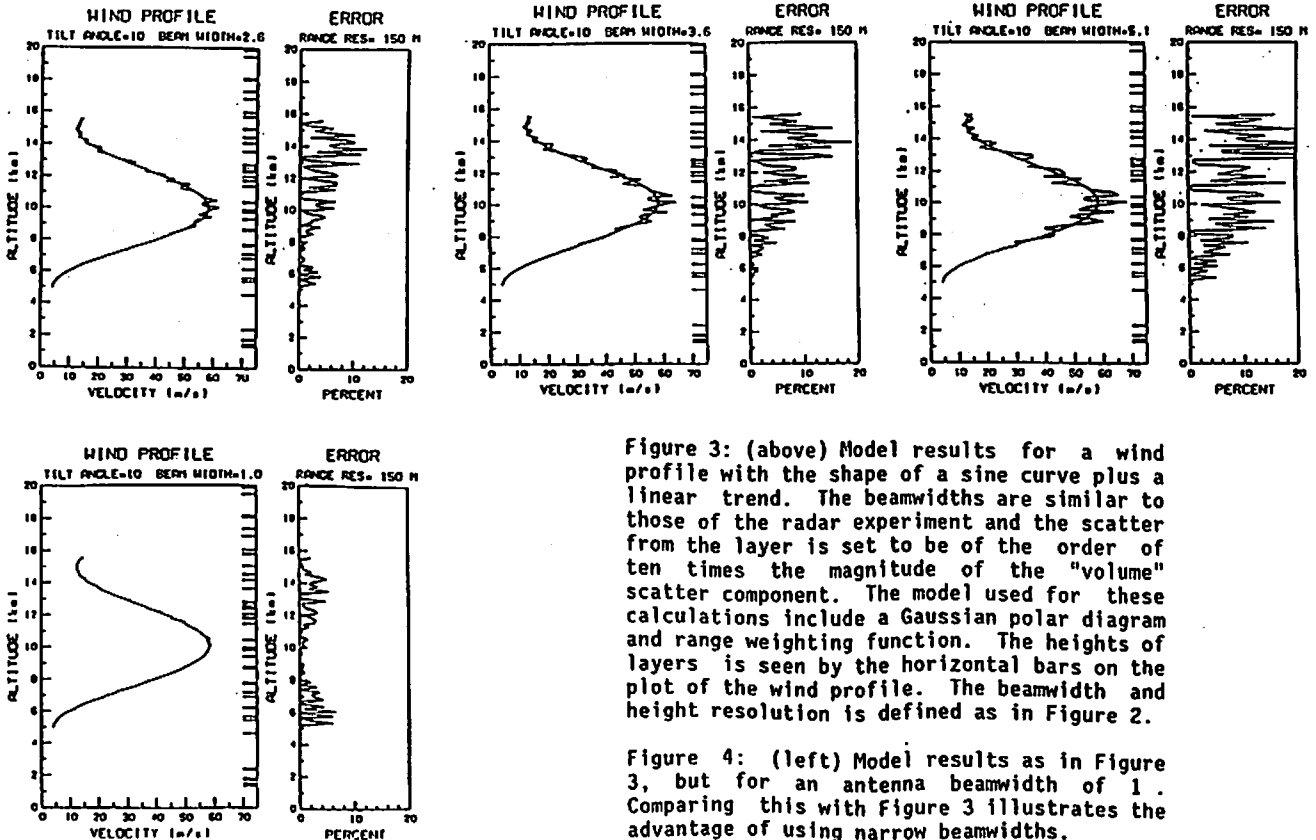


Figure 3: (above) Model results for a wind profile with the shape of a sine curve plus a linear trend. The beamwidths are similar to those of the radar experiment and the scatter from the layer is set to be of the order of ten times the magnitude of the "volume" scatter component. The model used for these calculations include a Gaussian polar diagram and range weighting function. The heights of layers is seen by the horizontal bars on the plot of the wind profile. The beamwidth and height resolution is defined as in Figure 2.

Figure 4: (left) Model results as in Figure 3, but for an antenna beamwidth of 1. Comparing this with Figure 3 illustrates the advantage of using narrow beamwidths.

ジェット気流発電のための気象データ収集

— 特に風速の短時間変化について —

山部 長兵衛、堀井 憲爾 (名古屋大学 工学部)

1. はじめに

日本の社会・経済において1950年代からの高度成長時代は日本の一大転機であった。とりわけ1960年はそのまっただなかであって所得倍増に拂返るもつとも華やかな時期であった。ところが、1970年代の二度の石油ショックは我々の背筋にひやみずを浴びせかけ、日本の繁栄が実は砂上の樓閣であるということをやがうえにも我々の脳裏に植えつけるような出来事であった。これはひとえに日本が天然資源、特に石油を輸入に依存する資源小国であり、今後いつまた石油危機が起きるかという危険性と常に同居していなければならないという宿命のためである。現在また、日本は技術立国として、アメリカに迫るような躍進を遂げているが、これも省エネルギー脱石油と各企業が努力した成果であり、それも飽和状態にある今、抜本的な対策が早急に望まれる。

このような概運の高まりに伴い通産省が主導して、原子力・石炭・LNG等の有限な資源エネルギーの開発と共に、地熱・太陽熱・太陽光・海洋エネルギー等のソフトエネルギーの開発も行われ、通産省のサンシャイン計画では1990年度にソフトエネルギーのエネルギー全体に占める割合が7.6%になることを目標にしている。各種ソフトエネルギーの比較を表1に示す。しかしながら、従来から検討されているソフトエネルギーは、エネルギー密度が低かったり場所の制限等があり、経済的な運用が困難である。そこで、新しいエネルギー源としてジェット気流に着目し、それを発電に利用することを考え、その基礎的研究に着手してきた。日本上空10km付近に存在するジェット気流については第二次世界大戦前からその存在が確認されており、大戦末期には日本本土を爆撃に向かうB-29が日本上空9km付近で60m/sを越える強い西風に遭遇し大いに悩まされたり、風船爆弾が太平洋を越えてアメリカ本土を襲ったのもジェット気流によるものであった。

2. ジェット気流発電の概要

石油代替エネルギーとして従来地上の風力はその歴史も古く数多くの研究がなされてきた。その地上の風力の特徴として

- 1) 地熱・海洋エネルギー等とは異なりほとんどの場所に存在する
- 2) 無限に存在する非枯渇性のエネルギーである
- 3) 大気汚染等の公害のないクリーンエネルギーである
- 4) エネルギー密度が低くエネルギーを取出すために大きな受風面が必要である
- 5) エネルギー密度の変動が大きい
- 6) 需要家に安定なエネルギーを供給するためにバッテリー等の貯蔵装置が必要である

等が挙げられる。しかし、その不経済性のために実用段階では、あまり成果が上げられていなかった。

そこで、日本上空に定常的に存在し、エネルギー密度も地上のそれに比べて100倍程にもなるジェット気流を利用することが考えられている。このジェット気流発電をシステムとしてとらえ、主に次の四つの部分からなると考えられる。

- 1) このジェット気流から電気エネルギーを取出すエネルギー変換装置とジェット気流の吹いている高度にそのエネルギー変換装置を浮揚滞空させるための滞空装置からなる発電用滞空設備

表1 ソフトエネルギーの比較

	エネルギー密度 (kW/m ²)	年間可採時間 (hr/年)	システム効率 (%)	年間総エネルギー量 (kWh/年)
地熱	7560	8760	15	9.93×10 ⁶
潮汐	980	4000	45	1.76×10 ⁶
波浪	5	2000	20	2000
海水温度差	840	8760	1	73600
海流	1.7	4000	30	2040
風力	0.3	2000	30	180
太陽熱	0.8	2000	10	160
太陽光	0.8	2000	12	192

2) 発電用浮空設備を係留しておくための係留設備 3) 取出した電気エネルギーを地上に送るための送電設備 4) 地上に送電された電力を需要に供するための調整や発電システムをコントロールするための地上局
 これら四つの部分のうち、1) の発電用浮空設備は気球や飛行船等の浮力を利用するものと、グライダーや風等の揚力を利用するものが考えられ、風車による発電を行う。2) の係留設備は、係留用ロープとそれを巻くためのウインチからなり、大きな張力に耐える材料を必要とする。3) の送電設備は、有線送電の場合、導体を含む送電ケーブルであり、無線送電の場合、マイクロ波送電設備やレーザー光送電設備を示す。しかし、無線送電についてはその技術そのものが研究途上にあり、現実性のある有線送電が適している。その際、送電線の引張強度が十分でないため、送電線単体での使用はできない。そこで、2) の係留用ロープと組合わせて用いることにより、十分な強度を得、同時に風による抗力の影響も少なくすることができる。4) の地上局は地上に送電された電力を安定して需要に供するための蓄電池や補助発電装置と発電用浮空設備やウインチを制御するための制御システムおよび通信システムからなる。

3. 各国の研究状況

これまでジェット気流発電については国内外で幾つかの研究がなされてきたが以下にその概略を紹介する。

a) 新明和工業方式 (1) 風により風力発電装置を偏西風の吹いている領域に浮揚させ、発電電力を鋼心アルミ電線をを用いて送電する方式である。風本体は複葉に構成され、ヘリウムガスを封入できる気密構造となっている。ケーブルの本数は風本体から遠ざかるにつれてケーブル自重の荷重が減るので本数を少なくし、地上では一本とする。高度10kmに風を浮揚させた場合の発電システムの諸元としては、風本体の翼面積4000m²、自重約10ton、発電機出力1MW、出力電圧100kV、風車直径60m、その重量約10ton(長さ20km)となり総重量約25tonとなる。高度10kmでの風の失速速度は20m/sに設定してある。しかし、このシステムには問題点も多く、特許については拒絶されている。

b) 三井造船方式 (2) 気球により風力発電装置を浮揚させる方式である。気球、風力発電装置は係留用ケーブルにより地上と繋がれている。また、発生した電力は送電用ケーブルにより地上に送電される。なお、送電用ケーブルは中空の係留用ケーブル中に内蔵する方法も提案されている。発電システムの諸元は示されていないが、ケーブルの操出をうまく調整して風力発電装置の高度を変えることにより発生出力の制御を行うことができる。

c) アルベルト氏の研究 (3) アルベルト氏は幾つかのタイプの風力発電装置を提案しているが、浮揚体としては飛行船、飛行翼を持ったもの、簡単な気球を用いるもの等を考案している。これらの一例として、風力発電装置は複数個の風車が胴の回りに多段同軸上に支持され、各段の風車が互いに逆方向に回転し、歳差運動効果を互いに打消しあうことにより姿勢制御が容易に行なえる方式を提案している。

d) 杉浦氏の研究 (4) 図1のように、飛行船に翼を付けた機体によって風力発電装置を浮揚させる方式で、五つの船体を異なる高度に直列に浮揚させるシステムを考えている。船体としてドイツの飛行船ヒンデンブルグ号(ガス容積215000m³、機体重量111ton、全長240m)程度のもを考えており、ジェット気流の風圧に耐えるため紡錘形の硬式飛行船を使用する。ガス

としてヘリウムガス(密度約0.235kg/m³)を用い、高度10km(空気密度0.412kg/m³)におけるヘリウムガスの浮力は約38tonとなる。揚力により残りの重量を浮揚させるためには、主翼の面積は3000m²となる。浮力のみでは約2900mまで浮揚でき、無風時にも地上に降るす必要がない。胴体の回りには出力500kWの風車発電機を48台装備し、1機24MWの電力を5機直列にして一本のケーブルに係留し、合計120MWの発電システムを構成している。風車は多翼タービン型で直径2.5m、回転速度32.5rpsとし、風車を通過する風を

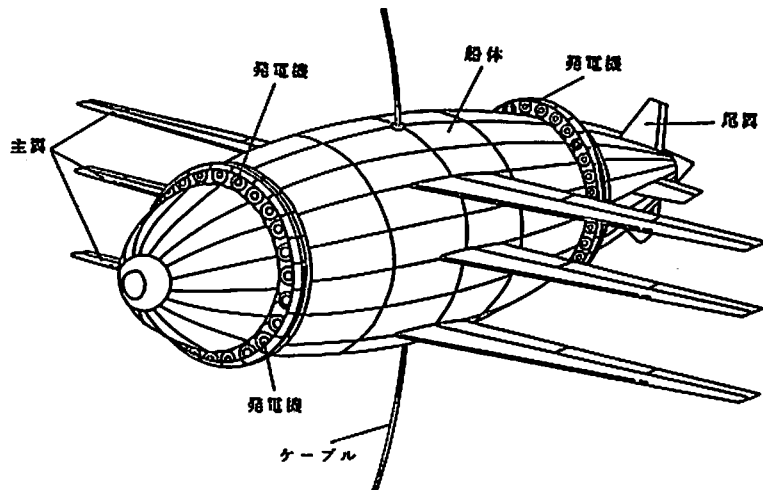


図1. 杉浦方式

増速するためディフューザ・フラップを取付ける。発電コストについては、不明確な点もあるが、3.5~4円/kwhで、建設費は49万円/kwと算出され、水力発電に十分対抗できるとしている。(e)フレッチャー氏等の研究(5)(6) 図2のように、グライダーによって風力発電装置を浮揚させる方式である。風車発電機の単位重量当りの出力を大きくするための翼の後部にディフューザ・フラップが付いており、発電には飛行機用交流発電機を使用し、交流を直流(37KV)に変換後、アルミニウム導体で地上に送電し、再度直流を交流に変換する。しかし、最近では、フレッチャー氏は、交流変換装置が高価なことから、交流送電の必要性を強調している。ケーブルは送電用アルミニウム導体で包まれたケブラー(高引張強度で軽量な高分子材料)からなり、二本使用して発電部本体を地上に係留する。1ユニットの出力が各々1MWと10MWの場合の諸元を表2に示す。この10ユニットを一つの発電システムとして10MW、100MWシステムが検討されている。10MWユニットはかなり巨大装置となるが、1MWユニットは大型航空機程度で実現性は高い。経済評価はかなり詳細に行われており、オーストラリアドル1979年当時)を円に換算して、発電費は10MWシステムの場合7~8円/kwhとなり、火力発電の約12円/kwhよりもかなり低い。一方、建設費は地上施設も含めて10MWシステムの場合11~12万円/kw、100MWシステムの場合7~8万円/kwとなる。上記費用は現状でも他の発電方式より割安であり、今後更に減少できるとしている。この他にも、三つの異なるタイプの装置の経済評価も行っている。

表 2 フレッチャー方式の諸元

平均出力	1MW	10MW
主翼全長(m)	63	147
発電装置重量(t)	5.8	42.4
ケーブル外径(mm)	11.3	32.4
ケーブル重量(t)	4.7	42.7
発電高度(km)	11.8	11.8
定格風速(m/s)	46	56
失速風速(m/s)	20	20
タービン直径(m)	6.8	18.6
最大出力(MW)	2.1	28.7

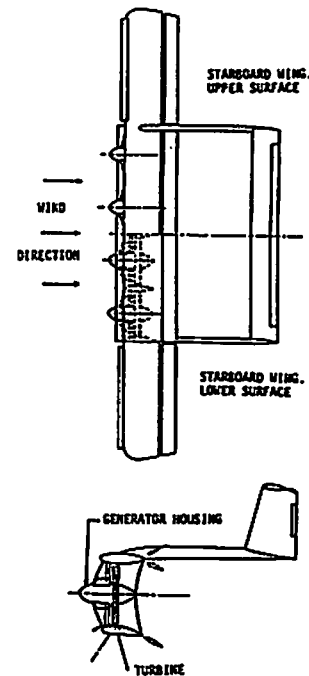


図2. フレッチャー方式

(f)リーグラ氏等の研究(7) 流線形の気球により発電装置を浮揚させる方式である。6個の二枚ブレードの風車発電機は気球の周囲に配置され、直流で地上に送電する。気球の高度および発電出力の最適化は気球のなかに搭載した計算機により行われるとともに、地上からのテレメータによる制御も行われる。高度5kmの所での発電量2.5、および7MWの場合の年間発生電力量、風速と風車の直径との関係などを検討している。2MWのパイロットプラントの総費用は約45億円と評価している。原価償却期間を15年とすると発電費は約22円/kwhとなるが、60~80MW(高度8~10km)の実規模プラントに対してはかなりのコストダウンが期待できるとしている。(g)インドでの研究(8) パーマ氏等は、風力発電装置用の風の係留ケーブルを小さな要素に分けて、各要素に加わる力からケーブルの傾き具合を計算している。この場合、ケーブルの風による影響を考えると、カテナリーとは異なった形状となる。パーマ氏等の検討では、風速及び空気密度は高度に対して一定として解析的に行なっている。(h)アメリカでの研究(9)(10)(11) ロイド氏により、風による発電用滞空設備が提案されており、C-5A型飛行機程度の大きさ(翼面積576m²)で、風速10m/sに対して6.7MWの電力が得られると考え、更に新技術を導入することにより一機当たり45MWの電力が得られるとしている。また、アメリカ全土の詳細な高層気象データがコロラド州ゴールドンにある太陽エネルギー研究所(SERI)で検討されており、風力エネルギーの変換効率向上のためのディフューザ・オーグメントの研究が各所でなされている。(i)本研究 ジェット気流のエネルギー源としての可能性を検討するため日本上空の気象データを解析している。また、発電用滞空設備および係留用ケーブルの検討をした。更に、発電用滞空設備の検討では、発電用滞空設備としての必要な要件を挙げ、それに対する技術的な問題点も併せて列挙されている(12)。

4. 気象データの解析方法および解析結果

まず、日本全国の高層の風況を解析するために、気象庁刊行の『AEROLOGICAL DATA OF JAPAN』を使用し、特に1980年のデータを中心に、一部1979年から1981年のデータを使用した。それらのデータは一日4回6時間毎(3, 9, 15, 21時)に測定したもので、解析地点は日本の15箇所、高度は1万メートル前後の300mb(約9000m)、250mb(約10500m)、200mb(約12000m)の3地点について行った(図3)。これらのデータをもとに、ジェット気流のエネルギー源としての有用性及び電力供給の安定性及び発電システムの運用期間という観点から、各月の平均パワー密度、風速及び風向の度数分布、風向の風速依存性、更に風速及び風向の時間依存性等について計算機によって解析し、検討を加えた。

尚、風のパワー密度は次式で示される。

$$PD = \frac{1}{2} \rho \cdot V^3 \quad (W/m^2)$$

ρ : 空気密度 (kg/m³)
 V : 風速 (m/s)

250mb点における日本各地のパワー密度の月平均を求め、これらを地域別に比較してみると、日本の北と南では、極めて大きな差がある(図4(a)~(c))。日本の北の地域、特に稚内においては、年間のパワー密度が著しく小さいと共に、その分布も春と秋にパワー密度が大きく、夏と冬は小さくなり、本州以南とは異なった分布をしている。それに対して、南の地域は全体的に年間のパワー密度が大きく、分布も冬にパワー密度が大きく、夏に小さくなっている。また、北の地域の方が、パワー密度の季節差が少なく、南の方が差が顕著である。両者の間の地域では、やはり、パワー密度のピークは冬にあるけれども、春秋の期間も比較的大きく、夏の間も、鹿児島、潮岬、八丈島程の落差がなく、北の分布と南の分布を合わせた中間型となっている。これは、日本上空には二つのジェット気流が吹いており、南の亜熱帯ジェット気流が夏期に北上し、冬期に南下するため、亜熱帯ジェット気流の強い冬期に



図3 解析地点

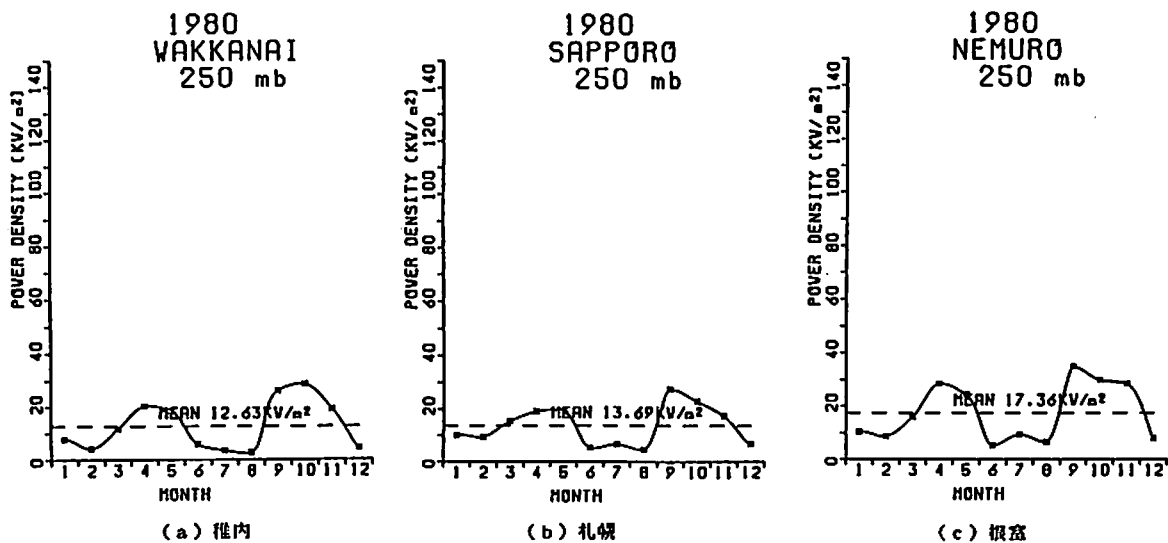
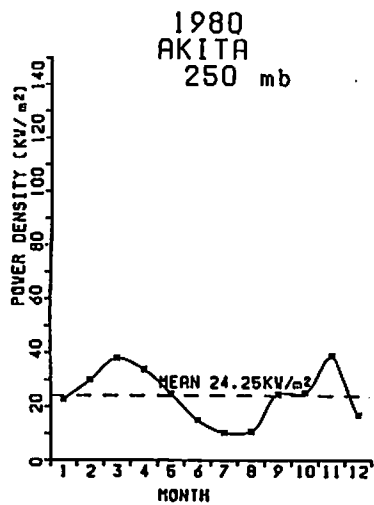
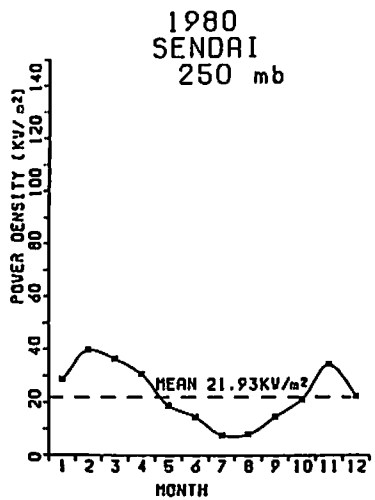


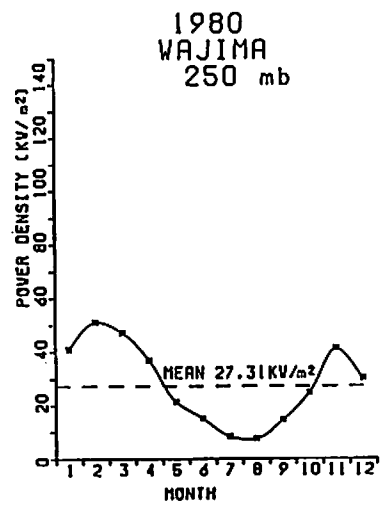
図4 月平均パワー密度分布(地域別)



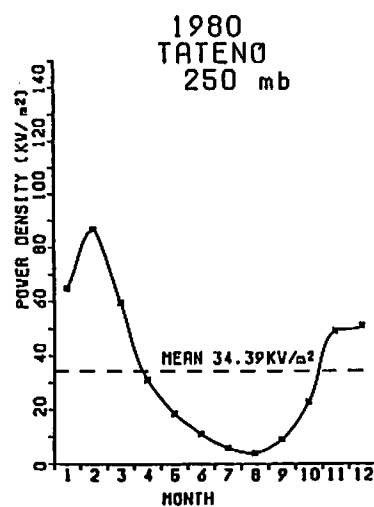
(d) 秋田



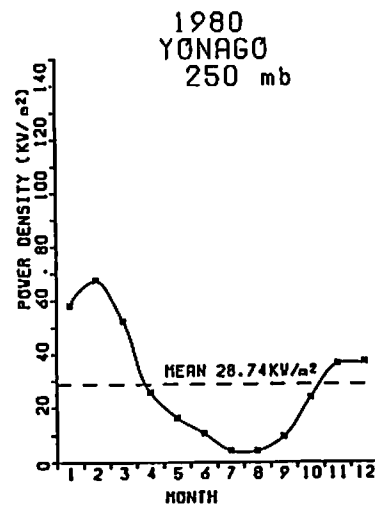
(e) 仙台



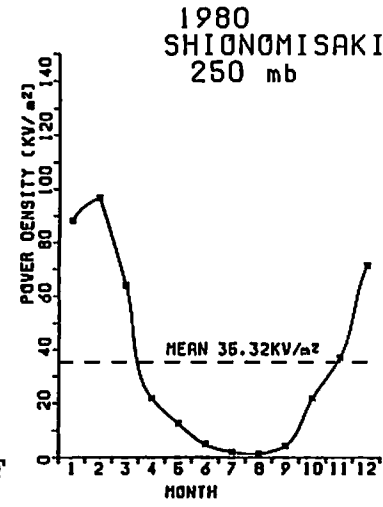
(f) 輪島



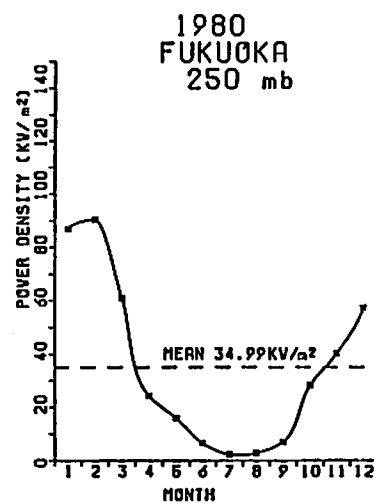
(g) 館野



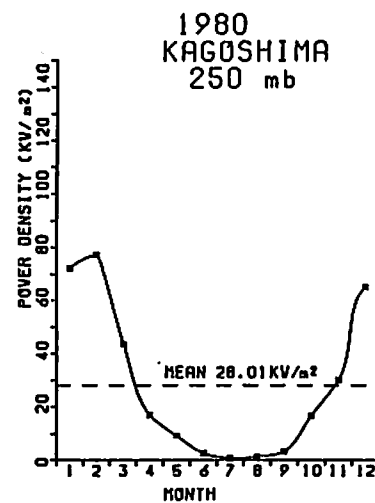
(h) 米子



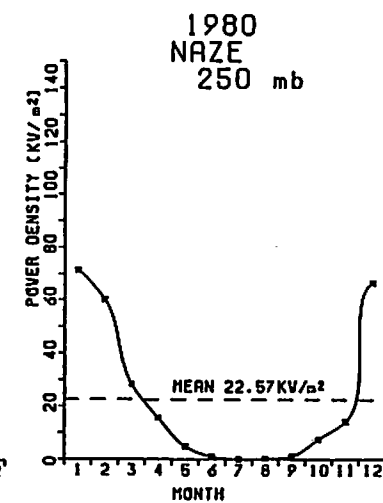
(i) 瀬戸



(j) 福岡

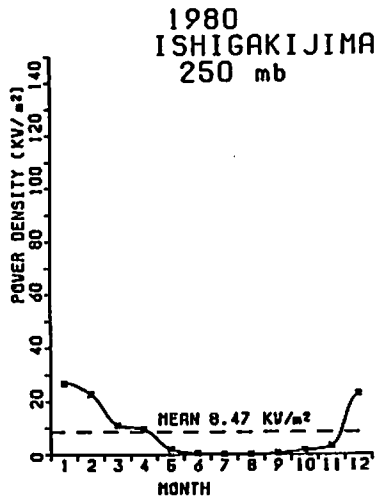


(k) 鹿児島

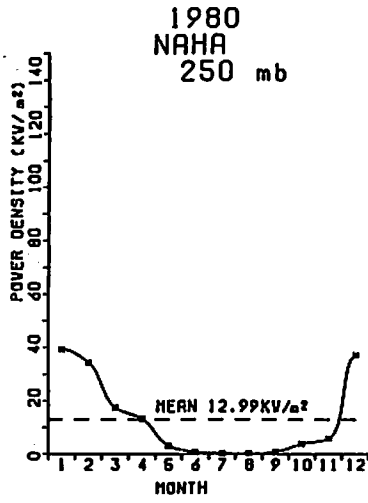


(l) 名瀬

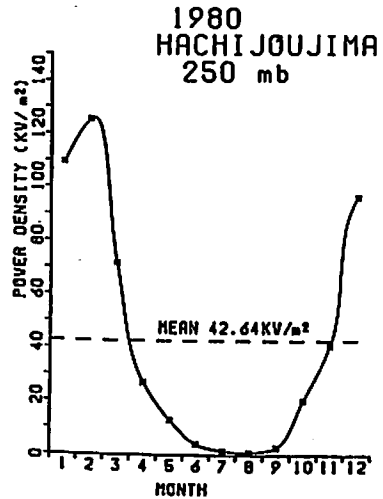
月平均パワー密度分布 (地域別)



(m) 石垣島



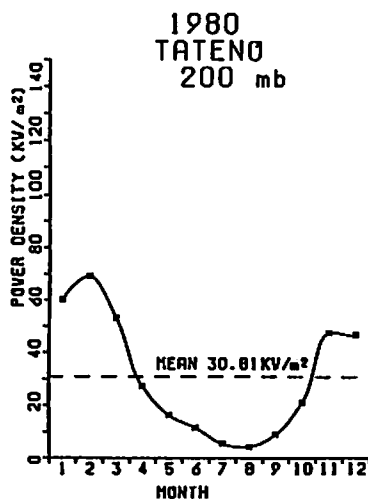
(n) 那覇



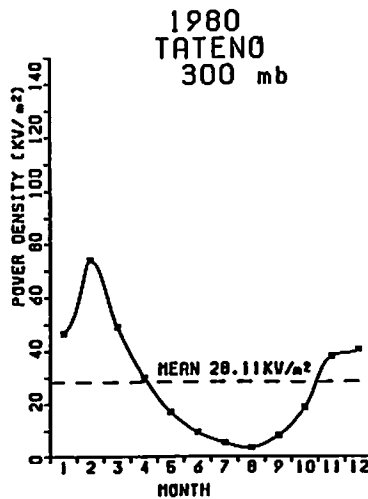
(o) 八丈島

月平均パワー密度分布 (地域別)

ジェット気流の帯の中心に来ている南の地域では、風速が極めて強く、その結果パワー密度も大きくなっている。反対に、夏期には、それらの地域では、ブロッキング高気圧のために、ジェット気流が分断されて、風速が弱くなり、パワー密度も小さく、夏期と冬期の差が著しくなる。一方、北の地域では、寒帯ジェット気流が支配しているので、寒帯ジェット気流の強い春と秋にパワー密度が大きくなり、中間の地域では、亜熱帯ジェット気流と寒帯ジェット気流の両方が作用していると考えられる。しかし、いずれにしても、夏期のパワー密度は、どの地域でも小さくなっており、電力需要のピークが夏にあることを考え合せると大きな欠点といえる。しかし、冬期のパワー密度は、本州以南の地域では極めて大きく、特に八丈島に至っては、冬期のパワー密度は100 kw/m²前後となっており、また、年間を通じての平均も30~40 kw/m²と大きいため、エネルギー資源としては有用であると考えられる。また、図4の(g)と図5の(a)、(b)は、館野のパワー密度の月平均を高度別に示したものである。風速のピークは図6から明らかなように12000m付近にあるが、パワー密度は空気密度にも比例しているため、パワー密度のピークは10000m付近にある。しかし、全体の概況は、どの高度でもよく似ており、高度の差は、パワー密度の絶対値の差として現れるだけである。したがって、発電システムをパワー密度のピーク付近に常に浮空させるようにし、それ以上の高度へは、雷雲を避ける等、悪天候の際にのみ、高度を上げるようにすべきであろう。



(a) 200mb (12000m)



(b) 300mb (9000m)

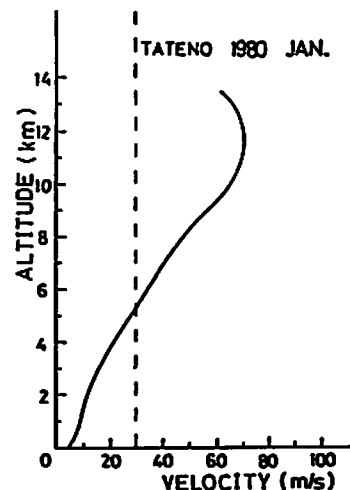


図 6 風速と高度の関係

図 5 月平均パワー密度分布 (高度別)

図7は風速の度数分布を1979年から1981年までのデータを使用して示したものであるが、通常ジェット気流とは呼ばれないような風速30m/s以下となることは少なく、特に夏期の6、7、8、9月の四カ月を除くと、その頻度は一層少なくなり、翼による揚力のみでも、発電設備を滞空させることは可能である。このことと、パワー密度の関係から夏期の弱い風速でも発電可能な風車を使用すると、強風時での発電をある程度制限する必要があるため、発電効率が下がる。一方、強風時でのパワーを有効に取出せるような風車を使用すると、風速の弱い時には、パワーを引出せないため、同じく発電効率は下がる。夏期の期間は、滞空設備の定期補修等の期間にあてることが妥当と考えられる。図8は、風向の度数分布を、1979年から1981年までのデータを使用して示したものであるが、風向は年間を通じて安定しており、北に対して時計回りに260度付近、即ち西風が定常的に吹いている。夏期四カ月を除いた図をあわせて載せてあるが、0度から180度までの風向になることはなく、より安定して吹いていることがわかる。このことから、風速の弱い夏期には、風向も不安定であるといえる。

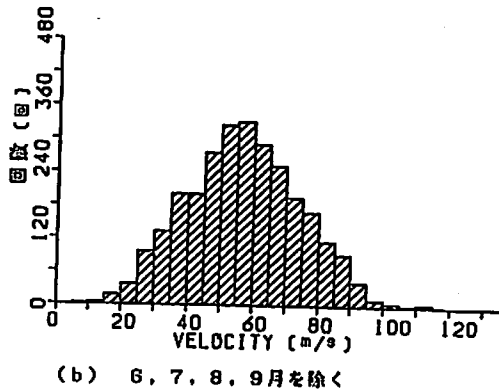
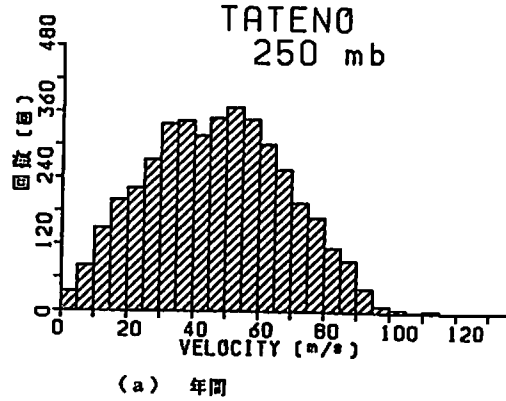


図 7 風速の度数分布

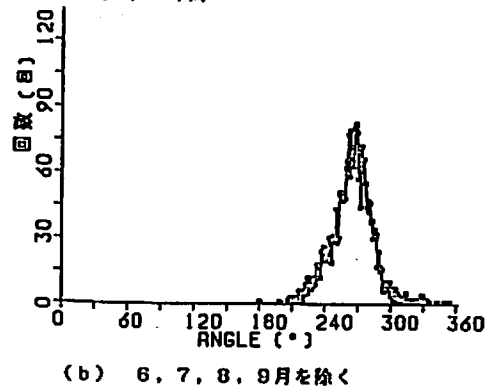
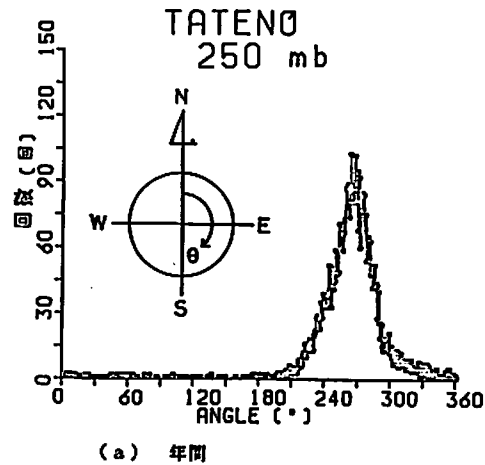


図 8 風向の度数分布

次に、従来行われていなかった高層における風速の連続測定を京都大学超高層電波研究センターの MUレーダーにより測定した。測定地点は滋賀県の信楽町でデータは一分毎のものが得られた。MUレーダーの仕様を表3に示す。一方向の観測ではその視線方向の風速しか測定出来ないため、三次元での風速を把握するためには、レーダーを異なる三方向に向けて走査する必要がある。そこで、今回は、鉛直方向（天頂角0度）、北（天頂角10度、方位角0度）、東（天頂角10度、方位角90度）の三方向の風速を測定し、測定の信頼度を上げるために、データは一分間に6回測定したものの平均値とした。北と東のデータは天頂角10度方向のものであるため、その水平成分は次式で示される。

表 3 MUレーダーの諸元

方式	モノスタティック・パルスレーダー
中心周波数	46.5 MHz
占有帯域幅	1.65 MHz
アンテナ実効面積	8330 m ²
平均送信電力	50 kW
サブパルス幅	1 μsec
パルス繰り返し周期	400 μsec
サンプル開始時間	36 μsec
サンプル間隔	1 μsec
周波数分解能	0.33 m/s

$$V_h = (V_r - V_z \cdot \cos \theta) / \sin \theta$$

V_h : 風速の水平成分

V_r : 視線方向の風速

V_z : 鉛直方向の風速

θ : 天頂角

図9は連続約30時間での風速変動の例である。この図から数時間での風速変動は比較的大きく、この例では風速が約60m/sから100m/sと大きく変化している。しかし、このような変動には、滞空設備を制御することによって容易に対処できると考えられる。一方、30時間のうちの約20分間の変動を示すと図10のようになる。この図では、一分毎のデータのばらつきは中心の風速が約100m/sなのに対して10m/s程度であり、ジェット気流の短時間での風速変動は非常に小さいことがわかる。このことから、

ジェット気流には地上の風のような風の息(短時間での風速の大きな変動)がなく、安定して吹いていることがわかる。従って、滞空設備が、急激な風速変動による衝撃的なストレス等の有害な力を受けることは少なく、定常的に受ける抗力の影響の方がはるかに大きいと考えられる。また、風速の高度に対する変動は図11のようになり、高度10km付近で風速の強い場合には、ジェット気流の層がはっきりと現れており高度約8kmから10km付近までの風速変動がかなり大きいことがわかる。従って、滞空設備を一定高度に保つことが必要になると考えられる。図12は鉛直方向における風速の、図9と同様約30時間での変動を示したものである。この図から風速の上下変動は1m/s程度でほとんどないため、それによって滞空設備が下に押し下げられたり、風速が変化することによって、高度が急激に変動するといったことはないと考えられる。図13は風速の南北方向の変動を示したものである。この図と図9を比較すると、図9で風速の大きく変動している時刻に図13の風速も大きく変動しており、風速が変動しただけでなくジェット気流の吹いている方向も変化したことがわかる。これはジェット気流の層がそのままの形で風速が強くなったり弱くなったりしたのではなく、ジェット気流の層そのものが移動してその風速が変動したのではないかと思われる。

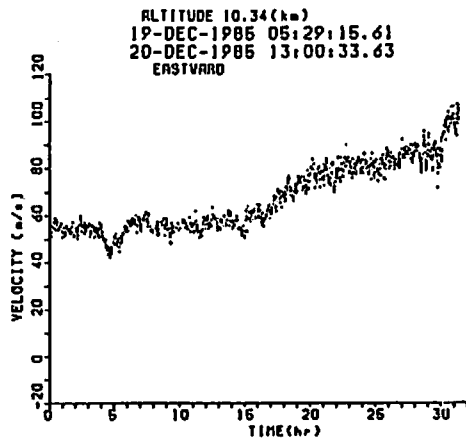


図 9. 長時間での風速変化

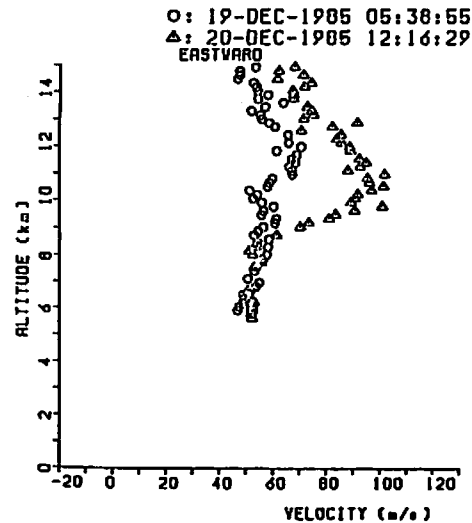


図 11. 風速と高度の関係

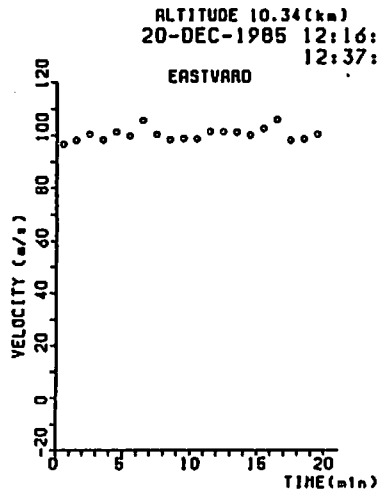


図 10. 20分間での風速変化

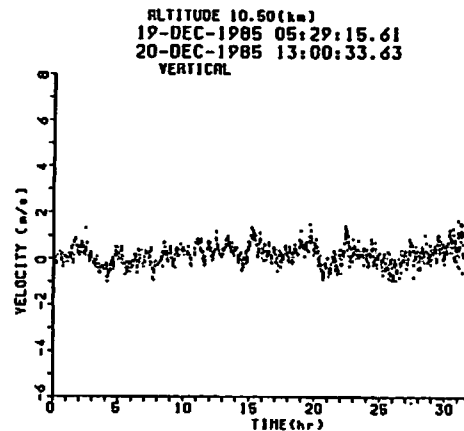


図 12. 鉛直方向における風速変動

5. まとめ

ジェット気流は、夏期には風速が弱く風向も不安定で、夏の発電には不向きであるが、冬期のパワー密度は極めて高く、年間の平均でも35 kW/m²程度と地上のその100倍以上にもなり、エネルギー源として極めて大きな潜在能力を持っている。発電および滞空のために必要な、風向の安定性も十分にあり、特に、強風時に風向が極めて安定しているという点で、より実用化しよいエネルギー源であると言える。

短時間での風速変動はほとんどなく、ゆっくりとした変動で、数時間単位ではかなり大きな変動をしている。これは高層での空気の塊の動きに伴うジェット気流の移動によるものと思われ、今後、高層天気図を利用して、その移動をある程度予測できる可能性もあり、その際には、発電用滞空設備の制御も容易に行なえることになる。

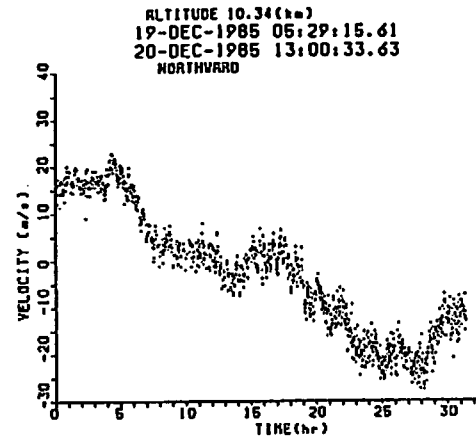


図2.13 南北方向における風速変動

謝辞 本研究を遂行するにあたり大学院生花井伸敏君の援助を得た。また、本研究の一部は京都大学超高層電波研究センターの共同利用研究によるものであり、関係各位に感謝申し上げます。

参考文献

- (1) 福井：公開特許公報，特開 昭50-139313 (昭50)
- (2) 山本：公開特許公報，特開 昭51-121641 (昭51)
- (3) K. アルベルト：公開特許公報，特開 昭51-148132 (昭51)
- (4) 杉浦：“ジェット気流での発電について” 風力エネルギー，4，25 (1980)
- (5) C.A.J.Fletcher, et al.：“AN ECONOMIC STUDY OF ELECTRICITY GENERATION FROM THE JET-STREAM” Charles Kolling Research Laboratory Technical Note D-15, Dept. of Mechanical Engineering, Univ. of Sydney (1979)
- (6) C.A.J.Fletcher, et al.：“Aerodynamic Platform Comparison for Jet-Stream Electricity Generation” J. Energy 7,17 (1983)
- (7) G.Riegler, et al.：“Transformation of Wind Energy by a High-Altitude Power Plant” J. Energy 7,92 (1983)
- (8) S.S.Varma, et al.：“Effect of Wind Loading on the Design of a Kite Tether” J. Energy 6,342 (1982)
- (9) M.L.Loyd：“Crosswind Kite Power” J. Energy 4,106 (1980)
- (10) R.J.O'Doherty, et al.：“The Application of U.S. Upper Wind Data in One Design of Tethered Wind Energy System” SERI/TR-98003-1 (1973)
- (11) O. Igra：“Compact Shrouds for Wind Turbines” Energy Conversion 16,149 (1977)
- (12) 花井伸敏：名古屋大学修士学位論文 (昭和61年3月)

MUレーダーによる軌道運動物体の探索

Exploration of Orbital Objects
by the MU radar

加山 英俊¹
Hidetoshi KAYAMA¹

木村 磐根¹
Iwane KIMURA¹

佐藤 亨²
Toru SATO²

¹京都大学工学部
¹Fac. Eng., Kyoto University

²京都大学超高層電波研究センター
²RASC, Kyoto University

1. まえがき

近年の宇宙開発の活発化に伴い、地球周回軌道上には人工衛星やその残骸などの人工物体の数が急激に増加している。このため、近い将来において実現が予想される宇宙ステーション等の大型宇宙飛翔体においてはそれらとの衝突の確率が無視できないことがすでに指摘されている¹⁾。軌道運動物体同志の衝突時の平均相対速度はおよそ10km/sとも言われており²⁾、有人飛翔体等に衝突した場合には甚大な被害を与えることが予想される。

そこでこの問題について正確な評価をくらすために、本研究ではMUレーダーを用いて300~1200kmの高度領域における軌道運動物体の統計的探索を行うことを目的としている。

今回の報告でははじめにその準備段階として行った、軌道要素や形状が既知の人工衛星の観測について報告する。観測に用いた衛星は科学衛星「EXOS-C」(おおぞら)と、測地実験衛星「EGS」(あじさい)の2種類である。両者をモデル化して散乱断面積の計算を行い、観測結果と比較してそれぞれの形状の違いが散乱断面積に与える影響を考察する。

次に今回までに行った軌道運動物体の統計的探索について、その測定結果を報告する。

2. MUレーダーシステム

MUレーダーは、直径103mの円形敷地に475本の直交3素子八木アンテナを配列したモノスタテ

ック・パルスレーダーである。MUレーダーの最大の特徴は、各アンテナ素子に固体送受信機を備え、電子的に位相制御を行うアクティブ・フェイズド・アレイ方式を採用している点である。これにより、約10 μ sでほぼ任意の方向にビームを向けることが可能である³⁾。

MUレーダーの主要諸元を表1に示す。

中心周波数	46.5 MHz
帯域幅	1.65 MHz
開口面積	8,330 m ²
ビーム幅	~ 3.6°
送信電力	最大 1 MW, 平均 50 kW
I P P	400 μ s 以上
パルス幅	1~512 μ s
偏波	直交2偏波, 合成円偏波

表1 MUレーダーの主要諸元

MUレーダーは元来中層及び超高層大気の観測用に設計されたレーダーであるが、これを軌道運動物体等のハードターゲットの観測に用いた場合の平均探索能力を示したのが図1・(a)、(b)である。図1・(a)は信号を識別するしきい値の高度変化を散乱断面積で示したものである。図1・(b)はその散乱断面積に対応する完全導体球の半径を示したものである。この図より高度領域 300~1240kmにおけるMUレーダーの探索能力は、完全導体球に置き換えると半径12~32cmとなることがわかる。ただしこれらは時間分解能が約1秒の場合である。

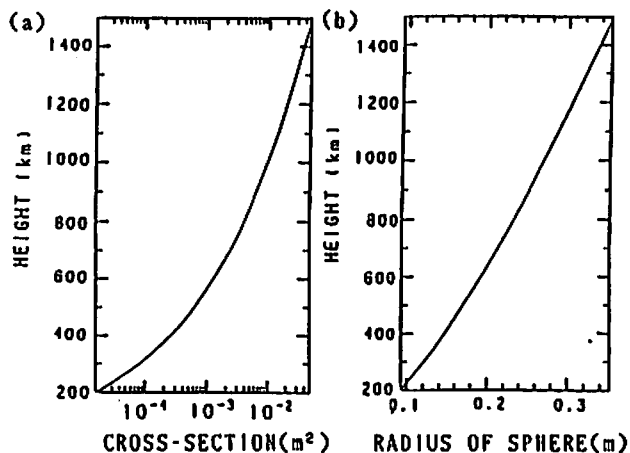


図1・(a) しきい値における散乱断面積(m^2)
(b) しきい値と等価な完全導体球の半径(m)

3・「EXOS-C」の観測

3.1 「EXOS-C」の概要と構成

「EXOS-C」は1984年2月14日に打ち上げられた地球周辺科学探査衛星であり、主に中層大気の解明と電離圏のプラズマ計測を目的としている。軌道は傾斜角 73° 、遠地点1000km、近地点300kmの楕円軌道であり、三軸姿勢制御方式により太陽指向姿勢制御を行っている⁴⁾。

図2は「EXOS-C」の形状である。本体はほぼ一辺80cmの立方体をしている。PPS アンテナ(Planetary Plasma Sounder Antenna)とはプラズマ波動の観測を目的としたアンテナであり、全長20m、直径1.3cmの円筒アンテナが 90° 間隔で4本配置されている。

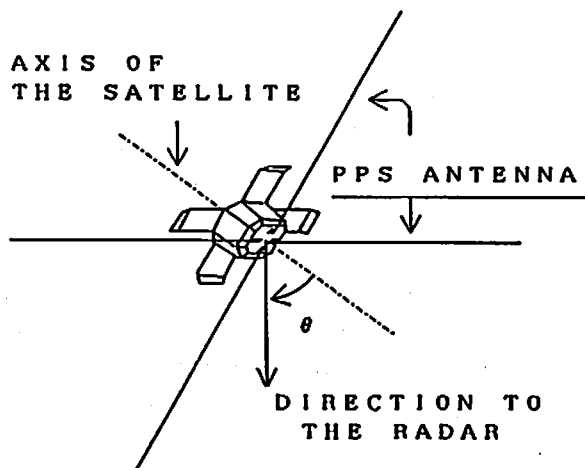


図2 科学衛星「EXOS-C」

3.2 「EXOS-C」の観測結果

「EXOS-C」の観測は1986年6月から1987年1月にかけて計4回行った。図3はそのときの散乱断面積 σ を計算した結果をまとめたものである。この図を見ると、1つの場合については σ が $11.5m^2$ 以上と特に大きな値を示していることがわかる。

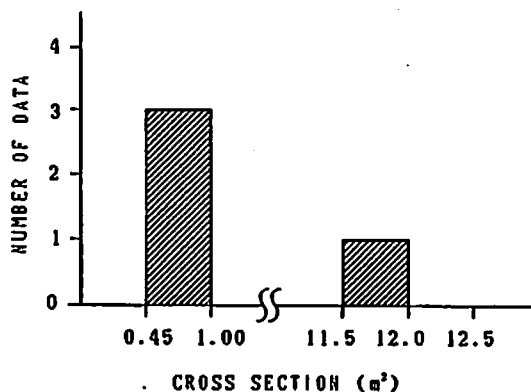


図3 「EXOS-C」の散乱断面積の観測結果

図4・(a)は、軌道要素から求めたこのときの「EXOS-C」の軌道と、MUレーダーのアンテナパターンから計算したエコーパターンの理論値

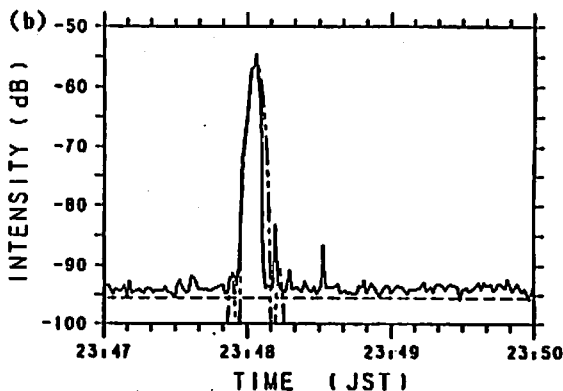
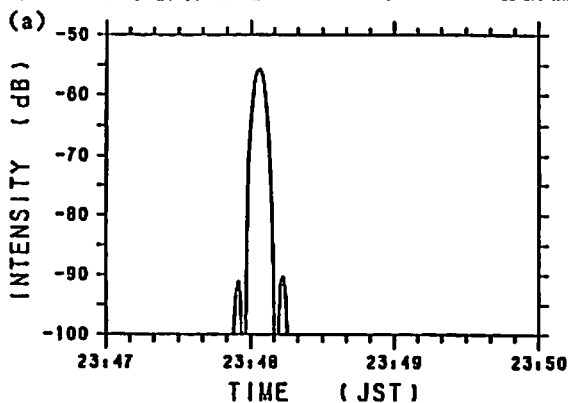


図4・(a) エコーパターンの理論値
(b) 理論値と観測データとの比較

である。また、図4・(b)は、この理論値と実際の観測データを比較したものである(破線はノイズレベル)。この図をみると、「EXOS-C」のエコーがそれぞれメインビームの前後でサイドローブによっても受信されていることがわかる。これをさらに詳しくみると、散乱断面積が時間的に一定であるとして計算した理論値では両サイドローブでの受信強度はほぼ同じであるのに対し、観測値では明らかに後のサイドローブでの受信強度の方が大きいことがわかる。これは散乱断面積がこの時間内で増加したことを示すものと思われる。

3.3 「EXOS-C」の散乱断面積の理論計算

「EXOS-C」では、4本のPPSアンテナのうち相対する2本をダイポールアンテナとして使用しているが、この場合MUレーダーの周波数(46.5 MHz)に対し約6波長に及ぶ長さとなり、散乱

ANTENNA PATTERN

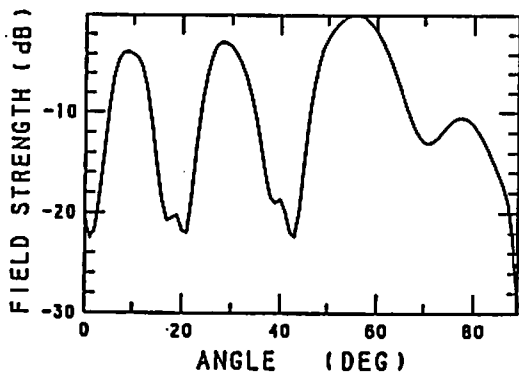


図5・(a) PPSアンテナのアンテナパターン

CROSS SECTION

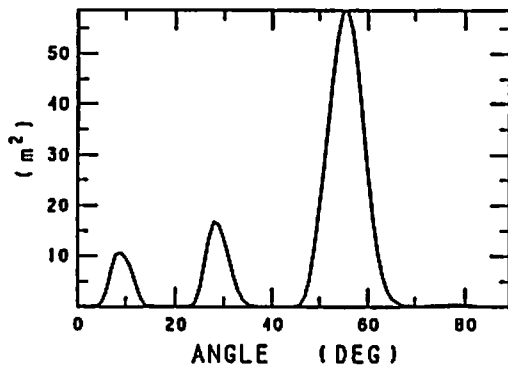


図5・(b) PPSアンテナの散乱断面積の計算値

断面積に大きく関与していることが予想される。そこでこのPPSアンテナについて、その散乱断面積を理論的に計算することを試みた。

図5・(a)は、このPPSアンテナのアンテナパターンである⁵⁾。ここで横軸は、衛星の軸と観測方向のなす角 θ である。このパターンより、アンテナがMUの電波に対して整合がとれているという条件の下で散乱断面積を求めると、図5・(b)のようになる。これはアンテナの有効面積と指向性利得を掛け合わせることで求められることができる。この図を見ると、視線方向によって散乱断面積がかなり大きく変化することがわかる。そしてこのことは、観測結果において一つのデータのみが特に大きな散乱断面積を示したり、スピン衛星でないにもかかわらず短時間の間に散乱断面積の変化が観測されたという事実にはまっている。また、数値的にも観測値が理論計算値の範囲内に入っており、矛盾しない結果が得られている。

4・「EGS」の観測

4.1 「EGS」の概要と構成

「EGS」は1986年8月13日、H-1ロケットによって打ち上げられた国産初の測地用実験衛星であり、高度1500km、傾斜角約 50° の円軌道を約1時間56分の周期で周回している。

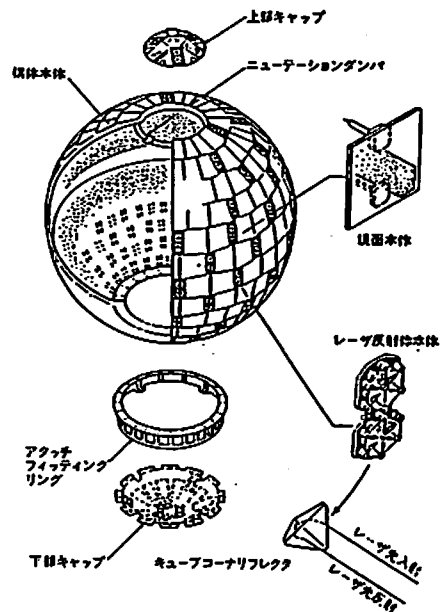


図6 「EGS」の構成図

図6に「EGS」の構成図を示す⁶⁾。

「EGS」自身は電波をまったく発せず、その距離測定はレーザー光反射の往復時間から、方位測定は衛星の太陽光反射を、恒星を背景とした写真撮影することによって行う。そのために、太陽光を反射するための318枚の鏡面（Al蒸着板）とレーザー光を反射するための120組のキューブコーナーリフレクターがガラス繊維強化プラスチック製の球殻上に装着されていて、全体として直径2.15mの球に内接する多面体の形状をしている。

4.2 「EGS」の観測結果

「EGS」の観測は1986年9月から1987年7月にかけて計18回行ったが、このうち「EGS」からのエコーが確認できたのは12回であった。図7はこの12回のデータについてそれぞれ散乱断面積を計算した結果をまとめたものである。

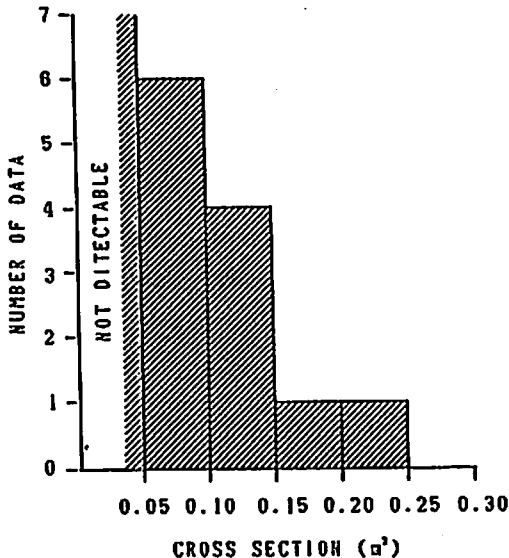


図7 「EGS」の散乱断面積の観測結果

これを見ると、「EGS」の散乱断面積の大きさはほぼ0.1m²程度となることがわかる。

ところで今、完全導体球の散乱断面積は図8のようになることがわかっている。この図で横軸は球の断面の円周を波長で割った値であり、縦軸は散乱断面積を球の断面積で割った値である。

この図にMUの波長 $\lambda = 6.45$ m、「EGS」の半径 $a = 1.075$ mをあてはめると散乱断面積は約12.7m²となり、観測値と比べるとかなり大きな値になってしまう。

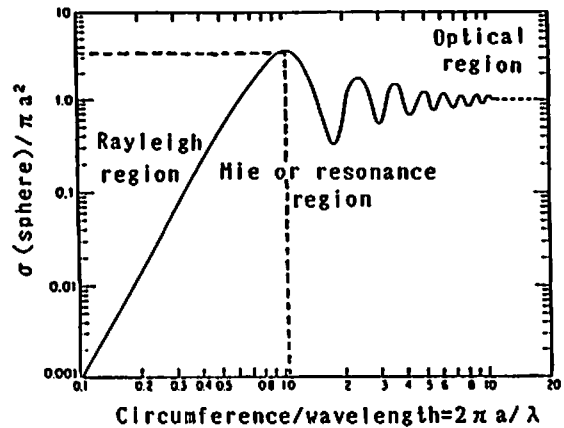


図8 完全導体球の散乱断面積

4.3 「EGS」の散乱断面積の理論計算

「EGS」はその表面積の大部分が鏡面で占められているが、全体を一つの完全導体球として考えると前述のように散乱断面積は観測値よりかなり大きくなってしまふ。この原因として鏡面同志が完全に絶縁されているということが考えられる。つまり衛星全体の大きさとしては共振領域にあるにもかかわらず、鏡面間では完全に絶縁されているために誘起される電流がそこで分断されてしまい、結果としてレイリー散乱となっているということである。そこでこれらの鏡面についてそれぞれ一枚ごとに散乱波を求め、それらを足し合わせることによって「EGS」の散乱断面積の理論値を求めることにする。

「EGS」の鏡面は、それぞれ一辺が20cmの正方形と見なし得る。しかし正方形の場合には、散乱波の厳密な解が得られていない。そこで正方形の鏡面を、理論的な解が得られている円板で近似することを考える。

いま一辺の長さが a の正方形の完全導体板があるとす。この板に対し垂直な方向から観測するとこの導体板の散乱断面積は実験結果から経験的に

$$\sigma = 114 \frac{a^6}{\lambda^4}$$

と求められている⁷⁾。ここで λ は波長である。

次に半径 b の円板形完全導体板を考えると、理論計算から垂直な方向に対する散乱断面積は

$$\sigma = \frac{64}{9\pi} k^4 b^6$$

となる¹⁾。ここで k は波数である。この二式を比べると、両者は πa^2 と b^2 、すなわち面積が等しいときに散乱断面積もほぼ等しくなることがわかる。よって正方形の鏡面を、それと面積の等しい円板に置き換えて「EGS」のモデル化を行うことにする。

図9は、計算に用いた「EGS」のモデルである。

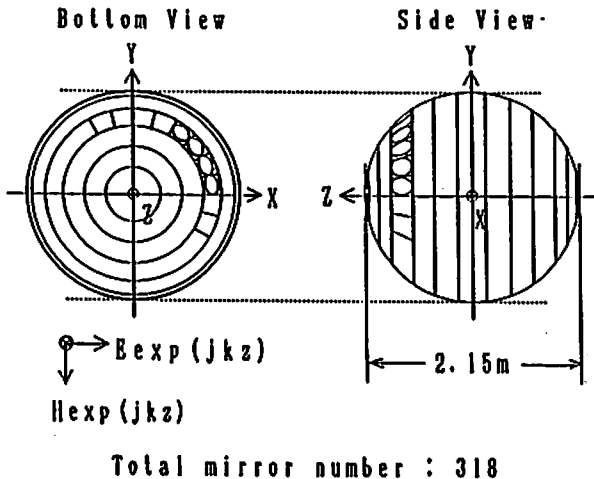


図9 「EGS」のモデル化

このように「EGS」のモデルとして直径2.15mの球を13段に分け、これに318枚の円板形の鏡面をほぼ均等に配置してあるものを考えた。

図10に計算結果を示す。ここで横軸は図9におけるZ軸とレーダーからの入射電波の成す角度である。

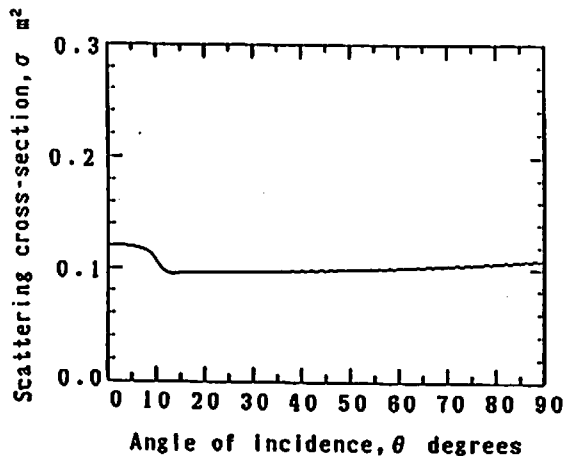


図10 「EGS」モデルの散乱断面積の計算値

この図から、電波の入射角に関係なく「EGS」のモデルの散乱断面積はほぼ 0.1m^2 程度の値を

示していることがわかる。そして、この値は観測結果に非常によい合致を示している。

5・軌道運動物体の統計的探索

5.1 観測方法

軌道運動物体の統計的探索の手法としては、一定時間ある方向にレーダーのビームを固定しておいてエコーパワーのデータを取り込み、オフライン処理によって不要信号を取り除いた後、受信されたエコーの数を高度別に、あるいは散乱断面積の大きさ別にカウントするという方法をとっている。今回は同時に4ビームを天頂角20度でそれぞれ東西南北に向けて観測を行った。

5.2 軌道運動物体からのエコーの選出

まず散乱エコーと外来ノイズとの識別であるが、これはあるしきい値を設定することによって行っている。このしきい値としては平均雑音レベル P_n と雑音のゆらぎの標準偏差 σ を用いて、通常 $P_n + 3\sigma$ をとっている。この場合雑音のゆらぎが正規分布であるならば、雑音を信号と見誤る確率は約0.13%となる。

しきい値によって選ばれたエコーは、サイドローブによって受信されたエコーも含まれるためこのままでは同一物体からのエコーを重複して数えてしまう可能性がある。従ってこれらを除去する必要がある。その方法として、互いのエコーの時刻差と高度差を利用している。いま同一物体が左右の2つのサイドローブで受信されるとすると、それら2つのエコーの受信時刻の差は両サイドローブ間の幅と物体の高度から求めることができる。同様に両サイドローブによる受信高度の差もこれらから求めることができる。よってそれぞれのエコーについてこれらの時刻差と高度差を求め、この範囲内に別のエコーが存在する場合、これらのエコーは同一物体からのエコーであるとして一方を除去するのである。図11・(a)~(c)にその実際例を示す。これをみると図11・(b)では4つのエコーが確認できるが、図11・(c)ではそのうち2つのエコーが除去されているのがわかる。

以上のようにして得られたエコーにはまだ流星飛跡からのエコーが含まれておりこれを除外する必要がある。流星エコーは主に高度約80~

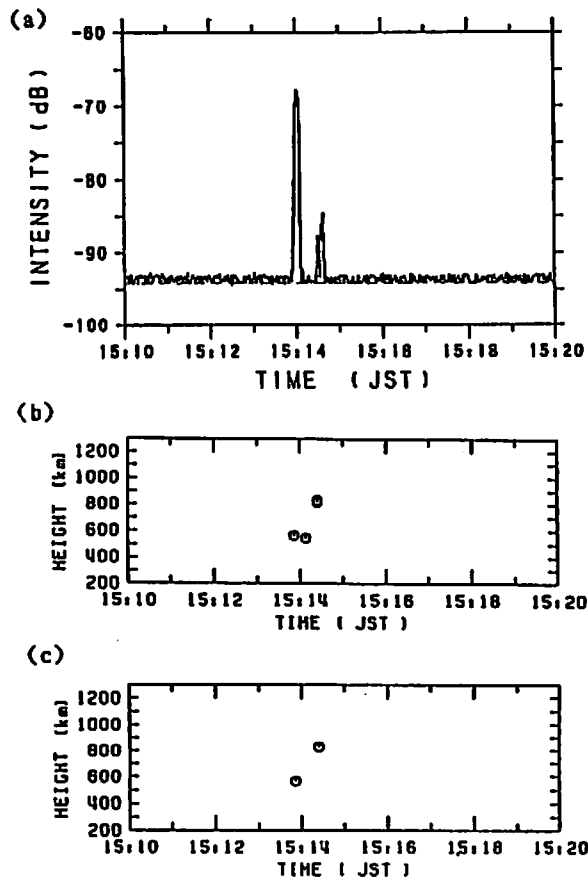


図 11・(a) エコーの観測データ
 (b) カウントされたエコーとその高度 (処理前)
 (c) カウントされたエコーとその高度 (処理後)

260kmで観測されるが、これらのエコーは干渉性であるため、サイドロープで受信されたものでも十分な強度を持っていることがある。そのため高度 300km以上のレンジでも流星エコーが含まれている可能性は十分ある。これを除外する方法としてはエコーパターンによる方法が考えられる。図 12・(a)は軌道運動物体からのエコーの典型的なパターンである。一方図 12・(b)は流星エコーと思われるものである。この図からわかるように、軌道運動物体からのエコーでは物体が一つのアンテナビームパターンを通過する時間に対応したエコーパターンが受信されるのに対し、流星エコーの場合には拡散の時定数が1秒以下と短いため、鋭いエコーが受信されるのが特徴である。この違いを利用することによって流星エコーを除去することが可能である。

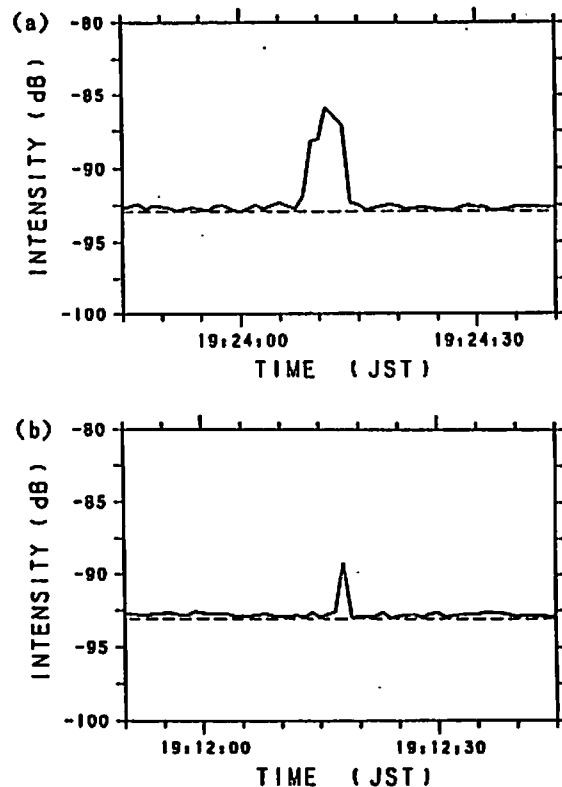


図 12・(a)軌道運動物体からのエコー (660km)
 (b)流星飛跡と思われるエコー (740km)

このほかにもスプレッドF等、電離圏の不均質構造からの持続的なエコーが認められる場合もあるが、その場合にはそれらを含むデータは用いないことにした。

5.3 観測結果

5.2で述べたような手法によって得られたエコーの高度分布、及び散乱断面積の分布を求めた。図 13・(a)は得られたエコーの高度分布を示したものである。斜線部は流星エコーを除いたもので、軌道運動物体からのエコーと思われる。観測時間は延べ34.5時間である。図 13・(b)はこの軌道運動物体からと思われるエコーのみの高度分布である。ドットで示してある部分は最高高度1240kmにおけるMUレーダーの観測可能な最小散乱断面積 0.022 m^2 より大きな散乱断面積を示したエコーについての分布である。図 13・(a)をみると約半数ほどが流星エコーとして除かれていることがわかる。また図 13・(b)のドット部分をみると高度800km付近でエコー

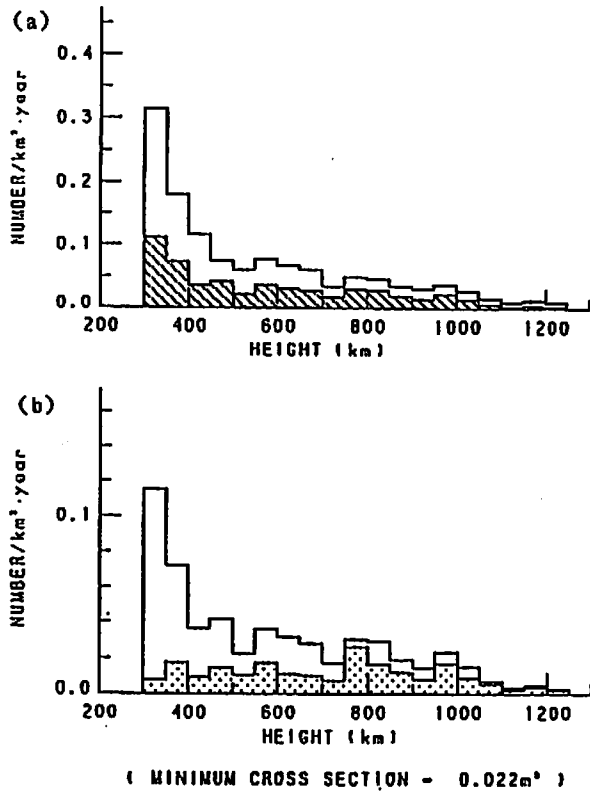


図 13 ・ (a) 散乱エコーの高度分布
(b) 軌道運動物体の高度分布

密度が最大になっているのがわかる。

散乱断面積の大きさの分布を各高度別に示したものが図 14・(a)~(e)である。斜線部は流星エコーを除いたものである。また(a)以外はすべて同じスケールで示してある。これらの図にはその高度における、観測可能な最小散乱断面積を破線で示してある。これを見ると一般に各高度の散乱断面積の小さな部分におけるピークは流星エコーによるものであり、全体的には大きさに対してほぼ一様に分布していることがわかる。しかし700~900kmにおいては、0.1~0.3m²に顕著なサブピークが見られる。

6. あとがき

以上、MUレーダーを用いた「EXOS-C」・「EGS」の観測結果と理論的考察、及び軌道運動物体の統計的探索について述べてきた。

「EXOS-C」の観測からは細長い物体の散乱断面積はその視線方向によってかなり大きく変化することがわかった。また、「EGS」の観測からは、誘起電流が各所で分断されるような構造を

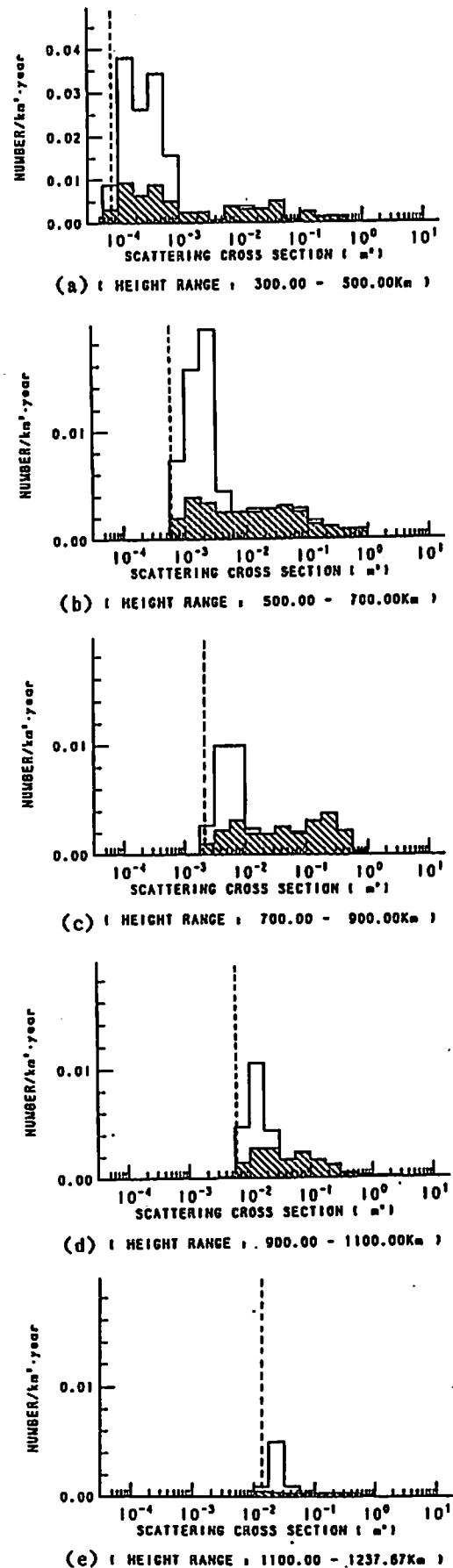


図 14 散乱断面積の大きさの分布
(破線はしきい値レベル)

持った物体は見かけの大きさよりも小さな散乱断面積

を持つことがわかった。

今回、統計的探査において流星エコーの除去は人間の目で判断して行った。しかし今後は大量のデータに対処するためにも5.2節で述べたようにエコーパターンから判断する流星エコー除去アルゴリズムを開発し、自動化を行って行きたいと思う。

最後に、平板の散乱断面積について御教示頂いた東北大学の安達三郎教授に深く感謝致します。また、このプロジェクトは京大超高層電波研究センターのMUレーダー共同利用課題の一つとして行ったものであり、同センターに謝意を表します。

参考文献

- 1) Kesser, D.J., Orbital debris environment for space station
- 2) Nagatomo, M. and K.Sato, Earth satellite collision probability in space station era, Pergamon Press, 1985.
- 3) Fukao, S., T.Tsuda, T.Sato, S.Kato, K. Wakasugi, and T.Makihira, The NU radar with an active phased array system:2, In-house equipment, Radio Sci., 20, 1169-1176, 1985.
- 4) 大家寛, 科学衛星EXOS-C中間報告書, 宇宙科学研究所, 5-6, 1982.
- 5) 多田重之, 科学衛星EXOS-Cを用いたMUレーダーアンテナパターン測定システムの開発, 京都大学工学部修士論文, 5-6, 1984.
- 6) 佐々木稔, 橋本英一, 測地実験機能部, 電子通信学会, 69, 803-807, 1986.
- 7) Ruck, G.T., D.E.Barrick, W.D.Stuart, and C.K.Krichbaum, Radar Cross Section Handbook, chapter 7, Plenum Press, 1970

銀河背景放射の観測

前田 耕一郎 (兵庫医大)
前田 佐和子 (大阪短大)
佐藤 亨 (京大超高層)

1. はじめに: MUレーダーの電波天文観測への応用

MUレーダーは、中高層大気の運動を観測することを主目的として建設された装置であるが、電波天文学的に見ても興味のある装置と言える。アンテナの有効面積の広さもさることながら、フェイズドアレイとして高速でビームを振ることができるところは、電波天文観測を行なう場合にも有用となる。しかし、ドップラーレーダーとしての運用に主眼が置かれているため受信システムとして考えた場合、必ずしも整備されているとは目えない。受信パワーの絶対校正を行なうシステムを持っていないし、ゲインの変動をチェックするシステムもないからである。したがって、MUレーダーによる電波天文観測を考えた場合、ゲインの安定度をどのようにチェックするか、絶対校正をどのようにして行なうかが基本的な問題となる。

46.5 MHzでの観測対象としては、銀河背景放射、いわゆる“強い電波源”(たとえば、Cas A, Cyg A など)、木星シンクロトロン成分、土星のSED (Saturn Electrostatic Discharge)、バルサー等が考えられる。銀河背景放射は、あらゆる方向から来ており、輝度温度も約 10^{-4} Kと非常に強い放射であるのでシステムのチェックを行ないながら観測するのに適している。また、中高層大気のレーダー観測において、エコーを受信する際のノイズレベルは、主にビーム方向の銀河背景放射によって決まる。したがって、銀河背景放射の強度分布を知っておくことは、レーダー観測においても有用である。そこで、我々は、銀河背景放射のマッピングを第1番目のテーマとして取り上げ、過去3回の観測を実施した。後で言及するいくつかの理由のため、まだ強度分布図を作るのに十分なデータを得てはいないが、これまでの観測に基づいて、ビーム方向およびゲインの安定度をチェックするとともに、Cas Aのフラックス密度を基準にした絶対校正の方法についても検討したので、それらの結果について述べる。

2. 観測

観測は、いずれも、子午面内にある、つまり、天頂から南あるいは北に振ったビームを用いて、右回り円偏波で行なった。ある方向のビームで観測を1日行なうと、ある赤緯に沿っての銀河背景放射を観測することができる。MUレーダの場合、アンテナビームを高速で切り換えることができるので、実質的には多ビームでの観測が可能となる。アンテナビームは、天頂より 30° 振ることができるので、赤緯が $+5^\circ$ から $+65^\circ$ の領域を観測することができる(図1)。アンテナビームの南北方向の幅は平均して約 4° であるから、16ビームを用いれば1日で観測可能な領域のデータが得られることになる。しかし、実際には、データの再現性によりゲイン変動のチェックを行なうので、少なくとも2-3日のデータが必要である。

第1回目の観測(1985年10月28日-10月30日)において、1日目と2日目で共通に取ったビームの出力を比較したところ、2日目の出力は1日目の出力に対して最大で5 dB低下していることがわかった。他のビームについても調べたところ、すべてのビームの出力に同程度の出力低下が認められた。したがって、この出力低下は、どのビームにも共通した部分のゲイン変動に起因するものと考えられる。第2回目の観測(1986年7月29日-8月1日)においても同様のゲイン変動を経験した。ゲイン変動の幅は最大4 dBであり、徐々に変化している部分やステップ状に変化している部分もあり、信頼性の乏しいデータしか得られなかった。第3回目の観測(1987年1月28日-1月30日)においては、前2回の観測では経験しなかった混信によりかなりの部分のデータが失われた。ビームによって入り方が大きく異なっているので、明らかに外部からの混信と考えられるのだが、混信源については

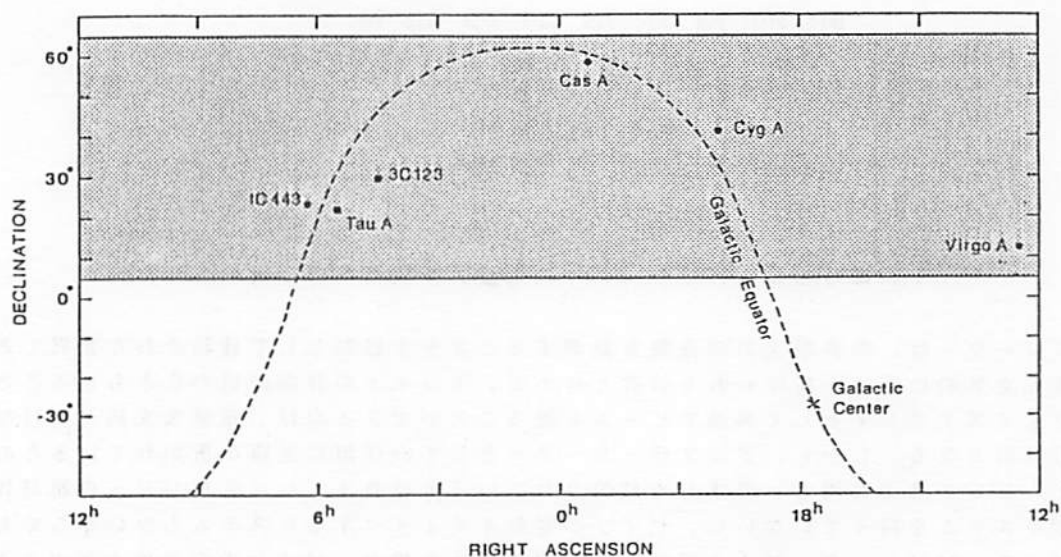


図 1

図 1 M U レーダーにより観測可能な空の領域

はっきりしていない。しかし、混信のない部分については、3日間にわたりゲイン変動の幅が $0.1 - 0.2$ dB 以下と極めて再現性の良いデータが得られた。この間、第2回目と第3回目の観測の間で増幅回路に一部不安定な箇所が見つかったので、それが、1, 2回目のゲイン変動の原因と考えられる。したがって、第3回目のデータが M U レーダー本来の性能を表わしているものと考えられる。

3. 絶対校正の方法

電波領域の絶対スペクトラムが良く知られている Cas A を用いて出力の絶対校正を行なってみた。アンテナのビーム幅に比べて Cas A は十分小さな電波源とみなせるので、出力を等価雑音温度 T_{sys} で表わすと、

$$T_{sys} = T_{cas} + T_g + T_{in} \quad (1)$$

と書ける。ただし、

- T_{cas} : Cas A の成分
- T_g : 銀河背景放射の成分
- T_{in} : システム内の内部雑音

である。Cas A の 46.5 MHz でのフラックス密度を S とすると、

$$T_{cas} = F S A_e / k \quad (2)$$

と書ける。ただし、 F はポーラリゼーションに関する定数で、右回りおよび左回りの円偏波成分のフラックス密度をそれぞれ S_{RH} および S_{LH} とすると、右回り円偏波で観測した場合、

$$F = S_{RH} / S \quad (3)$$

$$S = S_{RH} + S_{LH} \quad (4)$$

なる関係がある。Elgaröy et al. (Astron. Astrophys. Suppl., 1981)によると、

$$S = S_0 \exp[-0.009(t-1980.0)] \nu^{\alpha_0+0.00125(t-1980.0)} \quad (5)$$

である。ここで、 $S_0 = 3.140 \times 10^{-23} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ 、 $\nu = 0.0465 \text{ GHz}$ であり、 t は観測年である。また、式(2)において k はボルツマン定数を表わし、 A_e はCas Aの方向でのアンテナ有効面積を表わす。天頂方向でのアンテナ有効面積を $A_0 (= 8330 \text{ m}^2)$ とすると、天頂距離 Z の方向での有効面積 A は、

$$A = A_0 \cos Z \quad (6)$$

と近似される。Cas Aの場合 $Z = 24^\circ$ であるから、 $A_e = 7610 \text{ m}^2$ となる。

実際の解析においては、まずCas Aの方向でのバックグラウンドの雑音温度を求める。ただし、バックグラウンドとは $T_g + T_{in}$ を指すものとする。図2に観測例を示す。図中の点線のようにバックグラウンドの変化を推定し、Cas Aの場所(点B)での値を求める。アンテナのビーム幅が比較的広い場合、この段階で不確定を生じるのはやむを得ない。Cas Aの位置での観測値(点P)と推定したバックグラウンドの値を用いることにより $T_{cas} / (T_g + T_{in})$ を求めることができる。式(2)より、 T_{cas} がわかるので、 $T_g + T_{in}$ が計算できる。その際、 F の値を仮定する必要があるが、この解析では偏波はランダムであるものとし、 $F = 1/2$ を用いた。他の場所でのバックグラウンドの雑音温度は、Cas Aの位置でのバックグラウンドの雑音温度から相対的に求められる。ただし、それができるためには、ゲインが十分安定していることが前提となる。図3に解析例を示す。第3回目の観測において天頂方向のビームで3日間にわたって得られたデータを1時間間隔で読み取り上に述べた方法で解析したものである。銀河背景放射の成分を求めるには、バックグラウンドからさらに内部雑音の成分を差し引かねばならない。現在のところ、システム運用中の内部雑音温度を知る方法がないので銀河背景放射の成分を求めるには至っていない。

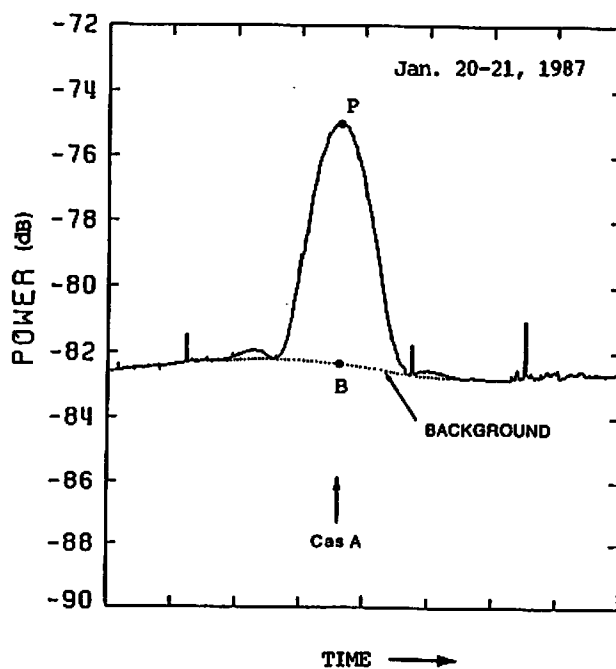


図2 Cas Aの観測例(縦軸は相対強度を対数スケールで示す)

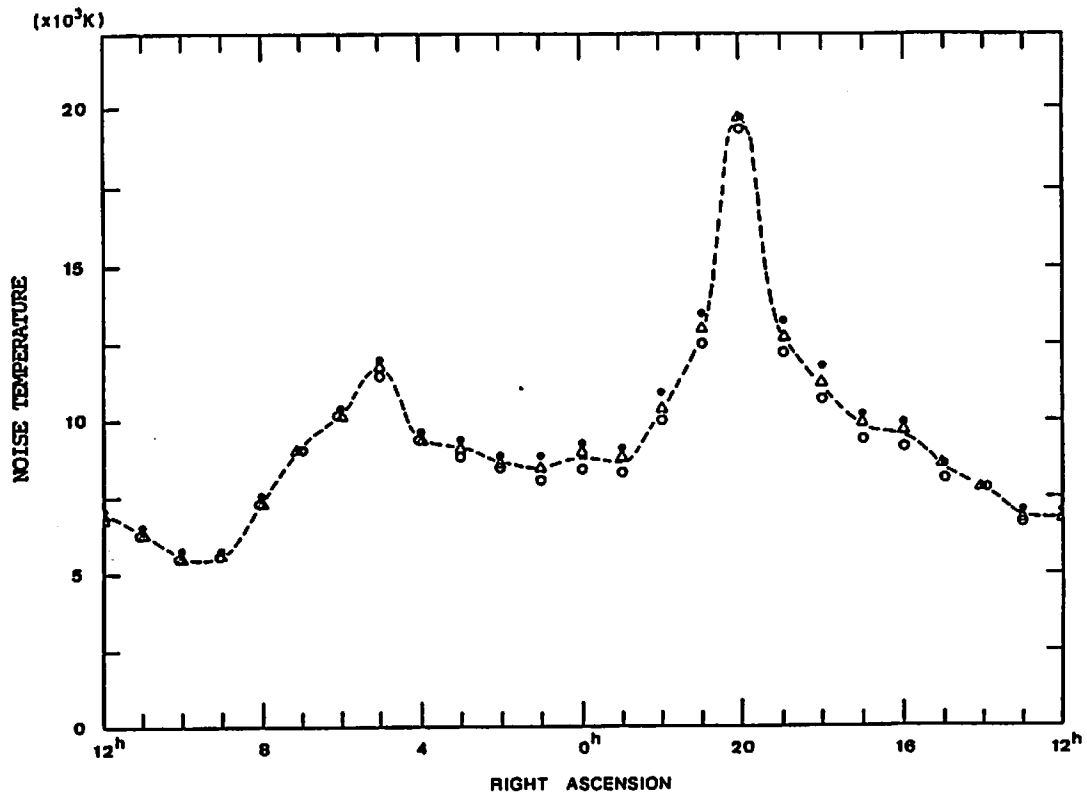


図3 天頂方向のビームで観測した場合のバックグラウンドノイズ

4. ビーム方向のチェック

強い電波源を使って、銀河背景放射のマッピングに用いるビームの方向をチェックしてみた。簡便のため第1回目の観測で得たクイックルックのデータ(約6分間の積分値)を用いた。後で示す結果からわかるように、ビーム方向チェックの目的であれば、この程度の時間分解能のデータで十分である。

6個の電波源の赤緯および使用したビームの指す方向の赤緯を図4に示す。この図からわかるように、電波源はビームの中心を通るとは限らない。解析の手順を示すために、図5にVir Aの例を示す。バックグラウンドを推定し(図5b)、差し引くことにより、電波源のみによる出力変動を求め、矢印で示した電波源の位置(赤緯)と比較した(図5a)。他の電波源について同様の解析を行なった結果を図6に示す。いずれの場合も出力のピークと電波源の位置は良く一致している。

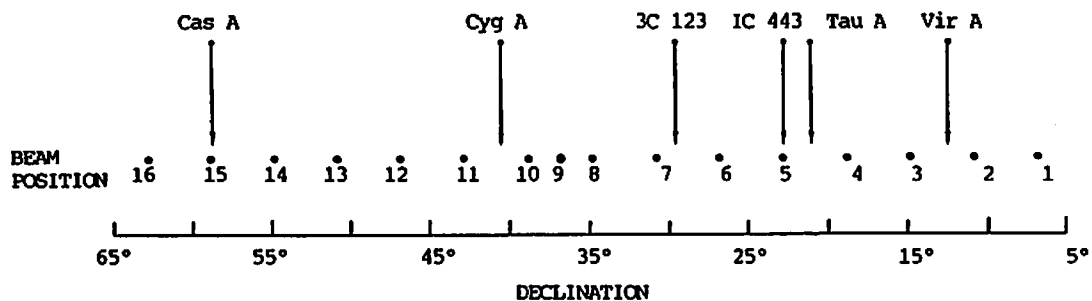


図4 電波源の赤緯およびビームの指す方向の赤緯

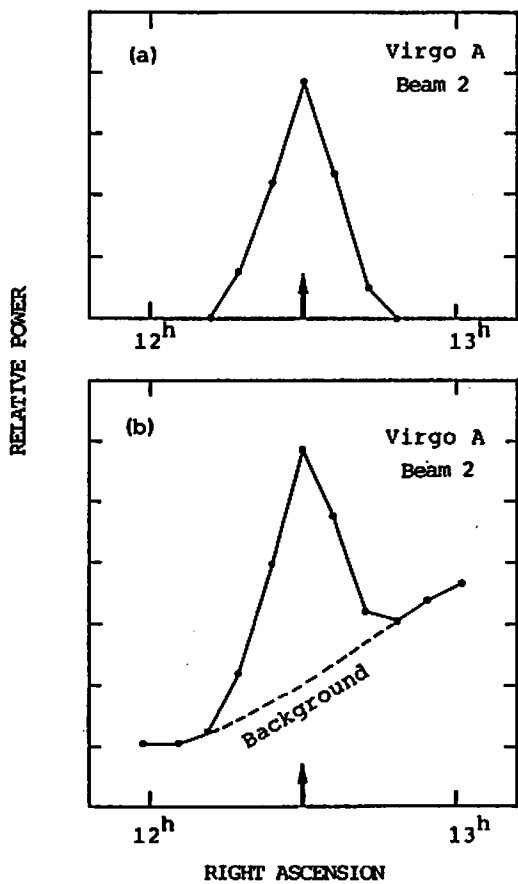


図5 電波源によるビームの出力変化の解析 (縦軸は相対強度をリニヤスケールで示す)

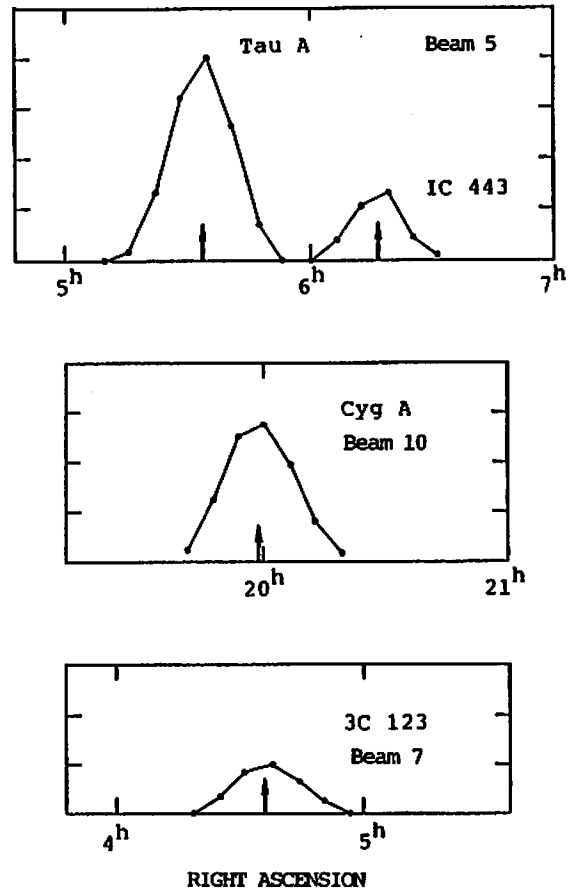


図6 電波源による出力変化と電波源の位置 (矢印) の比較

次に赤緯方向のビームの断面について解析した結果を示す。天頂距離 Z の方向にビームを傾けると、アレイの南北方向の有効基線長は $\cos Z$ に比例して減少する。天頂方向のビームのパワーパターンは半値幅が 3.6° の等方的なガウシアンで表わされるものとする。天頂距離 Z の方向のビームの南北方向の断面は半値幅が $3.6^\circ / \cos Z$ と広がったガウシアンカーブで近似されるはずである。図7に解析方法を示す。赤緯に対して電波源近傍のビームの

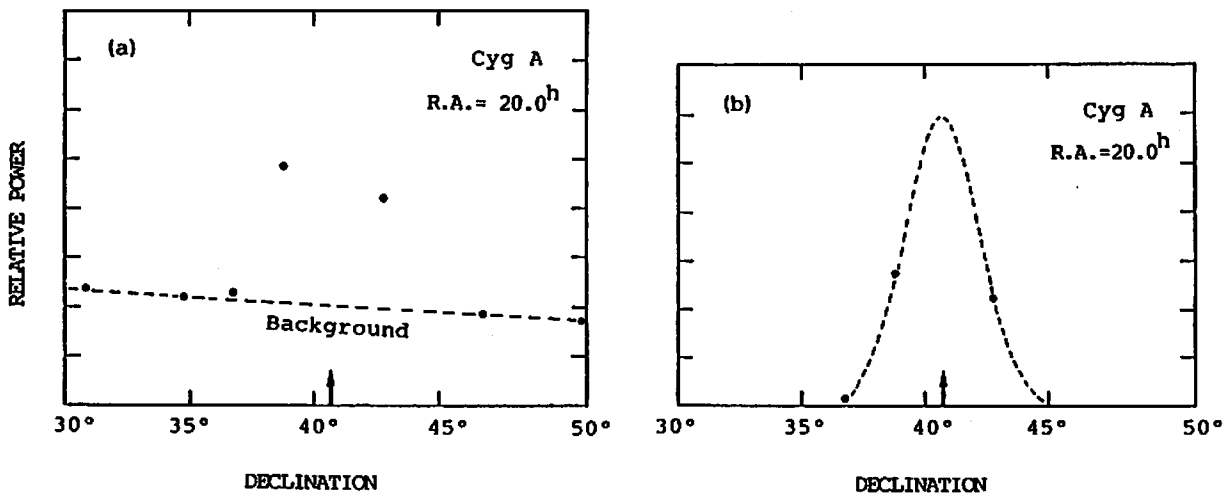


図7 各ビームの電波源による出力の解析および理論曲線との比較

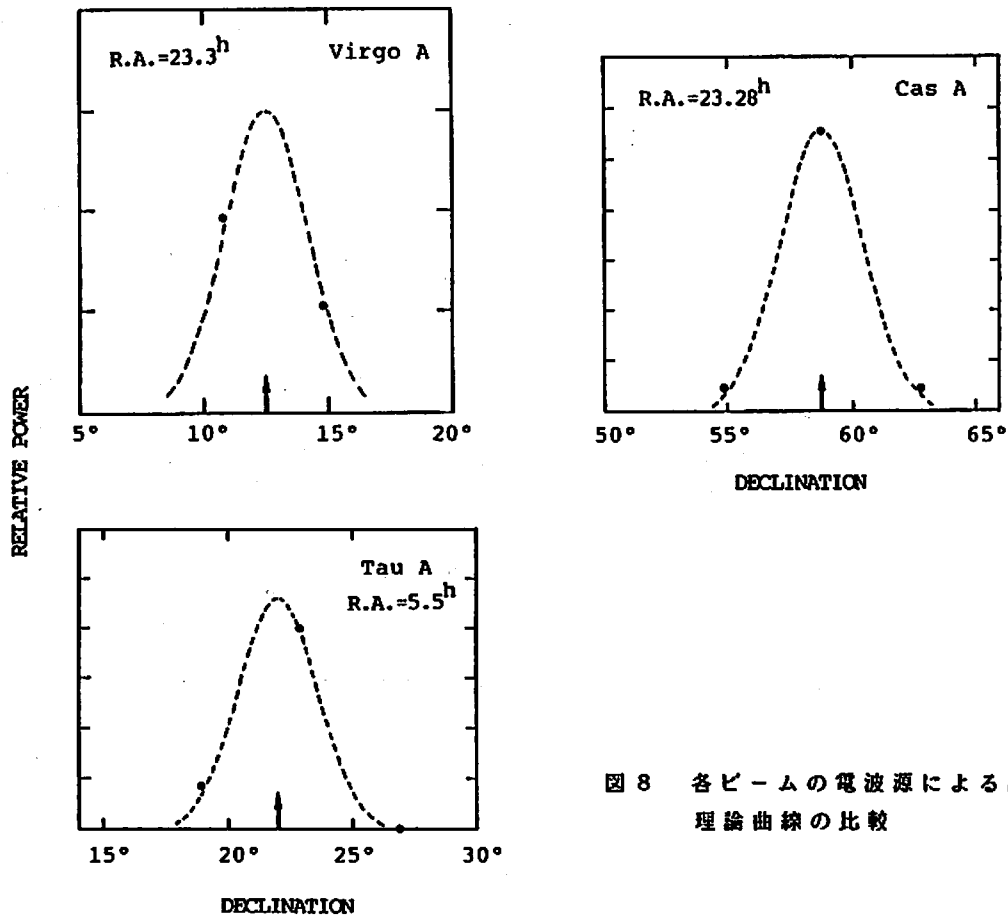


図 8 各ビームの電波源による出力と理論曲線の比較

出力をプロットし(図7a),バックグラウンドを差し引いて電波源による成分を得る。それを電波源の赤緯を中心とし,半値幅が $3.6^\circ / \cos Z$ (電波源)のガウシアンカーブと比較する(図7b)。図8に他の電波源による解析結果も示す。赤緯方向のデータ点は 4° 毎と荒いけれども,図からわかるようにデータ点は理論的なカーブと良く一致している。

以上より,少なくともチェックしたビームに関する限り,ビーム方向およびビームの形は理論的に計算されたものと良く一致している。

5. 結論

ビーム方向およびビームの形については,ほぼ理論的に計算されたものと合致する。第1回目および第2回目の観測においては,大きなゲイン変動があったが,第3回目の観測においては,ゲイン変動は $0.1 - 0.2$ dB以下であったと考えられる。したがって, MUレーダーをベストの状態に置けば,電波天文観測にも十分使えると結論できる。問題はベストの状態をどのようにチェックし,保つかである。空の同じ場所を定期的に観測しその出力をモニターすることによりシステム状態の診断を行なうのも一方法であろう。

低電力デジタル化アイオノゾンデ

佐藤 亨・深尾昌一郎・津田 敏隆・加藤 進
(京都大学超高層電波研究センター)

1. はじめに

電離圏観測の技術は、人工衛星による直接観測やISレーダーによる遠隔探測等が可能となって飛躍的な発展を見せたが、簡単で信頼性の高い定常観測手段として、短波帯電波垂直打ち上げ法(アイオノゾンデ)の果たす役割は依然として大きい。しかし周波数の過密化に伴って広帯域の周波数を使用するアイオノゾンデと他の通信手段との相互干渉の除去は困難となり、従来のkW級の送信出力を持つパルス方式アイオノゾンデを新設することは、少なくとも我が国では極めて困難な状況となった。また同時に外来波の混入の増加によって、受信されたアイオノグラムを読み取りは次第に容易でないものとなりつつある。

このような状況下で京都大学超高層電波研究センターでは昭和56~58年に滋賀県甲賀郡信楽町にわが国で最初の中層・超高層大気観測用大型VHF帯ドップラーレーダーであるMUレーダーの建設を行った¹⁾。このレーダーは従来のMSTレーダーと異なり電離圏観測用のISレーダーの機能も併せ持つため、電子密度の絶対校正の手段としてアイオノゾンデが必要となった。

そこで上述の諸問題を解決するため、マイクロ波帯レーダーにおいて用いられているパルス圧縮技術の一つであるFM CW方式(チャープ方式とも呼ぶ)を利用して送信出力を100W以下に抑え、また得られたデータをデジタル化して実時間処理を行い、外来雑音を除去するアイオノゾンデシステムの開発を行った。当初はデータ処理に用いたデスクトップコンピュータの能力不足等から十分な雑音除去の処理を行えず、時間分解能も1時間以上であったが、データ処理系のハードウェア・ソフトウェア両面の改良により、10分以下の時間分解能で読み取りに不自由のない程度の質のデータが取得可能となった。現在は郵政省電波研究所で行われている定常観測に合わせて、15分毎にアイオノグラムの取得を行っている。以下にこのシステムの概要と得られた結果の例を示す。

2. 観測の原理

アイオノゾンデは、短波帯の電波を電離層に照射し、送信周波数と等しいプラズマ周波数を持つ高度からの反射波を受信することによりその高度の電子密度を測定する装置である²⁾。従来のパルス方式のアイオノゾンデの原理は、短いパルス波形を送信し、エコーが受信されるまでの時間遅れから反射点の見かけ高さを決定し、送信周波数を変えながらこれを繰り返すものである。この場合、受信SN比は送信電力とパルス長に比例するが、高度分解能はパルス長に反比例するため、良好なSN比と高度分解能を両立させるためにはパルス長を短くし、送信電力を可能な限り大きくするしかない。MSTレーダー等によく用いられる2値パルス位相変調によるパルス圧縮の技術を適用することは原理的には可能であるが、パルスの全長が長くなると最低観測高度が高くなるため、あまり有効ではない。

FM CW法³⁾では一定の変化率 $s = df/dt$ で周波数 f を変化させながらCW波を送信し、同時に受信を行う。送信信号と受信信号の周波数差 f_0 は反射点までの距離(高度)を h_0 とすると、

$$f_0 = 2s / c \cdot h_0 \quad (1)$$

で与えられる。ここに c は光速である。従って受信信号を周波数スペクトル分析することによりエコー強度の高度分布を知ることができる。また、高度分解能 Δh は、受信信号の周波数分解能を Δf とすると、

$$\Delta h = c / 2s \cdot \Delta f \quad (2)$$

となる。

(1) 式より、観測したい最高高度 h_{max} が与えられると解析すべき最大周波数差 f_{max} 、すなわち受信に必要な有効帯域幅 $B (= 2 f_{max})$ が決定される。受信 SN 比は帯域幅に反比例するから、SN 比を上げるには周波数掃引速度 s を小さくすればよい。(2) 式より s を小さくすると Δh が大きくなるが、これは Δf を小さくすることにより解決される。このシステムでは受信信号はデジタル化され、周波数分析は FFT 型スペクトラムアナライザを用いて行うので、 Δf はデータ長 $T (= 1 / \Delta f)$ を長くとることにより、いくらでも小さくすることができる。

従って FMCW 法では、パルス法の場合と異なり送信出力を上げることなく SN 比と高度分解能の両方を改善することができ、低電力のアイオノゾンデシステムを実現できる。例えば以下に述べるシステムでは、

$$\Delta h = 6 \text{ km}, \quad s = 25 \text{ kHz / sec}, \quad \Delta f = 1 \text{ Hz},$$

$$h_{max} = 700 \text{ km}, \quad f_{max} = 117 \text{ Hz}$$

の値を用いている。パルス方式のシステムでこれと同じ高度分解能を得るためにはパルス長を $40 \mu\text{sec}$ 以下にすることが必要であり、帯域幅は 25 kHz 以上となる。従って同じ SN 比を得るにはピーク送信出力を約 100 倍の 8 kW 以上とする必要がある。ただし、このときのデューティ比 ($\sim \Delta h / h_{max}$) は 1% 程度となるから、平均電力ではほぼ同じである。また FMCW 法では Δh や s を余り小さくすると、 T が極端に大きくなり、時間分解能が低下する。上記のパラメータの場合 $T = 1$ 秒であり、 $2 \sim 18 \text{ MHz}$ の観測 (240 周波数点) に要する周波数掃引時間は 4 分であるが、FFT 処理等に要する時間を含めると約 9 分となる。

3. システムの構成

図 1 にシステムのブロック図を示す。送信周波数は $2 \sim 30 \text{ MHz}$ 可変、送信出力は 80 W である。送信時には、周波数シンセサイザで作られた $52 \sim 80 \text{ MHz}$ の固定周波数局発信号と $50 \text{ MHz} \pm 100 \text{ kHz}$ の範囲の周波数掃引信号を混合し、下側帯波を取り

IONOSPHERE SOUNDER-SHIGARAKI
BLOCK DIAGRAM

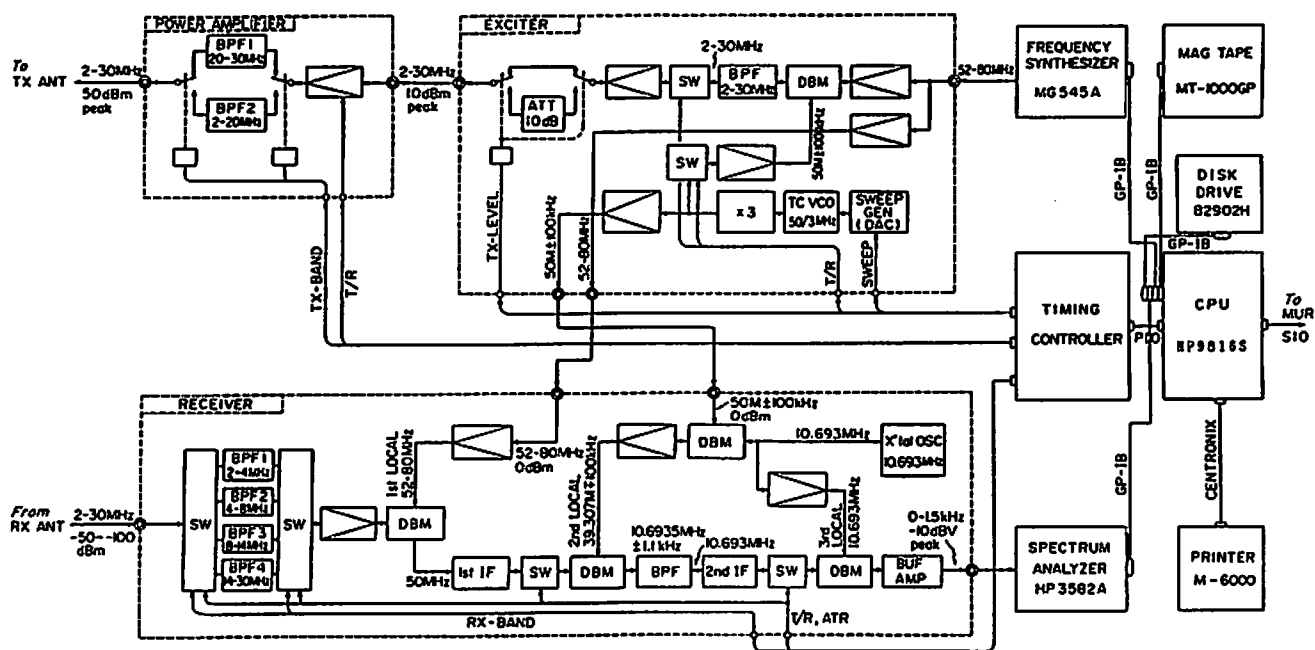


図 1. 信楽 MU 観測所アイオノゾンデシステムのブロック図。

出すことにより、RF信号を作る。送信信号は電力増幅された後、2～20MHzまたは20～30MHzの高調波除去用帯域通過フィルターを通され、アンテナに給電される。送信出力は固定であるが、試験用に-10dB(8W)の減力モードが用意されている。

受信信号は4つの帯域に応じたフィルターを通された後、送信時の局発信号である52～80MHzの第一局発信号により50MHz帯に変換され、50MHz±100kHzの周波数掃引信号から生成された39.307MHzの第二局発信号および10.693MHzの第三局発信号によりベースバンドに落とされる。第二中間周波における帯域幅は2kHzである。ベースバンド信号はスペクトラムアナライザによりデジタル化され周波数解析される。スペクトラムアナライザは102.4kHzの固定サンプル周期でデータをAD変換し、必要な処理帯域に応じて可変デジタルフィルタにより帯域制限を行う。

得られたパワースペクトルはCPUに送られ、雑音除去やAGC処理され、プリンターおよびCRTにグラフィック表示されると共に磁気テープに記録される。1周波数での処理が終わると、シンセサイザの周波数は、10MHz以下では50kHzステップ、10MHz以上では100kHzステップで増加され、次の周波数での観測が行われる。図2および3に、それぞれ送信機および受信機の周波数特性を示す。

送受信に用いられるアンテナは図4に示す形状の直交デルタ形アンテナである。このアンテナは地面を反射板とする進行波アンテナであり、最上部には600Ωの整合負荷が接続されている。送信アンテナおよび受信アンテナは、送受信信号の分離のため互いに直交して設置されている。図5にこのアンテナの周波数特性および指向特性を示す。

4. 送受信制御およびデータ処理

システムの制御および受信データの処理はヒューレット・パッカード社製デスクトップコンピュータHP9816Sが行なう。送信周波数範囲、周波数ステップや周波数掃引速度、掃引周波数範囲などはすべてCPUからプログラムにより制御できる。従って上述のパラメータによる標準的な観測モードのみでなく、特定の周波数範囲を高分解能で観測することなども自由に行える。設計段階では隣接して運用されるMURレーダーへの妨害を考慮して、高調波がMURレーダーの中心周波数である46.5MHzに一致する周波数のみを除いて掃引するモードも用意されたが、実際には両者の干渉は全くなく、このモードは利用されていない。

スペクトラムアナライザの出力はそのまま磁気テープに記録されると共に、アイオノグラムとして図形表示される。観測する周波数帯は短波放送などの多くの通信波を含むため、

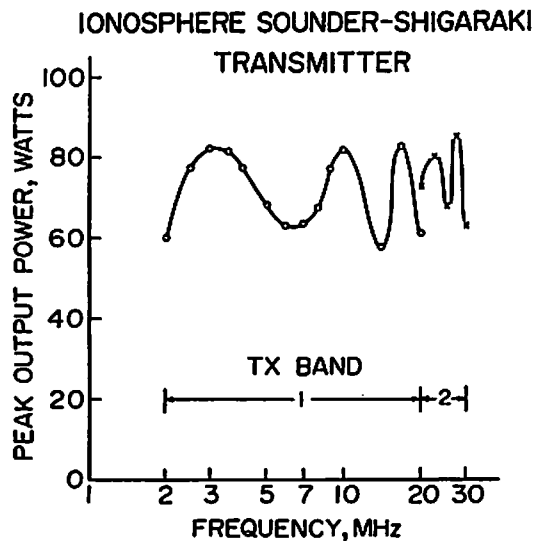


図2. 送信機の周波数特性。

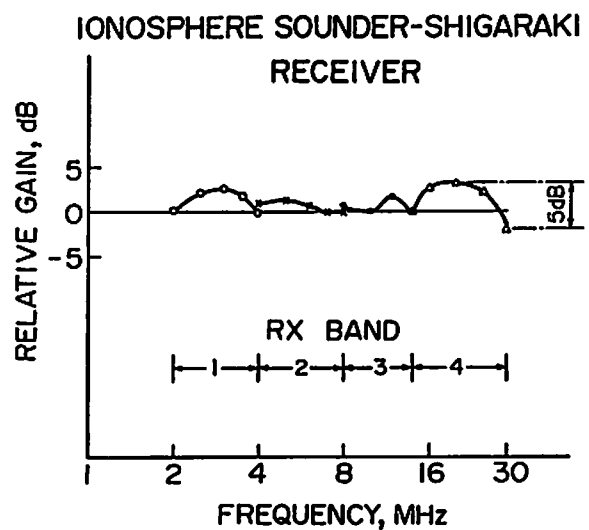


図3. 受信機の周波数特性。

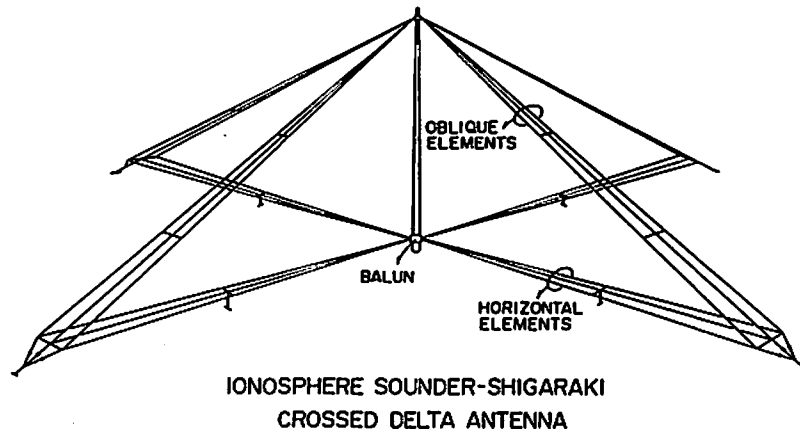


図 4. 送受信用直交デルタ形アンテナ。

IONOSPHERE SOUNDER-SHIGARAKI
ANTENNA

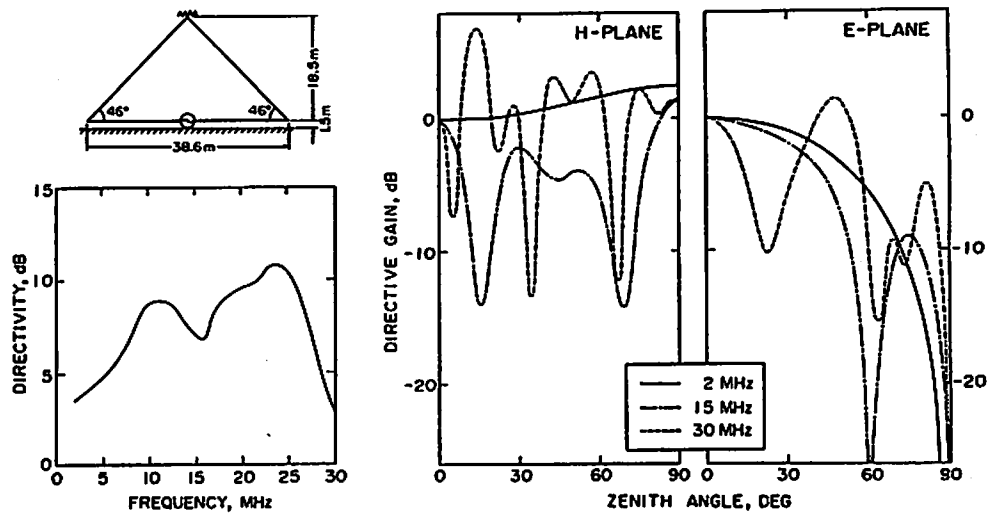


図 5. 送受信アンテナの周波数・指向特性。

受信されるスペクトルには多数の外来信号が混入する。これをそのまま限られたダイナミックレンジしか持たない濃淡表示にすると図 6 a) のようになり、電離圏よりのエコーの識別が困難になる。1つの観測周波数に対する周波数掃引幅は上述のモードでは 25 kHz であり、外来波の多くはこれに較べると狭帯域であるため、掃引のうち短時間にのみ受信信号に混入するスパイク状の妨害波となる。これを周波数解析すると平坦な特性となり、広い観測高度範囲で比較的一様に受信レベルが上がったように見える。そこで観測高度範囲を 8 分割し、各高度範囲の平均受信レベルのうち最も低いものを背景雑音レベルとして、これを受信信号から差し引いた結果を図 6 b) に示す。濃淡のダイナミックレンジは図 a) の 40 dB に対して b) では 20 dB である。この操作により外来信号の影響はかなり小さくなるが、受信機のリニアリティを越える強度の妨害を回復することはできないので、いくつかの周波数点でデータが欠落していることがわかる。

FMCW 法では送信系と受信系の分離度が十分取れれば、送信と受信を同時に並行して

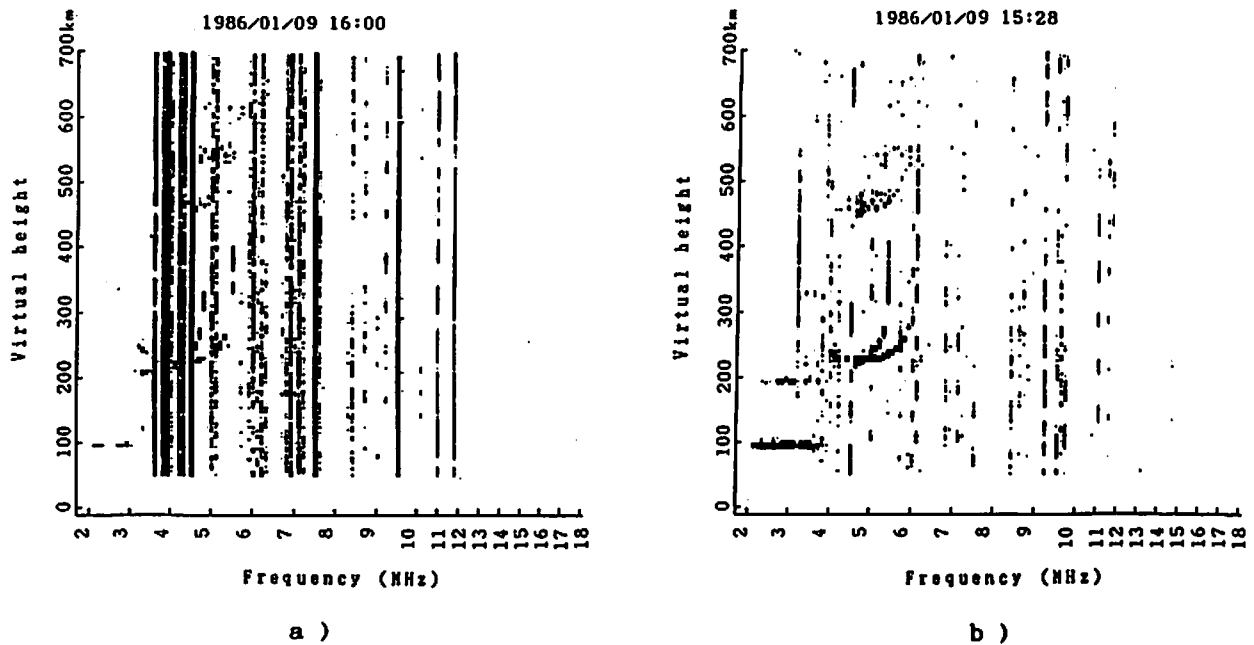


図6. 外来雑音除去操作前 (a)、および後 (b) のアイオノグラムの例。

行うことができる。しかしこれまでの所、同一地点で十分な分離度が取れた例はなく、送受信アンテナを20 km程度離れたバイスタティックシステムとするか、あるいは送受信を時分割する方法が用いられている⁹⁾。本報告のシステムでは50%のデューティ比で送信と受信を交互に行っている。このことは、平均送信電力が1/2になる以外に、次の2つの影響を及ぼす。

- 1) 観測高度によって受信信号に反射波が含まれる割合が変化し、三角波状の重みがかかる。この重みが極小となる付近の高度からは反射波が受信できない。
- 2) 送受信の繰り返し周期 (IPP) で受信信号に変調がかかるため、その周期に対応した周波数でスペクトルの折り返しが生ずる。

1) の効果による観測不能高度を観測高度範囲の外に出すにはIPPを大きくする必要があり、2) による折り返しが観測高度範囲内で起こらないようにするにはIPPを小さくする必要がある。図7 a) ~ c) は、IPPをそれぞれ8、4、2 msecとした場合のアイオノグラムの例である。図の右端にc) の場合に対応する観測の重みの高度変化を示す。IPP = 4 msecでは380 kmの高度を中心に折り返しが起こっており、2 msecでは280 km付近のデータが取得できない。この問題を回避するためにIPPをランダムに変化させる方法もあるが、図7 a) の高度380 kmに見られるような、DC成分 (周囲の山等からのクラッター成分) の折り返しなどが各高度にランダムに拡がり、効果は小さい。ここではIPPは3 msecに固定している。

図8は、このシステムにより取得されたアイオノグラムの昼間 (a) 及び夜間 (b) の観測例を示す。これは冬季の代表的な観測例であり、 f_oF_2 が昼夜で大きく変化している。最低観測周波数が2 MHzであるため、夜間は f_oF_2 か、場合によっては f_xF_2 のみが読み取り可能であるが、昼間にはE、F1、F2の各層の電子密度分布が測定できる。このシステムは、すでにMURレーダーによる電離圏観測時の電子密度絶対較正に用いられており⁹⁾、1986年はじめより定常観測を続けている。

5. まとめ

京都大学超高層電波研究センター信楽MU観測所に設置されているFM CW方式アイオノゾンデについてその原理と構成の概要を述べた。この方式により、従来の10 kW級バ

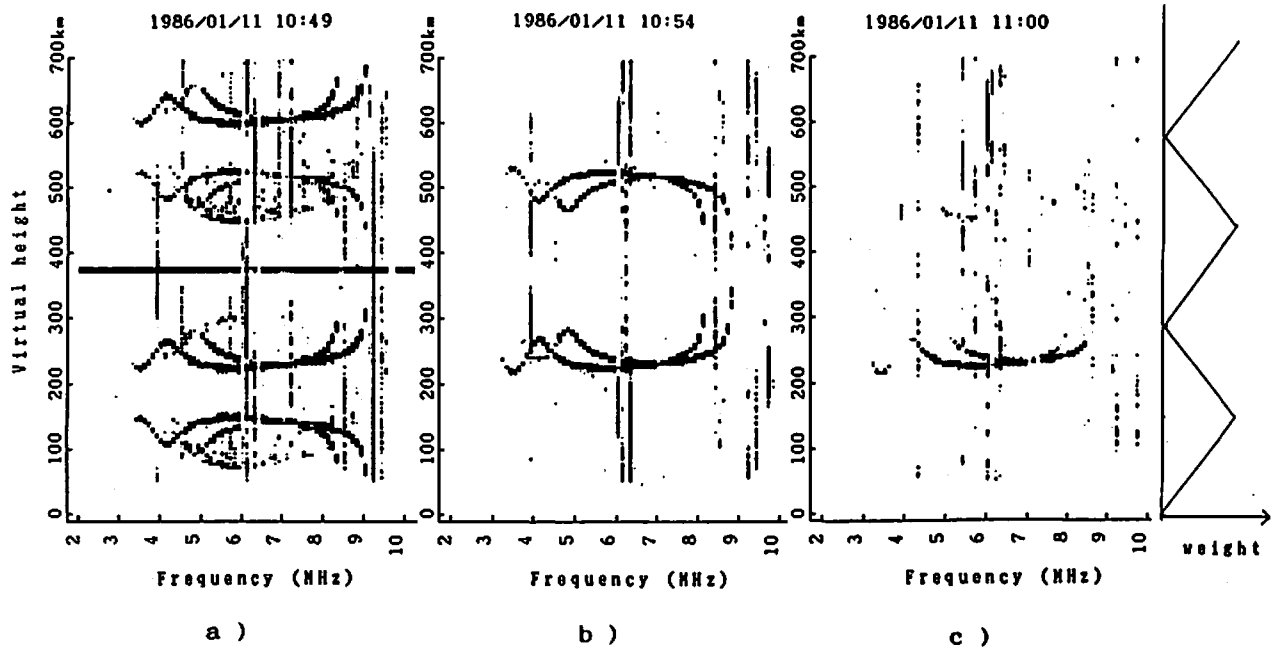


図7. IPPを変化させたときのアイオノグラムの例。a) ~ c) は、それぞれ IPP = 8、4、2 msec の場合を表す。右端の図は c) の場合の観測重みの高度変化を示す。

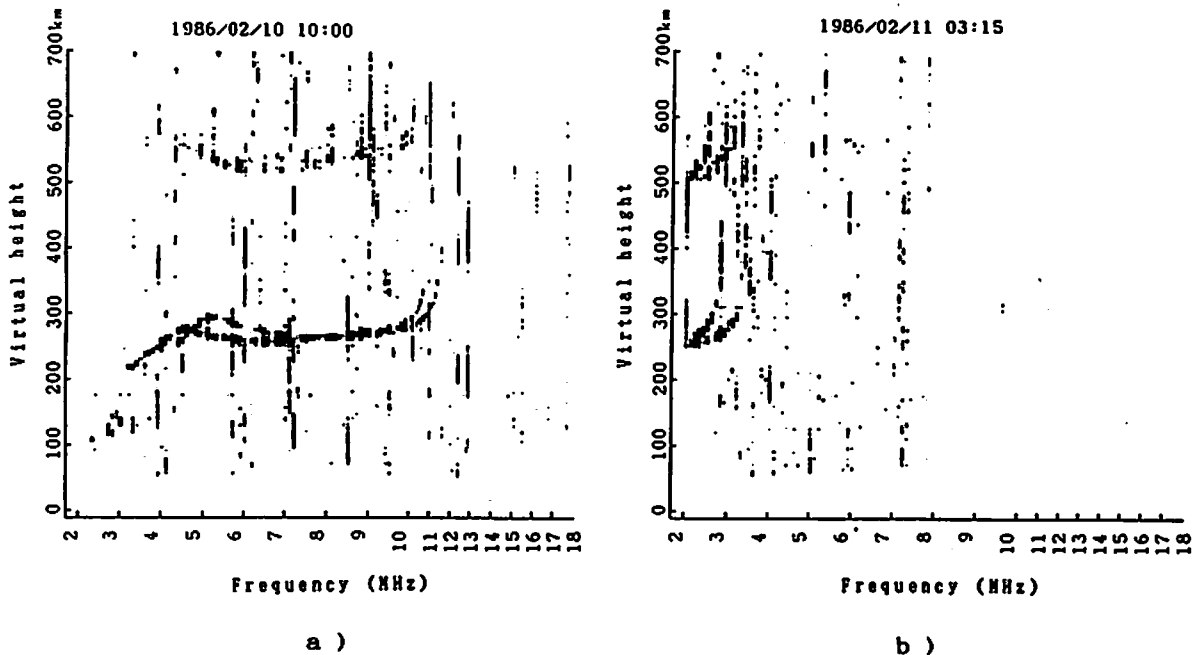


図8. 昼間 (a)、および夜間 (b) のアイオノグラムの観測例。

ルス方式アイオノゾンデと同程度の高度分解能とSN比を、80Wの送信出力で実現できることが示された。また処理をデジタル化することにより、外来雑音などの影響を軽減することが容易となった。しかし、受信機を飽和させるような強い外来波を受信機前段で除去する等、改良の必要な部分が残されている。また f_oF_2 等のパラメータの自動読み取りもデータ処理の重要な課題である。

謝辞

本システムの開発及び改良にあたっては三菱電機株式会社通信機製作所の各位の尽力を賜った。ここに深謝する。

参考文献

- 1) S.Kato, T.Ogawa, T.Ysuda, T.Sato, I.Kimura and S.Fukao, The Middle and Upper atmosphere radar: First result using a partial system, Radio Sci., 19, 1475-1484, 1984.
- 2) S.Fukao, T.Sato, T.Ysuda, S.Kato, K.Wakasugi and T.Makihira, The MU radar with an active phased array system: 1. Antenna and power amplifiers, Radio Sci., 20, 1155-1168, 1985.
- 3) 例えば、前田憲一・木村繁根「現代電磁波動論」、248pp、オーム社、1984.
- 4) G.H.Barry, A low-power vertical-incidence ionosonde, IEEE Trans. Geosci. Electron., GE-9, 86-89, 1971.
- 5) A.W.V.Poole, Advanced sounding 1. The FMCW alternative, Radio Sci., 20, 1609-1616, 1985.
- 6) T.Sato, A.Ito, W.L.Oliver, S.Fukao, T.Ysuda and S.Kato, Ionospheric incoherent scatter measurements with the MU radar, submitted to Radio Sci.

IONOSPHERIC INCOHERENT SCATTER MEASUREMENTS WITH THE MU RADAR

W. Oliver, S. Fukao, T. Sato, T. Tsuda, S. Kato

RASC, Kyoto University, Uji

A. Ito, I. Kimura

Department of Electrical Engineering, Kyoto University, Kyoto

INTRODUCTION

The Middle and Upper atmosphere (MU) radar was constructed at Shigaraki (34.85 degrees N, 136.10 degrees E) during 1981-1984, with observations commencing with a partial system in 1983. The basic concepts and descriptions of the completed system are described by Kato et al. (1984) and Fukao et al. (1985a-b). Kato et al. (1984, 1985, 1986) have described the first results obtained with this system for observing turbulence, winds, and related quantities in the middle and lower atmosphere. These reported uses have relied upon the strong coherent echo mechanisms occurring in the middle and lower atmospheric regions. The MU radar was also designed to have a secondary capability to observe the very weak incoherent scattering originating from the free electrons in the ionosphere. This paper reports the implementation of such an ionospheric incoherent scatter radar capability with the MU radar. We begin our presentation with a description of the radar system and compare its sensitivity for incoherent scatter detection with those of other existing incoherent scatter radars, then we exhibit several typical examples of results obtained with the system. We end with a discussion of some of the interesting geophysical phenomena observed to date.

DESCRIPTION OF THE MU RADAR SYSTEM

We present here a brief outline of the aspects of this system of particular pertinence to ionospheric incoherent scatter observations.

The MU radar is a monostatic radar with an active phased-array system. The operational frequency is 46.5 MHz and the maximum peak and average radiation powers are 1 MW and 50 kW, respectively. The antenna is a circular array with a diameter of 103 m. The nominal beamwidth is 3.6 degrees. A 1.65-MHz frequency band is allocated in Japan exclusively for MU radar operation. This allows interference-free reception for pulse transmissions as short as 1 μ s. The radar site is located in a hilly national forest, further protecting it from radio noise interference. Some of the basic parameters of the MU radar are given in Table 1.

TABLE 1. Basic Parameters of the MU Radar

Parameter	Value
Location	Shigaraki, Shiga, Japan (34.85 degrees N, 136.10 degrees E)
Geomagnetic parameters (300 km altitude)	Field strength: 0.0402 mT Declination: 3.8 degrees W Dip angle: 48.3 degrees Dip latitude: 29.3 degrees N
Radar system	Monostatic pulsed radar, active phased-array system
Operational frequency	46.5 MHz
Antenna	Circular array of 475 crossed yagis
aperture	8330 m ²
beamwidth	3.6 degrees (oneway, half power) (full array)
steerability	0-30 degrees off zenith, any azimuth, steering possible each IPP
partitioning	25 modules of 19 elements each, each separately driveable
Transmitter	475 solid-state amplifiers (one for each antenna element), 2.4 kW peak (120 W average) power each
peak power	1 MW maximum
average power	50 kW maximum
pulse length	1-512 μ s
bandwidth	1.65 MHz maximum
IPP	400 μ s to 65 ms

The most outstanding feature of the MU radar is its active phased-array antenna. In conventional radar systems a high-power transmitter feeds all array elements via a cascading feeding network. For the MU radar system, on the other hand, each element is fed by a separate low-power amplifier, and all of these amplifiers are coherently driven by low-level pulses to produce the desired output power. The MU system configuration allows very fast and almost continuous beam

steering as a result of the low signal levels at which the phase shifting and signal division/combination are carried out. This allows, in effect, simultaneous observation in multiple directions, a major advantage of the MU type system. Dish antennas, on the other hand, require mechanical motion to change pointing direction and hence can observe in different directions only sequentially, with associated time differences between observing directions and possible lost observing time during antenna transfer between these directions. The antenna array is divided into 25 groups of 19 elements each. Each of these antenna groups may be driven separately, and each antenna element may be driven independently. This allows multiple-beam and interferometry operation of the radar.

SENSITIVITY FOR IONOSPHERIC INCOHERENT SCATTER OBSERVATIONS

We wish now to compare the sensitivity of the MU radar for ionospheric incoherent scatter (I.S.) observations with the sensitivities of the other existing I.S. radars. We will investigate the signal-to-noise ratio (S/N), which is the critical factor for MU radar I.S. observations. The basis of our calculations is the "radar equation", which relates the transmitted and received signal strengths in terms of the radar characteristics, the geometry of the observation, and the "cross section" of the scattering medium. We refer the reader to the review of Evans (1969) for a discussion of the equations given below.

The received signal strength is given by the relation

$$P_s = (0.88 P_t L c T A N \sigma) / (16 \pi R^2) \quad (1)$$

where P_t is transmitter power, L is a system loss factor, c is the speed of light, T is transmitter pulse length, A is antenna collecting area, λ is radar wavelength, N is electron density, σ is the scattering cross section per electron, and R is range from radar to the scattering volume. The constant 0.88 in this equation is a factor resulting from the integration of the antenna gain over the beam shape. Evans (1969) gives a value of 0.76 for a typical parabolic antenna. We will use 0.88 consistently in our calculations. The scattering cross-section σ is a function of the ratio T_e of the electron and ion temperatures, $\sigma = \sigma_e (1 + T_e)$, where σ_e is the scattering cross section of an independent electron.

The received noise strength is given by

$$P_n = k B T_{sys} \quad (2)$$

where k is Boltzmann's constant, B is receiver bandwidth, T_{sys} is system (or noise) temperature. We must choose a receiver bandwidth wide enough to enclose the spectral width of the received signal. Signal spectral broadening is caused by two effects, (1) the spectrum of the pulse waveform and (2) the Doppler broadening caused by the thermal motions of the scattering medium. In the calculations below we will use a single long pulse of 500 μ s length. To match this assumed 500 μ s pulse, we need a filter width of 1/500 μ s = 2 kHz. The spectral broadening caused by the ionosphere is about four times the Doppler shift caused by an ion approaching the radar at mean thermal speed (Evans, 1969)

$$B = 4\Delta f l = (4f/c) (8kT/m)^{1/2} \quad (3)$$

where f is the radar operating frequency and T and m are the temperature and mass of the ion. For the predominant O^+ ion of the F region at $T = 1000$ K, $B = 2.72 \times 10^5 f$. When we compute equation (3) for the various operating I.S. radars, we find that the ionospheric spectral broadening is larger than the waveform spectral broadening for all radars except the MU and the Jicamarca radars.

We may then express S/N as

$$S/N = P_s/P_n = 3.80 \times 10^{29} (P_t L T A N \sigma) / (B T_{sys} R^2) \quad (4)$$

For our comparison of the MU radar with the other routinely operating I.S. radars, we will make calculations of S/N for the case of an electron density N of 10^{12} m^{-3} at a range R of 300 km altitude using a pulse length T of 500 μ s, a loss factor L of 0.75 (applicable to the MU radar), and a temperature ratio T_e of unity. For this case our S/N formula reduces to $S/N = 0.0790 P_t A / B T_{sys}$. Table 2 lists the pertinent parameters for each facility and the S/N computed from equation (4). Millstone Hill and EISCAT have multiple listings owing to the multiple antennas at these facilities.

On a relative S/N basis, we can see from this table that the MU radar is much less sensitive than existing I.S. radars, being comparable only with the small Millstone antenna, which is not used for routine ionospheric observations because of

the presence of much more sensitive systems at that facility.

TABLE 2. Comparison of the MU Radar with other Existing I.S. Radars

I.S. Facility	Freq. (MHz)	P _t (MW) (peak/avg.)	A (m ²)	T _{sys} (K)	B (kHz)	S/N
Jicamarca	49.9	6.0 / 0.4	84100	10000	2	2000
Arecibo	430	2.0 / 0.1	70700	150	11.6	6500
Millstone Hill A	440	2.5 / 0.125	3530	150	12.0	390
Millstone Hill B	440	2.5 / 0.125	1640	150	12.0	180
Millstone Hill C	1295	2.5 / 0.125	515	150	35.2	20
Sondrestrom	1295	5.0 / 0.12	1640	150	35.2	130
Saint Santin	935	0.15* / 0.15	8000	150	25.4	500
EISCAT A	933	6.0 / 0.5	804	150	25.4	100
EISCAT B	224	5.0 / 0.6	4800	150	6.0	2100
MU	46.5	1.0 / 0.05	8330	10000	2	33

* - Our radar equation applies to a pulsed radar. To compare with the CW system at Saint Santin we have simply used equation (1) with P_t = 20 x average power = 3 MW.

Note: Some values in this table are estimates.

On an absolute S/N basis, however, Table 2 shows that all of the listed facilities are highly capable of making an incoherent scatter measurement for the assumed ionospheric conditions. The uncertainty in an incoherent scatter power measurement, after noise subtraction and integration over K transmitter sweeps is

$$(\Delta P/P)^2 = 1/K \langle (1 + (N/S)^2) + (N/S)^2 \rangle \quad (5)$$

from which we can see that the power uncertainty does not improve greatly as S/N increases above unity but then depends largely on the number of independent samples (radar sweeps) averaged. In this sense, all of the radars listed in Table 2 are equally capable of making the designated ionospheric backscattered power measurement.

The long-pulse power measurement considered above is useful for monitoring the large-scale spatial structure of the ionospheric density behavior. To obtain the very important dynamical information (drift velocity, temperature, collision frequency, and additional deduced quantities), however, we must make spectral measurements of the backscattered signal. Such a spectral measurement requires the transmission of a waveform at least as long as the correlation time of the probed medium and is most efficiently implemented by a multi-pulse experiment (Farley, 1972). A 5-pulse experiment with 100-μs sub-pulses (recall from Table 1 that the total transmission time for each radar sweep is limited to 512 μs on the MU radar) will yield 10 lag positions to provide adequate definition of the spectrum. This reduction by a factor of 5 in the sub-pulse length requires that we increase the bandwidth of our receiver by a factor of 5, and we can see from equation (4) that the combined effect of a reduced T and an increased B results in a decrease in S/N by a factor of 25. This reduces our S/N for the ionospheric case examined above (Table 2) to about 1.3. An additional deteriorating factor incurred in multi-pulse transmissions is that of "self-noise", owing to the fact that each receiver sample contains scattered returns from each transmitted pulse (coming from different altitudes). In our case, this would further reduce our S/N to about 0.2. This value of 0.2 is adequate for such spectral measurements but applies only for our assumed ionospheric condition of a rather high electron density. In practice we find that the MU radar signal strength for multipulse spectral measurements is often reduced to a few percent even at the F region peak, and long integration times are hence required to extract geophysically useful spectral information.

MU RADAR I.S. EXPERIMENTS

Several types of I.S. experiments have been implemented on the MU radar according to the type of ionospheric parameter desired to observe. Because low S/N is the main limitation in these experiments we have generally used long pulses or pulse trains to make effective use of the 5% duty cycle capability of the transmitter, sacrificing fine-scale resolution for improved signal strength. In some cases finer height resolution has been regained through the use of pulse compression. The experiments nominally use four beam positions (magnetic north, east, south, and west at 20 degrees zenith angle) to allow reconstruction of vector velocities.

A 7-bit Barker code with a 64-μs sub-pulse has usually been used for power

profile measurements. This yields electron density measurements in the E and F regions. Multipulse transmissions have been used for spectral measurements to measure F region thermal and drift motions. These have included 2-, 3-, 4-, and 5-pulse measurements, yielding, respectively, 1, 3, 6, and 10 lags on the autocorrelation function (acf) of the scattered signal. The 2-pulse experiment, measuring only one lag on the acf, is essentially a Doppler drift measurement, allowing the ionospheric drift velocity to be obtained. The 3-, 4-, and 5-pulse waveforms yield the additional spectral information required for temperature determination. The number of lags calculated and the lag spacing determine the spectral resolution, and hence the quality, of the temperature determination.

An intrinsic timing difficulty occurs at the relatively low operating frequency of the MU (and the Jicamarca) radar. The incoherent scatter correlation times are relatively long, being between 1 and 2 ms in the F region. If we transmit a pulse waveform of this length to define the acf, we find that the first receiver sample possible after transmission comes from an altitude well into the F region. This timing difficulty means, of course, that the E region is completely unobservable by any experiment in which an entire pulse waveform must be transmitted before receiver samples are collected. The alternate technique of transmitting an evenly spaced train of pulses and collecting receiver samples between transmissions results in ruinous range aliasing owing to contamination of the wanted E region signals by F region signals from previously transmitted pulses. These intrinsic difficulties in designing an incoherent scatter experiment at the MU radar operating frequency has precluded our observation of the E region temperature or drifts.

SAMPLE MU RADAR I.S. RESULTS

In this section we show several examples of results obtained with the experimental procedures discussed above. We will show here the post-integrated 4-minute power data and 45-minute spectral data. Figure 1 shows a typical power profile contour plot. The power data are interpreted in terms of electron density by normalizing the profile at the F layer peak to the peak density measured by an on-site ionosonde. Figure 2 gives several curves of electron and ion temperature at different altitudes versus time during another experiment. Figure 3 gives results from a 2-pulse experiment, showing the velocity components parallel and northward perpendicular to the magnetic field direction, computed from the four line-of-sight velocities measured during the experiment. The quality of the results shown in Figures 1-3 are very typical of electron density results obtained at a few minutes time resolution and spectral results obtained with one-hour time resolution with the MU radar. Some of the interesting geophysical features of Figures 1-3 are discussed below.

SOME GEOPHYSICALLY INTERESTING RESULTS

In this section we wish to present some selected MU radar I.S. observations showing interesting geophysical phenomena and speculate on their geophysical causes.

1) 6-10 February 1986 geomagnetic storm

Table 3 lists the Kp and Ap geomagnetic indices observed during the 6-10 February 1986 geomagnetic storm period.

TABLE 3. Geomagnetic Parameters for the 6-10 February 1986 Storm

Day	Kp Three-Hourly Indices								Ap
	1	2	3	4	5	6	7	8	
6	0+	0+	1	1	3+	3+	3-	4	11
7	3	4-	3+	6-	6-	8-	7-	8-	82
8	7	7	7+	7-	8	8-	9	9-	202
9	9-	8-	5+	5-	5	6+	5+	4	100
10	3+	2	1	2	1	2-	3	3+	10

MU radar operation commenced at 1314 UT (2214 LT) on February 6 and terminated at 0053 UT (0953 LT) on February 8. Thus, operations commenced near the time of the Kp index jump from low levels of 0+ to 1 to moderate levels of 3- to 4 for the next seven 3-hour periods. The radar was in operation through the sudden increase in Kp from 3+ (6-9 UT) to 6- (9-12 UT) on February 7 and during the large Kp values of 8- occurring later on that UT day (the following morning LT), but terminated operation prior to the occurrence of the peak Kp values of 9 reached the next morning.

The MU radar conducted a power profile experiment during this period, using a 7-bit Barker-coded pulse with a 64- μ s sub-pulse length (9.6-km range spatial

resolution). A four-position (geographic north, east, south, and west at 20 degree zenith angle) experiment was used. Figure 1 shows the contour plot of electron density versus altitude and time as observed during this period. The four beams have been added for this display. Data were recorded every 12.5 seconds during this experiment, and we show the results post-integrated to 4 minutes resolution.

Several interesting features are observed in these data. First, the density structure seems normal and well-behaved throughout most of the first 24 hours of the experiment, except possibly for an anomalous rise in the layer peak height around sunrise. The effects of the early low to moderate geomagnetic activity appeared to have had little effect on the ionosphere above the MU radar. Around 10 UT (19 LT) on February 7, coinciding well with the sharp increase in geomagnetic activity from 3+ to 6-, however, we observe the beginning of fluctuations in F layer density and peak height that continued all night and led, during the following daytime, to ionospheric behavior much different than observed the previous day. Here we see from about 19 to 03 LT perhaps five cycles in the density structure with a period of about 100 minutes. Since this alternate increase and decrease of electron density occurred at night, when sources of new ionization production were most probably absent at this fairly low latitude station, we speculate that the cause of this phenomena must represent a transport of ionization from other regions, either as a lateral motion of an ionosphere having a substantial latitudinal gradient or as a flux of ionization coming into the top of the ionosphere. Evidence of a latitudinal gradient in electron density is available from ionosonde measurements of the F region peak density at various latitudes in Japan, clearly indicating a much high density to the south of the MU radar (not shown in this brief report). Because of this evidence of very high densities to the south of the MU radar, we speculate that this region was the source of the increased ionization observed by the MU radar.

The results discussed thus far have been on the basis of the four combined radar beam pointing positions. We wish now to examine the differences in density behavior observed in these four beams. While the absolute density levels of these four observations were very similar, we observed important time lags between them. Figure 4 shows the correlation between the north and south beam observations for several altitudes for the time period from 1911 LT on February 7 to 0302 LT on February 9. We will pay attention here to the altitudes of greatest signal strength, near 300 km, as the poorer statistical quality encountered at other altitudes substantially degrades their correlation results. We note that the correlation curve is very well-behaved and exhibits two peaks, one at 500 seconds and the other at 108 minutes lag. The 500-second period represents the lag between the observed behaviors in the two beams, and thus concerns the phase speed at which the wave is propagating in the north-south direction. The 100-minute difference between the two peaks represents the period of the large-scale periodic structure seen in Figure 1. We have performed a similar analysis with the east-west beam pair, finding correlation lag peaks at 170 seconds and 103 minutes. From these we calculate (1) a direction of travel θ of $\tan(\theta) = 170/500$, or $\theta = 18.8$ degrees west of south, (2) a correlation lag T along the direction of propagation of $T^2 = (500^2 + 170^2)$ s, or $T = 528$ s, (3) a wave speed of $218.4 \text{ km} / 528 \text{ seconds} = 414 \text{ m/s}$ (the diagonal beams are 218.4 km apart at 300 km altitude), and (4) a horizontal wavelength λ of $(414 \text{ m/s})/100 \text{ minutes} = 2480 \text{ km}$. We have also crosscorrelated the densities at different altitudes obtaining a vertical wavelength of 488 km.

After the periodic wave-like motion seen in the 19-03 LT time period of February 7-8, we observed some even larger excursions in F layer peak height until about 07 LT on February 8. This was followed during the ensuing daylight morning period by the development of very large peak electron densities and a low and decreasing peak height until observations terminated at 0953 LT. The simultaneous density increase and layer peak height decrease observed at Shigaraki forms an interesting geophysical problem. Normally, when a neutral wind or electric field forces the F layer downward in a daytime equilibrium ionosphere, the peak density decreases owing to the increased rate of chemical loss. We thus believe that the observed morning density increase must have been supplied by an external flux (we ignore the possibility of energetic particle ionization at this low latitude) and suggest again that this was a flux of equatorial plasma mapped northward by the equatorial fountain (the Dst index was at a high magnitude of about -100 nT and the Kp index was near 7 or 8 during this period). The very high electron densities seen from ionograms above Okinawa and Yamagawa (not shown) are consistent with this effect. This flux of thermal plasma would not serve to lower the F layer peak height, but we suggest that the layer lowering may have been the result of the northward plasma flow downward along the field line, aided by a northward wind dragged into motion by this plasma flow.

2) F Region dynamo observations

We often observe the ionospheric plasma to drift largely horizontally over the MU radar during nighttime. In these cases, the vertical projections of the drift

components parallel and perpendicular to the magnetic field are not necessarily small but are observed to cancel each other. We suggest that this is a self-cancelling reaction generated within the upper-atmosphere/ionosphere system by the drag forces occurring when the ionized and neutral gases attempt to move through each other. Rishbeth and Garriott (1969, and references cited therein) explain how the drag action of a plasma, set into motion by an electric field, will force a neutral wind motion which, in steady state, will then force the plasma along the magnetic field line so as to cancel the vertical motion of the plasma originally forced by the electric field. Analogously, Rishbeth (1971) explains how the drag action of a neutral wind upon a plasma will generate a polarization electric field which, in turn, will then force the plasma perpendicular to the magnetic field lines so as to cancel the vertical motion of the plasma forced by the neutral wind. This latter case has been termed the "F region dynamo" and operates only when there is no means of discharging the electric field, such as at night when the E region conductivity is small. The means of distinguishing between these two effects lies in their time constants. The time constant is inversely proportional to the collision frequency of the gas being forced into motion, or equivalently, to the number density of the gas doing the forcing. Baron and Wand (1983) have shown that the time constant for the ions to set the neutrals into motion is about 38 minutes for an ion concentration of 10^{12} m^{-3} but 6.25 hours for a concentration of 10^{11} m^{-3} . Because the neutral concentration is several orders of magnitude larger than the ion concentration, the time constant for the neutrals to set the ions into motion is on the order of seconds. It is our observation of essentially instantaneous correlation between the parallel and perpendicular components of the ion motion that lead us to support the F region dynamo process as the cause of the horizontal plasma flow over the MU radar at night.

Figure 3 shows the F region plasma flow measured by the MU radar during the nighttime of 2-3 December 1986. Here we see an extremely high and almost instantaneous correlation between the parallel and north-south perpendicular drift components (the components capable of forcing vertical drifts) and a resulting vertical drift of essentially zero.

REFERENCES

- Baron, M.J., and R.H. Wand, *J. Geophys. Res.* **88**, 4114, 1983.
 Evans, J.V., *Proc. IEEE* **57**, 496, 1969.
 Farley, D.T., *Radio Sci.* **7**, 661, 1972.
 Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, T. Makihara, *Radio Sci.* **20**, 1155, 1985a.
 Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, T. Makihara, *Radio Sci.* **20**, 1169, 1985b.
 Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura, S. Fukao, *Radio Sci.* **19**, 1475, 1984.
 Kato, S., S. Fukao, T. Tsuda, T. Sato, *Handbook for MAP* **18**, 201, 1985.
 Kato, S., T. Tsuda, Y. Yamamoto, T. Sato, S. Fukao, *J. Atmos. Terr. Phys.*, in press, 1986.
 Rishbeth, H., *Planet. Space Sci.* **19**, 263, 1971.
 Rishbeth, H., and O. Garriott, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, 1969.

6-FEB-1986 22:14:44 - 8-FEB-1986 09:53:33
 10LOG(Ne) (cm⁻³)

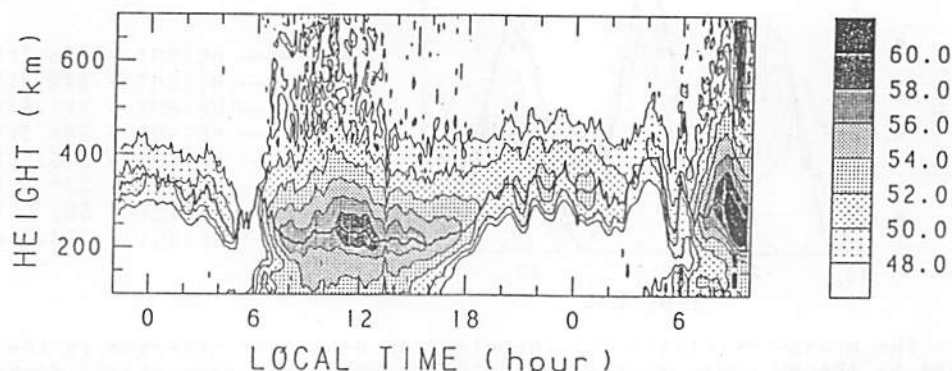


Figure 1. The electron density measured above the MU radar during the 6-10 February 1986 geomagnetic storm period.

5-NOV-1986 14:26:56 - 6-NOV-1986 18:59:00

○ : 205.9 - 237.5(km)
 △ : 242.0 - 273.6(km)
 + : 278.1 - 309.7(km)
 × : 314.2 - 345.8(km)

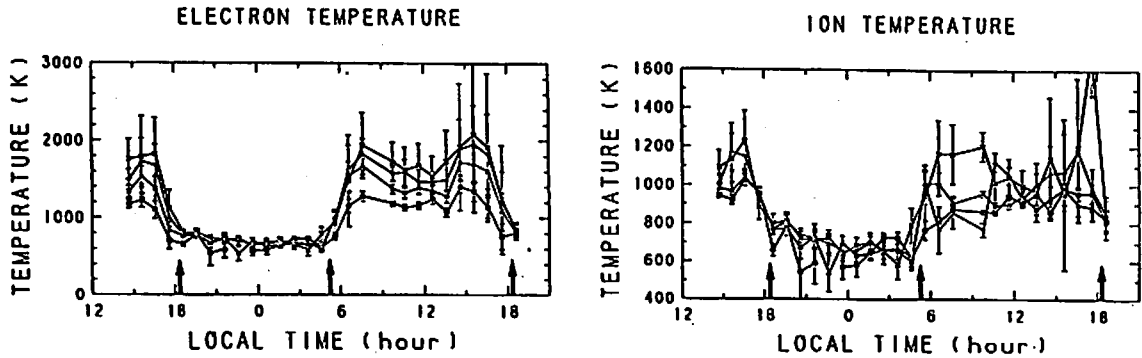


Figure 2. The electron and ion temperatures measured above the MU radar during 5-6 November 1986.

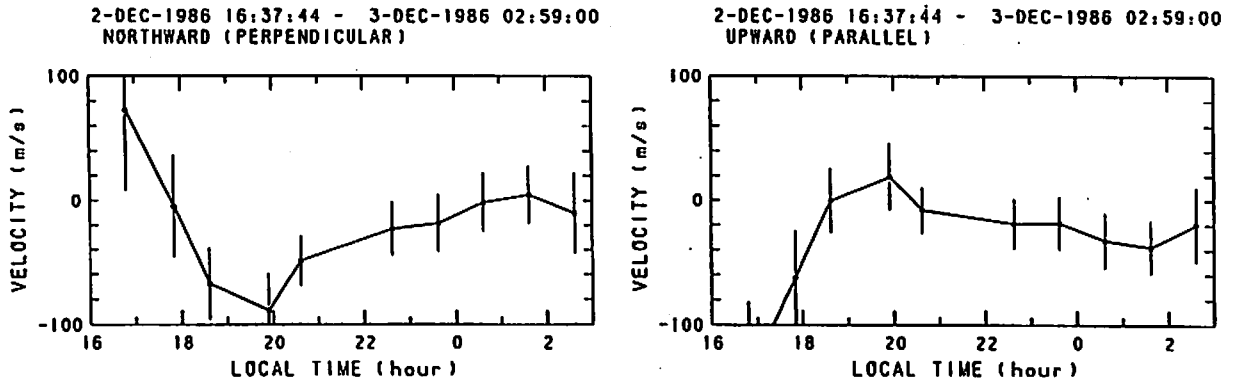


Figure 3. The parallel and northward perpendicular ionospheric drift velocities measured at 252 km altitude above the MU radar during 2-3 December 1986.

CROSS CORRELATION (NORTH-SOUTH)
 7-FEB-1986 19:11:41 - 8-FEB-1986 03:02:14

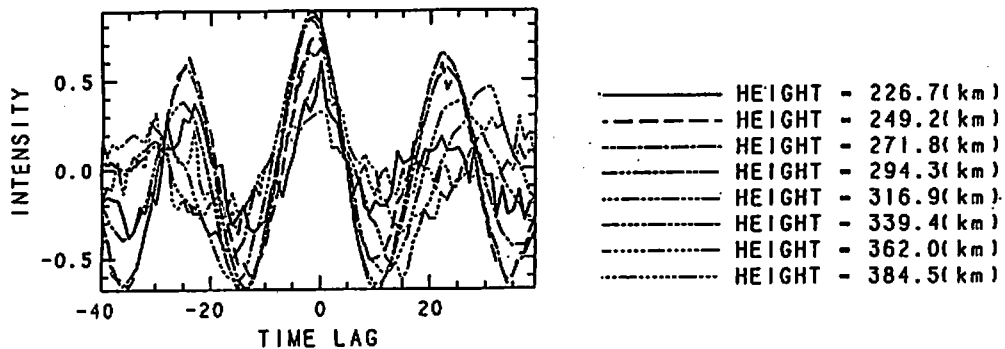


Figure 4. The cross-correlation of the electron densities observed in the north and south beams by the MU radar during the 6-10 February 1986 geomagnetic storm period. The time lag is given in units of 255 seconds.

光学的ドップラー法とM Uレーダーによる
温度、風系の観測

市川敏朗、J. S. Kim, 岡野章一
(朝日大, SUNY、東北大理)

夜間大気光の、酸素原子線016300Åの発光が有効に起こる高さはF層下部であると考えてよい。したがってこのスペクトル線の熱運動によるドップラー幅を測定することにより、この領域の中性大気温度が求められる。また、スペクトル線の中心波長の移動から視線方向の風が求められる。ただ、日本のような中緯度地方ではこの発光強度が弱く、通常の高分解能干渉計で測定するのは困難である。

我々は、大口径のエタロン(直径15cm)と開口部にマルチゾーン・プレートを用い、光学系の装置間数を大気光観測に最も適する特性にしたファブリ・ペロ干渉計を作った。Okano et al.(1980)これは、本来オーロラ帯での観測に使用していた物であるが、今回、発光強度が弱くしかも静穏な中緯度地方でも観測出来るように改造した。

用いた干渉計はQueensgate製の静電容量マイクロメータ安定化エタロン装置で、サーボ装置によりエタロン間隔の安定度ばかりでなく掃引時の直線性も向上させ、波長6300Åの所で1フリースペクトラルレンジ当たり700ステップを実現している。さらに干渉計としての波長安定度を上げる方法として、新たに光学的に波長基準点とフリンジ間隔を検出できる光学系を加えた。これによって観測時に各掃引毎にHe-Ne線のピーク位置を検出し、これらのデータをコンピューターに取り込み、ソフト・ウェアによる制御方式により種々の原因で起こる装置のドリフトを消去し測定値の信頼度を高めた。

観測は、データ収録と制御を行うプログラムの作成をほぼ完了し、動作特性などの基礎データも得た10月末より12月にかけて4回行った。その結果は、感度の点では満足できたが光学フィルターや電磁シャッターの一部に不備があり、完全に自動制御を行うことが出来なかった関係から、ここに発表する結果の一例は、温度、風速の目盛りの絶対値には幾分検討を要するものと思われる。

地上からの光学観測であることから、天候に恵まれなければ観測出来ないこともあって、ここでは1夜中晴天であった12月2日の結果について報告する。観測方向は、北方仰角25°に一夜中固定して行った。ファブリペロ干渉計の波長掃引は、1フリースペクトラルレンジ当たり100ステップとし、強度は光子計数方式により、それぞれ1秒計数値とした。この場合には、掃引制御、データ収録、He-Ne光による較正等一連の作業を含んでも2分以内に1掃引出来る。ここでは、連続的に掃引を繰り返して収録したデータを用いてほぼ30分毎の積算フリンジを算出しこれを解析にもちいた。

計算処理の方法は、観測の前後にHe-Ne標準光を用いて装置間数を測定し、装置の安定度や誤差解析の基礎データとしているが、此の値を用いて積算フリンジにデコンボリューション演算を行い、それを再合成することによって波形歪の補正と雑音除去をしたフリンジ曲線をもとめ、それを曲線適合法によりガウス波形に分離しフリンジに混入しているOH線との分離を行うとともに、そのパラメータから温度、風速を算出した。

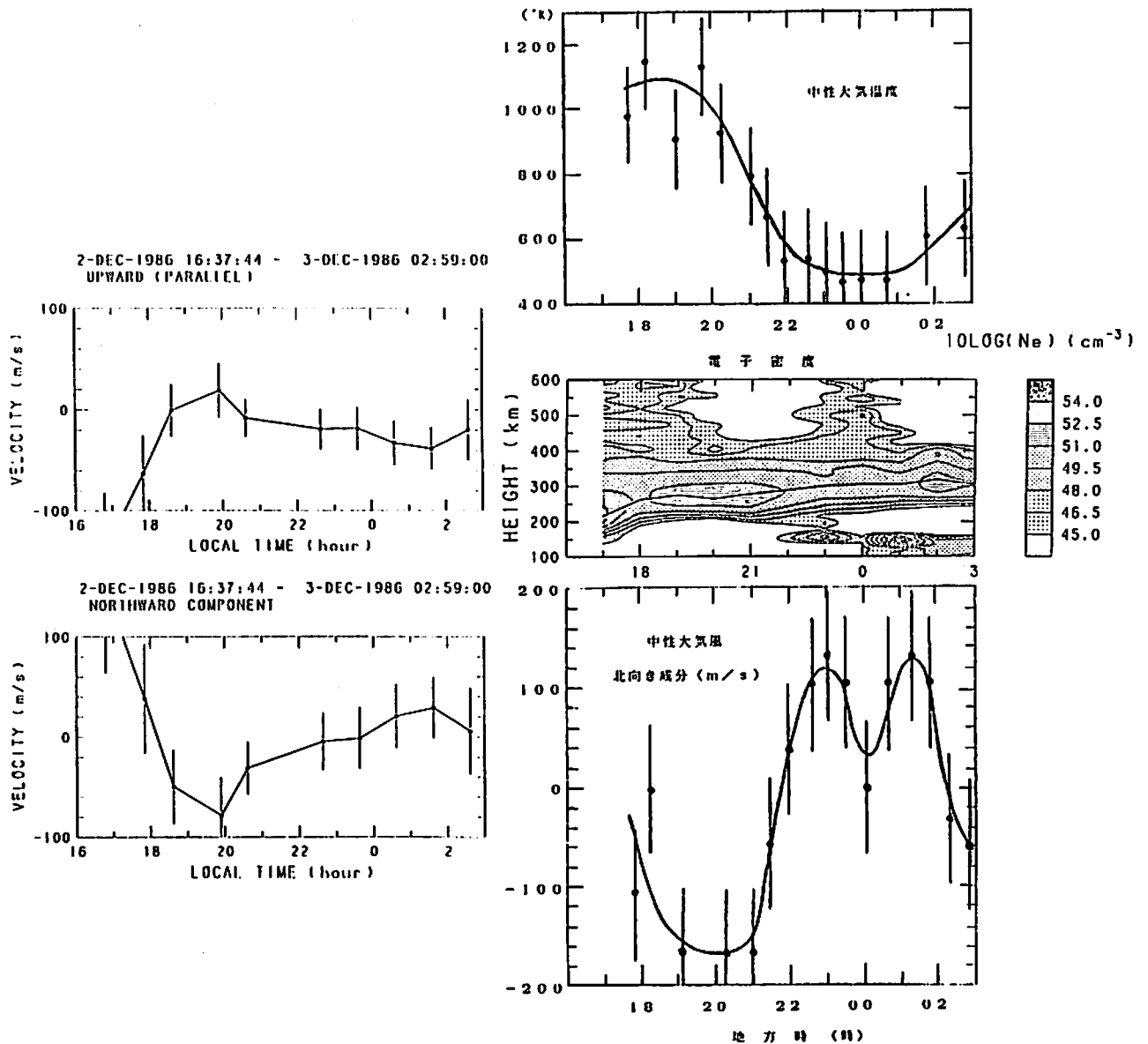
図1は、酸素線6300より求めた中性大気温度と風の時間適変化を示したもので、M Uレーダーによる結果と時間スケールを合わせて示した。この図から、18時30分より21時30分の間の強い北風によってイオンが上に運ばれ、F層の電子密度が増加している様子がわかる。この時には中性大気温度は高温の状態にあるが、21時30分より23時30分にかけて風向が南風に転ずるに従ってF層電子密度が減少し初め温度も下降する。南風が最も強くなる23時と1時には、下層の150-160kmに電子密度の強い層が現れ、6300大気光はこの領域からの発光が主力となり温度が500度にまで下降する。このような現象は、定性的には理論とよく一致している様に見られる。電波観測の結果は電子密度の最大の領域の状態を最も強く現しているのに対し光学観測では、電子密度が最大になる高度より

下側の状態を示すので、少し高度差があることに注意をしなければならないが、イオン・ドリフトの結果も上記の中性風の結果と矛盾していないと思われる。

今回は、装置に不備な点があったにも関わらず興味のある結果が得られたので、62年度には、装置を最高の状態に整備してもっと信頼度の高い観測を行い、MUレーダの観測と合わせて夜間電離圏の研究に役立たせたい。

おわりに、この観測にあたりご指導ご協力いただき好意的にいろいろご便宜をいただいた、加藤 進 京都大学超高層電波研究センター長をはじめセンターの皆様がたに、また、MUレーダの解析データをいただいた京大理学部の方々に感謝いたします。

Okano, S., Kim, J.S. and Ichikawa, T. (1980), Design of a multipul-zone aperture and application to a Fabry-Prest interferometer. Appl. Opt. 19, 1622.



第 1 図

電波吸収冬季異常発生域の変動

石嶺 剛 (電波研究所)

1. はじめに

電離層による電波吸収は一般に太陽天頂角に依存するが、依存の仕方が冬季と他の季節とは違い、冬季に大きくなる(同じ天頂角に対して比較した場合)。これが冬季異常である。APPLETONがこれを1937年発見以来、数多くの研究が行われてきたが、その発現機構は未だ説明されていない。吸収の増大はD領域の電子密度増大に起因することはいうまでもないが、この電子密度増大を説明する物理過程として、次の三つが提唱されている；(1)D領域の主要な電離源粒子NOの増大、(2)実効再結合係数の減少、(3)地磁気嵐に伴う降下荷電粒子の増大。

本邦付近のように磁気緯度の低い領域では 第三の過程は有効ではなく、前二者が候補になる。D領域における有効再結合係数は温度に大きく依存するが、異常増大を説明できるほど大きな温度変動は観測されていない。従って、ここでは第一の過程が最も有力候補になる。更に冬季異常発生に光化学過程に関与するパラメータ(反応係数、注入イオン率等)が変動することを示す証拠はないので、NOの増大は力学的過程と密接に関係することが示唆される。地球規模の移流、拡散によりNOの空間不均一分布が均らされる過程で、場所によってはNOが増大するであろう。この増大が冬季異常を引き起こす要因であるといわれている。

冬季異常発生における大気運動の役割を調べるために、MUL-TAを使って、高度60-100KMの風速を観測したが、残念ながら第一回に示すように風速観測期間中及びその前後には冬季異常は発生せず、両者の対応関係は調査できなかった。そこで、両者の直接的対応関係を調べる代わりに、冬季異常発生域がアラビア-波じょう乱に関連するような波状的変化をどうか調査した。

電離層吸収の指標として f_{min} を用い、東西、南北方向の変化が調べられるように、ソ連、日本の資料を使った。解析では、稚内をkey stationにえらび、吸収について他の観測点との相関関係を調べる共に、そこで発生した異常と他の観測点における異常発生の時間関係について、重畳法を使って調査した。以下、この解析結果について述べる。

2. データ

第一表に、使用したデータの観測点、観測期間、及び各観測点から稚内までの大円距離を示す。 f_{min} データは、混信、空電等に影響され易く、外来雑音の影響を出来るだけ小さくするために、10時-14時の5時間平均値を日代表値として用いた。

3. 解析結果

key station 稚内(WAK)と他の観測点における吸収の相関関係を調べるために、10時-14時の5時間平均値 f_{min} (正常時全成分)

第一表

STATION	LOCATION GEOGRAPHIC	DIST (km)	PERIOD
WAKKANAI	45.4N, 147.7E	—	1970-11-1978-3
AKITA	39.7N, 140.1E	646	//
KOKUBUNNJI	35.7N, 139.5E	1094	//
YAMAGAWA	31.2N, 130.6E	1847	//
KHABAROVSK	48.5N, 135.2E	603	1970-11-1976-3
YAKUTSK	62.0N, 129.7E	1999	//
IRUKUTSK	52.5N, 104.0E	2827	1970-11-1974-3
TOMSK	56.5N, 84.9E	4035	1970-11-1975-3
ALMA ATA	43.3N, 76.9E	5014	1970-11-1976-3

、これから荷重移動平均値を差し引いて得られる Δf_{oin} (正常時短期成分)、冬季異常がkey stationで発生したときの f_{on} (異常時全成分)、これから荷重移動平均値を差し引いて得られる Δf_o 。(異常時短期成分)について、相関係数を計算し、その結果を示す。

相関係数の距離変化についてみると、南北方向と比較して東西方向の減少の割合が小さい。例えば、正常時成分の場合、key stationの南方に位置する山川(YAM)と西方に位置するIRKUTSK(IRK)との間の相関係数を比較すると、大円距離が1000kmも違うにも関わらず同程度である。これは f_{oin} の分布が南北方向より東西方向でより均一であることを意味する。短期成分の場合、相関はややよくなり、逆に東西方向では、悪くなる傾向にある。

更に、正常時、異常時の相関係数を比較すると、山川を除き前者がやや大きく、TOMSK(TOM)では、逆相関になっており、異常時の吸収が波状に分布することが示唆される。

そこで、異常発生時の東西、南北方向の吸収分布の特徴を調べるために、key stationで異常が発生した前後(発生日を含めて11日間)に、吸収が他の観測点でどの様に変化したか調査した。異常の発生はkey stationにおける f_{oin} の月平均値からの偏差が50%を超えることにより判定し、発生日(key day)及び其の前後5日における Δf_o (月平均値からの偏差)を求め、その平均値を図示したのが第二図である。

圏内で異常が発生したとき、南北方向に位置する観測点では同じ日に吸収は極大になり、異常が、同時に発生したことが分かる。KHAVAROSK(KHA)では吸収は約45%増大し、key stationからの距離がほぼ同じである秋田(AKI)ではこれより10%も小さい。この差異はkey stationからKHA, AKIまでの子午線距離の違いに起因すると思われる。やや西方に位置するYAKUTSK(YAK), YAMでは吸収がkey dayの一日前から増大し、YAMではその後同じ状態が続くのにたいし、YAKでは基準日で極大日は終っている。YAMは異常発生域の南限に位置することを反映して、異常発生の痕跡が僅かに認められるに反し、YAKは極端じょう乱の影響が現れ始める領域に位置するが、冬季時異常の発生が明瞭にうらざけられる。

key stationの遙か西方に位置するIRK, TOM, ALMA ATA(ALM)における吸収の異常増大についてみると、IRKでは1日、後2者では2日先行する。key stationと各観測点の東西距離は 2500, 3500, 5200kmであり、各観測点における異常発生日のずれが発生域の東向き移動によるものであれば、その移動速度は大ざっぱに見積って25m/s程度である。このような異常吸収域の移動が波動じょう乱と関連しているとするならば、key stationとTOMにおける吸収が逆相関関係にあることを考慮して、波長は約数万km、周期は4日程度と推測される。長波の反射高度変化から推測される下部電離圏電子密度分布は一週間程度の周期で変化するが(第3図)、この種の波動と対応するかどうか不明である。

冬季異常発生とプラズマ波活動との対応関係については多くの人々によって調べられているが(例えば、Labitze et al., 1979)、断定的な結論は得られていない。特に、成層圏突然昇温との関係について調べたところでは、両者の因果関係を示唆する様な証拠はない(Labitze et al., 1979)。突然昇温現象はプラズマ波活動により、冬季の安定な周極渦が崩壊するとき現れる現象であり、冬季の終わりに発生する。これに対し、冬季異常の発生は12, 1月に圧倒的に多い(第三表)。

また、プラズマ波は上方へ伝搬するためには、位相速度は西向きでなければならず、冬季異常発生域が東向きに移動することを考慮すると、吸収異常増大現象はプラズマ波の発達段階では発生しないと思われる。

4. 終わりに

電離層による電波吸収の空間、時間的变化につ

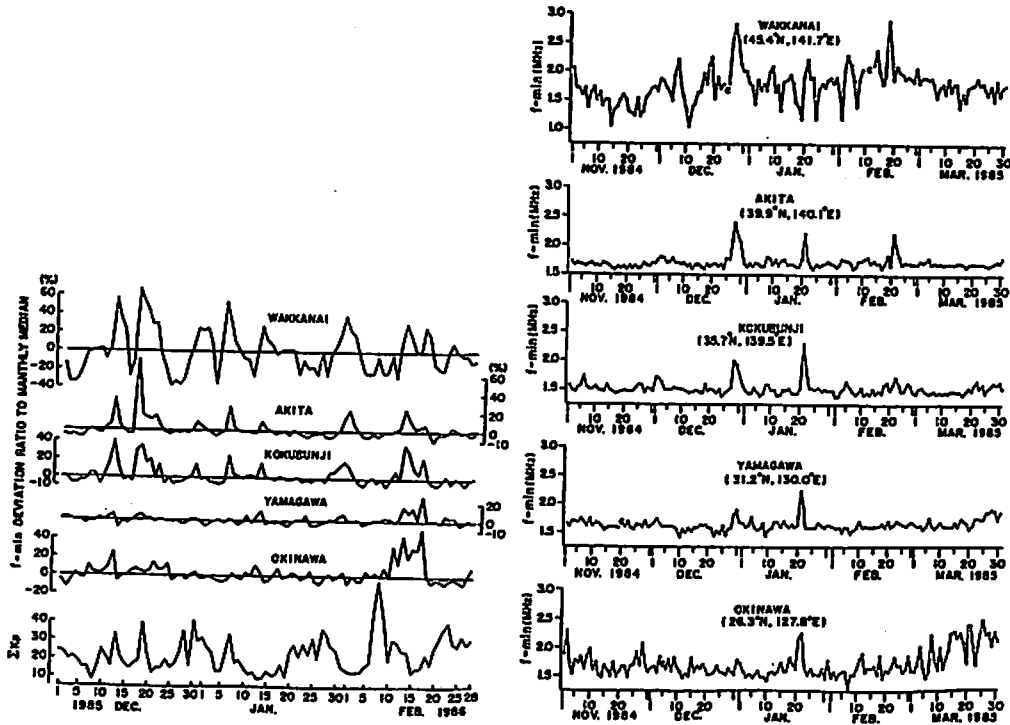
第二表 相関係数

STN	f_{oin}	Δf_o	f_{ono}	Δf_o
AKI	0.67	0.69	0.57	0.63
KOK	0.48	0.50	0.25	0.38
YAM	0.29	0.32	0.50	0.43
KHA	0.81	0.80	0.70	0.69
YAK	0.23	0.27	0.14	0.32
IRK	0.29	0.25	0.25	0.26
TOM	0.14	0.10	-0.36	-0.30
ALM	0.13	0.03	0.15	0.04

いて調べた。電波吸収の発生域は波状を呈し、波長は約一万km、周期は4日ぐらいで、移動速度は東向き25m/s程度である。移動速度が東向きであることから、電波吸収の冬季異常はプラズマ波の発達段階では発生しないと思われる。また、成層圏突然昇温と電波吸収の冬季異常発生との関係については、前者を引き起こす力学的擾乱に伴うNOの変動によって吸収が増減することは予想されるが、統計的にみると両者の発生時期は一致しない。

第三 冬季異常発生頻度

11	12	1	2	3
0 (0.0)	11 (27.5)	18 (45.5)	7 (17.5)	4 (10.0)



(a)

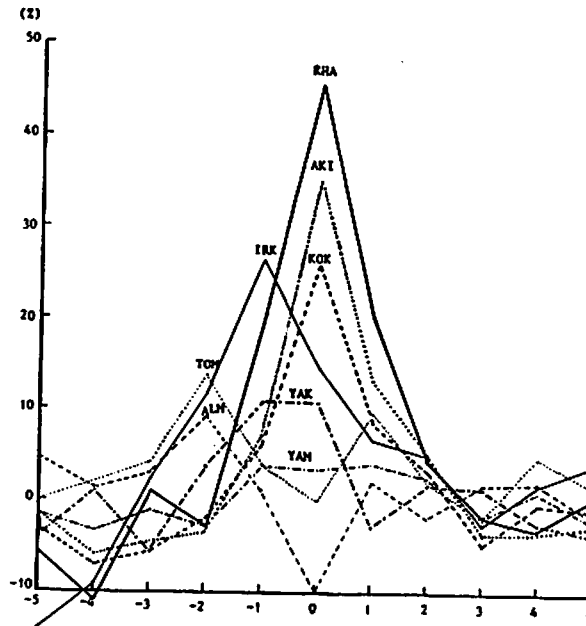
(b)

日本の各観測点における冬期 f_{min} の逐日変化。(a)では月中央値からの偏位値(中央値に対する百分率で示す)をプロットした。

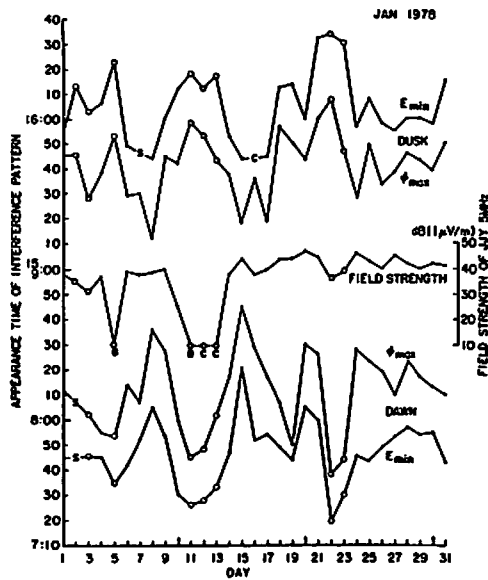
(a)1984-1985冬期 ;MUL-9⁺観測期間1月9-11日、16-18日

(b)1985-1986冬期 ;MUL-9⁺観測期間1月13-15日

第二図 稚内で異常が発生した日をkey dayとして、その前後11日間の各観測点における吸収の変動。フェージ数:AKI,40;KOK,40;YAM,39;KNA,27;YAK,28;IRK,16;TOM,20;ALM,28



第三図 長波40kHz波電界強度に現れる日出、日没時の干渉パターン出現時刻の逐日変化。干渉パターンの極大は地表波と空間波の位相が同相のとき、即ち、空間波が、この条件を満たす特定の高度で反射されるとき現れる。したがって、日出時の干渉パターン出現時刻が早いと言ふことは、この時間帯には電子密度は時刻と共に増大することを考慮すると、出現時刻が遅いときより電子密度が増大していることを意味する(Ishimine and Echizenya, 1987)



概要

赤道域 F 層で発生するプラズマ・バブルについて、三次元計算機シミュレーションが実施された。シミュレーションは、重力以外に電離層電場及び中性風をとり入れた一般化されたレーリー・テイラー不安定を基礎としている。シミュレーションの結果は、プラズマ・バブルが E 層の電気伝導度が小さい夜間に発達し、さらに、東向きの電場が存在するとき、その成長が促進されることを示している。シミュレーションにより得られたプラズマ・バブルの形状は、東西方向の中性風により大きな変化をうけ、その結果は、衛星による直接測定及びレーダーなどによる観測結果ともよく一致している。

序論

赤道域で発生する電子密度の不規則構造は、Spread F 現象として従来からよく知られている。赤道域の不規則構造は、衛星による直接観測では電子密度の減少として観測されることからプラズマ・バブルと呼ばれている (McClure et al., 1977; Muldrew, 1980)。プラズマ・バブルは、衛星、ロケット、イオノゾンデ、シンチレーション及びレーダーにより、詳細に観測され、その構造、運動及び発生機構が明らかにされつつある (Szuszczewicz et al., 1980, 1981; Kelley et al., 1982; Tsunoda, 1980; Tsunoda and White, 1981; Tanaka, 1981; Maruyama and Matwura, 1984; Oya et al., 1986; Watanabe and Oya, 1986; Takahashi et al., 1987)。

赤道域での電子密度状態が、ひのとり衛星に搭載された電子密度プローブを用い詳細に観測された (Oya et al., 1986; Watanabe and Oya, 1986; Takahashi et al., 1987)。その結果は、電離層内の電場及び中性風がプラズマ・バブルの発生及び発達に深く関与していることを示唆している。赤道域の電離層 F 層の不安定機構として考えられているレーリー・テイラー不安定では、ひのとりによる観測結果を十分説明できず、重力以外に電場及び中性風をとり入れた一般化されたレーリー・テイラー不安定の重要性を示唆している。

Ossakow 達 (1978) のグループにより行われた赤道域のプラズマ・バブルの計算機シミュレーションはレーリー・テイラー不安定がプラズマ・バブルの発達にとって重要な機構であることを指摘している。しかし、これらは、二次元シミュレーションとして行われていて、プラズマの磁力線方向の運動及び電離層電場の影響が考慮されていない。

そこで我々は、赤道域での三次元シミュレーションを行い、その結果を観測と比較、検討することにより赤道域での電子密度の不規則構造について、より一層現実的な構造及び発生機構を考察した。

基礎方程式

Zalesak 達 (1982) は磁力線に沿って積分した電気伝導度を用いプラズマ・バブルの二次元シミュレーションを行った。しかし、このシミュレーションには磁力線方向のプラズマ運動及び電離層電場が含まれていない。我々は、磁力線方向のプラズマ運動及び電離層電場の影響が赤道域では特に重要であると考え、プラズマ・バブルのシミュレーションを三次元へと拡張した。

シミュレーションの基礎方程式としては、まず、連続の方程式と電荷保存の式、

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (NV) = Q - L \quad (1)$$

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (2)$$

を用いる。ここで、 N 、 V 、 Q 、 L 、 J は、それぞれプラズマの密度、速度、生成率、消滅率、及び電流密度である。速度は、磁力線に垂直及び平行方向にそれぞれ以下のように与えられる、

$$V_{\perp} = U_{\perp} + \frac{\Omega \nu}{\Omega^2 + \nu^2} \frac{E}{B} + \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \nu^2} \frac{E \times B}{B^2} \quad (3)$$

$$V_{\parallel} = U_{\parallel} - D \frac{\nabla_{\parallel} N}{N} + \frac{g_{\parallel}}{\nu} \quad (4)$$

ここで、 U 、 D 、 g 、 ν 、 Ω 、 E は、それぞれ中性風の速度、拡散係数、重力加速度、衝突頻度、サイクロトロン角周波数及び電場である。電流密度は、電気伝導度 $[\sigma]$ 及びポテンシャル ϕ を用いることにより

$$\mathbf{J} = [\sigma] \mathbf{e}(-\nabla\phi + \mathbf{E}_i) \quad (5)$$

と表される。ここで電場 \mathbf{E}_i は

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{v} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} \quad (6)$$

と与えられる。

シミュレーション結果

初期条件として用いられたダイポール磁場内での電子密度分布を図1に示す。経度方向に正弦波として電子密度の初期変動を与えている。この初期条件のもとに、方程式(1)及び(2)を、それぞれLax-WendroffとSOR法を用いシミュレーションした結果を、図2から図5に示す。図2はプラズマ生成率の変化によるプラズマ・バブルの発達の相違を調べたものである。プラズマ・バブルは電離層の下部から発達しプラズマ生成率が小さいほど成長が速い。これは、プラズマ生成率の低い夜間にプラズマ・バブルが生成されやすいことに対応している。

電離層内に電場が存在する時、プラズマ・バブルの成長は大きな変化をうける。図3に示すように、プラズマのドリフト速度として20m/secの上昇速度に対応する東向き電場を加えるとプラズマ・バブルの成長が促進され、緯度±15度付近に赤道異常が生成される。東向きの電場とともに100m/secに対応する東向きの中性風を加え、シミュレーションした結果を図4に示す。電離層下部から成長を開始したプラズマ・バブルは、電子密度の最大高度付近で中性風により東向きにドリフトし、電離層上部に到達すると全体として弓状の構造となる。この構造は図5に示すように磁力線にそって広がった構造をとるが必ずしもその構造が磁力線に沿って保持されているわけではない。これは磁力線方向のプラズマ拡散が電離層F層では重要であることを示している。

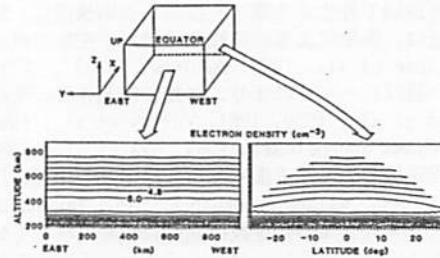


図1 赤道域電離層の電子密度モデル。経度方向に初期変動が加えられている。

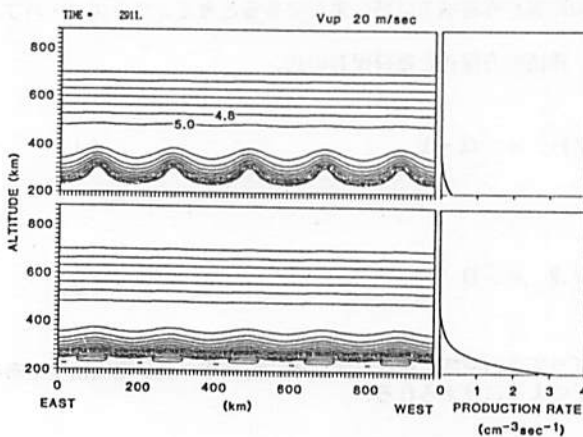


図2 プラズマ・バブルの発達とプラズマ生成率の関係。プラズマ生成率の低い夜間にプラズマ・バブルが発達している。

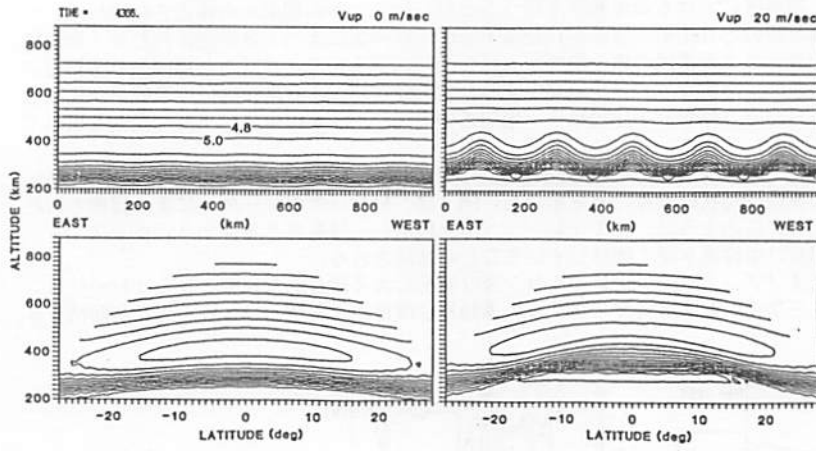


図3 プラズマ・バブルの発達と電離層電場の関係。東向き
の電場が存在する
時プラズマ・バブル
がより発達して
いる。

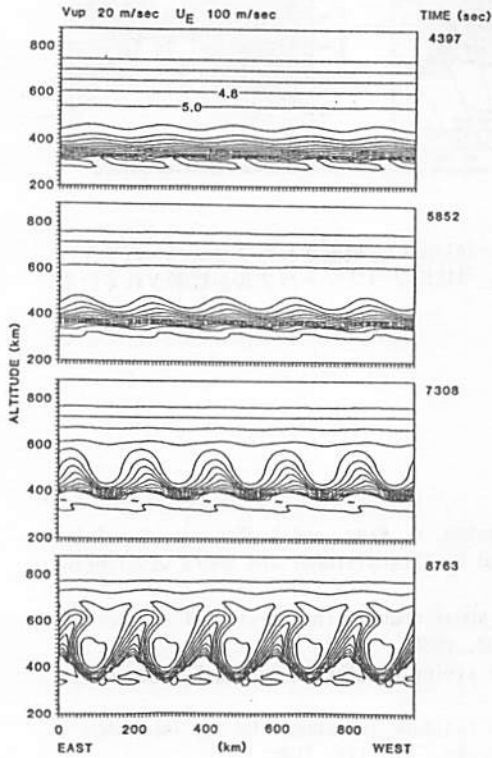


図4 プラズマ・バブルの発達過程。
中性風が存在する時プラズマ・
バブルは弓状になっている。

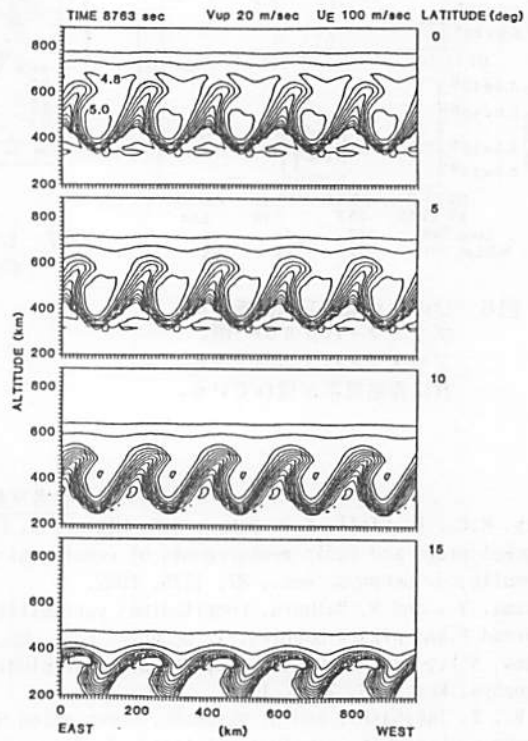


図5 図4と同じ。

結論

赤道域プラズマ・バブルの三次元シミュレーションを行うことにより、初めて観測と理論との直接的な比較が可能となった。

プラズマ・バブルの発生は、電離層における赤道異常を伴うことが、いくつかの観測から報告されている。その一例を、図6に示す。これは、ひのとり衛星に搭載された電子密度プローブによって3周回にわたり、赤道域を観測したものである。Rev. 1953で赤道域の電子密度が上昇し同時にプラズマ・バブルが観測されている。約90分後、Rev. 1954で多数のプラズマ・バブルが発生すると共に緯度約±10度付近に赤道異常が生成されている。図3に示すシミュレーション結果との比較から、東向きの電場がバブルの生成に重要な役割を果たしていることが示唆される。

Zalesak 達(1982)及び我々のシミュレーションは中性風によりプラズマ・バブルの構造が大きな影響を受け、特に東西風が存在する時、その構造は弓状になることを示した。図7は、Altairでのレーダーにより観測された弓状プラズマ・バブルの例である。このように、シミュレーションと観測の一致を見る条件から、プラズマ・バブルの発達及び構造には、電場及び中性風が深く関与していることが結論される。

今後、レーダー、大気光、イオノゾンデ、シンチレーション及び衛星による総合的な観測とシミュレーションの結果を比較することにより、三次元的なプラズマ・バブルの運動及び構造が一層明確にされることが期待できる。

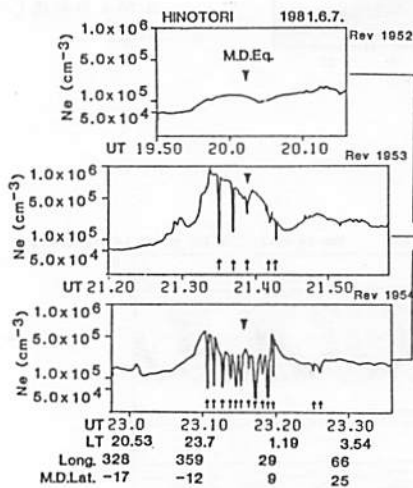


図6 ひのとり衛星で観測されたプラズマ・バブルの一例。プラズマ・バブルの発達と共に赤道異常が現れている。

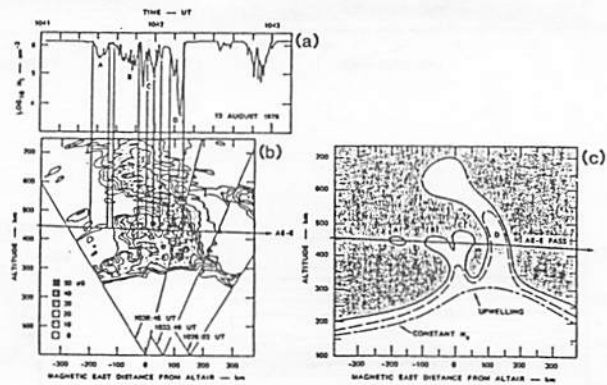


図7 レーダー(Altair)で観測されたプラズマ・バブルの一例。弓状のプラズマ・バブルが観測されている。

参考文献

- Kelley, M.C., R. Pfaff, K.D. Baker, J.C. Ulwick, R. Livingston, C. Rino, and R. Tsunoda, Simulations rocket probe and radar measurements of equatorial spread F - Transitional and short wavelength results, *J. Geophys. Res.*, 87, 1575, 1982.
- Maruyama, Y., and N. Matuura, Longitudinal variability of annual changes in activity of equatorial spread F and plasma bubbles, *J. Geophys. Res.*, 89, 10903, 1984.
- Ossakow, S.L., and P.K. Chaturvedi, Morphological studies of rising equatorial spread F bubbles, *J. Geophys. Res.*, 83, 2085, 1978.
- Oya, H., T. Takahashi, and S. Watanabe, Observation of low latitude ionosphere by the impedance probe on board the Hinotori satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, 38, 111, 1986.
- Szuszczewicz, E.P., R.T. Tsunoda, R. Narcisi, and J.C. Holmes, Coincident radar and rocket observations of equatorial spread-F, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 537, 1980.
- Szuszczewicz, E.P., R.T. Tsunoda, R. Natcisi, and J.C. Holmes, PLUMEX II: A second set of coincident radar and rocket observations of equatorial spread-F, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 803, 1981.
- Takahashi, T., H. Oya, and S. Watanabe, Ionospheric disturbances induced by substorm associated electric fields in the low-latitude F-region, *J. Geomag. Geoelectr.*, 39, 187, 1987.
- Tanaka, T., Severe ionospheric disturbances caused by the sudden response of evening subequatorial ionospheres to geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 86, 11335, 1981.
- Tsunoda, R.T., On the spatial relationship of 1-m equatorial spread F irregularities and plasma

- bubbles, *J. Geophys. Res.*, 85, 185, 1980.
- Tsunoda, R.T., and B.R. White, On the generation and growth of equatorial backscatter plumes, 1, Wave structure in the bottomside F layer, *J. Geophys. Res.*, 86, 3610, 1981.
- Watanabe, S., and H. Oya, Occurrence characteristics of low latitude ionosphere irregularities observed by impedance probe on board the Hinotori satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, 38, 125, 1986.
- Zalesak, S.T., S.L. Ossakow, and P.K. Chaturvedi, Nonlinear equatorial spread F: the effect of neutral winds and background Pedersen conductivity, *J. Geophys. Res.*, 87, 151, 1982.

シンチレーション観測からみた中緯度電離圏ゆらぎ

熊谷 博 (電波研)

概要

シンチレーションにおける電波散乱の研究は、従来弱いシンチレーションに限って行われてきた。今回、強いシンチレーションも取り扱える理論に基づき解析を行った。観測結果との比較から、強いシンチレーションは多重散乱により発生していることが確認された。また、強いシンチレーション領域で、シンチレーション観測により、電離圏ゆらぎの構造を推定することも可能になった。

1 観測結果

これまでの多点でのシンチレーション観測結果は、ゆらぎが良く発達した沿磁力線構造を持っていることを示している。これを模式的に示すと、図1のようなになる[1]。観測では、電波のパスに垂直な観測平面に投影されたゆらぎの2次元相関関数が得られ、等相関係数(例えば0.5)の点を結ぶと斜線で示した楕円となる。この楕円の長軸方向と、観測平面に投影された磁力線の方向が一致することから、実際のゆらぎ(ドットを施した領域)が沿磁力線構造を持っていることが分かる。観測結果から、ゆらぎの軸比および半径の平均値は、それぞれ2.4と180mである。ただし、半径はシンチレーションの強度とともに変化し、強いシンチレーションほど小さくなる。

2 数値計算

ゆらぎのモデルを仮定し、シンチレーション発生の数値計算を行った。とくに、観測から得られた空間相関関数は、計算結果と直接比較することができ、シンチレーション発生理論の検証を行う上で有利である。強いシンチレーションについては、発生理論も十分確定していないため、観測と計算結果の比較は興味深い。

計算に用いた散乱理論は、4次モーメント法と呼ばれるもので、多重散乱の効果を取り入れ

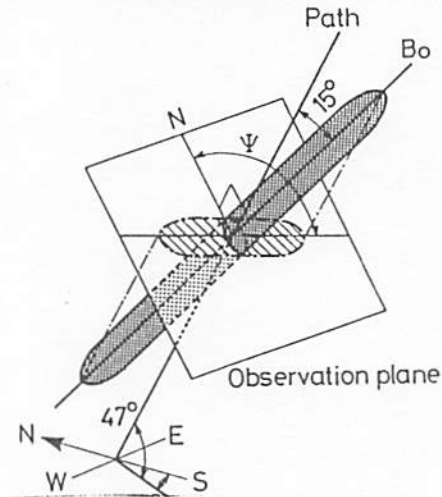


図1 電離圏ゆらぎの模式図。沿磁力線構造をしたゆらぎ(ドットの領域)と電波のパスに垂直な平面(観測平面)に投影された楕円(斜線の領域)の関係。

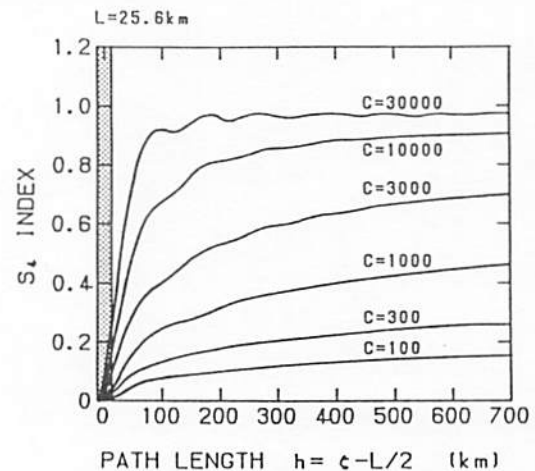


図2 シンチレーションの強さ(S4指数)の伝搬距離による変化。薄く等方的なゆらぎを仮定。Cは、電子密度ゆらぎの強さを表すパラメータである。

ており、強いシンチレーションに対しても有効である[2]。計算結果の例を図2と図3に示す。図2は厚さが薄く等方的なゆらぎを仮定した場合、ゆらぎを通過した後、シンチレーションがどのように成長するかを示したもので、横軸はゆらぎの中心からの伝搬距離である。縦軸はシンチレーションの強さを表す S_4 指数である。計算のパラメータ C はゆらぎの強度を表す。図中の C の最大と最小は、 $\Delta n/n_0 = 1\%$ および 17% に相当する。

図3は、図2の中の最もゆらぎの密度が小さい場合($\Delta n/n_0 = 1\%$)について、ある伝搬距離の点でみたときの横方向の相関関数を示す。横軸は、実際の距離(m)である。相関関数が0.5に落ちる点までの距離は、観測から得られたゆらぎの半径に対応する。両者の比較から、ゆらぎまでの距離が分かり、ゆらぎはF領域に発生したものであることが確認された。

さらに、強いシンチレーションに対しても、同様の計算を行った。この結果、シンチレーションが飽和に達するような領域($S_4 \sim 1$)では、相関距離は、シンチレーションが弱い場合に比べ、減少することが確認された。これは、観測結果とよく一致している。この結果、強いシンチレーションの発生メカニズムとして多重散乱が重要であることが確かめられた[2]。

3 電離圏ゆらぎのモデル

これらの計算結果を使って、ゆらぎの強さとシンチレーションの強さ(S_4 指数)の関係を図4に示す。ここでは、ゆらぎが薄く等方的、ゆらぎが厚く等方的、ゆらぎが厚く非等方的の3通りのゆらぎモデルを仮定している。非等方的とは、磁力線方向に長く引き延ばされていることを仮定している。現在のところ、一意的に決めることはできないが、シンチレーション強度の観測から、ゆらぎの強さ等を推定することができる。

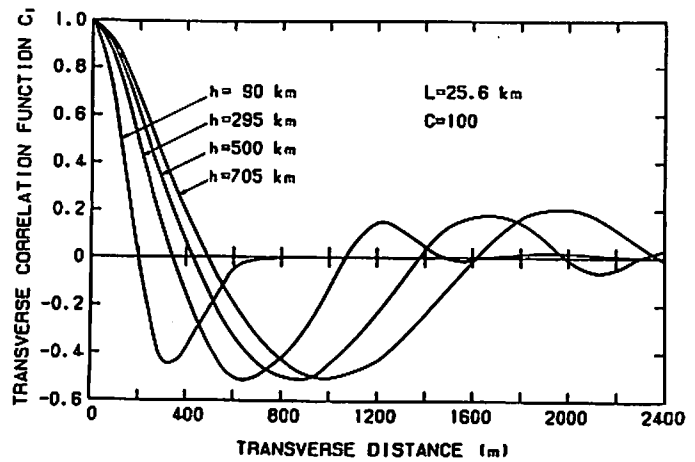


図3 薄いゆらぎで、弱いシンチレーションの場合の横方向相関関数。パラメータ h は伝搬距離を表す。

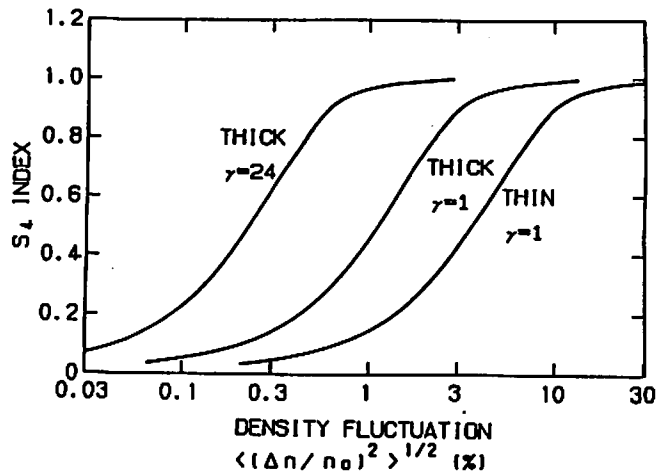


図4 ある強さのシンチレーションを発生させるのに必要な電子密度ゆらぎの強さ。薄く等方的、厚く等方的、および厚く非等方的(軸比=24)な3通りのゆらぎを仮定。

4 まとめ

電離圏シンチレーションの多点観測結果を説明するために、電離圏ゆらぎを仮定して、シンチレーションのモデル計算を行った。この結果、

強いシンチレーションの発生機構としては、多重散乱が重要であることが確かめられた。さらに、シンチレーションの観測結果から、電離圏ゆらぎの状態をより正確に推定することが可能になった。

参考文献

- [1] Kumagai, H. and T. Ogawa, Behavior of mid-latitude F-region irregularities

deduced from spaced-receiver VHF scintillation measurements, J. Atmos. Terr. Phys., 48, 221-230, 1986.

- [2] Kumagai, H., Spatial correlations in intense ionospheric scintillations: Comparisons between numerical computation and observation, Radio Sci., 22, 439-448, 1987.

熱圏大気重力波の共鳴相互作用 — 下向き重力波生成の可能性 —

柴田 喬
(電通大)

熱圏大気重力波のスペクトルを決定している要素の一つとして、波動-波動共鳴相互作用の果たす役割の重要性が指摘されている^(1,2)。筆者らは、その役割をできるだけ定量的に評価するために数値解析を進めている。この小文では、副題にあるように、三波共鳴による下向き重力波生成の問題をとりあげ解析結果の概略を報告する。結論は以下の三点に要約される。(1)重力波モード同士の共鳴に加えて、異種モード(重力波、音波)間の共鳴作用も存在する。(2)非線形初期波動を上向き波動と仮定すると、二次波として下向き重力波が生成される。(3)重力波モード同士の三波共鳴の場合、そのうちの一つは水平風の高さ方向シアとみなすことができ、エネルギー遷移の機構は、初期波動のエネルギーが水平風シアを介して下向き重力波のエネルギーに転換するものと解釈される。

出発となる基礎方程式は、Yeh and Liu (1981³⁾, 1985⁴⁾と同じなのでここでは省略する。展開の手法も大筋において彼らに従っているので、その概略を述べるにとどめる。解析に際して、背景大気は等温・無風・無損失とし、弱い非線形のもとで空間的に二次元問題として取り扱う。

波動場ベクトルを

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \frac{P' - C^2 \rho'}{C \sqrt{(\gamma - 1) \rho_0}} \\ \frac{P'}{C \sqrt{\rho_0}} \\ v_x' \sqrt{\rho_0} \\ v_z' \sqrt{\rho_0} \end{pmatrix} \quad (1)$$

とする。Cは音速、 γ は比熱比、 ρ , Pは大気密度および圧力、vは速度である。 ρ_0 は既知の背景大気密度、添え字'は摂動量を示す。この \vec{F} ベクトルの各成分の二乗はエネルギーを表しており、第1成分はthermobaricエネルギーに、第2成分はelasticエネルギーに、第3,4成分はkineticエネルギーに、それぞれ関連している。 \vec{F} ベクトルをフーリエ分解系で、

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} \vec{u}(\vec{k}) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2)$$

と表す。 $A_{\vec{k}}$ は波の複素振幅、 $\vec{u}(\vec{k})$ は正規化された波動場を表わす Eigenvector である。

$$\vec{u}(\vec{k}) = U \begin{pmatrix} i\omega\omega_b(k_z C + i\sqrt{\omega_b^2 - \omega^2}) \\ \omega(\omega^2 - \omega_b^2) \\ k_z C(\omega^2 - \omega_b^2) \\ \omega^2(k_z C + i\sqrt{\omega_b^2 - \omega^2}) \end{pmatrix} \quad (3)$$

ただし、Uは直交化パラメータ。 ω , \vec{k} は波の角周波数、波数ベクトルで、分散関係式、

$$\omega^4 - \omega^2(k^2 C^2 + \omega_b^2) + k_x^2 \omega_b^2 C^2 = 0 \quad (4)$$

を満足する。 ω_2, ω_3 はそれぞれ音波カットオフ周波数, プルント周波数である。 Yeh and Liu は、対象とする波動の垂直波長が背景大気のスケーラハイト(H)よりも十分短いという仮定のもとに、分散関係式や Eigenvector に近似式を使用して解析を簡単化しているが、ここで使用する(3), (4)式は、その近似を外しており解析的に厳密である。

三波共鳴の共鳴条件を

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_2 + \omega_3 \\ \bar{k}_1 &= \bar{k}_2 + \bar{k}_3\end{aligned}\tag{5}$$

の形にとると、複素振幅の時間変化を規定する方程式、

$$\frac{\partial A_{\bar{k}_n}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \bar{u} \cdot (\bar{k}_n) \cdot \bar{N}_{\bar{k}_n}\tag{6}$$

が得られる。*印は複素共役を示す。 $\bar{N}_{\bar{k}_n}$ は非線形効果を表すベクトルであるが、その具体的な形を示すことはここでの主眼から外れるので省略する。 Eigenvectorを考慮して(6)式を整理すれば、共鳴三波間の相互作用を表す関係式が得られる。なお、以後の記述において複素振幅の添え字 ' \bar{k}_n ' を ' n ' と略記する。

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial t} &= K_1 A_2 A_3 \\ \frac{\partial A_2}{\partial t} &= K_2 A_3^* A_1 \\ \frac{\partial A_3}{\partial t} &= K_3 A_1 A_2^*\end{aligned}\tag{7}$$

ここで、 K_n は相互結合係数である。複素振幅 A_n 、相互結合係数 K_n をそれぞれ振幅と位相の形で、

$$\begin{aligned}A_n &= |A_n| e^{i\phi_n} \\ K_n &= V_n e^{i\theta_n}\end{aligned}\tag{8}$$

と表すと、相互作用方程式(7)より、各波のエネルギー密度に関する式、

$$\begin{aligned}\frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} &= 2V_1 \cos(q_1 - \theta) |A_1| |A_2| |A_3| \\ \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} &= 2V_2 \cos(q_2 + \theta) |A_1| |A_2| |A_3| \\ \frac{\partial |A_3|^2}{\partial t} &= 2V_3 \cos(q_3 + \theta) |A_1| |A_2| |A_3|\end{aligned}\tag{9}$$

が得られる。ここで、 $\theta = \phi_1 - \phi_2 - \phi_3$ であり、エネルギー保存則より、

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \frac{V_1 \cos(q_1) + V_2 \cos(q_2) + V_3 \cos(q_3)}{V_2 \sin(q_2) + V_3 \sin(q_3) - V_1 \sin(q_1)} \right\}\tag{10}$$

と与えられる。結局、問題は、(9)式を初期値問題として解き波動間のエネルギー遷移を評価するこ

とに帰着する。その際、相互結合係数 K_n の値は共鳴三波の波動パラメータを与えて Eigenvector を求めることにより得られる。

まず、共鳴三波の構成を検討する。共鳴三波の波動パラメータは(4)式の分散関係式と(5)式の共鳴条件の連立解として得られる。今、'波-1'の周波数 ω_1 、波数 \bar{k}_1 を固定した場合、波数空間でみた共鳴三角(図1)を構成する三波の組合せを、'波-2'の波数ベクトル \bar{k}_2 の先端の軌跡で表現すると図2のようになる。ここでは'波-1'を下向きの重力波モード ($\omega_1 = 4.03E-3$ rad/s, $\theta_1 = 30^\circ$) としている。図中、'W-1, 2, 3'は'波-1, 2, 3'を意味し、重力波モードを'G'、音波モードを'A'として共鳴三波のモードの組合せを表している。これより、'重力波同士の共鳴'のみならず、'重力波-重力波-音波'、'重力波-音波-音波'等の異種モード間の共鳴結合も存在することが分かる。このことは、熱圏大気重力波の広いスペクトル領域にわたってエネルギー遷移が起こる可能性を示している。

次に、共鳴状態にある各波のエネルギーの時間変化を解析する。ここでは、初期エネルギー条件を

$$\begin{aligned} |A_1(t=0)|^2 &= 0 \\ |A_2(t=0)|^2 &\neq 0 \\ |A_3(t=0)|^2 &\neq 0 \end{aligned} \quad (11)$$

として、どのような初期波動('波-2'および'波-3')から二次波('波-1')が生成されるかという視点から、(9)式を解いた。二次波の波動パラメータは図2の場合と同じものを与えている。三波の中の一番大きい初期エネルギーで正規化した各波のエネルギーの、'波-1'の波動周期でみた時間変化の典型例を、図3に示す。(a)、(b)両図共、重力波同士の共鳴の場合である。図3(a)では、初期エネルギーがゼロの'波-1'は時間の経過とともに'波-2'および'波-3'よりエネルギーを買って成長し、19周期ほどの時間で全エネルギーの約79%を得るに至っている。一方、図3(b)の場合、'波-1'へのエネルギー供給は'波-2'からだけで、最終の獲得エネルギーは全体のその約45%である。'波-3'は'波-1'へエネルギーを与

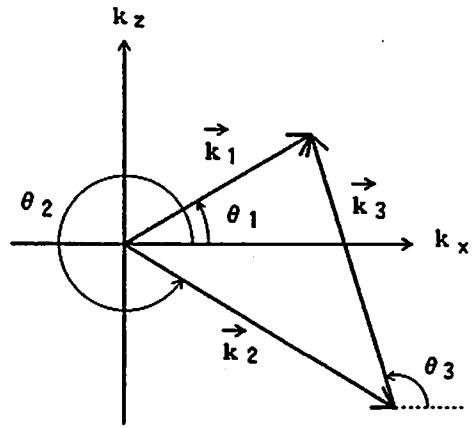


図1. 共鳴三角

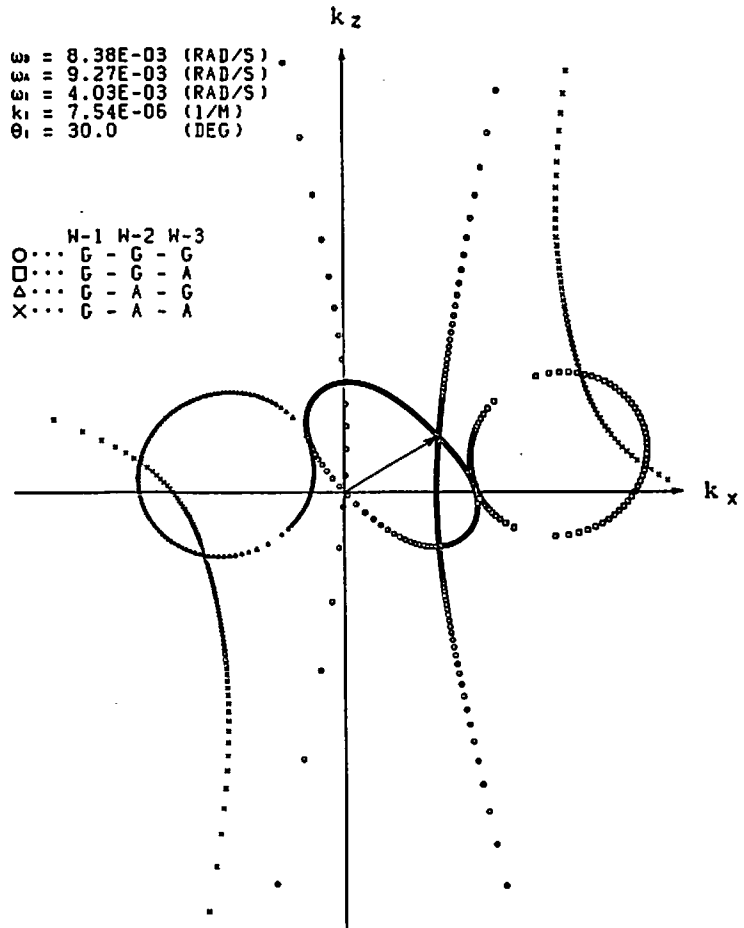
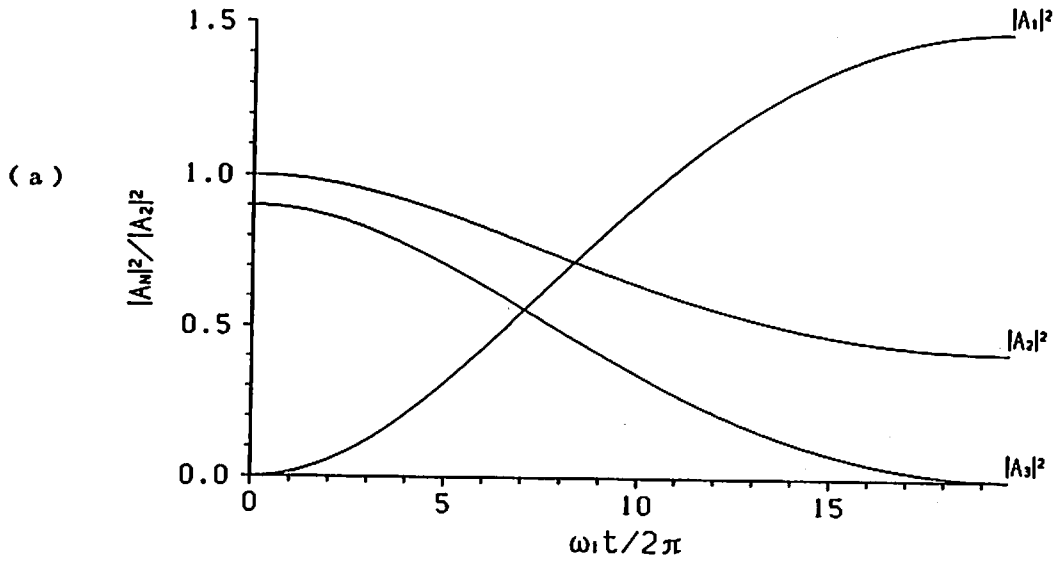


図2. 共鳴三角の軌跡.

	(RAD/S)	(1/M)	(DEG)
(G)	$\omega_1 = 8.38\text{D-}03$		
(G)	$\omega_2 = 4.03\text{D-}03$	$k_1 = 7.54\text{D-}06$	$\theta_1 = 30.0$
(G)	$\omega_3 = 1.54\text{D-}03$	$k_2 = 7.39\text{D-}06$	$\theta_2 = 69.0$
(G)	$\omega_3 = 2.49\text{D-}03$	$k_3 = 4.99\text{D-}06$	$\theta_3 = -38.9$



	(RAD/S)	(1/M)	(DEG)
(G)	$\omega_1 = 8.38\text{D-}03$		
(G)	$\omega_2 = 4.03\text{D-}03$	$k_1 = 7.54\text{D-}06$	$\theta_1 = 30.0$
(G)	$\omega_3 = 4.66\text{D-}03$	$k_2 = 7.95\text{D-}06$	$\theta_2 = 20.0$
(G)	$\omega_3 = -6.25\text{D-}04$	$k_3 = 1.41\text{D-}06$	$\theta_3 = 131.8$

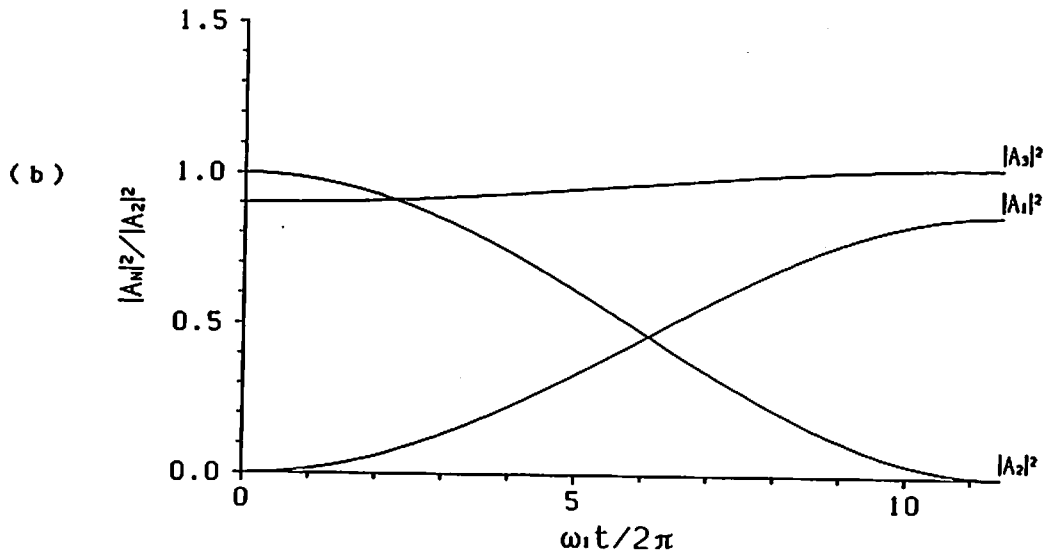


図3. エネルギーの時間変化.

えるところか、かえって'波-2'からエネルギーを少量ではあるが貰ってさえている。

図3(a),(b)両者の共鳴作用を比較した場合、二次波の最終獲得エネルギーのみに注目すると、前者のほうが後者よりもはるかに優位であるが、それに至る時間は後者の方がずっと早い。したがって、共鳴による二次波生成の効率を評価する場合には獲得エネルギーと経過時間の両方を考慮する必要がある。そこで、'波-1'のエネルギー獲得率を

$$R(t) = \frac{|A_1(t)|^2}{(\text{Total Energy})} \quad (12)$$

と表し、さらに、最大の獲得率 (R_{max}) とそれに達するまでの時間 (t_{max}) によって、エネルギー獲得効率を

$$G = \frac{R_{max}}{t_{max} \omega_1 / 2\pi} \quad (13)$$

と定義する。このようにして、'波-2'の位相伝搬角 θ_2 に対する'波-1'のエネルギー獲得効率 G の依存性を求めたものが、図4である。ただし、'波-1'の波動パラメータは固定し(図2,3と同じ下向き重力波)、さらに、 G 値は得られた中の最大値で正規化した相対値を描いている。一次波である'波-2'の初期エネルギーは、速度変動の振幅に換算して約1 m/sの値を仮定し、'波-3'の初期エネルギーは'波-2'のその1/99としている。一般に、一次波の初期エネルギーが大きいほど二次波のエネルギー獲得の t_{max} は小さくなり G 値の絶対値は大きくなる。しかし、図4の傾向は、

	(RAD/S)	(1/M)	(DEG)
$\omega_B =$	8.38E-03		
$\omega_A =$	9.27E-03		
$\omega_1 =$	4.03E-03	$k_1 = 7.54E-06$	$\theta_1 = 30.0$

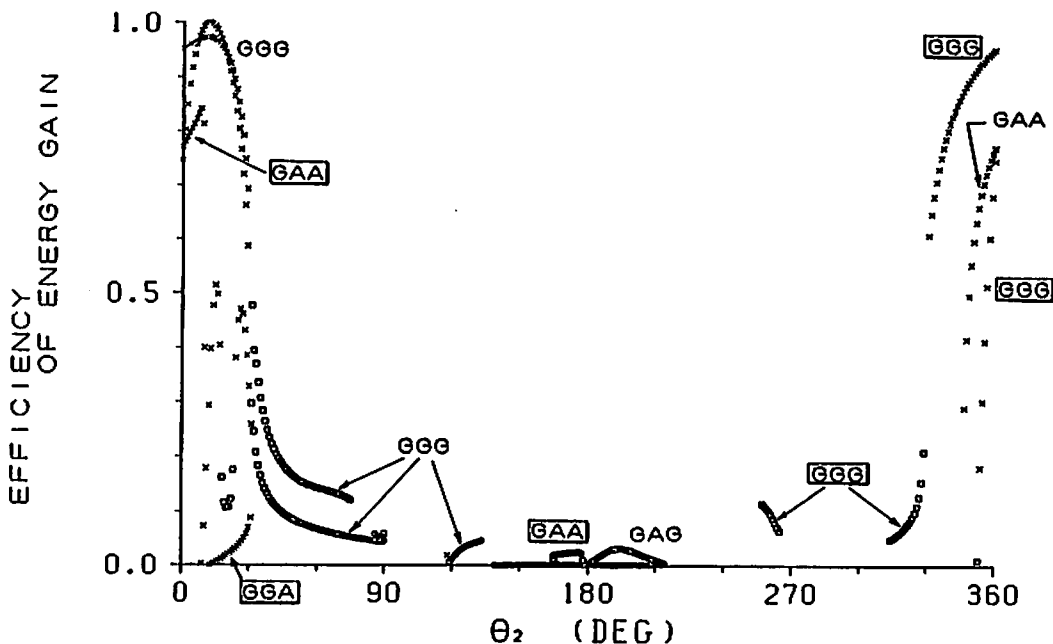


図4. 二次波のエネルギー獲得効率の θ_2 に対する相対変化。
ただし、二次波が下向き重力波 ($\theta_1=30^\circ$) の場合。
図中のシンボルについては、本文を参照されたい。

能性が高いと言える。

図4において最大のG値をしめす 'GGG' のケース ($\theta_2 \sim 360^\circ$) に注目し、エネルギー遷移の機構を考えてみる。この場合、 $k_{2z} \sim 0$, $k_{3x} \sim 0$ であることが共鳴三角の検討から分かる。すなわち、'波-2' はほぼ水平伝搬であり、'波-3' は垂直伝搬に近い。言い替えば、'波-3' は水平風の高さ方向の速度シアールとみることができる。したがって、このような場合のエネルギー遷移は、大振幅重力波のエネルギーが高さ方向の水平風シアールを介して下向き重力波に転換したものと解釈され、その時、水平風シアールは一つの触媒として作用していると考えられる。もし、 θ_2 が水平方向からずれて $\theta_2 \sim \theta_1$ となれば、この機構は McComas and Bretherton(1977)⁵⁾ ならびに Yeh and Liu(1985)⁴⁾ 等が示す三波共鳴の類別の中の 'elastic scattering' そのものである。

現在のところ、解析は予備的段階であり、使用したパラメータも熱圏高度の中規模重力波に視点を置いたものに限られている。今後、背景大気の状態や波動パラメータ、モード、初期エネルギー等に検討を加えて、さらに知見を広げたい。

《参考文献》

- 1) Beer, T., Atmospheric Waves, 300pp., Adam Hilger, London, 1974.
- 2) Hooke, W.H., Rossby-planetary waves, tides, and gravity waves in the upper atmosphere, in The Upper Atmosphere and Magnetosphere, Geophysics Study Committee, ed., pp.130-140, National Academy of Sciences, Washington, D.C., 1977.
- 3) Yeh, K.C. and C.H. Liu, The instability of atmospheric gravity waves through wave-wave interactions, J. Geophys. Res., **86**, 9722-9728, 1981.
- 4) Yeh, K.C. and C.H. Liu, Evolution of atmospheric spectrum by processes of wave-wave interaction, Radio Sci., **20**, 1279-1294, 1985.
- 5) McComas, C.H. and F.P. Bretherton, Resonant interaction of oceanic internal waves, J. Geophys. Res., **82**, 1397-1412, 1977.

田中 浩（名大水圏研）

1、はじめに

大気重力波と平均風との相互作用についてのレビューをということであるが、これについてはFritts(1984)の詳細なものがすでにあり、私自身これを越えられる自信はない。たしかに過去の研究を網羅し、現在の到達状況を正確に把握しておくことは重要ではあるが、生来整理の苦手な私にとって、何10編、時には100編を超える論文を抽出し、それらに対して適切な評節を与えることなどよほどの強い決心を固めてからでなければできないわけではない。それよりも近い将来のことを頭の中であれこれ考えている方が私自身にとっては面白い。したがって、ここで述べることも、レビューというよりもある種の「模索」にすぎないことをおことわりしておきたい。またできるかぎりFritts(1984)の述べていないことに重点を置いたつもりである。

2、メソボーズ無風層形成

大気重力波の研究が活気を帯びてきたのはそれが大規模場と相互作用をすることがわかってきたからである。このことを明確に示したものがLindzen(1981), Holton(1982)及びMatsuno(1982)の論文である。メソボーズの無風層は、対流圏から伝播してきた大気重力波の飽和によって形成されると考えられた(Matsunoの論文はeddy viscosityによる大気重力波の散逸を考えているが、これもまわりまわって飽和モデルとその基本においては同じである。これに関しては田中(1987)を参照のこと)。

なぜメソボーズの無風層が80-90kmの高度に存在するのか、はまことに興味ある問題である。無風層の高さまでを意識的に中間圏と命名したわけでもないと思われるのに、それらが一致したのは偶然のことなのであろうか。もし地球大気のように成層圏にオゾンが存在しない惑星ならば、対流圏から絶えず放射されてくる重力波の飽和によって中層大気全体にわたって平均流は消失してしまうかも知れない。地球大気の場合でも熱圏では大気密度が小さく分子動粘性が渦粘性よりも卓越するのでたとえ重力波が存在しなくても、いずれ、熱圏内部で平均流が散逸して無風状態が出現するはずである。また分子動粘性を考えなくても、Dunkerton(1981)が言うように地球大気の質量有限性を考えれば、中層大気はどこかで増幅された重力波の非定常性のために無風層が必然的に形成される(田中、1987参照)。このように考えてみると、80-90kmの高度に生じる無風層は、地球に特有のいくつかの諸条件が重なり合ったことが原因となっているようである。

電離層や磁気圏までを含んだ地球大気が現在のような状態で存在できるためには、大気重力波によって担われる地表面ストレスがその伝播途中で適当に放出されなければならない。事実、これまでの数値シミュレーションの結果によるとトロポボーズから下部成層圏までにその99%以上は放出されてしまい、中間圏まで到達するのは1%以下である。このように微々たるストレスでもメソボーズに達すれば無風層を形成するのに十分なのである。対流圏で発生した全ての大気重力波が途中どこでも放出されずそのまま中間圏まで伝播した場合は現在のメソボーズ高度よりずっと下方に無風層が形成されるであろう。さらに、メソボーズ無風層も形成されず、全帯重力波のストレスが熱圏まで直接到達したと仮定すれば、そこが強烈に揺すられて輝きだすかもしれない(ジオコロナの発生)。このように、大気重力波は各高度でストレスを上手に配分しながら放出して一般場を減速し、地球大気の現状を維持しているといえる。大気全体を通じて非常に巧妙な負のフィードバックが働いているわけであるが、このメカニズムを総合的に理解することが最終目標である。しかし現状はとてつもなくおぼろげな大気重力波の素性、その振舞いを地道に追跡してゆくこと以外に王道はなさそうである。

3. 大気重力波の発生について

大気重力波の発生源に関する研究も決して少なくはないが、必ずしもこれまでに明確になったとは言えない。この理由はたぶんいろいろな発生源が存在することの反映かもしれない。対流圏ジェット気流のシア(Kelvin-Helmholtz)不安定によってK-H渦と同時にそれよりはかなり長い波長の重力波が発生するという報告はいくつかある(例えば理論的にはLindzen(1984)及びFritts(1982a, b))。しかしこの種の重力波はかなり大きな位相速度を持っているのが普通でしたがって周期も短い。MUレーダーなどの観測ではそれほどしばしば見かけない理由として、振幅が小さいことが挙げられる。

山岳は、大気重力波の大きな発生源であることはほぼ間違いない。しかしわが国の山岳がグローバルな意味でどの程度重力波発生に寄与しているのかはまだ明らかではない。また、季節によって下層の風系が変化しその発生状況は異なる。チベット・ヒマラヤ山系、ロッキー山系およびその他の大規模山岳系からの重力波がグローバルには重要である。わが国上空でもチベット・ヒマラヤ山系から発生された長波長の大気重力波(慣性重力波)が存在する可能性は大きい。大気重力波も定常プラネタリー波と同じように大規模山岳系で発生したものが卓越すると仮定すれば、地球をとりまいて2つか3つの大気重力波の大きな巣が存在することになる。大気重力波がこの様に一様に分布していないことは定常プラネタリー波の発生と関連して興味ある問題を提示する。

大気重力波の発生源として重要なものに中規模擾乱がある。特に前線付近に発生するメソβ規模の擾乱は地衡風調節過程を通じて100kmオーダーの有効な重力波源と成り得る。これについては本報告書に斎藤・田中が詳細に述べているので参照されたい(また傾圧場中でのメソβ擾乱の構造についてはSaitoh and Tanaka(1987)を参照)。これまで低気圧や前線から重力波が発生すると言った報告が多くある。大気場が地衡風(あるいは、準地衡風)平衡を維持する限り重力波は発生しない。前線形成論については、特に前線の南北幅が狭くなって地衡風平衡が成立しなくなったときに十分理解されていない。これについてはHoskins and Bretherton(1972)の理論があるが、私には難かしすぎて何をいっているかよく理解できないし、また現実の湿潤大気中では必然的にメソスケール擾乱が前線内に発生して傾圧不安定だけでは不十分な潜熱輸送をおこなうために、彼らの予測するようには必ずしもならないであろう。湿潤大気では前線は不可避免的に水過程を伴うため、リチャードソン数の低下をもたらすメソスケール不安定あるいは対称不安定を誘発する。前線から重力波が発生するよう見えるのは、そこにメソスケール擾乱がすでに形成されており、湿潤大気中のロスビーの変形半径の減少に伴って重力波が大量に発生していると考えたほうがよいかもしれない。このような湿潤過程に伴うメソβスケールの擾乱は、上方から下方に運動量を輸送して下層ジェットを形成する。しかしこれに伴ってもととのジェット気流のピークの上下では局所的にシアが強まることもあり、シア不安定などが生じる可能性がある。

対流圏ジェット気流のシアが強まり、局所的にでもリチャードソン数が1/4以下になるとシア(K-H)不安定が起こり、K-H渦と同時に重力波をも放出することは既に述べた通りである。このようにして発生した重力波の波数ベクトルは一般流の方向を向いている。またメソβ規模擾乱から発生する重力波の波数ベクトルは一般流に垂直な方向を向いている。もしリチャードソン数が1より小さくなれば、たとえ水過程を含まなくても南北の強い温度差を解消するため対称不安定が起こり得ることはEliassen and Kleinschmidt(1957)以来いわれており、最近では、Orlanski and Ross(1977)なども数値シミュレーションによって確かめている。それでは、対流圏ジェット気流で発生する重力波というのは、対称不安定によるものかあるいはシア不安定によるものか、いったいどちらの不安定性が有効に作用するものであろうか。対称不安定の方は、リチャードソン数が1よりも小さくなれば発生するので、1/4以下にならなければ起こらないシア不安定よりは制限はゆるい。ただ、リチャードソン数が1以下になる高度領域は薄いので、対称不安定の形成において若干の問題は残る。いまリチャードソン数が1以下の領域の厚さを

2km と仮定すると、Emanuel(1979)の提出した対称不安定の cross wind方向のスケールは $\bar{u}_z \times 2\text{km} / f$ (\bar{u}_z は温度風の鉛直シアー、 f はコリオリ因子) であり、これに $f \sim 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 、 $\bar{u}_z \sim 2 \times 10^{-2} \text{s}^{-1}$ を代入すると400kmとなる。この場合も、波数ベクトルは cross wind の方向である。対称不安定によって発生した擾乱はまさに不安定波であり、重力波そのものではない。しかしこの不安定波が減衰する過程で重力波を放出することは十分に考えられる。重力波の波数ベクトルと風の方向が異なる場合、どのように鉛直に伝播するかについては全く研究がない。いつまでも cross wind のままなのか、あるいは、風の方向に沿うようになるのかは有限振幅波では面白い研究テーマである。わが国は、ちょうどジェット気流が強まるところに位置しており現実にはMULレーダーなどで観測される重力波がジェット気流による対称不安定起源のものであるかどうか慎重に検証しなければならない。

4、大気重力波とプラネタリー波

時として、図のかきかたによって固定観念を植え付けられてしまうことがある。帯状流平均の図もその一つである。例えば、大気重力波と平均流の相互作用という場合に特に注意をしなければならないのは、地球上の重力波源は東西に一様ではないということである。Lindzen(1981), Holton(1982), Matsuno(1982), Tanaka(1986)のようなむしろ平均場の減衰メカニズムを単純に抽出することを目的としているときは、かまわないが、もう少し現実的なモデルを考える場合や、何かそれに付随するその他の現象まで含めて表現しようとしている場合は注意を要する。

図1は冬季に山岳などから放射された重力波が下部成層圏で碎波して帯状流を減速した場合、その後どのような連鎖反応が生じるかを模式的に示したものである(Tanaka et al., 1987参照)。個々の重力波の碎波によって起こる東西流の減速の結果、北向きの流れが碎波領域に生じるが、これはロスビーの変形半径 (NH/f) のオーダーまで達すると上下に分岐する。下側の流れは対流圏に下降しその中を南向きに進み熱帯地方を経て上昇し

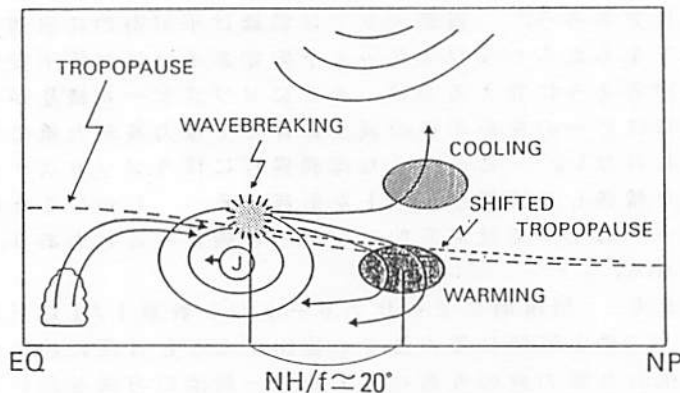


図1 大気重力波が下部成層圏で碎波しそれに伴って生じる大気大循環の変化を示した模式図。 NH/f はロスビーの変形半径を示す。詳細は本文参照。

もとに戻る。下降域では断熱加熱が生じ上昇域では断熱冷却が生じるが、北より南の方が地表の面積がずっと大きく、南方の冷却はほとんど無視できる。この結果として南北の温度勾配が弱まり亜熱帯ジェット気流の強さが全体的に減少する。このこととたぶん等価であると考えられるが、対流圏内の南向きの流れがコリオリ効果によって亜熱帯ジェット気流を全体的に弱める。同時にジェット軸が若干南に移動する。一方、碎波レベルより上方への子午面循環も生じて、その上昇域では断熱冷却が起こる。スーパーコンピュータの発達とともに大循環モデルのグリッド間隔が小さくなると、それまでなまされていた傾圧波の効果が正確に現れて、「westerly bias」と呼ばれる強すぎる西風が出現した。

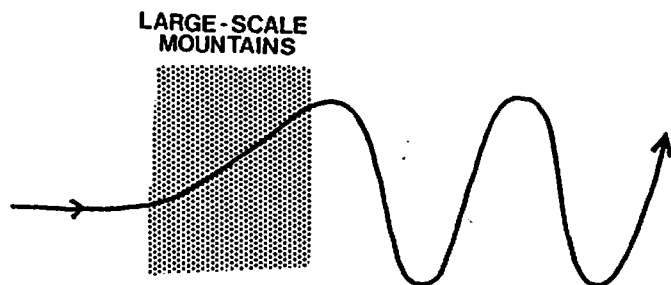


図2 ヒマラヤ・チベット山系などの大規模山岳系から発生する個々の大気重力波の砕波の効果の総和としての流れの変調。詳細は本文参照。

はずである。例えば、ヒマラヤ・チベット山系では下部成層圏の帯状流が強い減衰効果を受け、同時に北向きの流れが励起される。流れは重力波源全域で北向きに曲げられ、そこを通り過ぎると絶対渦度保存則のために南北に波うつ。これは、従来考えられているような、山越えの際のポテンシャル渦度保存によって生じる南向きの流れの励起とは逆センスである(図2参照)。ただこれらの起こっている高さが全く異なり、前者は下部成層圏であるが、後者は対流圏である。前者によって生じる子午面循環も対流圏では南向きになるので、後者の結果生じる南向きの流れはむしろ強め合う。大気重力波個々にみれば大規模擾乱ではなく、それによる平均場の変動も地衡風平衡は成り立っていないかも知れないが、ヒマラヤ・チベット山系を一つの塊として考えれば、個々の重力波の効果の総和として地衡風の考えでもよいのではないだろうか。あるいは地衡風調節によって最終的に地衡風成分が残るのではないだろうか。大規模重力波源に伴う宙に浮いたエクマン層によってこの様に生じる擾乱の最終形態とはそもそもなんと呼ぶべきであろうか。たぶん強制プラネタリー波(あるいはプラネタリー波束)と呼んでもよいのだろうが必ずしもその構造がはっきりせず、いくつかの疑問点が理論的に残されている現状ではとりあえず偽プラネタリー波と呼んでおく。さらに、下方で発生したプラネタリー波と下部成層圏で発生した準プラネタリー波との間のマッチングも興味ある問題である。トロポポーズや下部成層圏をプラネタリー波がどのように通過し変調されるかは必ずしも十分研究されてはいない。まして重力波によって偽プラネタリー波が発生したりすると状況はもっと複雑になる。以上述べたように、重力波源の分布はかなり大規模ではあるが一様ではなく、平均流の変調もそれに付随すると考えた方が実像に近い。ただ、中間圏まで達するとこのような重力波発生の際度依存性の影響は、いったんトロポポーズでのフィルターを通過してくるため、相対的に弱められると予想される。個々の大気重力波源が寄り集まって大規模波源になった場合、このように偽プラネタリー波を発生する可能性もあるが、逆にもともとあったプラネタリー波を抑制することもあり得る。このように重力波は単に平均場とだけでなく、プラネタリー規模の波動との相互作用も行うのである。

これを抑制するために重力波をもちこんでブレーキをかけたのである。大気大循環モデルは多くの効果が複雑にからみあって相互に作用しているので、もしかしたら他にも抑制する原因があるかもしれない。

それはそれとして、ここに興味ある問題が提起される。図1に示されるような重力波の砕波は、決して地球を取り巻いて一様に起こっているわけではない。これが最も激しく起こっているのはヒマラヤ・チベット山系の上空である。その他にロッキー山系やヨーロッパ・アルプス山系、グリーンランドやアラスカなどでも起こっている

5. おわりに

大気重力波と平均流の相互作用及び大気重力波とプラネタリー規模の波動との相互作用について若干将来の展望を含めて述べてきた。大気重力波の大気力学における重要性がMAP期間中に認知されて以来、相互作用の問題も随分研究が進展したが、それと並行して新しい問題も数多く現れてきた。今後は、大気重力波、プラネタリー波及び平均流の3者の相互作用の問題がクローズアップされるだろう。特に大気重力波が大規模領域から massive に発生するような場合におけるプラネタリー波との関係が注目される。このような予想に基づいて、WCRPの研究の一環として全球力学モデルを開発し、中層大気と対流圏大気との結合の視点からこの問題にも取り組んでいる。大気重力波の問題もやるべきことはますます増えてくる。

引用文献

- Dunkerton, T. T., 1981: Wave transience in a compressible atmosphere, Part I. Transient internal wave, mean-flow interaction. J. Atmos. Sci., 38, 281-297.
- Eliassen, A, and E. Kleinschmidt. 1957: Dynamic Meteorology, Encyclopedia of physics, Volume XLVIII, Edited by S. Flugge, Springer-Verlag, pp.1045.
- Emanuel, K, 1979: Inertial instability and mesoscale convective system. Part I. Linear theory of inertial instability. J. Atmos. Sci., 36, 2425-2449.
- Fritts, D. C., 1982a: Shear excitation of atmospheric gravity waves. J. Atmos. Sci., 39, 1936-1952.
- , 1982b: The transient critical-level interaction in a Boussinesq fluid. J. Geophys. Res., 87, 7997-8016.
- , 1984: Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observation. Rev. Geophys. Space Phys., 22, 275-308.
- Holton, J. R., 1982: The role of gravity wave-induced drag and diffusion in the momentum budget of the atmosphere. J. Atmos. Sci., 39, 791-799.
- Hoskins, B. J., and F. P. Bretherton. 1972: Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution. J. Atmos. Sci., 29, 11-37.
- Lindzen, R. S., 1974: Stability of a Helmholtz velocity profile in a continuously stratified, infinite Boussinesq fluid - Application to clear air turbulence. J. Atmos. Sci., 31, 1507-1514.
- , 1981: Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown. J. Geophys. Res., 86, 9707-9714.
- Matsuno, T., 1982: A quasi-one-dimensional model of the middle atmosphere interacting with internal gravity waves. J. Meteor. Soc. Japan, 60, 215-226.
- Orlanski, I., and B. B. Ross. 1977: The circulation associated with a cold front

. Part I: Dry case. J. Atmos. Sci., 34, 1619-1633.

Saitoh, S., and H. Tanaka, 1987: Numerical experiment of conditional symmetric baroclinic instability as a possible cause for frontal rainband formation. Part I: A basic experiment. Submitted to J. Meteor. Soc. Japan.

Tanaka, H., 1986: A slowly varying model of the lower stratospheric wind minimum induced by mesoscale mountain wave breakdown. J. Atmos. Sci., 43, 1881-1892.

——, D. J. Lemich, K. Takano, and M. A. Geller, 1987: Modifications of general circulation by breaking and transience of orographic gravity waves. To be submitted to Mon. Wea. Rev.

田中 浩, 1987:大気重力波の伝播・砕波の理論 (MAP期間の国内外の成果). 大気圏シンポジウム報告書、宇宙科学研究所.

Interpretation of the Structure of Mesospheric Turbulence Layers in terms of Inertia Gravity Waves

Mamoru Yamamoto, Toshitaka Tsuda, Toru Sato, Shoichiro Fukao and Susumu Kato
(Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University)

Abstract

MU radar observations with good time-height resolution have found that inertia gravity waves play an important role in producing turbulence layers in the mesosphere. When the Richardson number modified by the inertia gravity wave was larger than 1, the inertia gravity wave confined the altitude region with relatively small Richardson number, where smaller scale perturbations superposed on the wave seemed to make the Richardson number smaller than the critical values for instabilities, and produce turbulence. Scattering layers showed a descending motion at a vertical phase velocity of a monochromatic inertia gravity wave, and appeared at the altitude of the minimum Richardson number modified by the wave. A mixture of several layers with different descending motions was observed when wind fields consist of several gravity waves with different vertical wavelengths and phase velocities. On the other hand, when the Richardson number modified by the inertia gravity wave became as small as 0, the wave itself seemed to be dissipated through instabilities, and produce thicker turbulence layer than that in other cases. The radial wind velocities showed large fluctuations with a period of 9 min, which showed a phase reversal near the altitude of minimum Richardson number. The fluctuation seemed to be attributed to the shear or convective instabilities induced by the saturated inertia gravity wave.

1 Introduction

MST radar observations performed at VHF have revealed that mesospheric turbulence regions are distributed discontinuously in time and space [Harper and Woodman, 1977; Czechowsky *et al.*, 1979]. By the SOUSY radar observations with height resolution of 150 m, various structures of turbulence regions have been classified into blobs, sheets and layers [Röttger *et al.*, 1979] although the mechanisms to produce the different structures is not explained. Also, it is observed that the height intervals of the scattering layers are associated with the half of the vertical wavelength of the wave-like structure in the wind field, and the maximum echo power appears around the altitude of the maximum vertical wind shear [Rüster, 1984; Rüster and Klostermeyer, 1985]. Observations in the mesosphere [Manson *et al.*, 1979; Vincent and Stubbs, 1977; Vincent, 1984] have

shown that gravity waves are dissipated through dynamical or convective instabilities [Fritts, 1984; Fritts and Rastogi, 1985]. It is theoretically expected that gravity waves in the upper mesosphere are saturated, and produce turbulence. In this paper, we have investigated a relation between gravity waves and scattering layers by using the MU radar.

2 MU radar observations

The MU radar (35°N, 136°E) completed in 1984 is described in detail by Kato *et al.* [1984] and Fukao *et al.* [1985a, b]. We have observed the mesosphere in two observational periods on the 8 February 1985 and on the 13 and 14 February 1986. Fundamental observation parameters are listed in Table 1. The major differences between the two observations are range resolution and number of beam directions. The range resolution was 300 m in the first observation, while it was 600 m with 300 m oversampling in the second observation. We have observed only four oblique directions at a zenith angle of 10° in the first observation, and vertical and four oblique directions in the second observation. Echo power, radial wind velocity and spectral width are determined by a least square fitting of Doppler spectra. Horizontal wind velocities are calculated from a pair of radial wind velocity measurements in the opposite beam directions.

3 Results

From MU radar observations of the mesosphere, we have frequently found evidence of inertia gravity waves with periods around 10 hr and vertical wavelengths ranging from 4 to 20 km. Inertia gravity waves significantly modify the Richardson number profile through modifications of both wind shear and temperature profiles [Fritts and Rastogi, 1985; Tsuda *et al.*, 1985]. We have studied relations between structure of scattering layers and Richardson number profiles modified by inertia gravity waves. In the calculation of the Richardson number profile, we have assumed the wind fields as a superposition of inertia gravity waves on a linear background shear. Perturbation of potential temperature due to gravity waves is estimated by using the linear polarization equation of gravity waves between wind velocity and temperature variation [Fritts and Rastogi, 1985]. We have adopted the CIRA 1972 model as a background potential

Observation period	8 February 1985	13,14 February 1986
Observation range	60-98.1 km	60-98.1 km
Beam directions (θ : Zenith angle)	Northward ($\theta=10^\circ$) Eastward ($\theta=10^\circ$) Southward ($\theta=10^\circ$) Westward ($\theta=10^\circ$)	Vertical Northward ($\theta=10^\circ$) Eastward ($\theta=10^\circ$) Southward ($\theta=10^\circ$) Westward ($\theta=10^\circ$)
Range resolution	300 m	600 m (sampled every 300 m)
Time resolution	120 s	150 s
Inter pulse period	730 μ s	730 μ s
Pulse compression	16 bit complementary	8 bit complementary
Coherent integration	30 times	20 times
Incoherent integration	10 times	6 times

Table 1: Observation parameters with the MU radar

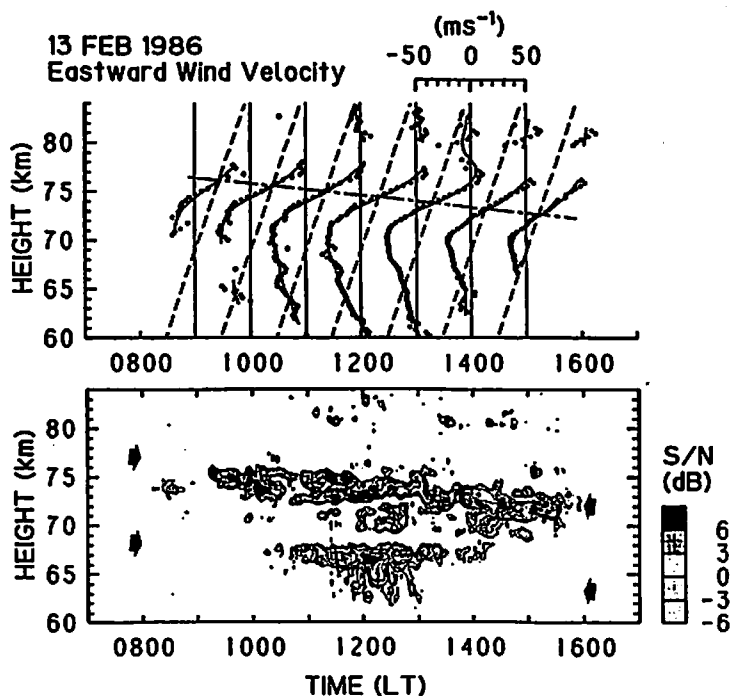


Figure 1: Wind profiles (top) and echo power contour (bottom) observed on 13 February 1986. Dots in the top panel show eastward wind profiles each of which is a 2-hr average determined every 1 hr. Dashed lines show a vertical linear trend of the wind profile averaged over the whole observation period. Thick curves denote wind profiles after low-pass filtering with a cutoff wavelength of 6 km. A chained line indicates a phase line connecting points where filtered wind profile go across the linear trend. Two pairs of arrows in the bottom panel correspond to the phase lines with vertical spacing of half of the wavelength of the inertia gravity wave.

temperature profile.

3.1 A monochromatic gravity wave with Richardson number > 1

Figure 1 shows eastward wind profiles determined in every 2 hr at each altitude accompanied with a background linear trend averaged over 8–16 LT and smoothed wind profiles obtained by removing fluctuations with wavelengths smaller than 6 km by a low-pass filter. A wave-like structure with a vertical wavelength of approximately 18 km is recognized in the filtered wind profile, which suggests a manifestation of an inertia gravity wave. A phase line, which is determined by connecting points where the profiles go across the linear trend wind, clearly shows a downward progression of phase. The vertical phase velocity is estimated as 0.6 km/hr. Figure 1 also shows that intense scattering layers at the 70–75 km altitudes distribute discretely in height with thickness of a few kilometers, and propagate downward. The upper pair of arrows in the echo power contour at 72–77 km altitudes indicates locations of the phase line drawn in the wind profiles. The lower pair of arrows are shifted downward by half of the vertical wavelength of the gravity wave. The progression of the structure of the scattering layers at 70–75 km is almost parallel to the downward propagation of the wind fields. The other intense scattering layer at 63–68 km centered at noon appears around the phase line indicated by the lower pair of the arrows, but does not show clear downward motion.

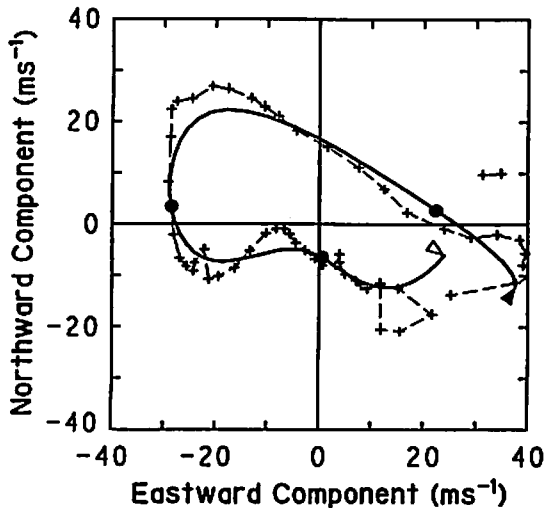


Figure 2: A polar plot of the wind fields observed in 12–14 LT on 13 February 1986. Cross symbols show determinations of wind vectors at each altitude. Vertical linear trend of the wind profile is extracted. The smoothed curve is obtained by using the low-pass filter with a cutoff wavelength of 6 km. The open and solid triangles on the solid line indicate the lowest (60.2 km) and highest altitudes (77.5 km). Circular symbols are plotted at 65, 70 and 75 km.

In order to investigate the polarization of the wave, a wind velocity vector is calculated by averaging the eastward and northward components during 12–14 LT. Figure 2 shows a hodograph of the wind vector after subtracting the vertical linear trend of the wind. The tip of the wind vector moves clockwise with increasing height. By removing components with vertical wavelength smaller than 6 km, the wind vector shows an elliptical rotation, although contaminations by smaller scale fluctuations are still recognized. This shows that the wave is an inertia gravity wave propagating upward [Gossard and Hooke, 1975]. From the ratio between the long and short axes of the ellipse, the intrinsic period of the wave is estimated to be 9.7 hr. The direction of the long axis shows that the wave propagates horizontally either to the north-west or the south-east. In order to calculate the Richardson number modified by the gravity wave, we need to determine the propagation direction. According to the polarization equation of gravity waves, the vertical wind component is almost in-phase with the horizontal component along the propagating direction [Gossard and Hooke, 1975]. Unfortunately, the vertical wind velocity in 12–14 LT was not systematic enough to determine the profile. However, the sign of the vertical wind velocities obtained before and after the wind vector determination have suggested that the gravity wave may have propagated to the north-west.

By using the characteristics of the inertia gravity wave in 12–14 LT listed in Table 2, a corresponding Richardson number profile is calculated as shown in Fig. 3. It has minimum values of 3.2 and 1.8 at 67 and 73 km altitudes, respectively. Note that the altitudes of the minimum Richardson number do not necessarily agree with those of the maximum wind shear, because the Richardson number profile is also affected by the temperature gradient which has a phase shift to the wind shear profile [Fritts and Rastogi, 1985; Tsuda *et al.*, 1985]. Enhancements in the echo power profile detected at 67 and 73 km altitudes coincide with the minima of the Richardson number profile. Also, the minimum of the echo power profile at 69 km corresponds to the altitude of the local maximum of the Richardson number. A vertical profile of spectral width has peaks at around 65 and 75 km, and a broad minimum of about 0.5 ms^{-1} at around 70 km.

As shown in Fig. 3 (a), the wind profile averaged over 2 hr is well described by the model wind field which is a superposition of the monochromatic inertia gravity wave on the vertical linear trend. The amplitude of the wave does not seem to increase with altitude. This implies that the wave is saturated. However, the minimum value of the Richardson number associated with the wave and mean flow is not small enough to excite either convective or shear instabilities [Fritts and Rastogi, 1985]. It is likely that the inertia gravity wave produces regions with relatively small Richardson number, where it may become smaller than the critical values due to the possible superposition of smaller scale fluctuations, and thus turbulence layers are easily produced.

Observation period	13 February 1986	14 February 1986	8 February 1985	
Inertia gravity waves		I	II	
Intrinsic period (hr)	9.7	8.9	9.0	8.0
Vertical wavelength (km)	17.60	12.50	3.0	5.6
Propagating direction	58° west from the north	53° west from the north	westward	7° east from the north
Amplitude* (ms^{-1})	30.00	29.40	6.0	19.00
Mean background wind				
Northward wind				
shear ($\text{ms}^{-1}\text{km}^{-1}$)	0.9	2.2	3.7	
velocity (ms^{-1}) at 70 km	-16.000	-8.00	-14.000	
Eastward wind				
shear ($\text{ms}^{-1}\text{km}^{-1}$)	3.3	0.4	4.4	
velocity (ms^{-1}) at 70 km	1.0	25.00	13.00	

* Maximum wind velocity along the long-axis of the ellipse

Table 2: Parameters for the Richardson number calculations.

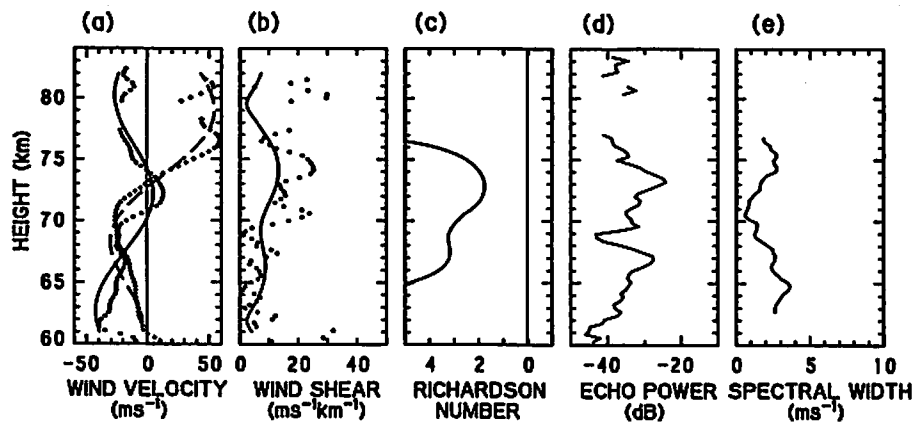


Figure 3: Vertical profiles of (a) wind fields, (b) wind shear, (c) Richardson number, (d) echo power and (e) spectral width observed in 12-14 LT on 13 February 1986. Dots and cross symbols in (a) correspond to northward and eastward wind components averaged over 2 hr, respectively. Solid and dashed lines in (a) shows northward and eastward components of the model wind which is obtained by assuming the linear trend and the inertia gravity wave listed in Table 2, respectively. Dots in (b) correspond to intensity of vector shear of the observed wind velocities shown in (a), and a solid line to that of the model wind. The Richardson number profile is obtained by using the model wind.

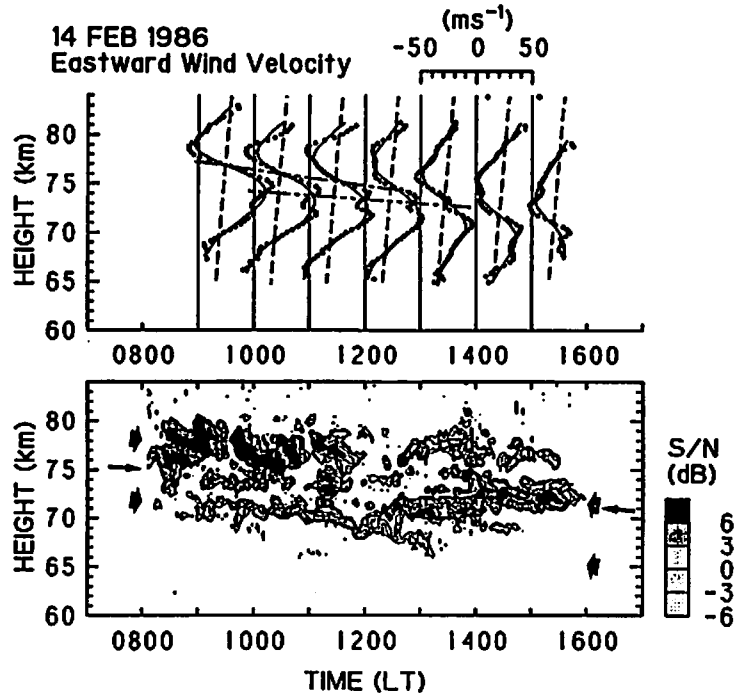


Figure 4: The same as Fig. 1. except for the observations on 14 February 1986. Two kinds of phase lines with downward phase velocities of 0.8 and 0.4 km/hr are indicated as chained and doubly-chained lines (top), and thick and thin arrows (bottom), respectively.

3.2 Superposition of gravity waves with Richardson number > 1

A similar observation to case 3.1 has been made on 14 February 1986. Wind fields shown in Fig. 4 indicate an inertia gravity wave with a vertical wavelength and downward phase velocity of 12.5 km and 0.8 km/hr, respectively. A polar plot of the filtered wind fields is shown in Fig. 5. The elliptical motion of the wind vector indicates that the inertia gravity wave has an intrinsic period of 8.9 hr, which is slightly shorter than the inertia gravity wave detected on the previous day. The propagation direction of the wave was determined as in the case 3.1 and was in the north-west direction. This suggests that we have observed the same inertia gravity wave on two consecutive days. However, echo power profiles, also plotted in Fig. 4, show a much more complicated structure than in Fig. 1. Although the over-all structure of intense scattering regions shows downward progression, which seems to agree with the phase line of the inertia gravity wave as indicated by the pair of thick arrows in Fig. 4, the scattering region has fine structures with various time-height scales.

In the 70–76 km region of the wind profile without filtering, another wave-like variation is recognized. The vertical wavelength and downward phase velocity of the wave is approximately 3.0 km and 0.4 km/hr, respectively. The phase line of this wave is also indicated by the thin arrows in the echo power contour in Fig. 4. Thin turbulence layers at 74 km around 10 LT and at 70–72 km in 13–14 LT seem to show a similar descending

motion to the phase line indicated by the thin arrows. In Fig. 5, the wind vector without filtering shows a corresponding elliptical motion superposed on the rotation due to the wave with larger wavelength. The intrinsic period of the wave seems to be approximately 9 hr. Considering the vertical component of the wind, this wave

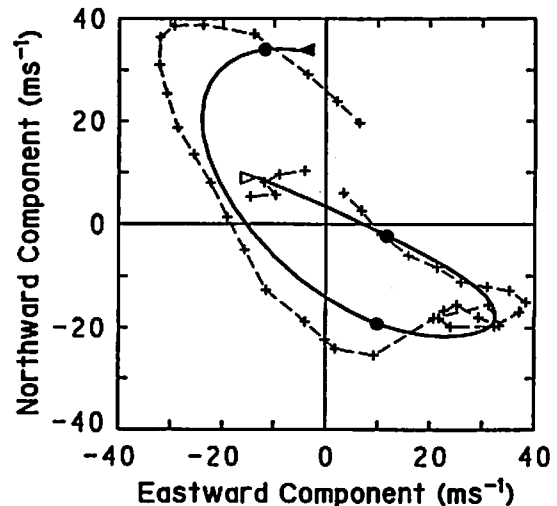


Figure 5: The same as Fig. 2. except for the observations in 10–11 LT on 14 February 1986. The open and solid triangles on the solid line indicates the lowest (67.6 km) and highest altitudes (80.6 km). Circular symbols are plotted at 70, 75 and 80 km.

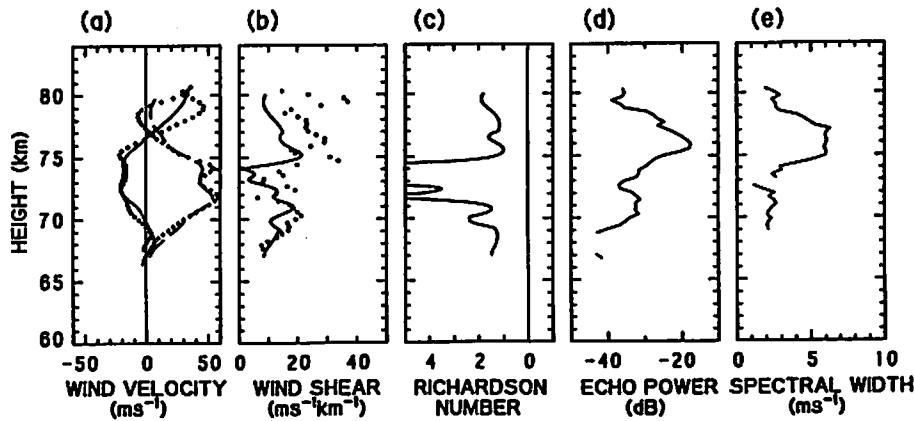


Figure 6: The same as Fig. 3 except for the observations in 10–11 LT on 14 February 1986.

seems to propagate westward.

Figure 6 shows the filtered wind profile determined during 10–11 LT and a Richardson number profile calculated by assuming wind fields as a superposition of a linear trend and two gravity waves (I) and (II). As summarized in Table 2, we have assumed an inertia gravity wave (I) with wavelength of 12.5 km in the whole altitude range. Another gravity wave (II) with wavelength of 3.0 km is superposed within 69–77 km altitudes in order to approximate fine structure of the wind fields; the amplitude is set to 6 ms^{-1} between 72 and 74 km, and linearly tapered off to 0 ms^{-1} at the 77 and 69 km altitudes. The Richardson number profile has two broad minima of approximately 1.0 in the altitude regions above 75 km and below 71 km, which generally agree with intense peaks of the echo power profile and spectral width. These minima of Richardson number at around 71 and 75 km are attributed to the superposition of the two gravity wave with different wavelengths, and can not be explained by assuming only the larger scale inertia gravity wave. The Richardson number became large at the 73–74 km altitudes where the echo power becomes weak as can be recognized from Fig. 6.

Although the echo power profile shown in Fig. 6 is complicated, its structure seems to be correlated with the behavior of the gravity waves. It might be appropriate to interpret the structures of the scattering regions observed on 14 February 1986 as a superposition of many layers each of which progressed downward following various motions of gravity waves. That is, a mechanism to generate the scattering layer would be the same as that in case 3.1, but superposition of various gravity waves made the structure of scattering layers complicated.

3.3 A monochromatic gravity wave with Richardson number $< 1/4$

Figure 7 shows the northward wind profiles and echo power observed on 8 February 1985. Since the averaged northward wind velocities determined every 1 hr increase with time, a linear trend of the height profile of the wind field averaged over the whole observation period, as was

used in cases 3.1 and 3.2, is not appropriate to represent the background trend of the wind fields. Therefore, vertical linear trends in Fig. 7 are calculated every wind profile. The wind fields contain a monochromatic inertia gravity wave with a vertical wavelength and downward phase velocity of 5.6 km and approximately 0.5 km/hr, respectively. Note that no filtering was applied to the wind profiles. An intrinsic period determined by the actual ratio of short and long axes of the elliptical rotation of the inertia gravity wave is 8 hr.

Figure 7 also shows a thick scattering layer at the 69–74 km altitudes, and another layer overlying the thick layer. Although the inertia gravity wave shows clear downward phase progression, the scattering layers do not have a clear corresponding motion, which is not in agreement with the behavior of the scattering layers in cases 3.1 and 3.2. Moreover, the thickness of the layers is much larger than half of the wavelength of the inertia gravity wave. Fine structures of the intense turbulence regions centered at 72 km at 12 LT show rapid time-height variations.

The Richardson number profile is shown in Fig. 8, where the wind velocities were well approximated by a single inertia gravity wave. It is interesting that the Richardson number due to the inertia gravity wave becomes smaller than 0 at 72 and 77.5 km altitudes where the horizontal wind vector of the inertia gravity wave becomes parallel to the horizontal propagation direction, and has a maximum speed with minimum wind shear. The inertia gravity wave itself seems to be dissipated, because the Richardson number due to the inertia gravity wave is smaller than the critical values for onsets of shear and convective instabilities. The minimum of the Richardson number at around 72 km coincides with an enhancement of the echo power, while there is a difference in altitude by a few kilometers between the minimum of Richardson number and the peak of the echo power in the upper altitude region.

Figure 9 shows radial wind velocities observed in the southward direction at a zenith angle of 10° , where fluctuations with periods ranging from 6 to 16 min are selected by a band pass filter. It is clear that an intense

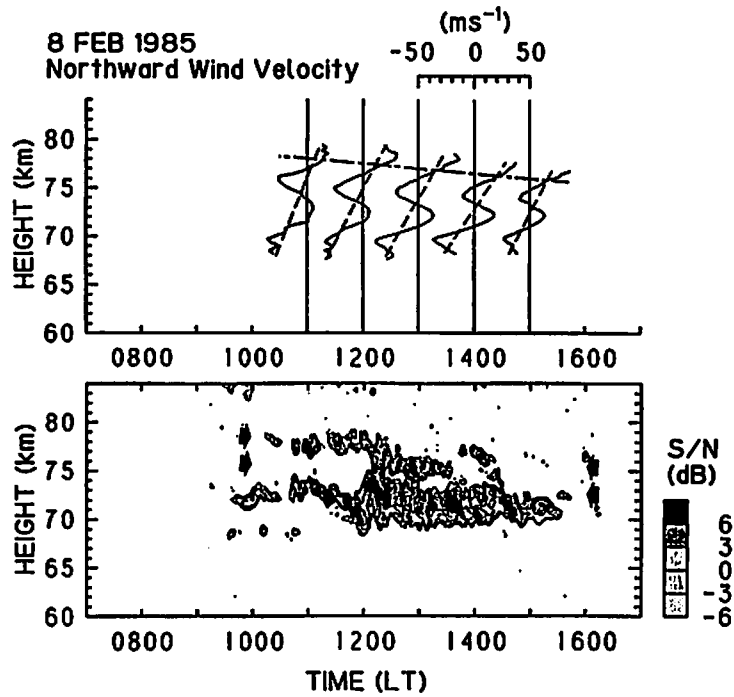


Figure 7: The same as Fig. 1 except for the observations on 8 February 1985. Linear trends are determined using 2 hr of observations. Solid lines in the top panel correspond to northward wind velocities without filtering. Smoothed wind profiles are not shown.

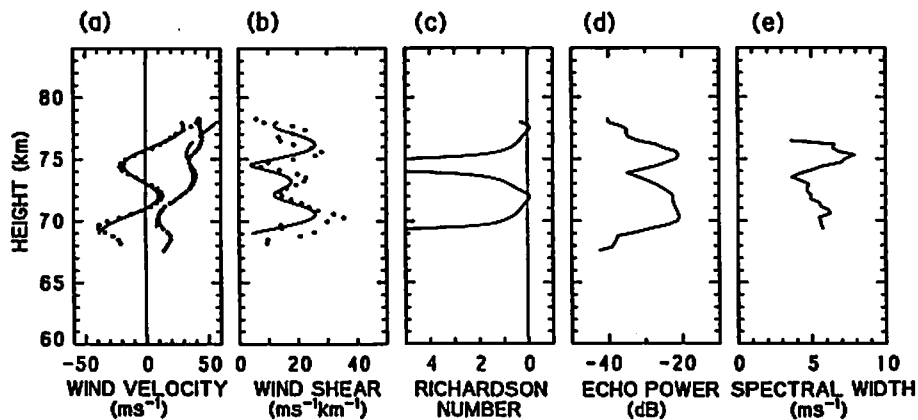


Figure 8: The same as Fig. 3 except for the observations in 12:30-13:30 LT on 8 February 1985.

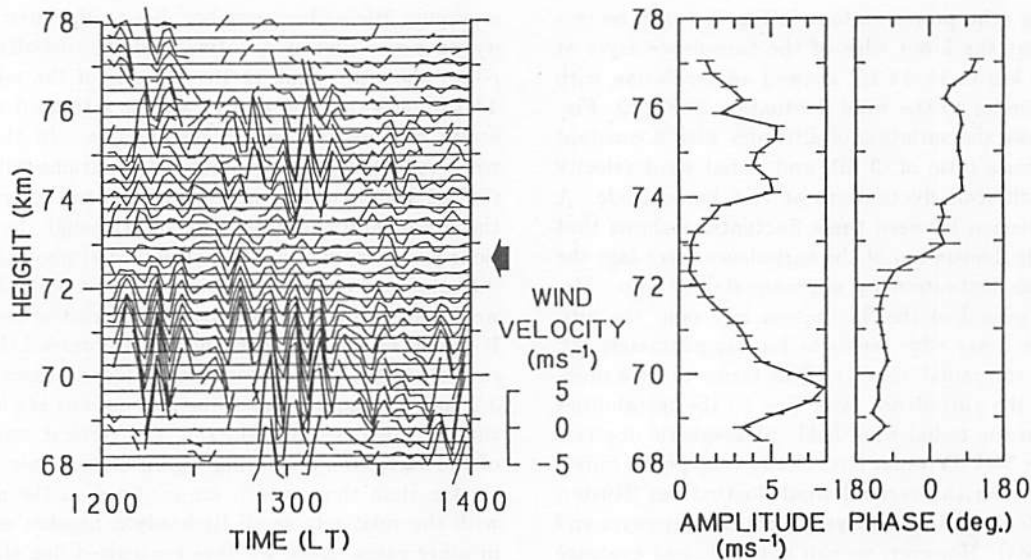


Figure 9: Fluctuations of radial wind velocities with periods ranging from 6 to 16 min in the southward direction at zenith angle of 10° (left panel), and vertical profiles of amplitude (center panel) and phase (right panel) of the fluctuation with a period of 9 min detected in 12:58–13:21 LT. The bars on the amplitude and phase profiles show estimation errors. An arrow indicates the altitude of the phase reversal determined from the phase profile.

intermittent oscillation with a period of approximately 9 min was observed in the altitude regions lower than 72 km and higher than 74 km. The phase profile which is determined in 12:58–13:21 LT by assuming a sinusoidal oscillation with a period of 9 min indicates that the phases are reversed at 72.7 km where the Richardson number was almost at a minimum. Estimation errors of both amplitude and phase are indicated by the bars on the profiles, and relatively small. Phase values are nearly constant in both regions upper and lower of the altitude of the phase reversal. The amplitude profile shows a minimum at around 73 km, and maxima at altitudes of 75 and 69 km. Intense peaks of echo power and spectral width at around 75 km shown in Fig. 8 seem to agree with those recognized in the amplitude profile in Fig. 9. In the troposphere, VanZandt *et al.* [1979] and Klostermeyer and Ruster [1980] have observed radial wind oscillations with periods of 4 to 8 min, and phase jumps of approximately 180° and 100° , respectively. Although the vertical scale and phase variation of our mesospheric fluctuations are slightly larger than those observed in the troposphere, the behavior seems to be very similar. However, we cannot identify the nature of the fluctuations because the wind field induced by the inertia gravity wave does not produce a parallel stratified shear flow, and instabilities in rotational shear flow have not been studied theoretically. The radial wind fluctuations seem to be due to shear or convective instabilities with the largest vertical scale among those observed as the echo power enhancement. Although another possibility is that the fluctuation is induced by the parametric instability, it seems to be beyond the scope of these observations to determine the mechanism of the fluctuation.

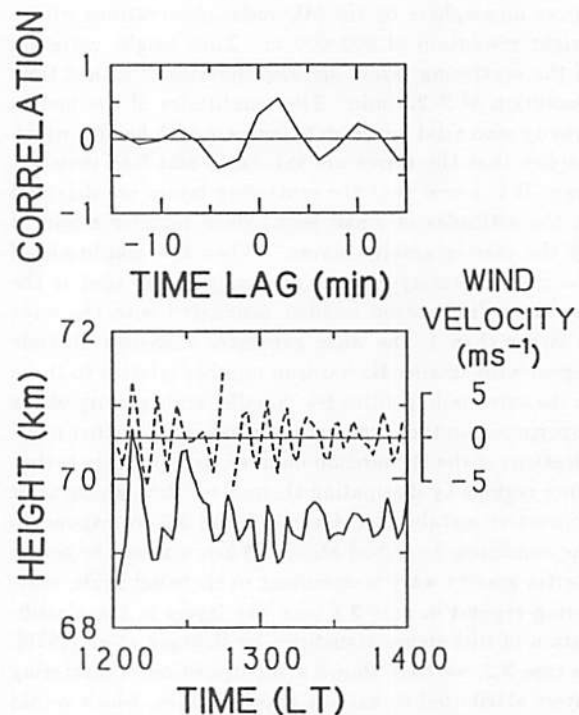


Figure 10: Altitude variation of scattering layer and radial wind velocities in the southward beam (bottom). A solid line shows the altitude variation of the constant signal to noise ratio (-3 dB) around 69.5 km shown in Fig. 7. A dashed line corresponds to the variation of the radial wind velocities at 70.6 km. Top panel shows cross-correlation coefficient between altitude variation and the radial velocities shown in the bottom panel. Positive lag shows that the altitude variation of the scattering layer lags relative to the radial velocities.

From the echo power contour in Fig. 7, it can be recognized that the lower edge of the turbulence layer at around 70 km in 12–14 LT showed an oscillation with a period similar to the wind fluctuation in Fig. 9. Figure 10 shows the variation of altitudes with a constant signal to noise ratio of -3 dB, and radial wind velocity due to small scale fluctuations at 70.6 km altitude. A cross-correlation between these fluctuations shows that the altitude fluctuation of the turbulence layer lags the radial wind fluctuation by approximately 2 min. Because the period of the fluctuation is 9 min, the altitude of the lower edge seems to lag approximately 90° relative to the radial velocity. This seems to be a modulation of the turbulence layer due to the instabilities observed in the radial wind field. Mesospheric observations of the SOUSY radar have shown echo power bursts associated with the vertical wind fluctuations [Rüster, 1984; Rüster and Klostermeyer, 1985; Klostermeyer and Rüster, 1984]. However, we can not find clear evidence for turbulence generated by these wind fluctuations.

4 Concluding Remarks

We have studied behavior of inertia gravity waves in the upper mesosphere by the MU radar observations with a height resolution of 300–600 m. Time-height variation of the scattering layers are also monitored with a time resolution of 2–2.5 min. The amplitudes of the inertia gravity waves did not seem to increase with height, which implies that the waves are saturated and lose their energy. It is found that the scattering layers are detected at the altitudes of small Richardson number modified by the inertia gravity waves. When the amplitude of the inertia gravity wave is relatively small, that is the minimum Richardson number associated with the wave is larger than 1, the wave generates a narrow altitude region with smaller Richardson number relative to those in the surrounding altitudes. Smaller scale gravity waves superposed on the inertia gravity wave give further modifications of the Richardson number, and generate turbulence regions by dissipating themselves through shear or convective instabilities. Cases 3.1 and 3.2 correspond to the condition described above. When a monochromatic inertia gravity wave is dominant in the wind fields, scattering regions in case 3.1 look like layers in the classification of turbulence structures by Röttger *et al.* [1979]. In case 3.2, we have shown a superposition of scattering layers attributed to various gravity waves, which would be observed as a single thick region if they were observed by an MST radar with height resolution poorer than that used in this study. Differences in structures of the scattering layers in cases 3.1 and 3.2 seem to be attributed to characteristics of the wind fields determined by the gravity waves.

On the other hand, the Richardson number induced by the inertia gravity waves sometimes becomes smaller than the critical values for instabilities. The case 3.3 corresponded to this condition. We have found that the

minimum Richardson number due to the inertia gravity wave was slightly negative, and the turbulence echo power showed a peak at the altitude of the minimum. This implies that the gravity wave is saturated and generates turbulence through instabilities. In the radial wind velocities, we have found fluctuations with a period of 9 min, which show a rapid phase reversal near the minimum Richardson number. Although the fluctuations were very similar to the Kelvin-Helmholtz instabilities observed in the troposphere, it is possible that they were induced by the convective or parametric instability. It should be noted that we have not observed the phase reversal in the radial wind fluctuations in cases 3.1 and 3.2, and the amplitudes of the fluctuations are less than that in this case. Considering the vertical wavelength of the wave, the scattering region of this case is much thicker than those which are confined in the altitudes with the relatively small Richardson number as shown in other cases. Also, we have recognized fine structures in the scattering region in Fig. 7. The intense patchy structures could be interpreted as blobs in the Röttger's classification [Röttger *et al.*, 1979].

From these observations, we have found clear evidence that the structures of the mesospheric scattering layers are related to the activity of the inertia gravity waves. Especially, the vertical thickness of the scattering region seems to be associated with the spatial or time scale of the wave which is actually dissipated into turbulence. This study have shown that inertia gravity waves propagating upward from lower atmosphere saturate in the upper mesosphere, and play important role in depositing their energy into turbulence through instabilities.

Acknowledgements The authors wish to thank Dr. P. T. May for helpful suggestions. The MU radar belongs to, and is operated by Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University.

References

- CIRA, *COSPAR International Reference Atmosphere*, Akademie-Verlag, Berlin, 1972.
- Czechowsky, P., R. Rüster and G. Schmidt, Variations of mesospheric structures in different seasons, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 459–462, 1979.
- Fritts, D. C., Gravity wave saturation in the middle atmosphere: a review of theory and observations, *Rev. Geophys. space phys.*, **22**, 275–308, 1984.
- Fritts, D. C. and P. K. Rastogi, Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations, *Radio Sci.*, **20**, 1247–1277, 1985.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, **20**, 1155–1168, 1985a.

- Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 2. In-house equipment, *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176, 1985b.
- Gossard, E. E. and W. H. Hooke, *Waves in the atmosphere*, 456pp., Elsevier, New York, 1975.
- Harper, R. M. and R. F. Woodman, Preliminary multi-height radar observations of waves and winds in the mesosphere over Jicamarca, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, 959-963, 1977.
- Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura and S. Fukao, The middle and upper atmosphere radar: First results using a partial system, *Radio Sci.*, **19**, 1475-1484, 1984.
- Klostermeyer, J. and R. Rüster, Radar observation and model computation of a jet stream-generated Kelvin-Helmholtz instability, *J. Geophys. Res.*, **85**, 2841-2846, 1980.
- Klostermeyer, J. and R. Rüster, VHF radar observation of wave instability and turbulence in the mesosphere, *Adv. Space Res.*, **4**, 79-82, 1984.
- Manson, A. H., C. E. Meek and R. J. Stening, The role of atmospheric waves (1.5 h-10 days) in the dynamics of the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N, 107°W) during four seasons of 1976, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 325-335, 1979.
- Röttger, J., P. K. Rastogi and R. F. Woodman, High-resolution VHF radar observations of turbulence structures in the mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 617-620, 1979.
- Rüster, R., Winds and waves in the middle atmosphere as observed by ground-based radars, *Adv. Space Res.*, **4**, 3-18, 1984.
- Rüster, R. and J. Klostermeyer, Instabilities and turbulence at mesospheric heights as observed by VHF radar, *Handbook for MAP*, **18**, 216-219, 1985.
- Tsuda, T., K. Hirose, S. Kato and M. P. Sulzer, Some findings on correlation between the stratospheric echo power and the wind shear observed by the Arecibo UHF radar, *Radio Sci.*, **20**, 1503-1508, 1985b.
- Vincent, R. A., Gravity-wave motions in the mesosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 119-128, 1984.
- Vincent, R. A. and T. J. Stubbs, A study of motions in the winter mesosphere using the partial reflection drift technique, *Planet. Space Sci.*, **25**, 441-455, 1977.
- VanZandt, T. E., J. L. Green, W. L. Clark and J. R. Grant, Buoyancy waves in the troposphere: Doppler radar observations and a theoretical model, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 429-432, 1979.

Full-correlation analysis of turbulent scattering layers in the mesosphere observed by the MU radar

Mamoru Yamamoto, Toshitaka Tsuda, Toru Sato, Shoichiro Fukao and Susumu Kato
(Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University)

Abstract

We have applied a full-correlation analysis technique to the echo power fluctuations obtained by the MU radar (35°N, 136°E), and observed the horizontal structure of the scattering pattern in the mesosphere as well as their horizontal motions. The velocity of the moving scattering pattern did not agree with the background wind velocity, but rather was associated with the direction of propagation of a saturated inertia gravity wave identified in the wind field. We found that the length of the characteristic ellipse of the scattering pattern was approximately 50 km and almost perpendicular to the propagating direction of the wave. The correlation time of the moving scattering pattern was approximately 700 sec, which is much longer than the correlation time of the turbulence itself. This implies that the observed scattering pattern was associated with a region where the inertia gravity wave generated turbulence.

1 Introduction

Theoretical works have revealed that gravity waves in the mesosphere dissipate through instabilities and accelerate the mean wind by the deposition of its momentum [Lindzen, 1981; Holton 1982]. The acceleration of the mean wind has been observed by using a partial reflection radar by calculating the convergence of the momentum flux due to gravity waves [Vincent and Reid, 1983; Reid and Vincent, 1987]. On the other hand, MST radars detect returns from turbulence which is expected to be generated by dissipating gravity waves in the mesosphere. Echo power observed by the MST radars is a good index of intensity of turbulence, and can be utilized to obtain turbulence structure constant C_n^2 in the atmosphere [VanZandt *et al.*, 1978]. Evidence of the relationship between turbulence layers and gravity waves was shown by Yamamoto *et al.* [1987a], where they observed that turbulence scattering layers in the mesosphere appear around the altitudes where gravity waves are most unstable.

Horizontal motions of echo power bursts in the mesosphere were observed by Klostermeyer and Rüster [1984] by calculating the cross-correlation functions between echo power observed in beams pointing in the different directions, although they did not consider the random changes of the scattering pattern in time. Full-correlation analysis is a technique to observe the struc-

ture and motion of horizontal patterns by taking the spatial correlation into account [Briggs, 1984]. This technique is utilized in the partial reflection radar observations in order to obtain horizontal wind velocities from the fading patterns detected by three spatially separated receivers.

The MU radar (35°N, 136°E), which has been operated since 1983, is a monostatic pulse Doppler radar with a carrier frequency of 46.5 MHz [Kato *et al.*, 1984; Fukao *et al.*, 1985a, b]. The advantage of the MU radar over conventional MST radars is that the MU radar can steer its beam every Inter-Pulse-Period so that it can observe several areas which are spatially separated from each other almost simultaneously. This capability enables us to investigate small scale structure in the turbulence and wind fields.

A saturated gravity wave has been found by Yamamoto *et al.* [1987b] in the mesosphere by the MU radar observations on 8 February 1985. The gravity wave produced a region of negative Richardson number and large fluctuations in radial wind velocities, which implied that the wave dissipates its energy through shear or convective instabilities. In this paper, we will apply the full-correlation analysis to this saturated gravity wave in order to observe horizontal structures of the scattering layers, and investigate the generation of turbulence by the saturated gravity wave.

2 Full-correlation analysis

Observations of the mesosphere were carried out on February 8, 1985 using the parameters shown in Table 1. Using a least squares fitting method, we determined echo power, radial wind velocity and spectral width from power spectra of radar returns. The height and time resolution of the observations were 300 m and two minutes, respectively. As shown in Fig. 1, we used four beams, pointing northward, eastward, southward and westward with a zenith angle of 10°. Thus we could observe the echo power at four spatially separated positions.

Figure 1 schematically shows the horizontal pattern of the echo power that moves with velocity V . We assume that the pattern of echo power $f(x, y, t)$ is a function of position (x, y) and time t , where x and y -axes correspond to the eastward and northward directions, respectively. The spatial and time scales of the horizontal pattern is

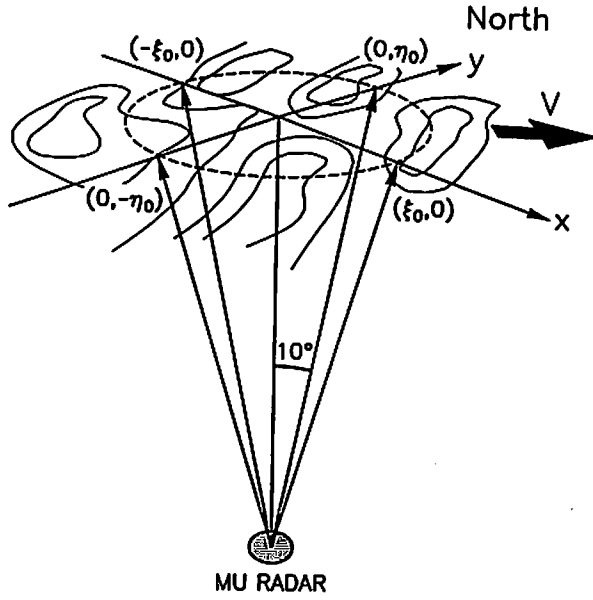


Figure 1: Beam assignment used in the MU radar observations on 8 February 1985, together with a schematic diagram of scattering pattern which moves horizontally with velocity V , where x and y -axes correspond to the eastward and northward direction, respectively, mesosphere.

described by the three dimensional correlation function

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \frac{\langle f(x, y, t)f(x + \xi, y + \eta, t + \tau) \rangle}{\langle [f(x, y, t)]^2 \rangle} \quad (1)$$

where $\langle \rangle$ denotes an average, τ is the time lag and ξ and η are spatial lags along the x and y axes, respectively. The correlation function can be approximated by a family of concentric ellipsoids with the center at the origin [Briggs, 1984]. We therefore write

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + C\tau^2 + 2F\xi\eta + 2G\eta\tau + 2H\xi\eta) \quad (2)$$

where A, B, C, F, G and H are constants. Here, we assume that the correlation function is described by an

Observation period	8 February 1985
Observation range	60–98.1 km
Number of beams	4
Beam direction (θ : Zenith angle)	Northward ($\theta=10^\circ$) Eastward ($\theta=10^\circ$) Southward ($\theta=10^\circ$) Westward ($\theta=10^\circ$)
Range resolution	300 m
Time resolution	120 sec
Inter pulse period	730 μ sec
Pulse compression	16 bit complementary
Coherent integration	30 times
Incoherent integration	10 times

Table 1: Observation parameters of the MU radar

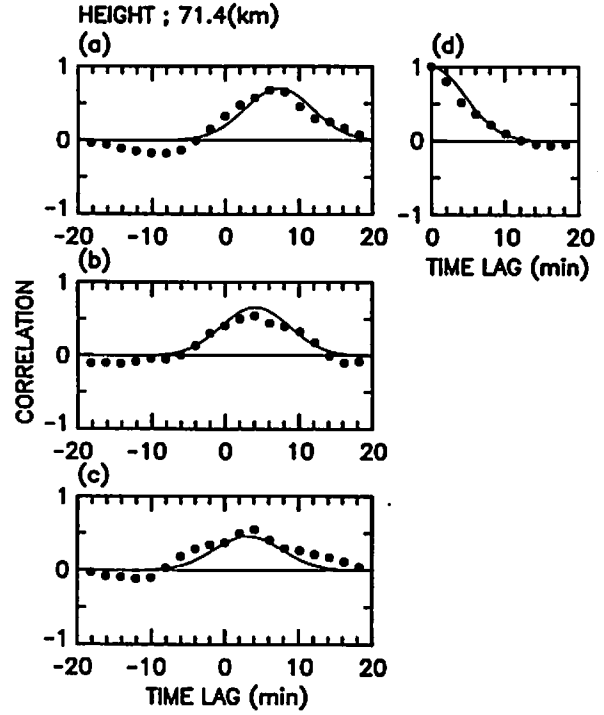


Figure 2: Cross-correlation functions between echo power observed in (a) the southward and eastward, (b) the southward and westward and (c) westward and eastward beams. Panel (d) shows the average auto-correlation function of all the beams. The solid line in each panel corresponds to $\rho(\xi, \eta, \tau)$ obtained by a least squares fitting method.

exponential function as follows

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \exp[-(A\xi^2 + B\eta^2 + C\tau^2 + 2F\xi\eta + 2G\eta\tau + 2H\xi\eta)] \quad (3)$$

Because we observe echo power in the four beams, the cross-correlation functions between echo power observed in different beams can be described by $\rho(\xi, \eta, \tau)$; e.g., the cross-correlation function between the echo power observed in the northward beam $(0, \eta_0)$ and the eastward beam $(\xi_0, 0)$ corresponds to $\rho(\xi_0, -\eta_0, \tau)$. In order to determine the parameters of Eq. (3), we have utilized a least squares fitting technique to the cross-correlation function between the echo power in the four beams.

An example of the cross-correlation functions is shown in Fig. 2, which corresponds to the scattering pattern observed in 10–16 LT at 71.4 km. In this figure, we chose three cross-correlation functions of the echo power observed in the beams pointing the eastward, southward and westward, although we used the cross-correlation functions with all of the combinations among the four beams in order to determine the parameters in Eq. (3). The auto-correlation function used is an average of those calculated in the four beams. The solid curves shows the fitted correlation function. We cannot apply the fit to the negative correlation coefficients because of Eq. (3), but the fitted curves seem to be close to the observed values for positive correlation coefficients.

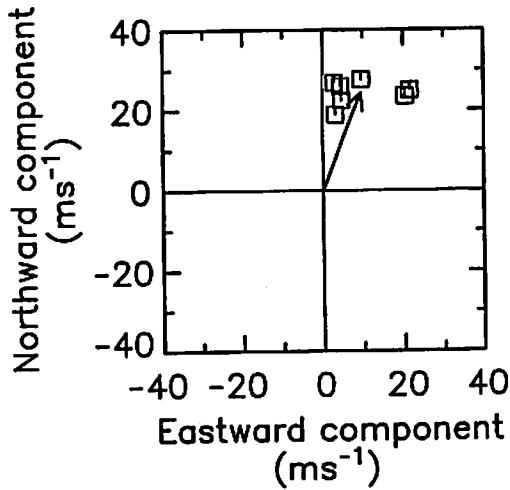


Figure 3: Horizontal motion of scattering pattern observed at 10–16 LT in the altitude region of 69–72 km. An arrow shows the averaged velocity.

When we obtain the parameters, the horizontal velocity of the scattering echo pattern is calculated as a 'tilt' of one axis of the ellipsoids relative to the r -axis. The x and y components of V are V_x and V_y , respectively, and are given by

$$\begin{aligned} AV_x + HV_y &= -F \\ HV_x + BV_y &= -G \end{aligned} \quad (4)$$

[Briggs, 1984]. The motion of the scattering pattern shown in Fig. 2 has been estimated to be $V_x = 9.6 \text{ ms}^{-1}$ and $V_y = 27.5 \text{ ms}^{-1}$. In order to find a spatial scale for the scattering pattern, the particular ellipse for which $\rho = 0.5$ may be defined as the 'characteristic ellipse', which is described by

$$A\xi^2 + B\eta^2 + 2H\xi\eta = C\tau_{0.5}^2 \quad (5)$$

where $\tau_{0.5}$ is a time lag at which the auto-correlation function is equal to 0.5, i.e. $\rho(0, 0, \tau_{0.5}) = 0.5$ [Briggs, 1984].

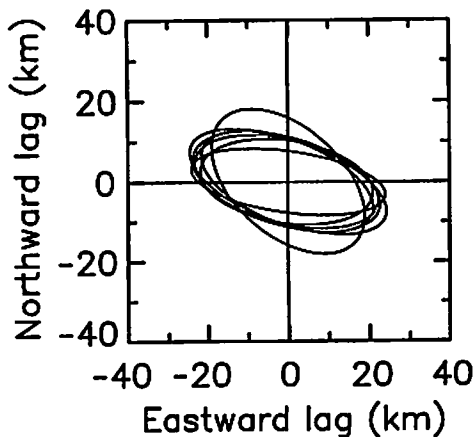


Figure 4: The characteristic ellipse of the scattering pattern observed at 10–16 LT in the altitude region of 69–72 km.

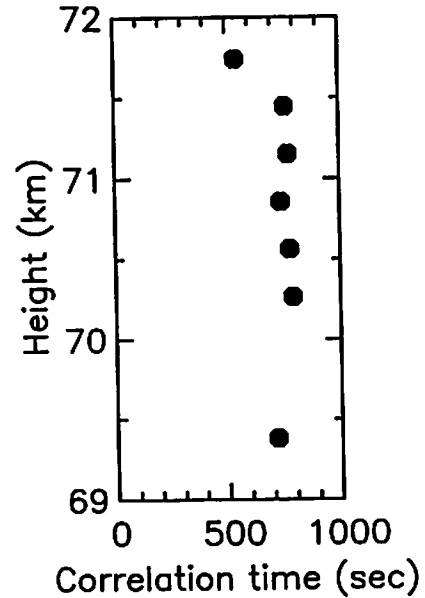


Figure 5: The correlation time of the scattering pattern along the horizontal motion observed at 10–16 LT in the altitude region of 69–72 km.

3 Results and discussions

By using the data observed in 10–16 LT, we have calculated the motion of the scattering pattern. Figure 3 shows the result obtained in 69–72 km. All of the data are distributed in the region with positive V_x and V_y , and show that the fluctuation patterns in this altitude range move toward the north-northeast. The average of the horizontal velocities, which is shown by an arrow, is $V_x = 9.5 \text{ ms}^{-1}$ and $V_y = 24.2 \text{ ms}^{-1}$.

The characteristic ellipses of the scattering pattern are shown in Fig. 4. The size and the direction of these ellipses are similar to each other. The long axis of these ellipses seem to be lie in the east-west direction, which is almost perpendicular to V . The length of the long and short axes of the characteristic ellipse which show the spatial scale of the scattering pattern are approximately 50 and 20 km, respectively. Because we can determine the three dimensional correlation function for the scattering patterns, we can obtain a correlation time of the structure along the motion of the fluctuation pattern. As shown in Fig. 5, they are approximately 700 sec at all altitudes.

Figure 6 shows a wind velocity profile averaged over 11:30–12:30 LT. We can recognize a clear monochromatic wave-like structure superposed on the vertical linear trend of the wind profile. The vertical wavelength is approximately 5.6 km. Figure 7 shows a hodograph of the wind vector after subtracting the vertical linear trend of the wind profile. The tip of the wind vector moves clockwise with increasing height throughout the whole altitude range. The elliptic motion of the wind vector implies that the wave-like structure is an inertia gravity wave, and the energy of the gravity wave propagates up-

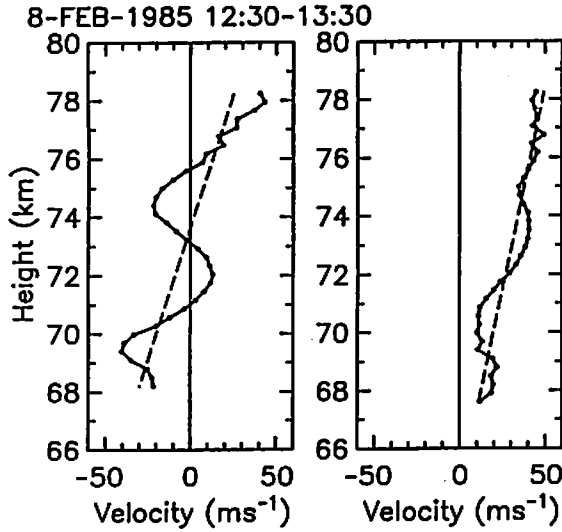


Figure 6: The wind profile averaged between 12:30–13:30 LT on 8 February 1985. Left and right panels correspond to the northward and eastward components, respectively. Dashed lines show the vertical linear trend of the wind profile.

ward. The intrinsic period of the wave is estimated to be 8 hr from the ratio between long and short axes of the elliptic motion in the hodogram. As shown by Yamamoto *et al.* [1987b], the inertia gravity wave seems to propagate horizontally toward the north along the long axis of the ellipse. Also, they found a negative Richardson number modified by the inertia gravity wave, which means that the wave was saturated and dissipating its energy.

Because (V_x, V_y) is an average over 6 hr, we should compare the motion of the scattering pattern with the vertical trend of the wind profile shown in Fig. 6. The vertical trend shows a wind toward the east or the southeast around 70 km although the scattering pattern moves to the north-northeast. However, the direction of the motion of the fluctuation pattern seems to be well associated with the horizontal propagation direction of the inertia gravity wave. Because the inertia gravity wave propagates northward at approximately 20 ms^{-1} , the wavefront of the wave moves toward the northeast in the strong eastward wind.

For turbulence in the inertial subrange, the energy dissipation rate per unit mass and time is

$$\epsilon = \alpha^{-2/3} \sigma^3 k_0 \quad (6)$$

where α is the Kolmogoroff's constant of about 1.6, σ and k_0 are the width of the echo power spectrum and the wavenumber associated with the largest vortex in the turbulence layer, respectively [Lilly *et al.*, 1974]. k_0 can be approximated as $k_0 = \omega_B / \sigma$, where ω_B is the Brunt-Väisälä frequency. Assuming the turbulence energy per unit mass $E \sim \sigma^2$ and $\omega_B \approx 2 \times 10^{-2} \text{ sec}$, the lifetime of the dissipating turbulence is estimated as

$$\tau_{\text{turb}} = \frac{E}{\epsilon} \approx \frac{2}{\omega_B} \sim 100(\text{sec}) \quad (7)$$

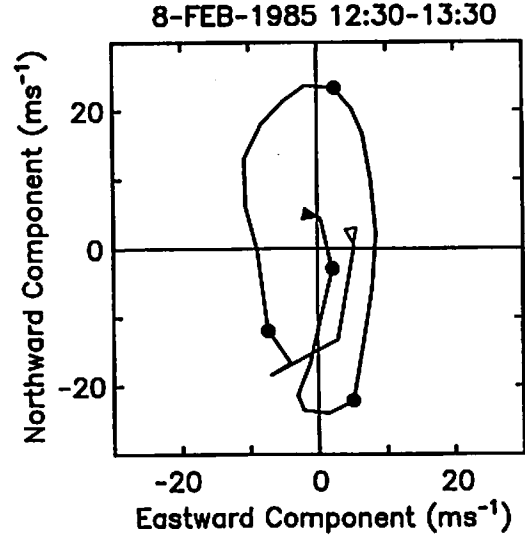


Figure 7: A polar plot of the wind velocity shown in Fig. 6. The vertical linear trend of the wind profile is subtracted. The open and solid triangles on the solid line indicate the lowest (68.8 km) and highest altitudes (76.5 km), respectively. Circular symbols are plotted at 70, 72, 74 and 76 km.

This value is much smaller than the time scale of the scattering pattern shown in Fig. 5.

Röttger and Ierick [1985] have observed horizontal trajectories of turbulence blobs in the mesosphere. The motions were detected by using the interferometer technique within 3–4 km of the echoing region of the vertical beam. The blobs showed the horizontal motions in the same direction of the background wind determined by the Doppler shift. It seems to be because the analysis technique was equivalent to the spaced antenna drift and Doppler shift measurements, and the interferometer technique traced the motion of the isolated turbulence itself. In our analysis, on the other hand, the distance between echoing regions of eastward and northward beams was approximately 17 km at altitude of 70 km. Considering the large correlation time of the scattering pattern, the motion we observed is not the one of isolated turbulence detectable within a transmitting beam, but the motion of the region where turbulence are being generated. Another filtering effect may arise because we used the echo power averaged in the echoing region, while Röttger and Ierick [1985] could detect the micro-structures inside the beam.

Klostermeyer and Ruster [1984] have observed the horizontal motion of the scattering pattern by using a simple correlation technique, and mentioned that the motion was identical to the background wind velocity. Because of their actual zenith angle of 6° , the distance between vertical and eastward beams was 8.4 km at the altitude of 80 km. It is not sure if the motion of the isolated turbulence was detectable with the grid of this size. It is possible that the trace velocities represented the same motion as that of our analysis. In our case, however, we observed an inertia gravity wave with slightly nega-

tive Richardson number in the wind field, and this wave strongly produced turbulence through instabilities. It seems to be possible that magnitude of gravity waves in the background wind field could change the situation whether the motion of the scattering pattern is parallel to the background wind or not.

4 Concluding remarks

In this paper, we have shown a new technique to observe the horizontal motion of scattering layers by fully utilizing the fast beam steerability of the MU radar. The full-correlation analysis technique has allowed us to obtain the horizontal scale and the correlation time of the moving scattering layers as well as motions. The direction of the horizontal motion of the scattering layers did not agree with that of the background wind velocity, but was associated with the horizontal propagation direction of the inertia gravity wave observed in the wind field. Because the gravity wave showed a negative Richardson number, we inferred that the motion of the scattering pattern we observed was that of the region where turbulence was locally generated by the saturated gravity wave. The multi-beam observations and the full-correlation analysis seems to be a powerful tool to investigate the microscopic behavior of gravity waves in the mesosphere. We should apply this technique to variety of data with different gravity wave activities.

Acknowledgements The authors thank Drs. W. K. Hocking and B. H. Briggs for helpful discussions and suggestions. The authors are also grateful to Dr. P. T. May for careful reading of the manuscript. The MU radar belongs to and is operated by the Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University.

References

- Briggs, B. H., The analysis of spaced sensor records by correlation techniques, *Handbook for MAP*, **13**, 166-186, 1984.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, **20**, 1155-1168, 1985a.
- Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 2. In-house equipment, *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176, 1985b.
- Holton, J. R., The role of gravity wave-induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 791-799, 1982.
- Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura and S. Fukao, The middle and upper atmosphere radar: First results using a partial system, *Radio Sci.*, **19**, 1475-1484, 1984.
- Klostermeyer, J. and R. Rüster, VHF radar observation of wave instability and turbulence in the mesosphere, *Adv. Space Res.*, **4**, 79-82, 1984.
- Lilly, D. K., D. E. Wako and S. I. Adelfang, Stratospheric mixing estimated from high-altitude turbulence measurements, *J. Appl. Meteor.*, **13**, 488-493, 1974.
- Lindzen, R. S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707-9714, 1981.
- Reid, I. M. and R. A. Vincent, Measurement of the horizontal scales and phase velocities of short period mesospheric gravity waves at Adelaide, Australia, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **49**, 1033-1048, 1987.
- Röttger, J. and H. M. Ierkcic, Postset beam steering and interferometer applications of VHF radars to study winds, waves, and turbulence in the lower and middle atmosphere, *Radio Sci.*, **20**, 1461-1480, 1985.
- VanZandt, T. E., J. L. Green, K. S. Gage and W. L. Clark, Vertical profiles of reflectivity turbulence constant: Comparison of observations by the Sunset Radar with a new theoretical model, *Radio Sci.*, **13**, 819-829, 1978.
- Vincent, R. A., and I. M. Reid, HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1321-1333, 1983.
- Yamamoto, M., T. Tsuda, S. Kato, T. Sato and S. Fukao, Interpretation of the structure of mesospheric turbulence layers in terms of inertia gravity waves, *PHYSICA SCRIPTA*, in press, 1987a.
- Yamamoto, M., T. Tsuda, S. Kato, T. Sato and S. Fukao, A saturated inertia gravity wave in the mesosphere observed by the MU radar, *J. Geophys. Res.*, in press, 1987b.

MUレーダーで観測された 中間圏の大気重力波の特性と振舞い

村岡良和 川平浩二 杉山卓也
(兵庫医大・物理) (京大・理) (京大・理)

I. はじめに

中層大気中を伝播する内部重力波が中間圏において力学的に重要な役割を果たしているという考えは、最近の一連の理論的な研究の成果から一層揺るぎの無いものになって来た(例えばFritts, 1984等)。内部重力波は、波自身の運動量やエネルギーを上方に輸送する一方で、その振幅が高度と共に指数関数的に増大し、遂には不安定になってある高度で崩壊すると考えられている(Hodges, 1967; Hines, 1970)。即ち、振幅の増大した重力波は大気中に対流的に不安定な領域を作り出し、大気の粘性や拡散の作用によって乱流が発生し、結果的には波動の運動量が平均場へ散逸する事になる。従って、ある高度以上では重力波の振幅は飽和していると考えられている(Lindzen, 1981; Fritts, 1982; Dunkerton and Fritts, 1984)。また、クリティカルレベルが存在すれば、波から平均場への運動量の輸送によって平均流が加速される事になり、観測される中間圏の大循環はこのようにして維持されていると考えられている(Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Holton 1982, 1983)。

重力波がこのように重要な役割を果たしていると考えられているにも拘らず、これまで中間圏での観測が困難であった事などから、そこでの重力波の振舞いについてはよくわかっていない事がかなり多く、観測結果から上記のような物理過程を確証するには至っていない(Fritts et al., 1984)。MUレーダーによる風の観測は、中間圏での重力波の役割を解明するための一手段として極めて有力である。特に、従来の方法では不可能だった鉛直風が測定可能になり、重力波の伝播に関してもより深い考察ができるようになった(Kuraoka et al., 1987)。同時に、中層大気の構造の解明にも寄与できるものと思われる。ここではこれまでに行なわれた観測の中から、中間圏において特徴的に見られた周期の長い($N > \omega \geq f$)慣性重力波の特性について調べた結果を報告する。

II. 観測

観測は、京都大学超高層電波研究センター共同利用研究の一環として、滋賀県甲賀郡信楽町(34.9°N, 136.1°E)に設置されたMUレーダーを用いて中間圏(60~90km)における風速の測定をドップラー法によって行なった。解析に用いられたデータは1985年9

* 現所属 富山高専

月20日に得られたもので、観測の主要な諸元は表1に示されている。風速の推定は三方向に向けられたビームによる中間圏からの散乱エコーのドップラー偏移から行なわれた。ただし、高度85 km以上では流星による散乱エコーを除いてある。平均風速を求めるために、散乱エコーのデータが約30分単位で平均され、各データから求められた風速値は更に適当な時間間隔で平均されている。また、風速の高度分布は高度60-90 kmの範囲で約0.6 km間隔でその値が得られるが、後の解析の便宜のために、0.5 kmごとの値に換算された。さらに、細かい変動を取り除くために三点の移動平均が施されている。同時に、ローパスフィルターを用いて20 km以上の鉛直スケールを持つ背景風の成分を求めている。

表1 MUレーダーによる観測の主要なパラメーター

送信周波数	46.5 MHz
ビーム走査方向	天頂 (0°, 0°) 北 (0°, 10°) 東 (90°, 10°)
測定高度範囲	60-97.8 km
高度分解能	600 m
時間分解能	206 s

III. 重力波の特性

図1は、1985年9月20日の14:30-16:35 (LT)間の平均風速の三成分の高度分布である。図は左から、風速の東西成分(東向きが正)、南北成分(北向きが正)、及び鉛直成分(上向きが正)を示している。同時に各成分の背景風が破線で示されている。図1からすぐにわかるように、背景風に乗って鉛直波長6 kmの波動擾乱が卓越して存在している。特に、擾乱の南北-鉛直成分間に負の相関がある事に注目されたい。図2には、風速成分間の相関をみるために、風速ベクトル成分の高度変化のホドグラフが示されている。図2(a)の横軸は東西成分、縦軸は南北成分の大きさを示し、(b)の横軸は南北成分、縦軸は鉛直成分の大きさを示す。図中の数字は風速の測定高度(km)を示し、矢印は高度の増加する向きを示す。明らかに、風速ベクトルの水平成分は高度と共に右回りの楕円偏波を示し(図2a)、南北成分と鉛直成分は直線偏波の関係にある。これは、地球の回転の影響を受けた比較的周期の長い内部重力波の特徴を示すもので、慣性重力波と呼ばれる。

20-SEP-1985 14:30:53-16:35:23

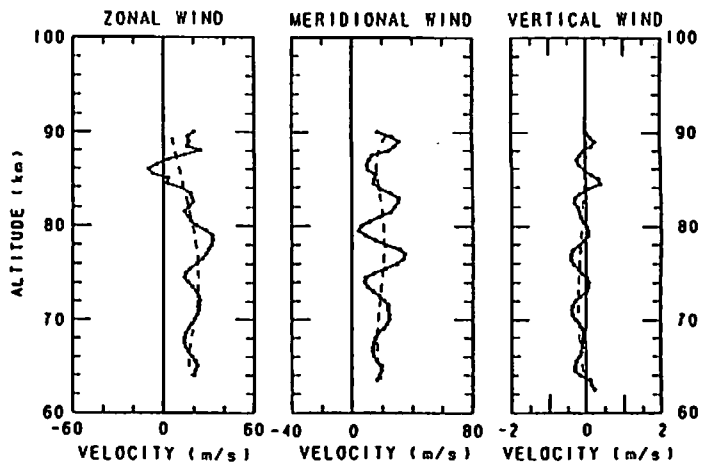


図1. 1985年9月20日に観測された中間圏の平均風の高度分布。図は左から、それぞれ東西(東向きが正)、南北(北向きが正)、および鉛直(上向きが正)の各成分を示す。図中の破線は鉛直スケールが約20 kmより大きい背景風を示す。

ここで、観測された慣性重力波の特性を議論するために必要な関係式を導いておく。

大気の運動を決定する基礎方程式に適当な近似を行ない、擾乱に対して $x-z$ 平面内に伝播方向を持つ平面波

$$\psi \propto \exp \{ i k (x - ct) + i m z \} \quad (1)$$

を仮定すると慣性重力波に対する分散関係

$$m^2 = \frac{N^2 k^2}{(\hat{\omega}^2 - f^2)} \quad (2)$$

が得られる。ここで k と m は水平方向及び鉛直方向の波数であり、 c はドップラー偏移を受けた観測される水平位相速度である。また、 N はブラントバイサラ振動数、 f は慣性振動数、そして $\hat{\omega}$ は波固有の振動数で、

$$\hat{\omega} \equiv k (c - \bar{u}) \quad (3)$$

で定義される。また、速度振幅の偏波の関係は

$$v' = - (i f / \hat{\omega}) u' \quad (4)$$

$$w' = - (k / m) u' \quad (5)$$

となる。ここで u' は速度振幅の波の水平伝播方向に対する成分、 v' はそれに水平面内で直交する成分、 w' は鉛直成分をそれぞれ表わす。

関係式 (4)、(5) において x 軸を南向きにとり、図 2 の偏波の関係を調べると、観測された波動の位相が水平面ではほとんど南向きに、鉛直方向には下向きに

進んでいることがわかる。これは、エネルギーを上方に運ぶモードである。また、(5) 式から波の鉛直波長 $\lambda_z = 2\pi / m$ と水平波長 $\lambda_x = 2\pi / k$ との比が $\lambda_z / \lambda_x = w' / u'$ で与えられる。 $\lambda_x \sim 6 \text{ km}$ であり (図 1)、図 2 (b) から $w' / u' \sim 0.015$ が得られるので $\lambda_z \sim 400 \text{ km}$ となる。後に示すように (図 5)、中間圏からの散乱エコー強度の高度分布は波動擾乱によく対応しており、強いエコーが現われる高度の時間変化は波動の位相変化を表わしていると考えられる。図 5 からわかるようにその散乱層の高度の時間変化は極めて小さく、観測される波動の振動数 $\hat{\omega}$ が非常に小さい停滞波であると思われる。この性質は成層圏でみられる山岳波と同じである。これから、 $c = \hat{\omega} / k \sim 0$ とすれば (3) 式から波動の固有の周期、

$$T = 2\pi / \hat{\omega} \sim -\lambda_x / \bar{u} \sim 5.6 \text{ (hr)}$$

を、背景風の南北成分 $\bar{u} \sim -20 \text{ m/s}$ (図 1 参照) を用いて求める事ができる。さらに観測地点の緯度に対応する慣性振動数を使えば、

$$f / \hat{\omega} \sim 0.26$$

が得られる。この値は (4) 式を用いて図 2 (a) から得られるものと良く一致する。こうして、観測された波動擾乱が上方に伝播する慣性重力波の性質を示している事がわかった。さらに、水平位相速度は南向きに 20 m/s で、逆向きの背景風と打ち消し合う停滞波となっている。それ故、平均風を求めたおよそ 2 時間の間に、波動の位相は鉛直方向にほとんど変化せず、図 5 にみられるようなエコー強度分布の時間変化が得られたものと思われる。表 2 に、観測された重力波の伝播定数をまとめておく。

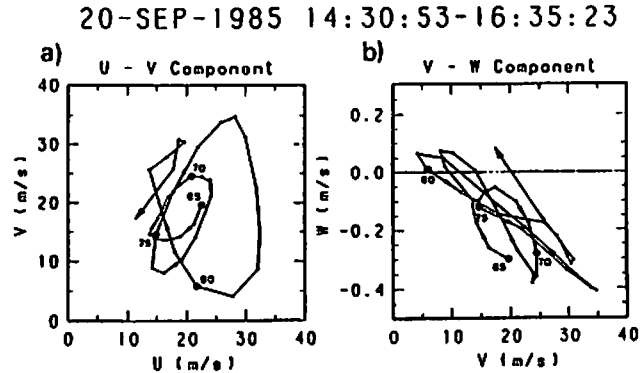


図 2. ホドグラフ表示による平均風ベクトルの (a) 水平及び (b) 鉛直-南北成分の高度変化。風速は 0.5 km ごとに表示されており、 5 km ごとの高度が図に示されている。矢印は高度が増加する方向を表わす。

分岐関係(2)にこれまでに得られた値を代入することによって、中間圏における平均的なプラントバイサラ振動数、

$$N \approx m \hat{\omega} / k \sim -2\pi \bar{u} / \lambda, \\ \sim 0.021 \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

を得る事ができる。さらに、高度75 kmでの重力の加速度 $g = 9.6 \text{ m/s}^2$ を使えば、大気のスケールハイト H と温度 T は

$$H = \kappa g / N^2 \sim 6.2 \text{ (km)} \\ T = g H / R \sim 210 \text{ (K)}$$

となる。これらの値は米國標準大気(1976)の高度75 kmでの値と良く一致する。こうして、MUレーダーによる風速三成分の測定から、重力波の解析を行なう事によって中間圏の構造を調べる事も可能である。

表2 観測された慣性重力波の主要なパラメーター

鉛直波長		6 km
鉛直位相速度	下向き;	2 cm/s
水平波長		400 km
水平位相速度	南向き;	20 m/s
周期		5.6 hrs
対慣性振動数比 ($f/\hat{\omega}$)		0.26

IV. 重力波の飽和

慣性重力波の水平伝播方向に対する速度擾乱の成分は(1)式から

$$u' = u_0(z) \exp\{ik(x-ct) + imz\} \quad (6)$$

で与えられ、その振幅は、波のエネルギー保存のため、上方へ伝播すると共に指数関数的に増大する。しかしながら、 \bar{u} を水平伝播方向の平均流とすれば、波動の振幅が

$$u_0 / |c - \bar{u}| = 1 \quad (7)$$

なる条件を満たすようになると、対流的に不安定になる。その結果、波動のエネルギーは平均場に散逸し、振幅はそれ以上増加せずに飽和してしまう(Fritts, 1982; Dunkerton and Fritts, 1984; Fritts and Dunkerton, 1984)。図3に見られるように、高度 z_c でこの条件が満たされ、高度 z_c にはクリティカルレベルが存在するとすれば、振幅はむしろ減少するようになり、波の運動量は平均場に与えられ平均流を加速する(Lindzen, 1981; Holton, 1982)。今回の観測で示されたように $c \sim 0$ とすれば、(7)式から、水平伝播方向の速度振幅は高度 z_c までは、

$$u_0(z) = \bar{u}(z_c) \\ \times \exp\{(z - z_c) / 2H\} \quad (8)$$

で与えられることになる。

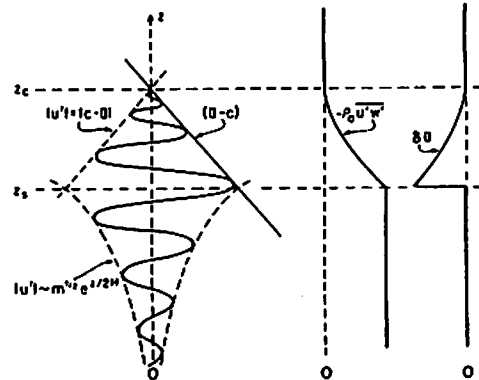


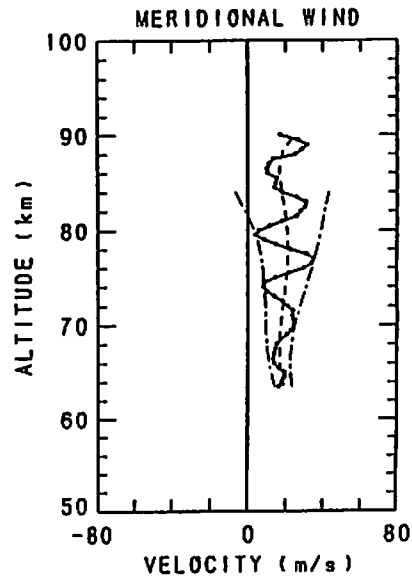
Fig. 9. Schematic of the growth with height and saturation of a gravity wave due to convective instability. Wave damping produces both a divergence of the vertical flux of horizontal momentum and an acceleration of the mean flow toward the phase speed of the wave. Deceleration and diffusion cease above the critical level ($z = z_c$) in the linear theory. [after Fritts(1984)]

図 3

観測結果から飽和高度 z_c を推定するために、図2を用いる。図2(a)には、水平風速ベクトルが高度と共に右回りの楕円偏波をしている事が示されていた。しかしながらそのベクトルの偏波による回転は明らかに高度82 km付近で乱れている。この高度を飽

和高度 z 。とすれば、そこでの水平伝播方向の平均流の値は $\sim 20 \text{ m/s}$ であり、先に求めたスケールハイトの値 6.2 km と共に (8) 式に代入すれば、振幅の高度変化が求められる。その変化が図 4 に実際の水平伝播方向 (南北成分) の風速の変化と共に示されている。振幅の高度変化は、高度 82 km 以下では風速の変動と良く対応する一方、その高度以上では風速擾乱は明らかに減衰している。このように、波動の飽和が高度 82 km 付近で発生している事は間違いない。この高度より上での波動の減衰は図 3 のように一様ではないが、それは観測された波動が慣性モード ($\hat{\omega} \geq f$) であることによると思われる。

14:30:53-16:35:23



V. 散乱エコー強度と重力波

図 5 に、図 1 に示された慣性重力波による風速の高度変化と、同時に観測された中間圏からの散乱エコー強度の高度変化との比較を示す。図 5 (a) は、天頂から 10 度北に傾けたビームによるエコー強度の高度分布 (左図にその時間変化を等高線図で、右図にその平均強度分布を示す) と、風速の南北成分の高度分布 (右図) との比較であり、(b) は天頂方向のビームによるエコーと風速の鉛直成分との比較である。散乱エコーが強い場所は層構造をしており、高度 70 、 76 及び 82 km 付近の三個所に安定して存在し、前にも述べたように、その高度は時間的にほとんど変化しない。これらの三つの層からのエコー強度は、中間が一番強く上の層の強度はかなり弱くなっている。また、これらのエコー層は風速擾乱の北向き (波動の水平伝播の方向とは逆向き)、及び鉛直下向きの成分と対応している。即ち、これらの層間の距離は波動の鉛直波長と同じく 6 km である。このようにして、中間圏からの散乱エコーが慣性重力波によって作られる大気の構造に関係している事がわかる。

図 4. 中間圏での慣性重力波の飽和。重力波の水平伝播方向における風速の高度変化。破線は背景の平均風で、一点鎖線は、高度と共に指数関数的に増大し、背景風に乗った波動の振幅を示す。

中間大気中を単色の慣性重力波が上方へ伝播するとき、波によって乱された場のある位相面での局所リチャードソン数を求めると (例えば Fritts and Rastogi, 1985)、

$$Ri = \frac{(1 - \{u_0 / (c - \bar{u})\} \cos \phi) \{1 - (f / \hat{\omega})^2\}}{\{u_0 / (c - \bar{u})\}^2 \{ \sin^2 \phi + (f / \hat{\omega})^2 \cos^2 \phi \}} \quad (9)$$

となる。ただし、

$$\phi = k(x - ct) + mz \quad (10)$$

である。これから、いわゆる対流不安定が

$$u_0 / |c - \bar{u}| \geq 1 \quad (11)$$

で

$$1 - \{u_0 / (c - \bar{u})\} < 0 \quad (12)$$

となる場所で発生する。対流不安定は、本質的には擾乱によって大気の温位が変化し、その鉛直勾配が負になる所で、大気が静的に不安定になるために発生する。

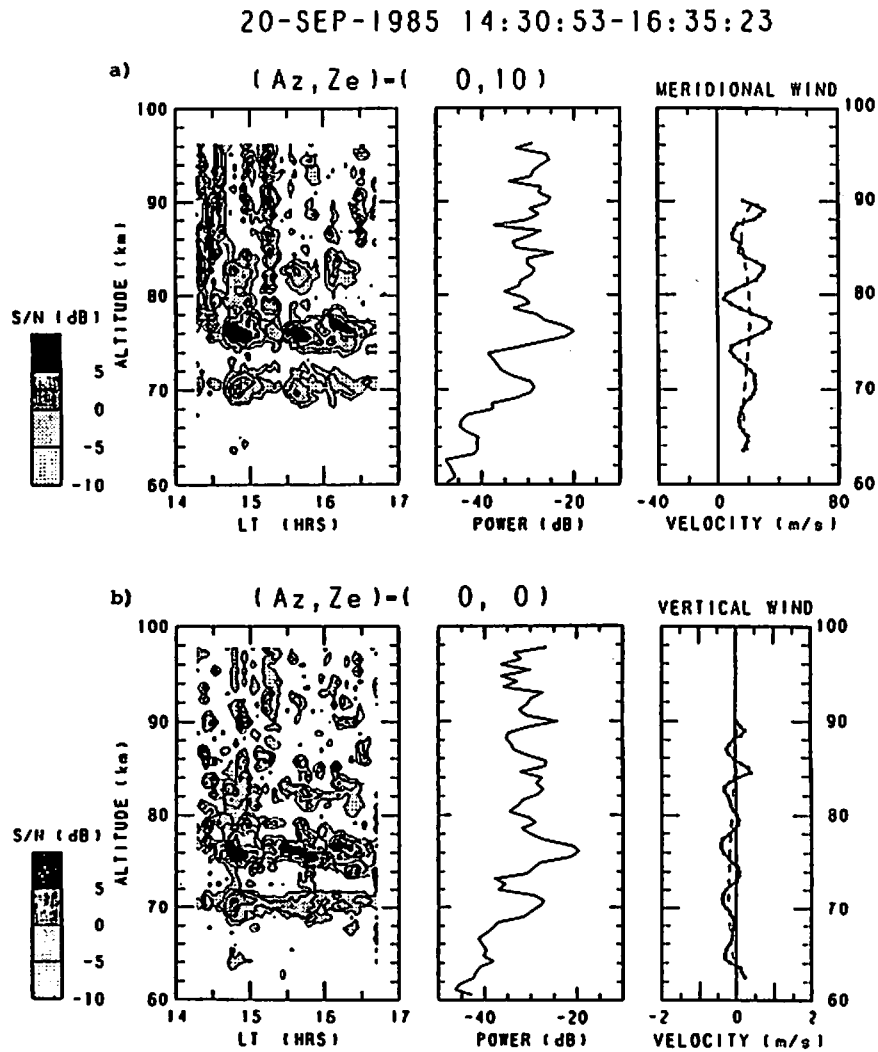


図 5. 中間圏からの散乱エコー強度と風速の高度分布の比較。
 (a) は天頂から10度北へ傾けたビームによるエコーと風速の南北成分との比較で、(b) は天頂方向と鉛直成分との比較である。各図の左側にはエコー強度の等高線表示を、中には平均強度の高度分布を、そして右側には風速の高度分布を示している。

(11) 式の等号は単色波に対する飽和条件(7)であり、これを満たす高度(z_s)以下では波の振幅は小さく(図3参照)、(11)を満たすことはない。前節で求めたように、観測では飽和高度は82 kmにあり、この高度以下では対流不安定は生じ得ない。従って、散乱エコーが強くなる層は対流不安定によって生じたのではないことがわかる。高度82 km付近にみられる層のように、飽和条件を満たす所ではエコー強度はむしろ弱くなっている。III節で求めた慣性重力波の伝播特性を用いて、強い散乱エコーが見られる

層に対する波動の位相条件を調べてみると、そこでは(9)式のリチャードソン数が極大を示し、大気が静的に最も安定になっている事がわかる。物理的に言えば、そこでは大気密度の鉛直勾配が最も大きくなり、安定な密度成層をなしている。しかしながら、散乱層からのエコー強度は、波動の飽和高度以下では、高度が高い程強くなっている(図5中)、上層に行くほど値が増加する物理量が重要な役割を果たしているものと思われる。これに合致するのは、電離圏D領域の電子密度である。電子密度は中性大気に対しては微量成分であるので、その保存則を用いて波動擾乱に対する高度分布の変化を計算することができる。簡単な計算によって、中性大気が最も安定になる所で電子密度の鉛直勾配が最も大きくなることを示すことができる。この鉛直勾配の大きさはVHF帯の電波の分反射の効率と関係があり、観測された散乱エコーが分反射によって生じていることを強く窺わせる。

VI. まとめ

これまでに述べられてきたデータ解析の結果をまとめると、以下のようになる。

- (1) 中間圏で観測された風速三成分の擾乱は慣性重力波($f \leq \omega < N$)に対する分散関係を満たしており、その鉛直波長は6 kmで、位相は鉛直下向き($m < 0$)と南向きに進む内部波であった。これは、MUレーダーによる風速の測定がその鉛直成分を含めて十分な精度で行なわれている事を示す。
- (2) 観測された波動の見掛けの水平伝播速度はほとんど0で山岳波と同じ停滞波の性質を示す。
- (3) 波動の伝播定数から、媒質の物理量、例えば大気のスケールハイトや温度を求める事ができた。その値は標準大気のそれに良く一致している。
- (4) 波動の速度振幅は、高度と共に指数関数的に増大し、高度82 kmで飽和条件に達し、それ以上の高度では分散式を満たさなくなっている。
- (5) 強い散乱エコーが観測された高度は、明らかに重力波の鉛直伝播と関係しており、波動によって作られた中性大気の最も安定な密度成層のところに一致している。

謝 辞

今回の観測や、そのデータの解析に当たっては、深尾昌一郎、津田敏隆、佐藤亨の各氏を始めとする京都大学超高層電波研究センターの方々大変お世話になりました。ここに、その事を記して感謝の意を表します。また、磁気テープの処理及びデータ解析は、超高層電波研究センターの援助を受けて、京都大学大型計算機センターの計算機FACOM M-382を用いて行なわれた。

参 考 文 献

- Dunkerton, T. J., and D. C. Fritts, Transient Gravity wave critical layer interaction. Part I: Convective adjustment and the mean zonal acceleration, J. Atmos. Sci., 41, 992-1007, 1984.
- Fritts, D. C., The transient critical-level interaction in a Boussinesq fluid, J. Geophys. Res. 87, 7997-8013, 1982.
- Fritts, D. C., Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations, Rev. Geophys. Space Phys., 22, 275-308, 1984.
- Fritts, D. C., and T. J. Dunkerton, A quasi-linear study of gravity-wave saturation and self-acceleration, J. Atmos. Sci., 41, 3272-3289, 1984.
- Fritts, D. C., and P. K. Rastogi, Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations, Radio Sci., 20, 1247-1277, 1985.
- Fritts, D. C., M. A. Geller, B. B. Balsley, M. L. Chanin, I. Hirota, J. R. Holton, S. Kato, R. S. Lindzen, M. R. Schoeberl, R. A. Vincent, and R. F. Woodman, Research status and recommendations from the Alaska workshop on gravity waves and turbulence in the middle atmosphere, Bull. Am. Meteorol. Soc., 65, 149-159, 1984.
- Hines, C. O., Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves, J. Geophys. Res., 75, 3937-3939, 1970.
- Hodges, R. R., Jr., Generation of turbulence in the upper atmosphere by internal gravity waves, J. Geophys. Res., 72, 3455-3458, 1967.
- Holton, J. R., The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, J. Atmos. Sci., 39, 791-799, 1982.
- Holton, J. R., The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere, J. Atmos. Sci., 40, 2497-2507, 1983.
- Lindzen, R. S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, J. Geophys. Res., 86, 9707-9714, 1981.
- Matsuno, T., A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves, J. Meteorol. Soc. Japan, 60, 215-226, 1982.
- Muraoka, Y., K. Kawahira, T. Sato, T. Tsuda, S. Fukao, and S. Kato, Characteristics of internal gravity waves in the mesosphere observed by MU radar, submitted to Geophys. Res. Lett., 1987.

中層大気内部重力波の構造と変動

廣田 勇・ 大野 裕一（京大・理）

1. はじめに

1980年代の中層大気力学にとって、ひとつの大きな進展は、伝播性内部重力波が平均流に及ぼす作用の理解が得られたことである。重力波に伴なう運動量の上向きフラックスの収束・発散が平均流の時間変化をもたらすという古典理論が、現実大気の風速分布、特に中間圏界面の弱風層の存在を定性的に説明し得たことは興味深い。

しかしながら、その作用をもたらす内部重力波の成因に関しては、理論的にも観測的にも不明の点が多々残されている。GCM（大循環数値モデル）で重力波をパラメタライズする試みは最近しばしば行なわれているが、その根拠はきわめてあいまいであり、単なる仮定の域を出ていない。

従って、現在必要なことは、内部重力波の成因を理解するためのアプローチとして、現実大気中の重力波の構造と振舞いを観測の立場から、可能なかぎり実証してゆくことであろう。

このような目的で我々はこれまでに、気象ロケット及びMUレーダ観測値を用いて次のような解析を行ってきた。

2. 内部重力波の統計的振舞い

6年間（1977-1982）、十数地点（77°N～8°S）にわたる気象ロケット観測による高度25～60km（成層圏と下部中間圏）の水平風及び気温の垂直分布から統計的に得られた特徴は以下のとおりである。

- (1) 鉛直波長が10km以下の擾乱が平均流に重畳して卓越している。
- (2) その振幅は明瞭な季節変化を示す。すなわち高緯度では冬期に最大、夏期に最小の一年周期変動、中低緯度では春秋に最大の半年周期変動が見られる。
- (3) 水平風の hodograph に見られる楕円偏波の長短軸の比から見積ったコリオリ係数と振動数の比 f/ω は、季節・緯度によらずほぼ一定の値（0.2～0.4）を示す。このことは季節変化する平均流の中に存在する慣性内部重力波の水平位相速度が山岳波のようには $C=0$ だけではなく、幅広いスペクトルを持っていることを示唆している。

詳細については Hirota (1984) 及び Hirota and Niki (1985) を参照されたい。

3. MUレーダ観測の一例

Hirota and Niki (1986) は、MUレーダを用いて上部対流圏・下部成層圏の慣性内部重力波に関する case study を試み、1984年12月26-27日の24時間について次の結果を得た。

- (1) この高度領域に卓越する垂直波長は2～3kmである。持続性は1日以上。
- (2) 水平風の hodograph 解析から求めた波の群速度は高度11km以上では上向きかつ南向き、高度11km以下では下向きかつ南向きである。
- (3) 高度11kmは冬期日本列島上の対流圏西風ジェット（風速約90m/sec）の中心と一致していることから、この慣性重力波は何らかの原因でジェットをエネルギー源としたものと考えられる。

4. MUレーダによる鉛直流の観測

上に述べた重力波の観測解析は、主として水平風の高度分布に着目したものであった。一方、MUレーダは鉛直風を直接測定できるという特徴を生かして、鉛直流の高度分布やその時間変動に着目した解析も考えうる。図1は1986年1月6～10日の各高度ごとの鉛直風の時間変化を示したものである。この観測の時間分解能は約2.5分、高度分解能は0.15kmである。図では0.75kmおきに描き、各高度の間隔が約3m/sの鉛直流を示している。この図より Rec NO.1200(1/8 12:00ごろ)まで比較的静かであった鉛直風が、その後急激に変動が大きくなっていて、時には3m/sを越す上昇・下降流がおこなっているのがわかる。

Ecklund et al (1982) はコロラドの Sunset, Platteville Radar 用いた観測で同様な強い鉛直風を見い出しており、さらに "Quiet Period" (鉛直風変動の小さい期間) と "Active Period" (鉛直風変動の大きい期間) が、500mbの東西風の強弱に伴って2～3日で交代するのを指摘した (図2参照)。観測点がロッキー山脈の西側の山腹とすそ野であり山岳波

図 1

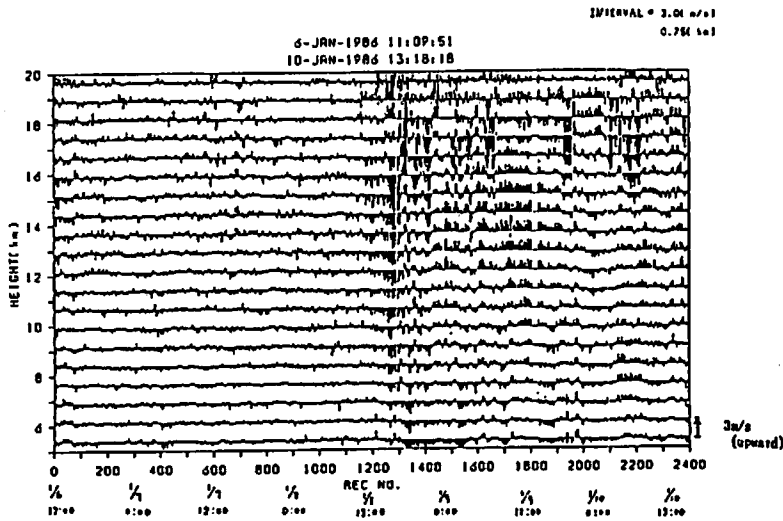


図 2

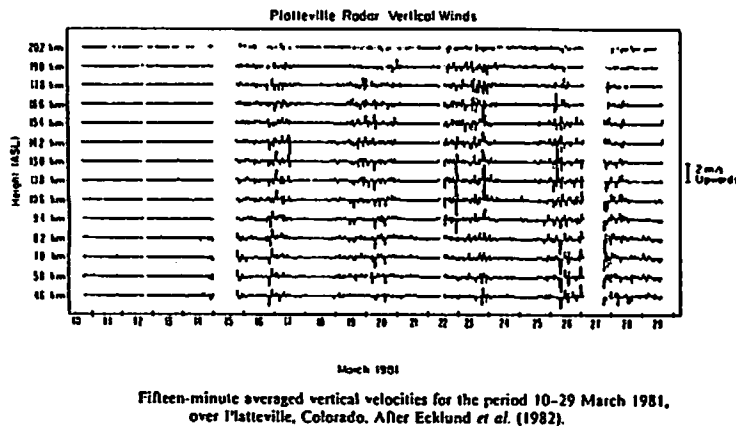
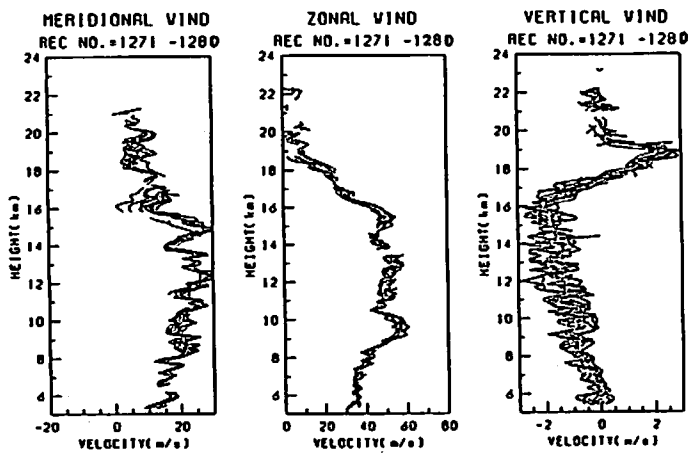


図 3



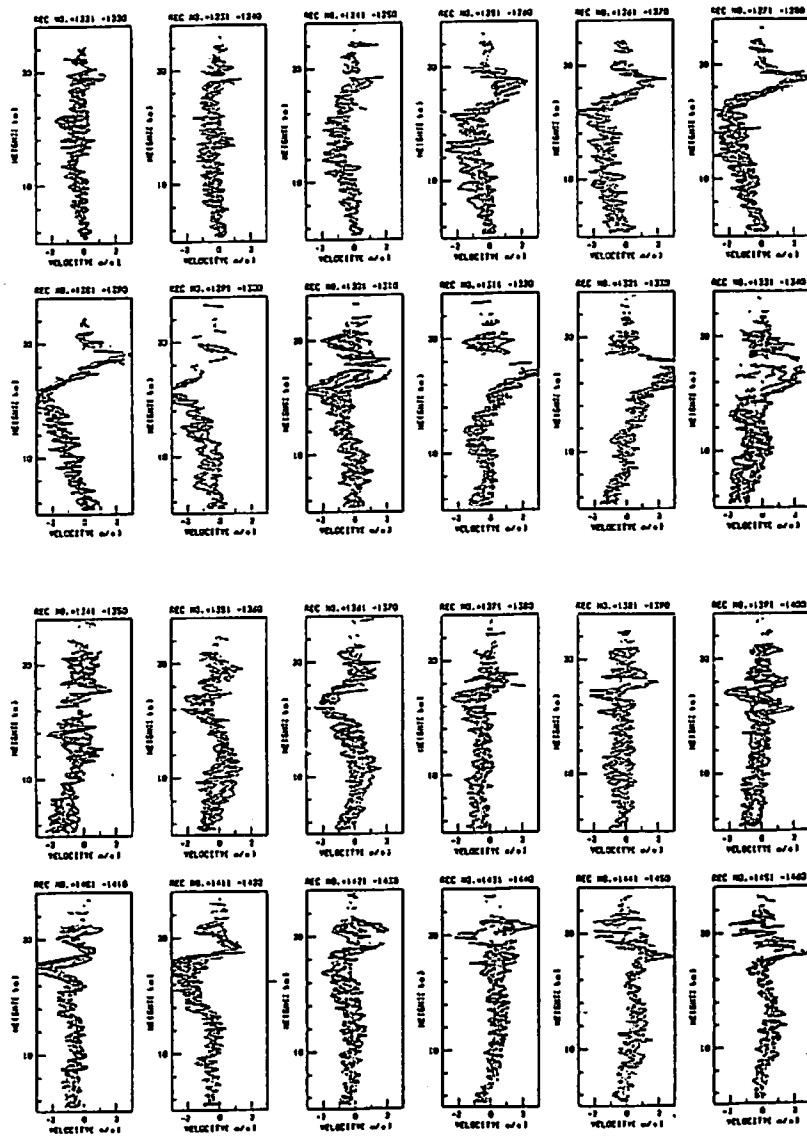
による現象だと彼らは推測している。

また Ecklund et al (1981) はアラスカの Poker Flat Radar の観測でも同じ鉛直風の変動を見いだしている。

今回 MU レーダで観測された鉛直風もその変動の大きさ、高度範囲などよく似ており、これらの現象に関連があると思われるが、その成因はコロラドの場合のようにそばに大山脈が存在しているわけではないので検討を要するだろう。

鉛直風変動の激しい時の風速の 3 成分の高度プロファイルを図 3 に示す。図はそれぞれ 10 レコード (約 25 分間) のデータを重ねて描いたものである。水平成分 (特に南北風) には波長 1 ~ 2 km の重力波と思われる変動が見られる。一方、鉛直成分を見ると比較的長い鉛直波長を持った上昇下降流が、10 レコードの間持続しているのが特徴的である。この例では高度 18 km より下では下降流、上では上昇流となっていて、この高度で強い水平収束があると考えられる。これらと水平風との対応ははっきりしない。

図 4 は鉛直風だけの高度プロファイルを時間を追って並べたものである。一つの図に 10 レコード (約 25 分間) のプロファイルを描いているが、数時間のオーダーで鉛直風プロファイルが揺れ動いているのがわかるであろう。変動が最も大きいのは 15 ~ 20 km 付近で、鉛直風は高度方向に急激に変化し、時には上昇流と下降流の逆転も起こっている。また 20 km 以上の高さでは観測値が得られない



ことも多いが鉛直風の変動は小さいようである。このことが重力波のクリティカルレベル（この辺で水平風は0m/s）での吸収を意味している興味深い。水平風との関連などより詳細な解析が必要であろう。

5. まとめ

MUレーダで得られたデータは中層大気内部重力波の成因について新たな問題を提供してきた。まだこれらの解析は始まったばかりであり、今後もMUレーダを活用することにより中層大気力学の進展が期待される。

• References

Ecklund, W.L., K.S.Gage and A.C.Riddle, 1981 ; *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 285-288.
 _____, _____, B.B.Balsley, R.G.Strauch and J.L.Green 1982 ; *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1451-1457.
 Hirota, I., 1984 ; *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 767-773.
 _____ and T.Niki, 1985 ; *J. Met. Soc. Japan*, **63**, 1055-1066.
 _____ and _____, 1986 ; *J. Met. Soc. Japan*, **64**, 995-999.

ジェット気流近傍の慣性重力波

深尾昌一郎、山中大学*、松本浩昌**、佐藤 亨、津田敏隆、加藤 進
(京大超高層、* 山口大教育、**京大工)

Marked wavelike variations of the lower stratospheric wind were observed on 7-10 May 1985 by the MU radar (Fig. 1). The wind data were analyzed in hodographs by assuming that they are induced by monochromatic internal inertio-gravity waves. These variations are found to be mainly composed of two modes (periods are 22 and 44 hours, respectively; see Fig. 2), both of which have zonal phase velocities (c_x) slower than the mean westerly wind (\bar{u}). A statistical analysis of the zonal phase velocity shows that $c_x < \bar{u}$ above and $c_x \sim \bar{u}$ below the tropopause jet stream. This is considered to be a direct evidence of wave selection due to the tropospheric mean flow and upward wave emission from the tropopause jet. Details will be published elsewhere.

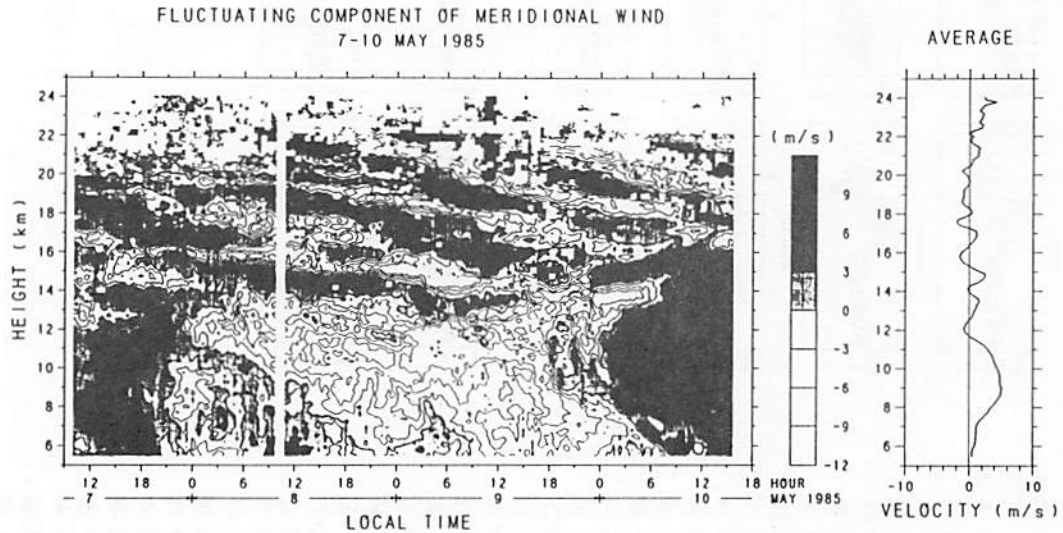


Fig. 1 Time-altitude cross-sections of meridional wind variations relative to the mean wind averaged over the whole observational period shown on the right hand side. Contours are drawn at 4 m/s intervals.

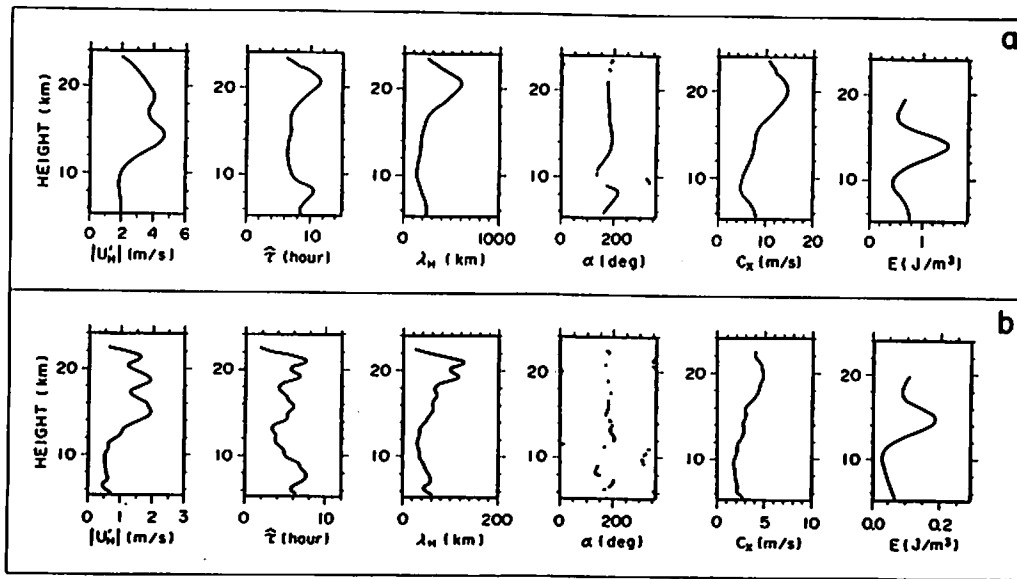


Fig. 2 Vertical profiles of monochromatic wave parameters analyzed for (a) 22-hour and (b) 44-hour modes. U_H : the horizontal velocity amplitude; \hat{T} : the intrinsic period; λ_H : the horizontal wavelength; α : the horizontal wavenumber vector direction; c_x : the zonal phase velocity; and E : the energy density.

MUレーダST観測に見られる普遍的構造

—従来の気象観測との結合を目指して—

山中大学(山口大・教育)

この講演で報告した内容は今だ試論の段階にあるものが多いのでごく簡単に記載する。

1. 測定論的考察

例えば内部重力波のように4次元的な変動が時空間的に有限の領域内に言わば波束として存在する場合には、その(周)波数を4次元的に解析するだけでもまだ不十分で、その波がどのくらいの時空間にわたり存在しているかに関する4次元の情報を得られなければならない¹⁾。つまり観測に当っては測器の分解能と範囲の両方について注意しなければならないし、平均とかスペクトルとかの客観的解析についても常に対象の変動スケールと存在領域との両方を予め主観的に把握しておく必要がある。これまでの気象や超高層の観測の多くは、地球を帯状に取巻いて存在する現象や空間に張付いて現象が流されて来る現象などを対象としたため、今述べた認識は比較的希薄であったように思われる。

一つの観測手段で4次元、あるいは上に述べた意味で8次元の観測を行なうことは不可能である。そこで均質な性能をもつ測定・解析結果ごとに普遍的な特徴を抽出し、まずそれぞれの普遍性について、次いでそれら相互の関係を説明することが試みられる。普遍性の理由とその成立範囲が確定すれば、次に各観測結果の普遍性からのずれの研究に進むことになる。これまでの観測では、内部重力波の場合における分散関係式のように、個々の観測結果ごとに理論を用いて観測不可能な次元の情報を導くことが多くなされているが、当然のことながらその結果の妥当性を確認することは不可能である。

以上の基本的考察から、MUレーダによる時間/高度に関する高分解能観測結果の利用については、以下に述べるような注意ないし工夫をすることが必要であると考えられる。第一に、MUレーダの分解能に近いような小規模現象の観測については、常にそれがどのような範囲で存在するものであるかを明瞭に示すか、さもなくば仮定として明示すべきである。第二に、従来の低分解能観測で得られた現象を観測する場合には、まずMUのデータがある程度ならし、その上で従来の結果と比較すべきである。第三に、現象の水平構造を議論する場合には、まず時間/高度次元における普遍的特徴とその成立条件を調べ、次にその成立条件を満たす場合の水平観測における普遍的特徴を調べ、それらの比較によって論ずるべきである。

今後MUレーダあるいは同種の測器を気象学的に利用することが増える予想される。MUレーダで気象学的に興味のある現象を、第一に述べたような意味において完全にカバーできるのは、時間次元のみに対してである。そこで便宜上現象を時間スケールで分類して、1日以上ものを'synoptic-scale'、1日以下1時間以上ものを'mesoscale'と呼ぶことにする。以下、本文ではこの2つのカテゴリーそれぞれについて、上に述べた第二、第三の注意事項を念頭において、現在まだ未完成のものを含めた報告を行なうことにする。

2. 'Synoptic-scale'の普遍性

現在のMUレーダ観測が行なわれているのは、主として対流圏界面の上下である。そこで最初に目につくのは偏西風ジェット気流の日々の変動であろう。これまでのMUレーダでは1週間以上の連続観測は行なわれていないようであるが、この程度の連続観測で丁度1周期するような変動がいくつか見つかっている。この種の変動は風速極大高度周辺のみで顕著で、そのため位相によっては顕著な薄い鉛直シア層が下層との間に維持されることがあり、そのような場合はシア層に対応してエコ・パワの極大値が分布している。寒冷渦と対応していた解析例もあるが²⁾、いつもそうであるかどうかは未だ良くわかっていない。なおこのくらいのスケールの現象であれば気象官署におけるルーチン観測においても検出できるはずで、実際類似の周期的変動の報告例がぼつぼつ出始めている³⁾⁴⁾。MUレーダと従来手段とをうまく組み合わせれば、現象の4次元の立体構造がかなり明らかになるであろう。ここで注意すべきは、もしMUあるいは同種のレーダの1点における時間/鉛直データを拡張して4次元の情報として用いるとすれば⁵⁾、それにはまず今述べたような具体化された現象についてのきちんとした研究を踏まえてからでなければならないということである。

3. 'Mesoscale' の普遍性

一方、対流圏界面ジェットの内側には上で見たものよりも時間スケールの小さい普遍性が見られる。その第一は、周知の下部成層圏慣性重力波である。これまでの解析をざっと眺めたところでは、対地周期10~20時間、鉛直波長~2km程度のものが単色波的に卓越している。水平風速振幅は高度によらず±数m/sの程度に揃い、またエコ・パワの強度分布もほぼこの卓越モードと同期している。一方この領域の観測データから赤色ノイズ型の連続スペクトルが解析されている(別稿⁶⁾参照)。内部重力波観測結果に見られる普遍性については、別の場所で最近報告したものがあるのでそれを参照されたい¹¹⁾。本稿冒頭で例示したように、どのような時間/空間範囲について単色的であるかが最も重要な問題であり(これなくしては卓越モードが飽和した1つの波なのか、それとも碎波の結果その高度領域に新たに生成された言わば平均的構造なのかがわからない)、これを解けば波の発生源の問題も解けるのではないかと考えている。高度方向にバンドパスを掛けたデータについて、各高度ごとに単色的な解析を行なって位相速度の鉛直プロファイルを作ると、平均風のそれから一定値を差引いたような形になる⁸⁾。このことは、単色的鉛直波長の構造は色々の位相速度の波が平均風により選別されてそれぞれの臨界高度直下に捉えられた結果である、と見ることもできるが、なお技術的検討が必要な部分が残されているようである(つまりそのような波しか観測できない可能性; 別稿⁶⁾参照)。

なお、このような波の水平波長はかなりバラついてはいるが、100km オーダーを示唆するものが少なくない。だとすれば、ルーチン気象観測でうまく解析すればちゃんと検出できるのではないかと実際に気象庁数値予報課の100, 30, 10hPa等圧面客観解析で得られた等高線・等温線を時間-南北断面図に示して見ると、MUレーダ観測で顕著に波が見える時期にはやはり顕著な南北蛇行が見える。これが本当に成層圏慣性重力波であるとすれば、依然試されたことのあるMU水平スキャン⁹⁾などでは見えなくて当り前の、丁度対流圏内の中間規模高低気圧と同じくらいには大きなスケールの現象であるということになる。対地周期が無限大でないことや、群速度の解析¹⁰⁾などからも示唆されるように、小規模地形起源などではないもう少しスケールの大きな移動性の発生源で生成されたものではないか、という想像も生まれて来る。

第二の現象は、上部対流圏の鉛直流が20時間位の間隔で間欠的に、1時間程度以下の短時間の間、かなり広い高度範囲にわたって、上向きの大い値(m/sオーダーに及ぶ)をとるといふものである。この'上昇流バースト'でも呼ぶべき現象は、特に梅雨季や秋雨季の天気図規模では東西方向にはほぼ一様な状態が長期間にわたって維持されるようなときに顕著に見られる¹¹⁾。水平風速場にはこれほど顕著な間欠的増大は見られないし、下層の雲や降水とも余り対応しない。一見すると慣性周期(約21時間)に近いが、これは鉛直運動とは無関係である。地方時と対応していないので、地上付近の雲活動などに時折見られるような日周期の放射変化によるものでもない。一般にこの現象が見られる領域は成層安定度(相当温位の鉛直勾配)は小さいが、リチャードソン数は1よりは充分大きいから、バーストが周期的であるなしを問わず、対流やKH不安定波とも考えにくい。

1つの仮説としては以下のようなものがある。東西波数0の慣性内部重力波(あるいは対称不安定問題)の支配方程式を解くと、中立波動の解のうちで鉛直群速度が0となるのは慣性振動だけに限らず、波面(空気塊の振動面)が平均場等温位面と平行となるケース(この中立対称運動モードは対称不安定の時には最大増幅モードである)もあり、このモードの周波数を観測領域のパラメタを用いて計算すると約22時間、つまり慣性周期とほとんど区別できない。もし色々なモードが励起されたとしても、このモードだけは励起された高度に残り、かつ鉛直流変動を伴っている。この種の運動の振幅がある程度大きければ、上昇流極大となる位相における上昇運動は成層をそこだけ不安定化し、バースト的なものとなるのではないかと、いうものである。

[文献]

- 1) 山中, 1987: 第1回大気圏シンポジウム報告書, 17. 2) 深尾・山中他, 1987: GRATMAP研究会で発表. 3) 廣田・廣岡・大野, 1987: 日本気象学会1987年春季大会予稿集, #145. 4) 山中, 1987: J.Meteor.Soc.Japanに発表予定. 5) 住, 1987: 本報告書所収. 6) 山中・津田他, 1987: 本報告書所収. 7) 山中, 1987: ながれ(日本流体力学会), 6, 49. 8) 山中・牛丸他, 1987: J.Meteor.Soc.Japanに投稿予定. 9) 馬目・松野, 1986: 日本気象学会1986年春季大会予稿集, #334. 10) 廣田・二木, 1987: J.Meteor.Soc.Japan, 64, 995. 11) 深尾・山中他, 1987: Mon.Wea.Rev.に発表予定.

MUレーダーを用いた4次元解析について

住 明正
(東京大学理学部)

1 はじめに

MUレーダーの特徴は、電離層や、中層大気の風の観測が可能であること、及び、対流圏・成層圏下部にとっては、時間的に連続的に風の観測が出来ることである。後者の特徴は、とりわけメソスケールの気象学にとっては重要なものである(住, 1987)。

しかしながら、現在のところ、MUレーダーによる観測は、一点でしかない。勿論、将来的には、MUレーダーの簡易型である wind profiler network の展開など、一点観測の欠点はある程度補われるであろうが、それでも、充分であるとは思われない。いずれにせよ、時間・空間軸の変換が必要なのである。

このような問題は、総観規模以上の気象現象の解析システムを作ろうとした、FGGE(第一回全球実験)の中で、“4次元同化作用(4-dimensional Data Assimilation)”という概念にまとめられて来た(図. 1, 住)。その本質は、数値モデルを用いて、多種多様な、精度も観測時刻も異なるデータを融合しようとするところにある。

このような手法をメソスケールに適用しようとする、問題点も多い。その第一は、メソスケールを表現するに充分なモデルがまた不十分であることによる。その第二は、大規模現象では、地衡風調節などのデータ間の調整をとる原理が存在したが、メソスケール現象には、それが無いことがあげられる。

しかしながら、meso- α スケールの現象では現在の静力学プリミティブモデル系でもある程度予報も出来ており、可能性は存在すると言って良い。そこで、その原理的な問題について研究してみることにする。

2 二点境界値問題とAdjoint法

4次元空間を扱う問題の解き方の種類に、二点境界値問題として扱う場合と、変分法に基づいたadjoint法(Dimet and Talagrand, 1988)で扱う場合と2種類あるように思われる。そこで、以下簡単にそれに触れることにする。

(A) 二点境界値問題

二点境界値問題という時は、次の様な状況を想定している(図2)。つまり、地球上で、観測網があるところ(例えば陸地(L))と、観測網が全くないところ(例えば海(S))があるとする。そして、今、系を予想するモデル($X=F(X, T)$)は既知とする。この時、或る時刻($t=t_0$)で、区間(L)ではデータが得られたとする。この時刻で、区間(S)にはデータがないのであるから、何らかの値を推定しなければならない。この推定を、次の時刻($t_1=t_0+\Delta T$)で、区間(L)の観測値が $X(t_1)$ であることを利用して決めようというので、二点境界値問題というわけである。つまり、

$x \in L, y \in S$ とすると、予報方程式は、

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x(x, y, t) \\ f_y(x, y, t) \end{pmatrix} \quad \dots (1)$$

と書ける。系は、決定論的に決まっているから、 $t=t_1$ の $x(t_1), y(t_1)$ は、それぞれ、 $t=t_0$ での観測値 $x(t_0)$ 及び、推定値 $\hat{y}(t_0)$ の関数である。

$$x(t_1) = F(x(t_0), \hat{y}(t_0)) \quad \dots (2)$$

$$y(t_1) = G(x(t_0), \hat{y}(t_0)) \quad \dots (3)$$

今、 $x(t_1), x(t_0)$ は、観測されているから、(1)から $\hat{y}(t_0)$ が想定出来るはずであるというの

が、この方法の本質である。

この方法の問題点は、モデルが完全でないということを除いても、(2)が、unique に解ける保証もないし、又、実際、解を求める手続きはどうするのか、という大問題がある。

(B) Adjoint 法は、最近、large-scale の解析にも用いられて来た新しい手法である (Dimet and Talagrand, 1988)。ここでは内容を簡単に紹介する。

今、予報方程式を、 $\dot{y} = f(y, t)$ とする。求める問題は、適切な初期値 $\hat{y}(t_0)$ から出発し、発展方程式を積分し、各観測値 $\Phi(t_1)$ との差を極小にしようというものである。つまり、

$$J = \sum_{i=1}^N \| y(t_i) - \Phi(t_i) \|^2 : \text{minimum} \quad \dots (4)$$

ここで、変分をとると、(4)は、

$$\delta J = \sum_{i=1}^N \langle y(t_i) - \Phi(t_i), \delta y(t_i) \rangle \times 2 \quad \dots (5)$$

となる。 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ は内積で、定義されているものとする。変分 $\delta y(t_1)$ は、 $\delta y(t_0)$ の関数であり、その発展方程式は線形であると仮定すると、

$$\delta y(t_1) = R(t_1, t_0) \delta y(t_0) \quad \dots (6)$$

となるから、(5)は、

$$\delta J = 2 \sum_{i=1}^N \langle y(t_i) - \Phi(t_i), R(t_i, t_0) \delta y(t_0) \rangle \quad \dots (7)$$

となる。 δy に関する発展方程式は、線形化してあるから、

$$\dot{\delta y} = B \delta y \quad \dots (8)$$

と書けるとすると、Adjoint 方程式は、

$$\dot{\delta y}^* = -B^T \delta y^* \quad \dots (9)$$

となる。(8) と (9) との内積は時間に関して一定という性質があるから、(8) の解を

$$\delta y^*(t_1) = S(t_1, t_1) \delta y^*(t_1) \quad \dots (10)$$

とすると、

$$\begin{aligned} \langle y(t_1), \delta y^*(t_1) \rangle &= \langle R(t_1, t_0) y(t_0), \delta y^*(t_1) \rangle \\ &= \langle y(t_0), R^T(t_1, t_0) \delta y^*(t_1) \rangle \\ &= \langle y(t_0), \delta y^*(t_0) \rangle \\ &= \langle y(t_0), S(t_0, t_1) \delta y^*(t_1) \rangle \end{aligned}$$

$$\therefore S(t_0, t_1) = R^T(t_1, t_0) \quad \dots (10)$$

となる。つまり、(7)に出て来る、時刻 t_0 から、 t_1 への影響関数 $R(t_1, t_0)$ の adjoint operator $R^T(t_1, t_0)$ は、adjoint 方程式(9)の、時刻 t_1 から t_0 への影響関数 $S(t_0, t_1)$ に等しいという性質を用いて、(7)を評価し、 $\delta J = 0$ とするような $\delta y(t_0)$ を求めようというものである。

3.3.2 結果

2で述べた、(1)二点境界値問題と(2)Adjoint法を以下の様な簡単なモデルを用いて調べてみ

た。まず、予想式は、

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{f_{1-1} + f_1 + f_{1+1}}{3} \times \frac{f_{1+1} - f_{1-1}}{2} = 0 \quad \dots (8)$$

とし、初期値は、 $3 + \sin(2\pi i / 30)$ ($i = 1, \dots, 29$)とする。
この初期値で、(1)を積分したものを、今“true”と考える。

(A) 二点境界値問題

次に、初期値 ($t=0$) で、領域の半分しかデータがなかったと仮定する。データの無いところは zero とおいて積分を実行し、つぎの時間 ($t=5$) のところでの値をみみると (図 3 実線が予報、細線が“true”と仮定)、(5)は、移流型だから、正しい初期値の下流は、精度が高く、他のところは悪い。しかし、この誤差の大きいところは、この時刻 ($t=t_1$) で観測があるのでその情報を入れて、 $t=t_0$ の値を推定すると (図 3 . B) の如く求まる。更に、もう一度同じ事を繰り返すと、(図 3 . C) の如く、実に正しい値が推定が可能となる。

(B) Adjoint 法

同様の問題を、Adjoint 法で解いてみる。初期値に関する条件は同じであるが、 $i=5$ という点で、時間に関して連続的に観測があったと仮定する。

その時の観測点での予報誤差が図 4 .(A) に示してある。時間が経つにつれて、不正確な推定値の影響が現われて来る。このデータを用いて、 $t=t_0$ の初期値を推定したのが、図 4 .(B) である。この iteration を 3 回繰り返した結果が、図 4 .(C) に示してある。ほぼもっともらしい初期値が得られたことが分かる。

4 まとめ

MUレーダーの様な時間的に連続なデータを用いる 4次元同化作用についての原理的な可能性について検討した。4次元同化作用の手法としては、(1) 二点境界値問題と (2) Adjoint 法の 2種類があることが示唆された。(1)は、通常のゾンデ観測網を用いて、更に、詳細の解析を引き出すために有効であり (ゾンデのデータそのものには、別に large-scale だけでなく、meso-scale の情報を含まれていることを忘れてはならない)、(2)は、MUのような時間的に連続的なデータを用いるために有効であろう。

この小論では非常に簡単なシステムで、しかも非常に私意的な条件を与えているためにわりと広く解が求まった。現実の問題の場合は、この様な具合にはゆかないことは自明であろう。しかし、或る程度の可能性は確認出来た様に思われる。

最後に、新しいタイプの観測手段が登場した時は、それに対応して、データを取り出す新しいアルゴリズムが開発されなければならない。過去の気象学の遺産の全ては“モデル”という形で継承されるべきものであり、されているはずである。データは、それ自体では、単なる数値の羅列でしかない。データが物理像となって結実するのは、モデルという認識の枠組を用いるからである。

《参考文献》

住 明正：4次元同化作用について、気研ノート、134号

日野幹雄，1981：境界値問題の解法、朝倉書店、210pp.

Le Dimet, F.-X., and O.Talagrand, 1986: Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations; theoretical aspects, *Tellus*, **38A**, 97-110.

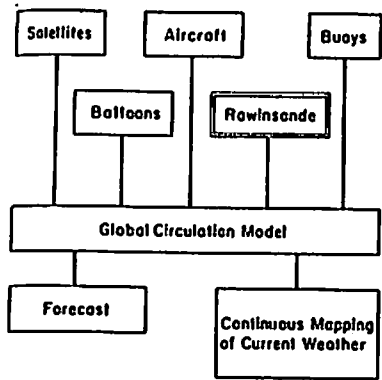


図1. 4次元同化作用の概念図

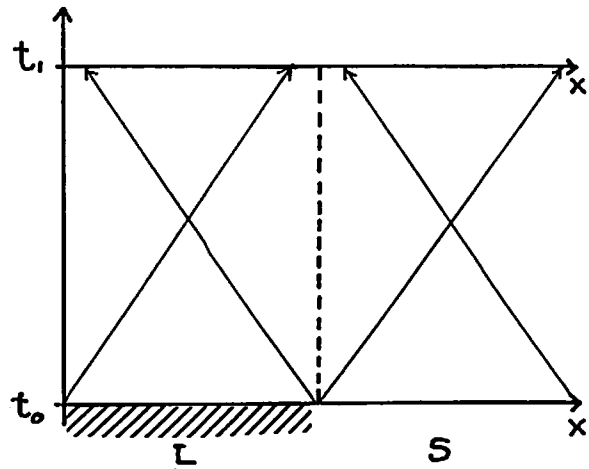


図2. 二点境界値問題の模式図

矢印は、影響する範囲を示す。

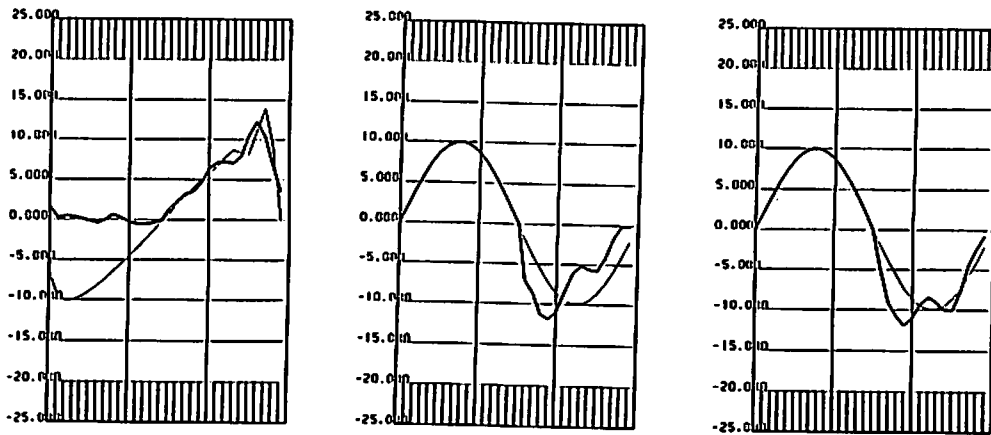


図3. (A) $t=t_1$ での最初の予報(実線)。“true”は細実線で示してある。

(B) 一回目の初期値の推定値。

(C) 二回目の初期値の推定値。

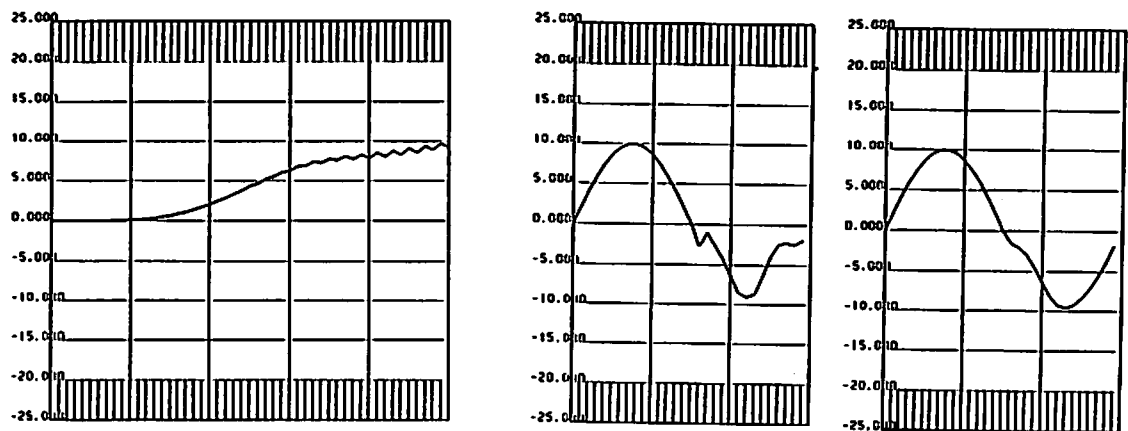


図4. (A) 一点での予報誤差

(B) 一回目の初期値の推定値

(C) 三回目の初期値の推定値

大気球・MUレーダ併用の成層圏重力波観測

山中大学*ほか日中大洋横断気球実験班（宇宙研および中国科学院）¹
 津田敏隆ほかMUレーダ観測グループ（京大・超高層）²

1. 気球・レーダ併用観測の意義

下部成層圏領域には内部重力波が常時存在し、その砕波を通じて中部成層圏高度の弱風層を生成・維持し、地球大気大循環・物質輸送に無視できない影響を与えていることは、MAP期間中の観測によるいくつかの確認ならびに数値計算等による理論的見限りなどから、ほぼ確実である¹⁾²⁾³⁾⁴⁾。しかしながら、波のスペクトル形状・発生源・砕波機構などについては、個々の観測手段のもつ帯域的あるいは次元的な制約のために、依然として決定的解釈が与えられておらず、上記の影響についての議論を完全に確実なものとする上での大きな壁となってきた。同様な内部重力波の影響は大気圏内の至る所、さらにはあらゆる惑星流体中で普遍的に生じているものと考えられ、そのメカニズムを比較的観測の実施しやすい下部成層圏領域で完全に解明しておくことは、惑星流体力学において非常に大きな意義をもつものである。そこで、今述べた個別的観測のもつ制約をいくらかでも打破する目的で、大気球とMUレーダを併用した下部成層圏内部重力波の観測を計画した。本文で述べるものは1986年度中に行なわれた予備的観測・解析結果のあらましと、それを踏まえた将来への展望である。

大気球とMUレーダを併用した観測の意義について、計画中のものまで含めてまとめれば、以下のようなことになる。(1)広帯域測定：内部重力波自体のスケールのみならず、小は微細乱流から大は総観規模の現象までカバーできるので、砕波過程や発生源の解明が飛躍的に進展する(図1参照)。(2)水平-垂直同時測定：単に次元的拡張のみならず内部重力波の単色性・局在性を定量化できるので、発生源や選択的な砕波・伝播過程が解明できる。(3)Lagrange-Euler同時測定：内部重力波の一般流によるDoppler変調が定量的に確認され、水平波長・発生源・選別過程などに関する決定的情報が得られると期待される。(4)直接-間接同時測定：現行の双方の観測の比較確認のみならず、それぞれの測定限界の拡張や、全く新しい測定手段の開発への貴重な示唆を与えるものと期待できる。

以上のような意義に対して、(1)および(4)を完全にこなすには気球に風速計を搭載することが不可欠であり¹⁾²⁾⁴⁾、また(2)や(3)を厳密に行なうためには大気球の飛行航跡がMUレーダで観測可能な高度・場所を通る必要がある。しかしながらこれらを実現することは、特に日本国内においては諸般の情勢に照してまず不可能であろう(この意味において熱帯や極域などにおける観測が望まれる所である⁵⁾⁶⁾)。そこで最初の試みとして1986年度には、主として宇宙科学観測を目的として開始された日中共同東支那海横断大気球飛行実験において得られた気球航跡資料を、ほぼ同時に行なわれたMUレーダ観測資料と突き合わせることを試みた。これにより、かなりの類推をも含んだ上のものであるが、(2)と(3)に関する貴重な成果が得られたのである。

 *現在所属：山口大・教育

¹廣澤春任・榎野文命・西村 純・太田茂雄・秋山弘光・藤井正美・山上隆正・狛豊・並木道義・岡部透司・松坂幸彦・高成定好・張亜臣・于配玲・鄧惠成・杭恒栄

²深尾昌一郎・佐藤亨・加藤進

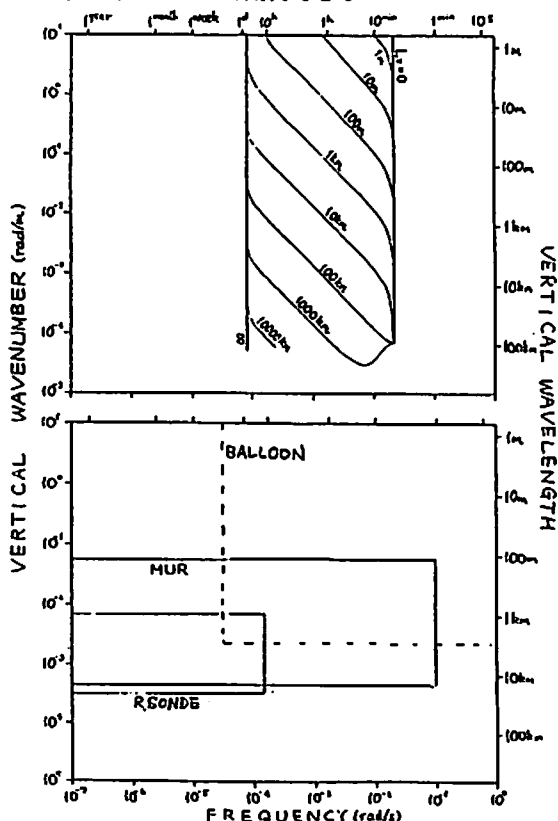


図1. 内部重力波(上：ただし $\bar{u} = 0$ の場合)と観測手段(下)の周波数/鉛直波数帯域。

2. 1986年7月の予備観測・解析結果

日中共同大洋横断気球実験は、長時間または長距離にわたる宇宙・地球科学観測を行ない、かつ観測終了後に観測器を確実に回収できるような大気球観測方法として、1981年より文部省宇宙科学研究所と中国科学院上海天文台・空間科学技術中心(北京)・紫金山天文台(南京)の間で計画され、1986年度より向こう3ヶ年の予定で実行段階に入った(7)8)9)10)。初年度である1986年は気球工学的目的を主とし、7月25日0555JSTに第1機目のB₅-C1, 同30日0611JSTに第2機目のB₃₀-C3が、鹿児島県内之浦町にある宇宙科学研究所鹿児島宇宙空間観測所(31°15'N, 131°05'E)から放球され、それぞれ高度約25および約35kmを17および10時間にわたり上海周辺まで飛行した(図2)。気球の追尾は鹿児島県大根占町(31°16'N, 130°50'E), 上海市南浜(31°02'N, 121°48'E), 上海天文台構内(31°11'N, 121°26'E)の3地点で行なった。

図2に示した気球航跡では1機目がやや南下して杭州付近に上陸しているが、これは内部重力波よりむしろより大規模な流れの地理的な癖かもしれない。しかしここで注目すべきは2機とも九州近傍および中国沿岸において東西波長200km程度のうねりを伴っていることである。このうねり部分を刻々の東西・南北風速に換算すると、後者は前者より位相が $\pi/2$ 程度遅れており、下方から伝播し地球自転の影響で左旋楕円偏波した慣性重力波と同定できる。宇宙科学研究所の現行システムによる気球航跡が内部重力波に伴うLagrange的風速変動資料として有効であることについては文献(10)11)を参照されたい。なお観測用飛行体としての大気球の飛行航跡予測に、このような内部重力波の情報が有用であることは言うまでもない。

MUレーダによる観測は7月25日0555JSTから約24時間にわたって行なわれた。これは1機目の気球飛行期間と約4時間重なる。信楽(34°51'N, 136°06'E)の

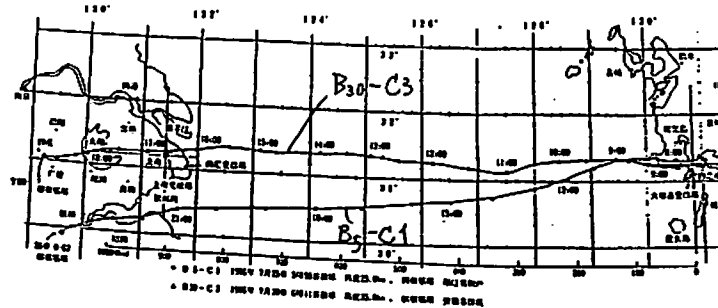


図2. 日中大洋横断気球B₅-C1およびB₃₀-C3の航跡(概略図)。

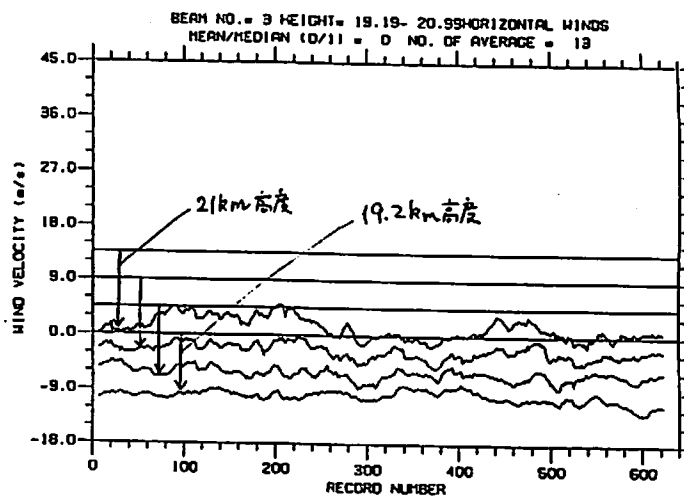


図3. 1986年7月25日0555JST~26日2128JSTのMUレーダ観測による19.2~21.0km高度の東西風速の30分移動平均値。

位置は鹿児島島の北東方約600km, 上海の東北東方約1400kmにずれており, また完全なEuler的時系列が得られる高度は21km以下に限られているが, 高度21kmにおける平均東西風速は, 鹿児島でもMUでも約-13m/sで一致していた. 生データを約30分移動平均した結果を図3に示す. 慣性振動周期(緯度35°において約21時間)よりやや短い程度の周期のうねりが, 特に高度の高いものに顕著に見られる.

両者の資料を連報的に解析した周波数スペクトル(媒質相対周波数: $\hat{\omega}$; 対地周波数: ω)の比較を図4に示す. 大気球については1機目の大根占受信分(25日0730~1551JST)の気球位置資料を1分差分した時系列(500個)を作り, 前後との差が10m/sを越えるものを前後の平均値で置換え, さらに前後3個の平均(周期2分のロウパスに相当)をとったものについて, 最大ラグ120分のB-T法スペクトル解析を行なったものである. MUレーダの方は全観測期間(25日2005~26日2128JST)の139sごと, 高度18.9~20.6kmの600mごとの資料について, 各高度ごとに13個移動平均(30分ロウパス)したもののについて, FFT法スペクトル解析した結果をまとめたものが示してある.

大気球とMUレーダからそれぞれ得られたLagrange的およびEuler的スペクトルは, $\hat{\omega}^{-2}$ 則および ω^{-2} 則を満たしている. これらのそれぞれはこれまで普遍的に得られていたものと同様であるが¹⁾²⁾, 下部成層圏内部重力波がほぼ同時に $\hat{\omega}^{-2}$ 則および ω^{-2} 則を満たすということを確認したのはこれが世界的にも初めてである. なおMUのものはこれまでの観測で(EulerであれLagrangeであれ)普遍的に得られてきたものと, 波の振幅で見てもほとんど同レベルである(例えば三陸における筆者らの大気球観測結果¹²⁾参照). これに対し今回の大気球観測によるものは, 全帯域にわたって1桁近くも強くなっている. 高度差7kmの間の大気密度差による波の増幅からは 振幅の2乗値にして数倍程度は期待でき, またこれまでには一般に遅い平均風速における観測であったのに対して今回の気球は-17m/sという速い平均風の中を観測したという違いがあるが, なお測定方法に関する検討が必要であろう. なおここで見ている波は, 生データ(図2および図3)に現われたうねりより時間的にはずっと短周期のものであり, 簡単に言えばそのうねりの正弦波からのずれに相当するものである. うねりの顕著さはスペクトル解析されない低周波の波がかなり単色的に卓越して存在することを意味する.

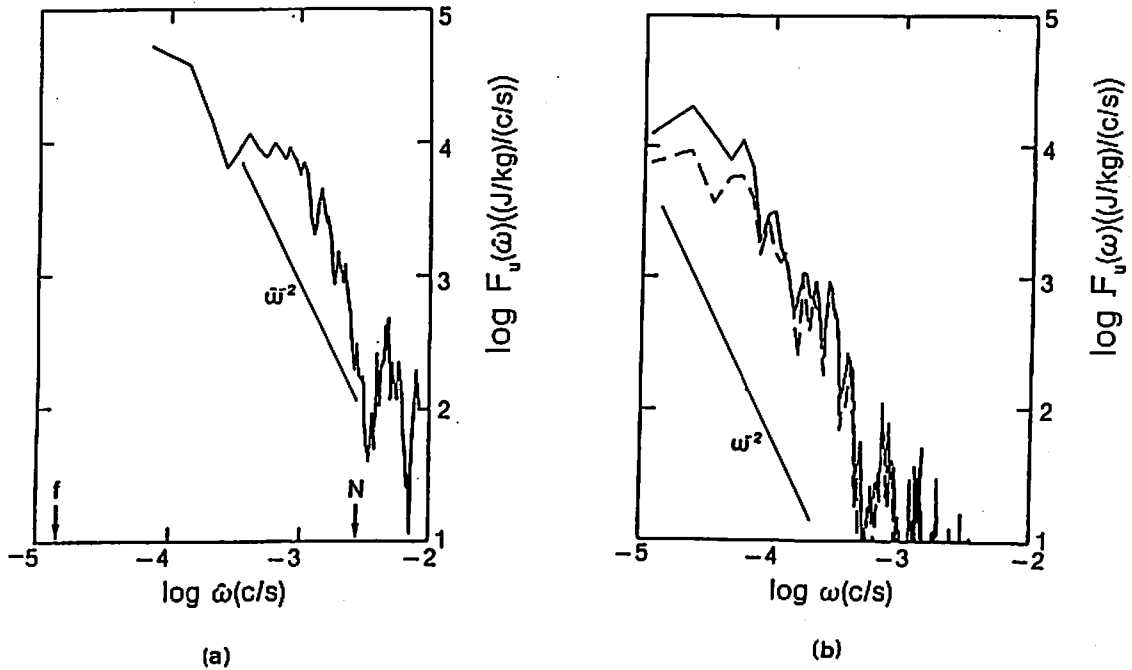


図4. 1986年7月25日に得られた(a)Lagrange的スペクトルと (b)Euler的スペクトルの比較.

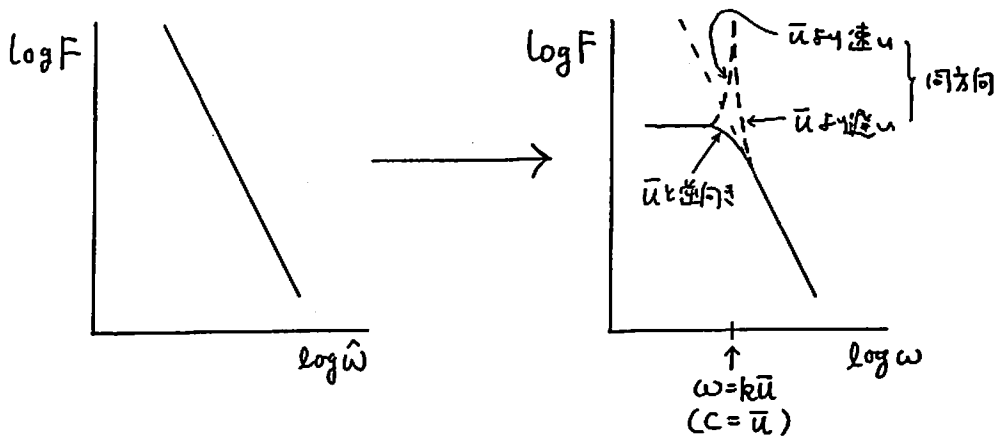


図5. Lagrange的 $\hat{\omega}^{-2}$ 則(左)が成立つときのEuler的スペクトル.

理論的考察によれば EulerあるいはLagrange的スペクトルで ω^{-2} 則あるいは $\hat{\omega}^{-2}$ 則が得られるときには、LagrangeあるいはEuler的スペクトルでは低周波側にDoppler効果によるパワの低下(スペクトルの白色化)が生じるはずであるが、そのレベルは水平波長に依存する(図5参照)。これは一方を実験法則として(その成立理由の何たるかを問わず)、ただ水平波長に関する単色性のみを仮定すれば成立する。図3についてこれを調べると、この場合の単色波的東西波長が気球航跡(図2)の示唆する約200kmであると考えて矛盾しないようである。つまり水平波長が比較的揃ったさまざまな周波数をもつ波が、生データ(図2および図3)のうねりの主成分と、その正弦波からのずれに相当する連続スペクトル成分とを構成していると言えそうである。

またEuler的 ω^{-2} 則とLagrange的 $\hat{\omega}^{-2}$ 則が同時に成立するためには

$$\hat{\omega} / \omega = \text{一定} \quad \text{つまり} \quad c = \bar{u} \times \text{一定}$$

(c : 位相速度; \bar{u} : 平均風速) が全ての波について満たされていけばよい。このことは各高度で常に平均流の一定倍の位相速度をもつ波が捉えられていると考えればうまく説明でき、それは理論の予測した波の選別とも定性的に矛盾しない(一定値が1であればそれはまさに臨界高度状態に相当するが、このときはLagrange的には $\hat{\omega} = 0$ の線スペクトルとなってしまう。実際は碎波減衰が臨界高度より下方で開始するため、一定値は1にかなり近いとしても厳密に1とはならないであろう)。一方、MUレーダの測定原理からは、分解能以下の微小な乱れについては上記の一定値は1とならねばならない。そこで一つの技術的検討課題として、MUレーダの電波を散乱している乱れが本当にその場のトータルな流れに乗っているかどうかを確認する必要が生じる(もし乱れが波の位相に乗って動いているならば一定値 ~ 1 の波ばかり検出されて当然であろうから)。

3. 今後の計画

1987年度においても同様な観測を実施する予定である。これによって前節で報告した1986年度の結果を再確認し、もし違った結果が得られればそれについてさらに考察したい。この種の観測をまず蓄積して、内部重力波のスペクトルに関する知識をより確固たるものとしてから、将来は風速計を搭載した大気球との同時観測を行ないたいと考えている。

【謝 辞】

本研究の遂行に当っては、文部省宇宙科学研究所大気球観測特別事業費、京都大学超高層電波研究センター共同利用経費ならびに文部省科学研究費補助金（奨励研究A特61790104）を使用したので、それぞれの関係各位に対しここに深甚の謝意を表する。

【文 献】

- 1) 山中大学, 1987: 内部重力波スペクトル——中層大気力学における観測と理論の現状. *ながれ*, 6, 49-64.
- 2) 山中大学, 1987: MAP力学観測の総括——内部重力波の実態はどのくらいわかったか? 第1回大気圏シンポジウム報告書, 17-23.
- 3) 山中大学, 1987: 重力波砕波の物質輸送への寄与(試論). STE研究会報告書(第1回大気圏シンポジウム報告書所収), 103-105.
- 4) 山中大学, 1987: 内部重力波と中層大気. 気象研究ノート(刊行予定).
- 5) Yamanaka, M.D., K. Yamazaki and H. Kanzawa, 1987: Studies of middle-atmosphere dynamics under the Polar Patrol Balloon (PPB) project. *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Proceedings Series* (in press).
- 6) 山中大学・深尾昌一郎, 1987: EMUレーダによるMAD観測. 日本学術会議地球電磁気学研究連絡委員会STE専門委員会MAP/MAC小委員会資料.
- 7) Nishimura, J., H. Akiyama and M.D. Yamanaka, 1981: Feasibility studies on transoceanic flights from Japan. *Proc. ISTS*, 13, 1227-1232.
- 8) 山中大学・西村純・秋山弘光, 1983: 東支那海横断気球の実現性に関する気象学的考察. 宇宙科学研究所報告, 特集8, 15-32.
- 9) 張亜臣・林正, 1983: 中日合作越洋飛行気球高空気象可航性研究. 中国空間学会空間探測專業委員会和中国科学院高空科学気球会議報告, 14pp.
- 10) 山中大学, 1987: 日中大洋横断気球の気象学的側面. 宇宙科学研究所報告, 特集21(印刷中).
- 11) 山中大学, 1985: 水平飛翔気球追尾による内部重力波の観測. 宇宙科学研究所報告, 特集13, 35-54.
- 12) Yamanaka, M.D., and H. Tanaka, 1984: Meso- and micro-scale structures of stratospheric winds: A quick look of balloon observation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 62, 177-182.

住 明正 (東京大学理学部)

1. はじめに

MUレーダーは京大超高層研究センターの下に京都東南の信楽 (34.85N, 136.10E) の地に建設された、本邦初の世界第一級のMST (Mesosphere-Stratosphere-Troposphere) レーダーである。それは、中層大気国際共同観測計画に合わせて建設されたために、一般的には超高層大気研究の施設と思われがちである。しかしながら、そのメソスケール気象学に及ぼすであろう影響は、測り知れないものがある (この辺りのことはGage and Balsley (1978) のreviewに詳しい)。特にMUレーダーについては背景の大気の鉛直運動のdoppler shift と雪片、もしくは雨滴のdoppler shift が同時に観測出来るため、雲物理の面でも重要な観測データが得られるものと期待されている (Fukao et.al (1984);Wakasugi et.al (1985))。

MUレーダーを用いたメソスケールの現象の観測例は少ない。その理由の一つは、MUレーダーが中層大気のものと思われており、メソスケールの気象学の人の参加がなかったこと、及び、メソスケールの気象学にとっては一点の精密観測では如何ともし難いという思い込みがあったためである。

梅雨末期のメソスケール現象の研究は、梅雨末期の集中豪雨特別観測以来、既設の、或は特別観測のゾンデのデータを用いて、精力的に進められて来た。しかしながら既存の300km程度の12時間毎の、(或は8時間毎の)観測ではやはり限界があると言える。その限界を打破するためには、データ密度を増加する以外には方法はない。そのためには、2つの方法が考えられる。一つは、空間的密度を増やすことである。これには建設費用やoperationの費用など膨大な費用がかかり現実的ではない。他方は、時間的密度を増やすことである。この点に関しては、レーダー技術の進歩により、例えば、MUレーダーなどでは、全自動的に風のデータが一分毎に手にすることが出来る。図1には、今回の観測で得られた2分毎の対流圏の風の生データが示してある。鉛直方向・時間軸方向の整合性をみても、このMUレーダーのデータが信頼出来ることが理解できよう。

以上のような背景の下に、梅雨末期のメソスケールの現象をMUレーダーを用いて観測しようとしたのが、本研究の趣旨である。気象学の観測は予期した時期に現象が発生しないことがあり、一回の観測で何かを言うことは非常に困難であるが、今回の観測では、観測期間中一個のメソ- α スケールの低気圧が通過したので、その時の観測結果を報告することにしたい。

2. 観測結果

図2に1988年7月5日12GNTの天気図が示してある。総観的状况は、梅雨前線上の東シナ海上に、低気圧が発生し、東進して来るという状況である。図3には信楽での10分間雨量の時系列が示してある。信楽でみる限り、擾乱は、5日午前7時頃から、前駆現象が見られ、主たる降水現象が12時頃から19時頃にかけて通過していったことが理解される。

図4には、MUレーダーでの風の(u, v)成分が観測値が示してある。このデータは短周期の変動を除くために20分の移動平均を施してある。この風のデータをみると、2つのことに気がつく。一つは、大きな目でみれば、風が(特に南北風が)、14時頃を境にして南風から北風に変化し、この北風が数時間続いていることである。この変化は雨量でみられる11時から17時迄の降水に対応していると思われる。風の変化がトラフ・リッジに対応すると考えれば、この変化はトラフの通過に対応する。

興味をそそられるのは、13時~14時前後にかけてみられる周期1時間前後の変動である。この変動は、u-成分にも、v-成分にも同期してみられ、低気圧性回転を示している。図3の雨量の時系列をみると降水量にも、一時間程度の雨量の変動が見られる。つまり、この変動は、メソ- α スケールの中に含まれているメソ- β スケールの変動に対応しているものと言えよう。要するに、メソ- β スケールの降水システムに対応して大気の中層以下(8 km以下)に低気圧性の渦が見られ、それは東へ傾いているということである(図5参照)。この事は14時のレーダーエコーと比較しても容易に理解される(図6)。

3. ゾンデ観測との比較

2で示したような風の連続観測があると、既存のラジオゾンデのデータの持つ意味も又異なって来

る。図7は、MUのデータを6時間の移動平均したものである。いわば、短周期の変動はfilterしてあるので、通常の1日4回の高層観測で想定しているような変動に対応しているものと言って良い。この図をみると、5日7JST頃から強い下層の南風が信楽に入ってきていることが解る。この云わば大きなメソ- α スケールの変動の中に2で述べたように、メソ- β スケールの変動が埋めこまれているわけである。

他の観測点をみても、米子(47744)では5日00Z、輪島(47800)や館野(47848)では5日12Zに、下層に突如強い南風が入っている(図7)。この事は、信楽の風の解析から得られた、メソ- α スケールのトラフが北から来たもので、信楽あたりが、南限で(湖畔では顕著ではない)東へ通っていったことが解る。

結論から言うと、一点でも時間的に連続的な観測があると、既存のゾンデのデータの中から類推出来るメソ- α スケールの変動に関しても、より確かなことが言えるということである。

4. 数値モデルとメソ- α スケール

メソスケールの現象の解析を行なうおうとすると、数値モデルに頼らざるを得ない。この時、数値モデルの能力が問題になる。今までも気象庁のFine-meshモデルを用いて、メソ- α スケールのsimulationが行われてきたが、その評価に関しては議論が別れるところである。ここでは風の時間変化という点から、評価してみることにする。図8は4日21時を初期値にした、VFMモデルの24時間予報値(信楽近くのgrid point)の時間変化である。9時間後(5日8時)から南風が下層で強まり、18時間後(5日15時)最大となり急速に弱まっている。この変化を図4と比較すると、それなりにモデルが現象をsimulateする能力があることが解る。

5. 結論

MUレーダーの時間に関して連続的に風を観測出来る能力を梅雨期のメソスケール現象に適用してみた。その結果、

- 1)メソ- α スケールに対応するトラフが通過したことが、観測された。このトラフは他の高層観測点でも観測されており、モデルでも、位相や強さは異なっていたが、simulateされていた。この点からみても、メソ- α スケールに関しては、現用の数値モデルを用いて、MUのような時間に関して連続的なデータなどをupdateしてゆけば(4次元解析)今よりもreliableな解析が得られることであろう(住、1987)。
- 2)メソ- α の中に、メソ- β に対応すると思われる風の場の変動(周期1時間程度)が見つかった。それは、大気の中層以下にtrapされた若干東に傾いたトラフであった。このようなスケールのトラフが見つかったのは、始めてである。

参考文献

- Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, S. Morimoto, T. Tsuda, I. Hirota, I. Kimura, and S. Kato, 1985; Direct measurement of air and precipitation particle motion by very high frequency Doppler radar, *Nature*, 318, 712-714
- Gage, K. S., and B. B. Balsley, 1978; Doppler radar probing of the clear atmosphere, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 59, No. 9, 1074-1093.
- 住 明正, 1987; MUレーダーを用いた4次元解析について、本誌参照。
- K. Wakasugi, S. Fukao, S. Kato, A. Mizutani, and M. Matsuo, 1985; Air and precipitation particle motion within a cold front measured by the MU VHF radar, *Radio Science*, 20, 1223-1240.

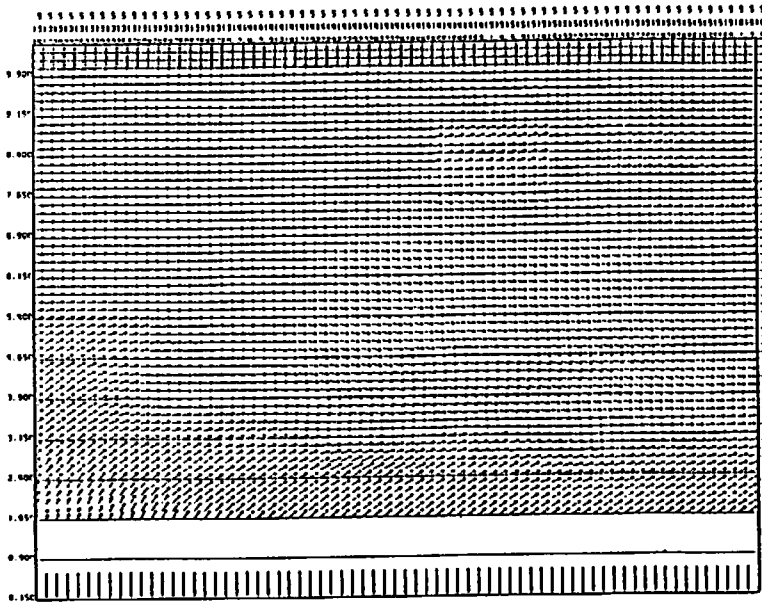


図1. MUで得られた水平風の観測値時刻は、7月5日13時15分から5日18時5分迄である。高度は、地上、1.65kmから8.8kmまで。矢印は、上が北を示す。

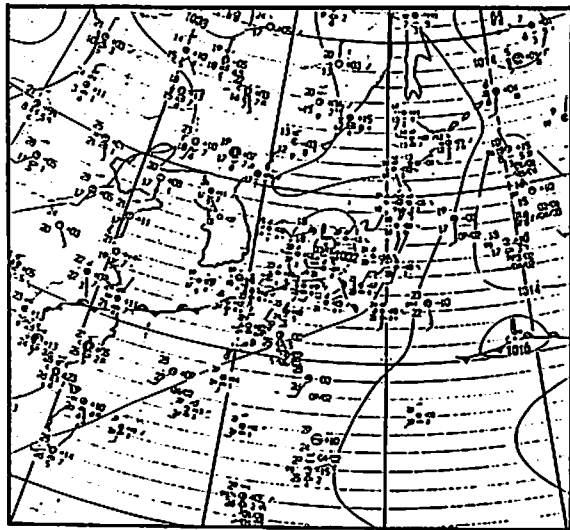
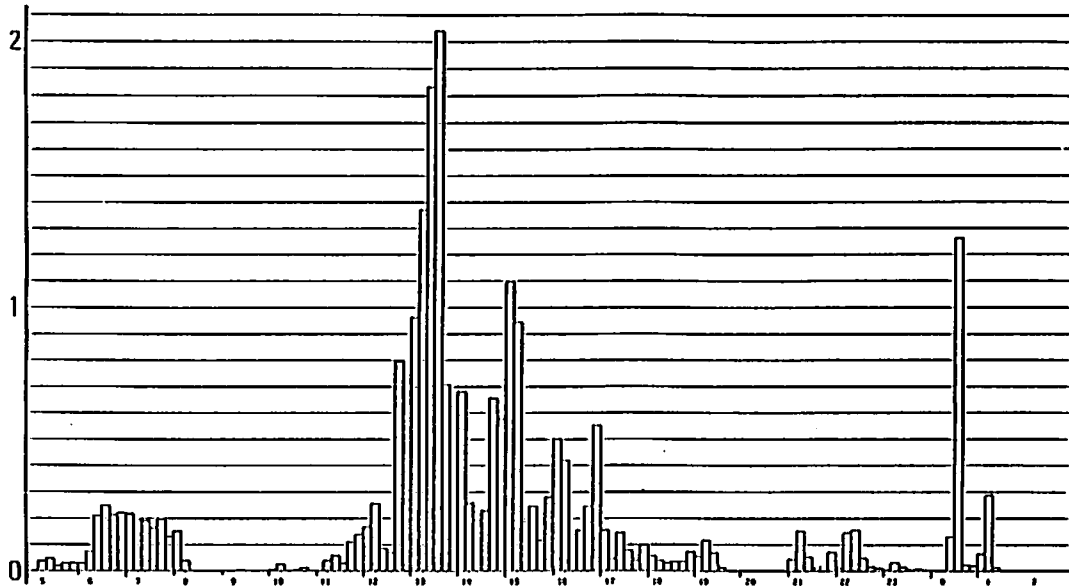


図2 1968年7月5日21時の地上天気図。

図3 伯耆での7月5日5時から7月6日2時にかけての10分間降水量 (mm/10分)



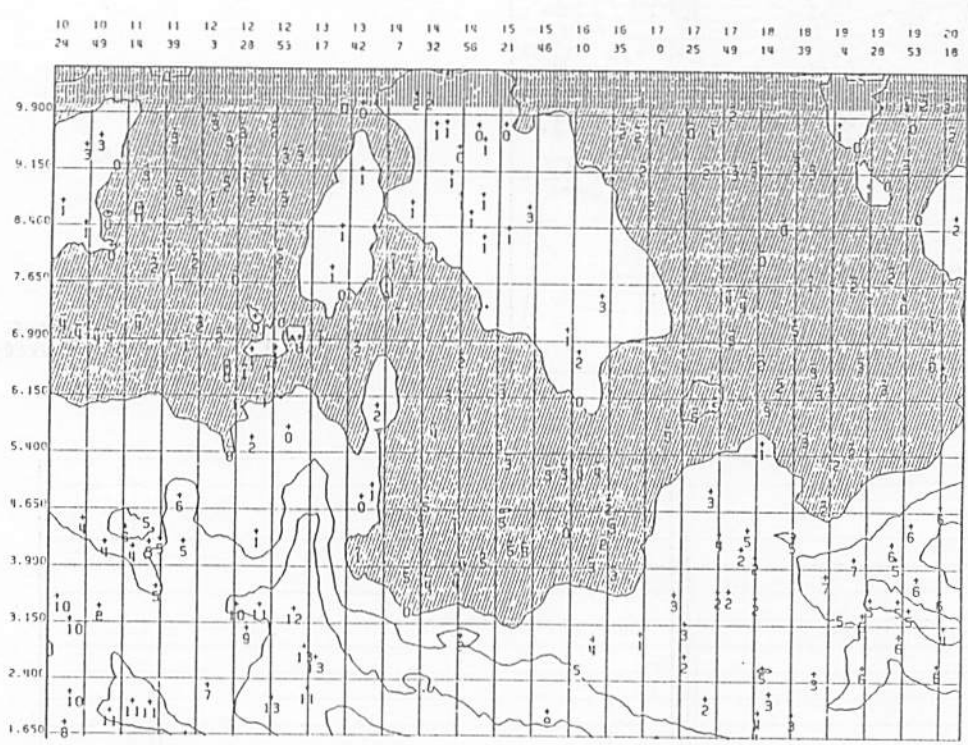
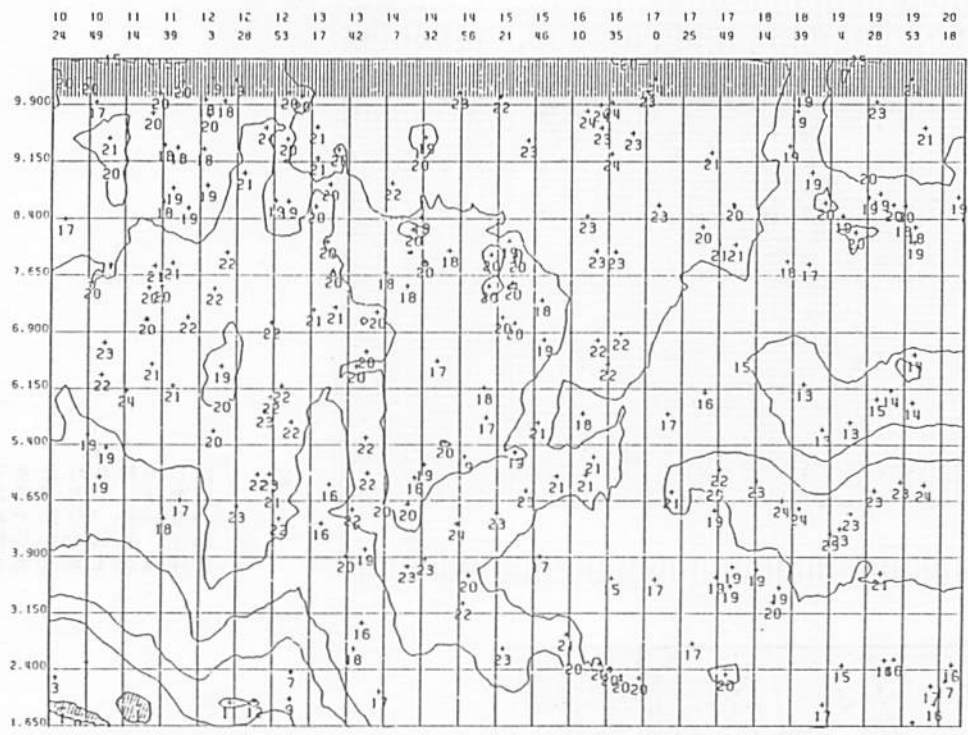


図4 7月5日10時24分から、20時18分迄の水平風。東西成分は（上）に、南北成分は（下）に示してある。等値線は5 m/s毎に、負の部分には、斜線が引いてある。

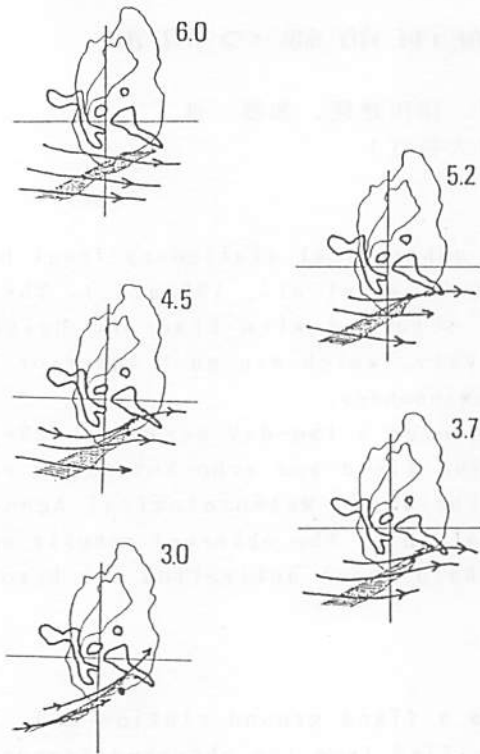


図5 7月5日14時のレーダーエコー(太実線)と13時から15時迄のMUの風の時空変換した分布図。右肩の数字は、高度(km)。

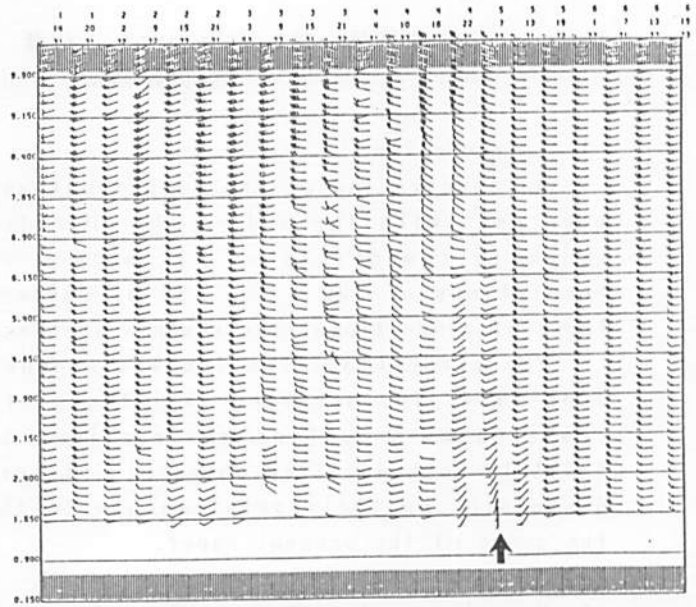


図6 MUの6時間平均した風の分布。

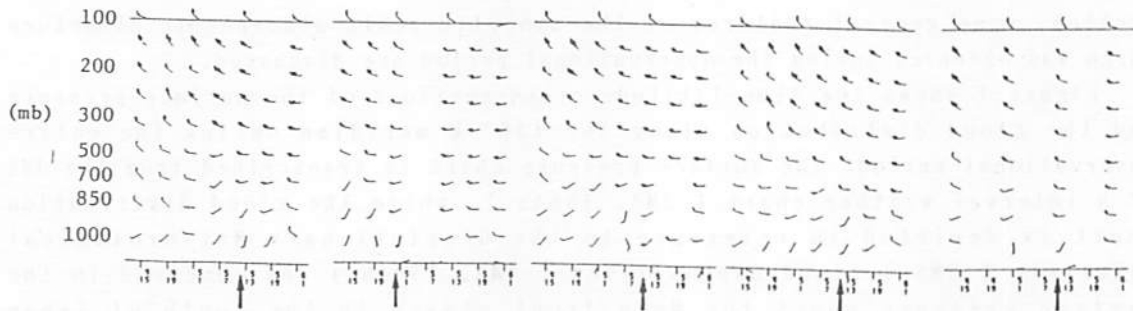


図7 他の高度観測点の風の分布。左から、仙台、輪島、米子、館野、浜松である。

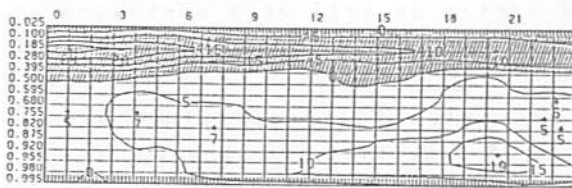


図8 VFMモデルの信号に対応する格子への南北風の時間分布(m/s)。

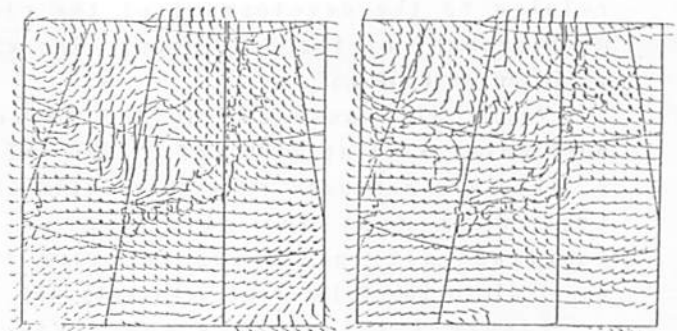


図9 VFMモデルの700mbの風。(左)が初期値。(右)が18時間予報値。トラフの通過がよくわかる。

M U レーダーによる梅雨前線の観測

深尾昌一郎、山中大学*、佐藤 亨、津田敏隆、加藤 進
(京大超高層、* 山口大教育)

1. Introduction

An observation of the Baiu front as a subtropical stationary front has been made with the aid of the MU radar (Fukao et al., 1985a,b). Three velocity components of air motion are obtained with time and height resolutions of 100 s and 150 m, respectively, which are much superior to those of conventional instruments such as rawinsondes.

The present observation was conducted over a two-day period on 28-30 June 1984. The observed variations of wind field and echo intensity are compared with routine observations of the Japan Meteorological Agency (JMA). Both detailed physical interpretation of the observed results and discussion on their relationship to the Baiu front activation are beyond the scope of the present paper.

2. Synoptic-scale meteorological features

The present observation is made from a fixed ground station and, in general, the spatial scale cannot be specified from the observed temporal variation. However, in the following the temporal variations with time scales larger than one day are called "synoptic-scale", while those with scales less than one day are called "mesoscale" for convenience. In this section, some general features of the synoptic-scale atmospheric structure which was observed during the observational period are discussed.

Figure 1 shows the time-latitude cross-sections of the surface pressure and the cloud distribution along the 136° E meridian during the entire observational period. The surface pressure chart is transcribed from the JMA 12 h interval weather chart (JMA, 1984a), while the cloud distribution chart is depicted in reference to the Geostationary Meteorological Satellite (GMS) cloud nephanalyses (JMA, 1984b). As observed in the surface pressure chart the Baiu front stayed in the south of Japan throughout the observational period. A remarkable cloud system with a considerably high cloud top (~11 km) covered the radar site from approximately 1600 LST (or LT) (local (standard) time) on 28 June 1984. It is observed in these diagrams that mesoscale cyclogenesis is related to the development of the cloud system as well as a northward displacement of the Baiu front. The cyclone center passed by the 136° E meridian at 0300 LST.

Vertical cross-sections of equivalent potential temperature and horizontal wind at 2100 LST (1200 GMT) on 28 June 1984 are show in Fig. 2. They are produced from the routine rawinsonde data (JMA, 1984c). The two cross-sections give approximately latitude-altitude and longitude-altitude cross-sections that are nearly perpendicular and parallel to the Baiu front, respectively.

Figure 2 illustrates some features well known to be typical of subtropical front (see Ninomiya, 1984, and references therein). The Baiu

front was located at 2-4 km altitude ($\sim 800-650$ hPa level) over the MU radar, and reached up to a tropopause folding. The subtropical jet stream existed between the tropopause and the front at approximately 41° N, and the lower-level jet was observed around 5 km in altitude over the radar site.

3. Results of radar observations

a. Echo intensity

Figure 3 shows a time-height cross-section of the echo intensity caused by atmospheric refractive index fluctuations observed in the northward beam direction. The echo returns are primarily confined to altitudes below 12 km, much lower than the tropopause which is located at approximately 16 km (Fig. 2). In this altitude range the echo power decreases, on average, exponentially with altitude as shown in the right panel of Fig. 3 (Balsley and Gage, 1980). The intense echo power that is persistently observed below 7-8 km is characteristic of tropospheric scattering. However, the echo power varies quite differently during 1800-2200 LST on 28 June ; the intense echo power disappears during this interval. Similar very weak echo in the same altitude range is also found during 1600-2200 LST on 29 June.

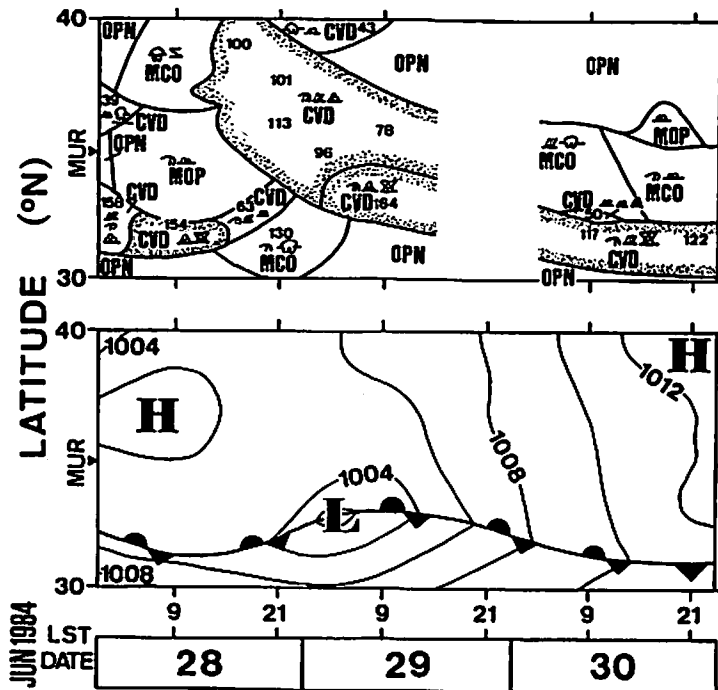


Fig.1 Time-latitude cross-sections of cloud distribution (upper diagram) and surface pressure (lower diagram).

During 1500-1700 LST on 28 June, two stable echo layers are observed to descend with time at a speed on the order of 1 kmh^{-1} in the altitude range of 7-10 km. Since intense echo layers associated with the frontal surface show a strong aspect sensitivity (Wakasugi et al., 1985), a much stronger echo would have been detected by a vertical beam observation. The layer structure disappears at about 1700 LST.

The surface rainfall rate as observed by JMA at their facility in Kinose, 6.9 km north of the MU radar site, are also included in Fig. 3. The period of largest rainfall rate, during 0300-0600 LST on 29 June, coincides with that of a relatively intense radar echo. The origin of this enhanced radar echo could be attributed to an increase of reflectivity fluctuations due to the presence of gaseous water vapor (Gossard, 1979; Fukao et al., 1985c).

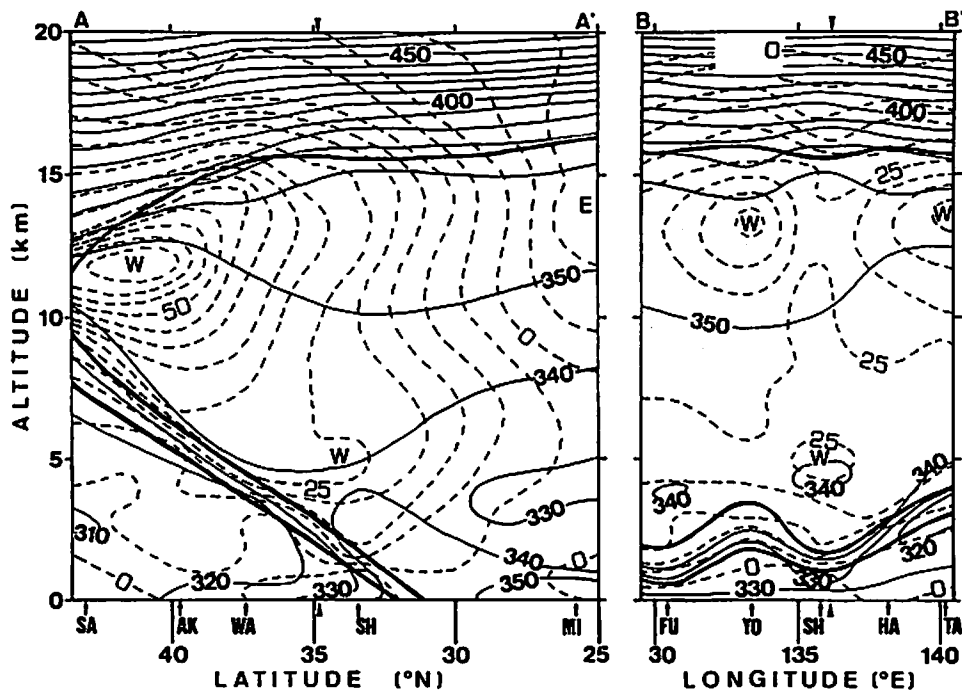


Fig.2 Vertical cross-sections of equivalent potential temperature (K; solid lines) and zonal wind velocity (ms^{-1} ; broken lines) at 2100 LST on 28 June 1984. Thick solid lines above and below 10 km show the tropopause and the frontal surface, respectively. Both are produced based on JMA (1984c).

b. Wind velocity

Figure 4 shows approximately 45 min-averaged vertical profiles of the three velocity components of air motion relative to the mean wind averaged over the whole observational period (~ 48 h) shown on the right hand side. The mean horizontal wind is west-southwesterly (east-northeastward), while the upward motion is predominant most of the time. Compared with Fig. 2, it is readily seen that the radar deduced winds are consistent with the rawinsonde winds at the nearest JMA station.

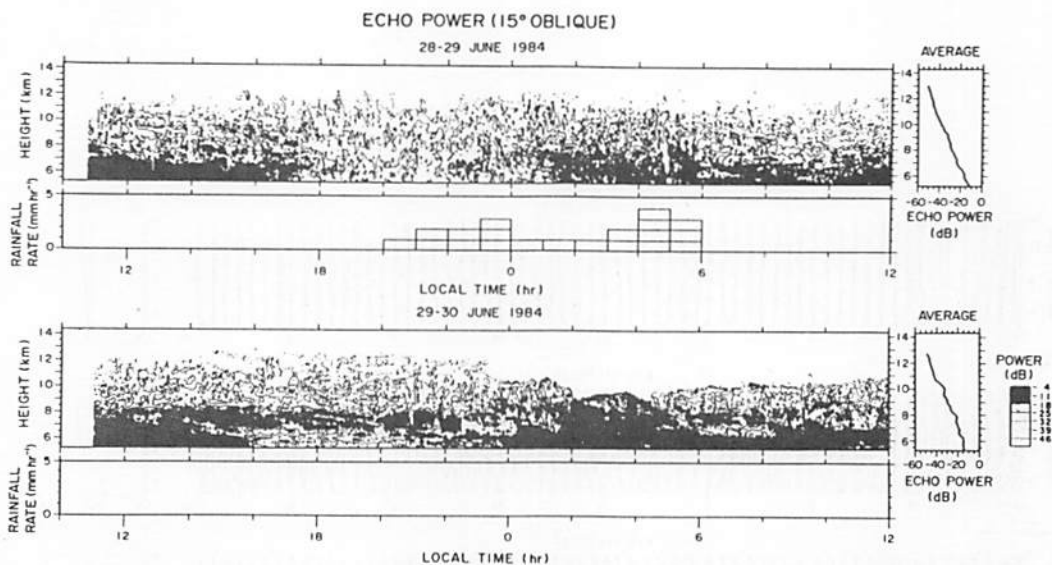


Fig.3 Time-height cross-section of the echo intensity observed in the northward beam direction in a two-day period of 28-30 June 1984. The echo intensity is in an arbitrary unit, and contours are drawn at 7 dB intervals. Unshaded echo regions show the echo intensity of less than -25 dB. The height profiles of echo intensity averaged over the first-half and second-half periods are respectively shown on the right hand side. Also, the surface rainfall rates as observed by JMA in Kinose are included.

Figure 5 demonstrates time-altitude cross-sections of airflow relative to the three-dimensional flow averaged over the first 18 h period. The horizontal relative wind vectors are shown in (a), while the vertical-meridional wind vectors are illustrated in (b). The change of the wind vector pattern is as follows: During 1200-1600 LST on 28 June a southward or southwestward airflow with a fairly large downward velocity is predominant throughout the height range observed. Then, a relatively strong updraft is observed during 1630-1800 LST. The upward velocity in this period is approximately 1 ms^{-1} . This intense updraft is followed by a northward or northwestward flow with a small downward velocity that predominates in the region observed until 2000 LST. During this period, a westward component persists except below about 7 km where the direction is reversed eastward. Then, a northward or eastward wind predominates until 0000 LST on 29 June.

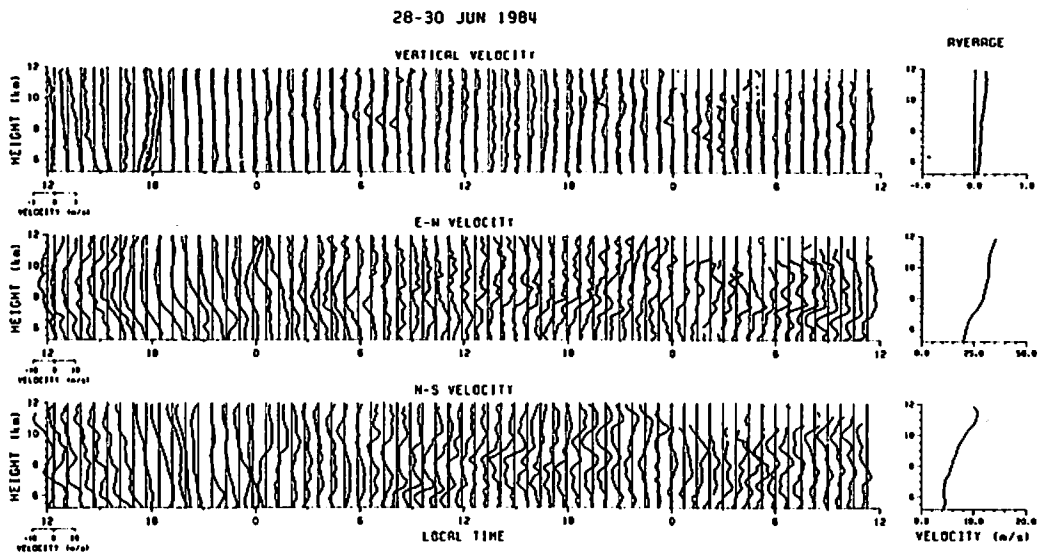
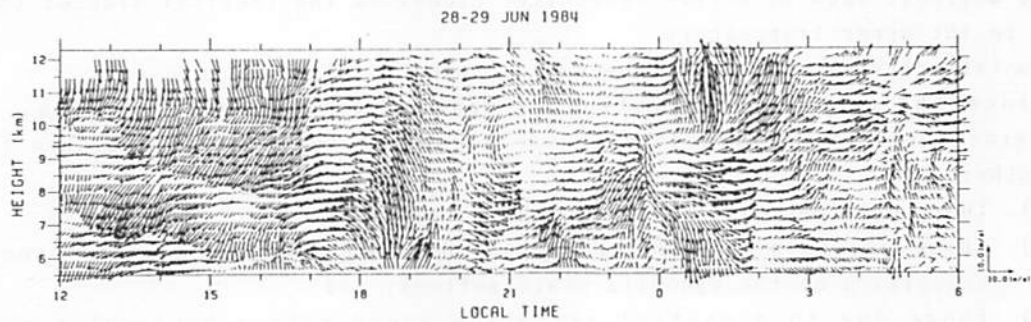
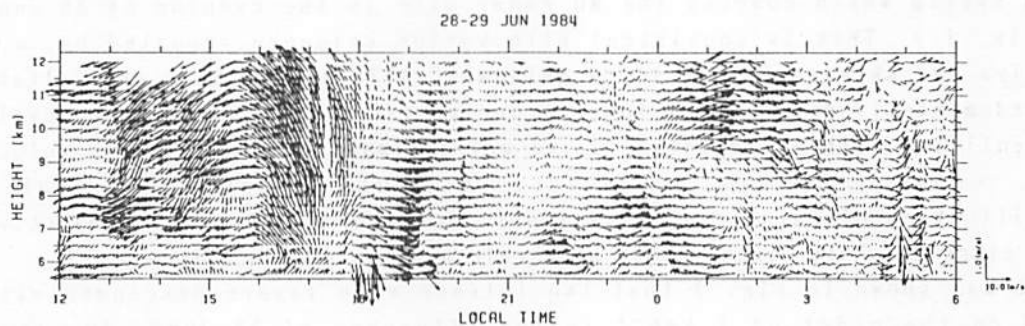


Fig.4 Height profiles of the fluctuating wind components averaged over approximately 45 min relative to the mean wind averaged over the whole observational period shown on the right hand side. The upward, eastward and northward velocity components are shown on the top, center and bottom, respectively. The fluctuating velocities are given in reference to the vertical lines at the respective times. The velocity scales are given on the left bottom for each velocity component.

A similar, more long lasting updraft event with a magnitude of about 0.5 ms^{-1} occurs around 1500 LST on 29 June, and presumably another event starts just before 1200 LST on 30 June (see Fig. 4). This feature suggests that the updraft events were breaking out impulsively at an interval of approximately 22 h . However, it is noted that the observed horizontal wind does not have the corresponding periodicity. The echo intensity seems to be recurrently weakened after the updraft event, that suggests a correlation between atmospheric reflectivity and wind velocity fluctuations.



a



b

Fig.5 (a) Horizontal and (b) meridional-vertical air flows relative to the mean wind velocities (upward and northward positive). Time resolution is approximately 5 min. The vertical and horizontal speed scales are indicated in the right bottom.

4. Discussions

a. Mean meridional circulation over the Baiu front

The average wind velocity shown in the right column of Fig. 4 seems to be consistent with our picture of a subtropical front. Namely, it is composed of a westerly and an upward-northward circulation which roughly parallels the frontal surface. More quantitatively, the mean meridional and vertical velocities at an altitude of 8 km are approximately 6 and 0.15 ms^{-1} , respectively, so that the inclination of the observed meridional circulation is approximately 1/40, while that of the Baiu front is less than 1/100 (see Fig. 2). Thus the meridional circulation deviates upward from the frontal surface (and the pseudo-isentropes). This indicates that a considerable amount of air is transported upward by some diabatic, forced motions, such as active convective clouds on the tropical side of the front in the upper troposphere.

b. Frontal activity and upper-tropospheric wind

Since the present observation is made at fixed ground station, the following three types of mesoscale variations cannot be distinguished from each other:

- (i) those developed in time over the MU radar site;
- (ii) those due to a spatial variation advected with the mean horizontal velocity \underline{u} of the synoptic-scale motions; and
- (iii) those due to a spatial variation moved with a horizontal phase velocity \underline{c} of structures fixed to the front.

The precipitation activity (Fig 3) and low-level jet acceleration (Fig 4) can be well described by viewpoint (iii), because they seem to be strongly correlated with a mesoscale cyclone as well as a developed cloud system which covered the MU radar site in the evening of 28 June (see Fig. 1). This is consistent with various evidence reported by, e.g., Ninomiya and Akiyama (1971) and Akiyama (1979) that Baiu precipitation is predominantly governed by lower tropospheric conditions. If the cyclone is identified with a frontal fold, we may estimate the zonal phase velocity as $c_x \sim 15 \text{ ms}^{-1} \sim 50 \text{ kmh}^{-1}$. However, it should be noted here that the identification of Baiu frontal cyclones, in general, cannot be objectively made, since they are organized by mesoscale and microscale phenomena.

It was shown in Fig. 3 that two intense echo layers descended with a speed on the order of 1 kmh^{-1} in the afternoon of 28 June. In view of (iii), if the echo layers were inclined zonally, the inclination would be estimated to be $1 \text{ kmh}^{-1}/c_x \sim 1/50$. On the other hand, if they were inclined meridionally, a phase speed of $c_y \sim 15 \text{ kmh}^{-1}$, with which the front moved northward in the surface chart (Fig. 1), would lead to an inclination of $1 \text{ kmh}^{-1}/c_y \sim 1/15$. Next, the mean zonal and meridional velocities near the echo layers are estimated from Fig. 4 as $\bar{u}_x \sim 20 \text{ ms}^{-1} \sim 70 \text{ kmh}^{-1}$ and $\bar{u}_y \sim 0$, respectively. Then, in view of (ii), the zonal and meridional inclinations of the echo layers become $1/70$ ($\sim 1 \text{ kmh}^{-1}/\bar{u}_x$) and infinitely large ($1 \text{ kmh}^{-1}/\bar{u}_y$), respectively. Thus, none of these estimations are smaller than the mean frontal inclination (i.e., less than 1/100 meridionally and much smaller zonally; see Fig. 2), and the echo layers are not considered to be fixed to the front or synoptic-scale motions.

While the intense echo layers exist, the horizontal wind, in particular the meridional component, shows a wavelike fluctuation as illustrated in Fig. 4. The vertical wavelength of this wavelike fluctuation is about 3 km, which is on the same order as that of inertial-gravity-wave-like variations found by Ninomiya (1983) based on rawinsonde observations. Recently, Hirota and Niki (1986) analyzed a similar vertical wavelength near the tropopause jet stream from MU radar data from a winter period. If the echo layers correspond to such an inertial gravity wave, they do not follow the synoptic-scale flows or structures of (ii) or (iii).

A meridional circulation pattern is observed during the period when the above-mentioned echo layers appear. The circulation precedes the intense updraft of 1630-1800 LST (Fig. 5 (b)). The time scale of this circulation is estimated to be about 5 h. In view of (iii) its zonal and meridional scale are estimated as 250 and 75 km, respectively. In view of (ii) they become 350 and 0km, respectively. Therefore, if the observed feature is a spatial structure, it is zonally elongated with a horizontal scale of several hundreds of kilometers. Such a scale is intermediate between the so-called meso- α and - β scale, and is much larger than the usual cumulus convection scale and smaller than the mesoscale cyclone scale.

The updrafts in the circulation pattern are not accompanied by surface precipitations (see Fig. 3). Generally speaking, the upper tropospheric wind variations (Figs. 4 and 5) do not seem to be directly related with the cyclone passage. The steady, symmetric structure pointed out in Section 2 is formed more perfectly in the upper troposphere. The spatial scale derived above is somewhat larger than that of the cloud clusters found in satellite imageries (e.g., Akiyama, 1984). Based on these considerations neither viewpoint (ii) nor (iii) is expected to uniquely explain the circulation pattern.

Throughout the observational period the pseudo-isentropes were relatively sparse between the Baiu front and the tropopause (see Fig. 2). They are much denser above the tropopause as is well known, but their intervals near the tropopause were not uniform. These features suggest first that the stratification is less stable even in the upper troposphere, and then that some strong mesoscale convective motions might infiltrate into the stratosphere. Thus the phenomena could be recognized as those appearing sporadically on a small area in a rather homogeneous region on large scales.

5. Conclusions

Both wind vector and echo power variations observed by the MU radar have been compared with mesoscale meteorological features observed at 12 h intervals by the JMA rawinsondes. Based on this general consistency, the detailed structure of the wind vector pattern and echo intensity has been investigated. A summary of the present work is presented below.

(1) The observed mean meridional motion is found to be upward and northward as expected, but deviateds upward from the frontal surface and pseudo-isentropes. This seems to be related to active convective clouds on the tropical side of the subtropical front in the upper troposphere.

(2) Also, it is observed that upper-tropospheric mesoscale wind variations are not strongly correlated with lower-tropospheric frontal activity such as precipitation. Further studies on the activities of cloud clusters and internal gravity waves are needed to elucidate the mechanism of upper- and lower-troposphere interaction.

(3) Particularly noted in the present paper is the intense updraft events with a magnitude of $0.5-1 \text{ ms}^{-1}$. The intense updraft events appear at intervals of about 22 h. No conspicuous change with the same period is found in the horizontal winds. They seem to appear sporadically on a small area in a rather homogeneous region on large scales.

Admitting that the single station radar observation cannot distinguish temporal and spatial variations, the VHF Doppler radar such as the MU radar is expected to provide new information on Baiu and other meso-meteorological phenomena. Finally, the importance of the MU radar observations is to be noted in the meteorological point of view, since the climatological situation of Japan which is located in the east Asian sector has a lot of interesting phenomena, both tropical and midlatitudinal, as investigated in the present study.

Acknowledgments. The MU radar belongs to and is operated by the Radio Atmospheric Science Center of Kyoto University.

REFERENCES

- Akiyama, T., 1979: Thermal stratification in Baiu frontal medium-scale disturbances with heavy rainfalls. J. Meteor. Soc. Japan, 57, 587-598.
- , 1984: A medium-scale cloud cluster in a Baiu front, Part I: Evolution process and fine structure. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 485-504.
- Balsley, B. B., and K. S. Gage, 1980: The MST radar technique: Potential for middle atmospheric studies. Pure Appl. Geophys., 118, 452-493.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihiro, 1985a: The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifiers. Radio Sci., 20, 1155-1168.
- , T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihiro, 1985b: The MU radar with an active phased array system, 2. In-house equipment. Radio Sci., 20, 1169-1176.
- , K. Wakasugi, T. Sato, T. Tsuda, I. Kimura, N. Takeuchi, M. Matsuo, and S. Kato, 1985c: Simultaneous observation of precipitating atmosphere by VHF band and C/Ku band radars. Radio Sci., 20, 622-630.
- Gossard, E. E., 1979: A fresh look at the radar reflectivity of clouds. Radio Sci., 14, 1089-1097.
- Hirota, I., and T. Niki, 1986: Inertia-gravity waves in the troposphere and stratosphere observed by the MU radar. J. Meteor. Soc. Japan, 64, 995-999.
- JMA (Japan Meteorological Agency), 1984a: Daily Weather Maps and Data, June 1984. 240 pp.
- , 1984b, Monthly Report of Meteorological Satellite Center, June 1984. 236 pp.

- , 1984c. Aerological Data of Japan, June 1984. 239 pp.
- Ninomiya, K., 1983: Internal-gravity-wave-like variations of temperature, humidity and wind observed in the troposphere downstream of heavy rainfall area. J. Meteor. Soc. Japan, 61, 163-169.
- , 1984, Characteristics of Baiu front as a predominant subtropical front in the summer northern hemisphere. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 800-894.
- , and T. Akiyama, 1971: The development of the medium-scale disturbance in the Baiu front. J. Meteor. Soc. Japan, 49, 663-677.
- Wakasugi, K., S. Fukao, S. Kato, A. Mizutani, and M. Matsuo, 1985: Air and precipitation particle motions within a cold front measured by the MU VHF radar. Radio Sci., 20, 1253-1240.

M U レーダー利用 R A S S 観測

増田悦久、犬木久夫、高橋耕三

(郵政省電波研究所)

津田敏隆、佐藤 亨、深尾昌一郎、加藤 進(京都大学超高層電波研究センター)

要旨

R A S S は、気温高度分布を能動的に遠隔測定する装置であり、音波面の多重層による電波の反射を利用する。多重層からの各反射波は、B r a g g の条件を使って同相に合成し有効な反射波として受信する。その反射波のドプラ周波数偏移から音波面移動速度 (V) を測定し、移動速度に含まれる風速成分 ($n \cdot W$) を除去して求めた音速 (S) 高度分布から気温高度分布を算定する。

1986年12月24日～26日にM U レーダー利用R A S S による初めての対流圏上部の連続観測を行った。気温高度分布は、距離分解能150mで30分毎に43時間連続して測定した。ラジオゾンデとの気温差0.5℃程度によく一致する気温高度分布が得られたので観測の概要と結果を報告する。

1. はじめに

M U レーダー利用R A S S は、M U レーダーの大出力(1Mw)と電波の波長で決まる大気吸収の少ない90Hz程度(0.7dB/Km)の低周波の音波が使えることから、対流圏・成層圏の気温高度分布が測定できることを推定し計画された。

従来から開発研究されているR A S S は、レーダ・ビームを天頂に向け固定した方式を取っているため、その最大測定高度は、風の影響を受けて大きく変化し理論予測した高度の測定が出来ていない。

M U レーダー利用R A S S は、上記の問題点を考慮し大気中に発射した音波の波面が風と気温高度分布の影響を受けて楕円面になることに注目し、レーダ・ビームが楕円面と直交する領域(電波反射領域)を予測し、その電波反射領域に向けてレーダ・ビームを走査することによって高高度からの反射波を検出している点に特徴がある。

電波反射領域は、風と気温高度分布に傾きがある場合、レーダから風上側に傾斜した天頂角約5°～35°の間に形成される。(無風時には、天頂角0°方向に形成される。)

電波反射領域の解析結果の検証実験は、1986年の風の強い冬期及び風の弱い夏期の2回行った。いずれも理論予測高度の電波反射領域からの反射波を受信し解析結果を実証した。

1986年12月の連続観測は、上記の実験の成果をもとに電波反射領域の解析の結果に従って実施した。M U 観測所上空8Kmには、風速65m/sの西風があり、レーダ・ビームを風上30°(天頂角)方向に取ることによって高度範囲4.7Km～9Kmの気温高度分布を30分毎に測定することができた。

2. 電波反射領域

気温高度分布と風速高度分布の影響をうけた音波面を示す。第1図(A)は、地上音速 $S = 331 \text{ m/s}$ 、音速高度分布の傾き $S' = -3 \times 10 / \text{s}$ の音波面。同図(B)は、(A)図に地上風速 $W = 0.1 \text{ m/s}$ 、風速高度分布の傾き $W' = 4.5 \times 10 / \text{s}$ の風を付加した場合の音波面を示す。音波面は、いずれも楕円面となる。

次に、音波の楕円面とレーダ・ビームが直交する電波反射領域を示す。レーダ・アンテナ（100mφ）と音波源を同一地点に設置した場合の電波反射領域は、風速と音速高度分布の傾きの比較において、どちらが大きいかによって形成されるタイプが異なる。音速高度分布の傾き（ S' ）が風速高度分布の傾き（ W' ）より大きい場合、第2図（A）のレーダ・アンテナより風上にのみ電波反射領域ができ、逆の場合は、同図（B）に示す様に風上と風下の2つに別れて形成される。また、レーダ・アンテナから風上に音波源を離して設置した場合はアンテナ間距離に依存した高度に、風下に傾斜した上向きの三日月状の電波反射領域が形成される。図（A）は、 $S = 331 \text{ m/s}$ 、 $S' = 3 \times 10^3 / \text{s}$ 、 $W = 1 \text{ m/s}$ 、 $W' = 0 / \text{s}$ 、図（B）は、 $S = 331 \text{ m/s}$ 、 $S' = 3 \times 10^3 / \text{s}$ 、 $W = 0.1 \text{ m/s}$ 、 $W' = 4.5 \times 10^3 / \text{s}$ の場合である。

この電波反射領域の解析から下記のことが解明された。

- ①、レーダ・ビームを風上に走査することにより、音波源を移動することなく高い高度からの反射波がえられる。
- ②、従来のレーダ・ビームを天頂に向けて固定したRASSの最大測定高度は、音波面の傾きによる制約を顕著に受け、電力の増大に依存して高度が拡大しない。
- ③、電波反射領域の大きさ及び形は、レーダ・アンテナ面の大きさ、アンテナ間距離、風と気温高度分布の傾きの大きさによって変化する。
- ④、風及び気温高度分布の傾きとRASSの最大測定高度の関係を定量的に解明できた。（電波反射領域は、MUレーダ-利用RASSを想定して計算した。）

3. 気温の算定

反射波から測定される音波面移動速度 V は、次の一般式であたえられる。

$$V = S + n \cdot W \quad (1)$$

S は、大気の絶対温度の平方根に比例する音速。 n は、音波面に垂直な単位ベクトル、 W は風のベクトルである。（1）式は、レーダ・ビームの方位角 ϕ と天頂角 θ を使ってかきあらわすと直交する風速3成分と S を未知数とする1次の方程式となる。従って、4ビーム方向同一高度の反射波を受信することによって風と音速 S が測定できる。しかし、電波反射領域が特定の天頂角の方向にしか形成されないことから両成分を分離することは困難である。また、測定したドブラ周波数が幅を持つため大きな誤差をとまう。

こうした誤差を最小限におさえるためにMUレーダ-利用RASSでは、風のトレーサである自然の乱れからの散乱波と音波面からの反射波とを同一高度、同一時間、同一散乱体積から測定し、（1）式の音速 S を算定している。

4. 連続観測のパラメータ

MUレーダ-利用RASSの音波面を球面と仮定した無風時の最大測定高度は、約50Kmである。

反射波及び散乱波は、各高度毎の時系列としてFFT処理をするがドブラ周波数の最大値が100Hz程度であることからサンプリング周波数を200Hz以上にとる。連続観測では、312.5Hz（コヒーレント回数2回×ビーム走査数4×IPP400μs）としている。また、データ数は、1024点数、データ取り込み時間は、3.27秒である。従って、ドブ

う周波数の分解能は、約0.3 Hz (0.967 m/s)であり、温度の分解能にして1.7℃に対応する。

反射波及び散乱波は、各レーダ・ビーム方向、距離分解能毎にFFT処理されドブラ・スペクトル密度分布として出力される。気温分布の距離分解能は、レーダのパルス幅で決まる150 mである。また、音波パルス幅は、レーダの距離分解能に一致させた0.5秒(150 m)とした。この音波パルスは、約1.2℃の温度変化にも追従した反射波の受信を可能にする。レーダ・ビームは、5度差の2方位角に天頂角28°、30°×2、32°の4ビームに設定した。音波源の最大連続出力時間は8秒間で、8秒間連続出力した場合、30分間隔の出力が可能である。4秒間連続出力した場合、15分間隔の出力が可能である。

5. 観測方法

1986年12月実験の手順は、次のとおりである。

- ①、MU観測所のラジオゾンデを使って成層圏までの気温高度分布を測定する。
- ②、同時に、MUレーダにより風速高度分布を測定する。
- ③、この2つの高度分布を使って風向面にある音波面の電波反射領域を計算する。この際に目標測定高度にレーダ・ビーム幅より広い電波反射領域が形成されるようにアンテナ間距離を調整する。連続観測では、音波源をレーダ・アンテナから風上147 mに設定した。
- ④、目標測定高度の電波反射領域にレーダ・ビーム方向を向ける。
- ⑤、目標測定高度に音波面が到達する時間を電波反射領域から読み取り音波発射とレーダの電波発射の時間を設定する。但し、レーダの取り込み時間の真ん中でBraggの条件が成立するようにする。
- ⑥、風速と気温高度分布から目標測定高度の電波反射領域の音波面移動速度Vを(1)式を使って算定し、算定したVと電波の波長λから測定高度においてBraggの条件を満たす音波周波数を推定する。
- ⑦、目標測定距離範囲を伝搬するのに要する音波の伝搬時間と全温度範囲でBraggの条件を満たす音波周波数の範囲を考慮し、全測定範囲から連続した反射波が得られる様に、デスクリットに音波周波数及びそのパルス間隔を設定する。今回の実験では、1気温高度分布(8 Kmの高度範囲)を測定するために1 Hzずつ周波数を増やした2秒間隔の音波パルスを16パルス発射した。ただし、音波パルス幅は、0.5秒である。

6. 観測結果

連続観測の気温高度分布測定は、1986年12月24日17時から26日12時までの43時間実施した。RASSの観測と同時にラジオゾンデによる気温高度分布を測定した。ラジオゾンデは、17時から約6時間毎にMU観測所から放球し5回の測定分布が得られた。

第3図(A)は、ゾンデとRASSで測定した気温高度分布の比較を示す。同図(B)は、RASSにより測定した等温線表示をした気温高度分布を示す。RASSの気温高度分布は、ラジオゾンデとよく一致した変化を示している。RASSの等温線で示した気温高度分布の中の空白は、音波面からの反射波又は乱れからの散乱波が受信できなかったところである。高度範囲4.7 Km~9 Kmの反射波は、約90%受信できている。

12月25日16時59分に放球したゾンデと17時00分及び17時30分のRASSに

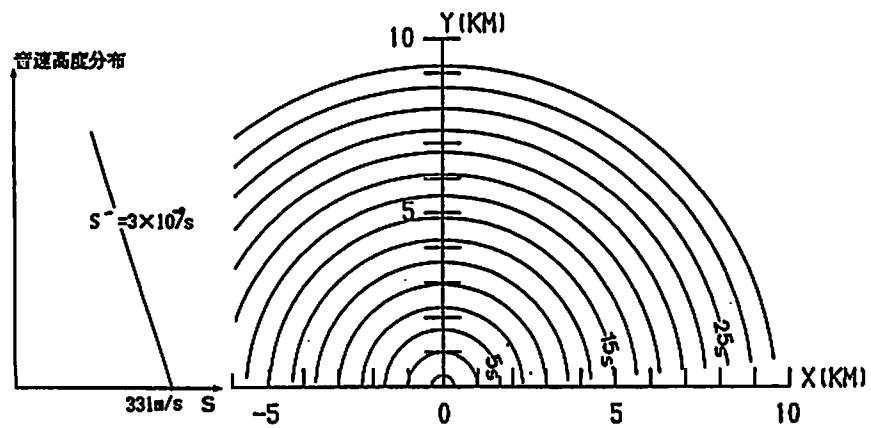
よる高度4.7 Kmから8 Kmまでの気温高度分布の差の比較では、平均気温差にしてそれぞれ0.05℃、0.22℃、でよく一致する値を示した。23時12分に放球したゾンデと23時30分のRASSとの比較でも、温度差にして0.8℃となっており概してよく一致した結果が得られた。

7. おわりに

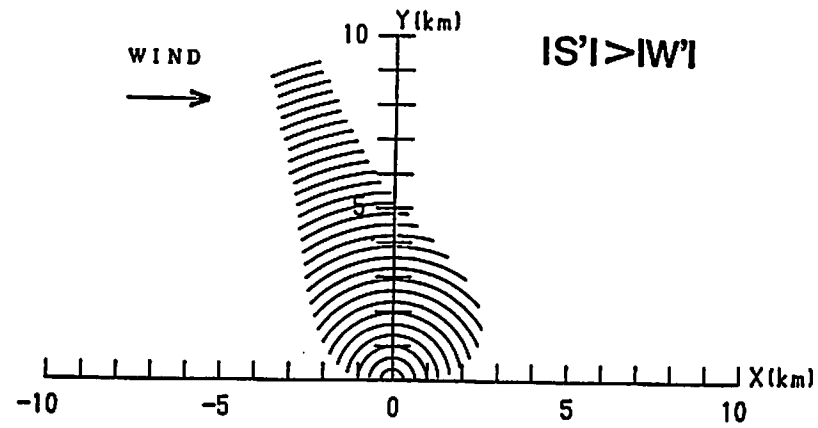
MUレーダー利用RASSは、冬期のジェット気流(8 Kmにおいて65 m/s程度)の影響下でも対流圏上部までの気温高度分布の連続観測が可能であることを実証した。

気温高度分布の測定間隔の30分は、圧縮能力の大きいコンプレッサを使うことにより短縮が可能である。気温高度分布にバラッキが見られるがその原因としては、散乱波に比べて反射波のパワースペクトル分布が2峰3峰に割れた分布をしていることや、スペクトル幅が1.5 Hz程度と広いことなどRASS固有の問題、雑音処理の問題があると考えている。

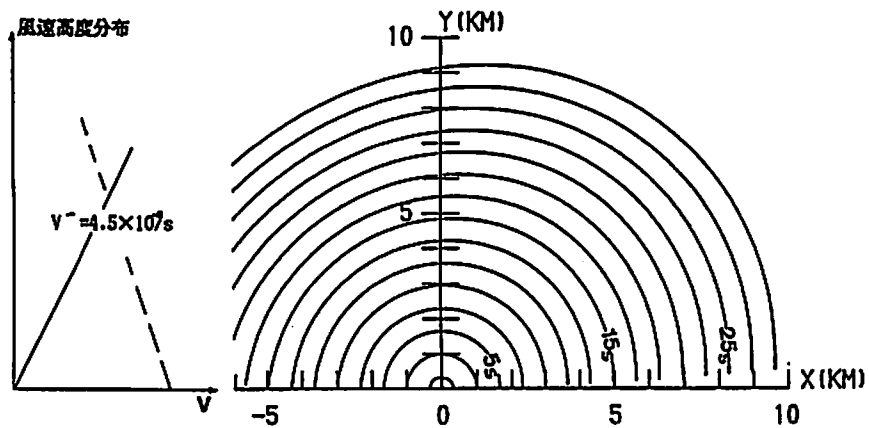
今回の実験により高高度を連続観測する手法は、ほぼ確立できた。今後は、測定精度改善の課題を実験と理論の双方から解明することが必要と考えている。



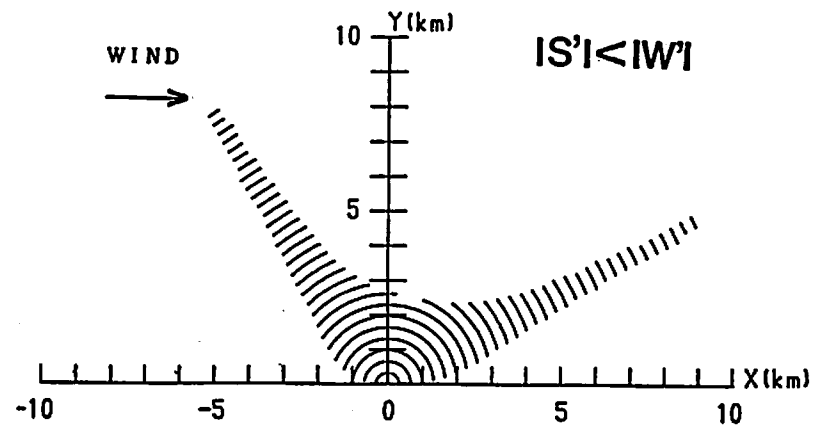
第1图(A)



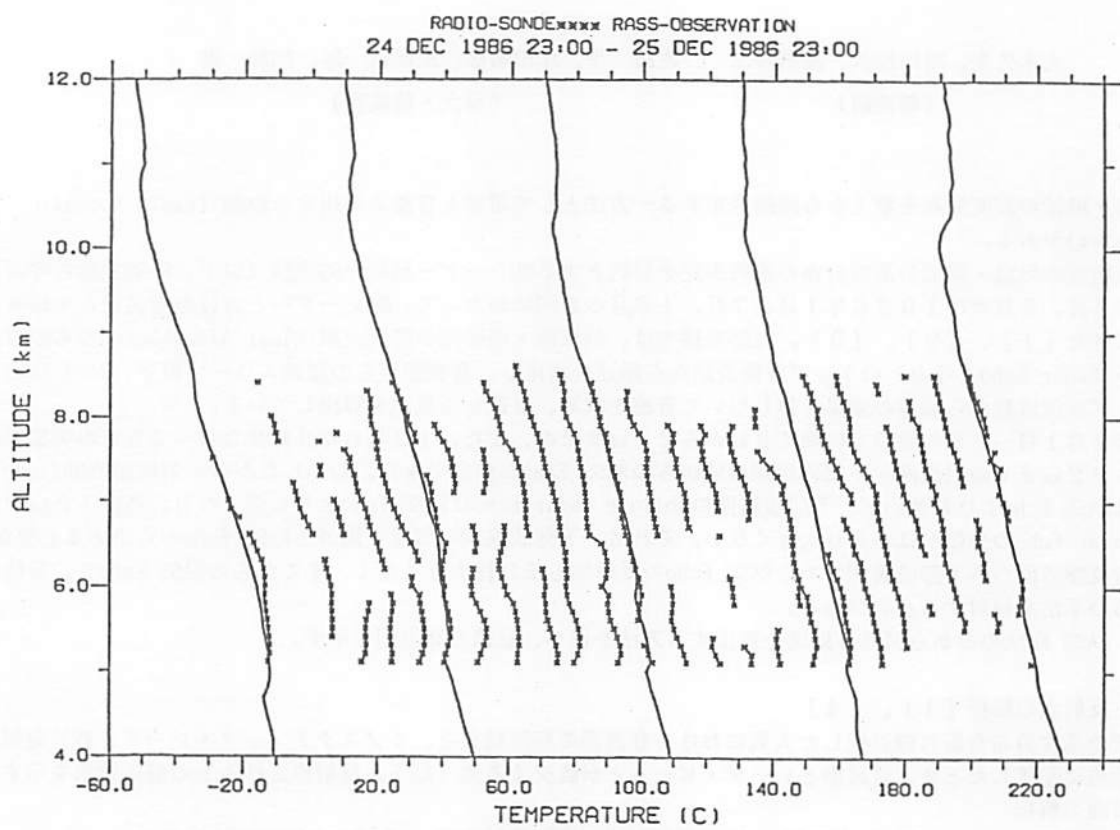
第2图(A)



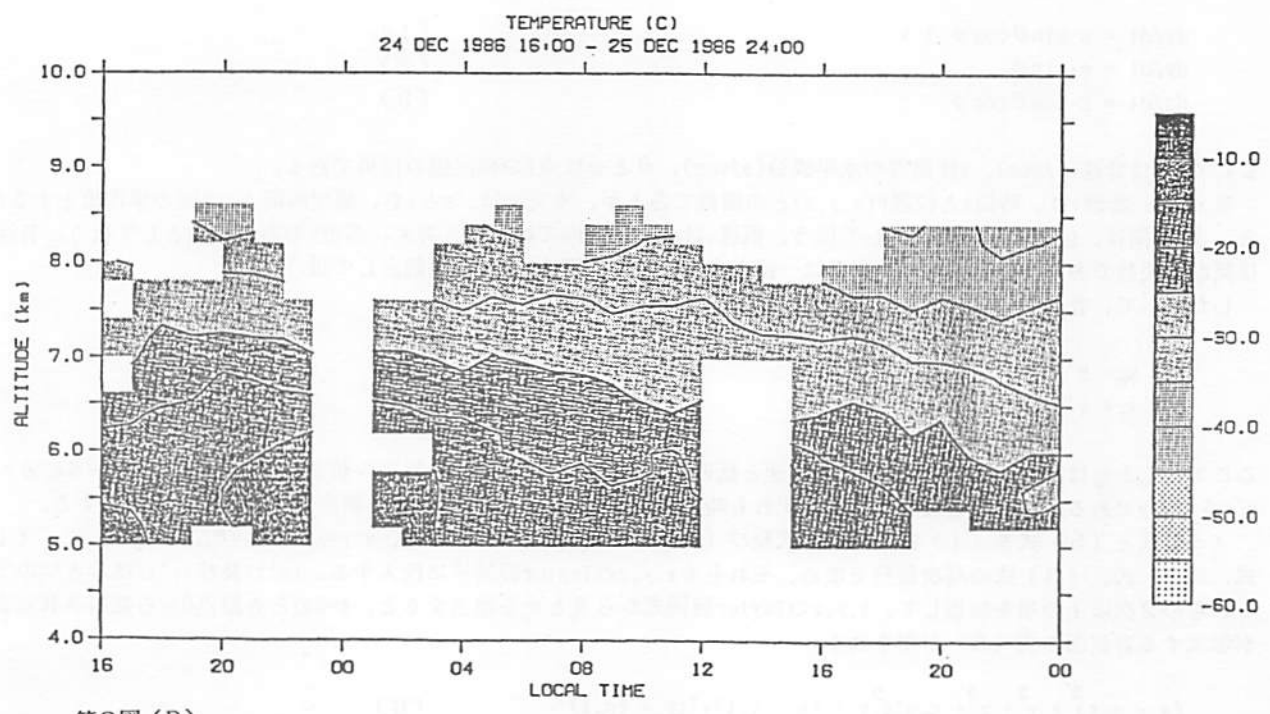
第1图(B)



第2图(B)



第3図 (A)



第3図 (B)

MUレーダー利用RASSによる成層圏の気温・風速の算出法

犬木久夫、増田悦久、高橋耕三 佐藤 享、津田敏隆、深尾昌一郎、加藤 進
(電波研) (京大・超高層)

1. はじめに

大気の気温・風速の高度分布を地上から遠隔測定する一方法として電波と音波を共用するRASS (Radio Acoustic Sounding System)がある。

対流圏・成層圏の気温・風速の高度分布の遠隔測定を目的とするMUレーダー利用RASS実験(以下、RASS実験と呼ぶ)を1985年3月、8月及び1986年1月、7月、12月の5回にわたって、MUレーダーと音波発射装置とを組み合わせ合わせて行ってきた[1]、[2]、[3]。RASS実験では、対流圏・成層圏の晴天大気(Clear Atmosphere)からの電波エコー(以下、Radar Echoと呼ぶ)のドップラ周波数から風速を測定し、音波面からの電波エコー(以下、RASS Echoと呼ぶ)のドップラ周波数から風速の効果を差し引いて音速を求め、音速から気温を算出している。

1985年8月1日～3日の実験では高度6 kmから2.1 kmまでの、また、1986年7月23日～25日の実験では高度3 kmから2.2 kmまでの対流圏・下部成層圏領域からのRASS Echoが受信できた。しかしながら、対流圏のOblique Radar EchoはRASS Echoよりも強いが、下部成層圏のOblique Radar EchoはRASS Echoよりも弱くなり、高度1.8 km以上のOblique Radar Echoの受信率はあまり大きくない。それ故、下部成層圏の気温と風速をRASS Echoから求める必要がある。また、対流圏界面から下部成層圏までのRASS Echoの受信率もそれ程大きくなく、そこからのRASS Echoを、常時、受信するための手法を検討する必要がある。

本文では、RASS Echoのみから気温と風速を算出する方法を述べ、風速の算出例を示す。

2. 音波面と反射点の解析[1]、[4]

気温と風速の高度分布を折れ線近似した大気における音波面の解析結果と、モノスタティック・レーダと音波発射装置とを同一地点に配置したとき、音波面とレーダ・ビームとが直交する点(以下、反射点と呼ぶ)の解析結果を示す。

2.1 音波面の解析

図1の直交座標系において、原点0を音源、x軸方向を水平面内の風速方向、y軸方向を天頂方向に取る。

風速の垂直成分が無視できる場合、大気中の音波面の運動の方程式は(1)式、(2)式、(3)式で表わすことができる。

$$dx/dt = s \cdot \sin \theta \cos \phi + v \quad (1)$$

$$dy/dt = s \cdot \sin \phi \quad (2)$$

$$dz/dt = s \cdot \cos \theta \cos \phi \quad (3)$$

ここで、sは音速(m/sec)、vは風速の水平成分(m/sec)、 θ と ϕ は点Pの極座標の極角である。

音速sと風速vは、時間tと位置P(x,y,z)との関数であるが、本文では、sとvを、測定時間 δt の間の平均値とするから、 δt の間は、位置のみの関数として扱う。風速vは、水平面内では一様と考え、高度yのみの関数として扱う。音速sは気温の関数であり、気温は水平面内では一様と考え、音速も高度yのみの関数として扱う。

したがって、音速sと風速vは、(4)式、(5)式で近似する。

$$s = s_0 - s'y \quad (4)$$

$$v = v_0 + v'y \quad (5)$$

ここで、 s_0 と v_0 は高度y=0の面内における音速と風速である。s'とv'は音速と風速の傾き(sec⁻¹)であり、s'=- $\delta s / \delta y$ 、v'= $\delta v / \delta y$ である。 s_0 、s'、 v_0 及びv'は、いずれも時間tと位置Pとの関数であるが、測定時間の間の平均値とする。

(4)式と(5)式を(1)式、(2)式及び(3)式に代入し、t=0のとき、x=y=z=0、 $\theta = \theta_0$ 、 $\phi = \phi_0$ として、(1)式、(2)式、(3)式の高次微分を求め、それらをx,y,zのTaylor展開式に代入する。|s't|及び|v't|は小さいので、これらの2次以上の項を無視して、x,y,zのTaylor展開式から θ_0 と ϕ_0 を消去すると、t=0のとき原点0から発射された音波が形式する音波面の式(6)が得られる。

$$(x - v_0 t)^2 + y^2 + z^2 + s_0 s' t^2 y - (x - v_0 t) v' t y = (s_0 t)^2 \quad (6)$$

(6)式は楕円体の式であり、図2のように原点を移動し、z軸の周りに Ψ だけ回転すると、標準形の(7)式に変換される。

$$(X/a)^2 + (Y/b)^2 + (Z/c)^2 = 1 \quad (7)$$

(7)式は、 $t=0$ のとき、 x, y, z の原点0から放射された音波が軸長 a, b, c の傾いた楕円面を形成しながら大気中を伝播して行くことを示す。 $Z=0$ の面との交線の楕円、すなわち、 xy 面内の音波面を図2に示す。

2. 2 反射点の解析

(6)式の偏微分を取って、音波面の法線の式を求め、その式に原点0の座標値(0,0,0)を代入することにより、音波面の法線が原点を通る条件式(8)が得られる。

$$\frac{x}{x - v_0 t - v' t y / 2} = \frac{y}{y - (x - v_0 t) v' t / 2 + s_0 s' t / 2} = \frac{z}{z} \quad (8)$$

したがって、(6)式と(8)式を同時に満足する音波面上の点 $P(x, y, z)$ が求める反射点である。

a) $Z \neq 0$ の場合の反射点

(6)式と(8)式から反射点 $P(x, y, z)$ を求めると、高度 y は(9)式のようになる。

$$y = -2v_0 / v' \quad (9)$$

一般に、 v_0 と v' の値は正であるから、反射点 P の高度 y の値は負となることがある。すなわち、 $Z \neq 0$ の場合は、音源から反射点を見る仰角が、通常、負になってしまう。

b) $Z=0$ の場合の反射点

(6)式と(8)式は、それぞれ、(10)式、(11)式のようになる。

$$(x - v_0 t)^2 + y^2 + s_0 s' t y - (x - v_0 t) v' t y = (s_0 t)^2 \quad (10)$$

$$(x^2 - y^2 - v_0 t x) v' - s_0 s' t x - 2v_0 y = 0 \quad (11)$$

(11)式は直角双曲線の式であり、図2のように原点を移動し、 z 軸の周りに x だけ回転すると、標準形の(12)式に変換される。

$$\xi^2 - \eta^2 = R^2 \quad (12)$$

本文では、(10)式と(11)式の連立方程式を図式的に解き、反射点を求めることにする。図2に音波面の楕円と原点0と反射点 P を通る直角双曲線を示す。楕円と直角双曲線との交点が求める反射点である。図2からも明らかなように、(10)式は原点を内部に含み、(11)式は原点を通るから、(10)式と(11)式との交点すなわち反射点は少なくとも2個存在する。したがって、 $Z=0$ の面内に、反射点が少なくとも2個存在する。

3. 風速と音速の算出法 [1]、[4]

音速が気温の絶対温度の平方根に比例する関係式を用いることによって、気温は音速から求められる。したがって、本文では、RASS Echoのみから風速と音速を算出する方法について述べる。

3. 1 反射点2個を用いた風速と音速の算出法

図3は、仰角が正となる反射点が2個存在する場合の風速と音速を算出する原理図を示す。時刻 t_1 における2個の反射点のうち、風下の反射点を P_1 とし、反射点 P_1 の原点0からの仰角と距離を ϕ_1, r_1 とする。また、時刻 t_2 における2個の反射点のうち、風上の反射点を P_2 とし、反射点 P_2 の仰角と距離を ϕ_2, r_2 とする。任意の高度 y に対して、(13)式を満足する距離 r と仰角 ϕ を求めることができる。

$$y = r_1 \sin \phi_1 = r_2 \sin \phi_2 \quad (13)$$

反射点の移動速度 $s + v \cos \phi$ (m/sec)とドップラ周波数 Δf (Hz) ($\Delta f < 0$)との関係式から、(14)式と(15)式が得られる。

$$-\lambda \Delta f_1 / 2 = s + v \cos \phi_1 \quad (14)$$

$$-\lambda \Delta f_2 / 2 = s + v \cos \phi_2 \quad (15)$$

(14)式と(15)式を風速 v と音速 s について解くと、風速 v と音速 s は、(16)式、(17)式で表わされる。

$$v = \lambda (\Delta f_1 - \Delta f_2) / 2 (\cos \phi_2 - \cos \phi_1) \quad (16)$$

$$s = \lambda (\Delta f_2 \cos \phi_1 - \Delta f_1 \cos \phi_2) / 2 (\cos \phi_2 - \cos \phi_1) \quad (17)$$

したがって、電波受信アンテナの仰角 ϕ 、電波の波長 λ とドップラ周波数 Δf から風速と音速が求められる。

3. 2 反射点1個を用いた風速と音速の算出法

反射点1個から風速と音速を求めるには、(10)式と(11)式を置き換え、(18)式、(19)式のようにする。

$$-(x - v_0 t)tv'y + s_0 t^2 s'y + (x - v_0 t)^2 + y^2 = (s_0 t)^2 \quad (18)$$

$$(x^2 - y^2 - v_0 t x)v'y - s_0 t x s'y - 2v_0 y^2 = 0 \quad (19)$$

(18)式と(19)式に $x=r\cos\phi$ 、 $y=r\sin\phi$ を代入し、 r - $s_0 t$ と $v't$ の2次以上の項を無視し、 $v'y$ と $s'y$ について解くと、(20)式、(21)式が得られる。

$$v'y = 2[(r/t - s_0)\cos\phi - v_0]/\sin^2\phi \quad (20)$$

$$s'y = 2[(r/t - s_0)\cos 2\phi - v_0 \cos^3\phi]/\sin^2\phi \quad (21)$$

反射点1個を用いた場合には、(20)式と(21)式から、 $v'y$ と $s'y$ を求め、これらを、(4)式と(5)式に代入することによって、風速と音速が求められる。

しかしながら、 $(r/t - s_0)$ をドップラ周波数 Δf と同様な精度で測定することは困難である。そこで $v_0 \approx 0$ の場合、すなわち v が、 $(r/t - s_0)$ に比べ、小さく、無視できる場合において、風速と音速を算出する方法を述べる。

(20)式と(21)式の比をとると、(22)式のようになる。

$$v'y = (\cos\phi / \cos 2\phi) s'y \quad (22)$$

(4)式と(14)式あるいは(15)式から、 $s'y$ は(23)式のようになる。

$$s'y = s_0 + \lambda \Delta f / 2 + v \cos\phi \quad (23)$$

(23)式を(22)式に代入すると、 $v'y$ は(24)式で与えられる。

$$v'y = (\lambda \Delta f / 2 + s_0 + v \cos\phi) \cos\phi / \cos 2\phi \quad (24)$$

同様に、 $s'y$ は(25)式で与えられる。

$$s'y = -(\lambda \Delta f / 2 + s_0 + v \cos\phi) \cos 2\phi / \cos^2\phi \quad (25)$$

(24)式の v に(5)式を代入し、 $v'y$ について解くと、 $v'y$ は(26)式のようになる。

$$v'y = -(\lambda \Delta f / 2 + s_0 + v_0 \cos\phi) \cos\phi / \sin^2\phi \quad (26)$$

同様に、(25)式の s に(4)式を代入し、 $s'y$ について解くと、 $s'y$ は(27)式のようになる。

$$s'y = -(\lambda \Delta f / 2 + s_0 + v_0 \cos\phi) \cos 2\phi / \sin^2\phi \quad (27)$$

$-\lambda \Delta f / 2 = s + v \cos\phi$ の関係式から、高度 $y=0$ におけるドップラ周波数を Δf_0 とすると、(26)式、(27)式は(28)式、(29)式のようになる。

$$v'y = -(\lambda \Delta f / 2 - \lambda \Delta f_0 / 2) \cos\phi / \sin^2\phi \quad (28)$$

$$s'y = -(\lambda \Delta f / 2 - \lambda \Delta f_0 / 2) \cos 2\phi / \sin^2\phi \quad (29)$$

(26)式、(27)式あるいは(28)式、(29)式から $v'y$ と $s'y$ を求め、これらを、(4)式と(5)式に代入することによって、風速と音速が求められる。

したがって、反射点1個を用いた場合でも、2個の場合と同様に、電波受信アンテナの仰角 ϕ 、電波の波長 λ とドップラ周波数 Δf から風速と音速が求められる。

4. 風速の算出例

反射点2個を利用する場合と反射点1個を利用する場合について、3章で述べた方法を用いて、RASS Echoから風速を算出した。これとの比較のため、Radar Echoのドップラ周波数からも風速を求めた。なお、このRadar EchoはRASS Echo

と同じMUレーダー観測パラメータで観測されたものである。サンプリング時間長は約3秒、コヒーレント積分回数は2回、インコヒーレント積分回数は1回であった。

反射点が2個存在する場合の風速の算出例を図4に示す。1986年12月23日14時30分のRASS実験において、風下側である方位角 90° 、天頂角 10° の方向と、風上側である方位角 270° 、天頂角 20° の方向から、RASS Echoが高度3.6 kmから5 km付近までの領域において受信できた。同一高度のRASS Echoのドップラ周波数を求め、(16)式にしたがって、各高度の風速を算出した。RASS Echoから算出した風速を白丸印で、Radar Echoから測定した風速を黒丸印で示す。

反射点が1個の場合の風速の算出例を図5に示す。1986年12月25日06時30分の観測データを使用した。風上側である方位角 270° 、天頂角 30° 方向から、RASS Echoは高度5 kmから7 km付近までの領域において受信できた。(28)式から $v'y$ を算出し、(5)式に $v'y$ を代入することによって、風速を算出した。図4と同様に、RASS Echoから算出した風速を白丸印で、Radar Echoから測定した風速を黒丸印で示す。

RASS Echoから算出した風速とRadar Echoのドップラ周波数から求めた風速との比較結果、今後、多くの比較検討を行う必要があるが、比較的良好に一致した結果が得られた。

5. おわりに

下部成層圏の気温と風速の遠隔測定として重要となってきたRASS Echoのみからの気温と風速の算出法については、今後、算出値と測定値との比較を行うとともに、近似式(26)、(27)、(28)、(29)の誤差を定量的に検討する必要がある。また、 $(r/t-s_0)$ の測定を検討し、(20)式、(21)式から $v'y$ と $s'y$ が算出できるようにすることも検討に値するであろう。

本文では、触れなかったが、下部成層圏のRASS Echoを、常時、受信できるようにするため、音波発射装置の設置場所と音波発射パラメータの最適化のための手法について検討する必要があるであろう。

参考文献

- (1) 犬木久夫、増田悦久、高橋耕三、松浦延夫、佐藤 享、津田敏隆、加藤 進；“電波音波レーダ(RASS)による成層圏の観測”、第70回電波研究所研究発表会予稿集、pp.44-56、June 1986。
- (2) 犬木久夫、増田悦久、高橋耕三、松浦延夫、佐藤 享、津田敏隆、加藤 進；“MUレーダ-利用RASSによる対流圏・下部成層圏の気温高度分布の測定”、第80回日本地球電気磁気学会講演会講演予稿集、pp.197、October 1986。
- (3) 増田悦久、犬木久夫、高橋耕三、津田敏隆、佐藤 享、深尾昌一郎、加藤 進；“MUレーダ-利用RASS観測”、FY86 RASC・第1回MUレーダ-合同シンポジウム報告書、1987。
- (4) Takahashi, K., Masuda, Y., and Inuki, H.; “Analysis of an acoustic wave front in the atmosphere to profile the temperature and wind with a radio acoustic sounding system”, J. Radio Res. Lab. 34, 142, July 1987。

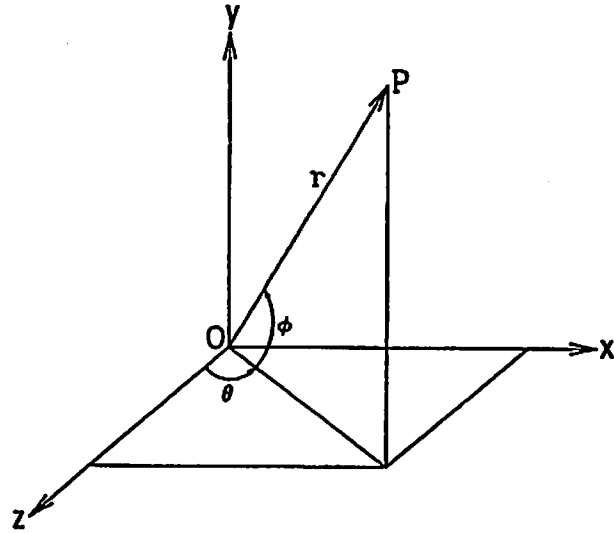


図1 音波面の方程式の座標

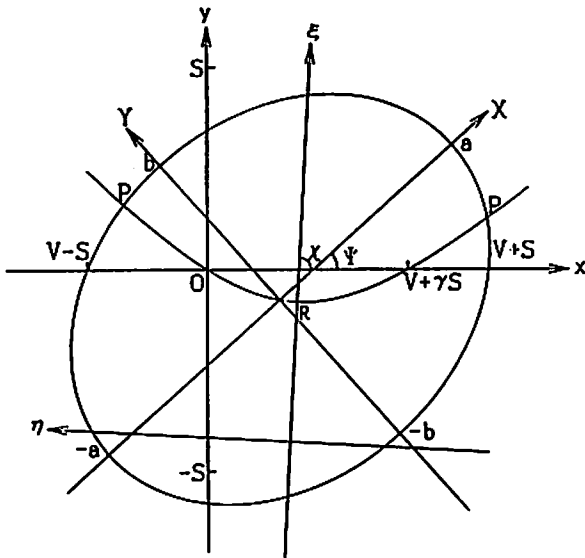


図2 音波面と音源を通る法線を求める図

$S = s_0 t, V = v_0 t = 0.4S, s' t = 0.3,$
 $\gamma = s' / v' = 0.6$ の場合の楕円と直角双曲線。

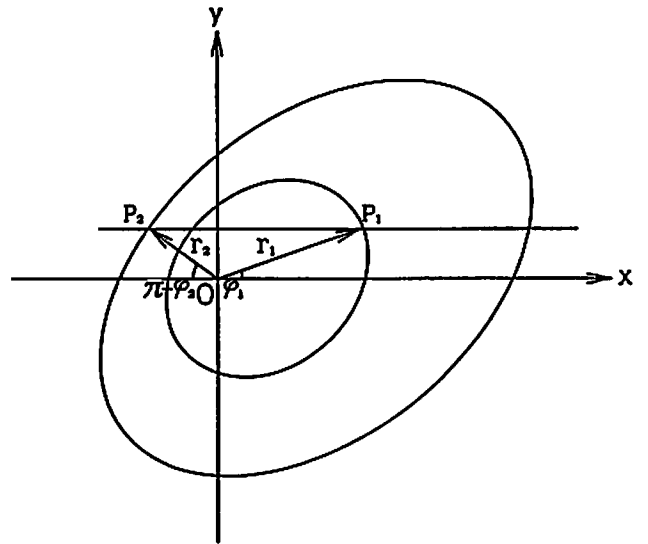


図3 風速と音速を算出する原理図

P_1 : 時刻 t_1 における反射点、
 ϕ_1, r_1 : P_1 の原点からの仰角と距離。

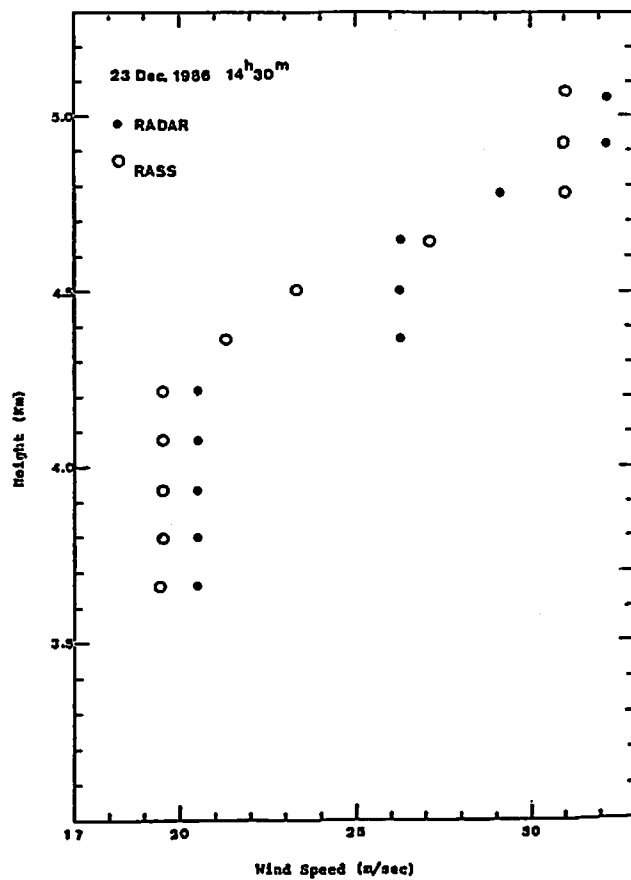


図4 反射点2個を用いた場合の風速の算出例

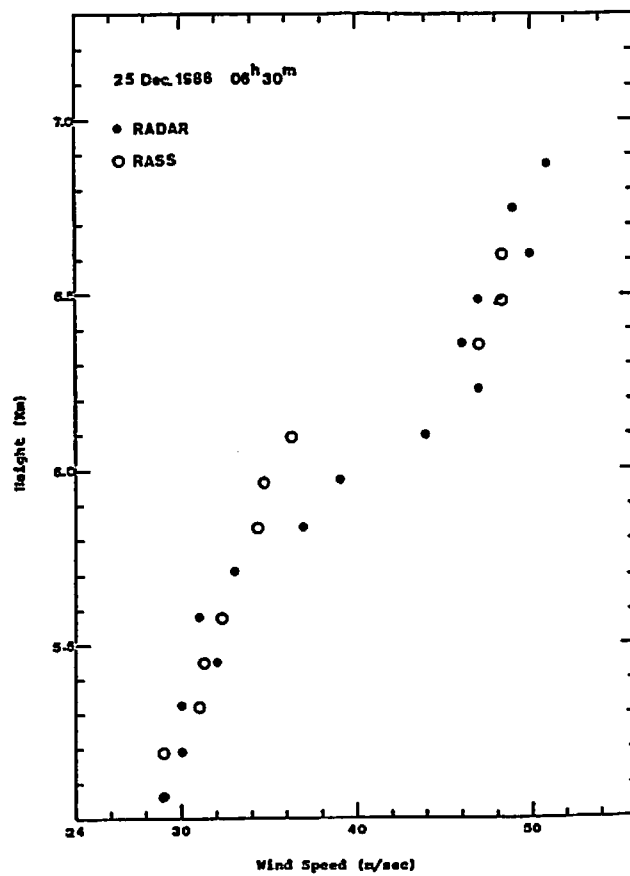


図5 反射点1個を用いた場合の風速の算出例

高藤 定・田中 浩 (名大水圏研)

1 序

大気中には様々な波長を持つ重力波が存在している。これらの重力波の多くは対流圏に起源を持つものとみられている。特に長い波長の重力波は、成層圏あるいは中間圏まで伝播していくつかの興味深い現象を引き起こすことが知られている。重力波の発生メカニズムとしては、いままでに山岳、積乱雲の活動、ジェット的不安定などが考えられていた。

われわれは、温帯低気圧や梅雨前線付近にしばしば発生する帯状降雨域の形成されるメカニズムを探ることを目的とし条件付対称傾圧不安定 (Conditional Symmetric Baroclinic Instability: CSBI) の数値実験をおこなったが、このCSBIが重力波の発生源としても有効であることを報告する。

CSBIとは傾圧場において発生する不安定のひとつであり、その不安定条件は、相当温位を用いて計算したリチャードソン数 (以下ではこれを、相当リチャードソン数とよび簡単のために Ri_p と記す) が1よりも小さいこと、相当渦位が負であること、あるいは相等温位面の傾きが絶対運動量面の傾きよりも急であることのうちのいずれか一つが満たされることである (Benets and Hoskins, 1979; Emanuel, 1979)。これら3つの条件は全く等価なものである。CSBIの不安定条件は前線の付近でのみ満たされる可能性があるともみられる。CSBIに固有な流れは地衡風バランスした帯状流に垂直な面内にみられる傾斜したロール (傾斜した対流セル) で特徴づけられる。

地衡風バランスした流れに速度擾乱を与えると、流れは新しい平衡状態へと移行し同時に重力波も発生される。与えた速度擾乱のエネルギーのうちどの程度が重力波のエネルギーに変換するかは、ロスビーの変形半径と擾乱の水平スケールの比によって決められる。meso- β スケール擾乱であるCSBIからも重力波が効率よく発生しうることが示すことが本報告の主要な目的である。

以下の文章では、まずCSBIの数値実験に用いたモデルについて述べる。次に数値実験の結果からCSBIの特徴を述べ、それからCSBIからの重力波発生の可能性について議論する。

2 数値モデル

CSBIの数値実験を行うための2次元数値モデルを開発した。基本方程式系は圧縮性、非静力学平衡で、帯状流に沿う方向には対称であることを仮定する。水過程のパラメタリゼーションは Kessler (1979) の方式を採用した。Kesslerのパラメタリゼーションは水を水蒸気、雲水、雨水の3つのクラスに分けて取り扱う。時間積分には Klemp and Wilhelmson (1978) が考案した split semi-implicit 法を用いた。水平及び鉛直方向の移流項の差分近似にはそれぞれ2次および4次のスキームを用いた。積分は南北250 km 上下10 kmの領域で行った。グリッドの間隔は水平方向には2 km、鉛直方向には0.5 kmと細かくとってあり個々の積乱雲を十分に表現することが出来る。上下の境界は剛体壁を仮定し、南北の境界ではOrlanski (1976) によって考案された放射境界条件を採用した。初期場として一定の鉛直シアをもつ東西方向の帯状流を仮定した。この帯状流の風速は地上で 0 m s^{-1} 、高度10 kmで 50 m s^{-1} であり、仮温位の南北方向の傾度と地衡風バランスしている。CSBIの不安定条件 (現在のケースでは相当リチャードソン数が0.26) は全積分領域で満たされている。CSBIを発生させるために積分領域の中心付近を数%過飽和に設定し、更に鉛直速度場にランダムな弱い擾乱を与えた。初期場には、雲は与えられていないが、次の時間ステップには積分領域の中心付近 (過飽和

領域)に雲が生じる。

3 数値実験の結果

CSBIの循環は積分開始後16時間頃から成長を始める。図1、2、3、4、5および6はそれぞれ積分開始27時間後の、東西方向の帯状風の速度、南北方向の風速、鉛直風速、雲水の混合比、降雨強度および相当リチャードソン数の子午面内での分布を表す。この時刻にはCSBIの循環はすでに十分に成長しきった段階にある。

傾斜したCSBIの循環は、積分領域中心の下部から北に向かって水平距離150 kmに及んでいる(図1、2および3を参照)。この水平スケールからCSBIは典型的なmeso- β スケールの擾乱であることがわかる。CSBIの循環の傾斜は、温位面の傾斜よりも急であるが相当温位面の傾きよりもなだらかである。これらの結果は理論的な予測とよく一致している。

図4にみられるように、CSBIの上昇域に沿い傾斜した層状雲が形成維持されている。降雨強度(RI)が 0.1 mm hr^{-1} 程度の比較的弱い降雨域は層雲の下に水平100 km以上にわたって広がっている。

層状雲の上の対流圏中部にうすい対流不安定層がみられる(図6を参照)。一方、層状雲の下は著しく安定化されている。これらは、CSBIの上昇域に沿い南にあった高相当温位の空気が北に移流したことによりもたらされたものである。温帯低気圧付近でみられるwarm-frontal rainbandおよびwide cold-frontal rainbandにおいて降水が促進されるうえで"seeder-feeder"メカニズムが重要な役割をすることは観測からよく知られている(Houze and Hobbs, 1982)。上で述べたように、CSBIの循環は層状雲を形成すると同時にその上に対流不安定層を誘起する。これは、まさに"seeder-feeder"メカニズムが働く状況に対応している。実際にもう少し後の時間において、この対流不安定層のなかに対流セルの活動もみられた。

境界層の上端(高度およそ500 m)において、 2 cm s^{-1} を越える上昇流は水平方向30 kmに及び15時間以上も続いた。このCSBIによるmeso- β スケールの下層での上昇流は対流活動を活発化させることが予測される。この役割は、梅雨前線付近に発生するレインバンドおよび温帯低気圧のwarm-sectorに発生するレインバンドの形成に重要であると考えられる。

中層での帯状流の減速とその下でのわずかの加速により下層ジェットが形成された。

CSBIの循環による緯度方向のトータルな熱輸送は極向きであった。一方、帯状流の運動量の緯度方向のトータルな輸送については、本数値実験の結果からは明かにならなかった。鉛直方向には、CSBIは熱を上向きに、帯状流の運動エネルギーを下向きに輸送する。上に述べた、対流圏中部の対流不安定層や下層ジェットの成因はそれぞれCSBIによる熱および運動量の輸送の結果と理解することができる。

4 CSBIからの重力波の発生

前節では、CSBIの特徴について述べた。本節では、CSBIが重力波の有効な発生源となりうる可能性について考察してみたい。

いま、地衡風平衡下にある流体に水平スケールaの速度擾乱を加える場合を考える。この場合、与えた速度擾乱の運動エネルギーの一部は流れの運動エネルギーに転換され、新たな地衡風平衡状態が実現される。一方、与えた擾乱の運動エネルギーの残りの部分は、重力波のエネルギーとして放出される。擾乱のエネルギーのうちどれだけの部分が重力波のエネルギーに転換されるか、すなわち、重力波発生の効率は与えた速度擾乱のスケールaとロスビーの内部変形半径 $\lambda = NH/f$ との大小関係により決定される。ここで、 $N (= g \rho / (\rho \theta)) / \rho z$ はプラント・バイサラ振動数、Hは大気スケールハイト、fはコリオリパラメータである。a/ λ が小さいときには、与えた速度擾乱の運動エネルギーのほとんどすべては流れの運動エネルギーと化す。一方、a/ λ が大きいたまには擾

乱のエネルギーの多くは重力波のエネルギーに転換される。

中緯度対流圏の代表的な値として $N \sim 0.014 \text{ s}^{-1}$ 、 $H \sim 8 \text{ km}$ 、 $f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ をとることにすると、ロスビーの変形半径 λ はおよそ 1000 km となり CSBI の水平スケールよりはるかに大きくなってしまふ。したがって CSBI の運動エネルギーの多くは流れのエネルギーに転換し、重力波はあまり生じないことになる。しかしながら CSBI の発生するのは水蒸気の飽和した領域が広がっている前線付近であり、ここでは乾燥空気に対するプラント・バイサラ振動数 N よりもむしろ、 $N_w = \partial(\ln \theta_0) / \partial z$ で定義される湿潤飽和空気に対するプラント・バイサラ振動数を用いる方が妥当であると我々は考える。そこで、 N の代わりに N_w で定義したロスビーの変形半径 λ_w を求めてみることにする。前線付近の N_w の代表的な値として我々の CSBI の数値実験の初期場の N_w の値 $\sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ を用いると $\lambda_w \sim 200 \text{ km}$ となる。すなわち、 λ_w は CSBI の水平スケールとほぼ同程度になり CSBI の運動エネルギーの半分から三分の一程度は重力波のエネルギーに転換しうることがわかる。結局、CSBI は重力波の有効な発生源と成り得ることになる。このようにしてできた重力波は乾燥した領域（ここでは、 $N > N_w$ ）に容易に抜けてゆける。

CSBI はレインバンドが観測されるときにのみ発生しているのではなく、むしろ前線に付随してたとえ弱くても常時起こっているものであるとわれわれは考えている。もしこれが事実であるとすれば、前線付近で CSBI から生じる重力波は相当な量になるであろう。MUR レーダーで観測していると、重力波が 10 km 付近の高度から発生しているようにみえる。CSBI で発生する重力波の波数ベクトルは帯状流に垂直になっている。このような構造をもつ重力波が上方や下方に伝播するとき波数ベクトルは不変のままであるのか、あるいは序々に変化してゆくのか、またそのとき位相速度はどのように変化するかなどはまだよくわかっていない。これら未解決の点については、観測と対比させながら検証しなければならない。

5 結論

条件付対称傾圧不安定 (CSBI) から重力波が放出される可能性について考察した。

まず、われわれが行った数値実験の結果から CSBI の循環の特徴について述べた。CSBI は水蒸気が飽和した領域で発生する meso- β スケールの擾乱である（この詳細については、Saitoh and Tanaka (1987) を参照）。プラント・バイサラ振動数として相当温位で定義した値を採用すればロスビーの変形半径は、CSBI の水平スケールと同程度になる。すなわち、CSBI が持っていた運動エネルギー（あるいは、CSBI が基本場から得たエネルギー）の半分から三分の一ほどは重力波のエネルギーとして放出されることになる。

引用文献

- Bennets, D. A., and B. S. Hoskins, 1979: Conditional symmetric instability - a possible explanation for frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 945-962.
- Emanuel, K. A., 1979: Inertial instability and mesoscale convective system. Part I. Linear theory of inertial instability. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2425-2449.
- Houze, R. A., Jr., and P. V. Hobbs, 1982: Organization and structure of precipitating cloud system. *Adv. Geophys.*, **24**, 225-315.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr.*, **10**, No.32, 84pp.

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

Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, 21, 251-269.

Saitoh, S., and H. Tanaka. 1987: A numerical experiment of conditional symmetric baroclinic instability as a possible cause for frontal rainband formation. To be submitted.

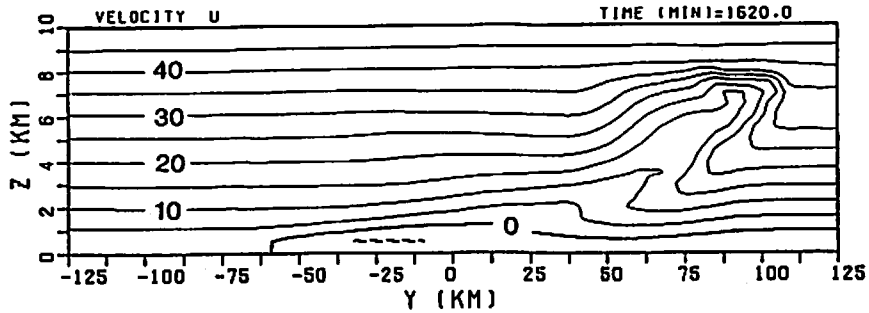


図1 積分開始後27時間の帯状流の速度の子午面分布。太実線は 0 m s^{-1} を細実線、細破線はそれぞれ、正および負の等高線を表す。等高線の間隔は 5 m s^{-1} 。

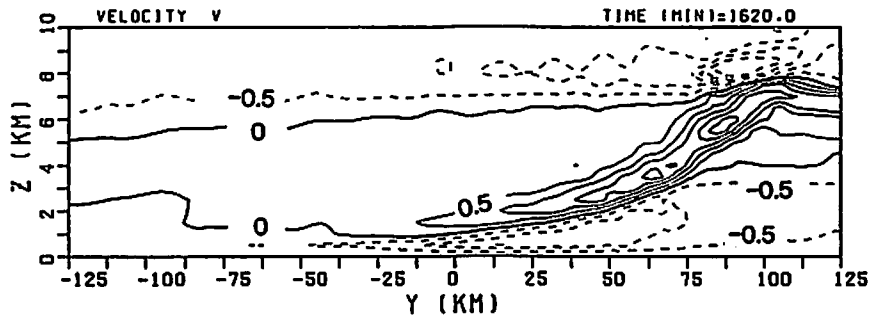


図2 図1と同様、ただし緯度方向の速度成分。等高線の間隔は、 0.5 m s^{-1} 。

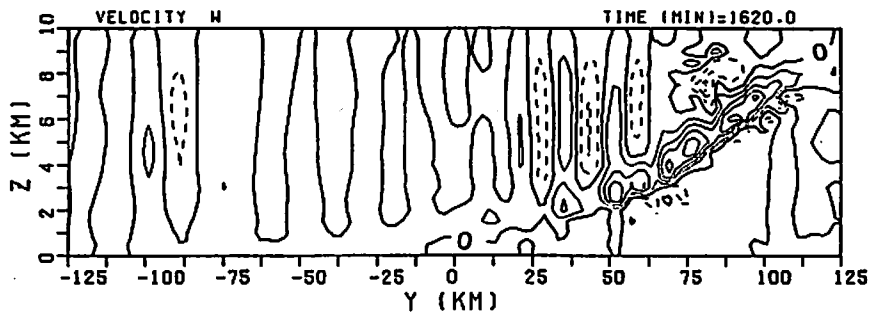


図3 図1と同様、ただし鉛直速度成分。等高線の間隔は、 5 cm s^{-1} 。

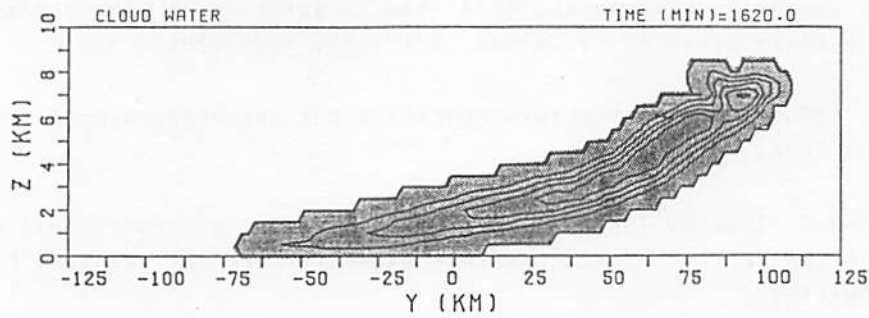


図4 図1と同様、ただし雲水の混合比。等高線の間隔は、 0.2 g kg^{-1} 。雲水の存在する領域には影をつけてある。

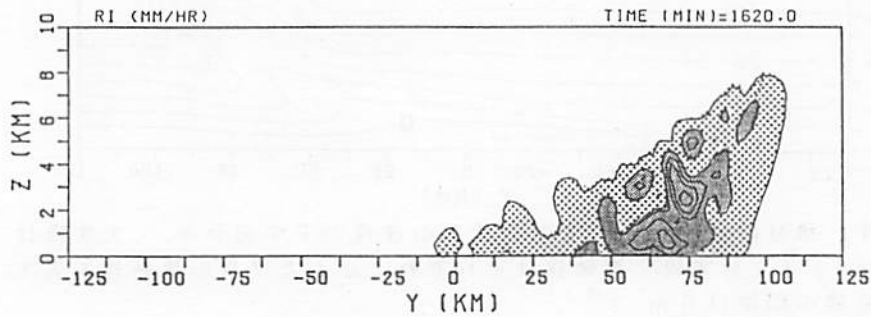


図5 図1と同様、ただし降雨強度。薄く影をつけた部分は、降雨強度が $0.1 \text{ mm hr}^{-1} < RI < 1 \text{ mm hr}^{-1}$ の領域を、濃く影をつけた部分は $RI > 1 \text{ mm hr}^{-1}$ の領域をそれぞれ示す。

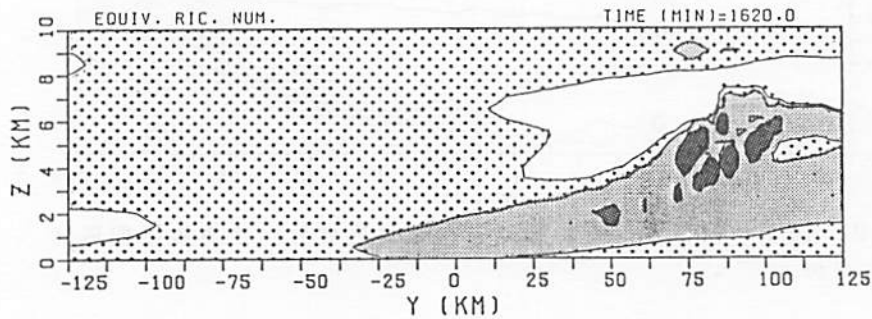


図6 図1と同様、ただし相当リチャードソン数。影のない部分は $Ri_{\theta_e} < 0$ の領域を、薄い影をつけた部分は $0 < Ri_{\theta_e} < 1$ の領域を、中間の影をつけた部分は $1 < Ri_{\theta_e} < 10$ の領域を、濃い影をつけた部分は $Ri_{\theta_e} > 10$ の領域をそれぞれ表す。

放送衛星電波受信による降雨減衰の測定

木村 肇根¹ 岩井 誠人¹ 松尾 敏郎¹ 佐藤 亨² 山本 正幸¹

1 京都大学工学部 2 京都大学超高層電波研究センター

1. 序論

NHKによる衛星放送が12GHz帯において数年前より行われている。一般に知られているように、周波数が10GHzを超えると降雨による減衰が顕著となる。したがって、放送衛星電波を受信することにより降雨時の減衰を定量的に捉えることが可能と考えられ、このような観測方法による降雨減衰の解析は過去にも多くの例がある。しかし、それらはいずれも長時間平均の減衰量から降雨強度を推定するに留まり、十分な精度が得られていない。本研究の動機は、単に降雨時の衛星放送電波の減衰を測定するだけではなく、それと同時に46.5MHzのVHF帯MUレーダーにより雨滴の粒径分布を測定し、これと12GHz帯の電波の減衰との関連を調べることにより降雨減衰から雨の種類(降り方)をも含めた降雨に関するさらに多くの情報を得ようというものである。この目標への最初のステップとして本研究では、観測システムの確立(設計、製作)、現在までに報告されている降雨減衰特性の検証、及びMUレーダーの降雨時の観測結果との比較を行った。

降雨減衰の測定に衛星放送電波を用いたのは受信機、アンテナ共に、市販の信頼性、耐久性の高い製品が存在するので長期間の連続観測が簡単に、かつ確実にできると考えられるからである。簡単であるが故に数多くの実験例が存在するが、それらは単に降雨強度との関連においてのみ降雨減衰を捉えているだけである。しかし、実際の降雨は季節などでその降り方がさまざまであり、降雨強度によるだけではそれらを正確に分類することができない。ところで、信楽MUレーダーにおいてはその建設当初より雨滴についての観測が行われ、雨滴からのエコーのドップラースペクトルより雨滴の粒径分布を正確に測定する方法が研究されている。そこで、このMUレーダーによって観測された粒径分布を雨の降り方のパラメータとして用いることによって降雨減衰を降雨強度だけではなく、粒径分布からも考察しようというのが今回の研究の目的である。

2. 衛星放送受信機による降雨減衰量観測システム

一般的な衛星放送受信システムの概念図を図1に示す。12GHzの衛星放送電波はオフセットパラボラアンテナの放射器部分に設けられたBSコンバータにより1GHzの信号に変換され、ケーブルで室内に設置されたBSチューナーに伝送される。BSチューナーは地上のテレビ放送電波とは信号形態の異なる放送衛星電波を一般のテレビで再生可能な信号(UHFch13の周波数のテレビ信号または映像信号)へと変換を行う装置であるが、BSチューナーの背面にはその中間周波数増幅段のAGC(Automatic Gain Control:自動利得制御器)回路の制御用電圧を出力する端子が備えられている。このAGC電圧はBSチューナーの入力レベ

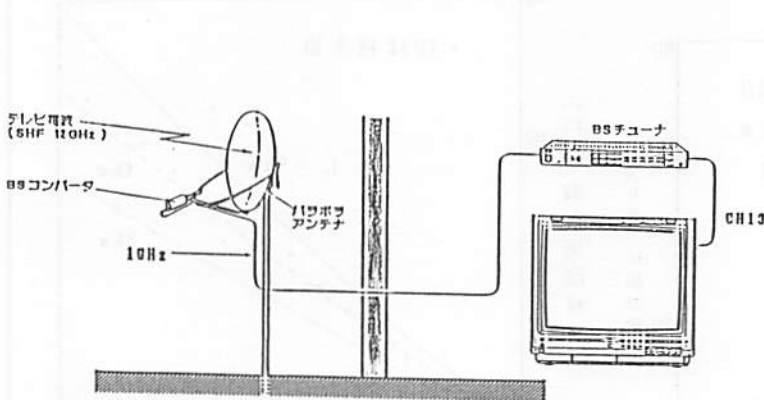


図1 衛星放送受信システムの概念図

12GHzの衛星放送電波はBSコンバータにより1GHzに変換され、BSチューナーによってch13の周波数のテレビ信号となり再生される。

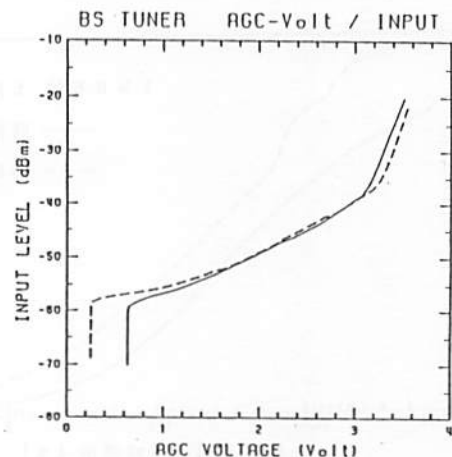


図2 BSチューナーの入力/AGC電圧特性

実線が信楽、破線が吉田に設置されているチューナーの特性を示す。なお特性測定時の気温はそれぞれ
信楽 26°C (電源投入5時間後)
吉田 23°C (電源投入3.5時間後)

ルに比例するような特性を持っていて、一般の家庭において鋭いビームを持つパラボラアンテナの方向調整を容易にするために設けられている。

使用したBSチューナの入力電界強度とAGC端子電圧との関係を示す特性を図2に示す。それぞれ実線が信楽、破線が吉田に設置しているチューナの特性を表している。この特性を用いて、AGC電圧を測定することにより入力電界強度を計算する。ただし、この特性は衛星放送電波(12GHz)とAGC電圧の間のものでなく、BSチューナの入力(1GHz)とAGC電圧との間のものであって、BSコンバータの入出力特性は考慮されていない。これは12GHzの信号の絶対値を測定するのが困難であったためであるが、BSチューナの入力-出力特性のダイナミックレンジ内でBSコンバータがリニアな特性を持つと見なすことができるので、周波数変換された1GHzの信号が12GHzの信号強度の指標になると考えられる。本実験では1GHzの信号におけるレベル変化を観測の対象としている。

次にこのAGC電圧の記録のためにこの値をA/D変換し、そのデータを電気信号として記憶するという方法を用いている。この方法によると、一般のパーソナルコンピュータを用いることによって容易に観測が行え、記録したデータを大型計算機などを用いて解析することも容易である。製作したA/Dコンバータは入力電圧0.0(V)~4.0(V)の範囲を分解能0.001(V)でデジタル化するもので12ビットの出力が得られるが、パーソナルコンピュータにより上位4ビットと下位8ビットに分割して2HDのディスク(1Mバイト)に記録する。一秒に一点のサンプルレートの場合、このディスクに一週間分が記録できる。

また、降雨減衰量の測定と同時に降雨強度の測定も行わなくてはならない。信楽NU観測所には降雨強度計が設置されているのでそのデータを今回製作したシステムによってAGC電圧と同時に記録している。吉田では少し距離があるが京都地方気象台(右京区円町)のデータを利用している。

3. 過去の降雨減衰特性実験例との比較

昭和53年に実験用中型放送衛星『ゆり』BSが実験放送を開始すると同時にBSの放送電波を用いた降雨減衰の測定実験が全国規模で実施されデータの分析が進められた^{1)~2)}。その後、放送衛星BS-2による実際の衛星放送も始まって、実験は全国各地で継続されている。ここでは、実験の報告例としてBS-2aの放送電波について1985年1月から12月まで東海大学等において行われた実験の解析結果の一部をとりあげる³⁾。

図3は1985年の一年間の降雨減衰量と降雨強度の累積確率分布を示したもので、総処理時間は欠損を除いた8736時間である。降雨強度及び降雨減衰量の累積確率分布はともに対数正規分布に従うことが報告されているが、時間率0.03%以上ではほぼそれに従っている。図4は図3より降雨減衰量と降雨強度の等確率値を求め図示したものである。図4にはOlsen等による、粒径分布をMarshall-Palmer分布(雨温度0°C)と仮定した場合の定数計算結果より求めた11.7GHzにおける降雨減衰係数A(dB/km)と降雨強度R(mm/h)との関係式

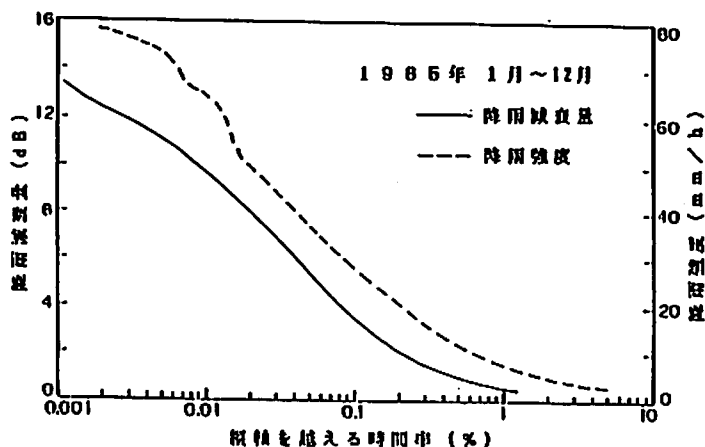


図3 降雨減衰量と降雨強度の関係
【放送衛星における降雨伝搬特性】、桜田ほか、図6

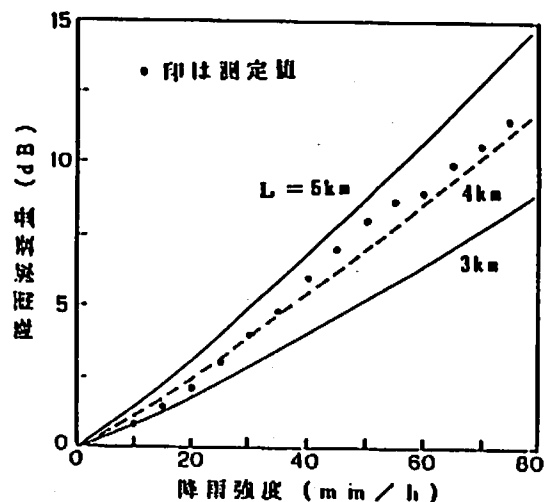


図4 降雨減衰量と降雨強度の累積確率分布
【放送衛星における降雨伝搬特性】、桜田ほか、図5

$$A = 0.0203 \cdot R^{1.138} \quad (1)$$

を用いた計算結果を、降雨減衰に寄与する伝搬通路長 L (km) をパラメータとして示してある。同図において測定値にバラつきがあるが、これは降雨強度のデータと降雨減衰量のデータの取得場所に少し距離があったことや、雨の種類が考慮されていないことなどによると考えられる。

ここで紹介されているように降雨減衰量と降雨強度の相互特性は長期間のデータを蓄積してそれを統計的な処理を用いて解析するのが一般的である。降雨減衰量と降雨強度との相互特性に関する報告の他に、降雨減衰に関連して、シンチレーション、降雨減衰の継続時間、交差偏波特性、などについて報告されているが、本研究とは現段階において直接関係するものではないのでここでは省略する。

次に我々は、アンテナを設置してから観測システムが正しく観測を開始するまでの間にペンレコーダによって記録を行う予備観測を行った。この結果を解析することによりこれまでに報告されたような降雨減衰特性が実際に得られているかどうかを確認することにする。解析については、降雨減衰が顕著に現れている降雨量の非常に多かった期間として1986年7月5日から1986年7月27日(8日は停電のため欠損)の21日間を選び、信楽のアンテナ設置が遅れたために吉田のデータについて処理を行っている。この期間中は梅雨前線が猛威を奮い非常に多くの量(21日間で400mm強)の降雨を記録した。

次に、AGC電圧から減衰値を計算する方法について述べる。まず、図2のBSチューナの入出力特性図よりAGC電圧を入力レベルに変換する。さらに観測期間中の典型的な晴れの日(降雨による減衰が生じていないというだけではなく、シンチレーション等によるAGC電圧の変動が生じていない日)を数日選びそれを平均して晴天日のデータ、すなわち、零減衰日のデータとする。このような処理を施しているのは以下の理由による。すなわち衛星が軌道、姿勢制御を定時に行うのでそれに伴った入力レベルの変動があり、また周囲の気温の変化による入力-AGC電圧特性の変動(温度ドリフト)が受信機にみられる。これらにより観測されるAGC電圧に日変化が生じるため、それが減衰値の計算に影響を与えないようにする必要がある。たとえば、日変化の例は図5のようなものである。ここで、温度ドリフトが生じるということは当然平均気温の変化による年変化も生じるわけであり、長期間の観測を解析する際には、零減衰日の計算における晴天日の選択の範囲に注意しなければならない。このようにして計算された零減衰日の入力レベルとそれぞれの観測日の入力レベルとの差を取って減衰値とする。なお、この方法による減衰値の計算では、僅かながら負の減衰(増幅)が生じる場合があるなど零付近の減衰値に対する信頼性が低いのが問題点である。その対策としてスレッショルドレベルを設けてある程度以下の減衰は零とみなす、などの処理を相関関数等の計算段階で行ってその影響をできるだけ排除している。

京都地方気象台から提供して頂いた雨量のデータはペンレコーダによる記録であったのでディジタイザによってA/D変換し大型計算機に送っている。このデータは累積雨量であったのでこれを微分操作して降雨強度を計算している。(ある短い時間内の降雨量を一時間あたりの降雨量に換算したものがその時間の降雨強度である。)

これらの測定結果から降雨による減衰と降雨強度の間の相関を考えるためにここでは相互相関関数(Cross Correlation Function: CCF)を導入する。降雨強度、降雨減衰値、相互相関関数の例を三例示す。図6、図7、図8にそれぞれ7月7日、7月9日、7月22日の例を示している。7月7日の例は晴天日のものである。7月9日は15時頃に強いわか雨を記録している。7月22日は未明に非常に強い雨を観測した。相互相関関数を計算する際には、上で述べたような理由から減衰値の2dB以下は零とみなすというような処理を施している。なお、相互相関関数において示されているラグ(LAG)は減衰値に対して降雨強度が時間的に遅れてやってくる場合を正のラグとしている。

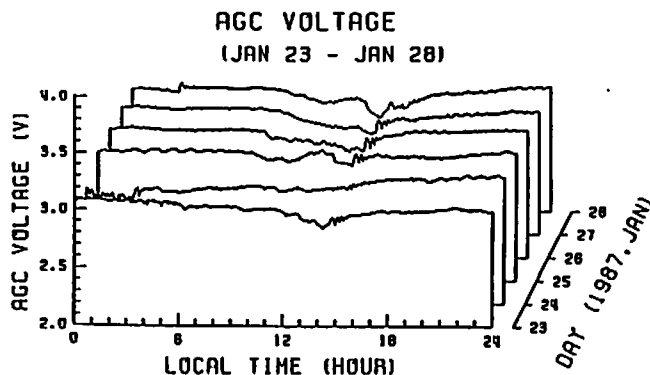


図5 AGC電圧の日変化の例

14時過ぎに衛星の軌道、姿勢制御にともなう変動が観測されている。24日の午前には降雨が観測されているが、その他の日は降雨はほとんど観測されていない。

相互相関関数を計算した結果を見ると、強い降雨のみられた例2、例3とも相関値は0.9以上であり、強い相関を示しているといえる。この観測期間中で降雨強度が30mm/hを超えるような強い雨の降った日は全て0.8以上の高い相関値を記録した。しかし、ラグについては期間中の降雨について一様ではなく、その大部分は数分程度の範囲内であったが、ラグの正と負はまちまちであった。アンテナは南西方向(方位角220°)の仰角約40°を向いているので雨域が風と共に西からやってくると考えるとラグは当然遅れであるべきであるが、降雨強度のデータが円町のものであり吉田の降雨よりは時間的に進んでいるのでラグが相殺されていると考えられる。吉田からみて4km真西に円町が所在すると仮定して雨域の高さはこの時期(7月)では約5km程度と考えられるからアンテナの向きと仰角を考え合わせると雨域が真西から平行にやってくるとすれば(緯度に関係なく同経度では同じ降雨を記録するとすれば)吉田ではちょうどラグが零になると考えることができる。それが実際には零にはならず、正、負に分散しているのは、実際には雨域が常に真西からやってくるのではないからであろう。またこの時期の雨が夕立に代表されるような局地的な集中豪雨であり、雨域が小さいということも大きな要因であると考えられる。

次に測定された降雨減衰量の降雨強度に対する特性から降雨減衰量と降雨強度の累積確率分布をとったものを図9に示す。総処理時間は504時間(21日間)である。おおよそ0.1%以上3%以下では降雨減衰量、降雨強度共に対数正規分布を満たしているものの、それ以外の部分では満たしているとはいえない。3%以上では、降雨減衰量については0dB付近の測定値の信頼性が低いためであり降雨強度についてはもともとの气象台から提供して頂いたデータが0.5(mm)刻みであったことが原因であり、0.1%以下では総処理時間が短くこの付近のデータ数が少ないのが原因である。そしてこの図において降雨減衰量と降雨強度の等確率値を求め横軸に降雨強度、縦軸に降雨減衰量をとって図示したものが図10である。また比較のために、図10には降雨減衰係数と降雨強度との関係式(1)による計算結果を、伝搬通路長L(km)をパラメータとして、Lが4,5,6(km)の場合の例を示してある。測定値は同図に

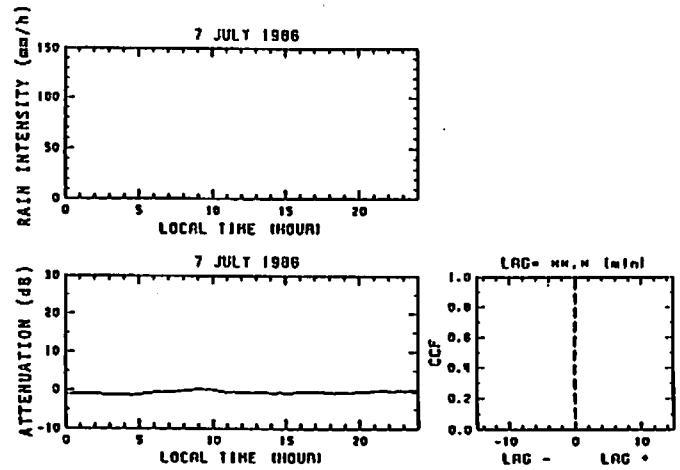


図6 例1 1986年7月7日 晴天

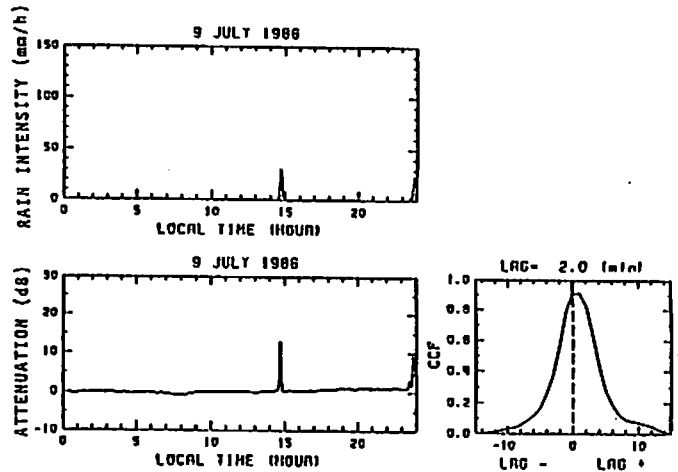


図7 例2 1986年7月9日 午後になわか雨

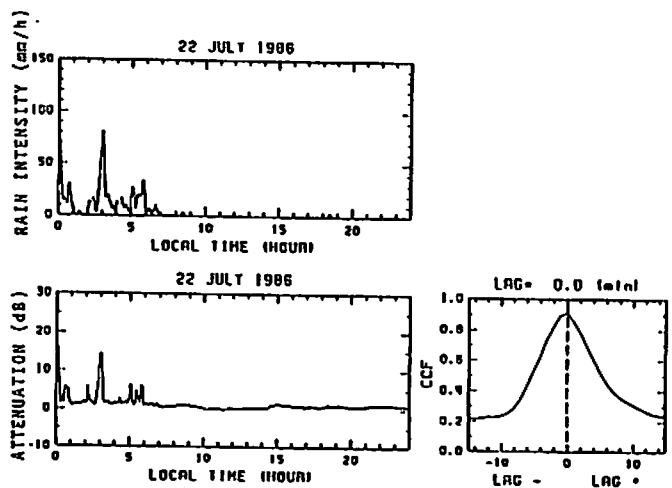


図8 例3 1986年7月22日 未明に強雨

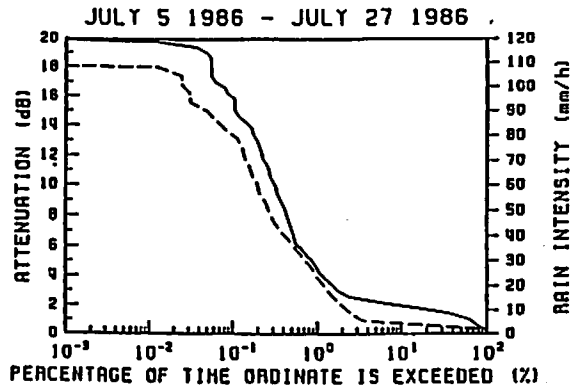


図9 降雨強度と降雨減衰量の累積確率分布
それぞれ、実線が降雨減衰量、破線が降雨強度
の累積確率分布を示す。

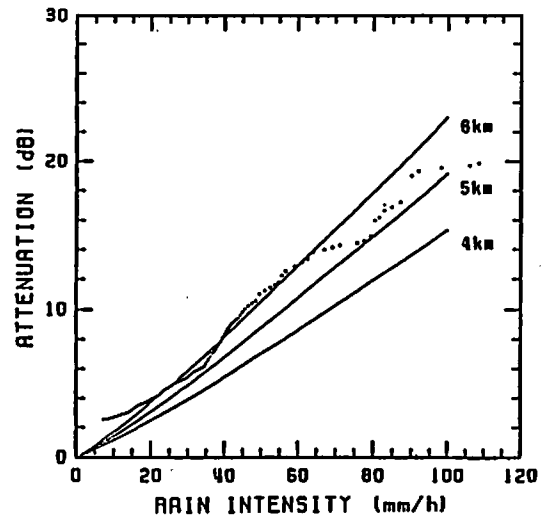


図10 統計処理による降雨強度/降雨減衰量特性

おいて(1)式のように完全な指数特性を示さずバラつきがあるが、これは、まずこのような統計処理は長い時間(一般には一年程度)の被処理時間を必要とするのであるが今回の総処理時間が21日間と短いこと、次に降雨強度のデータが約4km離れた円町のものであり降雨が局地的であるこの季節ではこのデータが吉田の降雨とは雨量、降り方とも異なる場合があるであろうということ、さらに雨のタイプが層状性、対流性のものなどそのタイプにより雨の降り方が異なること、などが原因と考えられる。しかし全体的な特性の傾向は(1)式に沿っていると見えるであろう。

以上の降雨減衰量と降雨強度の相互相関ならびに統計処理を用いた相互特性を考えると現在までに多くの実験例において報告されているものと同等の降雨減衰の特性に沿ったものが得られていると考えられる。

4. MUレーダーの降雨時の観測結果との比較

4.1 降雨減衰と粒径分布

降雨減衰の生じるメカニズムについて考えてみる⁴⁾。降雨減衰はマイクロ波の伝搬路中に存在する雨滴によって電波が吸収され、その一部が再放射される(散乱)ことによってエネルギーの一部が失われるためにこれが受信点において電波の減衰として観測される現象である。一個の雨滴によって失われるエネルギーをWとすると

$$W = S \cdot Q \quad (2)$$

と表される。ここにSは入射電波のポインティングベクトルの大きさ、Qは一個の雨滴の全断面積である。ここで全断面積は吸収断面積と散乱断面積の和を表す。この式は一個の雨滴の全断面積を知ることによりその雨滴によって減少させられるエネルギーの割合が計算できることを示している。全断面積は雨滴の直径を知ることができれば、雨滴を誘電体の球であると仮定することにより計算が可能となる。したがって、降雨中の雨滴の空間分布、具体的には単位体積中に存在する雨滴の大きさ別の数がわかれば、平面波が単位距離を進むときに受ける減衰量(すなわち減衰係数)を計算することができる。雨滴の空間分布は地表における雨滴の大きさ毎の数(粒径分布)と雨滴の落下速度(終端速度と背景大気の動きから求める)から求められる。地表における雨滴の粒径分布はMarshall-Palmerによって次のように指数分布で表されることが示されている⁵⁾。

$$N(D) = N_0 \cdot \exp(-\Lambda \cdot D) \quad (3)$$

ここに、 $N(D)dD$ は直径がDからD+dDまでの雨滴の総数、 N_0 と Λ は定数であり、雨の強度と降り方に対してパラメータ N_0 と Λ の値が変化する。この N_0 と Λ の値がわかれば上で述べたように減衰係数が計算できる。衛星回線の場合0°C高度以下で雨が降っているものとして降雨域を想定する。した

がって0°C高さを知ることによって通路長が求められ降雨減衰量を算出することができる。

4.2 MUレーダーと粒径分布

降雨の粒径分布を測定するには一般的にはマイクロ波帯のドップラーレーダーが多く用いられる。しかし、それによると雨滴からのエコーは強く観測されるが、それと比べて極めて弱い大気乱流からのエコー(雨滴からのエコーとの比が $10^{-4} \sim 10^{-12}$ である)は観測されず、その結果粒径分布を算出するのに不可欠である背景大気の運動を直接に観測することはできない。その結果、背景大気の運動については推定するという方法をとらざるを得ず、誤差の生じる原因となる。ところが、VHF帯のレーダーによると雨滴からのエコーも大気乱流からのエコーも同じオーダーのものとなり、これらを同時に観測することが可能で、両者のドップラスベクトルから粒径分布のパラメータを正確に測定する方法が京都大学MUレーダーを用いて研究されている⁵⁾。

4.3 降雨減衰と降雨時のMUレーダーの観測結果との比較

このようにしてMUレーダーによって決定されたパラメータを用い上記の方法に従って計算を行うと降雨減衰係数を計算することができる。さらに雨滴からのエコーのドップラスベクトルの強度と偏移の高度分布をみることによって0°C高さを決定することができる。雨滴は鉛直下向きの成分の速度を持っているのでその雨滴からのエコーのドップラスベクトルには下向きの偏移を持つスペクトル成分が存在すると考えられる。高度の低い方から順にスペクトル成分の強度を見ていくと、雨滴からのスペクトル成分の強度が増加し、偏移が急激に小さくなる高度が認められ、そこが0°C高さであると決定することができる⁶⁾⁻⁷⁾。従って、降雨減衰係数と0°C高さから降雨減衰量を算出することができ、実際に測定された降雨減衰量の値との比較を行うことでMUレーダーによって決定された粒径分布のパラメータの妥当性を裏付けることができる。

次に、この考え方をもう少し進めて粒径分布をより積極的に用いた降雨減衰の解析の方法を考えてみる。序論においても述べたように現在までも放送衛星を受信することによって降雨減衰を測定する実験は数多く行われてきたが、それらは総じて降雨減衰を単に降雨強度のみの尺度によって解析を行うものであった。しかし、MUレーダーを用いることによって粒径分布のパラメータを入手することができるので、降雨減衰を考える際に降雨強度と粒径分布という二つの因子を考えることができる。なお、ここでいう粒径分布とはタイムスケールの短い、すなわち時間分解能の小さいものを指している。(1)式の導出においても粒径分布が用いられているがその場合の粒径分布は長い時間の平均的な分布を指していて、この場合の粒径分布とは少し意味の異なるものである。

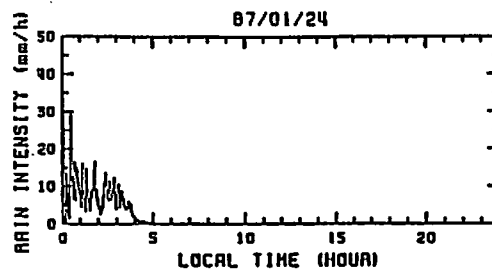


図11 信楽
1987年1月24日
午前0時過ぎに
前線が通過

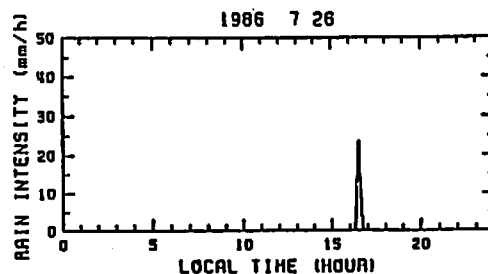
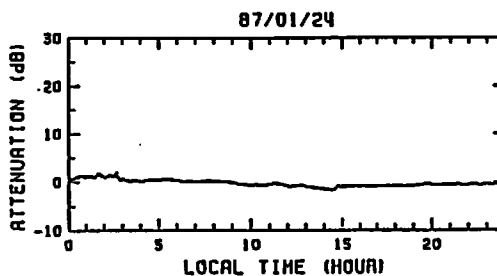
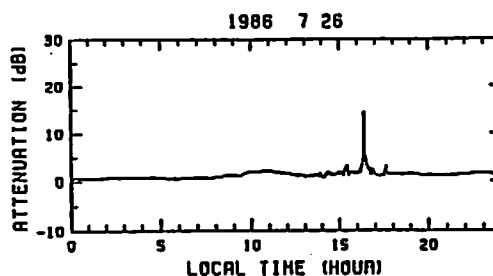


図12 吉田
1986年7月26日
16時頃に夕立に
よる強雨を観測



このことを具体的に例を示して説明する。1987年1月24日(信楽)と1986年7月26日(吉田)の降雨強度と降雨減衰量をそれぞれ図11と図12に示す。両日とも30mm/h弱の強度の降雨を観測している。しかし降雨減衰量については前者が15dB弱の値を記録しているのに対して後者は2dB程度の値しか示していない。両者の相違には降雨の観測地域の差も含まれるが、それ以上に前者の降雨は真夏の積乱雲によるいわゆる夕立と呼ばれるようなタイプの降雨であり後者は冬の寒冷前線が通過した際の降雨である、という雨の降り方の差があると考えられる。しかし、降雨強度のみによる比較では両者を区別することはできず、一定の粒径分布を仮定したモデルに従って降雨強度より降雨減衰量を推定することの不適当性を示している。

衛星放送電波を用いた降雨減衰観測の特徴は安定した測定が高い時間分解能で行えることにあり、今後は、降雨減衰の時間変動スペクトル特性等とMUレーダーにより観測される粒径分布を統計的に比較し、降雨減衰より降雨強度を定量的に推定する方法を確立することが重要であると考えられる。

5. 結論

衛星放送電波(12GHz)を受信したときのAGC電圧から降雨にともなう減衰量を測定する装置を製作し、昭和61年7月以来京都大学吉田並びに信楽MU観測所にて観測を続けている。この結果を単純に統計処理したものを過去の観測例と比べると、時間的に長いスケールでは従来報告されてきた一定の粒径分布を仮定したことより導かれる降雨強度と降雨減衰量の関係が基本的には成り立っていることが確認された。しかし、4で述べたように短いタイムスケールではこの関係に従わない例が存在することが実際の観測より得られたことを示した。そこで、MUレーダーを用いて得られる高い時間分解能の粒径分布を一つの因子とした降雨減衰の解析方法の必要性を議論した。今後、実際の観測のデータを蓄積し、粒径分布と関連した降雨減衰と降雨強度の定量的な関連を確立することが重要な課題である。

謝辞 本研究にあたり有益な討論を頂いた超高層電波研究センター深尾昌一郎助教授はじめセンターの教官各位及び京都工芸繊維大学若杉耕一郎助教授に謝意を表する。

また、本実験では木村研究室修士2回生道司博士の協力を得た。データ処理は京大大型計算機センターで行った。信楽における放送衛星受信は超高層電波研究センター信楽観測所の実験棟の一部を使わせて頂き、また、比較する降雨の量については、同観測所の雨量計及び京都地方気象台のデータを使用させて頂いたことを付記し、併せて謝意を表するものである。

参考文献

- 1) 福地一 古津年章 石塚仁好 高橋鉄雄
堀川寛 乙津祐一 林理三雄 古濱洋治、
電波伝搬実験、電波研究所季報、第127巻第143号(昭和56年)
- 2) 福地一 古津年章 伊藤士朗 村上清志、
降雨減衰と電波伝搬、テレビジョン学会誌、第36巻第4号(昭和57年)
- 3) 桜田弘人 森屋徹昌、放送衛星における降雨伝搬特性、
電子通信学会技術研究報告、AP86-34(昭和61年)
- 4) 伊藤士朗、12GHz衛星放送電波の全国降雨減衰分布特性、
テレビジョン学会誌、第35巻第2号(昭和56年)
- 5) 水谷明義 若杉耕一郎 松尾優 深尾昌一郎 加藤進、
VHF帯ドップラーレーダを用いた降雨粒径分布の推定法、
電子通信学会技術研究報告、AP85-45(昭和60年)
- 6) S.Fukao, K.Wakasugi, T.Sato, S.Morimoto,
T.Tsuda, I.Hirota, I.Kimura, and S.Kato,
Direct measurement of air and precipitation particle motion
by very high frequency Doppler radar, *Nature*, 316(1986), 712-714
- 7) S.Fukao, K.Wakasugi, T.Sato, T.Tsuda,
I.Kimura, N.Takeuchi, M.Matsuo, and S.Kato,
Simultaneous observation of precipitating atmosphere by VHF band
and C/Ku band radars, *Radio Science*, 20(1985), 622-630

1 台の気象用ドップラーレーダーで得られた 突風前線の微細構造 — コメント —

上田 博 (北大 理)

1. はじめに

MUレーダーは上層大気の観測に威力を発揮しているため、MUレーダーで地上1 km付近の大気現象をどの程度測定でき、何が観測できるかは興味深い問題である。そこで、大気下層の現象の観測例として突風前線 (gust front) を1台のドップラーレーダーで観測した場合の微細構造について述べ、下層大気をMUレーダーで観測する場合の問題点を考えるためのコメントとする。

通常の気象用ドップラーレーダーはレーダービーム方向の風速成分を測定し、アンテナをスキャンすることにより、その平面分布を得る。ベクトル合成をするなどの工夫により風の分布が得られている。そのため、気象用ドップラーレーダーは気象現象の面的構造を観測するのに適している。一方MUレーダーで観測する場合には時間断面の解析が主になると考えられるので、下層大気の面的構造の特徴について調べておくことは大切であると考えられる。

2. 突風前線の検出

突風前線は、発達した積乱雲からの冷たい、急激な下降流が地上に達し水平に広がり、暖気流とぶつかる部分である。この部分では風向・風速の急変 (ウインドシア) がある。突風前線の鉛直構造については、440 mの塔のデータを用いた Charba (1974) や Goff (1975) の解析がよく知られている。突風前線の特徴を基に気象用ドップラーレーダーでは速度成分の情報から突風前線の位置を検出することができる。Uyeda and Zrnic' (1986) は、レーダービーム方向の速度成分の変化に注目して突風前線の自動検出方法の開発を行った。

突風前線に直交する方向の速度成分の変化には、図1に示されるように、突風前線付近で速度の急激な減少がみられる。この場合、レーダーに近づく速度成分を負に、遠ざかる成分を正にとっているため、低仰角では、速度の減少している部分は収束しており、上昇流になっていると考えられる。速度減少域 (B-E) の速度傾度最大の点が突風前線の位置であると考えられるが、その点は反射強度最大の点とはかなりずれている。各ビーム方向の速度の減少域から速度傾度最大の点を抽出し方位角方向につなげたのが図2の突風前線の位置である。突風前線の位置が検出できると、単純補外法によって短時間予測を行うことも可能である。

3. 突風前線の微細構造

短時間予測を主とする実用目的には上述の方法は有効であるとかんがえられるが、図2にみられる突風前線のぎざぎざのできる理由が不思議である。その原因を探るために、速度成分の減少域内の変曲点を調べた (上田・Zrnic', 1986)。以下に述べるのは米国オクラホマ州ノーマン市にある国立中小規模擾乱研究所 (National Severe Storms Laboratory) の波長 10 cmのドップラーレーダーで得られたデータを解析したものである。ここでは1981年5月9日の突風前線の例に付いて述べる。

速度成分の減少域内の変曲点をプロットすると、図3に示したように、突風前線の部分で変曲点が二列になっていることがわかる。このことを速度成分を方位角0.5°ごとに20スイープ分並べた図4で見ると、一つの顕著な速度の減少域に二つの変曲点が連なっているのが明かである。二つの変曲点のうち速度傾度の大きな方を各方位ごとに一つ選ぶと、5 km程度距離が違うので、これらの点を方位角方向につなげるとぎざぎざができると考えられる。図3にみられるような突風前線の二列の構造は 0019,0032 CSTともみられ、2~3の仰角でも検出された。また図4から、ごく小さな領域で大きな速度変動があることもみられる。

さらに、変曲点のプロットで、突風前線の前方にほぼ南北に並ぶ変曲点の列がみられた。図5に0019 CSTの四つの仰角の変曲点の位置を示した。ただし、突風前線の位置は各仰角で重なるので、仰角 1.0° のものだけをプロットした。この図から約5km間隔で変曲点が並んでいるのがわかる。これらの点の地上からの高度を調べると1-1.5kmの間にあった。この変曲点の列がどのような波動に対応するかについては、測定の時間間隔が長く、詳細については不明である。しかし、ここに示したように、変曲点の分布から、突風前線及びその付近には複雑な微細構造があることがあきらかになった。

ここに示した例以外の、1981年4月13日の例では、数百メートルのごく地表に近いところで、摩擦によると考えられる、突風前線の位置の後退と、不規則な構造もみられた。日本の様に丘陵や山地の多い複雑な地形の所では地形の効果を十分検討する必要がある。

4. おわりに

気象用ドップラーレーダーを用いた種々の観測方法が開発され、実用面への応用研究も進められており、今後ますます対流圏内の気象現象の解明に利用されていくものと考えられる。一方MUレーダーでは対流圏下層より高いところはもちろん、地上1km付近までの下層大気の観測において、降水の問題も含めた各種の気象現象が研究されるようになっていく。MUレーダーと気象用ドップラーレーダーの同時観測によって、対流圏下層の現象も研究されていくことが期待される。

参考文献

- Charba, J., 1974: Application of gravity current model to analysis of squall-line gust front. Mon. Wea. Rev., 102, 140-156.
- Goff, R.C., 1975: Thunderstorm-outflow kinematics and dynamics. Tech. Memo. ERL NSSL-75, NOAA ERL, 63pp.
- Uyeda, H. and D. S. Zrnic', 1981: Automatic detection of gust front. J. Atmos. Oceanic Technol. 3, 36-50.
- 上田 博・D. S. Zrnic', 1986: 1台のドップラーレーダーでみられたガストフロントの微細構造. 日本気象学会秋季大会予稿集.

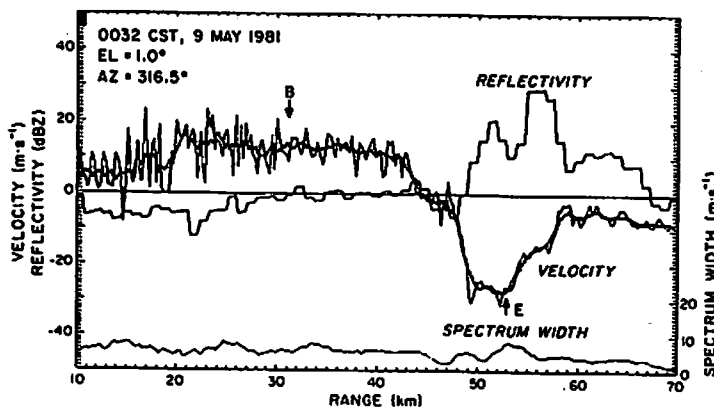


図1 1981年5月9日0時32分の突風前線に直交する方向の反射強度、速度成分及びスペクトル幅のプロファイル。太線の速度はゲートの移動平均を示す。B、Eはそれぞれ速度の減少域の始まりと終わりを示す。

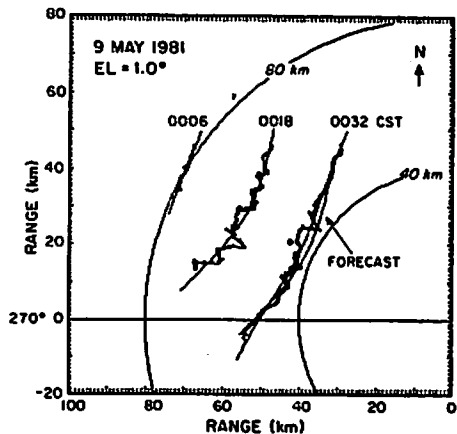


図2 1981年5月9日0時32分に検出された突風前線の位置と予測位置 (FORECAST)。細線は二次の回帰曲線を示す。

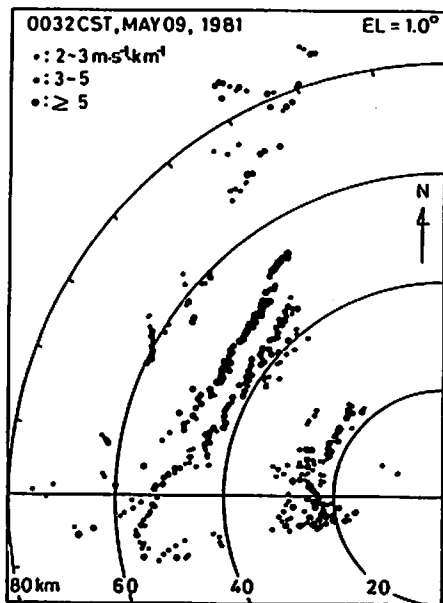


図3 1981年5月9日0時32分の仰角1°の速度減少域中の変曲点分布。

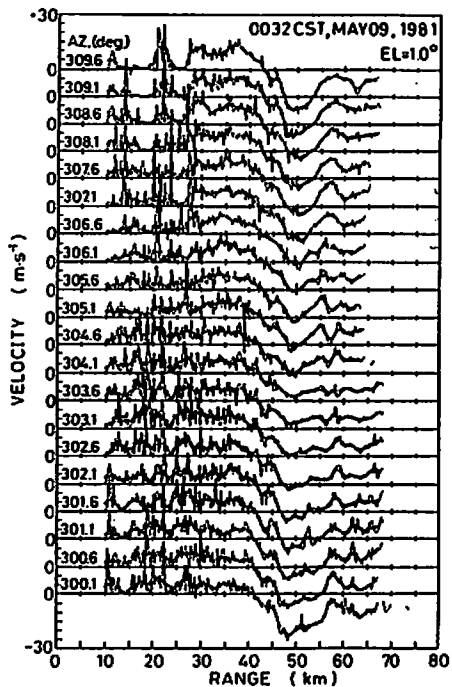


図4 1981年5月9日0時32分の仰角1°のスキヤンのうち、方位角300.1°から309.6°まで、0.5°間隔のレーダービーム方向の速度成分プロファイル。太線は9ゲートの移動平均を示す。

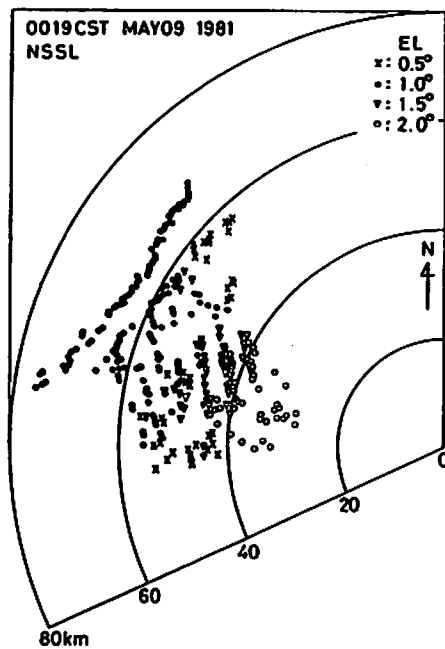


図5 1981年5月9日0時32分の四つの仰角での変曲点分布。ただし、突風前線の位置は仰角1°のもののみを示した。速度傾度 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 以上の変曲点をプロットした。

レーダー大気物理学の将来像

廣田 勇 (京都大学理学部)

MUレーダーが動き出してから早くも二年余りが経過した。その間、各学会や種々のシンポジウムを通じて既に多くの観測研究成果が発表されてきている。共同利用の申請件数もますます増加しつつあることから考えて、MUレーダーを用いた大気物理学の研究は今後一そう発展してゆくであろうことは想像に難くない。従って、「レーダー大気物理学とは如何なるものか」との質問に対する答のひとつとして、数年後にはMUを用いた研究の成果報告集が目ざからその性格を語ることになろう。また是非そうあってほしいと願う。

しかし一方、成りゆきまかせが常に正しい方向にのみ進むとは限るまい。ゼロからの出発が数歩の足跡をしるしつつある現在、あらためて「観測的研究とは如何にあるべきか」を考えてみるのも意義のあることと思われる。その意味で、過去二十年間、気象ロケット・衛星等に関連した大気科学の観測的研究にたずさわってきた者のひとりとして、いささかの私見を述べてみたい。

「観測」とは、単に測器・測定・データ取得という狭い意味だけではない。得られたデータから大気物理学を理解することにまでつながってこそ、はじめて観測の意義が生まれる。

従って、まず第一に強調すべきは、MUに限らず、ある測器を用いた研究を行なう際に、「何が測れるか」と「何を測るべきか」とを峻別することである。これは、その研究の動機と目的を明確にすることに他ならない。

次に意識すべきことは、データ解析そのものの性格づけである。私は常日頃、この種の仕事の評価基準として、右に示すような2x2のマトリックスを想定している。図中のPはPhenomena, CはCharacteristics, FはFactors, MはMechanismを表わしている。具体例を挙げるなら、Pの代表は突然昇温やQBOの発見、Cは各種波動の卓越周期・波長の決定などである。一方、Fとしては、角運動量保存則の要請から導かれた赤道成層圏界面レベルにおけるケルビン波の検出やオゾンのグローバル分布の説明に必要な平均子午面循環の算

	発見的	立証的
定性的	P	F
定量的	C	M

定などが挙げられよう。MはP, C, Fをふまえた上での最終段階であり、強いてあげれば大気大循環のエネルギーバランス計算などがこれに相当しよう。いずれにせよ、このような性格づけの明確なものほど後続の研究に与える影響は大きい。MUから生れてくる研究成果の夫々がこのマトリックスのどの位置に対応するかは重要な問題である。

三番目に注意すべきことは、MUレーダーのような「一点観測」の持つ特徴であり、これは衛星観測と対照をなす。本来、 (x, y, z, t) の4次元の函数である物理量を、高度と時間の (z, t) 2次元空間のみで測定することの限界を如何に克服すべきかは、レーダー大気物理学に課せられた最大の宿題であるといっても過言ではない。この答を探るひとつの方向は、たとえば高度軸 z に沿って80~100km付近に集中している特徴的な諸現象(zero-wind line, mesopause, homopause, turbopause, D-region, LTE-NLTE境界等)のように従来別途に扱われてきたものを、統一的・総合的に考え直すことである。重力 g 、気体定数 R 、温度 T の組合せで規定されるスケールハイト H という概念はまさにこのことを象徴しているように思われる。大型設備の共同利用とは、決して単なる乗合バスであってはならない。MUひとつで総合観測ができるはずである。

以上、きわめて当然の事柄を述べたにすぎないようにも思われるが、これから「レーダー大気物理学」という枠組(学問体系)を構築してゆく途上において、このようなチェック項目を常に意識しておくことはやはり必要なことであろう。

赤道レーダー計画

深尾昌一郎、津田 敏隆、佐藤 亨、加藤 進
(京大超高層)

1. はじめに

MAP は中層大気研究の進展上極めて大きな意義を持つものであった。未知圏と言われた中層大気に明るい光を当て解明への道を拓いた事業であった。しかしながら赤道域中層大気については、主としてその地理的な制約からMAPによっても十分な解明がなされずにとり残されたままである。このため1983年8月、西独ハンブルグ市で開かれた第18回IUGG総会は、赤道域中層大気研究のために大型レーダー等の観測設備を建設する意義を認め、その実現を勧告した。

2. 建設の意義

赤道域中層大気は、強い太陽紫外放射に晒され下層大気からの力学的・熱的な輸送が顕著である。そのため超高層大気にとっての極域と同様、様々な興味ある現象が生起することが知られているが、その多くはまだ未知のままである。なかでも赤道大気波動や成層圏-対流圏の物質交換、更に熱帯気象に関する諸現象の解明は大変重要である。しかしこうした中層大気研究上の意義の他に大きな視点-将来のSTP (太陽地球系物理学)の発展-からの意義を考えておく必要がある。いうまでもなく地上より超高層まで大気は連続に広がっている。太陽より放射されたエネルギーはこれ等の大気と相互作用しながら地上に達する。その結果大気は様々の空間・時間的規模で運動しまた広大な空間をその運動状態が伝搬してゆく。地上近くの大気の乱れには数百kmの高度にまで伝わるものもあり、全地球規模に広がってゆくものもある。また地球外からの電磁力により超高層で励起される運動には中層大気まで伝搬するものもある。今や従来のように対流圏・成層圏・中間圏・電離圏などと大気を区分して各領域毎に理解するのではなく、地上より超高層までの大気を一つの連続した領域として扱うことが要請されている。赤道レーダーを新しく建設する以上、この点は充分考慮されねばならない。具体的には例えば大気全域を考える上で重要な乱れの最小の時間スケールを全域で正しく観測できるシステムでなければならない。これは“分”の観測時間分解能を意味する。現有のMUレーダーは、残念ながら電離圏の観測にはこの性能を有してはいない。

3. 赤道レーダーシステム

赤道レーダーが地上近くより超高層までの大気を一気に観測しうるためにはMUレーダーの10倍(世界一)の感度を持つことが必要である。このためアンテナ開口面積を10倍に拡大する。これを比較的廉価に実現するためにアンテナ4本をひとまとめにして給電することにより送信機の数が増えないようにする。このシステムは本質的にはMUレーダーと同一の構成を持ち、MUレーダー設計の際に開発された多様な機能が踏襲されている。表1に赤道レーダーの主要諸元を図1にその完成予想図を示す。

4. 赤道レーダーの位置

赤道レーダーは赤道大気波動を研究する上から南北数度以内に位置する必要がある。更に様々の物理過程を緯度変化との関連で理解するために既存の観測チェーンが活用できることが望ましい。この点では、西太平洋又は東太平洋の赤道域が有望である。いずれの地域も磁気赤道から緯度5°以上離れており赤道ジェット電流による強い電波干渉を受けることもない。特に西太平洋域は日本-台湾-オーストリア-と大型レーダーが最も広範囲に連なる経度である。

これらの地理的要件が満たされた上で、地元で強い熱意を持った受け入れ機関がないと実現は不可能であろう。幸い、インドネシア国立航空宇宙庁(LAPAN)が赤道レーダ

表1 赤道レーダーの主要諸元

建設予定地	ボンティアナ (インドネシア) (0. 03° N, 109. 29° E)
構成	モノスタティック・パルスレーダー アクティブ・フェーズドアレイ方式
中心周波数	47. 0MHz
アンテナ	
構成	略円形アレイ 4素子直交八木×2352本
開口面積	84700m ² (有効直径325m)
ビーム幅	1. 2° (片道半値幅: 全群使用)
走査範囲	天頂角10° 以内の1441方向
偏波面	東西・南北直線及び左右円偏波
送信機	
構成	四体送受信モジュール×588台
最大出力	1. 1MW (尖頭値) 55kW (平均値)
帯域幅	1. 65MHz (最大)
I P P	400μs~65ms (可変)
受信機	
帯域幅	2. 0MHz (最大)
直線性	70dB
I F	5MHz
検波方式	同期直交検波
A D変換	12ビット・1MHz×8系統
パルス圧縮	二値位相変調 (32ビット以下任意符号列)

一に強い関心を示しており、機関を挙げて建設・運営に協力をしたいと申し出ている。LAPAN は既にカリマンタン (ボルネオ) 島ボンティアナ (PONTIANA K) 市 (0° 01' 31" S, 109° 17' 31" E) に 900ha の土地をこのために確保している。

これ迄の予備調査で電波環境及び生活環境のいずれにも重大な問題はないことが確認されている。更に LAPAN の幹部とも度々接触し、受け入れ機関として充分信頼できる相手であるという感触を得ている。これらのことから現在当市を赤道レーダーの建設地として最も有望であると考えている。

5. まとめ

本計画を現実的にいかに推進すべきかは未定である。そして、完成後、この設備をいかに維持、運用、利用するかも不明である。しかし、我国の研究成果が MAP を通して関係分野で高い評価を受けており、かつインドネシアが具体的な有力候補地となっている現在、同じ西太平洋域に位置する日本には積極的にこの計画を推進する使命があると思われる。本施設の学術上及び実際上の重要性を考え、米国は建設の費用を分担する申し出をしている。この機会に赤道域大気観測をスタートすることは我々が極地に初めて観測基地を持ったことに匹敵する大きな意義があることと考えられる。

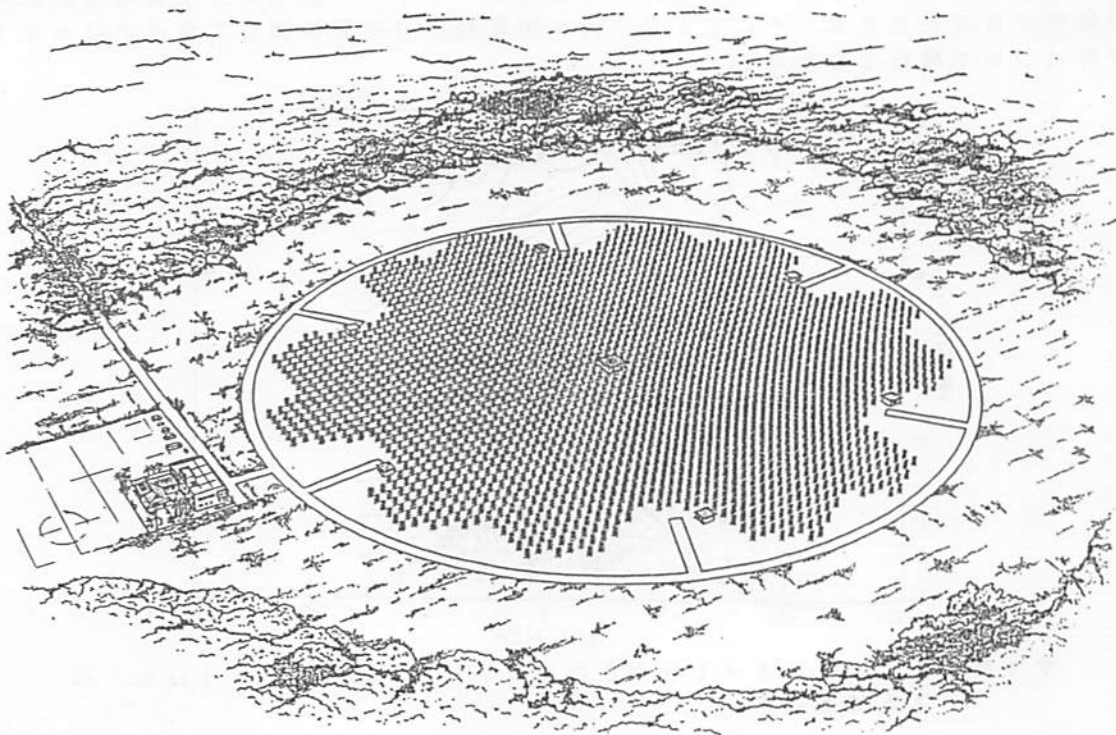
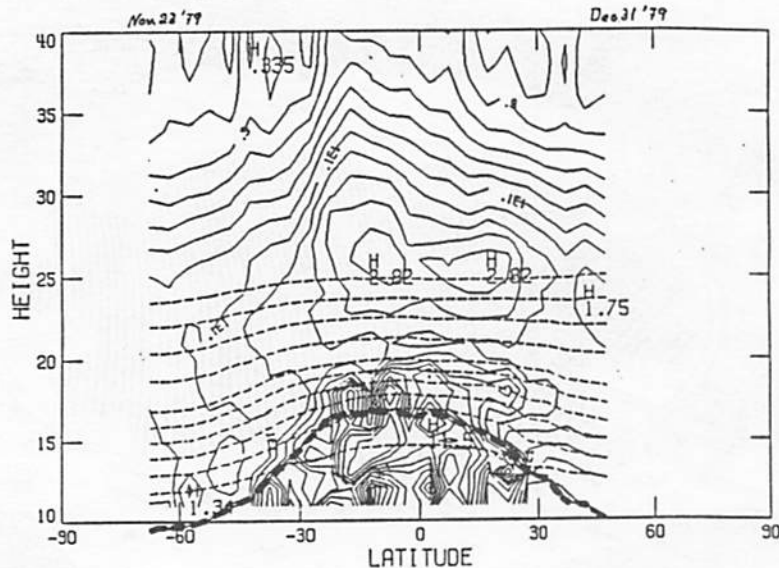


図1. 赤道レーダーの完成予想図

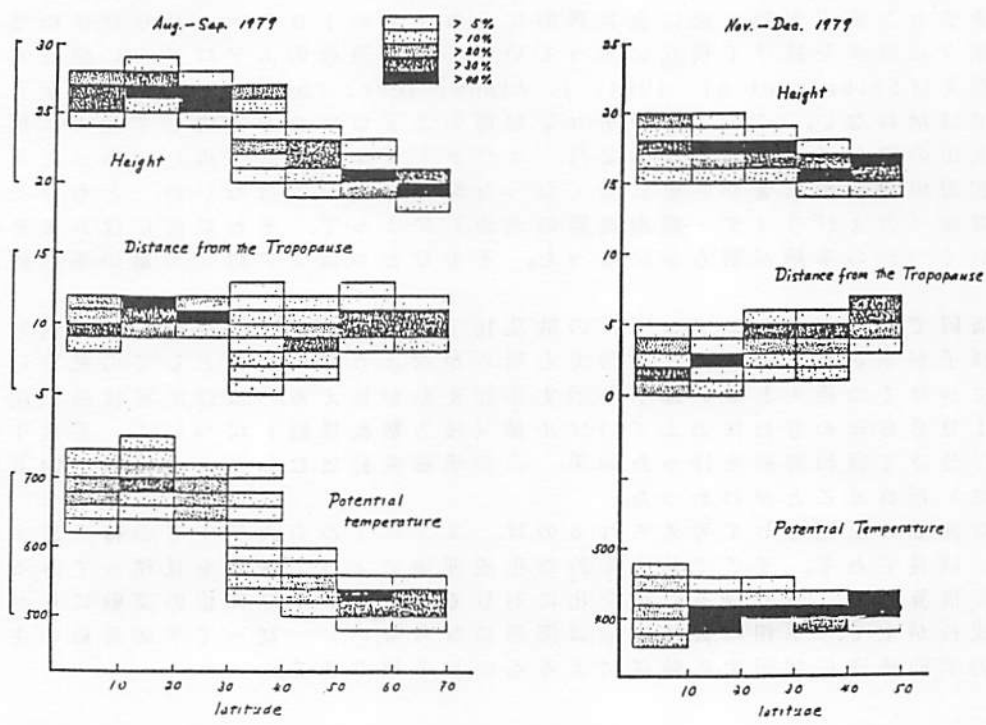
1. ライダーは電磁波の光の領域を利用するレーダーであるから、大気中では、光との微視的な相互作用を行う原子、分子や、波長に近いスケールの粒状物質などを標的とする。標的物質からのエコー強度を測定することによって、その物質の大気中での分布状況を知ることができ、また多波長観測や偏光解消度の測定によって、エアロゾルのような粒状物質の種々の物理的な性質を調べることができる。しかし、電波を利用する通常のレーダーと異なって、ドブラーシフトからその標的物質の運動を求めることは、相当高度な分光技術を用いても現在通常用いられているレーザーの出力や受信系の大きさでは容易ではなく、ライダーによる風の直接的な測定は、現在のところ対流圏に限定される。従って、上層大気の力学的構造に関しては、ライダー観測からはM Uレーダーのように直接的な情報を得ることはできず、測定された大気成分の密度変化を通しての間接的な情報を得るにとどまる。

成層圏以上の高度でこれまでライダーで観測されてきた大気成分は、空気分子(その成層状態から絶対量として大気温度が得られる)、エアロゾル、オゾン、流星金属元素層(N a, K, L i, C a イオン)等であるが、ここでは成層圏エアロゾル層をとりあげて、特に大気の力学的構造に起因する物質輸送という観点で福岡におけるライダー観測の現況を紹介し、加えて我々も協力している人工衛星観測についても言及することにする。

2. 成層圏のエアロゾル、オゾンに関しては、日米欧のライダーグループの協力によって、1979年にNASAのSAGE衛星による観測が開始されている。ライダーでは、相当の頻度でしかも観測地点上空のエアロゾル高度分布を高精度高分解能で測定できるが、一般には観測は1地点に限られる。これに対して人工衛星による観測は、全球(実際には南北約65度以内)を掃引するのに1カ月以上もかかったり、相当広い水平距離にわたっての平均値的な値しか得られないというような難点はあるものの、とにかくグローバルな分布を知ることができるという利点を持つ。従って、ライダー観測と人工衛星観測とは互いに相補的であると言える。そこでまず、人工衛星観測の結果に関して我々が行った1、2の解析について触れておきたい。



第1図 人工衛星によって観測されたエアロゾル減衰係数(1 μ m)の高度緯度変化



第2図 エアロゾルピーク出現頻度 (A) 左図 火山噴火前1-2カ月 (B) 右図 火山噴火後1-2カ月

SAGE衛星は1979年に打ち上げられたが約1年半で観測を停止し、その後1984年以来SAGE-Iが観測を続行している。SAGE-Iに関しては、最近1984年の観測結果が出たばかりで現在解析中なので、ここで用いるのはSAGE-Iのデータである。人工衛星データから求められるのは、エアロゾルによる光の減衰係数(大略エアロゾルの濃度に比例)の高度分布である。

第1図は、約1カ月で南緯65°から北緯50°までの領域で観測されたエアロゾルによる波長1μmの光に対する減衰係数を、緯度5毎に平均したものである。ちょうど1979年10月に南米のシエラネグラ火山が噴火したあとであり、これに起因するエアロゾルが北半球では中緯度にまで輸送されているのが見える。図中に細い点線で示したのはNOAAから提供された気象データから求めた等温位線であり、太い点線は圏界面高度を表す。

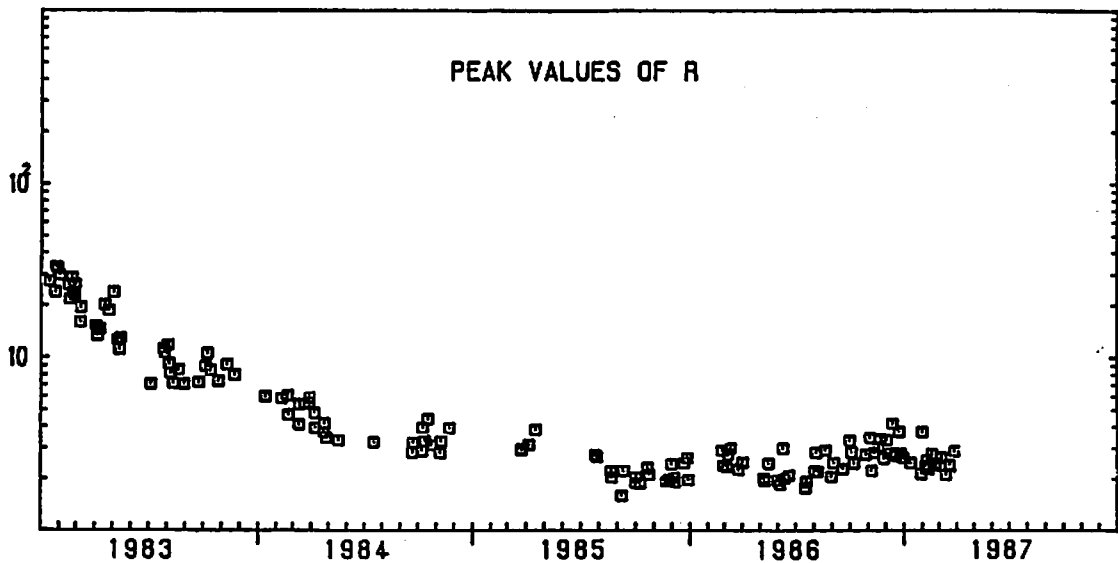
個々の比減衰係数(エアロゾルと大気分子の減衰係数の比(大略エアロゾル混合比に比例)高度プロファイルからエアロゾル層のピークの高度とその高度での温位、およびその地点での圏界面高度との関係を表したのが第2図である。これは地表および圏界面を基準とする1km毎の高度領域及び温位の値20毎の領域(ほぼ等しい高度間隔)におけるピークの出現する頻度を表すヒストグラムである。第2図の(A)は火山噴火以前、(B)は噴火以後のものであるが、噴火以前は圏界面ギャップの存在する中緯度を除いて圏界面からほぼ等しい高度に分布しているのに対して、噴火後はほぼ等温位線に沿って分布する。このことは火山噴火によってできた新しいエアロゾルが、等温位面に沿って高緯度へ(噴火後約1カ月後には少なくとも北緯40-50にまで)輸送されたことを示す。その後のデータ解析から、火山噴火後2-3カ月はエアロゾルは等温位面に沿っているがそれ以後は圏界面に沿って分布することがわかる。1980年のアメリカのセントヘレンズ火山噴火前後解析からも、同様の結果が示された。

これは一例であるが、このように人工衛星観測はグローバルな輸送の状況を明らかにする。なお、人工衛星による観測結果は日、米、欧のライダーや気球の観測結果との詳細な比較検討が行われ、圏界面より1-2km以上の高度では、プロファイルの細かな構造を除いて正しい値をとっていることが確認された。

3. さて、ライダー観測結果によると、最近の成層圏エアロゾルは、1982年のメキシコのエルチチョン火山大噴火後に全世界的にそれまでの100-1000倍の増加を示し、その後徐々に減少を続けて現在に至っている。噴火直後のエアロゾルに関しては数多くの論文（例えばShibata et al. 1984, J. Atmos. Terr. Phys. 46 1121）で示されているからここでは触れない。このエルチチョン起源のエアロゾルが消失して元の状態に戻る以前に他の火山の噴火（1985年12月、ネヴァドデルルイス火山）があったため、エルチチョン起源の擾乱の影響が完全になくなった時期は定かではないが、ともかくこのエアロゾルの増加（およびライダー観測機器の進歩）によって、それ以前にはあまり明確ではなかったいくつかの事柄が明らかになった。そのひとつはエアロゾル量の季節的変動である。

第3図に福岡で観測されたエアロゾルの散乱比（大略エアロゾル混合比に比例）ピーク値の変動の様子が示されている。この図でも明らかなように、全体としての減衰に重なって冬から春にかけての極大と夏の極小を示す季節変動が見える。ほぼ定常状態に戻ったと考えられる1986年の春以降のエアロゾル量（後方散乱係数）について、高度18 km以上と以下に分けて調和解析を行った結果、この季節変動はむしろ上の領域で顕著に（変動量約30%）現れることがわかった。

このような変動の原因として考えられるのは、エアロゾルの大気中での輸送およびその場での生成、成長である。そこで熱力学的な生成理論によって後者を見積ってみると、後方散乱係数に換算して、有り得る温度変化に対してせいぜい10%位の変動にしかならない。（凝縮成長が主で、単相均質核生成は問題にならない）従って季節変動の主たる原因は大気の力学的構造に起因する輸送によるものと予想できる。



第3図 ライダーで観測されたエアロゾル散乱比ピーク値の変動

さらに個々の高度プロファイルを見ると、夏期には18-20 km付近にピークを持つ安定した薄い層が存在していて特に8月にはほとんど変化を示さない。これに対して特に冬から秋にかけては24-5 km近傍にもしばしば第二のピークが現れ、層の形は複雑に変化をする。第4図に、夏冬の典型的なプロファイルを示す。

このような変動と福岡気象台で観測された風とを比較して、次の結果を得た。

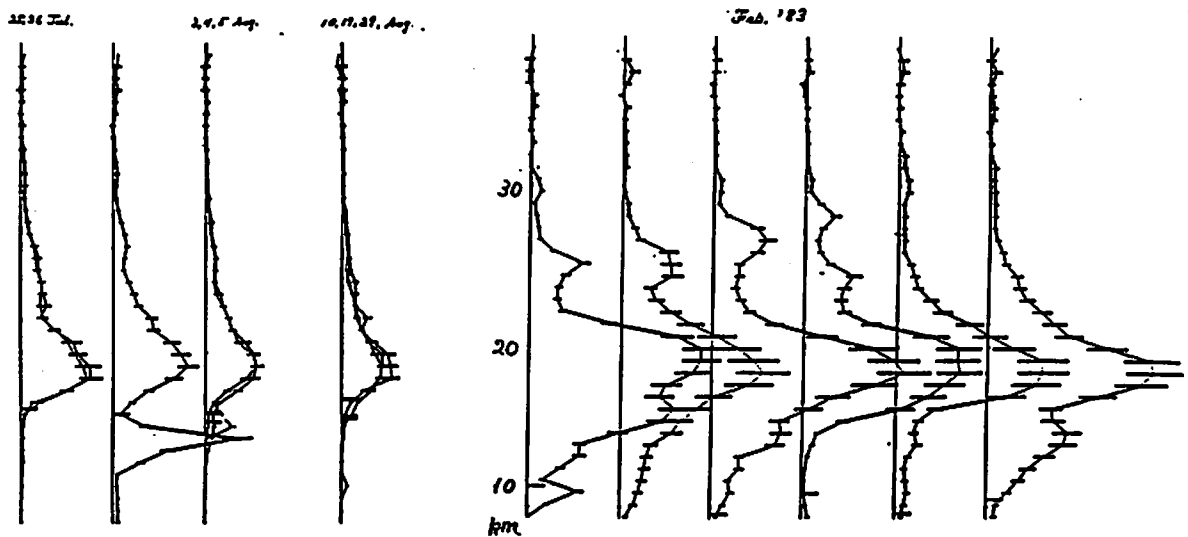
(1) 夏期の安定した層の高度領域は東風領域である。秋から春まではエアロゾル層は

ほぼ完全に西風領域にある

(2) 夏期以外に高層に第2のピークが現れるのは、その高度で風が南寄りであるとき、またはその直前まで南寄りの風が数日間卓越していた場合である。

このことからエアロゾルの季節変動は、プラネタリー波に伴う物質の大規模な子午面輸送を反映していることが予想される。この季節変動については、SAGE-Iの観測期間にはいくつかの火山噴火による変動があったため、あまり明確ではない。ライダーと同時期の観測を含むSAGE-IIのデータ解析が進めば季節変動のいろいろな側面がさらに明確になるであろう。

4. 以上2、3の例で示したように、成層圏エアロゾルの変動は主として大気中での輸送に起因するものと考えられるから、ライダーの世界的ネットワークや人工衛星による観測を総合してさらに詳細な検討を行うことによって、逆に大気中の物質輸送の形態に関する情報を得ることができると考える。



第4図 エアロゾル散乱比高度プロフィルの典型例(1983年)
左図 7-8月 右図 2月に観測されたもの

(FY 86 RASC) 合同シンポジウム
(第一回 MULレーダー)

京都大学超高層電波研究センター
〒611 京都府宇治市五ヶ庄
TEL 0774-32-3111
