

第260回 生存圏シンポジウム

第8回
MU レーダー・赤道大気レーダー^一
シンポジウム

平成26年9月16日・17日

京都大学生存圏研究所

は　じ　め　に

滋賀県甲賀市信楽町に位置する MU レーダーは、完成当初の昭和 59 年から全国共同利用に供され、広範な学問分野に渡る多くの成果を上げ続けている。平成 16 年に導入された「MU レーダー観測強化システム」では、レーダーイメージング観測が可能になるなど、常に世界で最も高機能な大型大気レーダーとして活躍を続けている。MU レーダーは、電気・電子分野の世界最大の学会である IEEE(The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.)より、マイルストーン賞に認定された(贈呈式は平成 27 年 5 月を予定)。同賞は、実用化から 25 年以上経過し、IEEE の活動分野において社会の発展に多大な貢献をした歴史的偉業を称えるもので、アクティブ・フェーズドアレイシステムを用いた世界初の大規模大気レーダーとして、大気科学やレーダー技術の発展に貢献したことが評価された。

一方、インドネシア共和国西スマトラ州の赤道直下に位置する赤道大気レーダー(EAR)は、平成 12 年度末に完成した大型大気観測用レーダーで、京都大学生存圏研究所(RISH)とインドネシア航空宇宙庁(LAPAN)との協同運用により長期連続観測が続けられている。平成 13~18 年度に実施された科研費・特定領域研究「赤道大気上下結合(CPEA)」において、その中核設備として利用され、平成 17 年度から EAR 及びその関連設備の共同利用を開始した。当初から国際共同利用にも供しており、海外の研究者による共同利用が全課題数の約 3 割を占めている。京都大学では、赤道大気レーダーを MU レーダー並に高性能・高機能化するべく赤道 MU レーダー(EMU)を概算要求している。日本学術会議の学術の大型施設計画・大規模研究計画に関するマスタープラン「学術大型研究計画」(マスタープラン 2014)の重点大型研究計画に EMU を主要設備の一つとする「太陽地球系結合過程の研究基盤形成」(津田敏隆代表)が選定された。また、文部科学省のロードマップ 2014 にも選定された。

平成 26 年 9 月 16 日・17 日に、京都大学宇治キャンパスの木質ホールにおいて第 8 回 MU レーダー・赤道大気レーダーシンポジウムを開催した。共同利用により得られた研究成果のほか、大気科学・レーダー工学に関連する研究成果や計画について 33 件の研究発表があり、活発な議論が行われた。2 日目午前には深尾昌一郎先生記念特別セッション「レーダー大気科学の展開」において、MU レーダー・赤道大気レーダーに関連する研究のレビューや将来計画について発表・議論された。

今後も益々共同利用研究が活発化し、関連研究分野の発展に大きなインパクトを与えるものと期待している。

平成 27 年 1 月

京都大学生存圏研究所
MU レーダー/赤道大気レーダー全国国際共同利用専門委員会
委員長 山本 衛

目 次

MU レーダー・赤道大気レーダー全国国際共同利用の現状	1
山本衛・橋口浩之(京大 RISH)	
MU レーダー上空で急発達した積雲対流の微細構造	4
柴垣佳明・久保達哉(大阪電通大)・橋口浩之(京大 RISH)・H. Luce (Toulon 大, 仏)・山中大学(JAMSTEC)	
Convective instabilities underneath mid-level clouds. Part I: Results of MUR observations	8
H. Luce (Toulon-Var 大, 仏/京大 RISH)・A. Kudo (気象庁)・H. Hashiguchi (京大 RISH)・R. Wilson (LATMOS, CNRS, 仏)	
Convective instabilities underneath mid-level clouds. Part II: Results of simulations and comparisons with MUR observations	14
A. Kudo (気象庁)・H. Luce (Toulon-Var 大, 仏/京大 RISH)・H. Hashiguchi (京大 RISH)・R. Wilson (LATMOS, CNRS, 仏)	
Measurement of vertical wind in precipitation by the MU radar: A case study	18
Tong Gan・M.K. Yamamoto・H. Hashiguchi (京大 RISH)・H. Okamoto (九大応力研)・M. Yamamoto (京大 RISH)	
リモートセンシングおよび直接計測を組み合わせた大気微量物質の観測	19
矢吹正教・高橋けんし・Yutong Liu・吉川賢一・上杉拓磨・津田敏隆(京大 RISH)・林泰一(京大防災研)	
2 基の隣接した 1.3GHz ウィンドプロファイラレーダーを用いた豪雨発生に関連する下部対流圏の水平風収束の観測	21
中城智之(福井工大)・山本真之・橋口浩之(京大 RISH)	
赤道大気レーダーによる F 領域沿磁力線不規則構造の観測	24
大塚雄一・Tam Dao・塩川和夫(名大 STE)・山本衛(京大 RISH)	
Characteristics of the equatorial spread-F over Indonesia measured by EAR, ionosondes, and GPS scintillation receivers	29
Dyah Martiningrum・M. Yamamoto (京大 RISH)・Prayitno Abadi (LAPAN, インドネシア)	
EAR サイトで観測された GPS 電離圏シンチレーションの 11.5 年間の出現特性	35
小川忠彦(NICT)・大塚雄一(名大 STE)	
SEALION イオノゾンデによる赤道電離圏高度の変動:ionospheric ceiling	41
丸山隆・上本純平・石井守・津川卓也(NICT)・P. Supnithi (KMITL, タイ)・T. Komolmis (チェンマイ大, タイ)	

Beacon experiment of ionospheric irregularities in Thailand-Indonesia	47
Kornyanat Watthanasangmechai・M. Yamamoto (京大 RISH)・A. Saito (京大理)・R. Tsunoda (SRI International, 米)・T. Maruyama・T. Yokoyama (NICT)	
ISS-IMAP による超高層大気撮像と地上観測装置の同時観測	51
齊藤昭則・秋谷祐亮・穂積裕太・幸野淑子(京大理)・坂野井健(東北大理)・山崎敦(JAXA・ISAS)・大塚雄一(名大 STE)	
The saturation of gravity waves traveling from the lower to the upper atmosphere observed by the MU radar and understood by a simple theory	53
加藤進(京大)・山本衛(京大 RISH)・中村卓司(極地研)	
(深尾昌一郎先生記念特別セッション「レーダー大気科学の展開」)	
MUレーダー観測で明らかになった中緯度対流システムの階層構造	58
柴垣佳明(大阪電通大)	
中層大気における内部重力波の実態とその役割	62
田中浩(名大名誉教授)	
MU レーダー観測による中緯度電離圏の研究	77
大塚雄一(名大 STE)・山本衛(京大 RISH)	
A short review on radar imaging with MUR	80
H. Luce (Toulon-Var 大, 仏/京大 RISH)	
レーダーによる宇宙線観測	86
池田大輔・寺澤敏夫(東大宇宙線研)	
1.3GHz 帯ウインドプロファイラーの開発とその社会応用	92
橋口浩之(京大 RISH)	
「レーダー大気物理学」研究室における理工学融合	96
中山大学(JAMSTEC/神大理)	
「赤道大気上下結合」を振り返って	102
山本衛(京大 RISH)	
赤道ライダーによる TTL 領域のオゾンとエアロゾル輸送過程の観測	106
阿保真・柴田泰邦・長澤親生(首都大)	
Equatorial Fountain in the Middle and Upper Atmosphere over Indonesia	110
津田敏隆・山本衛・橋口浩之(京大 RISH)	
適応的サイドロープ抑圧を用いた中間圏大気観測における流星飛跡エコーの抑圧	114
橋本大志(京大情報)・西村耕司・堤雅基(極地研)・佐藤亨(京大情報)・佐藤薰(東大理)	

大気レーダーの多機能化に向けたデジタル受信機の開発	117
山本真之・GAN Tong(京大 RISH)・川村誠治(NICT)・橋口浩之(京大 RISH)・中城智之 (福井工大)・岡谷良和・山本衛(京大 RISH)	
信楽 MU レーダーを用いたスペースデブリの形状推定に関する研究	118
河原淳人・山川宏・山本衛(京大 RISH)・佐藤亨(京大情報)・橋口浩之・増成一樹(京大 RISH)	
IUGONET データ解析システムを用いた太陽地球結合系の長期変動研究	124
新堀淳樹(京大 RISH)・八木学(東北大 PPARC)・田中良昌(極地研)・谷田貝亜紀代・梅 村宜生(名大 STE)・上野悟(京大天文台)・小山幸伸(京大地磁気センター)・阿部修司 (九大 ICSWSE)・IUGONET プロジェクトチーム	
南極大型大気レーダーで観測された冬季中間圏エコーの変動特性	130
西山尚典・中村卓司(極地研)・佐藤薰(東大理)・堤雅基(極地研)・佐藤亨(京大情報)・ 西村耕司(極地研)・高麗正史(東大理)・富川喜弘・江尻省・津田卓雄(極地研)	
赤道域半年周期振動の年々変動と経度依存性について	133
大羽田剛史・廣岡俊彦(九大院理)・江口菜穂(九大応力研)	
ベトナム・ハノイのプレモンスーン期下部対流圏に現れるオゾン増大	139
荻野慎也(JAMSTEC・神大)・藤原正智(北大)・野津雅人(極地研・JAMSTEC)・塩谷雅 人(京大 RISH)・長谷部文雄(北大)・松本淳(JAMSTEC・首都大)	
Rainfall-driven diurnal cycle of Ciliwung River: Overview and future prospects	141
Reni Sulistyowati (神大/BPPT, インドネシア)・Ratih Indri Hapsari (State Polytechnic of Malang, インドネシア)・Fadli Syamsudin (BPPT, インドネシア)・S. Mori (JAMSTEC)・ S.T. Oishi (神大)・M.D. Yamanaka (神大/JAMSTEC)	
赤道域における Ku 帯衛星回線の降雨減衰継続時間と降水雲分布の関係について	146
前川泰之・竹本圭吾・田間章宏・柴垣佳明(大阪電通大)	
EAR および BLR 観測から推定した雨滴粒径分布鉛直プロファイルに基づく対流活動不活 発時における降雨の特徴	150
下舞豊志・古津年章・藤原亮(島根大)・橋口浩之(京大 RISH)	

MU レーダー・赤道大気レーダー全国国際共同利用の現状

山本衛・橋口浩之
(京都大学生存圏研究所)

1. はじめに

MU レーダーは 1984 年の完成当初から、また赤道大気レーダー(EAR)も 2005 年から全国(国際)共同利用に供し、多くの研究成果を生み出してきた。当初は異なる共同利用委員会を組織し、課題の審査やレーダー運用等の議論を行ってきたが、2012 年 6 月に両委員会を統合して MU レーダー/赤道大気レーダー全国国際共同利用専門委員会を組織し、2012 年 12 月公募分から共同利用を統一した。本報告では、共同利用の現状について報告する。

2. MU レーダー

MU レーダーは滋賀県甲賀市信楽町に位置する中層・超高層及び下層大気観測用 VHF 帯大型レーダーであり、高度 1~25 km の対流圏・下部成層圏、高度 60~90 km の中間圏及び高度 100~500 km の電離圏領域の観測が可能である。MU レーダーの最大の特徴は、アンテナ素子毎に取り付けた小型半導体送受信機(合計 475 個)を個別制御することにより、1 秒間に 2500 回という高速でレーダービーム方向を変えることが可能であり、また、25 個のサブアレイアンテナに分割して使用することも可能である点である。こうした柔軟なシステム設計のため、大型大気レーダーとしての感度は世界 4-5 番目ではあるものの、開発後約 30 年を経た今も世界で最も高機能な大型大気レーダーとして活躍を続けている。2003 年度には「MU レーダー観測強化システム」が導入され、レーダーイメージング観測などの機能向上が図られた。信楽 MU 観測所は、MU レーダーと協同観測するさまざまな大気観測機器の開発フィールドとしても活用されており、例えば、MU レーダーが観測できない高度 2km 以下の風速を測定するために開発された下部対流圏レーダー(LTR)やレンズアンテナウインドプロファイラ(LQ-7)は、気象庁の全国 33 力所の現業用ウインドプロファイラとして採用されている。MU レーダーの標準的な観測モードのデータはホームページ上で逐次公開されている。(MU レーダーホームページ <http://www.rish.kyoto-u.ac.jp/mu/>)。

MU レーダーは「世界初のアクティブ・フェーズド・アレイ方式の大気レーダー」として、IEEE マイルストーンに認定されることが決まった。これは、電気・電子・情報分野の世界最大の学会である IEEE が、電気・電子技術やその関連分野における歴史的偉業に対して認定する賞で、認定されるためには 25 年以上に渡って世の中で高く評価を受けてきたという実績が必要である。1983 年に制定され、日本から認められたものとしては、八木・宇田アンテナ、東海道新幹線、富士山レーダーなどがある。2015 年 5 月に贈呈式が行われる予定である。

3. 赤道大気レーダー

赤道大気レーダー(Equatorial Atmosphere Radar; EAR)は、周波数 47MHz、3 素子八木アンテナ 560 本から構成される直径約 110 m の略円形アンテナアレイを備えた、インドネシア共和国のスマトラ島中西部に位置する西スマトラ州コトタバンに 2000 年度末に完成した大型の大気観測用レーダーである。本装置は、小型の送受信モジュールが全ての八木アンテナの直下に備えられたアクティブ・フェーズド・アレイ構成をとっており、総送信出力が 100 kW、アンテナビーム方向を天頂角 30 度以内の範囲で自由に設定し、送信パルス毎に変えることができ、赤道域に設置されている大気レーダーの中で世界最高性能を誇っている。EAR はインドネシア航空宇宙庁(LAPAN)との密接な連携のもとで運営されており、2001 年 7 月から現在まで長期連續観測を続けてきた。EAR 観測データの 10 分平均値はホームページ上で

逐次公開されている。(EAR ホームページ <http://www.rish.kyoto-u.ac.jp/ear/>)。

EAR は MU レーダーに比べて送信出力が 1/10 であり、中間圏や電離圏の IS 観測を行うには感度が不足している。また、受信チャンネルは 1 個のみであるため、空間領域のイメージング観測ができないなど、機能面でも MU レーダーに劣っている。下層大気で発生した大気波動が上方へ伝搬し、上層大気の運動を変化させる様子など、大気の構造・運動の解明をより一層進めるため、MU レーダーと同等の感度・機能を有する「赤道 MU レーダー(EMU)」の新設を概算要求している。日本学術会議の学術の大型施設計画・大規模研究計画に関するマスタープラン「学術大型研究計画」(マスタープラン 2014)の重点大型研究計画 27 件のうちの 1 つに EMU を主要設備の一つとする「太陽地球系結合過程の研究基盤形成」(津田敏隆代表)が選定された。また、文部科学省のロードマップ 2014 の 10 件のうちの 1 つにも選定されている。

4. 共同利用の概要と今までの推移

MU レーダーは、アジア域最大規模の大気観測用大型レーダーであり、高度 2 km の対流圏から、高度 400 km の超高層大気(熱圏・電離圏)にいたる大気の運動、大気循環を観測する。1984 年の完成以来、全国共同利用に供され、超高層物理学、気象学、天文学、電気、電子工学、宇宙物理学など広範な分野にわたる多くの成果を上げている。図 1 にこれまでの共同利用課題数の推移を赤道大気レーダー共同利用の課題数とともに示す。また、図 2 に MU レーダーの観測時間の推移を示す。2013 年度には、キャンペーン(長期間)観測課題として、Hubert Luce 代表の「Tropospheric turbulence detection from Rayleigh lidar: technique validation from concurrent observations with MUR and radiosondes」を実施した。観測データのうち標準観測については観測後直ちに、その他の観測については 1 年を経過したデータを「生存圏データベース共同利用」の一環として共同利用に供している。

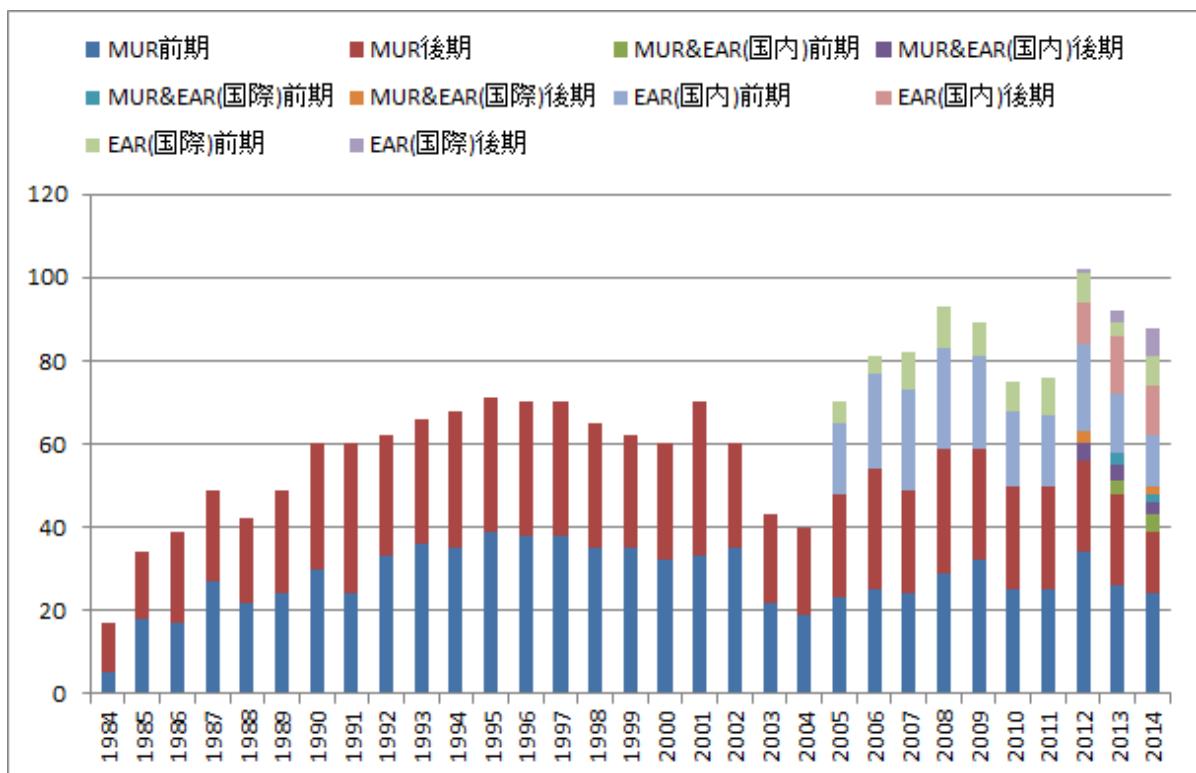


図 1 MU レーダー・赤道大気レーダー全国国際共同利用の課題件数の年次推移

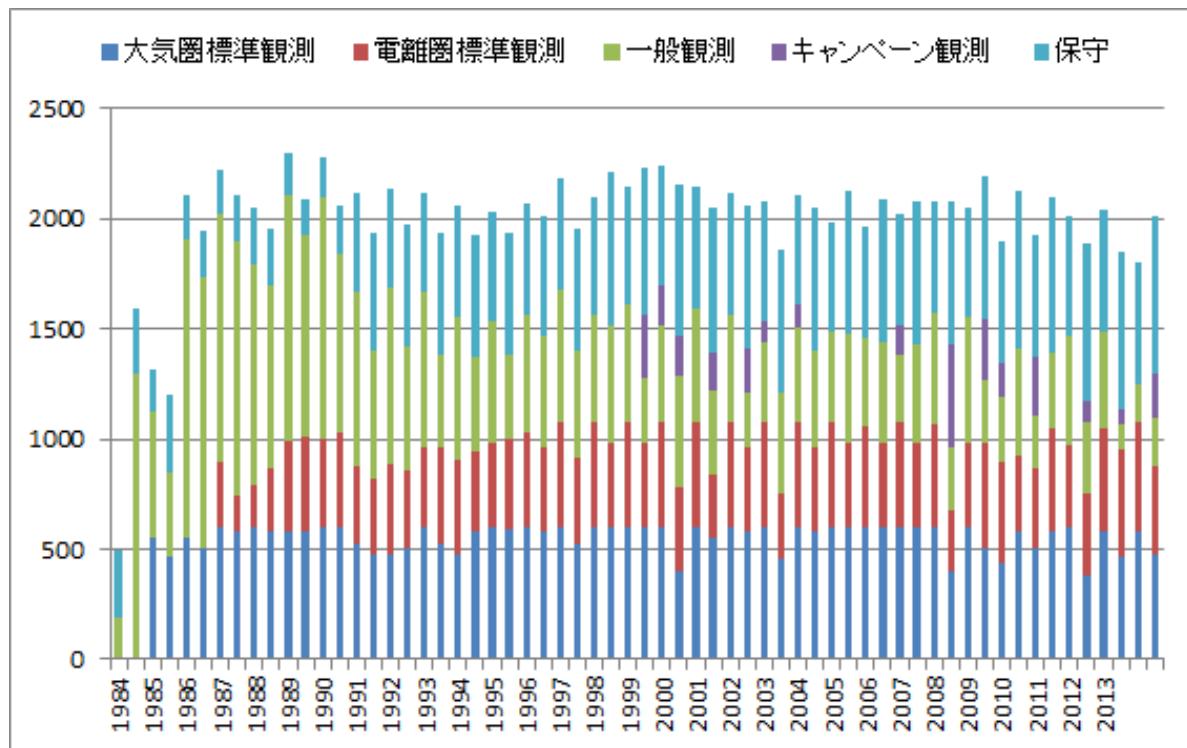


図2 MU レーダー全国国際共同利用の観測時間の半年毎の推移。

一方、EAR は、本研究所の重要な海外拠点として、国内外の研究者との共同研究によって生存圏の科学を推進するという大きな役割を担っている。同時にインドネシアおよび周辺諸国における研究啓発の拠点として、教育・セミナーのための利用も想定される。EAR は2005年度から全国国際共同利用を開始した。EAR の共同利用については、開始当初の議論から以下のような性格付けが行われてきた。(1) EAR の共同利用は、施設が外国に位置することから必然的に「全国」「国際」型が重なった形態をとること、(2) 「国際」対応について、当初2年間は、利用者を原則として日本及びインドネシアからに限定して開始し、平成19年度から本格的な全国国際共同利用施設として運営すること、(3) 共同利用は学術目的とし、海外からの利用者の資格は個別に判断すること等である。また、EAR 共同利用には、EAR を直接利用するものの他、EAR サイトへの機器の持込み観測、すなわち観測場所としての利用も含まれる。実際の観測実施については、EAR の特性を考慮し、課題をいくつかのグループに分けてスケジュールする方式を取っている。また予算の許す範囲において、EARまでの旅費(日本人研究者については日本から、インドネシア人研究者についてはインドネシア国内旅費)を支給している。

MU レーダー及び赤道大気レーダーによって得られたデータは、IUGONET プロジェクト「超高層大気長期変動の全球地上ネットワーク観測・研究」(<http://www.iugonet.org/>)によって、メタデータ・データベースが整備され、また解析ソフトウェア UDAS により簡単に図をプロットできる環境も構築されている。MU レーダー及び赤道大気レーダーの全国国際共同利用はこれまで順調に推移してきており、今後は MU レーダー・赤道大気レーダーを含む国際レーダーネットワークによる研究が一層進むものと期待される。

MU レーダー上空で急発達した積雲対流の微細構造

柴垣佳明¹、久保達哉¹、橋口浩之²、H. Luce³、山中大学⁴
(1: 大阪電通大、2: 京大 RISH、3: Toulon 大、4: JAMSTEC)

1. はじめに

空間スケール数 km から数十 km の積雲対流は、10 分程度の間に発達・成長し、地上に激しい降雨をもたらす。このような積雲対流の発達機構の解明には、その内部で発生する上昇流の振舞いや雲物理過程の把握が必要である。降雨エコーと大気エコーを同時に観測できる MU レーダーは、このようなパラメータ測定に有効であり、これまでに様々な対流システムを観測している。しかしながら、このような対流システムはレーダーから離れた場所で発達したものがほとんどであった。本発表では、2011 年 9 月に実施された MU レーダー高時間分解能観測期間にレーダー上空で急発達した積雲対流の鉛直流の振舞いや降雨特性について報告を行う。

2. MU レーダー特別観測

今回の MU レーダー観測データは、2011 年 9 月に Luce 博士が研究代表者で行われた FDI 観測のものを使用した。アンテナビームを 3 方向に限定し、FFT の際にオーバーサンプリング等を行うことで 12 秒間隔の鉛直プロファイルデータが得られた。これは GRATMAC 標準観測に比べると約 10 倍の分解能向上となる。なお、移動速度 16m/s の対流システムがレーダー上空を通過した場合、12 秒の時間分解能は空間スケールに変換すると 200 m となり、気象レーダーの距離分解能に相当する。

3. 解析結果

今回注目をした積雲対流は、日本列島の南側に位置した台風から高温多湿な空気の流入の中で形成・発達した。気象庁の気象レーダーから、積雲対流の 30 mm/h の降水域面積が信楽を通過する 15 分の間に約 40 km² から 200 km² に急拡大するのが確認された。また、その際のエコー頂は高度 12 km であった。

図 1 は、積雲対流がレーダー上空を通過した 25 分間の鉛直流の時間・高度分布と地上降水量の時系列を示す。この図から、積雲対流の発達に伴い、19 時 38 分頃から強い上昇流域が高度 5~7 km でみられ、その後高度 11 km 付近まで上昇流領域が広がった。その中では、7 m/s を超える上昇流の最大速度が観測された。19 時 47 分以降は、上昇流は弱まりその領域は下降した。ここで、積雲対流の通過前の 19 時 35 分の高度 4 km 付近に欠側域があるが、この領域では図 2 の高度 2 km で示すスペクトルのように大気エコーが強い降水エコーにマスクされ鉛直流が観測できなかった。

次に、図 2 の高度 2 km の大気と降水エコーのスペクトルに対して、非線形最小二乗法を

用いてモデル関数をフィッティングし、雨滴粒径分布の降水パラメータを求めた(Sato et al. 1990)。図 3 は、分布曲線の切片 N_0 パラメータと傾斜パラメータ Λ の時間・高度分布を示す。実線で囲んだ部分は、図 2 のように融解層高度で強い降雨エコーが存在した領域である。この図から、積雲対流の前面の強い降水エコー域下側付近では、大きな雨滴粒子(小さな Λ)域が時間とともに降下する様相がみられた。また、積雲対流内部では鉛直流の振舞いに対応した雨滴粒子サイズや雨滴個数 N_0 の詳細な分布が確認できる。

さらに、図 4 に雨滴粒径分布から求めた反射因子(dBZ)と積雲対流の進行方向の鉛直循環(矢印)の時間・高度分布を示す。この図から、前面の下層で吹き込んできた風が上層に吹き上がり、その上昇流域の下側では 45 dBZ を超える強エコー域が観測された。また、上層では前方と後方に吹き出し風成分等、積雲対流内およびその周辺を含む風速循環を明らかにすることができた。

4.まとめ

本研究では、MU レーダーの高時間分解能観測期間に信楽付近で急発達した積雲対流を捉えることに成功した。風速 3 成分と雨滴粒径分布の信頼度の高いデータセットを作成して解析を行った。その結果、積雲対流の前面では下層から伸びた上昇流域が、後面では上層で 7 m/s を超える顕著な上昇流域が観測された。また、積雲対流の前面では、融解層高度に強い降雨エコーが発見され、対流性降水の形成に強く寄与すると考えられた。さらに、雨滴流形分布から求めたレーダー反射因子から、積雲対流の降雨コア付近の微細構造やその周辺での鉛直循環構造を明らかにした。

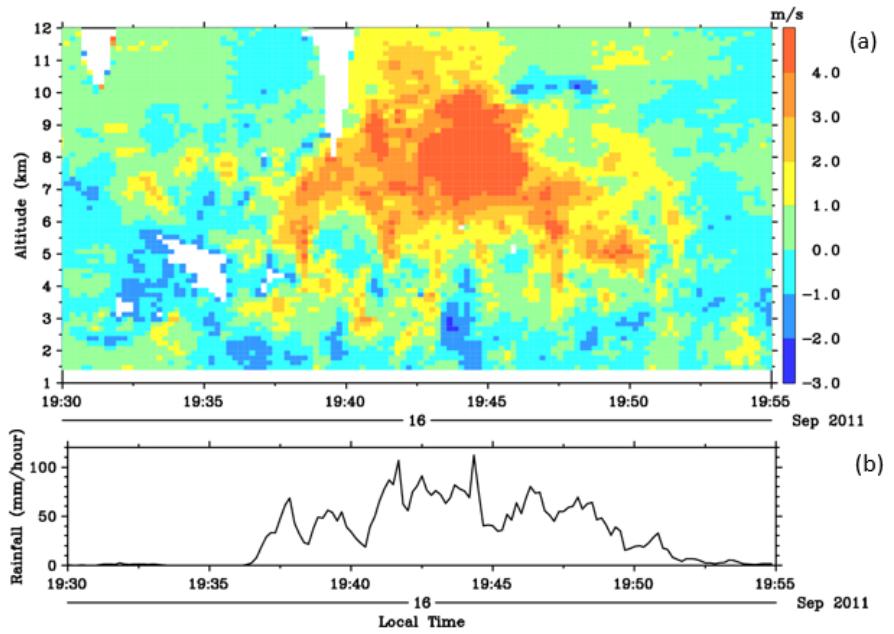


図 1: 2011 年 9 月 16 日 19 時 30~55 分に観測された(a)鉛直流の時間・高度分布と(b)地上降雨の時間変化。

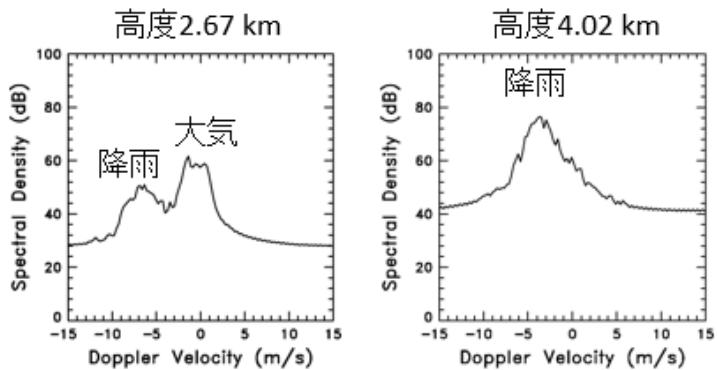


図 2: 19 時 35 分に観測された高度 2.67 km と 4.02 km での鉛直方向のドップラースペクトル。

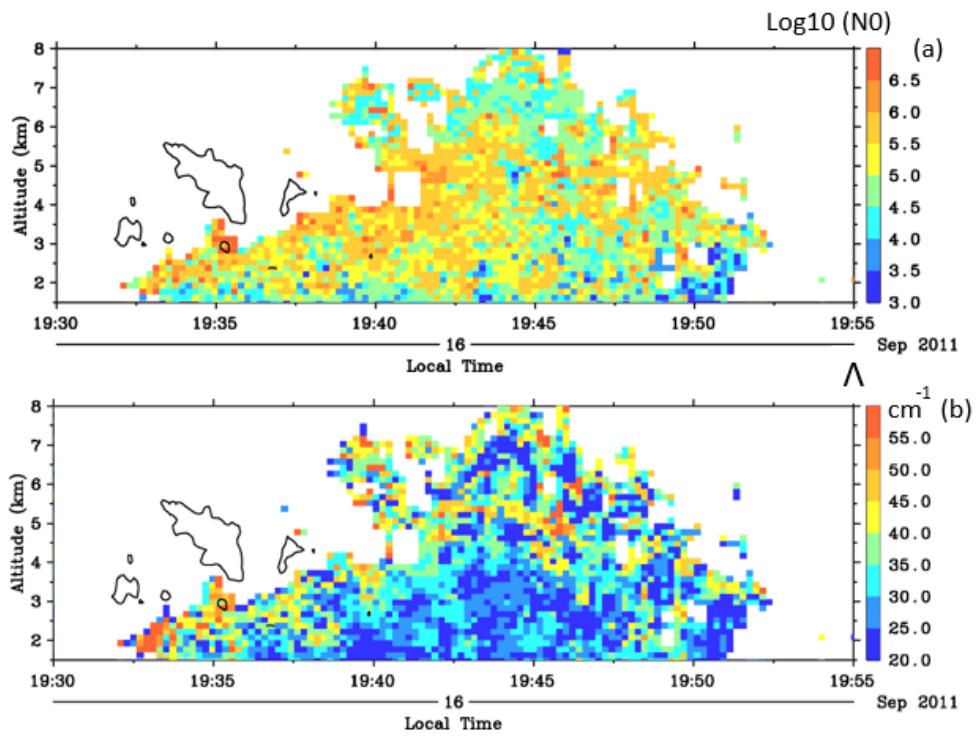


図 3: (a)分布曲線の切片 N_0 と(b)傾斜パラメータ A の時間・高度分布。

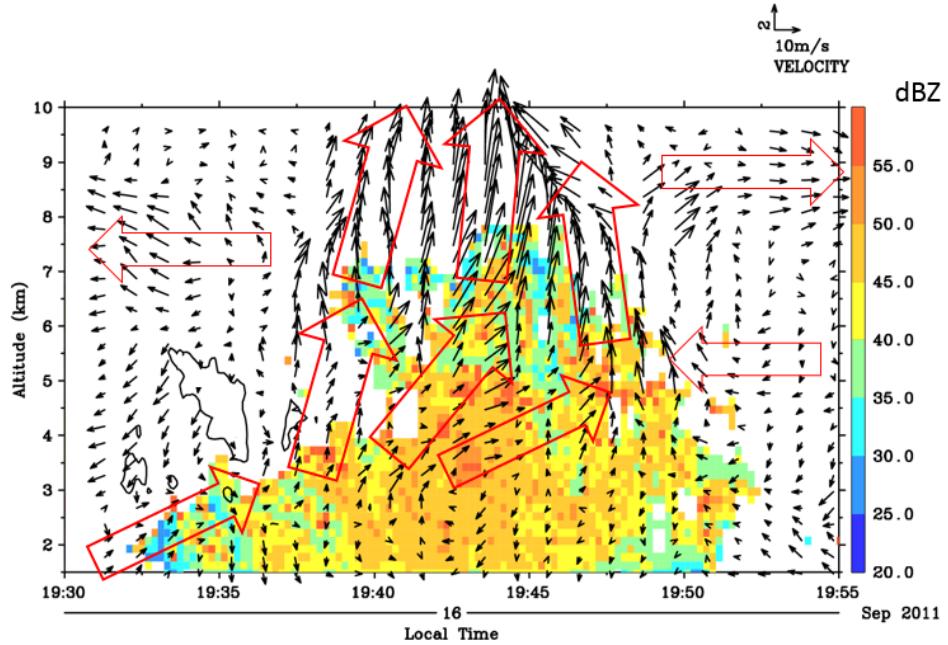


図 4: 雨滴粒径分布から求めた降雨反射因子(等値線図)と進行方向の風の鉛直循環(矢印)。

Convective instabilities underneath mid-level clouds Part I: Results of MUR observations

Hubert Luce^{1,3}, Atsushi Kudo², Hiroyuki Hashiguchi³, and Richard Wilson⁴

1 Université de Toulon, La Garde, France

2 Japan Meteorological Agency, Tokyo, Meteorological Research Institute, Tsukuba, Japan

3 Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Uji, Japan

4 LATMOS-IPSL, UPMC Univ Paris 06, Univ. Versailles St-Quentin, CNRS/INSU, UMR8190, Paris, France

1. Introduction

Dynamic shear instabilities are believed to be the main source of turbulence in the vicinity of upper level frontal zones associated with tropopause folds and jet-streams (Shapiro, 1978). Kelvin-Helmholtz billows are generated and can persist for hours or even days at the base of clouds extending above the fronts (e.g., Luce et al., 2012). These structures produce clear signatures in the VHF radar echoes which make them very easy to identify in range imaging mode with the MUR (Middle and Upper atmosphere Radar) (e.g. Fukao et al., 2011). However, recent studies suggested that turbulence can be generated by a different mechanism underneath clouds. Based on airplane pilot reports which often indicate turbulence down to a few km below cloud base, Kudo (2013) proposed that convective instabilities produced by cooling due to sublimation of snow falling into dry and weakly stratified subcloud layers can be the cause of so-called Mid-level Cloud-base Turbulence (MCT). His numerical simulations based on idealized initial conditions confirmed the possibility of such a mechanism. Luce et al. (2010) described turbulence detected by the MUR at the base of a cirrus cloud and suggested that it was likely generated by a convective instability. Since then, many cases in relation with upper level fronts have been identified from MUR observations (e.g. Wilson et al., 2014). In the present work, we describe in detail a case observed on 25 September 2011 during the TANUKI2011 experiment. The characteristics of the turbulent layer will be compared with results of three-dimensional numerical simulations initialized with simultaneously collected balloon data (see the companion paper by Kudo et al. 2014).

II. MUR observation results.

II.1 General characteristics.

Figure 1a shows the time-height cross-section of radar echo power in range imaging mode after doing the Capon processing at vertical incidence on 26 September 2011 from 0100 LT to 0500 LT in the height range 2.0-8.0 km. A RS92G radiosonde was launched at 02:38 LT. The dashed thick line shows the balloon altitude versus time. The other profiles are the measured temperature, dew point temperature and vertical shear profiles with arbitrary scales for easy reference. The corresponding time-height cross-sections of vertical velocity and turbulent kinetic energy (TKE) are shown in Figure 1b and 1c, respectively. Assuming isotropy of the turbulent wind fluctuations, TKE is given by $3/2w_{rms}^2 \approx 3/2\sigma_{turb}^2$ where w_{rms} is the r.m.s. value of the vertical velocity and σ_{turb}^2 is the variance of Doppler spectral peak corrected from the non-turbulent effects. σ_{turb}^2 is an estimate of w_{rms}^2 (see Wilson et al., 2014 for more details).

Figure 1a shows a deep layer of intense echo power around the altitude of 5.5 km with nearly vertical or curled striations (e.g. at 0140 LT) and quite irregular edges. This layer was observed from 15:20 LT on 25 September (not shown). The altitude of the top of layer was 6.1 km at 0100 LT, 5.5 km at 0300LT and 5.0 km at 0500LT. Its depth increased with time from about 700 m at 0100 LT to about 1500 m at 0500 LT and was about 1200 m at 0300 LT, i.e., during the balloon flight. The in situ profiles clearly indicate that the turbulent layer occurred just below a frontal zone (i.e. beneath a temperature inversion and a strong shear at the cloud base). Interestingly, there is no apparent signature of the frontal zone itself in the radar echoes while it is recognized that vertically pointed VHF radars can be used to observe

the structure of frontal zones due to its sensitivity to stable layers. The depth of the turbulent layer detected by the radar corresponded to the depth of the weakly stratified layer where the dew point temperature was nearly constant. Below the turbulent layer (i.e. ~ 4.3 km), the air was very dry. At the base of the layer, there was a small temperature inversion and the wind shear was not enhanced. Figure 1b shows that the vertical velocity perturbations were maxima *inside* the turbulent layer. Downdrafts and updrafts up to ± 2.3 m/s around the balloon flight occurred more or less regularly over the whole depth of the layer. Finally, Figure 1c shows that TKE was enhanced in the altitude range of the turbulent layer with local values exceeding $2.5 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$, especially after 0420 LT. The echo pattern above the front clearly suggests that the cloudy region was turbulent, but echoes were less intense, the layers were thinner and TKE was much weaker.

From left to right, Figure 2 shows the vertical profiles of a) SNR at vertical and oblique incidences, b) the measured variances of vertical wind estimated from Doppler spectrum width and the variances corrected from the beam-broadening effects used for calculating TKE, c) the zonal and meridional wind components measured by the radiosonde and MUR (after 60-min averaging), and the horizontal wind shear estimated from MUR observations, d) the Richardson number $Ri = N^2/S^2$ estimated from e) the dry or moist (saturated) Brünt-väisälä frequency. The turbulent layers detected from radiosonde profiles by using Thorpe analysis (see, e.g., Wilson et al., 2014) are indicated by the gray rectangles.

The turbulent layer below the cloud base was detected from balloon data and its depth was about 1000 m around the altitude of 4.92 km. It is consistent with MUR observations. The layer was associated with isotropically enhanced SNR, confirming the mechanism of Bragg scatter from isotropic turbulence. At the center of the layer, the wind was mainly eastward. The horizontal wind shear was very weak (a few m/s/km or less) but was much stronger at the top, i.e., at the cloud base (~ 40 m/s/km from MUR data) as already shown by the balloon-derived wind shear profile in Figure 1. The statically stable inversion ($N^2 \sim 10^{-3} \text{ s}^{-2}$) at the cloud base is found to be possibly dynamically unstable ($Ri \sim 0.25$). Within the layer, N^2 and Ri were negative.

All the aforementioned features suggest that the turbulent layer was generated by a convective instability underneath the frontal zone and cloud base rather than by a Kelvin-Helmholtz instability *even if* the condition for its development was met at the cloud base ($Ri \sim 0.25$). 1) In the present case, the morphology of the echo layer strongly differs from the characteristics expected for KH billows. Indeed, KH billows generally produce well-defined slanted “S-shaped” structures (braids) in the time-height radar echo power cross-sections (e.g., Figure 2 of Fukao et al., 2011). 2) KH billows also produce nearly-monochromatic vertical velocity disturbances far above and below the altitude of the billows (Figure 3 of Fukao et al., 2011). Here, they appeared to be mainly confined within the echoing layer. 3) There is no evidence of critical level (at which the horizontal phase velocity of the KH instability would be equal to the background wind) inside the layer, i.e., there was no amplitude minimum and no phase shift by about 90° of the vertical wind at the mean altitude of the layer (contrary to the case shown by Figure 3 of Fukao et al., 2011).

These arguments may be weak if the observations were made after the KH billows eventually broke and formed well-developed turbulence. However, the vertical redistribution of momentum produced by turbulent mixing would result in a shear layer splitting so that the shear would be minimum near the center of the layer and maximum at the edges. Because there was no enhanced shear at the bottom of the layer, this interpretation is likely not correct. The observations rather suggest that the wind shear was initially weak when the instability developed. The wind shear direction within the turbulent layer was difficult to estimate from radar data because the shear magnitude was extremely small and the wind profiles strongly fluctuated in time and space. However, after 01:53 LT, the radar-derived wind shear revealed a dominant southward component, i.e. was roughly orthogonal to the wind direction. It is consistent with the wind shear deduced from smoothed balloon profiles and used for initializing numerical simulations (see the companion paper by Kudo et al. 2014).

In summary, turbulence observed by the MU radar on 26 September 2011 below a frontal zone was very likely MCT. The temperature at the cloud base (-12.5°C), the weak

stratification and the weak humidity below the frontal zone are also consistent with the condition of occurrence of MCT according to the numerical simulations by Kudo (2013).

II.2 Additional characteristics

Figure 3a shows the time series of vertical velocities for 4 consecutive gates over the depth of the turbulent layer at a time sampling rate of ~ 6 sec from 23:26 LT for about 70 min. Nearly monochromatic and more or less intermittent fluctuations of ± 0.5 m/s were observed suggesting wavelike disturbances. Figure 3b shows the corresponding time spectrum of velocities. It shows a narrow peak at 100 sec. Because the wind speed was about 14.3 m/s, a horizontal wavelength of about 1430 m can be estimated if the wave axis was oriented spanwise. Figure 3c shows the time series of vertical velocities from 01:53 LT, around the time of balloon flight. The disturbances were stronger (as already shown by Figure 1b) but much less organized. During that period, the velocity spectrum exhibits a -3 slope for periods shorter than 125 sec and several discrete peaks for larger periods (or a slope close to 0 in average). Still assuming wavelike disturbances, the maximum horizontal wavelengths associated with the two highest frequency peaks were 1100 m and 2500 m, respectively. However, the features shown by Figures 3c and 3d rather suggest a much higher degree of disorder than those shown by Figures 3a and 3b.

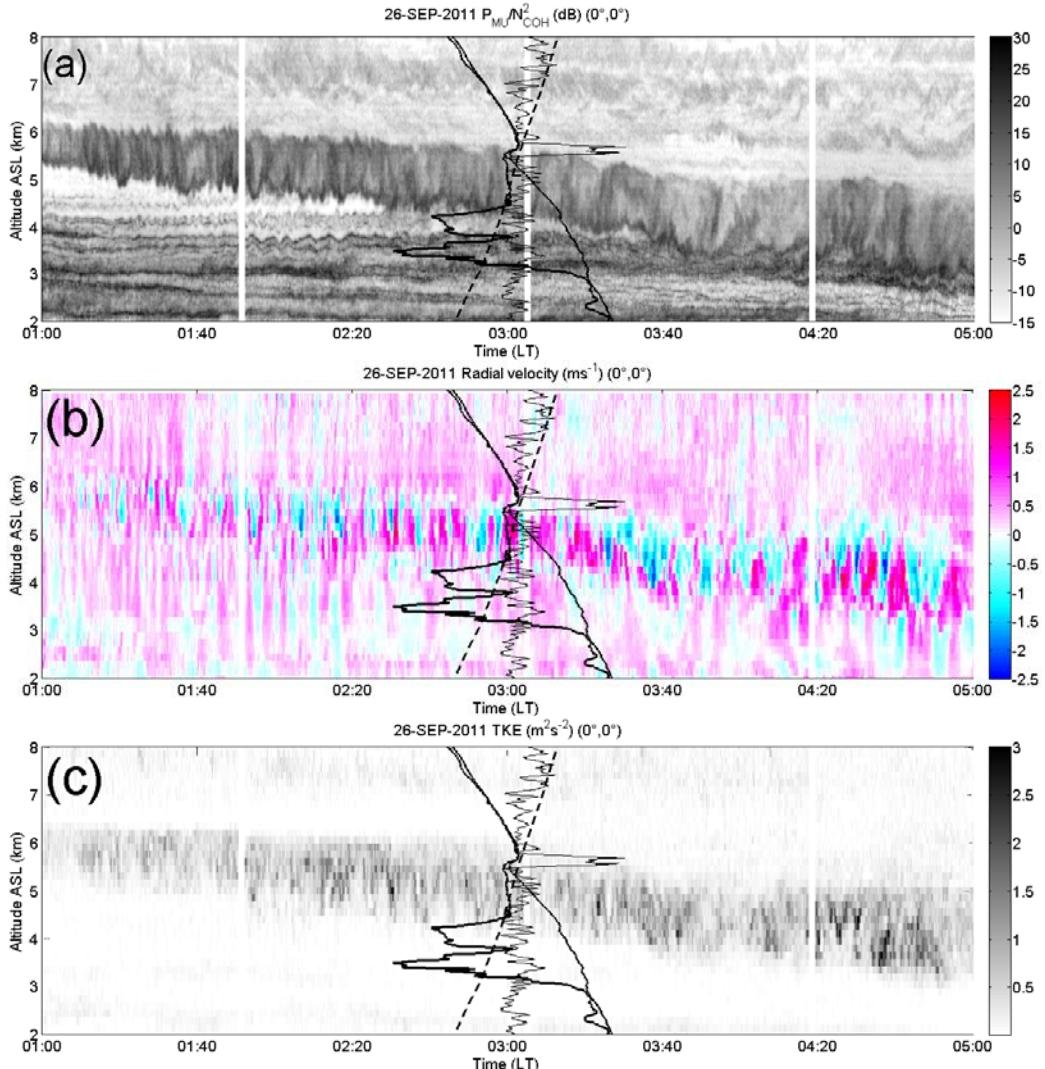


Figure 1: (a) Time-height cross-section of radar echo power at vertical incidence at a time resolution of ~ 12 sec in range imaging mode in the altitude range 2.0-8.0 km on 26 September 2011 from 01:00 LT to 05:00 LT. The dashed line shows the balloon altitude versus time. Temperature, dew-point temperature and horizontal wind shear profiles measured by a balloon launched at 02:38 LT are shown in solid, thick solid and gray lines, respectively. (b) the corresponding cross-section of vertical wind. (c) The corresponding cross-section of turbulent kinetic energy (TKE).

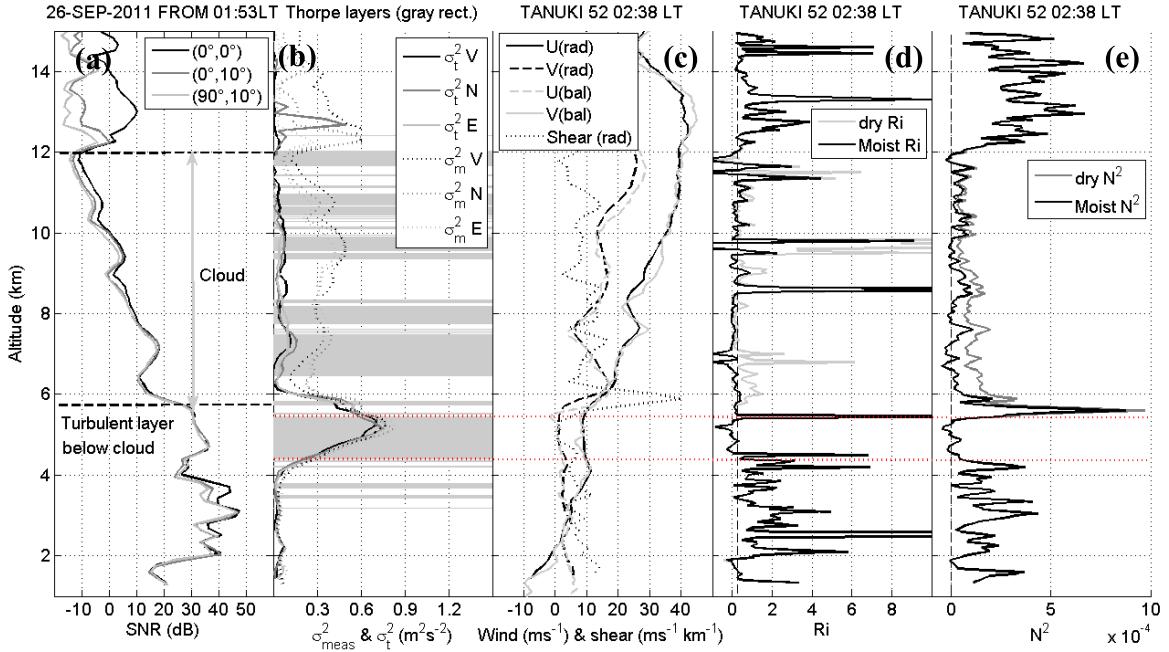


Figure 2. Vertical profiles of (a) SNR at vertical and oblique incidences, 10° off zenith, (b) the measured and beam-broadening-corrected variances of vertical wind estimated from Doppler spectrum, (c) the zonal and meridional wind components measured by the radiosonde and MUR, and the horizontal wind shear estimated from MUR observations, (d) the Richardson number $Ri=N^2/S^2$ estimated from the dry or moist (saturated) Brünt-Väisälä frequency shown in (e). The turbulent layers detected from Thorpe analysis of radiosonde profiles (see, e.g., Wilson et al., 2014) are indicated by the gray rectangles in (b).

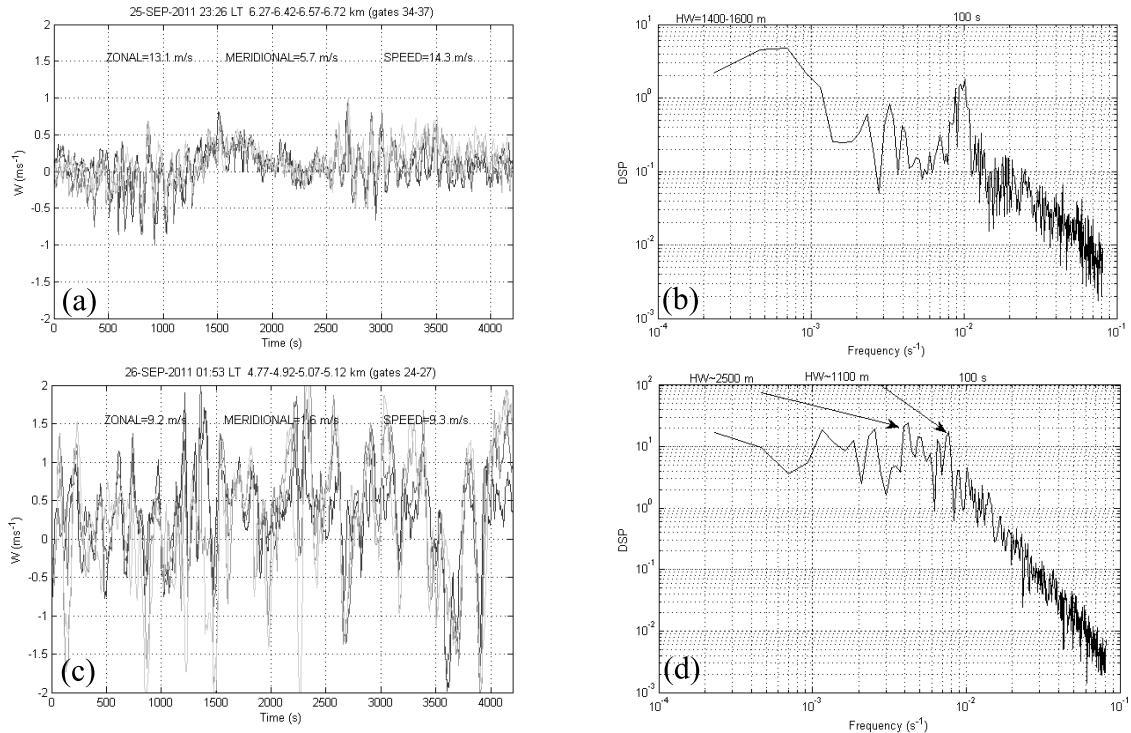


Figure 3 (a), (c) : Time series of vertical wind velocities measured by MUR at a time sampling of ~ 6.0 sec for about 70 min and for gates covering the depth of the turbulent layer from 23:26 LT on 25 September 2011 and from 01:53 LT on 26 September 2011, respectively. (b), (d) The corresponding temporal spectra of vertical velocities. HW=horizontal wavelength assuming that the wavefront was oriented in the spanwise direction.

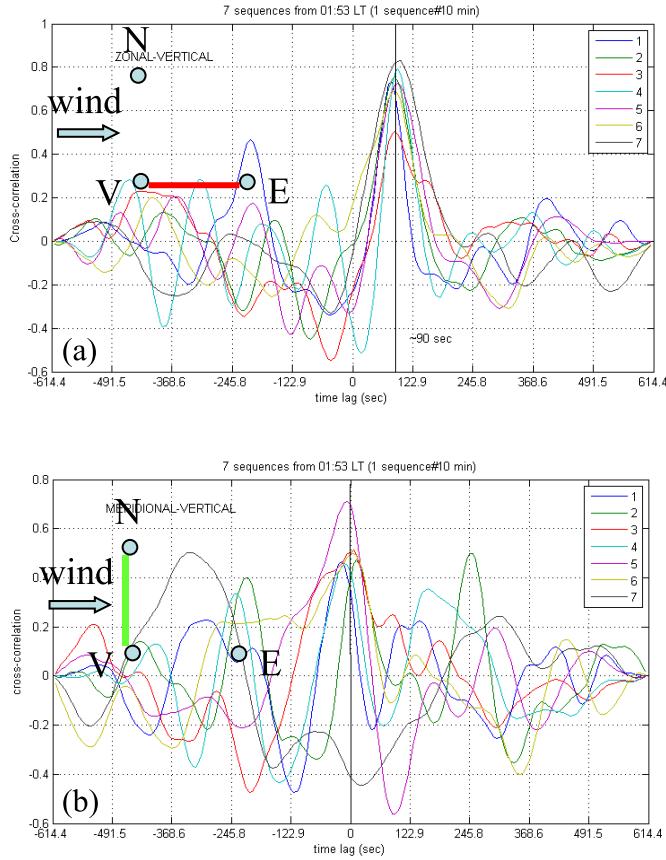


Figure 4. (a) Cross-correlation functions between 7 consecutive time series (10 min) of radial wind fluctuations measured with the vertical and eastward beams from 01:53 LT. (b) Same as (a) for wind fluctuations measured with the vertical and northward beams. The wind direction, approximately oriented eastward at the altitude of the turbulent layers, is shown by the arrow. A sketch showing the location of the radar volumes in the 3 directions is given by light blue circles.

Figure 4a and 4b show cross-correlation functions between detrended time series of vertical winds and radial winds measured with the eastward and northward beams, respectively. Because the wind direction was mainly eastward, the same fluctuations were likely detected by the vertical and eastward beams but with a time delay that may depend on wind speed. A maximum of correlation (0.4-0.8) was observed with a nearly constant time delay of about 90 sec (Figure 4a). In case of fully disordered structures, a weak correlation should be found between time series measured with the vertical and northward beams. Figure 4b confirms that the fluctuations are weakly correlated, but significant correlation maxima (up to 0.7) can be observed around 0 sec. These results suggest that remnant or/and sporadic roll-like structures roughly oriented North-South as the wind shear could have been observed after 01:53 LT.

Figure 5a shows the contour plot of echo power in range imaging mode for the arbitrary level of 39 dB measured with the vertical and eastward beams in the height range of the turbulent layer. Remarkably similar features were detected in both directions but with an apparent time delay. Figure 5b shows the same information but after shifting the contour plot obtained with the northward beam by -90 sec, in agreement with the time delay obtained from velocity correlation analysis (Figure 4). The structures coincide now very well in time indicating that the structures were frozenly advected by the horizontal wind. The zonal wind speed was about 9.2 m/s at 5.22 km (mean altitude of the turbulent layer) and the corresponding horizontal distance between the radar volumes was $5220 \times \sin(10^\circ) = 920$ m. A frozen advection would

produce a time delay of $920/9.2 = 100$ s, in close agreement with the value of 90 s found from Figures 4 and 5 (a wind speed of 10 m/s would produce the exact time delay).

Figure 5b shows that the agreement is not so good between the vertical and northward contour plots confirming that the radar volumes were filled with distinct turbulent structures. However, the contour plots are sufficiently alike to determine that there was no clear time delay between the beams, confirming the analysis of Figure 4b.

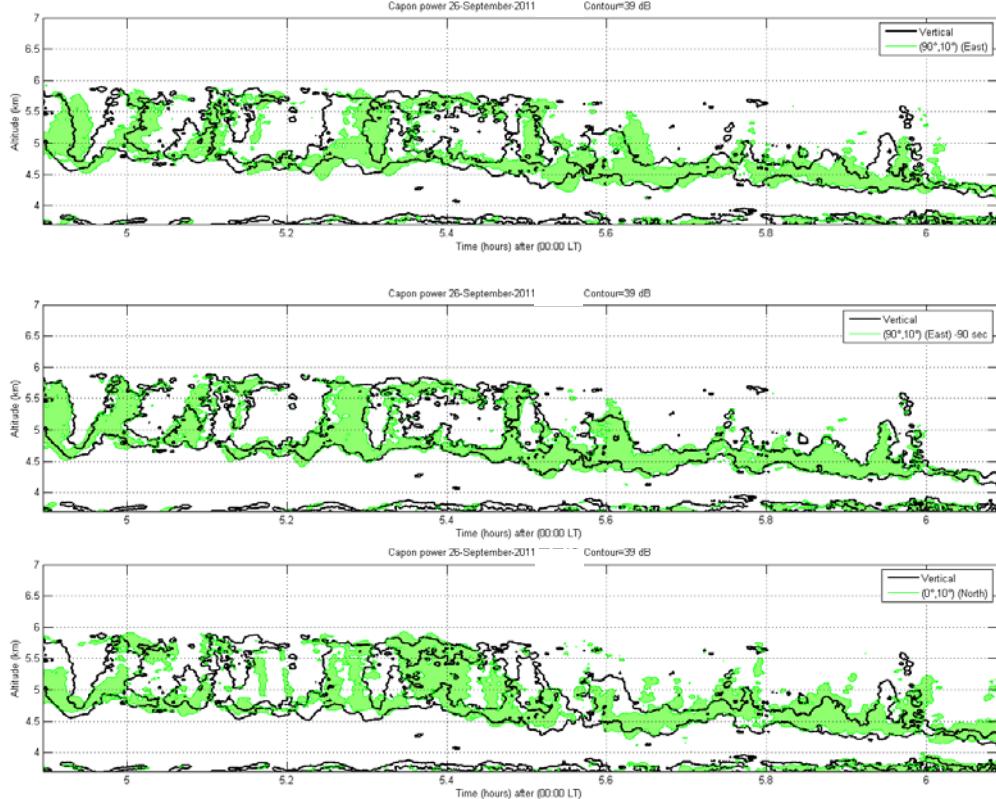


Figure 5 : (a) Contour plot of echo power for the arbitrary level of 39 dB measured at vertical incidence (black lines) and with the eastward beam (filled patterns) from 01:53 LT. (b) Same as (a) but after shifting by -90 sec the contour plot measured with the eastward beam. (c) Same as (a) for measurements made from the vertical and northward beams.

III. Summary

MUR monitored a deep layer (~ 1000 m) of turbulence around the altitude of 5.0 km underneath the base of a cloud extending above an upper level front. All the characteristics of the layer and the background conditions suggested that the observed turbulence was generated by a convective instability produced by cooling of sublimating falling snow in the dry sub-cloud layer. The companion paper by Kudo et al. (2014) presents results of numerical simulations initialized with the balloon data collected during the turbulent event observed by MUR. The good quantitative agreements between radar observation and simulation results strongly support that convective instabilities are likely the dominant processes for generating MCT below frontal zones.

References

- Fukao S., Luce H., Mega T., M K. Yamamoto, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.* 137, 1019-1041, 2011.
- Kudo A., *J. Appl. Meteor.*, 52, 819-833, 2013.
- Kudo A., Luce H., H. Hashiguchi, R. Wilson, this issue, 2014.
- Luce H., Nishi N., Caccia J. L., Fukao S., Yamamoto, M., Mega T., Hashiguchi H., Tajiri T., Nakazato, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L04807, 2012.
- Shapiro M.A., *Mon. Wea. Rev.*, 106, 1100-1111, 1978
- Wilson R., Luce H., Hashiguchi H., Nishi N., Yabuki Y., *J Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2014

Convective Instabilities Underneath Mid-level Clouds

Part II: Results of Simulations and Comparisons with MUR Observations

Atsushi Kudo¹, Hubert Luce², Hiroyuki Hashiguchi³, and Richard Wilson⁴

¹ Japan Meteorological Agency, Tokyo, Meteorological Research Institute, Tsukuba, Japan

² Université de Toulon, La Garde, France

³ Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Uji, Japan

⁴ LATMOS-IPSL, UPMC Univ Paris 06, Univ. Versailles St-Quentin, CNRS/INSU, UMR 8190, Paris, France

1 はじめに

上空の前線面上に広がる中層雲の雲底下ではしばしば乱気流が発生する。Kudo (2013) はこれを MCT (Mid-level Cloud base Turbulence) と呼び、高解像度 3 次元シミュレーションを用いてその発生メカニズムが以下であることを示した。

- ・中層雲からの降雪が雲底下の乾燥域で昇華することで雲底下を冷却する
- ・冷却により雲底下に絶対不安定層が形成される
- ・絶対不安定層で発生したバナール対流が乱気流 (MCT) を引き起こす

また、MCT の発生に適した条件として、

- ・雲底気温が 0~−15°C であること
- ・雲底下の相対湿度が十分に低いこと
- ・雲底下が不安定に近いこと

を示した。

一方 MU レーダーでは、強い鉛直シアーアーから離れた雲底下で上昇・下降流が観測されており、Luce et al. (2010) はこれを雲底下での氷晶の昇華に伴う対流不安定（絶対不安定）によるものであろうと推測した。

Kudo (2013) では、MCT の発生条件が実際の乱気流発生時の状況とよく一致していることは示されているものの、乱気流を特徴付けるパラメータである鉛直風の強さや乱流エネルギー (TKE)、波長などの定量的な比較は行われていない。一方、Luce et al.

(2010) では、上昇・下降流の発生メカニズムが推測されているものの、それを裏付ける数値シミュレーションや他の観測結果等は示されていない。

本研究では、2011 年 9 月に行われた MU レーダーとラジオゾンデによる同時観測 キャンペーン (TANUKI2011; Wilson et al. 2014, Luce et al. 2014) で観測された雲底下での上昇・下降流について、ラジオゾンデ観測値を初期値とした高解像度数値シミュレーションを行い、MU レーダーによる観測結果との定量的な比較を行った。本稿ではまず数値予報モデルの設定と初期値を述べ、続いて数値シミュレーションの結果と MU レーダーによる観測との比較を述べる。最後にまとめと結論を述べる。

2 数値予報モデル

本研究では、気象庁非静力学モデル (JMA-NHM, Saito et al. 2007) を用いて数値シミュレーションを行う。格子間隔は水平・鉛直とも 50m、タイムステップは 0.5 秒に設定する。水平領域は 5,000m × 5,000m、鉛直領域は 0 から 10,000m に設定し、水平方向については周期境界条件を用いる。よって、本シミュレーションの期間を通して境界からの水蒸気等の補給は行われない。地表面フラックスについては、対流圈中層で発生する MCT には直接的な影響は与えないと考えられるため、ここでは考慮しない。乱流スキームは高解像度シミュレーションに適した

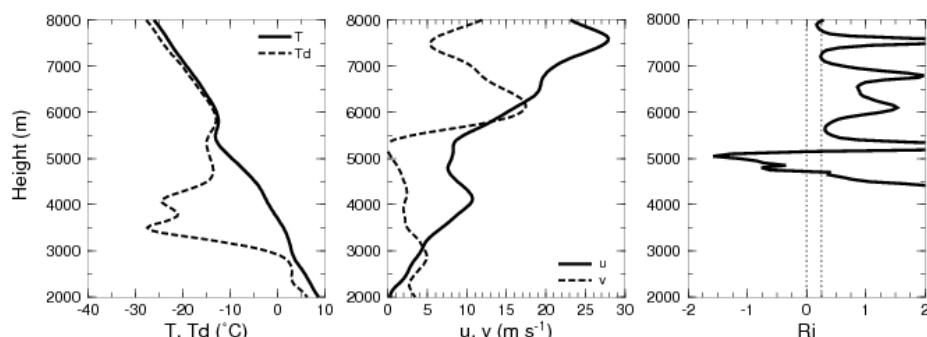


図 1 シミュレーションの初期値。縦軸は高度 (m)。(左) 気温と露点温度、(中) 風の u , v 成分、(右) リチャードソン数。右図の点線はリチャードソン数が 0 と 0.25 を示す。

Deardorffスキーム (Deardorff 1980) を用いる。降水過程は3種類の氷物質（雲氷、雪、あられ）を陽に予報するバルク法雲物理過程 (Ikawa and Saito 1991) と、Kain-Fritschスキーム (Kain 2004) を併用する。

初期値にはTANUKI2011で雲底下での上昇・下降流が見られた時刻に行われたT52 (Luce et al. 2014) のラジオゾンデ観測値を用いる。T52は2秒間隔（数m間隔）の観測データを持つが、ここでは風のu, v成分と気温、水蒸気混合比の2秒値を高度に対してそれぞれスプライン関数で平滑化した後、数値予報モデルと同じ鉛直50m間隔に内挿した値を初期値とする。平滑化することで、観測に伴う小さなスケールの揺らぎを除去し、シミュレーションの計算安定性を高めることができる。水平方向に関しては基本的には一様な値を初期値として与えるが、風のu, v成分と水蒸気混合比に関しては0.1%のランダムな揺らぎを与える。鉛直風速と雲物理量（雲氷、雲氷、雨、雪、あられ）の初期値は全て0とする。

図1に初期値の鉛直プロファイルを示す。高度5,500～5,900m付近に安定層があり、その上は湿潤、下は乾燥していて、この安定層が雲底に当たる。安定層では風の変化が大きいが、リチャードソン数は0.25よりも若干大きい。一方雲底下に当たる高度5,000m付近ではリチャードソン数が負になっており、絶対不安定な状態であることを示している。安定層の気温はおよそ-12.5°Cであり、雲底下は乾燥して不安定であることから、T52はMCTの発生条件を満たしていると言える。

3 シミュレーション結果

図2に、初期時刻から70分後 ($t = 70\text{min}$) の高度4,950mにおける平面図および、水平風の風向に沿った方向（平面図中のA-B）の鉛直断面図を示す。高

度4,950m付近では風の流れにおおむね直交する方向に並んだ上昇・下降流の波が発生している。この上昇・下降流は、安定層の高度（5,500～5,900m付近）から離れた雲底下の領域で発生しており、Luce et al. (2014)の観測結果と一致する。規則的な上昇・下降流は、 $t = 80\text{min}$ には崩れ始め、 $t = 90\text{min}$ には不規則に近い対流へと移行した（図略）。この上昇・下降流の傾きと波長を調べるために、x方向およびy方向の鉛直風速の自己相関を求めるとき、 $t = 70\text{min}$ 、高度4,950mでは、x方向については900～1,050m、y方向については2,300mに相関のピークがあり（図略）、波面がy軸から反時計周りに21.4～24.5° 傾いていると言える。のことと、高度4,950mにおける平均風の風向がx軸に対して反時計回りに約4.9° 傾いている（図2左のA-B）ことを考慮すると、水平風向に沿った方向の波長は874～1,014mとなる。また、高度4,950mにおける平均風の風速が7.96m/sであることから、MUレーダーのような定点観測をした場合に観測されるであろう波の周期は110～127秒となる。

図3に $t = 65, 75, 85\text{min}$ における各種物理量の鉛直プロファイルを示す。雪の混合比は初期時刻においては0であるが、シミュレーションの初期に安定層の上にある湿潤域で生成され、時間とともに落下していく。一方、安定層（雲底）の下は乾燥しているため、高度5,500m以下では昇華によって雪が急速に減少していく。これにより、初期時刻にあった絶対不安定層の厚さは $t = 65\text{min}$ では550mに達した。この絶対不安定によって雲底下では上昇・下降流が発生し、 $t = 75\text{min}$ には鉛直風の最大は±2.4m/sとなった。乱流エネルギー（TKE）は $t = 75\text{min}$ で最大となり、その値は $0.76\text{m}^2/\text{s}^2$ であった。一方で上昇・下降流の発生場所では鉛直シアーは小さかった。上昇・下降流が最大となった $t = 75\text{min}$ では、絶対不

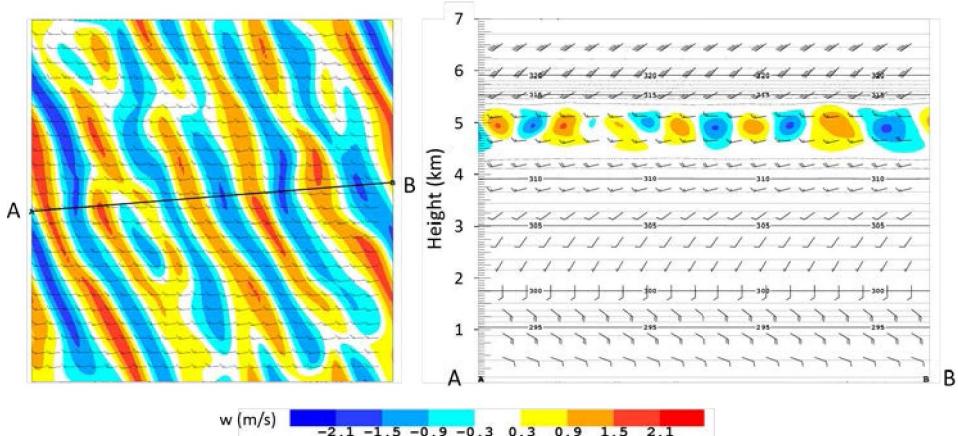


図2 初期時刻から70分後のシミュレーションの結果。（左）高度4,950mにおける鉛直風（塗り分け）と水平風（矢羽）の平面図、（右）高度4,950mの水平風向（左図の実線A-B）に沿った鉛直風（塗り分け）と温位（等温線）、水平風（矢羽）の鉛直断面図。左図の一辺はシミュレーションの水平領域と同じ5,000mに相当する。

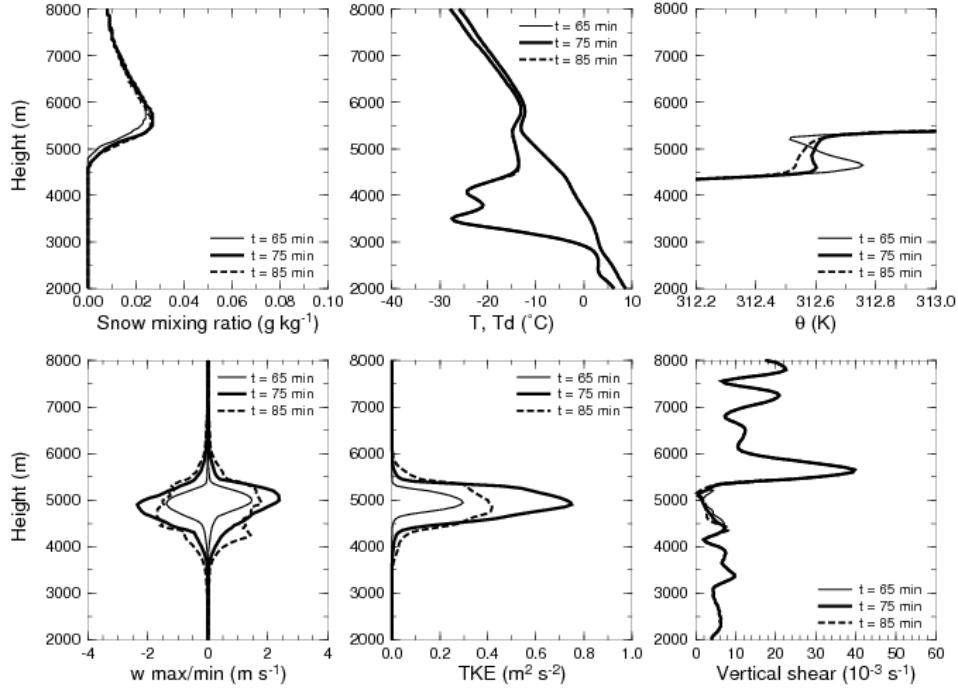


図3 各種物理量の鉛直プロファイル。(左上) 雪の混合比、(中上) 気温と露点温度、(右上) 温位、(左下) 鉛直風速の最大・最小値、(中下) 乱流エネルギー、(右下) 鉛直シア。鉛直風速を除いては水平方向に平均した値、鉛直風速は水平面内の最大または最小値を表示している。

安定層はほぼ解消されて中立に近い状態となり、更に混合が進んだ $t = 85\text{min}$ では平均的には不安定が解消されている。

図2で示した規則的な上昇・下降流は、安定層の下の絶対不安定層で発生し、発生場所では鉛直シアが弱かった。また、初期時刻における絶対不安定層の鉛直シアベクトルを計算すると、北の方向(図2左でy軸の方向)から反時計回りに 16.8° 傾いた方向を持っており、波面の方向とほぼ一致する。ベナール対流では、不安定層の鉛直シアベクトルの方向にロール状の対流が発生する(Asai 1972)ことから、シミュレーションで表現された対流は、Kudo (2013) で示されたようにベナール対流であると考えられる。これを確かめるためにレイリー数の時系列を図4に示す。レイリー数Raは、

$$Ra = \frac{g \Delta \theta d^3}{\bar{\theta} \kappa \nu}$$

で定義される無次元量で、 g は重力加速度、 $\Delta \theta$ と $\bar{\theta}$ は絶対不安定層の温位差と平均温位、 d は絶対不安定層の厚さ、 κ と ν は熱と運動量に関する渦拡散係数で、ここではHelfand and Kalnay (1983) に従い、 $\kappa = \nu = 30 \text{ m}^2/\text{s}$ を用いた。今は絶対不安定層の上下は自由端であるから、臨界レイリー数は657.5となる。図4を見ると、 $t = 18\text{min}$ に臨界レイリー数を超えて、 $t = 68\text{min}$ で最大となった後、対流が最大となった $t = 75\text{min}$ に掛けて急激に0に近づいている。ベ

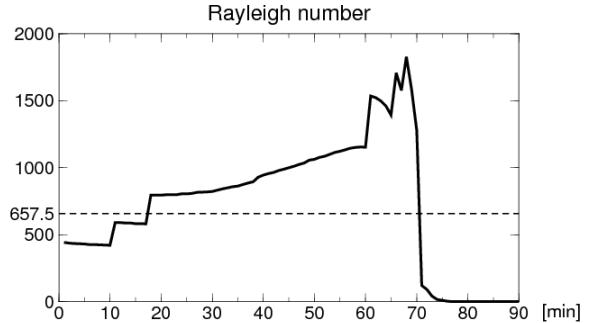


図4 安定層の下でのレイリー数の時系列

ナール対流はレイリー数が臨界値を超えると発生することから、シミュレーションで表現された対流はベナール対流の発生条件を満たしている。

4 MUレーダーとの比較

シミュレーション及びMUレーダーで見られた雲底下的上昇・下降流を特徴付けるパラメータを表1にまとめる。特に鉛直風速とTKEおよび、対流の深さに関してはシミュレーションと観測結果は非常によく一致している。波の周期、波長、傾きについては、MUレーダーで正確に見積もることは困難ではあるものの、おおむね一致していると言える。

5 まとめと結論

TANUKI2011で観測された中層雲底下的上昇・下降流について、ラジオゾンデ観測値を初期値とした

表1 シミュレーション及びMUレーダー観測から求めた上昇・下降流に関する各種パラメータ。MUレーダーの観測結果についてはLuce et al. (2014)を参照。

	シミュレーション	MUレーダー
対流の深さ(m)	約1,150	約1,200
鉛直風速の最大値(m/s)	± 2.4 ($t = 75\text{min}$)	± 2.3
鉛直風速の平均値(m/s)	+0.87, -0.78 ($t = 75\text{min}$)	+0.8, -0.6
TKE(m^2/s^2)	0.76 ($t = 75\text{min}$)	0.63~0.85 (ゾンデ観測時刻)
周期(sec)	110~127 ($t = 70\text{min}$)	100~125
風向に沿った方向の波長(m)	874~1,014 ($t = 70\text{min}$)	1,150~1,600
波面の方向	北向きから反時計周りに 21.4~24.5° ($t = 70\text{min}$)	南北方向

高解像度数値シミュレーションを行った。その結果、雲底下に規則的な上昇・下降流が現れた。この上昇・下降流は、絶対不安定層でレイリー数が臨界値を超えた後に発生し、波面は鉛直シアベクトルにほぼ平行であった。また、シミュレーションで示された対流を特徴付けるパラメータは、MUレーダーの観測結果とよく一致していた。これらのことから、TANUKI2011で観測された上昇・下降流はベナール対流であると考えられる。

本研究で示されたベナール対流の発生メカニズムはKudo (2013) で示されたMCTの発生メカニズムと同様である。シミュレーションとMUレーダーの観測結果がよく一致したことはMCTの発生メカニズムを支持する結果であると言える。

参考文献

- Asai, T., 1972: Thermal Instability of a Shear Flow Turning the Direction with Height. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 525-532.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Bound.-Layer Meteor.*, **18**, 495–527.
- Held, H. M., and E. Kalnay, 1983: A Model to Determine Open or Closed Cellular Convection. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 631-650.
- Ikawa, M., and K. Saito, 1991: Description of a non-hydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. MRI Tech. Rep. 28, 238 pp.
- Kain, J. S., 2004: The Kain–Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, **43**, 170–181.
- Kudo, A., 2013: The Generation of Turbulence below Midlevel Cloud Bases: The Effect of Cooling due to Sublimation of Snow. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **52**, 819-833.
- Luce, H., T. Nakamura, M. K. Yamamoto, M. Yamamoto, and S. Fukao, 2010: MU radar and lidar observations of clear-air turbulence

underneath cirrus. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 438–452.

Luce, H., A. Kudo, H. Hashiguchi, and R. Wilson, 2014: Convective Instabilities Underneath Mid-level Clouds. Part I: Results of MUR observations. *Proceedings of The 8th Symposium on MU Radar and EA Radar*, 16-17 Sep 2014.

Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic atmospheric models and operational development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.

Wilson, R., H. Luce, H. Hashiguchi, N. Nishi, Y. Yabuki, 2014: Energetics of persistent turbulent layers underneath mid-level clouds estimated from concurrent radar and radiosonde data. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **118**, 78-89.

Measurement of vertical wind in precipitation by the MU radar:
A case study

Tong Gan¹ • M.K. Yamamoto¹ • H. Hashiguchi¹ • H. Okamoto² • M. Yamamoto¹
(1: 京大 RISH 2: 九大応力研)

リモートセンシングおよび直接計測を組み合わせた大気微量物質の観測

(京都大学生存圏研究所) 矢吹正教、高橋けんし、Yutong Liu、吉川賢一、上杉拓磨、津田敏隆
(京都大学防災研究所) 林 泰一

1. はじめに

粒子状およびガス状の大気微量物質の時空間変動は、拡散、輸送などに寄与する大気力学過程や熱力学過程に大きく依存する。また、その輸送過程で、ガス粒子変換による新粒子生成や、物理・化学的な変質、湿性沈着や慣性沈着による大気からの除去等の効果を受けるため、微量物質の分布特性は複雑なものとなっている。

本研究グループでは、地表面に近い大気の微量物質の動態把握を目的とした、エアロゾル・微量気体プロファイル観測 (AERosol and GAses Profiling experiment near surface boundary layer: AEROGAP) を提案している。AEROGAP では、物質の変質過程や拡散輸送過程に寄与する気象要素も計測し、その化学成分の変動特性と合わせて統合的に考察することを目指している。その一環として、係留気球 (2011、2012 年) や鉄塔 (2013 年、2014 年) をプラットフォームとして活用した大気微量物質の鉛直分布観測を実施した。ここでは、京都大学生存圏研究所信楽 MU 観測所 (34.9 N, 136.1 E) で行われた、係留気球とリモートセンシングを有機的に組み合わせた複合観測結果について報告する。

2. キャンペーン観測 AEROGAP の概要

信楽 MU 観測所は、近畿圏と中部圏の中間にあり、周囲を森林で囲まれた丘陵地帯に位置している。観測は、大気化学反応が活性化されやすい時期に着目し、2011 年 9 月 5~15 日と 2012 年 8 月 16~31 日に実施した。

図 1 に、AEROGAP キャンペーン観測の概要を示す。係留気球 (内容積 28 m³) をプラットフォームとした計測では、PFA チューブを介した外気取り入れ口を、係留ロープ長に合わせて複数設けて、各高度の大気にアクセスできるようなシステムを構築した。地上の観測小屋には、VOC、O₃、NO_x 等の微量気体を計測する機器を設置し、プログラム制御された電磁弁を用いて数分ごとに流路を切り替えることで、各高度からの外気を連続的に分析器に導入している。また、係留気球の直下に、粒径 10 nm 以上の粒子数とサブミクロン領域のエアロゾル粒径分布

を計測する機器を取りつけた。風に左右される気球の状態を把握するため、各外気取り入れ口に観測高度をモニターする GPS と温湿度気圧計も設けている。地上には、SMPS・OPC による粒径別の粒子数濃度計測装置、および積分型ネフェロメータや PSAP による粒子の光散乱吸収特性を連続的に観測できる装置を設置した。

リモートセンシング機器は、上空の風を計測するドップラーソーダー、およびエアロゾルと水蒸気のプロファイルを計測するライダーを用いた。

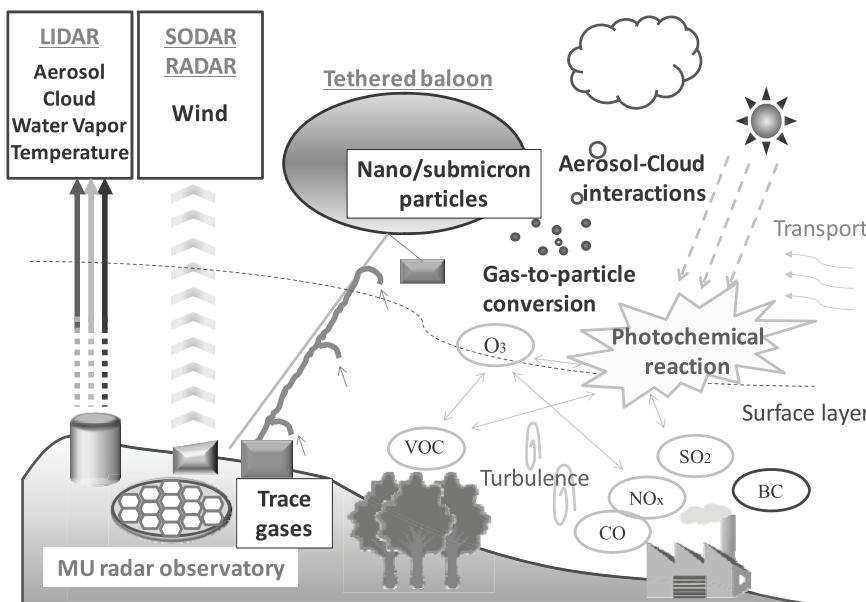


図 1 AEROGAP の概要

3. 接地層におけるエアロゾルの時空間変動特性

ここでは、大気の上下混合とエアロゾルの時空間変動特性の関係を示唆する事例について紹介する。図2 (a) および図2 (b) に、2012年8月29日にドップラーソーダーにより得られた鉛直流と水平流の時間高度断面を示す。鉛直流は、日射の影響を受けて、9時前後から変動が大きくなる傾向が見られた。一方、高度400m以下の水平方向の風は8時以降に弱まっている。このことより、29日の日中は、水平方向の空気塊の移流の効果は小さく、上下方向に対して局所的に起こる物質の変動特性を捉えやすい場になっていたと考えられる。

地上3mおよび高度100mの粒径10nm以上の粒子数濃度を図2(c)に、地上で観測された粒子サイズ10~100nmの粒径分布を図2(d)に示す。地上では、鉛直混合が活発となる午前9時に新粒子生成イベントが発生した。上下の粒子数濃度に着目すると、両高度とも新粒子生成が起こった時刻に粒子数は増加しているが、その濃度は高度100mのほうが地上に比べて3倍近く高い。その後、12時付近にも、微小粒子濃度の極大が観測されたが、同様に増加量は上空のほうが多い。二年間のキャンペーン観測で類似した現象が得られていることから、接地境界層上部におけるナノ粒子の大幅な増加現象は、特異なものではなく、定常的に大気中で起きている可能性を示唆している。

4. おわりに

信楽MU観測所で実施した係留気球観測から、ナノ粒子が地上よりも上空で多く検出される事例を複数例観測した。新粒子の生成や除去過程に関わる前駆物質やサブミクロン粒子濃度の割合が大気の鉛直混合により変化したことが、ナノ粒子濃度に高度差が表れた要因の一つになったと考えられる。

信楽MU観測所での共同利用研究で得られた成果を基礎に、大気微量物質の化学的性状や変質・輸送過程を精緻に調べる観測を都市・森林・山岳などの新たなサイトへ展開している。

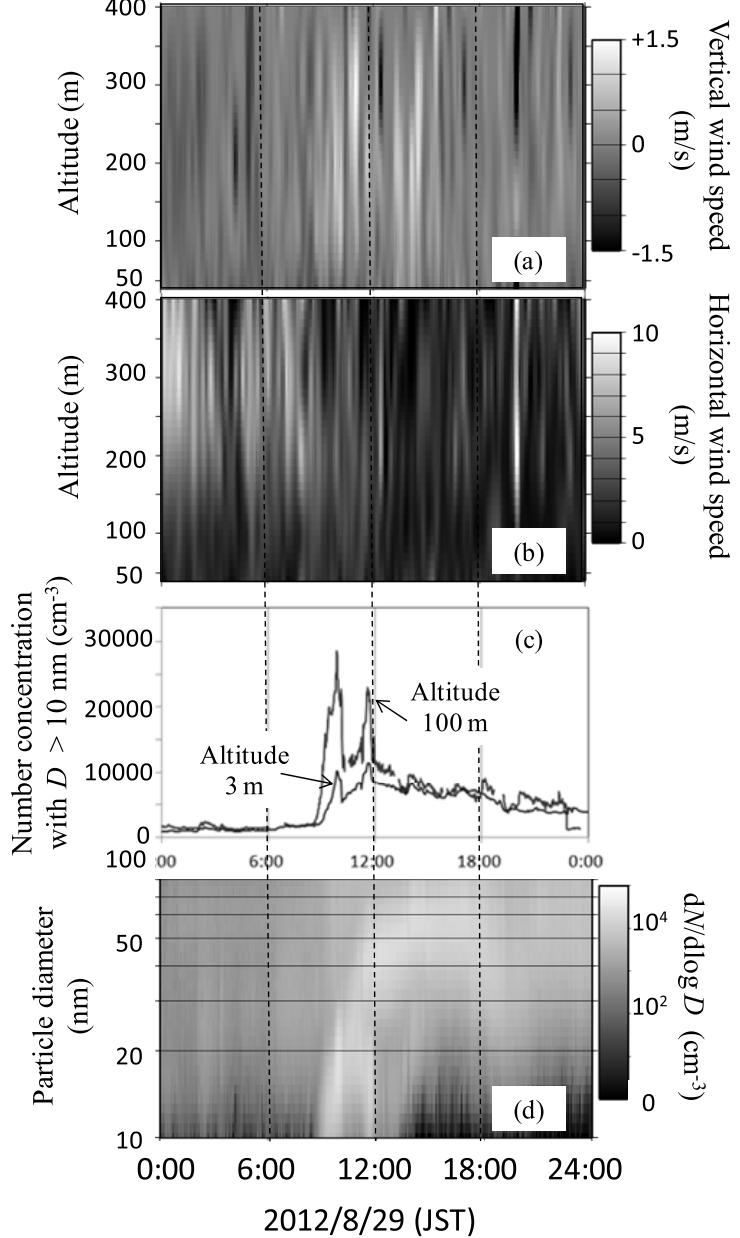
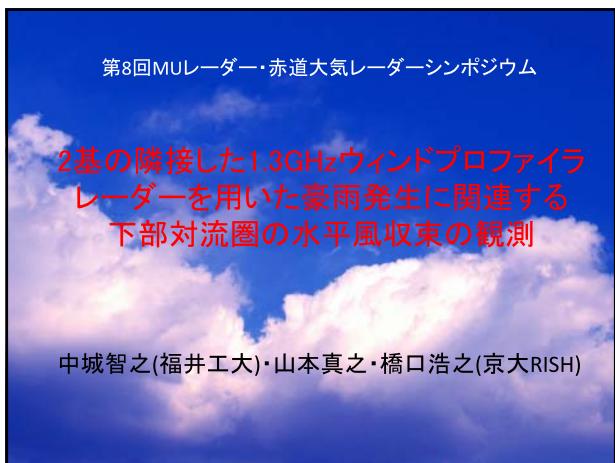


図2 2012年8月29日に信楽サイトで観測された
(a) 鉛直流と(b) 水平風の鉛直分布、(c) 高度3m
および100mのナノ粒子濃度、(d) 高度3mにおけるエアロゾル粒径分布の時間変化。



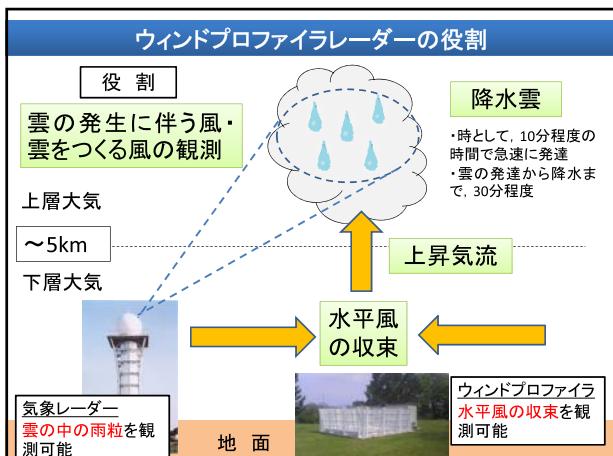
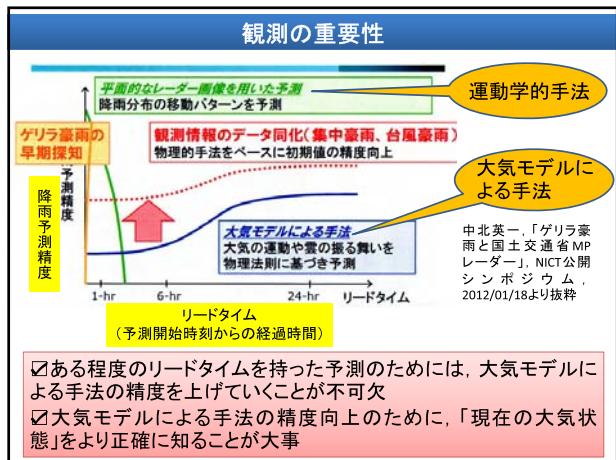
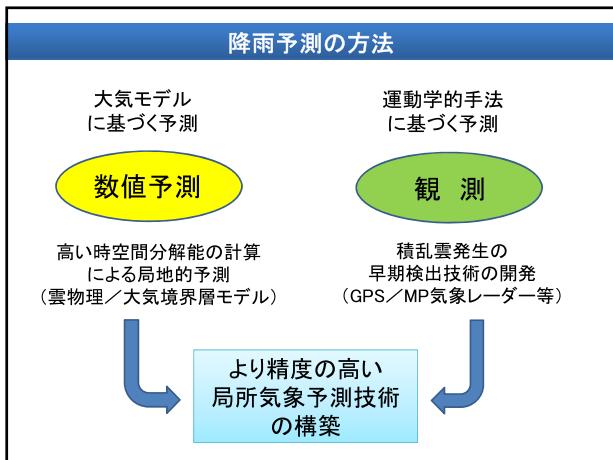
要旨

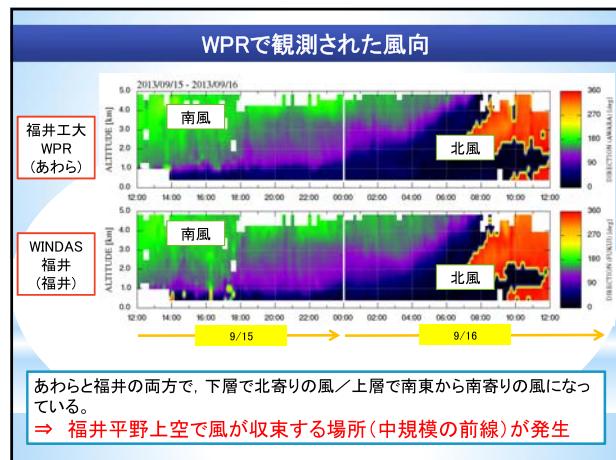
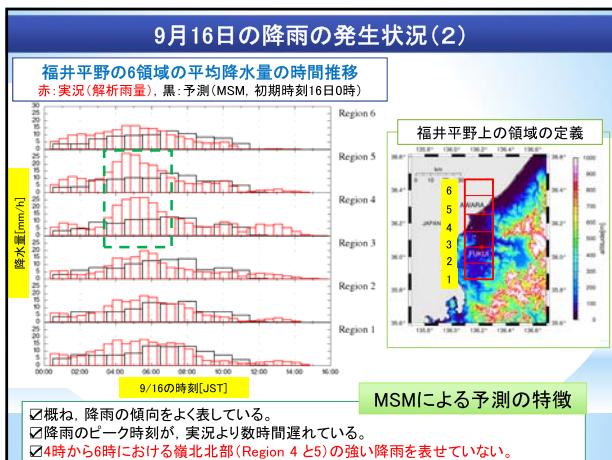
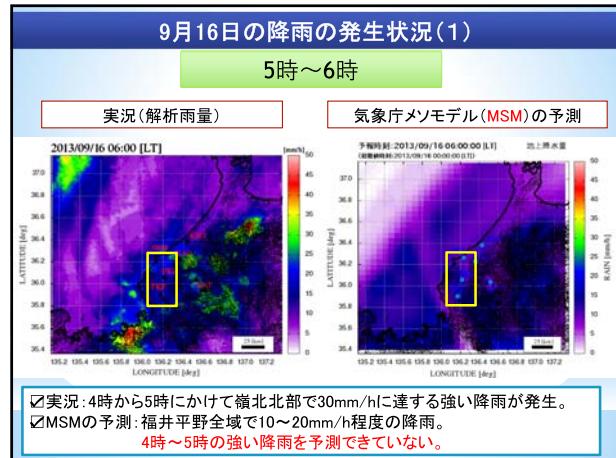
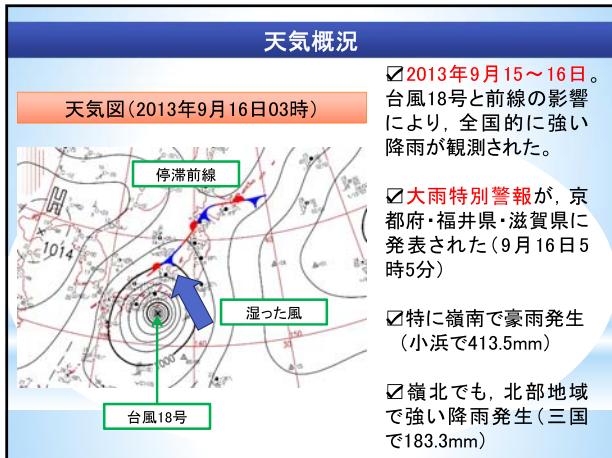
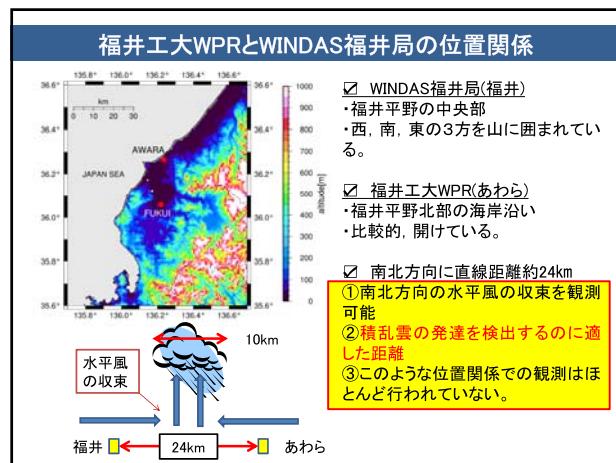
近年、豪雨の頻度と被害の大きさが増加傾向にあり、豪雨予測を目的とした様々な研究が行われている。いわゆる天気予報の分野では、雲物理や大気境界層のバラメトリゼーション精度向上を含む、より高い時空間分解能の数値予報について頗る研究が行われている。一方、GPS受信機の観測網を利用した水蒸気量やマルチパラメータ(MP)気象レーダーによる降水粒子の観測から、積乱雲発生の早期検出を目的とする研究が行われている。

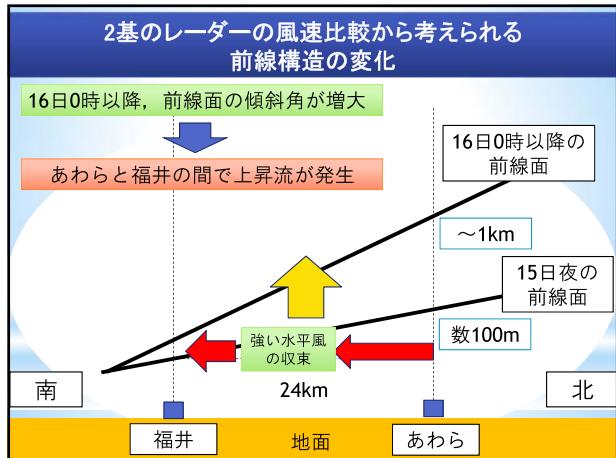
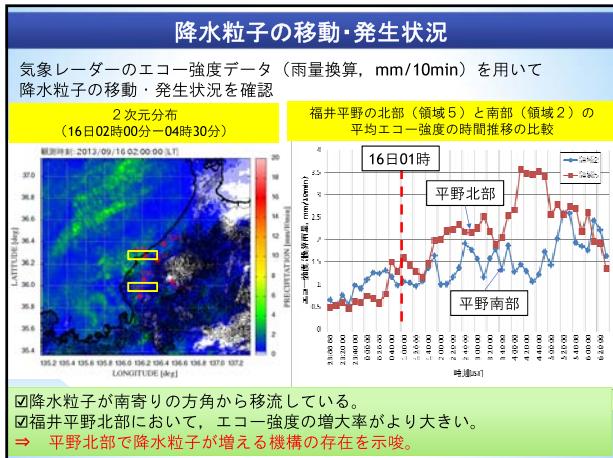
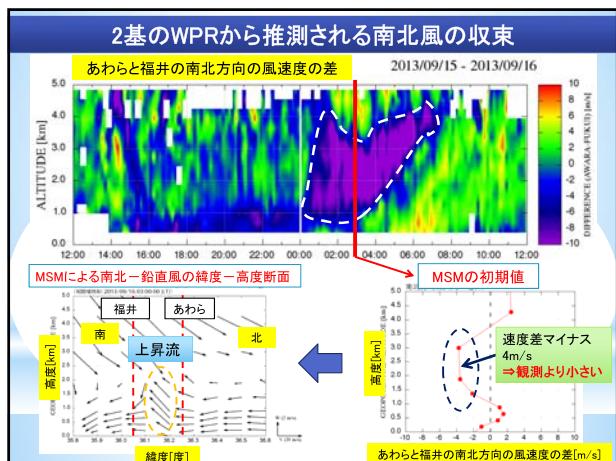
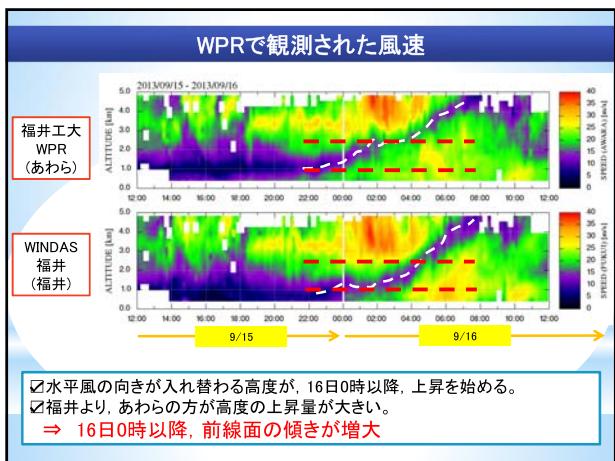
将来的には、高解像度の数値モデルに様々な観測データを同化させた豪雨予測がひとつの方針となる。豪雨の原因となる積乱雲の発生は、下層大気における水平風の収束を伴う。その意味で、地形の効果によって生じる下層風の局地的な空間分布を得ることは、積乱雲発生の早期検出および高解像度数値モデルの精度向上に極めて重要である。下層の水平風の収束を観測する手段として、地上に気象観測装置を稠密に配置する事が検討されているが、地上風のみの観測に限られる。そのため、1.3GHz帯ウインドプロファイラーダー（以下、WPR）による下層風の高度分布の観測は、積乱雲発生をより高い精度で早期検出するため役立つ風の観測データとなる。

WPRは気象庁のWINDASネットワークとして全国33カ所に展開され、日々の天気予報に活かされているが、その配置密度から、下層風の局地的な空間分布の検討には向いていない。しかしながら、福井県には福井平野中央部に位置するWINDAS福井局の北方24kmという近距離の海岸沿いに同型のWPR（福井工大WPR）が設置されており、下層風の局地的な空間分布と積乱雲および降雨の発生の関係を調査することが可能である。

そこで、本研究では、WINDAS福井局と福井工大WPRのデータを比較することにより、福井平野における下層風の局地的な空間分布の特徴、並びにその局地的な積乱雲と降雨の発生状況との関係を調査すること目的としている。本発表では、その1例として2013年9月16日に福井平野で発生した強い降雨についての解析結果について述べる。







結論と今後の課題

1. 大雨特別警報が発表された2013年9月16日の豪雨について

- (1)福井工大WPRとWINDAS福井局による下層大気の水平風の比較
(2)気象レーダーとの比較
(3)気象庁メソモデル(MSM)との比較を行った。

2. 観測結果に

- (1)嶺北北部では、16日の4時～6時に30mm/hを越える強い降雨が観測された。
 - (2)気象レーダーのエコー強度データは、福井平野北部で降水粒子が増える何らかの機構が存在したこと示唆している。
 - (3)福井工大WPRとWINDAS福井局の比較により、嶺北北部において、強い水平風の収束（強い上昇流の発生を示唆する）が、強い降雨発生の少なくとも2時間前から発生していたことが示唆された。
 - (4)観測された水平風の収束は、福井平野北部における降水粒子増加の一因であった可能性がある。
 - (5)気象庁のメソモデル（MSM）ではWPRで観測された水平風の収束を定性的には表現できなかった（図18）が、実際には観測通りに発達していく。

③ 今後の課題

- (1)気象レーダーのドップラー情報との比較により、WPRの観測の妥当性を検証する。
(2)MSMとの違いについて、より高解像度の数値モデルを用いた検証により、数値モデルへの応用可能性を検討する。
(3)その他の降雨事例についても解析を行い、WPR観測が気象レーダー観測を補う情報を提供可能か検討する。

赤道大気レーダーによる F 領域 沿磁力線不規則構造の観測

大塚雄一、Tam Dao、塩川和夫（名大 STE 研）、山本衛（京大 RISH）

1. はじめに

レーダーから送信された電波は、プラズマバブル内部に発生したプラズマ密度の不規則構造(Field-Aligned Irregularity; FAI)によって散乱されるため、強いエコーが観測される。1960 年代から米国の研究者らを中心にペルー・ヒカルカの大型レーダーを用いてプラズマバブルの観測が行われてきた。2001 年には、京都大学によってインドネシア・スマトラ島に赤道大気レーダー(EAR)が建設され、アジア域で初めてプラズマバブルのレーダー観測が開始された[Fukao *et al.*, 2003]。以降、プラズマバブルに伴う F 領域 FAI の観測が行われてきた[e. g., Yokoyama and Fukao, 2006]。また、EAR サイトに設置された送信周波数 30.8MHz のレーダーにより、FAI の連続観測が実施され、5-8 月の真夜中過ぎに F 領域 FAI エコーが頻繁に観測されることが明らかになった [Otsuka *et al.*, 2009]。従来、赤道域における F 領域 FAI は、プラズマバブルに伴って発生すると考えられており、インドネシア域では、プラズマバブルは春・秋に発生頻度が高く、日没直後に発生する。しかし、30.8MHz レーダーによって 5-8 月の真夜中過ぎに観測された FAI の発生頻度の季節・地方時変化は、プラズマバブルのものと異なっている。本研究では、真夜中過ぎに観測される F 領域 FAI の生成機構を解明するため、EAR による多ビーム観測を実施し、FAI エコー領域の成長過程を調べた。

2. 観測

2010 年 7 月から、EAR によって E 領域・F 領域 FAI 観測が毎日連続して行われるようになった。夜間の F 領域 FAI 観測では、FAI エコーの空間構造を捉えるため、方位角 125 度～230 度(北から時計回り)の間に約 7 度ごとに 16 ビームを走査する観測が行われている。レーダー・ビームが磁力線と直交するよう、天頂角は 24～36 度である。この F 領域 FAI の 16 ビーム観測は、対流圏・成層圏観測や E 領域 FAI 観測と切り替えるため、実質の時間分解能は、約 100 秒である。また、レンジ方向のサンプリングは、2.4km である。

3. 結果及び考察

図 1a に、2011 年 5 月 14 日に EAR による 16 ビーム観測で得られた F 領域 FAI エコーの空間分布を約 100 秒ごとに示す。0:08LT ごろから高度 250km 付近に F 領域 FAI エコーが現れ始め、時間とともにエコー強度が強くなり、エコー領域が高高度方向に広がっていることが分かる。

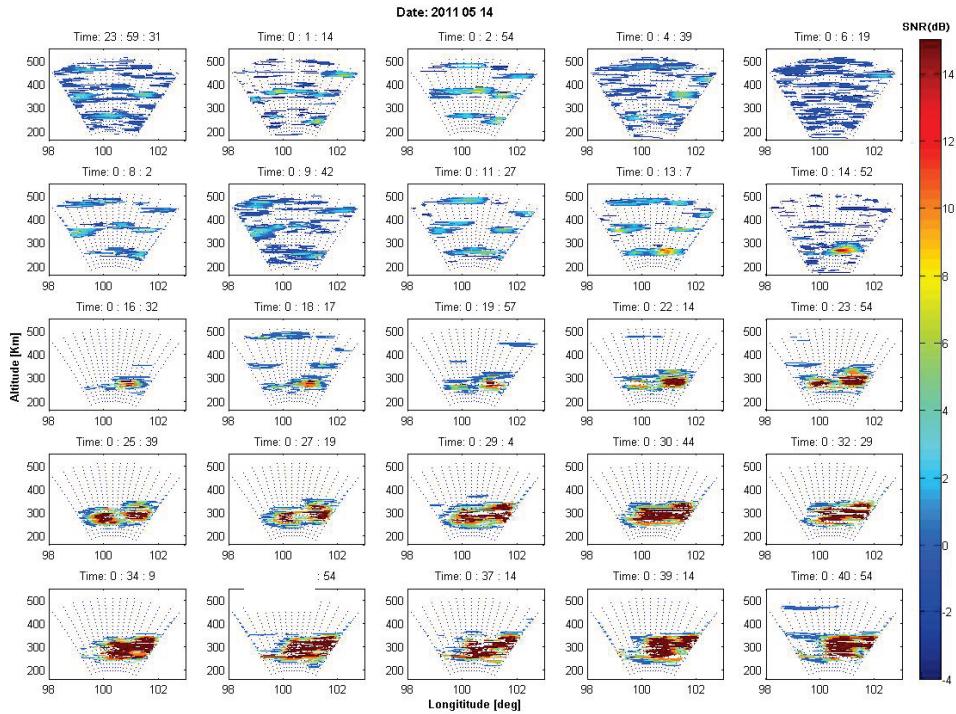


図 1a: 2011 年 5 月 14 日に EAR による 16 ビーム観測で得られた F 領域 FAI エコーの空間分布。

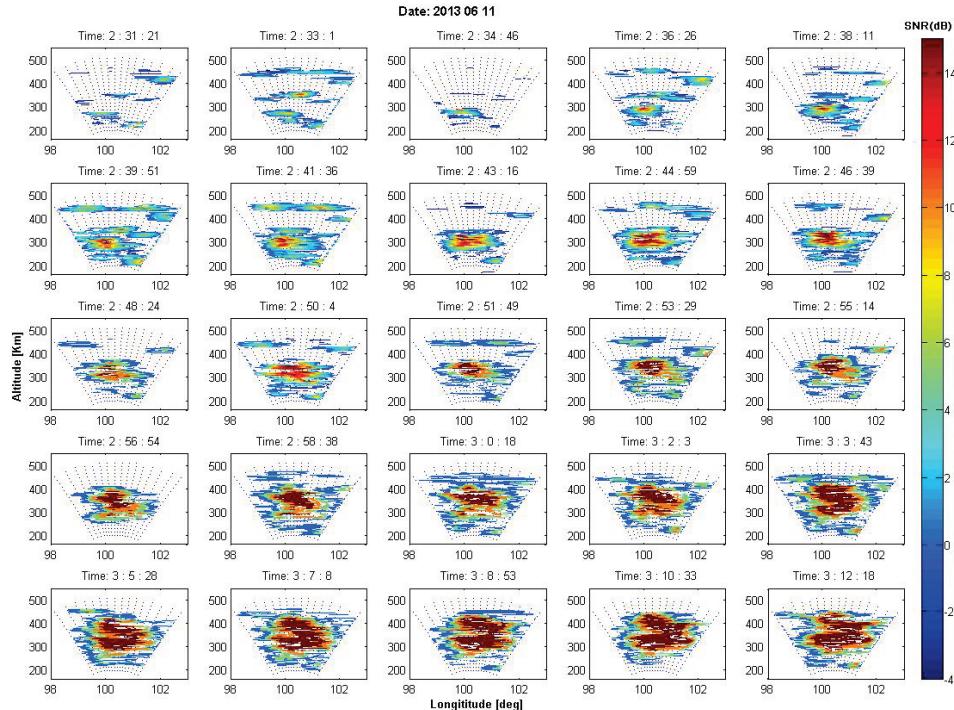


図 1b: 2013 年 6 月 11 日に EAR による 16 ビーム観測で得られた F 領域 FAI エコーの空間分布。

また、図 1 b に、2013 年 6 月 11 日に EAR による 16 ビーム観測で得られた F 領域 FAI エコーの空間分布を約 100 秒ごとに示す。2:31LT に FAI エコーが高度 270km 付近で観測され、時間とともにエコー領域が高高度に広がりつつ、エコー強度が強くなっていることが分かる。2:31–2:56LT の間は、エコー領域は東西方向には殆ど動いていないが、2:56–3:03 に東に移動していることが分かる。これらの結果は、真夜中過ぎに、コトタバンの経度においてプラズマバブルが発生し、高高度/高緯度方向に成長していることを示している。

2010 年から 2013 年までの 4 年間において、5–8 月の真夜中過ぎに EAR で観測された F 領域 FAI の事例数を表 1 にまとめた。また、そのうち、EAR の 16 ビーム観測の視野内において、FAI が発生した事例数も示す。この結果より、観測された真夜中過ぎ FAI の約 40% は、EAR の観測視野の範囲内で発生していたことが分かった。日没直後に発生する FAI に比べて、真夜中過ぎ FAI は EAR による観測視野内で発生する割合いが高い。これは、真夜中過ぎ FAI の伝搬速度が小さいため、他の場所で発生した後に視野内に入ってくるものは少なく、観測視野付近で発生したものだけが観測されるためと考えられる。中性大気風速は、温度が高い昼側から温度が低い夜側に向かって吹くため、真夜中付近では東西方向の風速が小さく、従って F 層ダイナモによって作られる電場も小さいと考えられる。従って、東西方向のプラズマドリフト速度も小さい [Fejer, 2005]。プラズマバブルの東西方向の伝搬速度は背景のプラズマドリフト速度と一致すると考えられるため、真夜中過ぎ FAI はプラズマバブルに伴って発生していると考えて矛盾しない。

表 1: 5–8 月の真夜中過ぎに EAR によって観測された F 領域 FAI の事例数 (A) 及び、そのうち EAR による 16 ビーム観測の視野内で発生した事例数 (B) とその割合。

年	真夜中過ぎ FAI の事例数 (A)	A のうち EAR の視野内で発生したもの (B)	A に占める B の割合 (B/A × 100%)
2010	21	9	43%
2011	16	7	44%
2012	9	4	44%
2013	5	2	40%

表 2 は、日没後の FAI と真夜中過ぎ FAI について、東西方向の伝搬方向の割合を年別に記している。日没後の FAI は、年によらず東向きに伝搬するものが多い。一方、真夜中過ぎの FAI は、低太陽活動期には西向きに伝搬するものが多く、高太陽活動期には東向きに伝搬するものが多い。これは、背景のプラズマドリフト速度の太陽活動度依存性 [Fejer, 2005] と一致しており、FAI が背景のプラズマと同じ速度で伝搬していることを示唆している。

EAR の観測視野内で発生した FAI について、エコー領域の上昇速度を求めた (表 3)。事例によりばらつきは大きいが、日没直後の平均は 86m/s であり、真夜中過ぎの FAI の平均は 43m/s であった。これは、日没時に比べて真夜中は、電場が西向きであるためレーリー・テーラー不安定の成長率が小さいことによると考えられる。低太陽活動期の真夜中過ぎでは、重力拡散によって駆動される東向き電流がレーリー・テーラー不安定を起こすのに必要な電流と考えられる [Nishioka et al., 2012]。

表 2: EAR で 2010–2012 年に観測された、日没後の FAI と真夜中過ぎ FAI の東西方向の伝搬方向の割合い。

年 (黒点数)	日没直後の FAI			真夜中過ぎ FAI		
	東向き	伝搬性 なし	西向き	東向き	伝搬性 なし	西向き
2010 (SSN=17)	86 %	6 %	9%	33 %	26 %	41 %
2011 (SSN=56)	82 %	18 %	0 %	68 %	16 %	16 %
2012 (SSN=58)	97 %	3 %	0 %	79 %	14 %	7 %

表 3: EAR で 2010–2013 年に観測された、日没後の FAI と真夜中過ぎ FAI エコーの上昇速度。

日没直後の FAI		真夜中過ぎ FAI	
発生日	上昇速度 [m/s]	発生日	上昇速度 [m/s]
2010 年 9 月 24 日	32	2010 年 7 月 19 日	32
2010 年 10 月 1 日	124	2010 年 7 月 12 日	28
2010 年 10 月 4 日	55	2010 年 7 月 30 日	57
2010 年 10 月 5 日	49	2010 年 8 月 2 日	30
2011 年 3 月 1 日	110	2011 年 5 月 14 日	54
2011 年 3 月 12 日	56	2011 年 6 月 9 日	31
2011 年 3 月 13 日	54	2011 年 6 月 26 日	41
2011 年 3 月 18 日	44	2012 年 6 月 3 日	35
2011 年 3 月 21 日	161	2012 年 6 月 6 日	47
2011 年 3 月 24 日	141	2012 年 7 月 23 日	66
2011 年 3 月 25 日	151	2013 年 6 月 11 日	66
2011 年 3 月 26 日	119	2013 年 6 月 26 日	32
2011 年 3 月 27 日	73	2010 年 7 月 19 日	32
2013 年 2 月 18 日	32		

4. まとめ

2010 年から 2013 年までに EAR の 16 ビーム観測で得られた FAI エコーの二次元データを解析することにより、以下のことが明らかになった。

- ・真夜中過ぎ FAI の伝搬方向は、太陽活動度に依存しており、低太陽活動期には西向きのものが多く、高太陽活動期には東向きのものが多いことが明らかになった。これは背景のプラズマドリフト速度の太陽活動度依存性によるものと考えられる。
- ・観測された真夜中過ぎ FAI の 40%以上が EAR の観測視野内で発生していた。これは、真夜中付近では、東西のドリフト速度が小さく、観測視野の外で発生した場合はエコー領域の移動距離が短いため観測視野内に到達するものが少ないと考えられる。
- ・FAI が観測視野内で発生する場合、エコー領域の上昇速度は、日没直後の 86m/s に比べて真夜中過ぎでは約 43%と小さいことが明らかになった。これは、真夜中過ぎでは、電場が西向きのためレーリー・テーラー不安定の成長率が小さいことが原因と考えられる。

これらの結果は、真夜中過ぎに観測される FAI は、真夜中付近に発生するプラズマバブルに起因していることを示唆している。しかし、真夜中付近では、日没時と比べてプラズマバブルの発生原因であるレーリー・テーラー不安定の成長率が小さいためと考えられる。

参考文献

- Fejer, B. G., J. de Souza, A. S. Santos, and A. E. Costa Pereira (2005), Climatology of F region zonal plasma drifts over Jicamarca, *J. Geophys. Res.*, 110, A12310, doi:10.1029/2005JA011324.
- Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, and M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki (2003), The Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, 38(3), 1053, doi:10.1029/2002RS002767.
- Nishioka, M., Y. Otsuka, K. Shiokawa, T. Tsugawa, Effendy, P. Supnithi, T. Nagatsuma, and K. T. Murata (2012), On post-midnight field-aligned irregularities observed with a 30.8-MHz radar at a low latitude: Comparison with F-layer altitude near the geomagnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 117, A08337, doi:10.1029/2012JA017692.
- Otsuka, Y., T. Ogawa, and Effendy (2009), VHF radar observations of nighttime F-region field-aligned irregularities over Kototabang, Indonesia, *Earth Planets Space*, 61, 4, 431-437.
- Yokoyama, T., and S. Fukao (2006), Upwelling backscatter plumes in growth phase of equatorial spread F observed with the Equatorial Atmosphere Radar, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L08104, doi:10.1029/2006GL025680.

CHARACTERISTICS OF THE EQUATORIAL SPREAD-F OVER INDONESIA MEASURED BY EAR, IONOSONDES, AND GPS SCINTILLATION RECEIVERS

Dyah R Martiningrum¹⁾, M. Yamamoto¹⁾, P. Abadi²⁾

¹⁾RISH, Kyoto University, ²⁾National Institute of Aeronautics and Space, Indonesia

email : dyah.martiningrum.76u@st.kyoto-u.ac.jp

Abstract

Equatorial Plasma Bubbles (EPB) or in other term known as Equatorial Spread F(ESF) are extended zones of depleted F-region plasma density that grow from irregularities caused by the generalized Rayleigh–Taylor instability mechanism in the post-sunset equatorial sector. Study of Equatorial plasma bubbles is interesting because plasma density depletions generate rapid changes in both the amplitude and phase of radio signals, which propagate through the bubble, producing ionospheric scintillations that degrade communications and navigation signals. Scintillations come from many sources. Therefore, this study was conducted to understand characteristics of the EPB/ESF and to confirm the source of interference in the case study scintillation events at any given time. In this research, scintillations have analyzed using scintillation index (S4) from GPS Ionospheric Scintillation and TEC Monitor (GISTM) at Kototabang (0.20° S, 100.32° E; 10.36° S dip lat) and Pontianak (0.05° N, 109.34° E; 8.9° S dip lat) for the case March 1 and March 8, 2011. The field aligned irregularities (FAI) obtained from Equatorial Atmosphere Radar (EAR) data. Analysis of ionosonde data from CADI Pontianak and FMCW Kototabang also showed that spread F occurred on March 1 and March 8, 2011. Scintillation index showed strong value at the appropriate time. Further analysis of EAR and other data will help understanding of Equatorial Plasma Bubbles (EPBs) and scintillation.

1. Introduction

Equatorial Spread F (ESF) is the phenomena in which highly irregular plasma density with a large range of scale sizes and amplitudes at almost all altitudes throughout the latitude and longitude sectors. The ESF predominantly occur at nighttime. The complex dynamical phenomena and plasma instability play an important role in development of ESF. The horizontal geomagnetic field lines at the magnetic equator perpendicular to gravity, and also prevailing natural wind and background electric field, compose unique phenomena to develop the plasma irregularities. These plasma irregularities are generally magnetic field aligned. They have zonal widths of typically a few tens of km and extend along the magnetic field lines for hundreds to thousands of km depending on the peak altitude of the irregularity (bubble) development [e.g., Sobral et al., 2002], while their vertical heights range from a few tens of km to several hundred km [e.g., Labelle et al., 1997]. When radio signals propagate through these disturbed regions, they cause scintillation. This results in a fade in received signal power, meaning a loss of signal. The region of equatorial scintillations extends 30° on either side of the earth's magnetic equator and the strongest effects are found at approximately 10° N and S (Wanninger, 1993). Another Ionospheric irregularities can also find in the nighttime. Under certain condition we can find the irregularity of electron density

which is aligned along the Earth's magnetic field. It is known as Field Aligned Irregularity (FAI) that related to EPB/ESF. Another research pointed out that frequent and stronger scintillations associated with EPB during solar maximum period and a drastic reduction in frequency and intensity of scintillation during solar minimum period (Basu et.al, 1978).

In this work has been studied the characteristics of the Equatorial Spread F in associated with the scintillation and Field Aligned Irregularities (FAI) occurrences over Kototabang by using GPS Ionospheric Scintillation and TEC Monitor (GISTM), Equatorial Atmosphere Radar (EAR), and ionosonde data. This study also have been done to understand variability of plasma irregularities of ionosphere therefore it give general pattern of the relationship between scintillation and plasma irregularities of ionospheric layer.

2. Data and methodology

Equatorial Atmosphere Radar (EAR) have operated at Kototabang, West Sumatra, Indonesia (0.20°S , 100.32°E ; 10.36°S dip lat). EAR is the large monostatic radar which operate at 47.0 MHz. This instrument developed to study dynamic of lower and upper atmosphere (Fukao et.al., 2003).

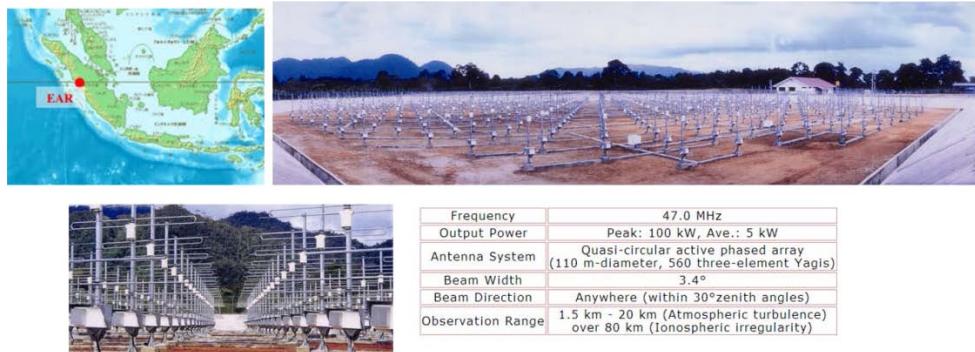


Figure 1. Equatorial Atmosphere Radar Specification and Location

Under certain condition, amplitude fading and phase scintillation effects can cause loss of carrier lock and intermittent GPS receiver operation (Klobuchar, 1991). GPS scintillations generally occur shortly after sunset and may persist until just after local midnight. GISTM used to obtain scintillation index (S4) which indicated occurrences of scintillation. Ionosonde is another instrument was used in this study to confirm the Equatorial Spread F (ESF) oocurrences over Kototabang and Pontianak.



Figure 2. GPS Ionospheric Scintillation and TEC Monitor (Left) and Ionosonde (Right)

The Equatorial Atmosphere Radar (EAR) unable to observe the ionosphere region in directions perpendicular to the geomagnetic field for studying F region FAI associated with Equatorial Spread F (ESF). Intense FAI echoes have been observed in the nighttime F region over Kototabang during 2011-2013 and classified in postsunset and postmidnight occurrences. Furthermore, we have taken two cases of ionosphere irregularity and analyzed possibility relationship between ESF and scintillation between Kototabang and Pontianak.

3. Results and discussion

3.1 Seasonal variability of Field Aligned Irregularities (FAI)

Characteristics of the EPB/ESF have already been observed as daily percentage of occurrence of Field Aligned Irregularities (FAI). We have used a threshold SNR value of -5dB. Percentage obtained from ratio between number of signal of particular range and time to total number of signal. Figure 3 is result of radar data analysis during 2011-2013 shows that the higher percentage of F-region post-sunset FAI occurred around March (~30%) and September-October (~40%), while F-region post-midnight FAI occur around June-July (~35-50%). The result clearly confirm dependency of ionosphere irregularities to solar activity.

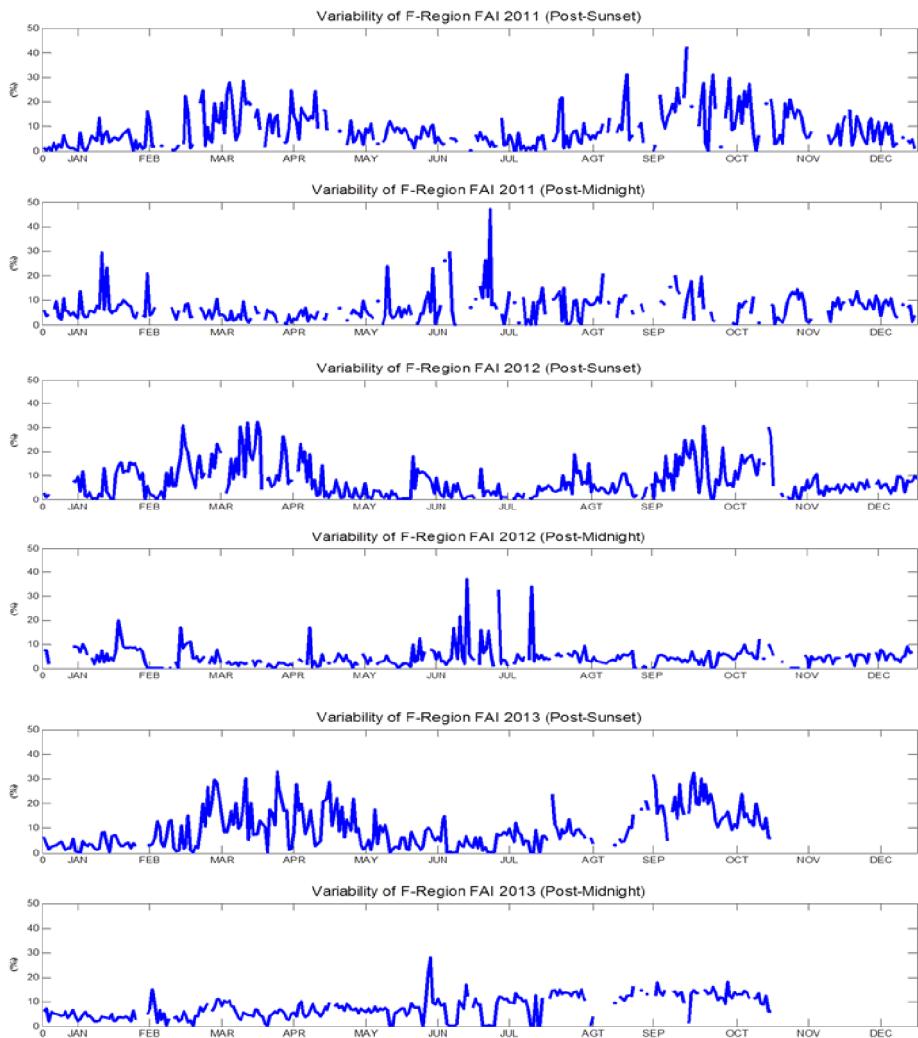


Figure 3. Daily percentage of occurrence of F-region echoes

3.2 Ionospheric scintillation occurrences during March 2011

The corrected scintillation index (S4) obtained from amplitude scintillation data of GISTM which has already been reduced multipath effects and ambient noise described as :

$$S4 = \sqrt{S4_{tot}^2 - S4_{corr}^2}$$

Figure 4 shows scintillation occurrences during March 2011 over Kototabang and Pontianak. Those results have been compared with FAI occurrences from EAR (Kototabang), shows the strong correlation of both data.

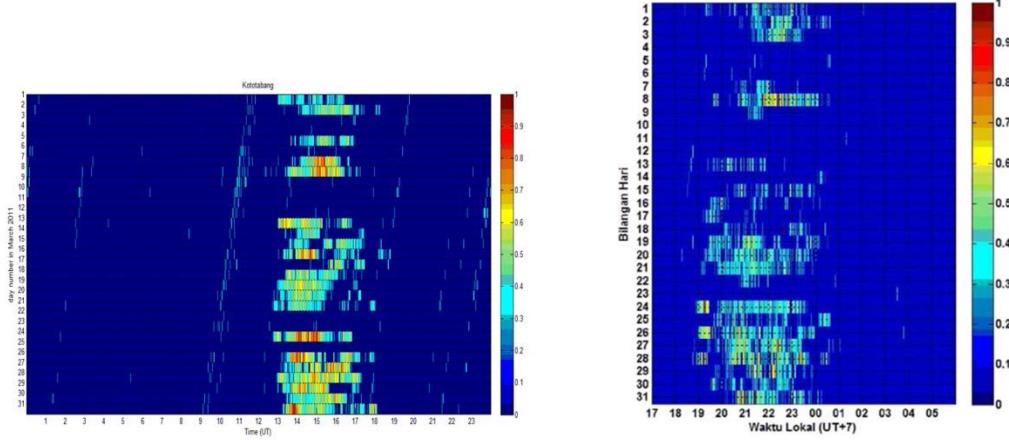


Figure 4. Scintillation Index (S4) of Kototabang (left) and Pontianak (right)

Table 1. Date and time of FAI from EAR

Date	Time Occurrence	Date	Time Occurrence
1 March 2011	19:30 – 23:00	19 March 2011	20:00 – 23:00
2 March 2011	21:00 – 01:00	20 March 2011	20:00 – 22:00
7 March 2011	21:00 – 23:00	21 March 2011	19:30 – 22:00
8 March 2011	20:00 – 24:00	24 March 2011	19:30 – 22:00
13 March 2011	19:30 – 23:00	25 March 2011	19:30 – 24:00
14 March 2011	20:30 – 02:00	26 March 2011	20:00 – 24:00
15 March 2011	20:00 – 01:00	27 March 2011	20:00 – 23:00
16 March 2011	20:00 – 24:00	28 March 2011	19:30 – 24:00
17 March 2011	22:30 – 23:30	30 March 2011	20:00 – 24:00
18 March 2011	20:00 – 24:00	31 March 2011	20:00 – 23:00

3.3 Relationship between Field Aligned Irregularities (FAI), Scintillation and Equatorial Spread F (ESF)

During March 2011 we founded strong relationship between FAI and scintillation events over Kototabang. We also observed scintillation event which possible associated with ionospheric irregularities over Pontianak. Pontianak placed about 1058.17 km eastern of Kototabang.

For further analysis, we took 2 cases, 1 March 2011 and 8 March 2011. The echoes scatter were analyzed to obtain zonal distance by using distance approximation of 2 location at the certain height over the earth's surface . Each of bubbles of SNR plot named as A, B, C, D, and E (figure 5). Drift velocity determined from zonal distance of each bubble and gradient of time. Possibility of period of bubbles propagate from Kototabang to Pontianak was obtained from simple relation between distance and drift velocity. Table 1 shows the result of all bubbles.

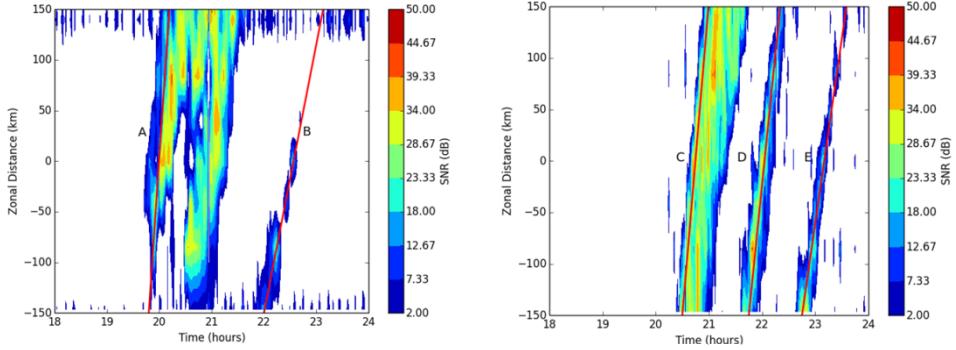


Figure 5. Zonal distance from SNR plot of echoes scatter EAR for 1 March 2011 (left) and 8 March 2011 (right)

The echoes scatter of bubble A shows the fastest drift velocity and Bubble B is the slowest. By using the similar relation between distance, velocity, and time, will be obtained period/time which needed all of bubbles for propagating from Kototabang to Pontianak.

Table 2. Characteristic of Each Bubble

No.	Date	Bubble's Name	Drift Velocity (m/s)	Period/Time to propagate (h:m)
1.	1 March 2011	A	208.3	1:24
2.	1 March 2011	B	72.46	4:36
3.	8 March 2011	C	166.67	1:48
4.	8 March 2011	D	138.89	2:06
5.	8 March 2011	E	98.04	3:00

The virtual height over Kototabang and Pontianak from ionosonde data also increased at that time. It means that electron density of F region of ionosphere layer over Kototabang and Pontianak fluctuated or changed mainly for 1 March and 8 March 2011 (red line in Figure 6).

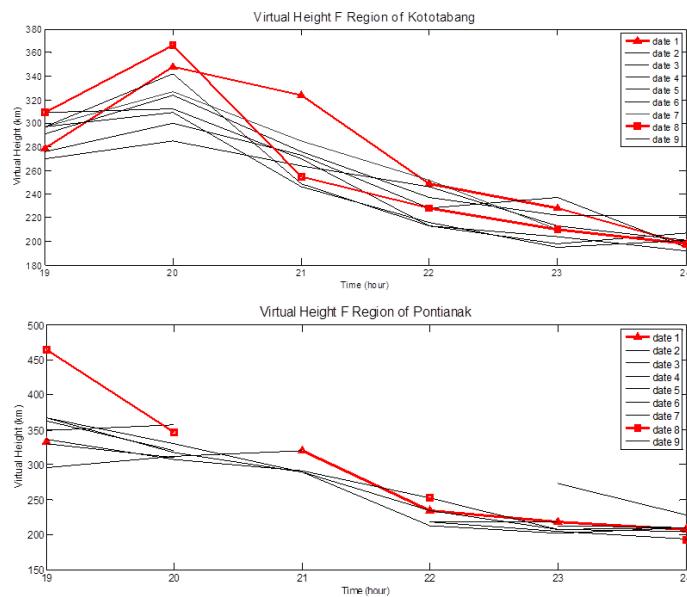


Figure 6. Virtual height of F region for Kototabang

4. Conclusions

We studied characteristic of ionospheric irregularity by using three different instruments that is Equatorial Atmosphere Radar Kototabang, GPS Ionospheric Scintillation and TEC Monitor (GISTM) at Kototabang and Pontianak, and also ionosonde at Kototabang and Pontianak. The results obtained from present study suggest that :

- Radar data analysis during 2011-2013 show that the higher precentage of F-region post-sunset FAI occured around March (~30%) and September-October (~40%), while F-region post-midnight FAI occur around June-July (~35-50%). The result clearly confirm dependency of ionosphere irregularities to solar activity.
- The relationship between the scintillation and ionospheric irregularities (ESF) found from analysis GISTM and ionosonde data over Kototabang and Pontianak. Variability of virtual height also show increasing of F region's virtual height when equatorial spread F and scintillation occurred.
- The further analysis of echoes scatter of EAR for certain case show characteristics of bubbles at certain height (350 km), their zonal distance and possibility the relationship of ionospheric irregularity between Kototabang and Pontianak that have longitudinally spacing about 1058.17 km.

Acknowledgements

The author (Dyah) thanks The Ministry of Research and Technology (RISTEK), and National Institute of Aeronautics and Space (LAPAN), Indonesia for supporting the scholarship (RISET PRO 2013) to study at Kyoto University. She also thanks Research Institute for Sustainable Humanosphere and Yamamoto Laboratory, Kyoto University for supporting data and opportunity to attend MU radar – EAR Symposium at Kyoto University, 16-17 September 2014.

5. References

- Abdu, M.A. and Kherani, E.A., 2011: Coupling Processes in the Equatorial Spread F/ Plasma Bubble Irregularity Development, IAGA Special Sopron Book Series 2, DOI 10.1007/978-94-007-0326-1_16, © Springer Science+Business Media B.V.
- Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M.K. Yamamoto, T. Sato, M. Haggio, Y. Yabugaki : Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results. Radio Science, Vol. 38, No. 3, 1053, doi:10.1029/2002RS002767, 2003.
- Labelle, J., J. -M Jahn, R. F. Pfaff, W. E. Swartz, J. H. A. Sobral, M. A. Abdu, P. Muralikrishna, and E. R. de Paula., 1997: The Brazil/Guara equatorial spread F campaign: results of the large-scale measurements. Geophys. Res. Lett., 24(13), 1691-1694.
- Sobral, J. H. A., M. A. Abdu, H. Takahashi, M. J. Taylor, E. R. de Paula, C. J. Zamlutti, M.G. de Aquino, and G. L. Borba., 2002: Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977–1998) of 630 nm airglow observations, J. Atmos. Terr. Phys., 64, 1517– 1524.

EAR サイトで観測された GPS 電離圏シンチレーションの 11.5 年間の出現特性

小川忠彦（情報通信研究機構）、大塚雄一（名古屋大学太陽地球環境研究所）

1. はじめに

科研費特定領域研究「赤道大気上下結合（CPEA）、2001-2006 年度」の一環として、インドネシア・スマトラ島のコトタバンに位置する赤道大気レーダー（EAR）サイトに設置された 3 台の GPS 受信機を用いた電離圏シンチレーションの観測が 2003 年 1 月 24 日に開始され、現在まで続いている。本稿では、観測開始から 2014 年 6 月までの 11.5 年間に得られたデータを基に、磁気赤道近傍域での GPS シンチレーションの出現特性を明らかにする。なお、EAR サイトの位置は(0.2°S, 100.3°E; dip lat. 10.4°S)である。

磁気赤道付近の電離圏シンチレーションの原因は、日没後の電離圏 F 層下部で発生するプラズマ不安定（Rayleigh-Taylor 不安定）によるプラズマバブルが原因である（図 1）。バブル内にはいろいろな波長を持つ電子密度不規則構造が存在するが、300~400 m の不規則構造が GPS 信号(1.57542 GHz)のシンチレーションを引き起こす。図 1 に示すように、バブルの発生には多くの電離圏物理量が関与している。また下層大気から伝搬してくる各種の大気波動（惑星波、潮汐波、大気重力波など）がバブルの振る舞いに影響を与えるため、シンチレーションもその影響を受ける。磁気嵐時には高緯度からの電場の影響も受ける。

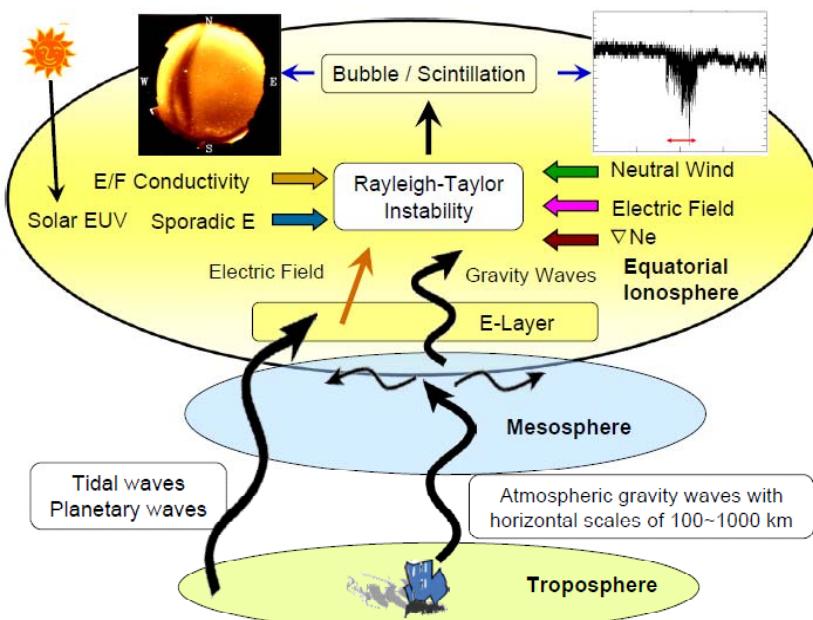


図 1 バブル発生やシンチレーションに関わる電離圏物理量。

2. プラズマバブルの出現特性（DMSP 衛星の長期観測結果）

プラズマバブルは、日没後の F 層下部で発生した後に~100 m/s で東に移動しながら数時間かけて F 層上部に発達し、1000 km を超える高度にまで達することがある。高度約 840 km の極軌道を飛翔する DMSP 衛星に搭載されている電子密度プローブで観測されたバブル発生率の統計結果を図 2 の上部に示す（Gentile et al., 2006）。データ期間は 1989~2004

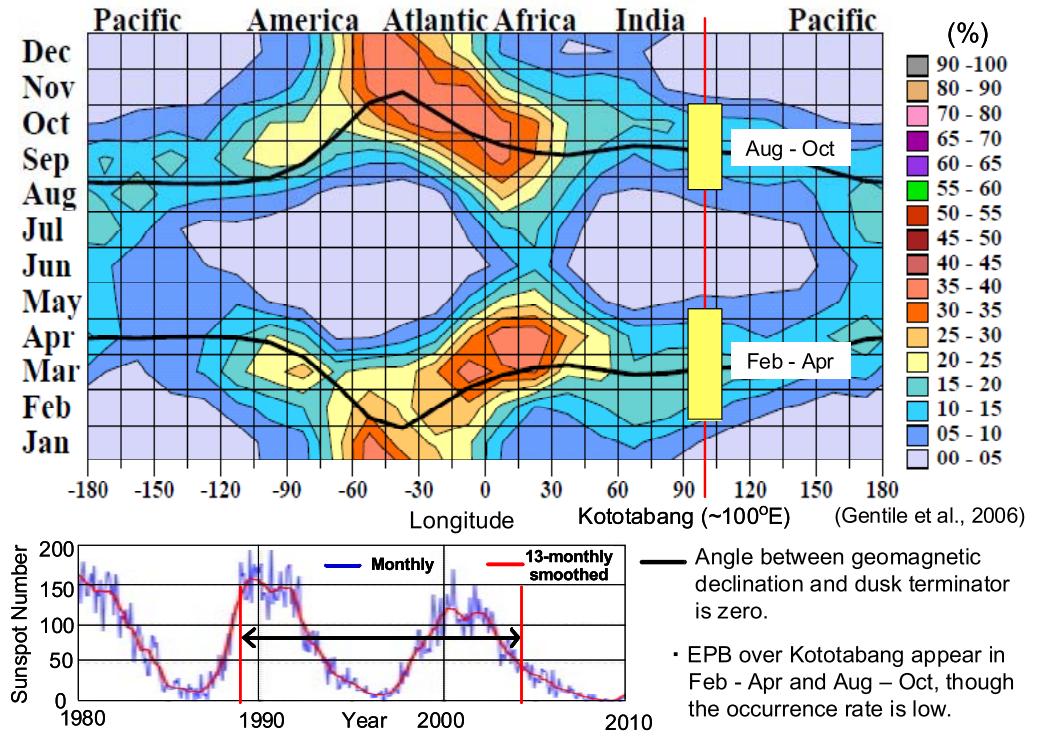


図2 (上図) 1989~2004年にDMSP衛星で観測された赤道プラズマバブルの発生率。
(Gentile et al., 2006)。黒線は地球磁場と日没線のなす角度がゼロになる箇所。
(下図) 1980~2009年の太陽黒点数の変化。

年の16年間である。コトタバン(100.3°E)では2~4月と8~10月に出現率が高いが(20%以下)、他の経度域に比べて低い。図2の下部に示す1980~2009年の太陽黒点数の変化から、DMSP衛星の観測期間は太陽活動の極大期から極小期を含んでいることが分かる。

3. 観測結果

コトタバンにおけるGPS電離圏シンチレーションの観測視野を図3に示す。衛星仰角が低いとシンチレーション以外の要因でも受信信号強度が変動するため、ここでは仰角30°以上のデータのみを使用する。仰角30°以上の視野は高度300kmで半径520kmの円内になる。この視野は南緯40°~13°の地磁気緯度をカバーしている。

3台のGPS受信機は約130mの間隔で三角状に配置されており、信号強度は20Hzでサンプリングされて

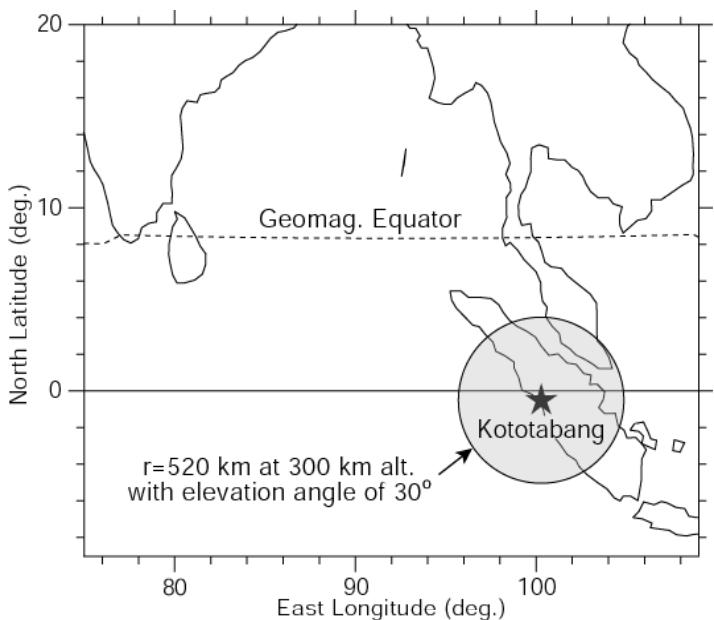


図3 コトタバン電離圏シンチレーションの観測視野図

記録される。シンチレーションの強さを表す指標の一つとして"S4"があり、最近はこれを用いるのが普通である。ここでは、各受信機のデータを基に、10分毎に計算されたS4値を用いた。S4は通常1~0の値を持ち、シンチレーションが強いほど高い値となるが、雑音や混信の影響を除くため、通常は0.2以下のデータは無視される。

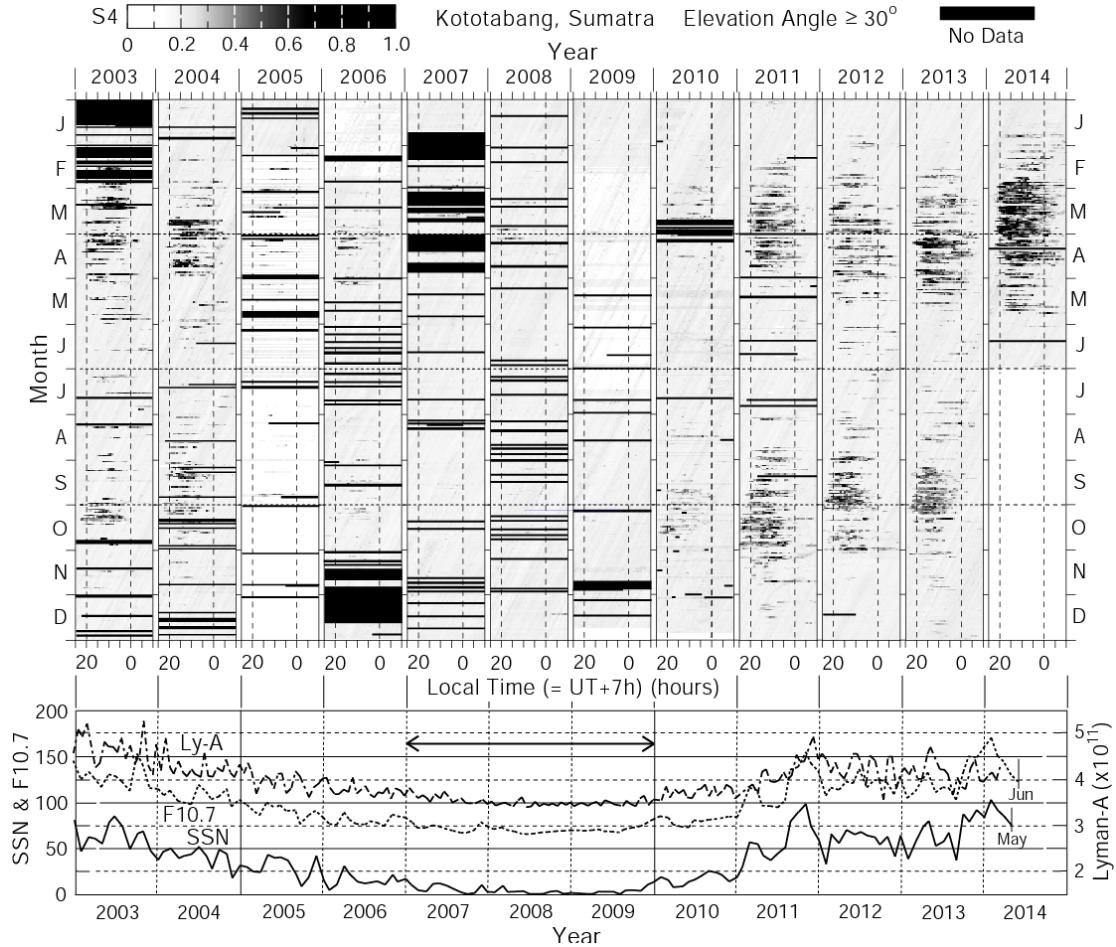


図4（上図）GPS電離圏シンチレーション発生の11.5年間の変化。黒い横棒はデータが存在しない日を表す。（下図）太陽黒点数(SSN)、10.7cm太陽電波フラックス(F10.7、単位はSFU)、Lyman- α 線強度（単位はphotons/cm²/sec）の変化。

3.1 11.5年間の出現特性

2003年1月24から2014年6月30日迄のS4の変化を年毎に図4の上部に示す。各パネルの縦軸は1月から12月までの日付であり、横軸は19~02時の地方時である。各日におけるS4値の変化が10分間隔で表示されている。黒い横棒はデータが存在しない日を表す。上述のように、S4が0.2以下のデータは無視する。図4の下部に太陽黒点数(SSN)、10.7cm太陽電波フラックス(F10.7)、Lyman- α 線強度の変化を示す。太陽活動は2000年の極大期後の2003年は下降期であり、2008年付近の極小期を経て、2014年初頭の極大期に至っており、太陽活動周期の11年をカバーしている。

図4で興味ある点は、シンチレーション発生は太陽活動に強く依存し、2007~2009年の極小期では殆ど発生していないことである。なお、1994~1997年の極小期（図2下部）で

は DMSP 衛星観測によるコトタバン上空のプラズマバブルの発生率はゼロに近い (Gentile et al., 2006)。図 4において、SSN が概略 20 以上、F10.7 が概略 75 SFU 以上、Lyman- α が概略 3.7×10^{11} 以上で強いシンチレーションが発生している。その理由は、太陽活動の活発化に伴ってバブル発生をコントロールしている電離圏の諸プラズマパラメーターや中性風など (図 1 参照) が変化するためと考えられるが、詳細は不明である。

3.2 太陽活動減少期の出現特性

太陽活動が年と共に減少しつつあった 2003-2006 年の出現特性を図 5 に示す (Ogawa et al., 2009)。年間平均した太陽黒点数 (SSN) は 2003 年が 63.7、2004 年が 40.4、2005 年が 29.8、2006 年 15.2 である (図 4)。図 5 から明らかなように、シンチレーションは 1) 日没後の 2000 LT 付近で現れ、真夜中後の 0100 LT 付近で消滅する。2) 2~4 月と 8~10 月に活発になるが、2~4 月がより活発である。3) 太陽活動低下と共に出現回数は低下する。4) 2003 年と 2004 年では、5~7 月の 2200~0200 LT で発生している。

3.3 太陽活動極小期の出現特性

太陽活動が極小期であった 2007 年 (年平均 SSN は 7.5)、2008 年 (2.9)、2009 年 (3.1) の出現特性を図 6 に掲げる。図から明らかなように、この 3 年間では目立ったシンチレーションはほとんど発生していない。DMSP 衛星観測によると、1994~1997 年の太陽活動極小期においてコトタバン上空の高度 840 km では赤道バブルはほとんど観測されおらず (Gentile et al., 2006)、我々の結果と一致している。

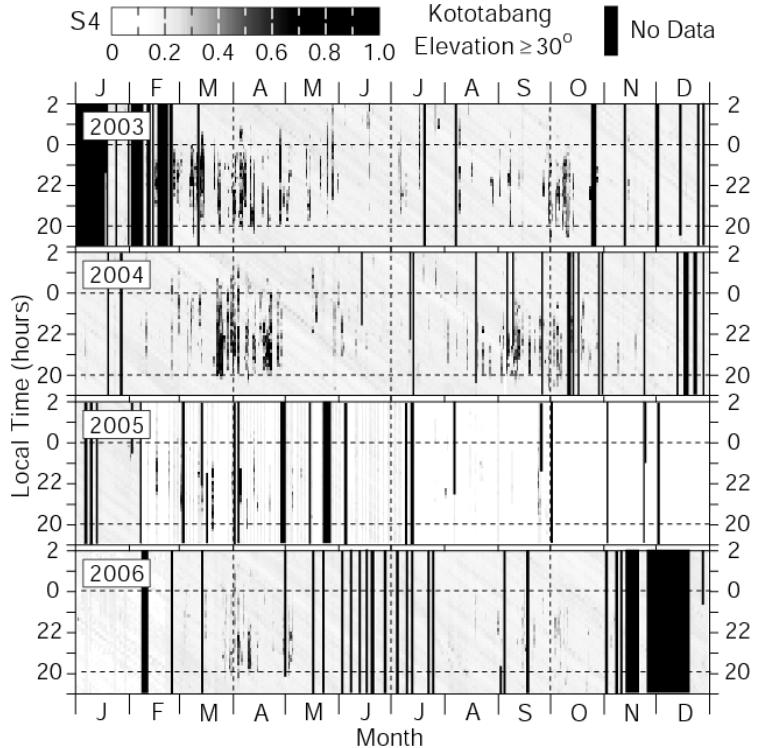


図 5 2003~2006 年におけるシンチレーション発生の変化。

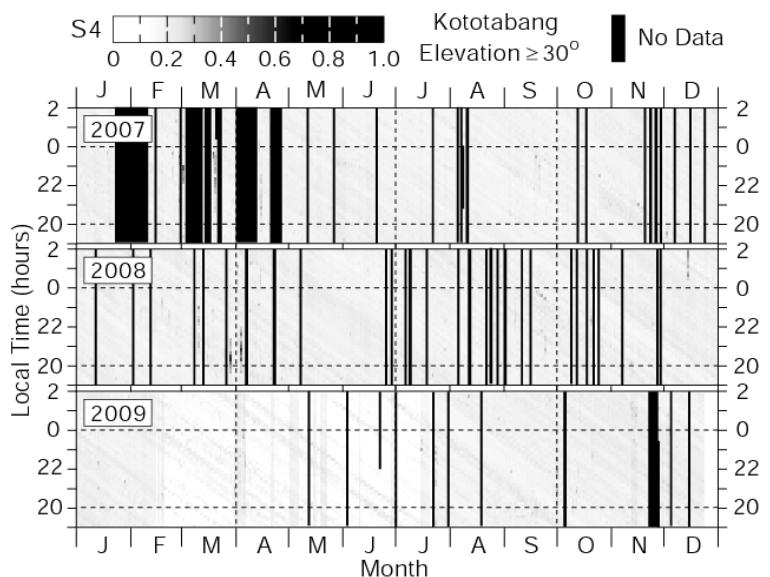


図 6 2007~2009 年におけるシンチレーション発生の変化。

3.4 太陽活動上昇期から

極大期の出現特性

太陽活動上昇期から極大期に至る 2010 年（年平均 SSN は 16.5）、2011 年（55.7）、2012 年（57.7）、2013 年（未定）、2014 年 6 月末（未定）までの出現特性を図 7 に示す。2010 年の様相は 2005 年と 2006 年のそれ（図 5）に似ている。また、2011 年、2012 年、2013 年の様相は 2003 年と 2004 年のそれ（図 5）に似ている。2014 年には太陽活動が極大になっているため、2~5 月ではシンチレーション発生が非常に活発である。

2012~2014 年の 5~7 月のシンチレーションは 2100~0200 LT に発生しており、2003~2004 年の様相に類似している。

以上のように、コトバンでの GSP 電離圏シンチレーションの発生頻度は太陽活動に強く依存し、極小期にはほとんど発生しないが、黒点数の上昇と共に増加していることが分かる。このような傾向は DMSP 衛星の観測結果とほぼ一致している。

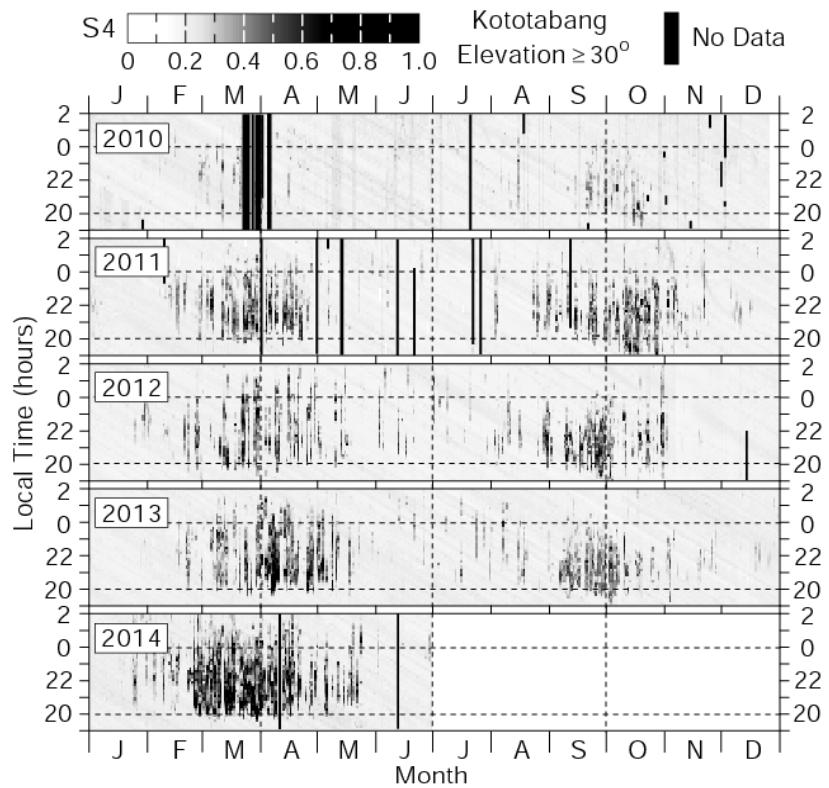


図 7 2010~2014 年 6 月末におけるシンチレーション発生の変化。

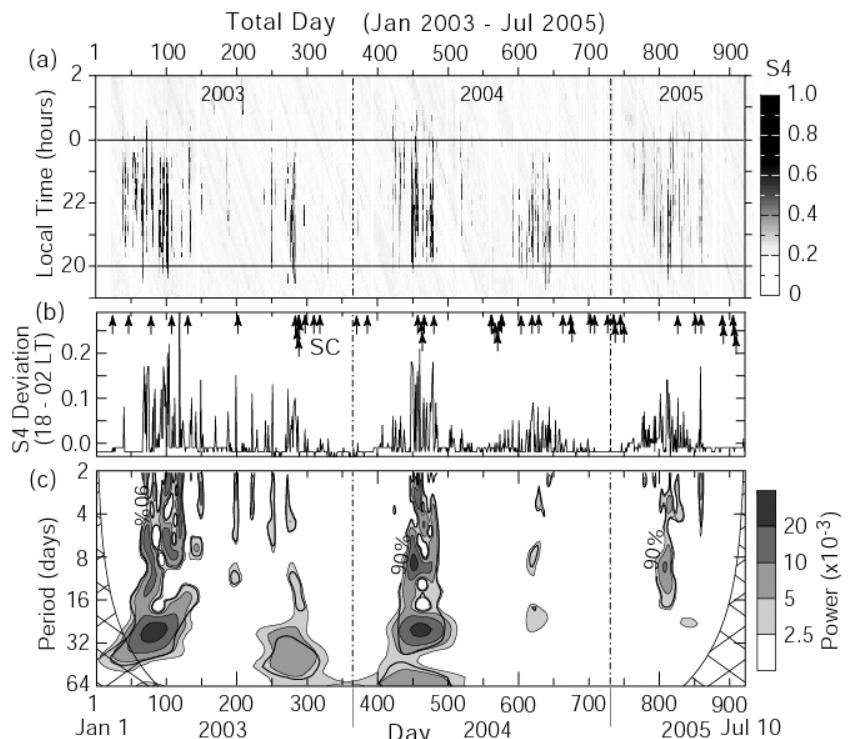


図 8 (a) 2003 年 1 月 1 日から 2005 年 7 月 10 日までのシンチレーション発生の変化。(b) 1800-0200 LT の S4 の平均値を差し引いた S4 の日変化。(c) S4 日変化の wavelet 解析結果。

4. シンチレーション発生の日々変動の原因

シンチレーションの強度 (S4) は時間と共に激しく変化する。また、上に見たように、日々変動も激しい。その原因是、プラズマバブルの発生や発達に直接関与する電離圏 F 層の物理的諸量（図 1）が時間・日変動しているためである。加えて、下層から伝搬してくる潮汐波や惑星波 (PW)、短周期の大気重力波などが影響しているはずである。

日々変動の原因を調べるため、図 8 に一例を示す (Ogawa et al., 2009)。図 8 a は 2003 年 1 月 1 日から 2005 年 7 月 10 日までの 920 日間にわたる S4 の変化である。図 8 b に S4 の日変化を、図 8 c に日変化曲線の wavelet 解析を示す。図 8 b には地磁気嵐開始 (SC) の日が示されているが、地磁気嵐の影響によりシンチレーションが発生・変調した可能性もあることを指摘しておく（詳しい解析が必要である）。図 8 c から、周期約 3 日、約 6~12 日、約 20~30 日にスペクトルのピークが存在することが分かる。これらのピークは下層から伝搬してくる惑星波の Normal Rossby 波や Kelvin 波がバブルの発生・発展をコントロールしていることを示唆する。なお、ここでは示さないが、コトタバン上空の中間圏重力波活動や対流圏上部の雲頂温度も同じような周期の惑星波で変調を受けることが分かっている（詳しくは Ogawa et al., 2009）。

4. まとめ

- 1) インドネシア・コトタバンの EAR サイトで 11.5 年間にわたって連続観測された GPS 電離圏シンチレーションの発生特性を明らかにした。
- 2) シンチレーションは主に 2~5 月と 8~10 月の 2000~2400 LT に出現するが、2~5 月のほうが発生しやすい（後者の詳しい理由は不明）。シンチレーションは 5~7 月の 2100~0200 LT でも発生するが、頻度は低い。この季節のシンチレーションの発生原因もバブルなのかどうかはシンチレーション観測だけでは不明である（大塚他, 2014）。
- 3) シンチレーションの発生率は 11 年の太陽活動サイクルに強く依存し、発生率は極大期では高く、極小期ではほぼゼロである。このような傾向は DMSP 衛星の観測結果とほぼ一致する。
- 4) シンチレーションの発生は多数の電離圏パラメータや下層からの大気波動活動に依存している。ここでは、そのうち、周期が数日~30 日の惑星波の影響が重要であることを指摘する。

参考文献

- Gentile et al., A global climatology for equatorial plasma bubbles in the topside ionosphere, Ann. Geophys., 24, 163-172, 2006.
- Ogawa et al., Equatorial GPS ionospheric scintillations over Kototabang, Indonesia and their relation to atmospheric waves from below, Earth Planets Space, 61, 397-410, 2009.
- 大塚他、赤道大気レーダーによる F 領域沿磁力線不規則構造の観測、本プロシードィング。

SEALION イオノゾンデによる赤道電離圏高度の変動： Ionospheric Ceiling

丸山 隆, 上本純平, 石井 守, 津川卓也

(情報通信研究機構)

Pornchai Supnithi

(モンクット王工科大学ラカバン, タイ)

Tharadol Komolmis

(チェンマイ大学, タイ)

1 問題の背景

最大電子密度の赤道異常

「赤道異常」という言葉は電離圏の初学者が最初に出会い、興味を惹かれる現象の一つに違いない。その発見は古く、昭和14年(1939年)刊行の「電波伝播」(前田, 難波; コロナ社)に「緯度と平均臨界周波数の関係曲線」として描かれている。すなわち、電離圏 F_2 層の臨界周波数 (f_oF_2) が、太陽天頂角の緯度による違いから本来予想されるのとは異なり、赤道上で極小値 (trough) を取り、そこから離れた低緯度で南北二つの極大 (crest) を呈するというものである。その後、赤道異常にに関する研究は数多くなされたが、その殆どすべてが、 f_oF_2 の crest の位置、crest/trough の比、crest の南北対称/非対称などに関するものであり、赤道異常の発達と最大電子密度高度 (h_mF_2) の関係には全く触れられていない。その結果として、赤道 h_mF_2 に関して誤った解釈や不正確な経験モデルが現れることにもなる。

赤道異常について簡単におさらいをしておく。日中の低緯度電離圏下部は電離生成と消滅が拮抗する光化学平衡の状態に近い。磁力線はほぼ水平であるから、東向きの電場 (**E**) が加われば、北向きの磁場 (**B**) との作用でプラズマは上方へドリフトする (**E** × **B** ドリフト)。高度の上昇とともにイオンと中性大気粒子の衝突周波数が小さくなり、低緯度では、 h_mF_2 付近から下 (bottomside) のプラズマは支えを失い、磁力線に沿って下方へ拡散 (重力による降下) する。上方 (topside) では、 h_mF_2 の下降による拡散平衡の破れを補償するよう、赤道寄りのプラズマが磁力線に沿って低緯度へ拡散する (fountain effect)。その結果、磁気赤道上空のプラズマが低緯度に集まり、crest すなわち赤道異常が形成される。

低緯度電離圏高度

ここで問題なのは、 h_mF_2 の緯度変化である。高高度では、拡散係数の増大によって、僅かな圧力勾配でも沿磁力線拡散が生じる。その結果、等電子密度面はアーチ状の磁力線に沿うため、「 h_mF_2 は磁気赤道上で最大になる」と推測される。非常に大雑把には、これは正しいようにも見える。数多くのイオノゾンデ観測を元にした経験的な電離圏モデルである国際標準電離層モデル (IRI) では、昼間の低緯度 h_mF_2 が磁気赤道に一つのピークを示している [Fang et al., 2013]。しかし、IRI が頼っているイオノゾンデの分布は磁気赤道付近には必ずしも密ではない。Hoque and Jakowski [2012] は CHAMP, GRACE, そして COSMIC衛星による大量の GNSS 掩蔽観測データを用いて h_mF_2 の汎世界分布モデルを構築した。その出力例として、13時 LT

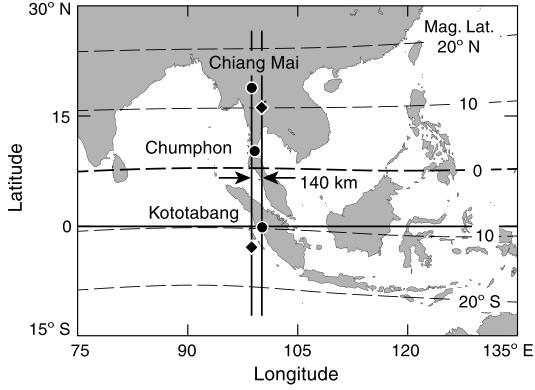


図1 SEALION イオノゾンデ(南北チェーン)配置. ひし形は Chiang Mai および Kototabang の磁気共役点

の $h_m F_2$ が示されているが, それは(地磁気)赤道を中心とする「一つ山」の分布となっている. 彼らのモデルでは, 本来, 低緯度電離圏の解析には磁気伏角の観測値から定義される磁気緯度を用いるべきところを, 双極子磁場で近似した地磁気緯度を用いたため, $h_m F_2$ の緯度方向の構造は平滑化されていると考えられる.

Fang et al. [2013] は 11 の電離圏理論モデルの結果を比較し, $h_m F_2$ の磁気赤道付近の振る舞いを比較した. その結果, SAMI2 など 6 の non-self-consistent モデル(中性大気および電場は経験モデルを入力とする)では $h_m F_2$ が磁気赤道付近に極小を持ち, 低緯度に二つ山の分布を示したのに対して, TIMEGCM など 5 の self-consistent モデル(中性大気および電場についてもプラズマと結合させて第一原理から解く)では磁気赤道に一つのピークを示した. このように磁気赤道近傍の $h_m F_2$ の振る舞いが未だ完全に理解されていない一方で, 赤道の $h_m F_2$ の時間変化率を $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによるものとして東西電場の振る舞いを議論している例なども散見される [*Adebesin et al., 2013; Oyekola et al., 2007*].

2 SEALION

低緯度電離圏の変動には電場の東西成分と中性大気風の磁気子午面成分が共に重要な役割をもつ. 言い換えば, この二つの変動要因を分離することなく電離圏変動の原因を理解するのは極めて難しい. 一般に, イオノゾンデ観測から電場と中性大気風の効果を分離するのは容易ではない. SEALION (Southeast Asia Low Latitude Ionospheric Network) は, この問題を解決するため, 同一磁気子午線上に磁気共役点と磁気赤道を含む観測点を整備したものである [*Maruyama et al., 2007*]. 図1にイオノゾンデの配置を示す. Kototabang (KTB; 100.3°E, 0.2°S; MagLat=9.9°S) と Chiang Mai (CMI; 98.9°E, 18.8°N; MagLat=13.2°N) は磁気共役点に近く, Chumphon (CPN; 99.4°E, 10.7°N; MagLat=3.3°N) はその中間で, ほぼ磁気赤道である.

3 観測結果

図2a は 2007 年の春分を挟んだ 2 カ月間(太陽活動度極小期)の $h_m F_2$ 観測結果で, CMI, CPN, KTB の 2 ヶ月 median(中央値)を示す. いずれの地点でも日出とともに $h_m F_2$ が上昇を始めるが, 磁気赤道の CPN(黒丸と線)では 9 時頃にピークに達した後は, 僅かに下降し, 320 km 付近に落ち着く. これに対して, CMI と KTB では $h_m F_2$ の上昇が正午まで継続し, その後, 夕方に向けて緩やかに下降する. その結果, 正午前後の数時間は CPN の $h_m F_2$ が最も低くなっている. CMI と KTB は同じような時間変化を示すものの, 日出から 21 時過ぎまでは KTB の高度が常に高い. その詳しい様子を二点の差,

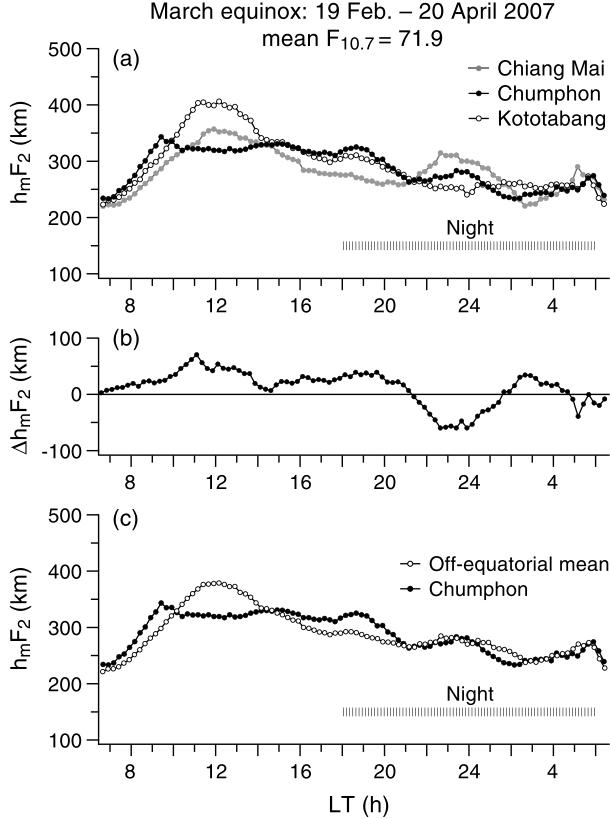


図 2 (a) $h_m F_2$ の 2 ヶ月 median, (b) Kototabang と Chiang Mai の median $h_m F_2$ の差, (c) Kototabang と Chiang Mai の median $h_m F_2$ の平均 (off-equatorial mean) と Chumphon(赤道) の比較.

$\Delta h_m F_2 = h_m F_2(\text{KTB}) - h_m F_2(\text{CMI})$ として図 2b に示す. これは, 赤道を横切る中性大気風(赤道横断風)によって一方の半球で磁力線に沿って高度が上昇し, 他方で下降したものと解釈される. すなわち, 図 2a の CMI と KTB の $h_m F_2$ 変動は中性大気風と電場の両方が作用したものである. 赤道横断風による風上半球のある点での $h_m F_2$ 上昇と風下半球の磁気共役点での $h_m F_2$ 下降がその絶対値において等しいと仮定すれば, CMI と KTB の $h_m F_2$ の平均値を取ることで中性大気風の効果が相殺され, 電場効果だけが残る. これを図 2c に白丸で示す (off-equatorial mean). 赤道とそこから離れた低緯度では東西電場による昼間の $h_m F_2$ 変動が大きく異なることが分かる.

同様な解析を, 同じ太陽活動度極小期の秋分, 夏至, 冬至を挟むそれぞれ 2 カ月の観測に対しても行った. そこで分かったのは, 磁気赤道上の $h_m F_2$ の頭打ち現象(これを ionospheric ceiling と呼ぶことにする)は季節によらず現れ, その高度も約 320 km と一定であった. これに対して, 赤道から離れた地点の正午の $h_m F_2$ は季節によって高低様々であった. いずれの場合でも, 正午付近の赤道の $h_m F_2$ が off-equatorial mean を超えることはなかった. すなわち, 正午付近の $h_m F_2$ の緯度分布は決して磁気赤道にピークを持たないことが分かった.

4 Ionospheric ceiling の発現機構

赤道電離圏高度の振る舞いがモデル計算によって再現できれば, 計算途中の様々なパラメータを吟味することによって, ionospheric ceiling の現れる機構を知ることができる. SAMI2 電離圏モデル [Huba *et al.*,

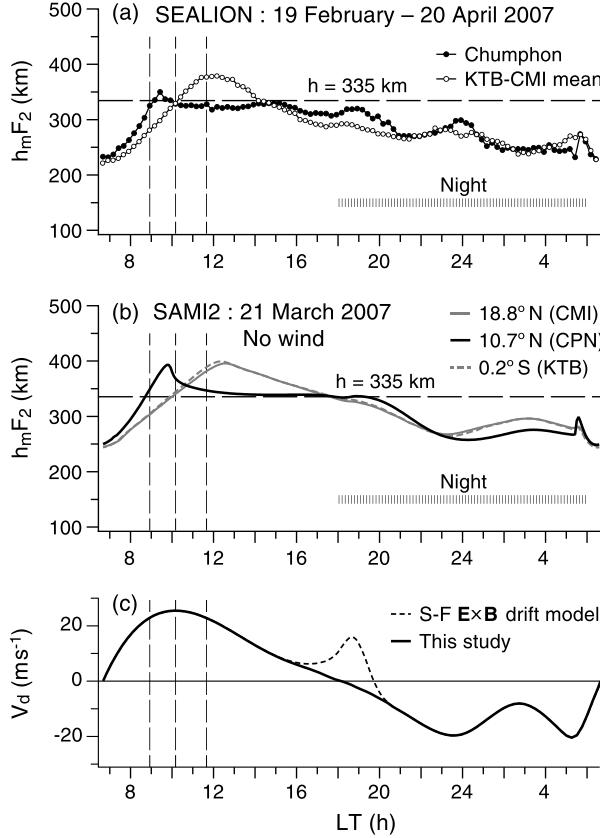


図3 (a) 磁気赤道と off-equatorial mean h_mF_2 (図2cに同じ), (b) SAMI2 モデルによるシュミレーション, (c) Scherliess and Fejer [1999] による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトモデル.

2000] を用いて SEALION 観測 (図3aに再掲) に対応する条件で h_mF_2 変動を再現した結果を図3bに示す。ここで、中性大気風効果を相殺した off-equatorial mean と比較するために、中性大気風速度は 0 と仮定し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトには、夕方付近の観測結果と合わせるために、Scherliess and Fejer [1999] の経験モデルから evening enhancement を取り除いて用いた (図3c)。図3aの h_mF_2 変動の特徴 (昼間の ionospheric ceiling, 0930 LT 付近の赤道 h_mF_2 のオーバーシュート, 1000 LT 付近の h_mF_2 緯度勾配の逆転など) が図3bに良く再現されている。

次に、電子密度の時間変化を記述する連続の式(1)から、観測では得られない動的パラメータを吟味する。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i) = \mathcal{P}_i - \mathcal{L}_i \quad (1)$$

式の左辺第2項は沿磁力線拡散と磁力線に直交する $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの2つの項に分けられる。また右辺は、まとめて光化学反応による生成・消滅の項とする。各項の高度分布を、0855 LT, 1010 LT, および 1140 LT について示したのが図4である。各時間は図3に縦の破線で示されており、次の事を考慮して決められた。0855 LT と 1140 LT には赤道の h_mF_2 (~ 345 km) と $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度 ($V_d \sim 22.8 \text{ ms}^{-1}$) が等しいが、前者では h_mF_2 が急上昇しているのに対して、後者では高度変動が殆ど停止している。また 1010 LT は両者の遷移状態を代表する。

図4aに時間変化率各項の高さ分布を 0855 LT について示す。図4bは同時刻の電子密度プロファイルである。図4aで、破線は生成・消滅の全寄与を表し、 h_mF_2 より下で大きな値となっている。一点鎖線は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

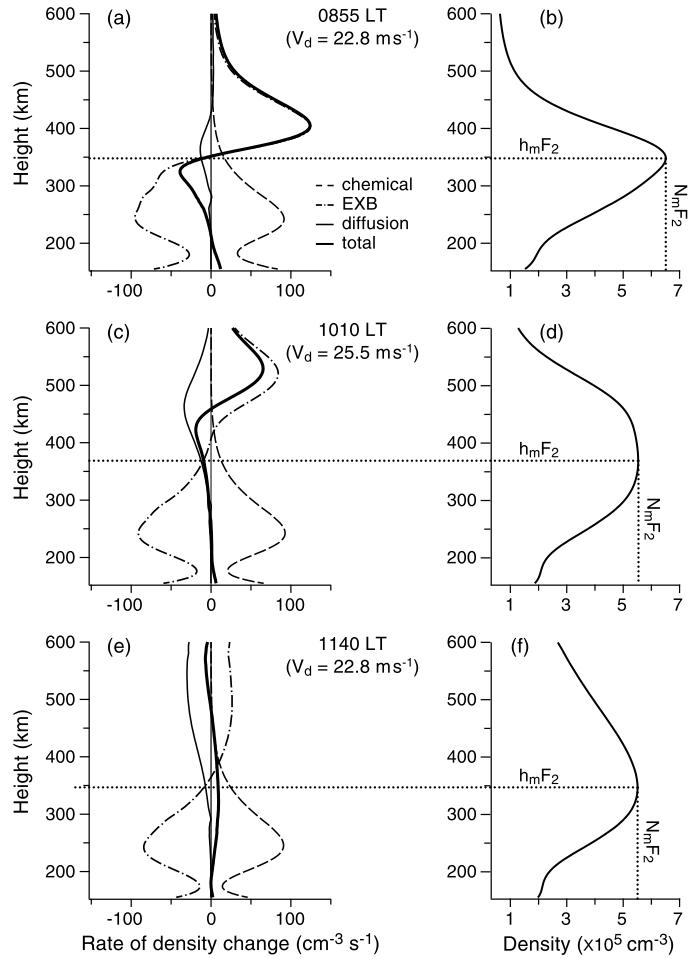


図 4 (a), (c), (e) 電子密度の時間変化率を決める各項の高さ分布, (b), (d), (f) 電子密度プロファイル.

ドリフト項を表す。 h_{mF_2} より下で負、上で正となるのは密度勾配と上向きのドリフトを反映したものである。細い実線は沿磁力線の拡散項を表し、 h_{mF_2} 付近では負の値を、それ以外では殆どゼロを示している。拡散項の負値は赤道から低緯度への発散を意味し、上向き $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトに伴う効果で、いわゆる fountain effect である。これら 3 つの項を足し合わせたものが太い実線で示してある。 h_{mF_2} より上で正(密度増加)下で負(密度減少)となる逆 S 字形になっていることが分かる。すなわち、 F 層ピークが上昇しつつあることを示している。

図 4c, 4d は 1010 LT について、同様に密度変動に寄与する各項の高さ分布と電子密度プロファイルを示したものである。前の時間と大きく異なるのは、拡散項の絶対値(細い実線)が h_{mF_2} より上で増大していることである。 h_{mF_2} は僅かに上昇したが、3 項の和(太い実線)を見ると逆 S 字形がゼロを横切る高度は h_{mF_2} より 90 km 高くなっている。これにより、 h_{mF_2} 付近では電子密度が減少しつつあり、 $f_o F_2$ が日中に減少する、いわゆる noon bite-out が起こっている。また、 h_{mF_2} 付近の密度減少率は上に行くほど大きくなっているので、 F 層ピークが下降していることが分かる。

図 4e, 4f は同様に 1140 LT について示したもので、特徴的なのは、拡散項(細い実線)が大きな負の値をと

る高度範囲が広がり, $h_m F_2$ より上では $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる移流分(一点鎖線)が殆ど相殺されている点である。その結果、太い実線で示した3項の和には高度変化が殆どなくなっている。すなわち、大きな上向き $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトにも拘わらず、電子密度高度プロファイルはほぼ平衡状態に達し、前の時間から下降した $h_m F_2$ の変化もこの時間では殆どなくなっている。この状態が、我々が ionospheric ceiling と呼んだものである。

5 まとめ

低緯度磁気共役点と磁気赤道で電離圏観測を行った結果、電離圏高度の時間と緯度変化について、これまでの観測では得られなかった新しい知見が得られた。赤道上の最大電子密度高度は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトが大きくなってしまっても上昇し続けることはなく、頭打ちになる (ionospheric ceiling)。その結果、正午前後には赤道上の最大電子密度高度が、そこから 10 度ほど離れた低緯度の高度より低くなる。これは、IRI などの経験モデルにも反映されていなかったことである。Ionospheric ceiling は、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる $h_m F_2$ の上昇が、沿磁力線拡散の増大によって抑えられることで起こる。Ionospheric ceiling の高度は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの大きさに殆ど依存しないことから、 $h_m F_2$ の時間変化率を用いて東西電場の強度を議論することは殆ど無意味である。

参考文献

- [1] Adebesin, B. O., J. O. Adeniyi, I. A. Adimula, and B. W. Reinisch (2013), Equatorial vertical plasma drift velocities and electron densities inferred from ground-based ionosonde measurements during low solar activity, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **97**, 58–64.
- [2] Fang, T.-W., D. Anderson, T. Fuller-Rowell, R. Akmaev, M. Codrescu, G. Millward, J. Soika, L. Scherliess, V. eccles, J. Retterer, J. Huba, G. Joyce, A. Richmon, A. Maute, G. Crowley, A. Ridley, and G. Vichare ((2013), Comparative studies of theoretical models in the equatorial ionosphere, in Modeling the ionosphere-thermosphere system, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 201, edited by J. D. Huba et al., pp. 133–144, AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/2012GM001280.
- [3] Hoque, M. M., and N. Jakowski (2012), A new global model for the ionospheric F2 peak height for radio wave propagation, *Ann. Geophys.*, **30**, 797–809, doi:10.5194/angeo-30-797-2012.
- [4] Huba, J. D., G. Joyce, and J. A. Fedder (2000), Sami2 is another model of the ionosphere (SAMI2): A new low-latitude ionospheric model, *J. Geophys. Res.*, **105**(A10), 23,035–23,053.
- [5] Maruyama T., M. Kawamura, S. Saito, K. Nozaki, H. Kato, N. Hemmakorn, T. Boonchuk, T. Komolmis, and C. Ha Duyen (2007), Low latitude ionosphere-thermosphere dynamics studies with ionosonde chain in Southeast Asia, *Ann. Geophys.*, **25**, 1569–1577, doi:10.5194/angeo-25-1569-2007.
- [6] Oyekola, O. S., A. Ojo, J. Akinrimisi, and E. R. dePaula (2007), Seasonal and solar cycle variability in *F*-region vertical plasma drifts over Ouagadougou, *J. Geophys. Res.*, **112**, A12306, doi:10.1029/2007JA012560.
- [7] Scherliess, L., and B. G. Fejer (1999), Radar and satellite global equatorial *F* region vertical drift model, *J. Geophys. Res.*, **104**(A4), 6829–6842.

Beacon experiment of ionospheric irregularities in Thailand- Indonesia

Kornyanat Watthanasingmechai, M. Yamamoto (京大RISH),
A. Saito (京大理),
R. Tsunoda (SRI International, 米),
T. Maruyama, T. Yokoyama (NICT)

第8回MULレーダー・赤道大気レーダーシンポジウム, 2014-09-16

Ionospheric effect VS human safety issue

- Recently, **SBAS** and **GBAS** are under development in many countries to use as aircraft landing systems.
- Ionospheric effects can threaten navigation/ positioning users.
- Ionospheric delay \propto TEC \propto plasma density.

SBAS: Satellite-Based Augmentation System
GBAS: Ground-Based Augmentation System

[Saito et al., 2010]

Since it relates to human safety issue, the ionosphere should be seriously taken into account.

What is Plasma bubble?

- Low-latitude and equatorial ionospheric phenomenon.
- Generation mechanism is the Rayleigh-Taylor (RT) instability.
- Pre-reversal enhancement (PRE) at the sunset terminator makes the favorable condition for RT-instability.
- Steep density gradient develops at the sunset of the magnetic equator. [Yokoyama et al., 2004]
- Low density plasma in the bottom-side ionosphere explosively rises to the upper ionosphere. [Burke et al., 2004]

Schematic picture of plasma bubbles [Tsugawa, T., AGU, 2010]

3

How to detect plasma bubble?

GPS-based ROTI

When the plasma bubble occurs and the ionosphere is severely disturbed.
Drastically fluctuation of ROTI is noticed.

GRBR-based analysis

—Plasma bubbles are found to grow at the upwelling of LSWS.
—Scintillation develops at the westward wall of the TEC depletion.

Radar [Tsunoda et al., 2011]

Airglow imager

Fig. 2. Typical all-sky image over Australia in late morning. The image was taken by the Airglow imager on the International Space Station. North is to the top and east is to the right. The large black streaks are EPIs. [Wiens et al., 2006]

ATI plot for backscatter from FAI observation

Fan-sector echo intensity
ATI plot for backscatter from FAI observation

Fukao et al., 2004

ISS-detected plasma bubble

Original images **Multiplied images**

Each image file was multiplied with its red channel about 15 times to emphasize the structures of the red emission regarding atomic Oxygen in the F layer.

This animation was made by the images taken by an astronomer with Nikon D3s on an International Space Station (ISS). [Hozumi, Y., 2013]

Equatorial Ionization Anomaly

1000 km
300 km
0 km

Magnetic field line

N

E

EXB drift

Redistribution along the field line

Magnetic equator

*[EIA figure is courtesy by T. Maruyama. (NICT)]

- Eastward electric field drifts electron up to higher altitude.
- The electron redistributes along the field line.
- Above two steps show the fountain-like characteristic known as the **fountain effect**.
- Two crests of the electron density are developed around 15-degree distance from the dip equator known as **Equatorial Ionization Anomaly (EIA)**.
- EIA** can be studied by the **Total Electron Content (TEC)**.

NICT

What is TEC?

TEC
(Total electron content)

1 TECU = $1 \times 10^{16} \text{ el/m}^2$

Depending on place & time, solar & magnetic activity

LEO Satellite

Ionosphere

GRBR Receiver

f_1 , f_2

1 m²

NICT

GNU-Radio Beacon Receiver (GRBR)

GRBR was developed to measure the electron density from LEO satellite by receiving VHF/UHF signals. We focus on the polar LEO satellites in order to capture the EIA asymmetry in equatorial region by GRBR chain. Each satellite flies over the stations every 11 hrs., on average.

- ✓ Pre-amplifier for 150 MHz signal.
- ✓ Filters for both 150 MHz and 400 MHz signals.
- ✓ USRP board
- ✓ Less than \$2000
- ✓ QFH (Quadrillar Helix) Antenna \$550
- ✓ Linux PC
- ✓ CPU faster than 1GHz is enough for observations.
- ✓ Single-frequency GPS receiver as an additional time reference.

(<http://www.rish.kyoto-u.ac.jp/digitalbeacon/index.html>)

GRBR network is a low-cost network compared to dual-frequency GPS network, and compact network compared to ionosonde network.

Total cost of one GRBR set is about 3000\$ only! 1-m² area is enough for the observation.

NICT

Observation sites & satellites

Table 1. GRBR and ionosonde networks alignment. Chumphon is considered as the dip equator station regarding to being the nearest station to the dip equator with an availability of both GRBR and ionosonde.

Site (ID)	Latitude	Longitude	Dip latitude	Country	Available observation
Chiang Mai (CMU)	18.76	98.93	12.7	Thailand	GRBR and ionosonde
Bangkok (BK)	13.73	100.78	6.7	Thailand	GRBR
Chumphon (CPN)	10.72	99.37	3.0	Thailand	GRBR and ionosonde
Phuket (PKT)	8.09	98.39	-0.2	Thailand	GRBR
Kototabang (KTB)	-0.20	100.32	-10.1	Indonesia	GRBR and ionosonde

GRBR: GNU Radio Beacon Receiver

Table 2. Information of the polar LEO satellites used in this work.

Satellite name	Inclination (degree)	Apogee (km)	Perigee (km)	Period (min)
COSMOS2407	83	1008	952	105
COSMOS2463	83	1021	969	105
COSMOS2429	83	1011	953	105
DMSPP15	98.9	851	837	101.8
RADCAL	89.5	900	791	101.4

Example of GRBR -TEC variation on March 24, 2012 at pre-sunset hour.

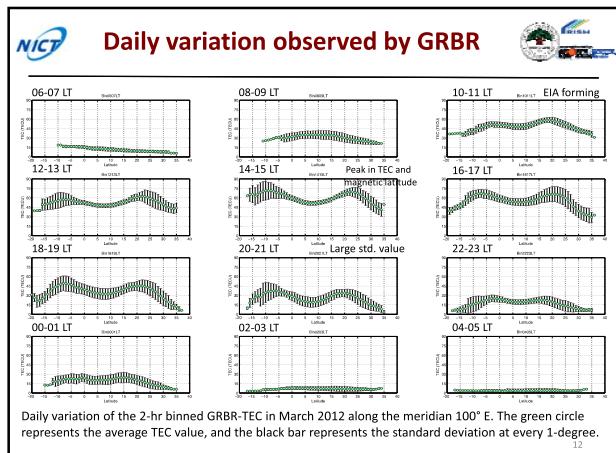
...Results...

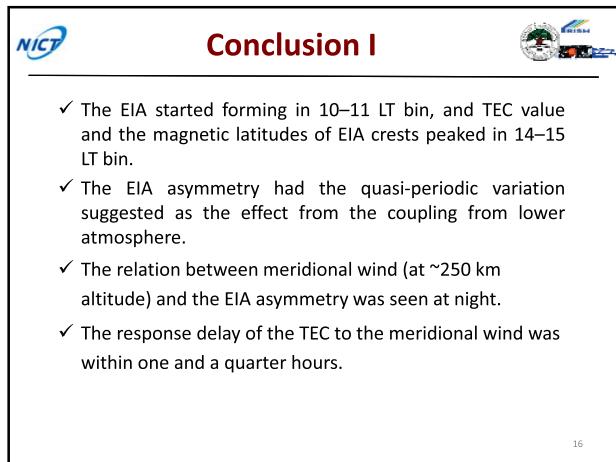
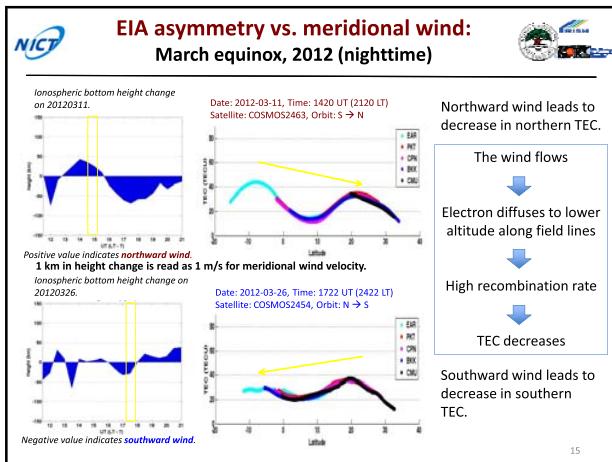
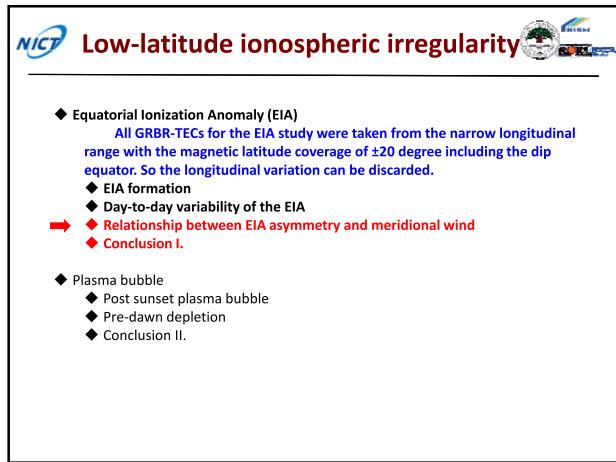
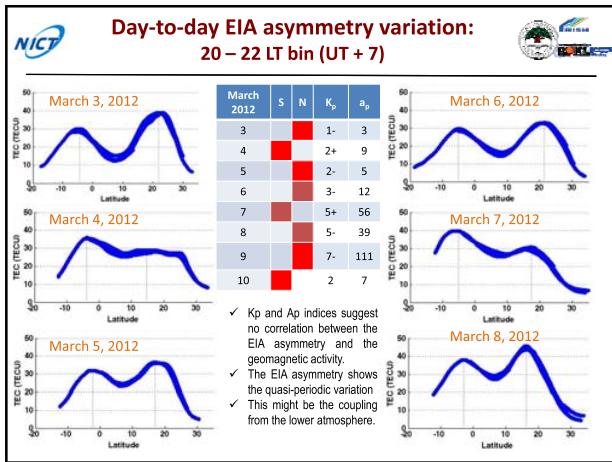
March 2012

NICT

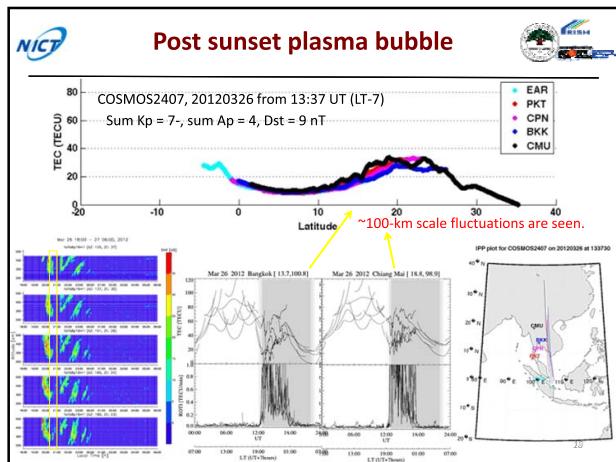
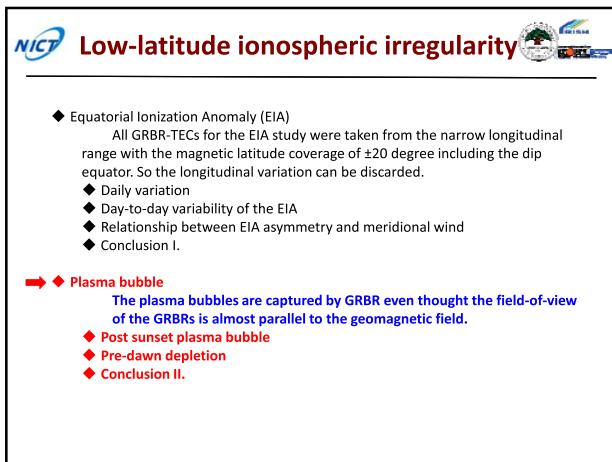
Low-latitude ionospheric irregularity

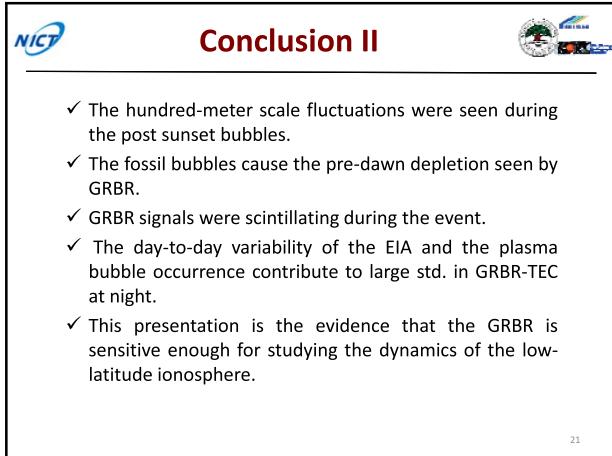
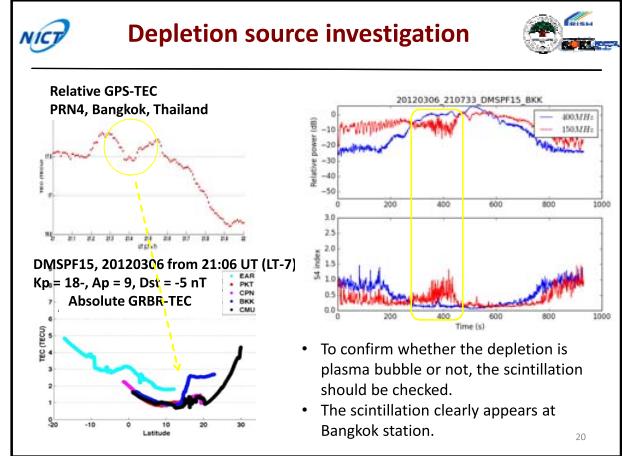
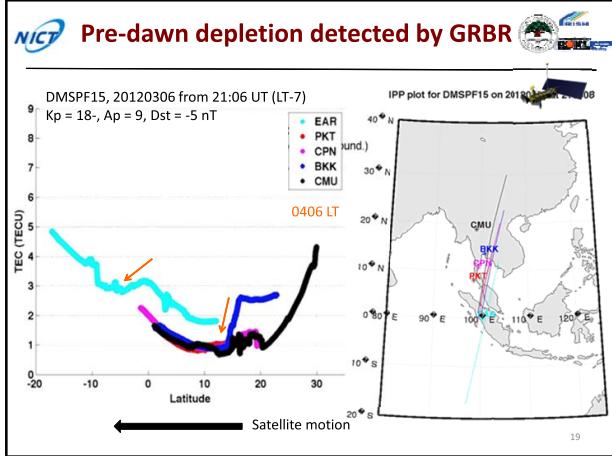
- ◆ Equatorial Ionization Anomaly (EIA)
 - All GRBR-TECs for the EIA study were taken from the narrow longitudinal range ("less than 2 degree) with the magnetic latitude coverage of ±20 degree including the dip equator. So the longitudinal variation can be discarded.
- ➡ ◆ Daily variation.
- ➡ ◆ Day-to-day variability of the EIA.
- ◆ Relationship between EIA asymmetry and meridional wind
- ◆ Conclusion I.
- ◆ Plasma bubble
 - ◆ Post sunset plasma bubble
 - ◆ Pre-dawn depletion
 - ◆ Conclusion II.





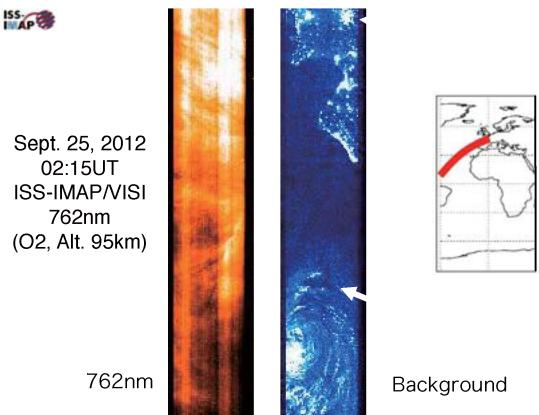
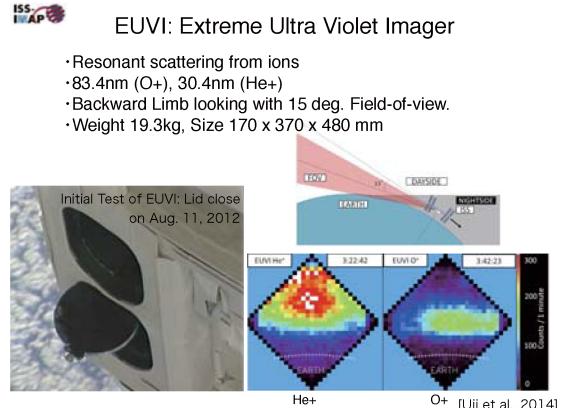
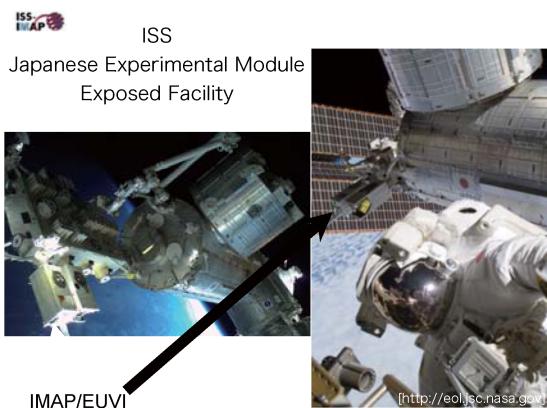
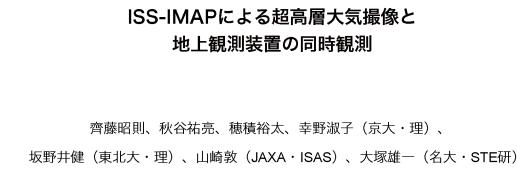
16

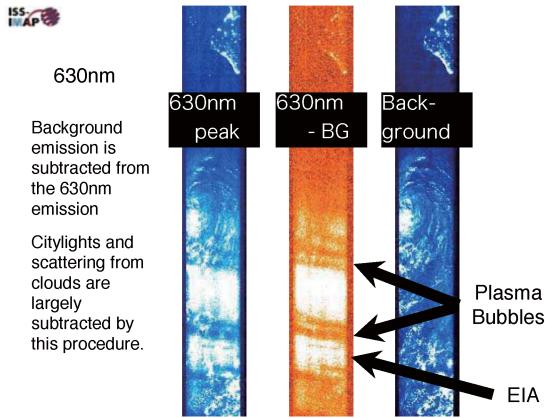




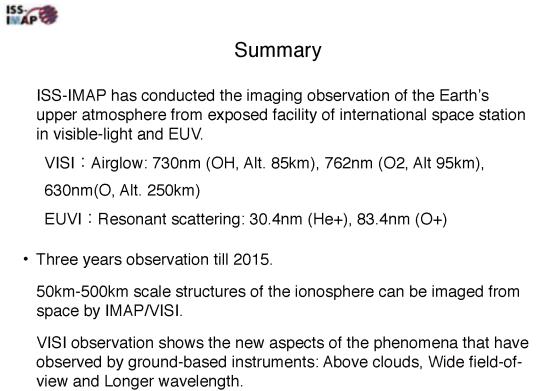
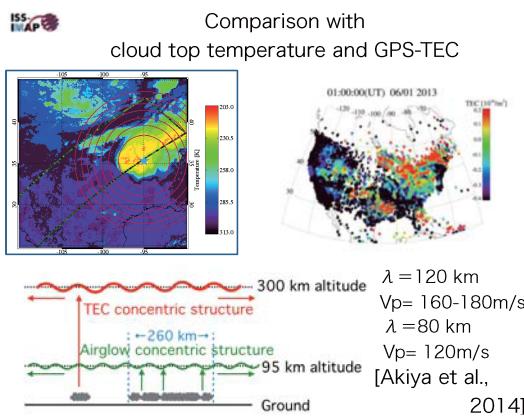
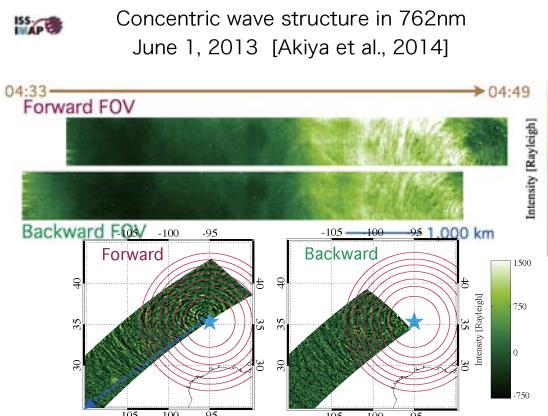
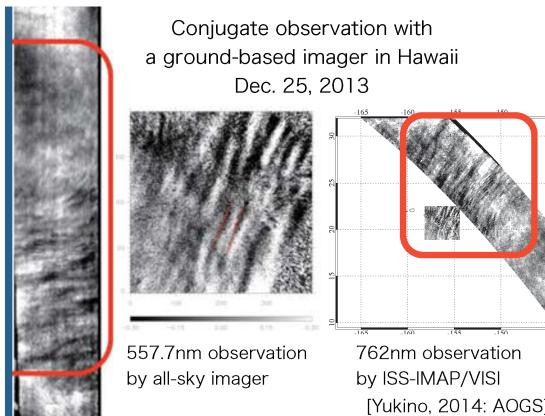
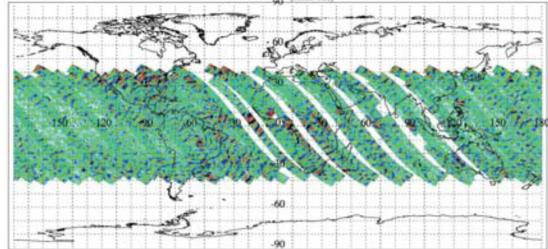
Outline of ISS-IMAP

- Installed on the exposed facility (EF) of Japanese experimental module 'Kibou' on International Space Station (ISS).
- Imaging observation of the Earth's upper atmosphere by Visible-light (Airglow; Nadir-looking) and EUV (Resonant scattering [He+ & O+]; Limb-looking) imagers
- It started the observation on October 15, 2012, and will continue observation for three years.
- Distribution of the atmospheric gravity waves around the mesopause (87km Altitude) and the ionospheric E-region (95km Altitude)
- Distribution of O+ and He+ in the ionosphere and the plasmasphere (up to 20,000km Altitude)





Wave structures: 4-day observation
762nm (Alt. 95km) Oct. 21-24, 2012



The saturation of gravity waves traveling from the lower to the upper atmosphere observed by the MU radar and understood by a simple theory

S. Kato, M. Yamamoto

(Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University)

and

T. Nakamura

(National Institute for Polar Research)

1. Atmospheric gravity wave (GW, hereafter) saturation velocity due to a balance between the amplification and the braking effects

The Navier-Stokes equation of motion for a GW traveling along the x (horizontally eastwards) and z (vertical upwards) axes is as follows:

$$\rho \partial V / \partial t + \rho (V \cdot \nabla) V = \rho F \quad (1)$$

$$\partial(\rho V) / \partial t + \operatorname{div}(\rho V V) = \rho F \quad (1')$$

where V is the velocity, t the time, ρ the density and F consists of the pressure gradient and the gravity but the viscosity is neglected for simplification; VV in (1') denotes a tensor of the gravity wave momentum as usually defined; $\operatorname{div}(\rho VV)$ is shown below in (14) and (15).

The Hines theory of GW (Hines, 1960) considers only linear effects in (1) and (1'). But we consider non-linear effects; in (1) and (2) the first term is as large as the second term. Then, we can find GW to attain a saturation. Putting the saturation velocity $V=V_0$ we consider

$$|\partial V_0 / \partial t| = |(V_0 \cdot \nabla) V_0| \quad (2)$$

which implies a balance between the amplification and braking effects.

Since the saturated wave should be free from the exponentially increasing term, we consider V_0 to be a sine wave as

$$V_0 = C_{x,z} \cos(\omega t - k_x x - m_z z + \varepsilon) \quad (3)$$

where C is the saturated GW amplitude constant; k and m are the wave number for x and z direction. We simplify the situation by assuming a uniform temperature atmosphere with no wind. And we obtain (Appendix)

$$C_x = \omega / k \quad (4)$$

$$C_z = \omega / m \quad (5)$$

The saturated velocity cause the momentum to decrease with heights (Fig. 1)

thereby releasing it to the environment (Vincent and Reid, 1983).

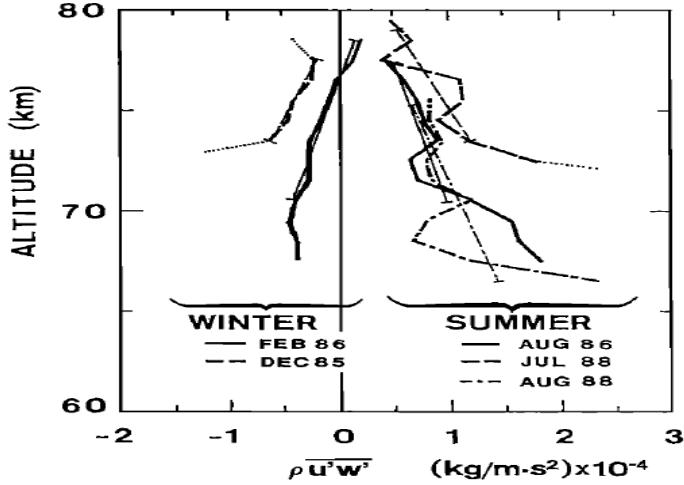


Fig. 1 Gravity wave momentum observed by the MU radar (T. Tsuda et al., 1990a). Eastward momentum flux $\rho V_x V_z$ determined in winter (left side) and summer (right side). Thin lines show the best fit for vertical gradient of $\rho V_x V_z$.

2 Saturated GW energy and spectrum

The time-averaged wave energy of each wave E by (4) and (5) is given as

$$E = (1/4)\{(\omega/k)^2 + (\omega/m)^2\} \quad (6)$$

Since (ω, k, m) is considered invariant upon the saturation of V_0 which is monochromatic, we consider that the dispersion relation is also invariant as

$$m^2 = [(N^2/\omega^2) - 1] k^2 \quad (7)$$

where N is the Brunt frequency. By (8) we have

$$E = (1/4)(N/m)^2 \quad (8)$$

For obtaining the power spectrum we have to assume the length of the GW train which is finite. We assume that an original GW extends over $-1/(2m_0) < z < 1/(2m_0)$ as $E \cos(m_0 z)$ where $m_0 \ll m$. The power spectrum $\Theta(m)$ is obtained by the Fourier transformation (Stratton, 1941) as follows:

$$\Theta(m) = 1/\sqrt{(2\pi)} \int_{(-1/2m_0)}^{(1/2m_0)} E \cos(m_0 z) \exp(imz) dz \approx (1/5)(N^2/m^3) \quad (9)$$

where in (9) the numerical factor is 1/5 in our simple theory whilst it is 1/6 in the case of Smith et al. (1987). Fig. 2 (right-handed side) illustrates $\Theta(m)$ to be compared to a work by Smith et al. (1987). The ω spectrum along the radar beam velocity is fairly consistent between observation (Fig. 2, left-hand) and

our simple theory though not discussed any more except noting that the spectrum depends on m besides ω .

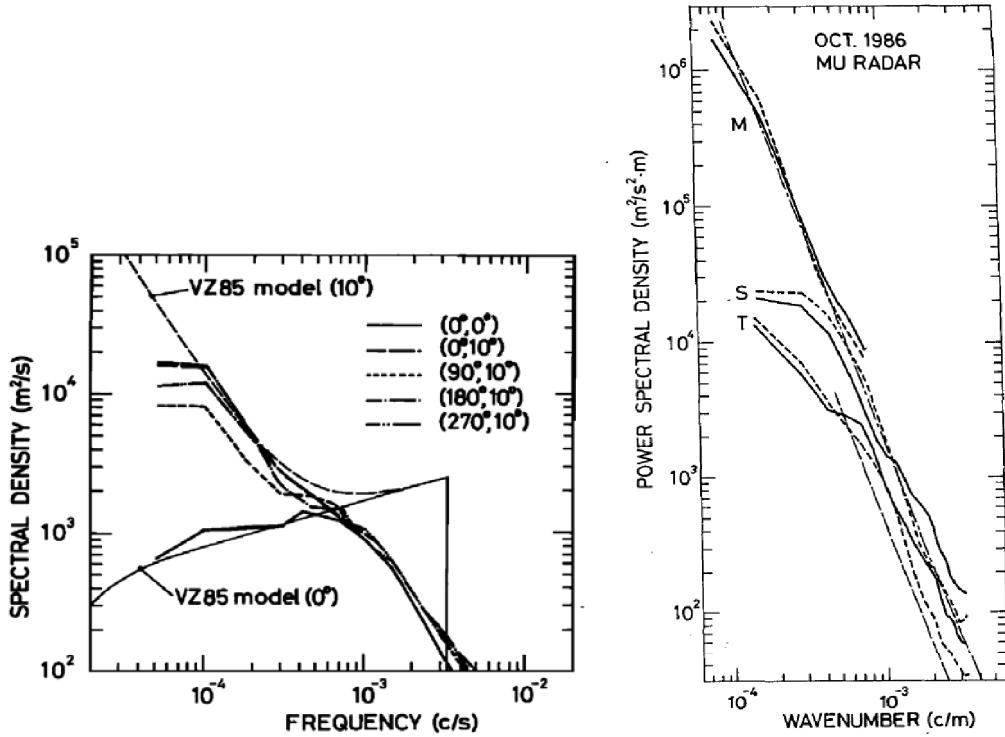


Fig.2 Gravity wave power spectrum.

Right side: Vertical wave number spectrum profile. Solid and dashed lines show zonal and meridional components, respectively. A chained line corresponds to model spectrum by Smith et al. (1987).

Left side: Frequency spectra of vertical and radial wind velocities observed in October in 1986. Each radial wind observed is indicated by azimuth (first) and zenith (second) angle. VZ85(0 °) VZ85(10 °) vertical and oblique beam by VanZandt model (1985). Note that Figs. 1, 2 are results of observation of three dimensional inertia gravity waves.

3 Momentum release for accelerating winds and producing GW

The saturated GW velocity, V_0 , follows the Navier-Stokes equation (1) as

$$\partial(\rho V_0)/\partial t + \operatorname{div}(\rho V_0 V_0) = \rho F \quad (10)$$

where $\rho V_0 V_0$ is the saturation momentum flux (tensor) and $\operatorname{div}(\rho V_0 V_0)$ is a vector as follows:

$$\Gamma_x = (1/\rho) \operatorname{div}(\rho V_0 V_0)_x = \partial(V_{0x} V_{0x})/\partial x + \partial(V_{0x} V_{0z})/\partial z +$$

$$(1/\rho)[V_{0x}V_{0x}(\partial\rho/\partial x)_{0x} + V_{0z}V_{0z}(\partial\rho/\partial z)] \quad (11)$$

$$\Gamma_z = \partial(Voz/Vox)/\partial x + \partial(Voz/Voz)/\partial z + (1/\rho)[Voz/Vox(\partial\rho/\partial x) + Vox/Voz(\partial\rho/\partial z)] \quad (12)$$

Γ_x is important for understanding the GW horizontal momentum release to the mesosphere circulation, contributing to the mesosphere circulation (Lindzen, 1981; Matsuno, 1982). Assuming $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$ and $\partial\rho/\partial x = 0$, we have

$$\Gamma_x \approx (\omega^2/2kmH)(4mH \sin 2\varphi - 1) \quad (13)$$

By (4) and (5) and considering $|k| \ll |m|$ with $(N/\omega) \gg 1$. We average time-wise Γ , obtaining $\underline{\Gamma}_x$ with an understanding that F is periodical and $\underline{F}=0$; $\underline{\Gamma}_x$ is the horizontal wind acceleration in the mesosphere general circulation. We have

$$\underline{\Gamma}_x \approx -(\omega^2/2kmH) \quad (14)$$

$\underline{\Gamma}_x \approx 18$ (meter/sec/day) where we put $H = 10$ km, $k \ll m$, $\omega/k = 15$ (m/s), $2\pi/\omega = 3$ hrs and $m = 3 \times 10^{-4}$ (1/meter) More correctly we have $5 < \underline{\Gamma}_x < 500$ (meter/sec/day) as in Fig. 1 (Nakamura, 1991; Matsuno, 1982). Note that (3), (4) and (5) give $\text{div}(V_o) = \omega \sin 2\varphi$ which means a large momentum release as large as 13 times the wind acceleration. The GW produced by the momentum release should travel to the thermosphere.

Appendix

Solution of $|\partial V_o / \partial t| = |V_o \cdot \nabla V_o|$:

$$Cx = \alpha(\omega/k) \quad (A.1)$$

$$Cz = \beta(\omega/m) \quad (A.2)$$

where α and β are constants and satisfy $\alpha + \beta = \mp 2$. Our choice in text is $\alpha = \beta = 1$ as (4) and (5), a choice, which is appropriate since the choice gives $|Cx/Cz| = |m/k| = |Vx/Vz|$ (Kato, 1980) because we understand that the saturation GW should result from the original monochromatic GW and upon the saturation, though losing the exponential amplification factor, the initial GW dispersion relation is invariant, provided N is constant anywhere as in our case. It is important to note that as in Fig. 2 our choice gives the saturation power spectrum as $\Theta(m)$ in a good agreement with our radar observation. In our theory we need neither splitting nor turbulence for understanding the saturation as by Lindzen (1981) and Matsuno (1982)

Acknowledgment

We acknowledge invaluable comments from Prof. Arthur Richmond, NCAR.

References

- Hines, C. O. , 1960, Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Physics.*, 38, 1441-1481.
- Lindzen, R. S., 1981, Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, 86, 9707-9714.
- Kato, S., 1980, Dynamics of the upper atmosohere, Center for Academic Publications Japan, D. Reidel Pub. Co ., pp. 13-56.
- Matsuno, T. 1982, A quasi one dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves. *J. Meteorol. Soc. Jp.*, 60, 215-226.
- Nakamura, T. , Mesosphere and lower thermosphere dynamics revealed by radar observation, Ph.D Thesis, Radio Atmospheric Center, Kyoto University, November 1991.
- Smith, S. T., D. C. Fritts, and T. E. VanZandt, 1987, Evidence for a saturated spectrum of atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, 44, 1404-1410.
- Stratton, J. A., 1941, Electromagnetic theory, INTERNATIONL SERIES IN PHYSICS, First Edition, pp 268-348, Cambrige, Mass.
- Tsuda, T., S. Kato, T. Yokoi, T. Inoue, M. Yananoto, T. E. VanZandt, S. Fukao, T. Sato, 1990a, Gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar, *Radio Sci.*, 6, 1005-1018.
- Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato and S. Fukao, 1990b, Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed by the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 725-728.
- VanZandt, T. M., 1985, A model for gravity wave spectra observed by Doppler sounding systems, *Radio Sci.*, 20, 1323-1330.
- Vincent, R. A. and I. M. Reid, 1983, HF Doppler measurments of mesospheroc gravity wave momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321-1333.
- Yamamoto, M., Radar observations of gravity waves in the mesosphere, Ph.D Thesis, Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, December 1987.

MU レーダー観測で明らかになった中緯度対流システムの階層構造

柴垣佳明（大阪電気通信大学）

1. はじめに

MU レーダーは、晴天時のみならず降雨時にも鉛直流を含む風速 3 成分を連続的に高分解能で測定可能である。よって、中緯度でみられるようなメソスケール擾乱がレーダー上空を通過した際には、その鉛直流構造を知る有力なツールとなる。本発表では、これまでに MU レーダーが捉えたメソスケール擾乱の中でも、梅雨季メソスケール低気圧、台風、レーダー上空で急発達した積雲対流の観測事例について述べる。

2. 梅雨前線帶メソスケール擾乱

梅雨季には、前線帶が中国南部から日本列島にかけて停滞し、その前線上をメソスケール擾乱が次々と発達しながら日本列島を東進する。そのため、梅雨季に日本列島を頻繁に通過するメソスケール擾乱は、MU レーダーのような鉛直固定観測には都合の良い現象であり、これまでに多くの事例を捉えている。

ここでは、雲クラスタの対流活動や上層の偏西風トラフとの結合により、日本列島で発達したメソ α スケール低気圧の事例について述べる。図 1 は、メソ α スケール低気圧内の対流システムの階層構造を示す。メソ α スケールの鉛直流分布では、低気圧前面の雲システムに対応した短時間の強い上昇流域を含むメソ β スケール対流群やその後面では上空の偏西風トラフの尾根軸に対応したメソ β スケールの上昇流域が観測された。また、メソ β スケール擾乱の内部を詳しくみると、雲クラスタ内(温暖前線付近)での複数のメソ γ スケール対流システムや寒冷前線に対応したメソ γ スケール対流システムの内部およびその周辺の鉛直循環構造が明らかになった。

3. 台風

MU レーダーによる台風観測では、これまでに近畿地方を通過したいくつかの事例解析の結果が報告されている。その中でも、台風 9426 号は信楽上空を通過し、台風の中心を含む発達期から上陸後の衰弱期までの鉛直構造を捉えている。図 2 は台風の半径 300 km 内の接線風の鉛直構造を示し、横軸は台風中心とレーダーとの相対的距離で表している。台風前面(台風発達期)では高度 4 km 以下で風速 35 m/s を超える強い反時計回りの風が一様に分布している。その中で、中心から距離 270 km ではレインバンドに対応した鉛直方向に伸びる強風域や、距離 60 km 以内の壁雲内で強風域が中心に近づくにつれ弱まる様相が確認できる。一方、後面(台風衰弱期)では前面に比べ最大風速が弱まり、強風域の高度分布も大きく異なっていた。

次に、レインバンド付近(距離 270 km)に注目すると、降水域の台風中心寄りに動径風の

収束域や接線風の強風域、そして外側に傾いて伸びた接線風域に対応した上昇流域がみられ、レインバンドの維持機構に関する鉛直循環場を示すことができた。また、壁雲付近(距離 60 km 以内)では、台風の衰弱に伴い中心付近の弱風域がらせん状に変化する様相や、対流エコーを伴う強い上昇流域と上層高度から中心に吹き込む下降流が混在した複雑な構造が観測された。以上のように、メソ β ・ γ スケールのレインバンドや壁雲の内部構造やそれらの維持・発達に関わる台風のメソ α スケールの風速場の両方を明らかにすることができた。

4. 積雲対流

ここでは、2011 年 9 月に MU レーダー上空で急発達した積雲対流の内部構造について述べる。この期間には、レーダーイメージング観測が行われ、対流圈での時間分解能 12 秒のデータが取得された。近年では、気象庁大阪レーダーの 3D 降雨データ(1 km メッシュ)が公開されている。このデータ解析から、MU レーダー上空では積雲対流のエコー頂は高度 12 km であり、高度 6 km 以下には 40 dBZ を超える強い対流コアの存在が確認された。図 3 は、この積雲対流の内部構造の詳細な鉛直流と雨滴粒径分布から得られた降水反射因子(dBZ)分布を示す。この図から、積雲対流内では対流コア域の上側で約 12 分にわたり強い上昇流域が観測された。その中には、7 m/s を超える強い上昇流が存在した。また、対流コア内での詳細な鉛直流変動や雨滴粒子サイズ・落下速度分布が明らかになった(詳しくは同報告書の柴垣他を参照)。

5. まとめ

MU レーダーは、メソスケール擾乱の形成・組織化・維持機構の解明に有力なツールである。気象庁が公開しているメソモデルデータや気象レーダーの 3D データとの比較・結合から、メソスケール擾乱の進化過程に関する詳しい鉛直構造を明らかにすることができます。今後は、局地モデルや X 帯気象レーダーネットワークデータの高い時空間分解能データとともに、MU レーダー観測に基づいた積雲対流内のマイクロスケール現象の解明に向けた研究も盛んに行われることが期待される。

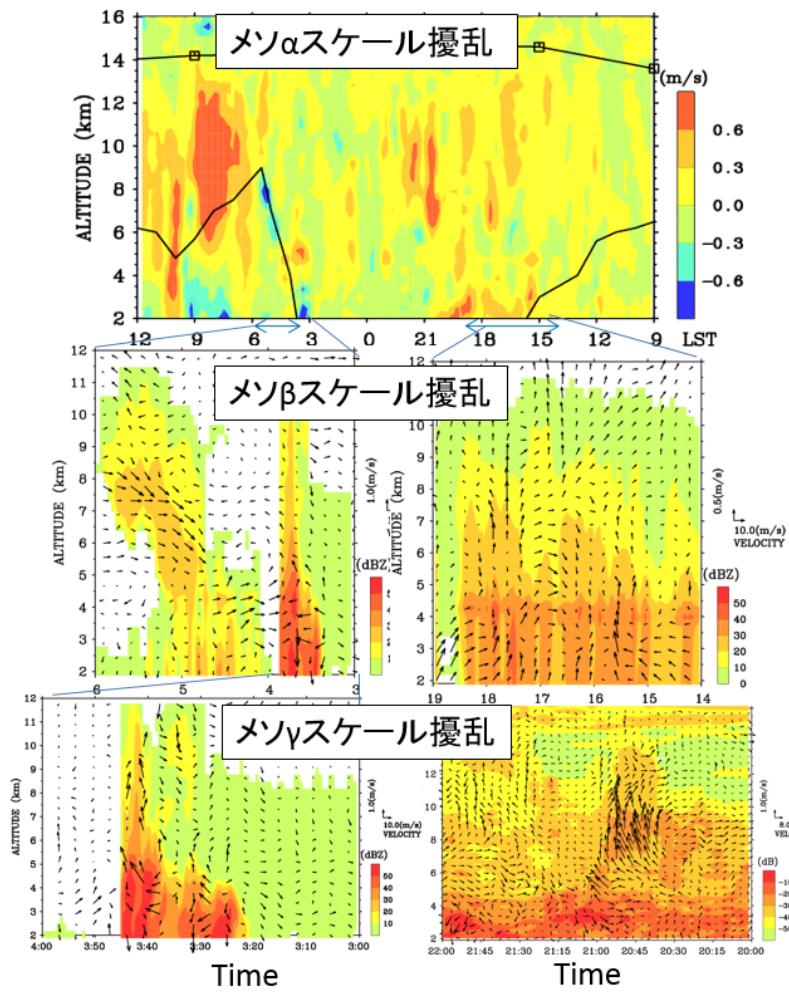


図 1: MU レーダーで観測した梅雨季メソスケール擾乱の階層構造。

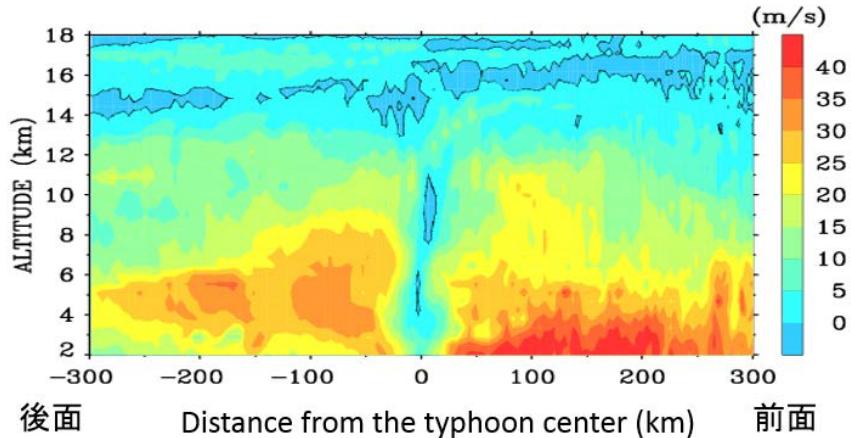


図 2: 台風 9426 号の接線風の距離・高度分布。

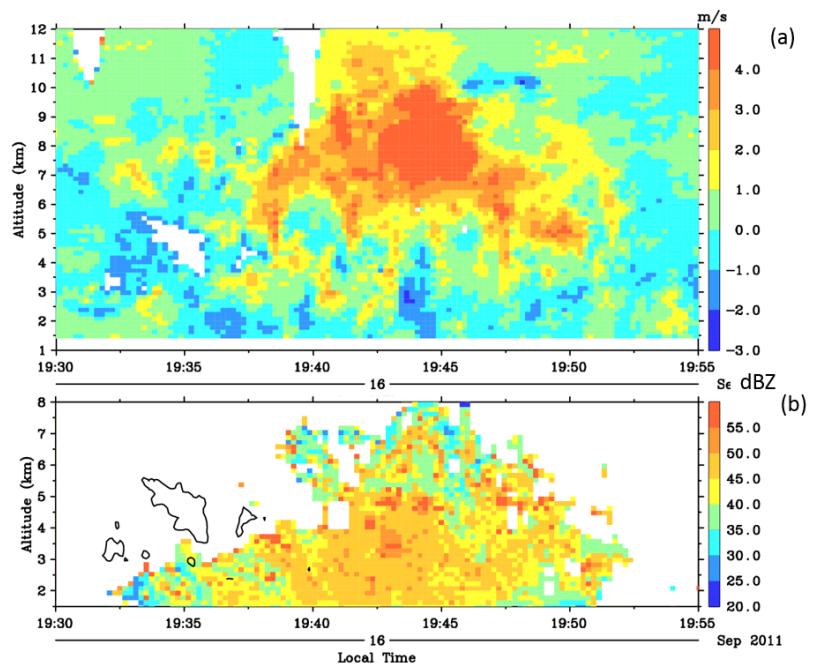


図 3: MU レーダー高時間分解能(12 秒間隔)で観測した(a)鉛直流と
(b)降水反射因子の時間・高度分布。

中層大気における内部重力波の実態とその役割

名古屋大学名誉教授 田 中 浩

1. はじめに

大気中にはさまざまな種類の波動が存在する。それらをおおまかに分類すると増幅波と中立波に区分できる。前者の代表が傾圧波である。ここでは主に中立波について述べる。中立波にも鉛直伝播が可能な波と不可能な波があり、それぞれ内部波(internal wave)および外部波(external wave)と呼ばれる。大気に現れる代表的な波は重力(浮力)を復元力とする重力波(gravity wave)と地球自転効果の緯度依存性を復元力とするロスビー波(Rossby wave)の二つが存在する。鉛直伝播可能な重力波を内部重力波(internal gravity wave)と呼び運動量を上方に輸送するため大気力学にとって近年その重要性が高まってきた。ロスビー波は惑星規模の波動で伝播する波を内部ロスビー波(internal Rossby wave)あるいはプラネタリー波(planetary wave)と呼ぶが、これは水平方向にも鉛直方向にも伝播する性質をもち以前から大気力学でもっとも重要な波動と考えられてきた。

内部重力波に類似したものに、慣性重力波(inertio-gravity wave)や潮汐波(tidal wave)がある。その他に外部波としての自由振動(free oscillation)が存在し、局限された高度や緯度で一定の力学効果をもつ。1960年代には、熱帯域において大気ケルビン波(atmospheric Kelvin wave)が Wallace and Kousky(1968)により、混合ロスビー重力波(mixed Rossby-gravity wave)が Yanai and Maruyama(1966)により発見された。これらの赤道波は Matsuno(1966)によって理論的にまとめられた。その後、Hirota(1978)によって位相速度の大きな新しいタイプのケルビン波の発見があった。依然として未知の波動が大気中に存在するかもしれない今後とも注意深い観察を怠ってはならない。

これまでの波動の研究では不安定問題(instability problem)と強制問題(forcing problem)の二つが主流を占めてきた。不安定問題では、不安定が内在する平均状態における微少擾乱の自発的増幅を取り扱い、強制問題ではある条件を満たす平均場に外部から強制された波の伝播特性を取り扱う。内部重力波やロスビー波ではこれまで強制問題と関連してそれらの平均場における伝播特性および波と平均場の相互作用の研究に重点が置かれ、その研究は特に波動の役割が顕著な中層大気の場において大きく進展した。波動は、エネルギー、運動量、熱・物質などを輸送し、かつ擾乱と平均場との相互作用を通じてそれらの分布状態を決定する。平均場との相互作用は成層圏大気における突然昇温(sudden warming)の研究(Matsuno, 1971; Matsuno and Nakamura, 1979)や準二年周期振動(QBO: quasi-biennial oscillation)の研究(Lindzen and Holton, 1968)として一時期大気力学に賑いをもたらした。日本は大気波動と平均場との相互作用に関して世界的な水準の研究を数多く輩出している。羅列的になるが、Miyahara et al.(1986)によるロスビー波と内部重力波の相互作用の研究、Hirota and Wehrbein(1980)による中層大気の一般流のモデリング、Kida(1983)による中層大気におけるラグランジュ的物質輸送の研究、Yoden and Holton(1988)による成層圏振動のカオス的メカニズムの研究、など優れた研究が少なくない。しかし、本書ではあまり個々の研究に踏み込むのは避け、それぞれの詳しい説明は省略するので興味ある読者は中層大気の専門書あるいは個々の論文を読んでいただきたい。

2. 内部重力波

2.1 一般的特性

内部重力波は準地衡風近似ではむしろ場を乱す邪魔者として除去すべき対象であった。実際、準地衡風近似というフィルターによって重力波は除かれてしまい、大規模大気運動においては重力波フリーの状態になる。最近、内部重力波の大規模現象への重要な寄与が明らかになり、無視できない存在であることがわかつてきたが、その効果はパラメタリゼーションという方法で導入されており、内部重力波が準地衡風場で実際の波として存在するわけではない。内部重力波は安定成層中における浮力変位にともなう復元力によって維持されるもつとも単純な波である。主として山岳や雲群から発生し、そのグローバルなエネルギー分布は図1に示されている(Tsuda and Nishida, 2000)が、熱帯地方の積雲群からもつぱら発生していることがわかる。

分布は重力による復元力が原因であるという意味では海の表面に立つ波と類似しているが、内部重力波は媒質中を鉛直方向に伝播できる特性をもつところが表面波と異なる。このような内部重力波がなぜ大規模大気力学に不可欠であるのかについては、上方伝播の過程における波の振幅増幅とその飽和(あるいは碎波)、それに引き続

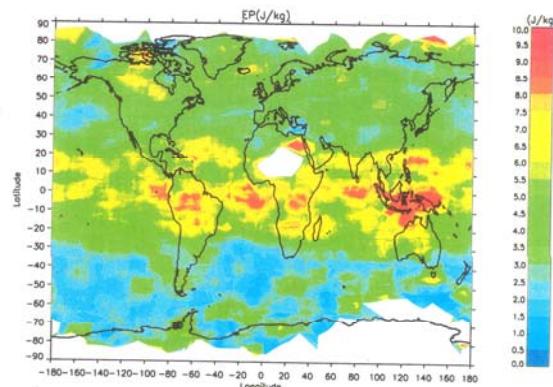


図1 11月から2月の高度 20~40kmの GPS/MET データから得られた大気重力波のポテンシャル・エネルギーのグローバル分布(Tsuda and Nishida, 2000)

いて起こる波の運動量の一般場への移動、その際に発生する乱流による拡散作用などのためと考えられている。このプロセスは大気密度の小さい中層大気で顕著であるが、海洋内部でも少し異なったメカニズムで起こっているようである。このような内部重力波の重要性に鑑み、最近では教科書にも比較的詳しい説明が書かれるようになったがやはり十分とはいえない（田中,1975）。また、大気中のすべての波動の分散関係は図2を参照してほしい（松野・島崎, 1981）。

いま、内部重力波は鉛直方向にあまり厚くないと仮定して、ブシネスク近似を適用する。ブシネスク系では浮力の項における密度擾乱の項以外はすべて非圧縮性を仮定する。線形化された擾乱場の方程式系をつくると、鉛直シアーやもつ x 方向の平均流 \bar{u} やび鉛直勾配をもつ平均温位 $\bar{\theta}$ が存在するという条件のもとで、運動方程式、連続の式、熱力学エネルギー方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - f_0 v' + c_p \Theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + f_0 u' + c_p \Theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + c_p \Theta \frac{\partial \pi'}{\partial z} &= \frac{\theta'}{\Theta} g \quad (1) \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

と書ける。ただし、擾乱同志の積である非線形項はすべて省略した。ここで、温位は $\theta = \Theta + \bar{\theta}(z) + \theta'(x, y, z, t)$ と分離され、 Θ は平均温位の高度変化しない部分、 $\bar{\theta}(z)$ は高度変化する部分、 $\theta'(x, y, z, t)$ は波動部分である。また、 π' はエクスナー関数の擾乱成分である。通常、内部重力波は対流圏よりも中層大気で卓越しその大気力学的な役割も増加するので対数気圧座標が使われることが多い。その場合はブシネスク近似は不要となるが、対数気圧座標の使用は静力学近似の成立が前提条件となることに注意を要する。

いま、これらの擾乱が周波数を > 0 に固定し、波数(k, l, m)は波の位相伝播の方向によって正負をもつと仮定すると

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ \theta' \\ \pi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \\ T_H \\ \Pi \end{pmatrix} \exp(-i\omega t + ikx + ily + imz) \quad (2)$$

と置けるので、これを(1)に代入するとそれぞれの変数の振幅に関する連立方程式を得る。これをマトリックスで表示すると

$$\begin{pmatrix} -i\omega + ik\bar{u} & -f_0 & 0 & ikc_p \Theta & 0 \\ f_0 & -i\omega + ik\bar{u} & 0 & ilc_p \Theta & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega + ik\bar{u} & imc_p \Theta & -\frac{g}{\Theta} \\ 0 & 0 & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} & 0 & -i\omega + ik\bar{u} \\ ik & il & im & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \\ T_H \\ \Pi \end{pmatrix} = 0 \quad (3)$$

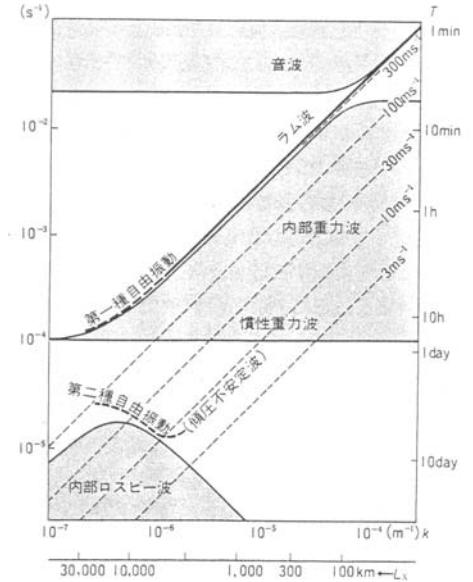


図2 大気中で発生するすべての波の分散関係（松野・島崎, 1981）

と書ける。ただし、 $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ は一定とするがこの仮定は概ね妥当である。方程式が自明な解をもつために、マトリックス行列式の値をゼロと置くと

$$\hat{\omega}^2 = \frac{f_0^2 m^2 + N^2 (k^2 + l^2)}{k^2 + l^2 + m^2} \quad (4)$$

$$\approx f_0^2 + N^2 \frac{k^2 + l^2}{m^2} \quad (4)'$$

という分散関係が得られる。ここで、実際の内部重力波の状況から一般的に水平波長に比べて鉛直波長は一桁以上小さいので $k^2 + l^2 \ll m^2$ とすることができる。もし、ブシネスク近似の代りに対数気圧座標を使って密度成層を考慮すると、(4)は

$$\hat{\omega}^2 = \frac{f_0^2 m^2 + N^2 (k^2 + l^2)}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (4)''$$

と分母にスケールハイドの項が追加される。

上式において

$$\hat{\omega} \equiv \omega - k\bar{u} \quad (5)$$

$$N^2 \equiv \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (6)$$

と定義し、 $\hat{\omega}$ をドップラー周波数(intrinsic frequency)、 N をブラント・バイサラ (Brunt-Vaisala) 振動数(成層圏で約 10^{-2}s^{-1} 、対流圏では若干小さい)と呼ぶ。 N は成層と定義できる。群速度は波束エネルギーの伝播速度成分とみなすことができる。

2.2 短周期内部重力波

波の周波数(ω)が慣性周波数(f_0 : 中緯度で約 20 時間)に比べてずっと大きい短周期波動を考察する。いま、 $l=0$ として、面内に波を限定すると

$$m^2 \approx \frac{N^2 k^2}{\hat{\omega}^2} - k^2 \approx \frac{N^2}{(c - \bar{u})^2} - k^2 \approx \frac{N^2}{(c - \bar{u})^2} \quad (7)$$

と簡略化される。例えば、内部重力波の水平波長を 100km とすると、 k^2 は約 $4 \times 10^{-9}\text{m}^{-2}$ 、また $c - \bar{u}$ を 10ms^{-1} とすると、 $N^2/(c - \bar{u})^2$ は約 10^{-6}m^{-2} となり、これより鉛直波長は約 6km となる。群速度の鉛直成分は

$$c_{Gz} = -\frac{Nm k}{(k^2 + m^2)^{3/2}} \approx \frac{Nk}{m^2} \approx \frac{k}{N} (c - \bar{u})^2 \quad (8)$$

となる。ここで、 $c - \bar{u} = 0$ となる高度を臨界高度(critical level)という。例えば、下方から伝播してきた内部重力波が臨界高度に近付くにつれて、 m^2 は無限大に、 c_{Gz} はゼロに近付く。すなわち、波は鉛直方向に薄くなり、波束は上方に進みにくくなり、臨界高度の直下でほとんど停滞する。そして最後には、わずかの粘性で散逸してしまうか(Booker and Bretherton, 1967)、あるいは碎波によって自己崩壊する(Geller et al., 1975)。ただ、臨界高度は数学的な点(あるいは面)であるが、実際は散逸(粘性、ニュートン冷却、碎波など)が実質的に効く薄い層が臨界高度のまわりに形成されこれを臨界層(critical layer)という。

安定成層をした非粘性の静止大気の底で正弦波型の板(洗濯板のようなもの)を一定速度で水平方向に引っ張ると内部重力波が発生して上方に伝播してゆく。正弦波型の山の前面では大気を押すので気圧は増加するが山の後面では大気に引っ張られるので気圧は減少し底板の抵抗となる。この気圧差が運動量フラックスの形で波によって上方に運ばれる。上方伝播に際して大気中の波の位相は正弦波型の底面から上方前方に傾むいている。したがって、内部重力波の位相を観測すると時間とともに上から下に降りてくるようにみえるが、これは波源は下方に存在することを意味している。

内部重力波は構造的に u' と w' はともに同符号をとるので一波数平均をとってもつねに正の値をとる。しかし、そのままの状態では鉛直方向の運動量フラックス($\bar{\rho} \bar{u}' \bar{w}'$)の収束は起こらず平均流になんら影響をもたらさないが、大気中に運動量フラックスの収束が存在すれば平均流は加速(減速)される。これを数式で書くと

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}' w'}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

となる。内部重力波に限らず他の大気波動に関して、その分散関係、群速度、平均流の時間変化の式などを一般的な級数展開によってスマートに求める方法も確立しているので試みてもらいたい。

図3に示されるように、内部重力波の運動量フラックスの鉛直成分($\bar{\rho} \bar{u}' w'$)は高さ方向に一定で非発散であるために平均場は変化しない。しかし、臨界高度などで波が散逸すると運動量フラックスの収束が生じて平均流加(減)速が起こる。臨界高度以外でも何かの原因(例えば大気密度の減少による波の飽和と碎波など)で内部重力波が碎波すれば平均流の加(減)速が起こる。内部重力波は地形の凹凸や積雲対流群などから発生するために位相速度は小さく、平均流を減速するブレーキの役割を担っている場合が多い。しかし、熱帯のスーパー雲群のように振動する波源から発生する内部重力波はさまざまな位相速度をもって周囲に伝播している(例えば、Ushimaru and Tanaka, 1990)。

一般的には、内部重力波は山岳または雲群などのゆっくりと移動する波源から放出されるので、臨界層吸収や碎波散逸による内部重力波の運動量は平均流を減速する。内部重力波それ自身は大規模波動ではなく数100km規模がもっとも卓越する中規模波動であり(熱帯域では大規模内部重力波も存在する)、大気の至る所に存在し、平均場との相互作用を通じて大規模運動に大きく影響している。この効果は下部成層圏の弱風層と上部中間圏の無風層の形成メカニズムにおいて特に重要となる。これらについてLindzen(1981)、Matsuno(1982)、Holton and Wehrbein(1980)、Tanaka and Yamanaka(1985)、Tanaka(1986)の論文を参照してほしい。繰り返しになるが、成層圏QBOも最近は内部重力波が原因であるとする説が有力であり(Takahashi, 1996)、内部重力波の重要性はますます高まっている。ただ、内部重力波では鉛直輸送をするのは運動量のみであり、熱や物質の輸送に関しては温度や濃度と鉛直速度が逆位相になるため線形理論の範囲ではゼロとなるので注意を要する。

2.3 慣性重力波

分散関係(7)において、波のドップラー周波数が慣性周波数に接近すると $|\hat{\omega}| \ll N$ となるので

$$m^2 \approx \frac{N^2(k^2 + l^2)}{\hat{\omega}^2 - f_0^2} = \frac{N^2(1 + l^2/k^2)}{(c - \bar{u})^2 - f_0^2/k^2} \quad (10)$$

と近似できる。これから鉛直群速度を求める

$$|c_{Gz}| = \frac{1}{N\sqrt{k^2 + l^2}} \frac{(\hat{\omega}^2 - f_0^2)^{3/2}}{\hat{\omega}} \quad (11)$$

となる。したがって、 $\hat{\omega} = \pm f_0$ (あるいは、 $c - \bar{u} = \pm f_0/k$)となる二つの臨界高度が現れ、上下から伝播してきた波はどちらかの臨界高度で吸収されその内部に侵入することはほとんど不可能となる。慣性重力波の臨界高度は波長に依存し長波長の波ほど位相速度(c)と平均風速(\bar{u})の差が大きくなるので、下部成層圏などでは例え平均風速がゼロでなくとも長波長の波では臨界高度が現れることがある。となる高度は二つの臨界高度の内部に存在し、その近傍では(10)から $m^2 \leq 0$ となるため外部波の形態をとり、(11)から無限大の群速度となる。慣性重力波は極めて複雑な伝播形態をとるのでその伝播構造はまだ十分解明されていない(Yamanaka and Tanaka, 1984 参照)。慣性重力波は本質的に三次元波動であり、内部重力波のように二次元化することができず解析的取り扱いが困難であるのもその理由の一つである。慣性重力波の飽和条件すら定式化されていないのが現状である。

下部成層圏の弱風層には慣性重力波が卓越して存在する。この層では風が弱い(夏期はゼロ)ため臨界層の直接・間接的影響で鉛直波長が短くなり鉛直群速度も小さくなるので、この弱風層には薄い慣性重力波が溜まりやすく長時間滞在し最後には散逸してしまう。また、鉛直波長が小さくなると相対的にコリオリ力が効果をもち始め、対流圏では通常の内部重力波であってもそれが圏界面を越えて成層圏に入ると慣性重力波に近い性質をもつことになる。このよう

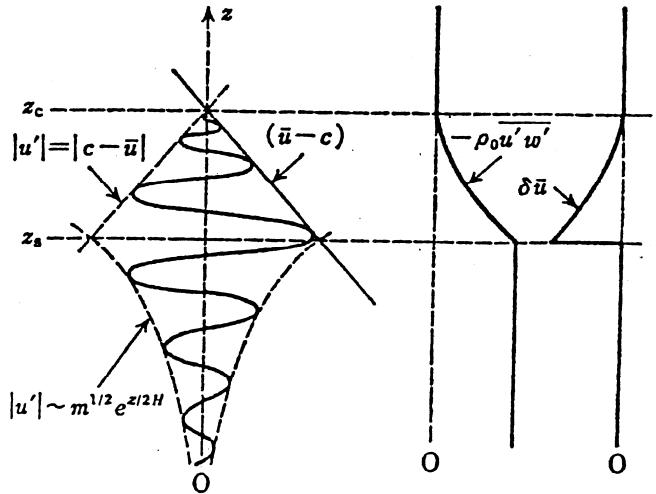


図3 内部重力波の碎波による平均流加速のメカニズム。左図、波の振幅、右図、運動量フラックス(Fritts, 1984)

に慣性化された薄い波が停滞すると、微小な粘性やニュートン冷却も効果をもち始め、碎波が起らなくてもじわじわと散逸してしまう(Tanaka,1983)。このような視点から下部成層圏の慣性重力波による運動量変換のプロセスの研究は非常に重要であるが関心があまり示されないのは残念である。慣性重力波を鉛直方向に分解できるほど高精度のレーダーも存在しないので、観測的な解明には時間がかかるであろう。

京都大学超高层大気電波研究センターには、加藤進氏、深尾昌一郎氏、津田敏隆氏らの努力で MU レーダーによる多くの内部重力波などの観測が行われいまや世界に冠たる存在になった。下部成層圏の弱風層に現れる薄い慣性重力波や熱帯からやってくる大規模重力波の精密観測を期待したい。MU レーダーに関する論文はあまりに多すぎて引用する余裕はないが、対流圏上部から対流圏界面付近に 20ms^{-1} ほどの位相速度で東進する $2,500\text{km}$ の東西波長をもつ中間規模擾乱の存在が最近発見されたことは注目に値する(Ushimaru and Tanaka,1990)。その構造はまだ十分解明されていないが、対流圏界面における波動の力学的役割が期待できる。

3. 波と平均場の相互作用

3.1 相互作用の原理

内部重力波と平均場の相互作用についてもう少し一般的に議論してみよう。励起源から十分遠く、局所平面近似が満たされるとき、内部重力波にともなう運動量の鉛直フラックスは、臨界高度を除いて

$$\bar{\rho} \overline{u'w'} = - \frac{\bar{\rho}m}{2k} |W|^2 = \text{const} \quad (\hat{\omega} \neq 0) \quad (12)$$

と書ける。ただし、 W は波の鉛直速度振幅である。特別の条件がない限り $\hat{\omega} \neq 0$ では運動量の収束・発散が起らざる平均場は変化しない。ただし、鉛直波数は平均流によってゆっくりと変化するがここでは WKB 的な意味で一定とした。これは非加速定理(non-acceleration theorem)と呼ばれ、Eliassen and Palm(1961)によって山岳波の研究の過程で発見された。この定理の物理的意味はしばらく理解されなかったが、Booker and Bretherton(1967)により臨界高度吸収という概念を使って物理的に明らかにされた。

このように内部重力波の運動量の鉛直フラックスは臨界高度以外では一定(ただし $\hat{\omega}=0$ を挟んでそれぞれ異なる値でもよい)であることが重要である。ここで、運動量とは異なる量である波のエネルギー密度 $E = \frac{1}{2} [\overline{u'^2} + \overline{w'^2} + \bar{\rho}'^2 (g / \bar{\rho})^2 N^{-2}]$ の鉛直フラックスを考える。エネルギー密度は平均場との相互作用が存在するのではや一定とはならず、その代わりに

$$\bar{\rho} c_{Gz} A = \text{const} \quad (\hat{\omega} \neq 0) \quad (13)$$

という関係を得る。ここで、 $A = E / \hat{\omega}$ は波の作用密度(wave action density)と呼ばれる量である。 A はプランク定数に対応する「作用」と呼ばれる断熱不变量(adiabatic invariant)であり、これに周波数を掛けたものがエネルギーとなることから、波束を粒子(光子)に対応させることができる。これをフォトン・アナロジー(photon analogy)という(Uryu,1974)。

波の方程式の非線形項から、直流成分と高調波成分が生成されるが、直流成分は波の 1 波長平均をとると

$$\frac{\partial \bar{u}^{(2)}}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} u' w'}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

のように生き残る。ただし、 $\bar{u}^{(2)}$ は波の非線形項によって生成された二次のオーダー(一次のオーダーは波動成分を指す)の直流成分であり、波束に附随して流体に張り付くが、散逸が存在すると剥がれて平均流に転化する。一方、波の作用密度は WKB 近似のもとで

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} c_{Gz} A}{\partial z} = 0 \quad (15)$$

にしたがう。(14)と(15) $\times k$ は高調波成分を考えない限り等価となり

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}^{(2)} - \bar{\rho} k A) = 0 \quad (16)$$

および $\bar{\rho} \overline{u'w'} = \bar{\rho} k c_{Gz} A$ の関係を得る。

ここで、もう少し詳しく波と平均場の相互作用について説明をしておこう。 $\bar{\rho} \bar{u}^{(2)} (\equiv M)$ を波の運動量(wave momentum)、また $\bar{\rho} k A (\equiv P)$ を擬運動量(pseudo-momentum あるいは quasi-momentum)と呼ぶ場合がある。水平方向に境界のない大気のような場合は M と P とは等しくなる。一方、容器に入れた水のように縁が存在する場合は波が存在しても縁で圧力勾配ができるので二次のオーダーの流れ $\bar{u}^{(2)}$ (すなわち M) は生成されるとは限らない。ただ、その場合でも擬運動量 P はエネルギー密度を変化させてやはり不变量として保存される。このように、式(16)はつねに成立する

わけではないことに注意してほしい。このような理由で、波のもつ運動量と擬運動量は独立した概念であり、後者がより一般性をもつと考えられる。この議論の詳細は McIntyre(1981)を参照してほしい。ここでは大気を考えているのでどちらの運動量を使っててもよいが、とりあえず擬運動量に統一する。

散逸も含んだ擬運動量方程式は

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} c_{Gz} P) = D \quad (17)$$

となり、渦粘性およびニュートン冷却の場合、それぞれ

$$D = \begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \left(2\nu \frac{\partial P}{\partial z} \right) \\ -2\mu P \end{cases} \quad (18)$$

と書ける。ここで、 ν は鉛直渦粘性係数、 μ はニュートン冷却係数である。結局、平均流加速

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} c_{Gz} P) = 0 \quad (19)$$

で与えられる。ここで、 $\bar{u} = \bar{u}_0 + \bar{u}^{(2)}$ である(\bar{u}_0 は初期値)。

波が増幅し碎波し散逸して、その結果平均流を加(減)速する現象は大気密度の低い成層圏や中間圏などの中層大気で顕著となるが、その碎波を与える条件である飽和条件を知ることが要求される。内部重力波にはケルビン・ヘルムホルツ不安定、あるいは対流不安定が存在し、それらのリチャードソン数による判定条件として

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} < \frac{1}{4} \quad \text{または} \quad Ri < 0 \quad (20)$$

が有効である。特に、後者の局所対流不安定による飽和条件は、内部重力波については WKB 近似に基づいて種々の従属変数に関して等価的に

$$\begin{aligned} |u'| &= |c - \bar{u}| \\ P &= \frac{1}{2} (c - \bar{u}) \end{aligned} \quad (21)$$

などの簡単な形で表わすことができる。最近、内部重力波に対していくつかの碎波条件が提案されているが、あまりに複雑で技巧に過ぎるところがあり理論の単純性と優雅さの見地からみていささか問題である。

3.2 成層圏準2年周期振動

平均場と波の相互作用の典型的な例として、熱帯成層圏で帶状平均流の向きが約2年(20~30ヶ月)で周期的に変動する現象、いわゆる準2年振動(QBO)について考えてみよう。図4に、赤道付近のカントン島で観測された下部成層圏の月平均東西風の時間-高度断面図が示されている

東西風の向きの変化は上層から下層に移ってくことがわかる。QBO理論は Lindzen and Holton(1968)によって内部重力波を媒介にして提案された。成層圏のQBO理論を構築するに際して、Lindzen and Holton(1968)は東西両方向の位相速度をもつ内部重力波の鉛直伝播と臨界層相互作用によって周期振動が起こることを発見したが、その後内部重力波に代わってケルビン波と混合ロスピーア重力波が使われるようになった(Holton and Lindzen, 1972)。彼らの臨界層吸収に基づくQBO理論の構築は Booker and Bretherton(1967)の臨界高度理論が発表された翌年という早業であった。Lindzen and Holton(1968)の理論から随分と時間が経過し、その間には相互作用形式は理論的にも洗練された。ここでは、擬運動量とその対流飽和

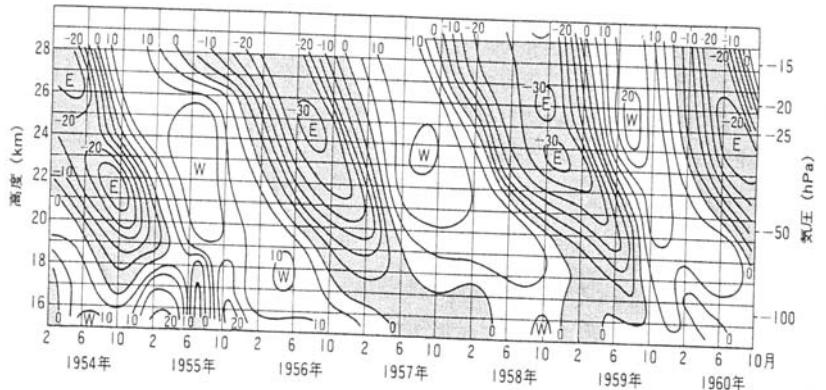


図4 カントン島で測定された下部成層圏の月平均東西風の時間-高度断面図。(Reed and Rogers, 1962)

条件を用いて内部重力波と平均流との相互作用形式を基に QBO 理論のさわりを述べてみよう。

いま、東向きと西向きの内部重力波を考える。すでに述べた擬運動量を使うと、平均流は

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} (c_{Gz}^E P_E + c_{Gz}^W P_W) = K_z \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (22)$$

で表される。また、ニュートン冷却を受けながら東西両方向に伝わる内部重力波の擬運動量は、それぞれ

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_E}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} c_{Gz}^E P_E}{\partial z} &= -2\mu P_E \\ \frac{\partial P_W}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} c_{Gz}^W P_W}{\partial z} &= -2\mu P_W \end{aligned} \quad (23)$$

で与えられる。ここで、添字 E および W はそれぞれ東向き、西向きを表す。それらの波の群速度は、それぞれ

$$\begin{aligned} c_{Gz}^E &= \frac{k}{N} (c^E - \bar{u})^2 \\ c_{Gz}^W &= \frac{k}{N} (c^W - \bar{u})^2 \end{aligned}$$

となる。ここで、 c^E と c^W はそれぞれ東向きと西向きの波の位相速度である。最後に、内部重力波の飽和条件

$$\begin{aligned} P_{ES} &\geq P_E \geq 0 \\ 0 &\geq P_W \geq P_{WS} \end{aligned} \quad (24)$$

という制限が付加される。ただし、擬運動量の飽和限界は

$$\begin{aligned} P_{ES} &= \frac{1}{2} (c_E - \bar{u}) \\ P_{WS} &= \frac{1}{2} (c_W - \bar{u}) \end{aligned} \quad (25)$$

で与えられる。ここで、添字 S は飽和を意味する。方程式(22)と(23)、および飽和条件(24)と(25)によって QBO の力学系が形成される。内部重力波でも波長の長いゆっくりと振動するものや、波長が短くても鉛直群速度が遅く大気中に長期間滞在しているものはニュートン冷却により減衰するが、それ以外の内部重力波はニュートン冷却よりも碎波による減衰が大きい。このような方法で計算した QBO の一例が図 5 に示されている (Tanaka and Yoshizawa, 1985)。ただ、この理論は WKB 近似(平均流は鉛直方向にゆっくりと変化するという仮定)のもとに求められた一次元モデルによるものであり、理解を容易にするために波は東西方向にそれぞれ一個しか使われていないという単純化が行われている。強制する波の数が多くなると別の方法を用いる必要が生じるが、これについては Zhang et al.(1997)を参照してほしい。

エルニーニョ期を除けばインドネシア上空はスーパー雲群が頻繁に発生し内部重力波の強い波源と考えられており。このような場所からさまざま波長をもつ波が発生し四方に伝播する。このような遍在する内部重力波群によって発生する QBO の二次元 WKB モデルが Zhang et al.(1997)によって構築された。赤道上的一点に振動する熱源を置くとさまざまな波長の内部重力波が発生しそれぞれ異なる位相速度で東西 2 方向に伝播するが、結果的には経度方向にはほぼ一様な QBO を発生させることができた。この理由として、このモデルでは最終的にもっとも卓越する内部重力波が波数 1 であったためではないかと考えられている。この結果が正しければ、エルニーニョ期におけるように波源が太平

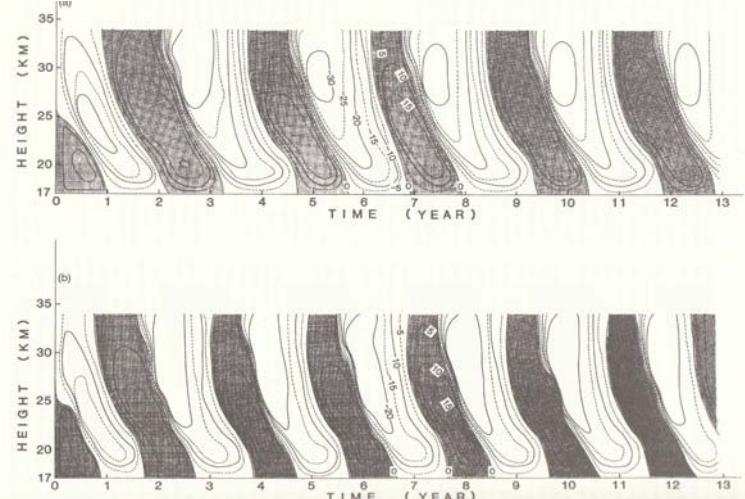


図 5 赤道 QBO の平均傾度風の時間-高度断面図。ケルビン波と混合ロスビー重力波の放射冷却による減衰によるもの。影は西風。[上図] c-free [下図] c-const (Tanaka and Yoshizawa, 1985)。

洋中部に移動しても、波源の振動周期が大きく変わらない限り経度方向の一様性は維持されることになる。WKB モデルにはその限界があるはずであるが、どのような限界なのかまだよくわかつていない。波と平均場の相互作用に WKB 理論を適用すると、内部重力波の位相速度(あるいは周波数)が鉛直伝播中に変化していることが観察される(Zhang et al., 1997)。大循環モデルを使うとこれが起こらないようであるが、この違いの理由は著者にはよくわからない。

熱帯対流圏には QBO とはまったく異なる原因をもつ二年周期振動(BO)が卓越している。BO は熱帯モンスーンの高調波成分と考えられる。BO と QBO が対流圏界面でどのようにマッチングしているのかよくわかつっていない。両者の位相のずれが蓄積し、ある時点で位相の調整が起こることが予想される。QBO の周期が 2 年と 3 年の中間でふらふらしている原因の一つが BO-QBO 相互作用の存在であろう。中緯度成層圏のオゾンなどの微量気体もやはり QBO を示すことが最近の著者らの観測で確かめられており、熱帯成層圏起源の QBO が広域に影響していることがわかる。

東向き重力波の代りに大気ケルビン波、西向き重力波の代りに混合ロスビー重力波を使うことも可能であり、これがこれまでの QBO 研究の主流とされていた。最近、Takahashi(1996)は QBO を駆動しているのは内部重力波であるらしいことを GCM によって検証した。確かに混合ロスビー重力波はあまりにも振幅が小さく QBO の駆動には十分でないかもしれない。しかし、ケルビン波はそれほど振幅は弱くないので少なからず QBO に寄与している可能性は高い(実際、多くの波から内部重力波とケルビン波を分離するのは困難である)。内部重力波にはグローバルな運動量収支における極めて重要な役割があり、その意味でも QBO 理論における内部重力波の復権は注目に値する。内部重力波だけで QBO を駆動するのに十分であるかどうかは観測的には必ずしも十分検証されているわけではない。いまさらと思われるかもしれないが、大規模な GCM に基づく研究を進めるためにも赤道域での内部重力波を含めた赤道波に関して新しい技術を駆使した総合的な観測が望まれる。

成層圏界面の高度を中心に半年の周期で東西風が振動する現象がストラトポーズ付近に存在する(図 6 参照)。これは半年周期振動(SAO: semi-annual oscillation)と呼ばれ、Hirota(1978)によって発見された第 2 種の大気ケルビン波が運動量を供給して発生することが Takahashi(1984)によって解明された。このケルビン波は第 1 種のケルビン波に比べて 2 倍も速く QBO 領域を通り抜けて上空に伝播できるが、放射減衰によって運動量が平均場に移行し SAO が形成される。このように、対流圏の BO、下部成層圏の QBO、上部成層圏から下部中間圏の SAO と 3 種類の東西風振動が観測されそのメカニズムの理解も進んでいる。

4. 内部重力波と角運動量収支

これまで計算されたグローバルな角運動量の収支勘定では、どこかに謎の角運動量シンクが存在するはずであるという予測があった(Newton, 1971)。確かに GCM や全球解析のための数値計算において、グリッド間隔が 5° とか 10° というように大きい場合は傾圧波動の運動量の見積もりが不正確で、内部重力波の役割の重要性が見過ごされてきた経緯がある。しかし、グリッド間隔が細かくなり、傾圧波動による運動量輸送が正確に見積もられるようになると偏西風(亜熱帯ジェット)が強くなりすぎるという不合理が起きてきた。この現象は偏西風バイアス(westerly bias)と呼ばれ謎とされていたが、内部重力波を導入することによって解決できることがわかつってきた。

大気と地球を合わせた角運動量は一定である。地球の回転はほぼ一定であるとすると、大気は熱帯の偏東風域で角運動量を地球から貰い、中緯度の偏西風域で地球に渡す。図 7 に示されるように、 30°N で極向きの運動量フラックスが最大になり、 45°N でその収束が最大になる。

Holton(1972)の教科書によると、単位質量当たりの絶対角運動量は

$$\mu = (\Omega a \cos \theta + u) a \cos \theta \quad (26)$$

と表すことができる。ここで、 θ は緯度、 a は地球半径である。(26)の全時間微分をとり、それに経度方向の運動方程式を代

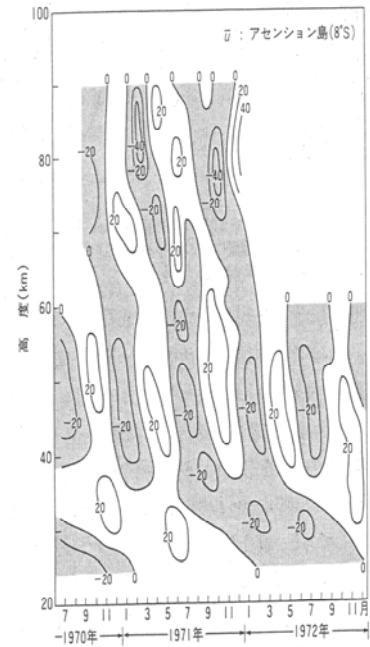


図 6 アセンション島上空における月平均東西風の時間-高度断面図。東風に影。半年振動は 40km から中間圏に続いている(Hirota, 1978)。

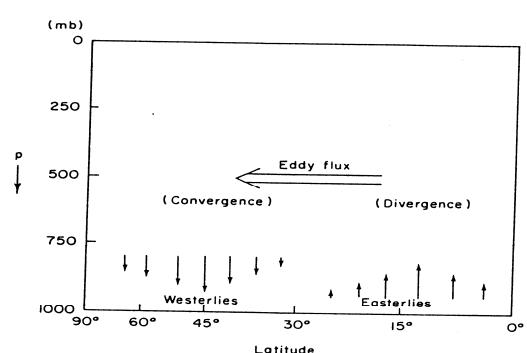


図 7 グローバル運動量輸送の子午面断面の模式図。熱帯で運動量を獲得し、中緯度で貢献する(Holton, 1972)。

入すると、絶対角運動量保存の式は

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{a \cos \theta}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{a \cos \theta}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (27)$$

と書ける。ここで、 λ は経度、 τ は各種の応力である。いま、連続の式に μ を掛けた式

$$\mu \frac{d\rho}{dt} + \mu \rho \nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (28)$$

をつくり、(27)に ρ を掛けた式と加え合わせると

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mu) = -\nabla \cdot (\rho \mu \bar{u}) - a \cos \theta \frac{\partial p}{\partial \lambda} - a \cos \theta \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (29)$$

を得る。ここで、 τ には図 8 に示されるように内部重力波にともなう応力 τ_G と、地面摩擦にともなう応力 τ_s の二つが含まれている。

いま、(29)の両辺に地軸からの距離 $a \cos \theta$ を掛けて緯度と高度で積分すると、全地球上の角運動量収支の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \rho \mu a \cos \theta d\lambda dz &= - \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \mu v) a \cos \theta d\lambda dz \\ &- \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} a^2 \cos^2 \theta \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} \right) d\lambda dz \\ &- \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} a^2 \cos^2 \theta \left(\frac{\partial \tau_s}{\partial z} \right) d\lambda dz \\ &- \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} a^2 \cos^2 \theta \left(\frac{\partial \tau_G}{\partial z} \right) d\lambda dz \quad (30) \\ &\approx 0 \end{aligned}$$

を得る。(30)の左辺の時間変化は長期的には 0 となるので、右辺の 4 項が釣り合うことになる。この 4 項のうちで角運動量のソースは第 1 項のみで、他の 3 項はすべてシンクである。

(30)の右辺第 1 項は傾圧波による運動量の子午面収束による偏西風加速を意味する。水平運動量フラックスが発生するには傾圧擾乱のトラフやリッジの気圧軸が北東から南西に傾斜することが必要である。傾圧波動が発達して流れが鋸歯状的に歪むと運動量輸送はさらに効率的になる。いま、 μ と v を平均場と擾乱場とに

$$\begin{aligned} \mu &= \bar{\mu} + \mu' = (\Omega a \cos \theta + \bar{u} + u') a \cos \theta \\ v &= \bar{v} + v' \end{aligned}$$

のように分離する。これより、帶状平均をバーで表すと

$$\rho \bar{\mu} v = \rho [\Omega a \bar{v} \cos \theta + \bar{u} \bar{v} + \bar{u}' \bar{v}'] a \cos \theta$$

を得る。ここで、 $\rho \bar{u} \bar{v}$ はハドレー循環による運動量輸送(Hadley transport)のフラックス、 $\rho \bar{u}' \bar{v}'$ は傾圧擾乱による運動量の南北渦輸送(eddy transport)のフラックスである。また、 $\bar{u} \ll \Omega a \cos \theta$ であり $\rho \bar{u} \bar{v}$ 他の項より小さいので省略できる。

さらに、 $\int_0^{\infty} \rho \bar{v} dz$ は長時間には 0 となる。よって、(30)の右第 1 項は

$$\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} a^2 \cos \theta \frac{\partial}{\partial y} [\rho \bar{u}' \bar{v}' \cos \theta] d\lambda dz$$

だけが残る。

(30)の右辺第 2 項は、山岳トルク(mountain torque)と呼ばれ、ポテンシャル渦度保存則によって山岳の風下に発生する低圧部(trough)のため山岳の風上と風下の気圧差が生じ、その結果運動量のシンクが起こる。このトルクは 30N 以南で発生し北半球中緯度で地球に吸収され、その値は約 $-2 \times 10^{18} \text{ J}$ と見積もられている。(30)の右辺第 3 項は、地面摩擦トルク(surface frictional torque)である。これも山岳トルクと同じような緯度分布をしており、その大きさもあまり変わらない。(30)の右辺第 4 項は、重力波トルク(gravity wave torque)である。熱帯地方のスーパークラスター雲群やヒマラヤ・チベット、ロッキーなどの山岳地帯で発生する内部重力波の崩壊にともなう大きなトルクが存在することが最近わかつってきた。この値は北半球中低緯度で局地的ではあるが -10^{19} J という大きな値をとることもある。これは「謎のトルク」と呼ばれる

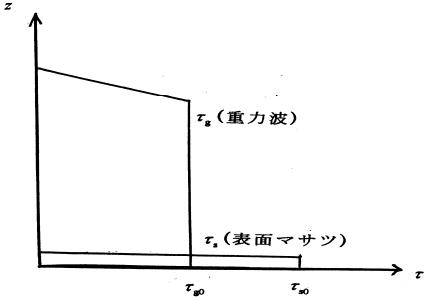


図 8 内部重力波による応力と表面摩擦による応力の鉛直分布。

てきたが、実は内部重力波によって担われていたのである。

これらをまとめると、(30) は

$$0 = - \int_0^\infty a \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} [\rho \bar{u}' v' \cos \theta] dz \\ - \int_0^\infty a^2 \cos^2 \theta \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} dz \\ - a^2 \cos^2 \theta \bar{\tau}_{s0} \\ - a^2 \cos^2 \theta \bar{\tau}_{G0} \quad (31)$$

となる。ここで、 τ_{s0} 、 τ_{G0} はそれぞれ、 τ_s 、 τ_G の地面での値を示す。

これまでの GCM では内部重力波の効果が必ずしも十分考慮されてはいなかった。というのも、これまでグリッドサイズが大きく、傾圧波による運動量輸送の効果さえも十分に見積もれなかつたためである。いいかえれば、傾圧波による偏西風加速が不十分にしか表現されていなかつたのである。しかし、GCM のグリッドサイズが細かくなるにつれ、偏西風バイアスによる偏西風の異常加速がみられるようになつた。これを改善するために内部重力波による偏西風の抑制効果を考慮せざるを得なくなつた。これに対する試みの一つを Tanaka(1986)および Tanaka and Geller(1999)に沿つて述べてみたい。

非粘性大気において内部重力波の効果による背景風方向に加速された風速($\bar{u}^{(2)}$)は

$$\frac{\partial \bar{u}^{(2)}}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} c_{Gz} P}{\partial z} = 0 \quad (32)$$

となる。現実には、これらは GCM の各グリッド点で計算される。ここで、 P はすでに説明した偽運動量(pseudo-momentum)、は内部重力波の群速度の鉛直成分である。また、偽運動量は

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} c_{Gz} P}{\partial z} = 0 \quad (33)$$

を解くことによって各グリッド点で得られる。この方程式には内部重力波の非定常効果(transient effect)も含まれている。この非定常性も平均流を変化さすための重要な効果の一つであり、内部重力波を発生する地表附近の背景風速の変化が激しいと非定常効果も無視できなくなる。Palmer et al.(1984)の方法ではこの非定常効果が含まれていないのが問題である。

いま、(30)の右辺第4項のは

$$\tau_G = \bar{\rho} c_{Gz} P \quad (34)$$

と書けるので、(30)の右辺第 4 項には非定常の効果も含まれていることになる。内部重力波が飽和して局所対流不安定になると、 P の飽和量として

$$P = \frac{1}{2} (c - \bar{u}) \quad (35)$$

が使用される。

GCM の場合には、各グリッドで(32)、(33)、(35)を連立して解くことになる。地表附近での重力波応力は

$$\tau_{G0} = k \rho_s U_s N_s V_a \quad (36)$$

で与えられる。ここで、添字 S は地表附近の値を示し、GCM では大気境界層上端のグリッドを選ぶ。 U_s は地面上附近の背景風速、 N_s は地表附近のプラント・バイサラ周波数、 V_a は地表の凸凹の高さの変動(variance)である。

図 9 は、北半球と南半球の重力波の表面ストレスの 10 日平均地である。南半球では南極大陸に大きなストレスがある。しかし、南極大陸があまりにも高緯度にあるため、ストレス効果は小さい。一方、北半球では中緯度山岳地帯で大きなストレスが現れているため、その効果は大きい。

内部重力波による一般流の加速効果(saturation

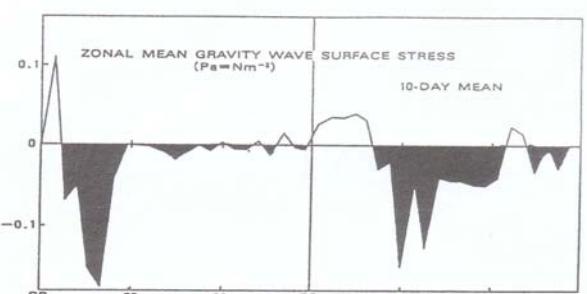


図 9 北半球[右]と南半球[左]の重力波の表面ストレスの 10 日平均値。

と transience)を図 10 に模式的に示してある。内部重力波の散逸により偏西風は減速される。同時に極向きの子午面流が生じるため極向きの熱輸送が起こり南北の温度傾度が緩和される。一つの内部重力波束による子午面流の到達距離はロスビーの変形半径 (NH/f) 以内で約 1,000km ほどである。「Downward control principle」と呼ばれる法則があり、下方に原因があつて生じる子午面流は上方への分岐が禁止されるというものである。したがって、子午面流はいずれ下層の対流圏に下降してそこを加熱するが、上昇して成層圏を冷却するようなことはほとんどない。実際には、内部重力波束があちこちの山岳から放射されその集合として大規模な子午面流が形成され、ブリューワ・ドブソン(Brewer-Dobson)循環が形成されていると考えられる。

実際に内部重力波の効果を GCM に入れると、偏西風の速度ピーク値が削られて減少し、ピークの緯度が赤道側に移動したようにみえるはずであり、著者らが NASA/GSF の大気大循環モデル(Kalney et al., 1983)に内部重力波の効果を組み込んで求めた結果によく表れている(図 10, Tanaka and Geller, 1999 参照)。図には示されてないが、内部重力波の飽和高度で極向きの子午面流が発生していることもわかる。ただ、NASA/GSFC の古いタイプの GCM はグリッド間隔が大きく($4^\circ \times 5^\circ$)、重力波ドラッグを加えなくともすでに運動量が釣り合うよう調整されていたので、重力波を加えたことによる効果がむしろ効き過ぎてジェットの軸が南に寄りすぎている。また、重力波の強制も若干大きすぎた感がないでもない。山岳や雲群から放射される内部重力波を正確にパラメタライズすることは依然として困難な課題である。

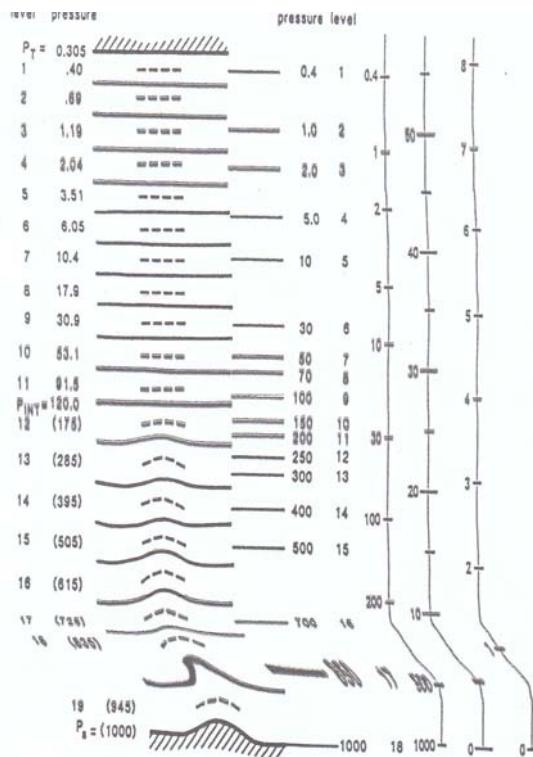


図 11 NASA 大気大循環モデル(Kalney et al., 1983)

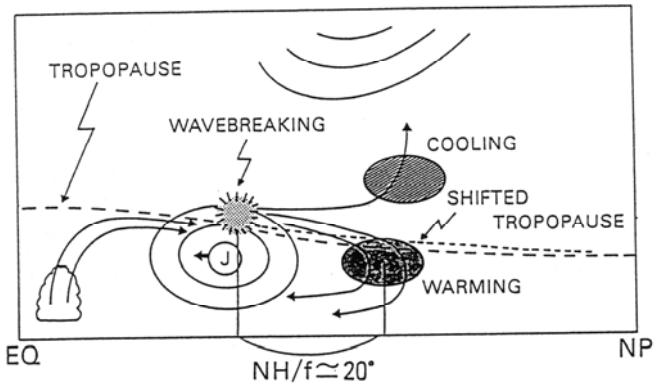


図 10 内部重力波の碎波によって下部成層圏で励起される子午面流の模式図(Tanaka and Geller, 1999)。

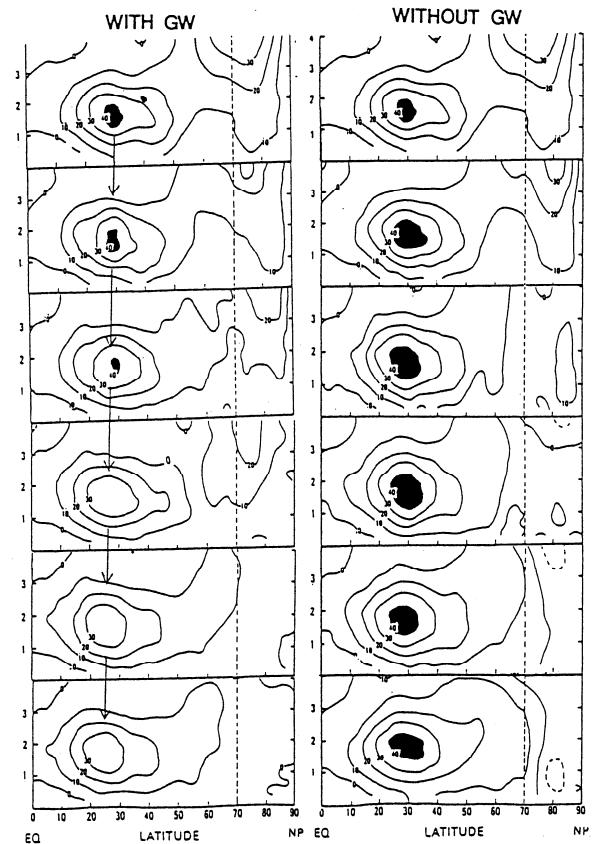


図 12 NASA 大循環モデルによって計算された内部重力波の影響の比較。影は 40m/s 以上。(Tanaka and Geller, 1999)。

5. 下部成層圏弱風層の形成

内部重力波の奇妙な性質が Booker and Bretherton(1967)によって明らかにされた。下方で発生する内部重力波の運動量のフラックスが臨界高度で急激に減少するというものである。これは内部重力波の臨界層吸収と呼ばれその説明は図3に示されている。この新しい概念によって新しい研究の地平が開けるようになった。

これまで対流圏では内部重力波は単なるノイズとしかみなされてこなかった。せいぜい航空機にのって感じる晴天乱流ぐらいの経験しかないだろう。しかし成層圏近傍まで上昇すると内部重力波が増幅して大きな役割を果たすようになる。その一例が下部成層圏弱風層の形成である。Lindzen(1981), Holton(1982), Matsuno(1982)は内部重力波の臨界層吸収を応用して中間圏界面付近での平均風速逆転を説明することに成功した。筆者は下部成層圏の弱風層の形成を臨界層吸収の原理を適用してその解明を試みた。その詳細は Yamanaka and Tanaka(1985)と Tanaka(1986)に述べられている。

山岳から発生する内部重力波の強さの観測に関しては Lilly and Kennedy(1973) のロッキー山脈上の重力波の測定があり、その運動フラックスは約 -0.5 Nm^{-2} である。Brown(1983)の観測では英国で -0.1 Nm^{-2} から -0.4 Nm^{-2} の範囲にあり、Hoinka(1984)はピレネー山脈で -0.3 Nm^{-2} の測定値を得ている。また、Palmer et al.(1984)は山岳重力波の大循環モデルへの影響について調べた。

5.1 方程式系

方程式系は slowly varying assumption 及び wave self-acceleration の過程に基づいている。面上の平均場の方程式系は

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = F_x \quad (37)$$

$$f\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \quad (38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right) + N^2 \bar{u} = -\alpha \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{\phi}_R}{\partial z} \right) \quad (39)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho \bar{w} = 0 \quad (40)$$

と書ける。変数や定数は以前と同じである。(37)-(40)よりまとめると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] = -\frac{f^2}{N^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \left[\alpha \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}_R}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial^2 F_x}{\partial y^2} \quad (41)$$

を得る。ここで

$$\bar{u}_R = -\frac{1}{f} \frac{\partial \bar{\phi}_R}{\partial y} \quad (42)$$

である。すべて緯度方向に展開できて

$$\bar{u}(y, z, t) = U(z, t) \exp \left[(z - z_0) / 2H \right] \sin ly$$

$$\bar{u}_R(y, z, t) = U_R(z, t) \exp \left[(z - z_0) / 2H \right] \sin ly$$

$$F_x(y, z, t) = F_w(z, t) \sin ly$$

となり、これらを(41)に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \left(\frac{N^2 l^2}{f^2} + \frac{1}{4H^2} \right) U \right] &= -\alpha \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4H^2} \right) (U - U_R) \quad (43) \\ - \frac{d\alpha}{dz} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2H} \right) (U - U_R) - \frac{N^2 l^2}{f^2} e^{-(z-z_0)/2H} F_w \end{aligned}$$

となる。これらの式をいろいろな場合に解くことが目的であるが、特に内部重力波の影響を調べるのが最終目的となる。ニュートン冷却係数は

$$\alpha(z) = 3 \times 10^{-13} z - 12z(80km - z)(s^{-1}) \quad (44)$$

と書ける。また、放射平衡平均風は

$$\bar{u}_R(z,t) = \left(\cos \frac{2\pi t}{\tau} + \frac{1}{2} \right) (10km - z) + 30(ms^{-1}) \quad (45)$$

となる。ただし、 $\tau = 360$ 日である。運動フラックスの発散は

$$F_w = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} W_z I \quad (46)$$

となる。ここで、 $W_g(z,t)$ は山岳波の群速度の鉛直成分、 $I(z,t)$ は偽運動量である。これは slowly varying の仮設では $E/(c - \bar{u})$ となる。Transient wave では、偽運動量は

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} W_g I = 0 \quad (47)$$

と書ける。Slowly varying の仮定では次の phase consistency の関係が導かれる。すなわち

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0 \quad (48)$$

となる。ここで、 ω は地球表面に相対的な wave frequency、 m は鉛直波数である。水平波数が時間的にも空間的にも一定とすると(47)は

$$\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial t} + W_g \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial z} + W_g \frac{\partial k\vec{u}}{\partial z} = 0 \quad (49)$$

となる。ここで

$$\hat{\omega} = \omega - k\vec{u} \quad (50)$$

である。また、鉛直群速度の定義

$$W_g = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m} \quad (51)$$

から、となる。最後に、(45)は

$$\frac{\partial c}{\partial t} + W_g \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (52)$$

と単純化できる。さらに鉛直群速度は

$$W_g = \frac{k}{N} (c - \bar{u})^2 \quad (53)$$

と表せる。有効な重力波の飽和条件は

$$|u'| = |c - \bar{u}| \quad (54)$$

となる。このとき偽運動量は

$$I = I_z = \frac{1}{2} (c - \bar{u}) \quad (55)$$

となる。

5.2 季節変化する初期値

図 13 の上図は放射平衡によって決められた月毎の東西平均風である。図 13 の下図には放射平衡風にニュートン冷却効果を追加した風速の季節変化である。ニュートン冷却は中間圏上部でその効果が現れる。

5.3 内部重力波の碎波吸収の計算

図 14 の上側の図は Lilly and Kenedy(1973)によるロッキー山脈のトルクの値 $-0.5 Nm^{-2}$ の 10% の強さを、下側の図は 20% の強さの場合が示されている。平均水平風速に臨界層吸収を適用して、成層圏下部の弱風層を得ることに成功した。図 15 には新しく出現した子午面風速度の季節変化が示されている。ともに極めて狭い高度範囲に子午面風が集中していることがわかる。このように下部成層圏の弱風層は内部重力波の臨界層付近の吸収によって発生することが計算では導かれた。重力波吸収の実際の方法については Tanaka(1986)を参照のこと。

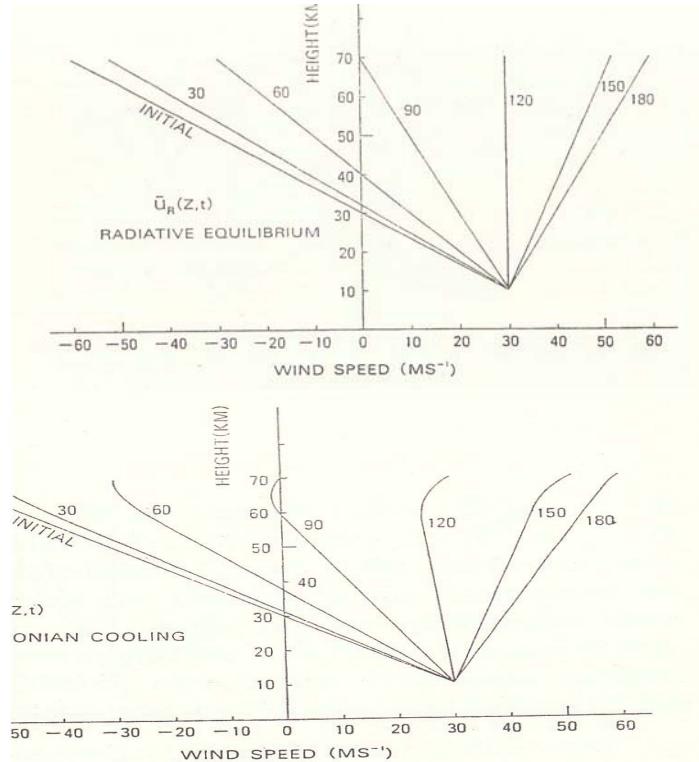


図 13 [上] 放射平衡平均経度風の初期状態、[下] ニュートン冷却を導入した平均経度風の初期状態。ニュートン冷却効果は中間圏で生じる。ともに夏至から始まる。

6. 終わりに

この小論の中で主として中層大気における内部重力波の力学的課題の幾つかについて述べてきた。内部重力波は大気密度の大きな対流圏ではノイズに過ぎないので対流圏の大気力学では以前は無視されてきた。大気の研究領域が次第に成層圏・中間圏にまで拡大していくと、もはや内部重力波は力学的に無視できない存在になってきた。その最初に衝撃を与えたのは Booker and Bretherton(1967)の臨界高度の論文であった。私は大学院の学生であったが、周囲の人々の様子からただならない雰囲気を察知した。

1973年に米国イリノイ州にあるイリノイ大学に小倉義光先生のつてで当時就職していた郵政省電波研究所から一年間留学することができた。そこで終生の友 Marvin Gellerに会うことができた。一年の米国暮らしは感動的であった。大学院生の Dave Frittsもいた。

当時は多くの硕学が中層大気の研究で素晴らしい業績を挙げていた。米国の Holton, Linzden, Dunkerton, Jones、英国の McIntyre, Hoskins、日本では東大の松野太郎先生、京大の廣田勇先生、九大の瓜生道也先生など鉢々たる研究者達である。内部重力波の観測では、京都大学の超高層観測センターの加藤進先生がおられた。加藤進先生の指導のもとに深尾昌一郎先生、津田敏隆さん等が努力して信楽に MU レーダを建設して内部重力波、慣性重力波などの観測が始まった。しかし、ここでは膨大な観測に関する論文は省略させていただいた。

アクチブな研究を行っていた深尾先生が亡くなられた。常に笑顔で親しく接していただき本当に有難うございました。

やがて世界的な規模で MAP(Middle Atmosphere Program)が始まり、成層圏力学グループ、MU レーダによる観測グループ、気球観測グループ、成層圏エアロゾルグループなどが参加する大規模なものになった。私は1972年に名古屋大学の水圏科学研究所に移った。私も非才ながらそのプロジェクトの一翼を担うようになった。小野晃先生や岩坂泰信さんもエアロゾル研究で参加しておられた。当時の雰囲気はまさに熱気的という印象しかなかった。

本小論では(1)QBO の力学、(2)偏西風バイアスの形成力学、(3)下部成層圏弱風層の形成力学について定式化を記述し、その計算結果を簡潔に述べてきた。結局、内部重力波は中層大気での様々なメカニズムを通じて決定的に重要な役割を演じていることがわかる。内部重力波なしでは中層大気の現象を説明することは困難である。これが、内部重力波の現在までの理論的研究の総括である。

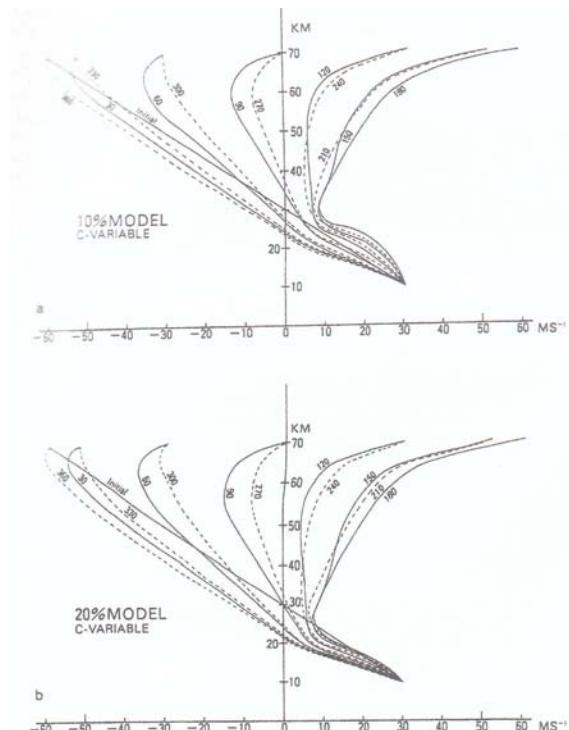


図 14 Slowly varying の仮定のもとに導入した内部重力波の碎波を取り入れた場合の平均経度風の変化。
[上]Lilly and Kennedy(1973)のロッキー山脈からの放射フラックスの 10%、「下」20%。

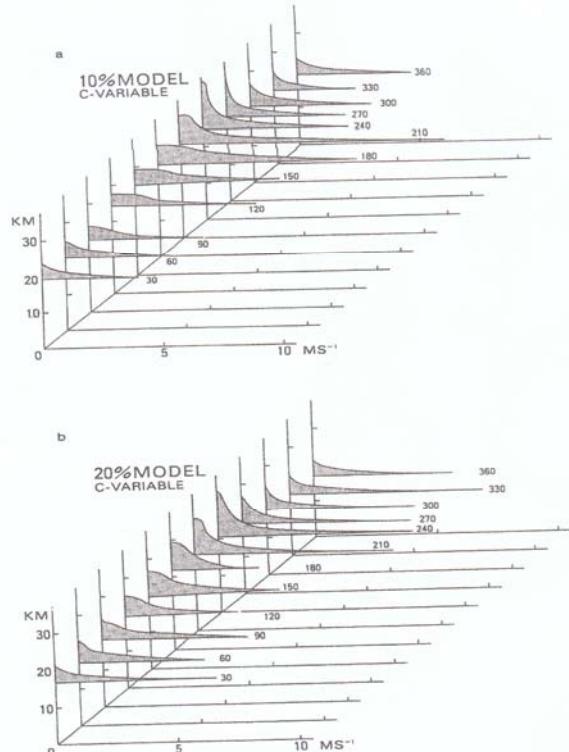


図 15 重力波の相互作用によって発生した子午面平均風速のプロファイル。位相速度は可変。
[上]10%、[下]20%。

参考文献

- Booker,J.R and F.P.Bretherton:*J.Fluid Mech.*, **27**, 513-539 (1967)
Brown, F.R.A.:*Quart.J.Roy.Meteor.Soc.*, **109**, 849-865(1983)
Eliassen,A. and E.Palm:*Geophys.Publ.Oslo*, **22**, 1-23 (1961)
Fritts,D.C.:*Rev.Geophys.Space Phys.*,**22**,275-308(1984)
Geller,M.A., D.C.Fritts and H.Tanaka:*J.Atmos.Sci.*, **32**, 2125-2135 (1975)
Hirota,I.:*J.Atmos.Sci.*, **35**, 714-722 (1978)
Hirota,I. and W.M.Wehrbein:*Pure Appl.Geophys.*, **119**, 284-306 (1980)
Hoinka,K.P.:*Tellus*,**36A**, 369-383(1984)
Holton,J.R. and R.S.Lindzen:*J.Atmos.Sci.*, **29**, 1076-1080 (1972)
Holton,J.R. and W.M.Wehrbein:*J.Atmos.Sci.*, **37**, 1968-1983 (1980)
Kalnay,E., R.C.Balgovind, W.C.Chao, D.Edelmann, J.W.Pfaendtner, L.L.Takacs, and K.Takano, NASA Tech. Memo. 86064 (1983)
Kida,H.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **61**, 510-524 (1983)
Lilly,D.K. and P.J..Kennedy:*J.Atmos.Sci.*,**30**, 1135-1152(1973)
Lindzen,R.S. and J.R.Holton:*J.Atmos.Sci.*, **25**, 1095-1107 (1968)
Lindzen,R.S.:*J.Geophys.Res.*, **86**, 9707-9714 (1981)
Matsuno,T.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **44**, 25-43 (1966)
Matsuno,T.:*J.Atmos Sci.*, **27**, 871-883 (1970)
Matsuno,T.:*J.Atmos Sci.*, **28**, 1479-1494 (1971)
Matsuno,T.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **60**, 215-226 (1982)
Matsuno,T. and K.Nakamura:*J.Atmos.Sci.*, **36**, 640-654 (1979)
McIntyre,M.E.:*J.Fluid Mech.*, **106**, 331-347 (1081)
Miyahara,S., Y.Hayashi and J.D.Mahlman:*J.Atmos.Sci.*, **43**, 1844-1864 (1986)
Newton,C.W.:*J.Atmos.Sci.*, **28**, 1329-1341 (1971)
Palmer,T.N., G.J.Shutts and R.Swinbank:*Quart.J.Roy.Meteor.Soc.*,**112**, 1001-1039 (1984)
Reed,R.J. and D.G.Rogers:*J.Atmos.Sci.*, **36**, 127-135 (1962)
Takahashi,M.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **62**, 52-68 (1984)
Takahashi,M.:*Geophys.Res.Lett.*, **23**, 661-664 (1996)
Tanaka,H.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **61**, 763-769 (1983)
Tanaka,H and M.D.Yamanaka.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **62**, 177-182 (1984)
Tanaka,H.:*J.Atmos.Sci.*, **43**, 1881-1892 (1986)
Tanaka,H. and M.D.Yamanaka:*J.Meteor.Soc.Japan*, **63**, 1047-1054 (1985)
Tanaka,H. and N.Yoshizawa: *J.Atmos.Sci.*, **42**, 2350-2359 (1985)
Tanaka,H. and M.A.Geller: *Research Report of IHAS*, No.5 (1999)
Tsuda T. and A.Nishida (2000)
Ushimaru,S. and H.Tanaka :*J.Meteor.Soc.Japan*, **69**, 1-14 (1990)
Uryu,M.:*J.Meteor.Soc.Japan*, **52**, 481-489 (1974)
Wallace,J.M. and V.E.Kousky:*J.Atmos.Sci.*, **25**, 900-907 (1968)
Yamanaka,M.D. and H.Tanaka:*J.Meteor.Soc.Japan*, **62**, 1-17 (1984)
Yamanaka,M.D. and H.Tanaka:*J.Meteor.Soc.Japan*, **63**, 1047-1054(1985)
Yanai,M. and T.Maruyama:*J.Meteor.Soc.Japan*, **44**, 291-294 (1966)
Yoden,S. and J.R.Holton:*J.Atmos.Sci.*, **45**, 2703-2717 (1988)
Zhang,D., H.Tanaka and Y. Qin:*Beitr.Phys.Atmos.*, **70**, 81-90 (1997)
松野太郎・島崎達夫:成層圏と中間圏の大気 大気科学講座 3 東京大学出版会(1981)
田中 浩:内部重力波の理論 -大気中の内部重力波- 気象研究ノート 126 号 pp.1-45 (1975)



深尾先生の論文リスト

Publications As of 31 January, 2012

1. International Refereed Journal Articles
Shoichiro Fukao, Prof.

1. Tsuchiya, T., S. Fukao, and K.-I. Mameda, Gyromagnetic Effect on the Mobility of Charged Particles in Weakly Ionized Gases, *J. Appl. Phys.*, **40**, 5289-5299, 1969.
2. Mameda, K.-I. and S. Fukao, Study on the Solar Activity Dependence of the E Layer Peak Electron Density and Some Atmospheric Parameters, *J. Geomag. Geoelectr.*, **24**, 259-301, 1972.
3. Fukao, S. and T. Tsuchiya, On the reconnection of magnetic lines of force, *J. Plasma Phys.*, **9**, 409-427, 1973.
4. S. Fukao and T. Tsuchiya, RE-CONECTION OF MAGNETIC LINES OF FORCE: INCOMPRESSIBLE AND COMPRESSIBLE MHD FLUIDS, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1151-1170, 1973.
5. Fukao, S. and M. Miura, Planetary-scale disturbances at the F-Layer peak, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 1987-1994, 1974.
6. Fukao, S., S. Kato, S. Yokoi, R. M. Harpaz, R. F. Woodman, and W. E. Gordon, One full-day radar measurement of lower stratospheric winds over Jicamarca, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, 1331-1337, 1978.
7. Fukao, S., S. Kato, and R. M. Harpaz, A new method for the estimation of ionospheric wind from MU radar data, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4379-4386, 1979.

MUレーダーによる
・電離圏非干渉散乱(IS)観測に関する論文
・沿磁力線不規則構造(FAI)観測に関する論文

Incoherent Scatter (IS) レーダー

大気レーダーの源流: 電離圏の自由電子を標的とする電離圏観測用レーダー。
散乱は非干渉性散乱 (IS) に近い [W.E. ゴードン, 1958]

全散乱断面積は等価的に直径1 cm の金属球程度の微小なもの

⇒ 電子密度、イオン・電子温度、
プラズマドリフト、南北中性風

Field-Aligned Irregularity (FAI)

16-JUN-2004 23:00 – 17-JUN-2004 03:01 Echo Power Beam 1 (W) (200km, 52°) 10 5 0 -5

FAI is meter-scale irregularity of the plasma and caused by G-D instability.

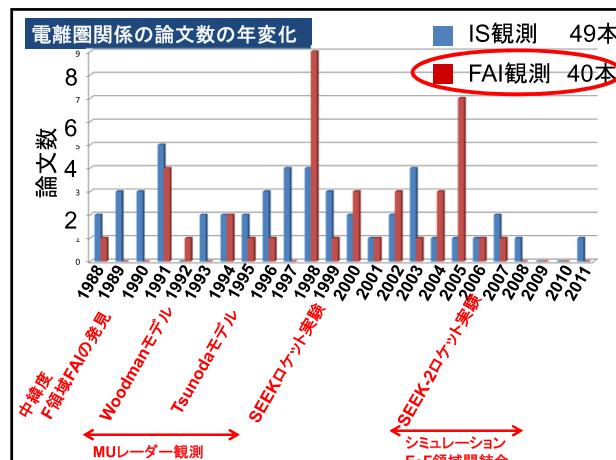
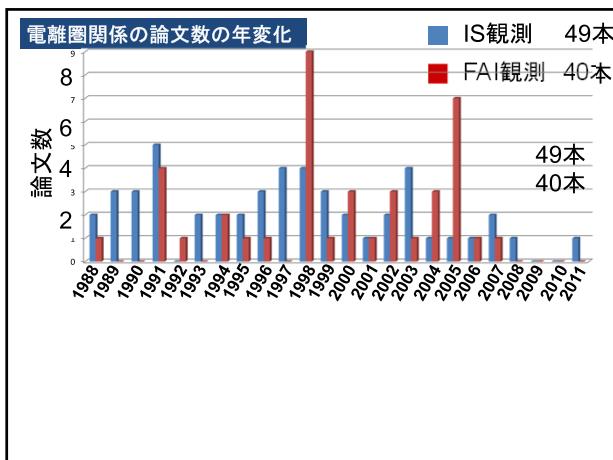
MU radar (46.5 MHz)

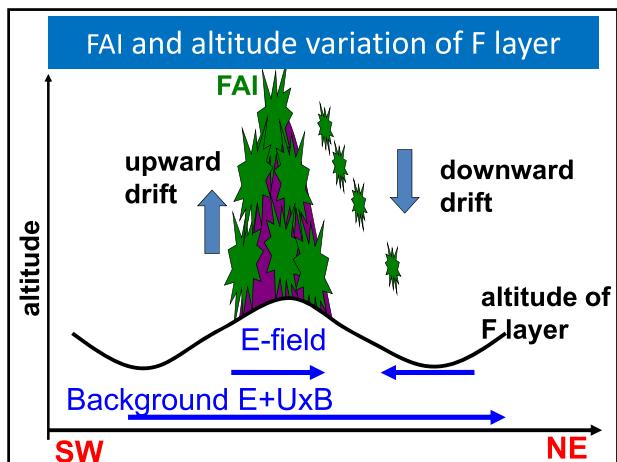
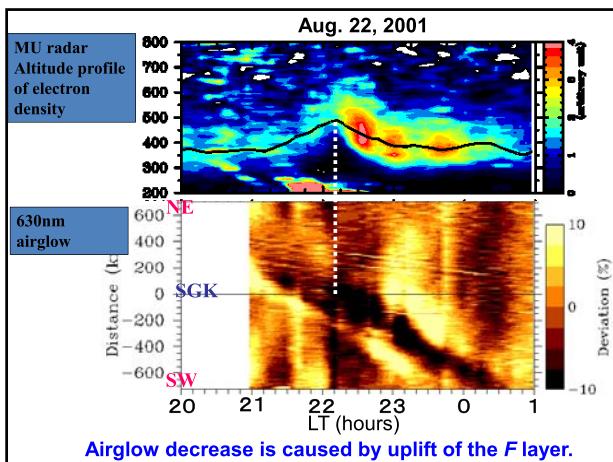
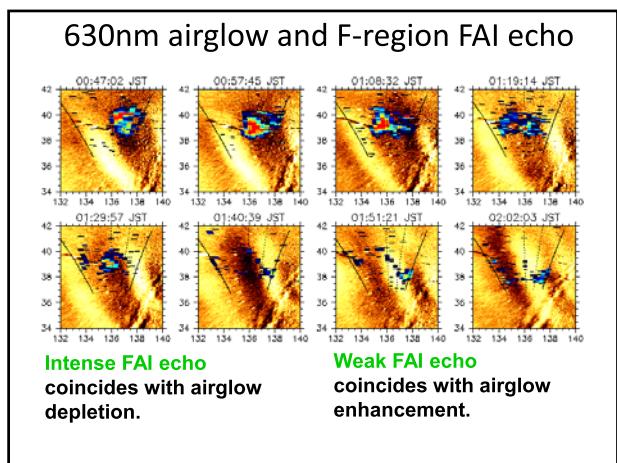
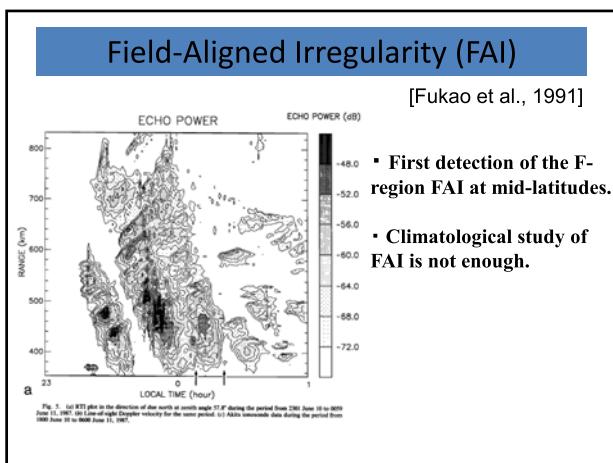
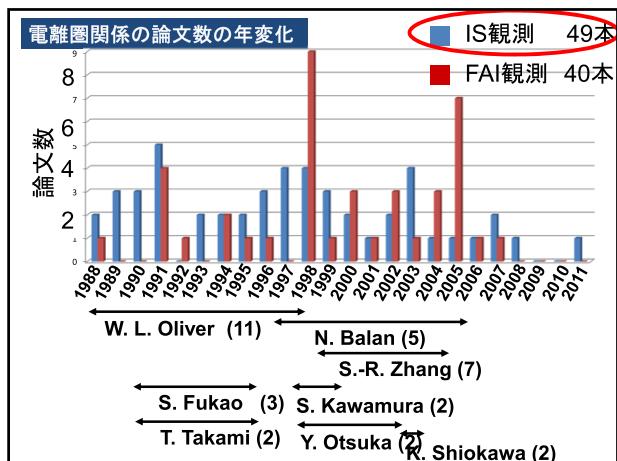
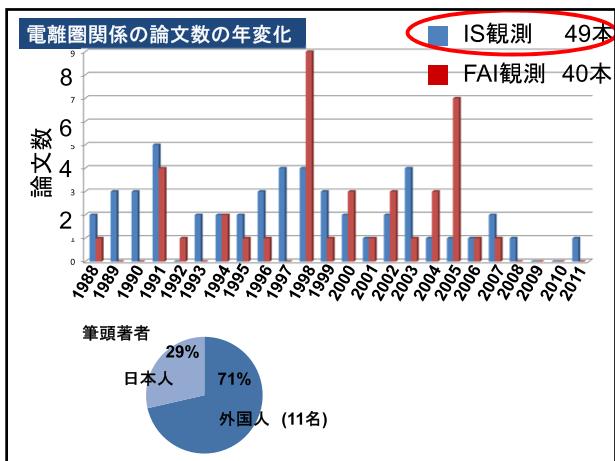
radar beam

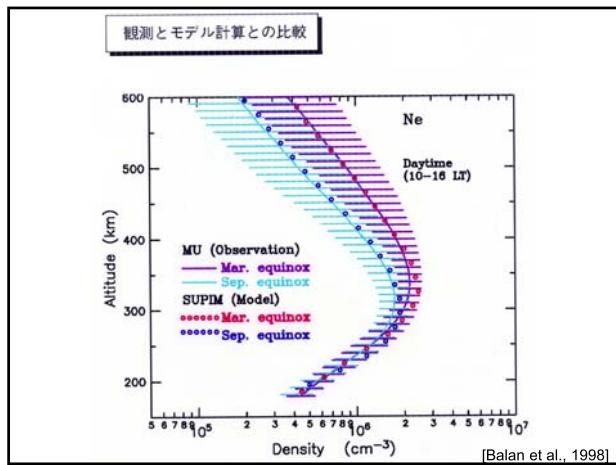
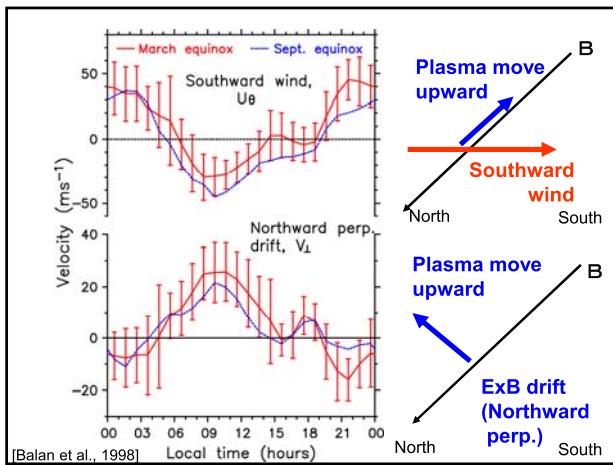
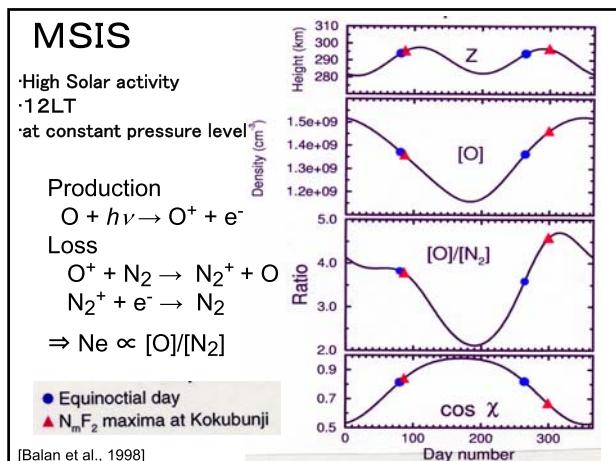
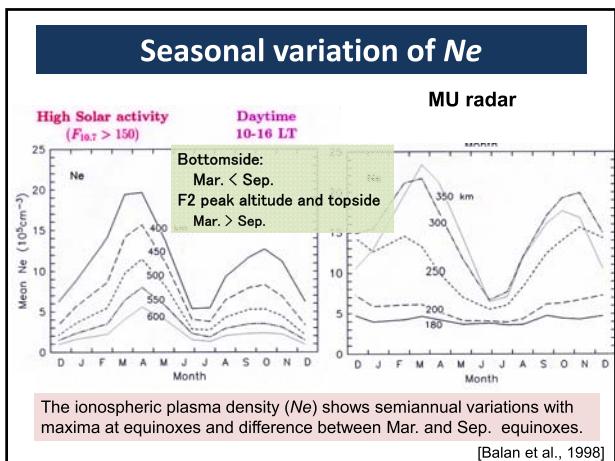
300-400km altitude

Bragg scattering

B

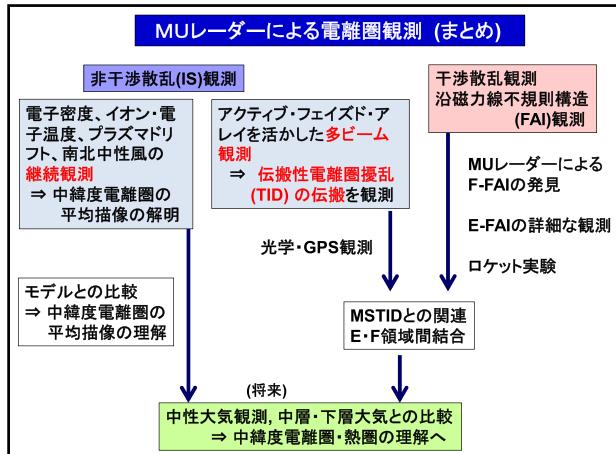






equinoctial asymmetry of the ionosphere

- Equinoctial asymmetry of the ionosphere was observed [Balan et al., 1998; Kawamura et al., 2002]
- Bottomside Ne : Mar. < Sep.
 \Rightarrow Neutral composition controls the bottomside equinoctial asymmetry.
- Topside Ne : Mar. > Sep.
 \Rightarrow Equatorward neutral winds controls the topside equinoctial asymmetry.
- Qian et al. [2010] suggest that vertical eddy diffusivity in the mesosphere could affect thermosphere.
 \Rightarrow Seasonal variation of the vertical eddy diffusivity may account for the equinoctial asymmetry of the thermosphere.



A Short Review on Radar Imaging with MUR

Hubert Luce,

Université de Toulon, France

Invited professor at RISH (July-Nov 2014) under the supervision of Dr Hashigushi.

Tribute to Prof. Fukao

I. Introduction

The Middle and Atmosphere Radar (MUR) is a powerful and versatile VHF radar (Fukao et al., 1985a,b, 1990). It was the first in its category capable of looking in multiple directions so that angular distribution patterns of radar echo power could be obtained. Taking advantage of the fast beam steerability of MUR, Tsuda et al. (1986) showed a detailed description of zenithal dependence of echo power. All things considered, it was the first study using an *imaging* technique with a VHF-band radar. Since then, many studies with MUR using beam scanning techniques have been reported showing 2D and even 3D images of echo power distributions. From the mid-1990's, radar imaging took on a new meaning with the introduction of spatial and frequency domain *interferometry techniques*. Complementary to the beam scanning techniques, they are based on the use of multiple receivers and multiple closely-spaced frequencies. They aim at improving the angular and range resolutions of the radars, mainly limited by antenna array dimensions, frequency bandwidth of the antennas and frequency allocation. In other words, the purpose is to "see into" the radar resolution volume defined by the pulse length and beam-width. MUR has always been at the forefront of these radar imaging techniques and has the highest potentials owing to its upgrade in 2004 (25 receivers, 5 transmitting frequencies) (Hassenpflug et al., 2008). In this short and non exhaustive review¹, a few examples of results obtained from radar imaging with MUR are shown. The principles of the interferometry techniques are only touched on briefly, or even just advocated. A comprehensive review can be found in Yamamoto (2012).

II. A brief history on radar interferometry

It all started with the pioneer work of Woodman (1971) and the Jicamarca incoherent scatter radar. It aimed to determine the direction of the geomagnetic field from the measurements of phase difference between received signals from two antennas. Interferometry applied to atmospheric radars was born. From the mid-1970's, Stratosphere-Troposphere (ST) radars emerged with the idea of using several receiving antennas. The ingredients were there, but Spaced Antenna Drift methods based on the measurements of time delays of signal amplitudes between antennas for estimating winds were first developed. The application of radar interferometry, based on the measurement of phase difference and known as the Post-Beam Steering technique (PBS) or Spatial Domain Interferometry -SDI- from the 90's, was presented later by Röttger and Ierkic (1985). The technique was then implemented on many ST radars for estimating the angular location of atmospheric scatterers (or the direction of arrivals –DOA- of signals) so that methods for correcting biases on vertical wind measurements could be achieved. At that time, ST radars were still primarily "wind profilers" and radar interferometry was mainly the basis for developing more and more sophisticated processing techniques (such as the Full Correlation Analysis, FCA) for estimating winds and, because it is somewhat coupled, turbulence parameters (e.g. Doviak et al., 1996).

The first work with MUR using PBS for angular imaging of echo power was presented by Van Baelen et al. (1991). The technique used has the properties of the filter-bank Fourier

¹ Due to the shortness of this review, only a few studies could be referred. The author apologizes if some works are not cited at their fair values.

beamformer, robust but of little performance in terms of resolution improvement. Palmer et al. (1998) applied the optimal Capon filter-bank method on MUR data and introduced the term of Coherent Radar Imaging (CRI). The purpose of the Capon method is to optimize the beamformer response so that the output of the spatial filter contains minimal contributions from noise and signals arriving from directions other than the desired signal direction. This constrained minimization problem applies to unknown signals and does not need any hypothesis on its spatial distribution contrary to what Hocking (2011) claimed. It is the main virtue of the Capon method. On the other hand, the Capon filter is “data-dependent”; its performances in terms of achieved resolution thus depend on signal to noise ratio. Another virtue of constrained minimization methods is their capability to attenuate or even to remove interferences of the same frequency as the desired signal but coming from different directions. This ability has been used on MUR for attenuating airplane echoes (Yu et al., 2010) and for applying ground clutter mitigation algorithm (Nishimura et al., 2010).

In the mid-80’s, another turning point in the history of radar interferometry was due to Kudeki and Stitt (1987). To alleviate the limitations in range resolution, the authors transposed the radar interferometer technique to the frequency domain for detecting single scattering layers within the radar volume. Based on the transmission two closely spaced frequencies, the position and depth of the assumed layer can be deduced from the complex coherence between the two signals. The technique, called dual-frequency domain interferometry (FDI), was first applied to MUR by Palmer et al. (1990). FDI is the early form of a technique using multi-frequencies on the model of CRI. FDI can also be thought as a primitive (and discrete) form of FM-CW technique. All the processing methods applied to CRI can be transposed to the frequency domain for improving the range resolution. Filter-bank and parametric methods (such as MUSIC) were tested on MUR by Luce et al. (2001) and the technique, developed independently by Palmer et al. (1999) with the Capon method, was called Frequency domain radar interferometric imaging (FII) or Range Imaging (RIM)². After the MUR upgrade in 2004, FII/RIM could be applied with five frequencies switched pulse to pulse from 46.0 MHz to 47.0 MHz and a pulse length of 1 μ s. The processing methods have been polished over time (e.g. Chen and Furumoto, 2011). Recently, a new receiver was implemented for additional range oversampling (0.1 μ s). The combination with FII/RIM was called RIM-OS and is being assessed (Yamamoto et al., 2014).

Radar imaging techniques using the maximum entropy method (MEM) (Hysell, 1996) have also been developed independently, following the initial framework of Woodman (1971), for imaging ionospheric plasma irregularities with MUR (e.g. Saito et al., 2008). This processing method developed in the field of information theory should not be confused with another maximum entropy method applied in spectral estimation (and also tested by Luce et al. (2006) with MUR for range imaging).

III. Results with the beam scanning method.

Tsuda et al. (1997) showed the first analysis of azimuth-time cross-sections of echo power for tropospheric altitudes. Figure 1 shows an example at the altitude of 6.35 km at a time resolution of 137 sec at 6° off the zenith with 12 beam directions. The azimuthal dependence was interpreted in terms of corrugated reflecting layers in association with gravity waves.

Detailed horizontal maps of MUR echo power distribution patterns was presented by Worthington et al. (1999). Figure 2 shows four typical maps averaged over 1-h time intervals obtained with 320 beam directions. An azimuthal dependence of the power distribution can be observed at zenith angles as large as 30°. It also clearly shows a relationship with shear intensity and direction, the echo power maximum being observed toward the opposite

² The author of this review, who has something to do with the matter, recognizes that the acronym RIM is more “user-friendly” than FII and also uses it... (privately).

direction of the shear vector. Similar results were obtained by Hirono et al. (2004) at stratospheric heights in association with inertia-gravity waves.

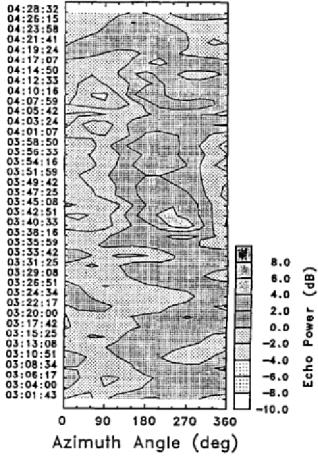


Figure 1: Time evolution of the azimuth angle variations of the echo power at 6° off the zenith, illustrated about every 137 s, at the altitude of 6.85 km. (see Tsuda et al. 1997 for more details).

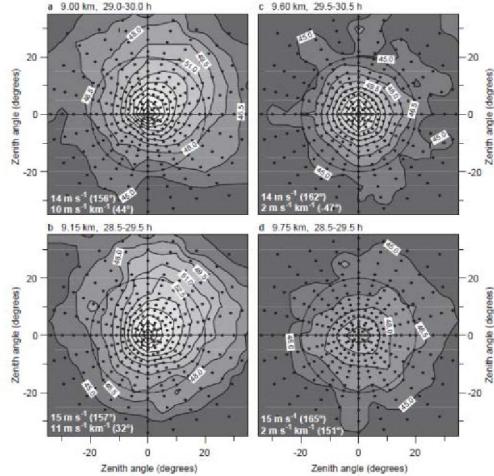


Figure 2: Four maps of MUR echo power distribution patterns averaged over 1-h time intervals. (see Worthington et al., 1999 for more details)

IV. Results with radar interferometry.

Figure 3 shows the first image produced by MUR using PBS, i.e., the Fourier beamformer (Van Baelen et al., 1991). The configuration used permitted them to show that the maximum of echo power can be slightly off-zenith. Figure 4 shows images of echo power (also called brightness distribution) obtained with the Fourier-based and Capon methods averaged over the velocity range +/- 1m/s within +/- 4° at 8 altitudes. The Capon method shows better resolution than the Fourier-based method and a more pronounced azimuthal dependence.

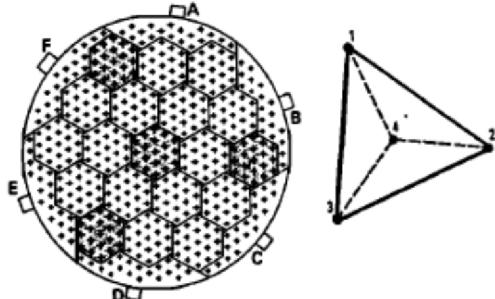


Figure 3: (Right) MU radar configuration for the spaced receiver experiment. (Left) Contour plot of echo power in the horizontal plane within the transmitting radar beam after PBS processing. The size of the circles indicates the different extents of the radar beam volume at the different altitudes. The arrows indicate the wind direction. (See Van Baelen et al., 1991 for more details).

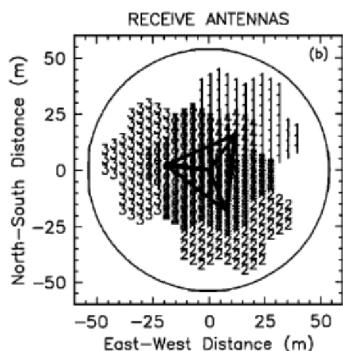


Figure 4: (right) Location of the individual antenna sub-arrays used for CRI with MUR. (Left) Brightness distribution after doing the Fourier-based and Capon processing within the radar beam at 8 arbitrary altitudes. (see Palmer et al., 1998 for more details).

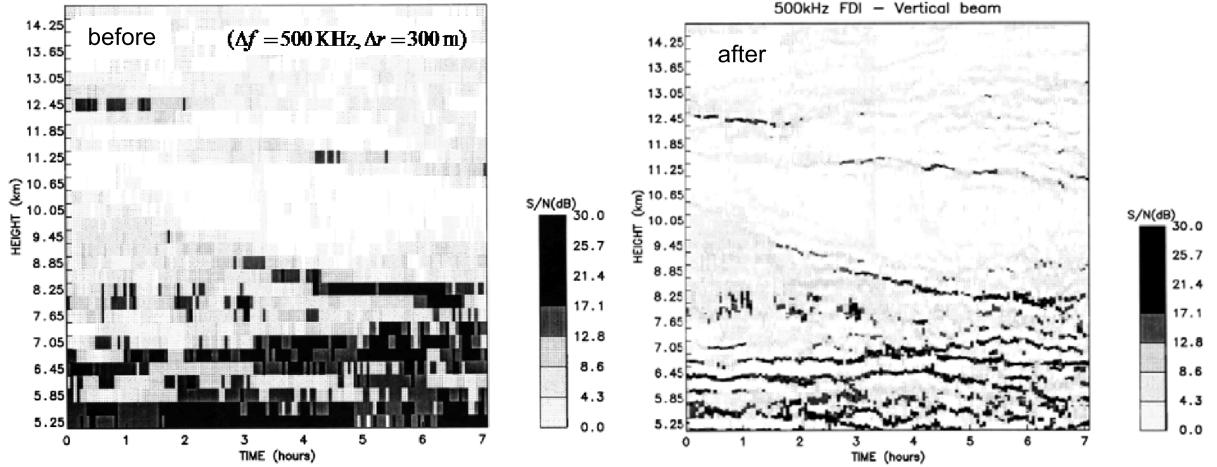


Figure 4: (Left) Time-height cross-section of SNR (dB) at vertical incidence, at a time resolution 24.6 sec and a range resolution of 300 m. (Right) Same as (Left) after application of dual FDI. (see Kilburn et al., 1995 for more details).

Figure 4 shows an example of application of dual-FDI with MUR by Kilburn et al. (1995). The frequencies 46.25 MHz and 46.75 MHz were used along with a $2-\mu\text{s}$ pulse length (i.e. an initial range resolution of 300 m). The echoing layers appear much thinner after FDI processing and apparent vertical motions can be detected. However, the method is, in essence, subject to range ambiguity and is constrained by the model used.

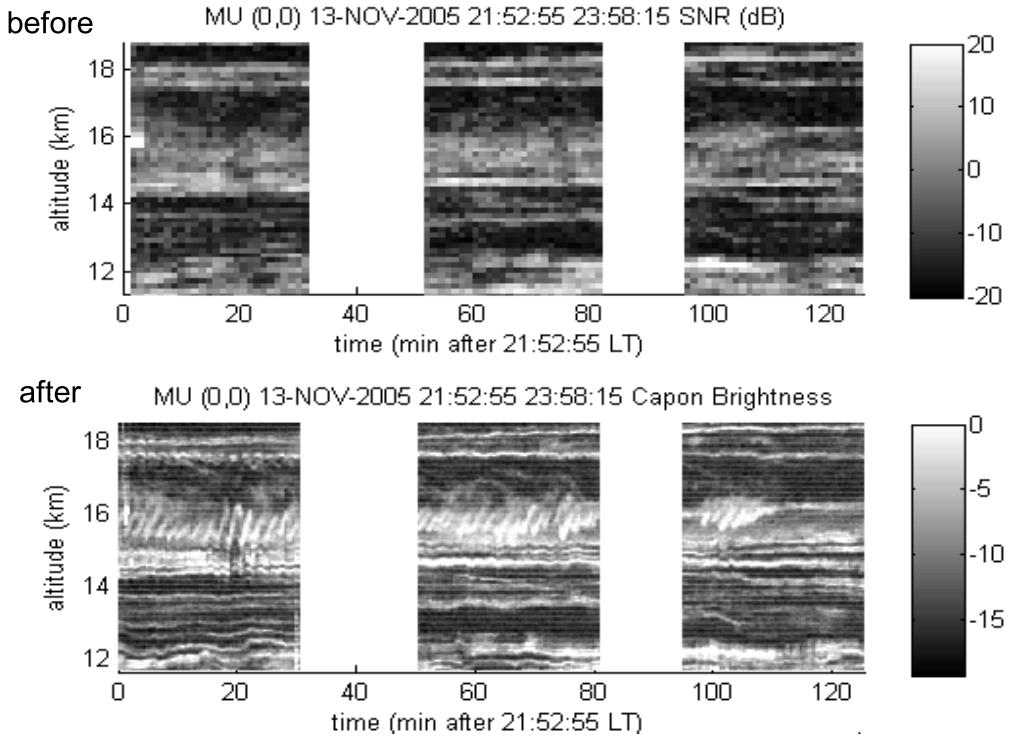


Figure 5: (Top) Time –height cross-section of SNR (dB) for about 2 hours from 21:52 LT on 13-Nov-2005 using the standard parameters of GRATMAC observations (i.e. about 2 min and 150 m). (Bottom) Time –height cross-section of brightness (or radar reflectivity in arbitrary levels after doing the Capon processing) at a time resolution of 33 s (see Luce et al. 2008 for more details).

Figure 5 shows one of the first applications of FII/RIM with 5 equally spaced frequencies between 46.0 MHz and 47.0 MHz along with a $1-\mu\text{s}$ pulse length. The top panel shows observation results obtained with the radar parameters of a standard observational mode. The bottom panel shows the results after doing the Capon processing. It is an overwhelming demonstration of the resolution improvement provided by FII/RIM. In particular, KH billows can be clearly delineated and thin stable layers can be resolved. For SNR larger than 0 dB, the resolution improvement is typically of the order of a factor 5 or more with the Capon method. Vertical displacements of a few meters can also be resolved: distortions of thin stable layers due to the KH wave generated around 16.0 km can be seen on both sides in Figure 5.

Since then, many cases of KH instabilities have been detected during radar campaigns dedicated to FII/RIM. Fukao et al. (2011) presented the first statistics of KH instability occurrence and characteristics from MUR observations.

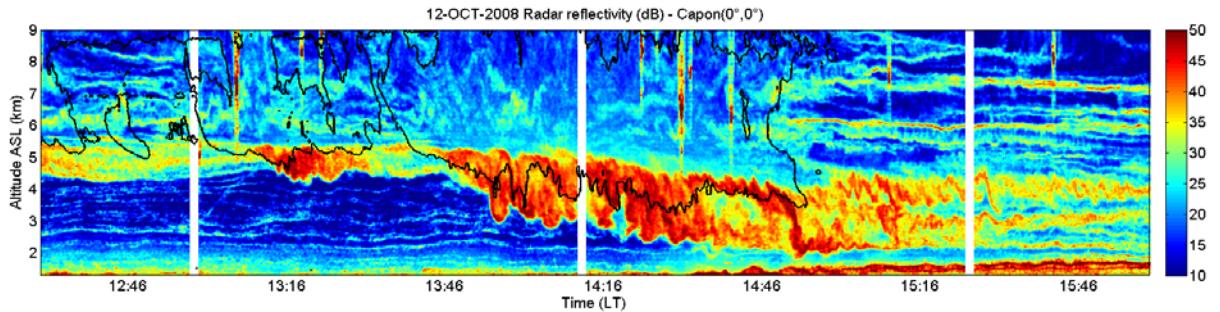


Figure 6: Time –height cross-section of radar reflectivity after doing the Capon processing from 12:30 LT on 12 October. The solid line is a proxy of cloud edges detected by a Ka-band radar (unpublished results).

Figure 6 shows another spectacular event of turbulence observed underneath cloud base. The detailed patterns provided by FII/RIM permit us to better understand these observations. Intense turbulent layers developed from cloud base and thickened with time, likely in a dry environment (as suggested by the weak echoes below ~ 4.0 km). The irregular pattern of the cloud base can be a signature of mammatus lobes (they have identified as such by one of the participants of the experiment). These lobes and turbulence were very likely generated by a convective instability due to evaporative cooling in the dry subcloud layer. A strong shear of horizontal wind was also observed at the cloud base (not shown). In absence of clouds, the shear layer generated KH instabilities in place of convective instabilities: KH braids can easily be identified after $\sim 14:45$ LT and less clearly but surely around 13:40 LT. These observations show that the type of instabilities generated near frontal zones strongly depend on the presence of clouds extending above the shear layer.

Yu et al. (2010) combined RIM and CRI for the rejection of airplane echoes. Several processing techniques were proposed. The results of one of them, called Atmospheric IMaging (AIM) are shown in Figure 7. The top panel shows time-height cross-sections of MUR echo power at vertical incidence in standard mode. The bottom panel shows the results in AIM mode. The airplane echoes are considerably attenuated at the cost of a slightly degraded performance only in terms of range resolution with respect to FII/RIM.

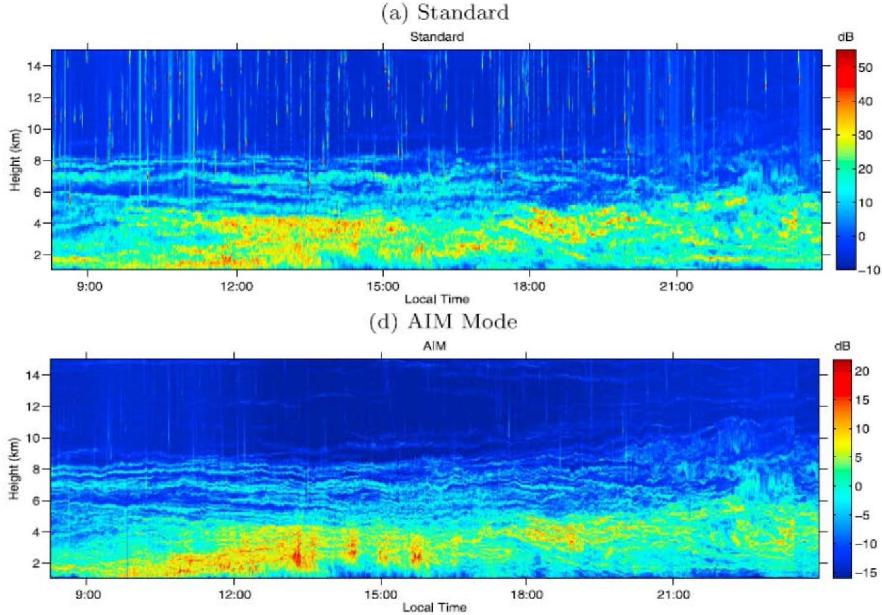


Figure 7: Time-height cross-section of echo power (dB) obtained from standard processing at a range resolution of 150 m (top) and after AIM (bottom) (see Yu et al., 2010 for more details).

V. Conclusions

This short review was just a glimpse of radar imaging techniques with MUR in the last 30 years. In many aspects, the MUR capabilities have always been in the cutting-edge of technical innovations so that important progresses in small-scale atmospheric processes and radar measurement physics could be obtained. Owing to constant technical and processing improvements and combinations with complementary instruments, MUR has yet a long life ahead.

References

- Chen J. S., and J. Furumoto, IEEE Trans. Geos. Rem. Sens., 49, 3059-3070, 2011.
 Doviak, R. J., Lataitis R. J., and C. L. Holloway, Radio Sci., 31, 157-180, 1996.
 Fukao, S., Sato T., Tsuda T., Kato S., Wakasugi K. and T. Makihira, Radio Sci., 20, 1155-1168, 1985a.
 Fukao, S., Tsuda T., Sato T., Kato S., Wakasugi K., and T. Makihira, Radio Sci., 20, 1169-1176, 1985b.
 Fukao, S., Sato T., Tsuda T., Yamamoto M., Yamanaka M. D., and S. Kato, Radio Sci., 25, 477-485, 1990.
 Fukao, S., Luce H., Mega T., and M. K. Yamamoto, Q. J. Roy. Meteor. Soc., 137, 1019-1041, 2011
 Hassenpflug, G., Yamamoto M., Luce H., and S. Fukao, Radio Sci., 43, RS2013, doi: 10.1029/2006RSS003602, 2008.
 Hirono, M., Luce H., Yamamoto M., and S. Fukao, Ann. Geophys., 22, 717-724, 2004.
 Hocking, W. K., J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 73, 848-882, 2011.
 Hysell, D. L., Radio Sci. 31, 1567-1578, 1996.
 Kilburn, C., Fukao S., and M. Yamamoto, Radio Sci., 30, 1099-1109, 1995.
 Kudeki, E. and G. R. Stitt, Geophys. Res. Lett., 14, 198-201, 1987.
 Luce, H., Yamamoto M., Fukao S., Hélal D., and M. Crochet, J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 63, 221-234, 2001
 Luce, H., Hassenpflug, G., Yamamoto M., and S. Fukao, Ann. Geophys., 24, 791-805, 2006.
 Luce, H., Hassenpflug G., Yamamoto M., Fukao S., and K. Sato, J. Atmos. Sci., 1711-1718, 2008.
 Nishimura, K., Harada T., and T. Sato, J. Meteor. Soc. Japan, 88, 409-424, 2010.
 Palmer, R. D., et al., Geophys. Res. Lett. 17, 2189-2192, 1990.
 Palmer, R. D., Gopalam S., Yu T.-Y., and S. Fukao, Radio Sci., 33, 1585-1598, 1998.
 Palmer, R. D., Yu T.-Y., and P. B. Chilson, Radio Sci., 36, 1485-1496, 1999.
 Rötger, J., and H. M. Ierkic, Radio Sci., 20, 1461-1480, 1985.
 Saito, S., Yamamoto M., and S. Fukao, Ann. Geophys., 26, 2345-2352, 2008.
 Tsuda, T., Sato T., Hirose K., Fukao S., and S. Kato, Radio Sci., 21, 971-980, 1986.
 Tsuda, T., Gordon W. E., and H. Saito, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 39, 777-784, 1997.
 Van Baelen, J., et al., Radio Sci., 26, 1315-1326, 1991.
 Woodman, R., J., Geophys. Res., 76, 178-184, 1971.
 Worthington, R., Palmer R. D., and S. Fukao, Ann. Geophys., 17, 1116-1119, 1999.
 Yamamoto, M.K., Doppler Radar Observations – Weather radar, Wind profiler, Ionospheric Radar and other advanced applications, 247–270, <http://dx.doi.org/10.5772/37140>, 2012.
 Yamoto, M. K., Fujita T., Hafizah N., Gan T., Hashiguchi H., Yu T-Y., and M. Yamamoto, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 118, 35-44, 2014
 Yu, T.-Y., Furumoto J., and M. Yamamoto, Radio Sci., RS4011, doi:10.1029/2009RS004330, 2010.

レーダーによる宇宙線観測

池田大輔* 寺澤敏夫*

*東京大学宇宙線研究所

概要

次世代の大規模超高エネルギー宇宙線観測実験の観測手法として、現在電波を用いた観測が注目されている。本研究では電波エコー法に着目し、MU レーダーを用いた試験、既存の超高エネルギー観測実験である Telescope Array 実験との同時観測試験、及び電子線形加速器からの電子ビームを用いた原理検証実験を行なっている。MU レーダーを用いた試験では候補事象が発見されたが宇宙線事象であるという同定は難しい。Telescope Array 実験との同時観測は 2013 年から本格稼働を開始し、最大 40kW 出力の Bisatic Radar を用いたエコー信号探索が行われている。電子ビームを用いた試験ではエコー信号ではないビーム由来の電波を検出した。この電波も宇宙線観測に応用できる可能性があり、データ解析を進めている。

1. はじめに

地球には様々なエネルギーを持った宇宙線が飛来していることが知られており、これまでに 10^{20}eV という膨大なエネルギーを持つ超高エネルギー宇宙線(Ultra High Energy Cosmic Ray: UHECR)が観測されている。しかし、このようなエネルギーを持つ粒子の生成場所や生成機構、地球までの伝播過程は未だ解明されていない。宇宙線をこのような超高エネルギーまで加速可能な天体候補として活動銀河核やガンマ線バースト等が挙がっており、UHECR の観測は宇宙の極高エネルギー現象を理解する手がかりとなる。

UHECR の起源が理解されていない理由の一つに、観測事象数の少なさがある。宇宙線のエネルギースペクトルはいくつかの構造はある物の、全体としてエネルギーのマイナス 3 乗の幕となっている。 10^{20}eV を超えるエネルギーを持つ宇宙線は琵琶湖の面積に対して年に 1-2 個程度しか飛来せず、十分な数を観測するには大面積の検出器が必要である。

現在、大規模な UHECR 観測実験は、米国で検出面積 700km^2 を持つ Telescope Array (TA) 実験[1]、アルゼンチンで検出面積 3000km^2 を持つ Pierre Auger 実験[2]の 2 つがある。両実験の観測により、UHECR のエネルギースペクトル[3]や到来方向[4]の測定が行われており、近年では TA 実験により Hotspot と呼ばれる到来方向の偏りが報告される[5]等、UHECR についての理解は進んでいる物の、UHECR の起源の同定には至っていない。特に事象数の少なさが理解を難しくしており、さらなる大統計観測のための次世代大規模検

出器への期待が高まっている。

UHECR は地球の大気分子との相互作用により、空気シャワーと呼ばれる大規模な電磁カスケードを生成する。UHECR の観測はこの空気シャワーを観測することで間接的に行われ、これまで地表検出器(Surface Detector: SD)と大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector: FD)の 2 つの手法で測定されてきた。地表検出器は地表に粒子検出器を並べ、空気シャワー構成粒子を直接検出する観測手法である。24 時間昼夜天候に寄らない観測ができるという利点があるが、地表における情報しか観測できない事から UHECR のエネルギー測定に大きな系統誤差を持つ。また現在の TA 実験でも 507 台の検出器が必要であり、次世代大規模実験を構成するにはその検出器数の多さから運用に難しさがある。一方、大気蛍光望遠鏡は空気シャワーが大気を通過する際に発光する大気蛍光現象を利用し、望遠鏡で大気を撮像することで空気シャワーを測定する手法である[6]。これは少数検出器で大面積をカバーでき、UHECR のエネルギーや縦方向発達を直接測定ができるという利点があるが、月の無い夜にしか観測できないため観測効率は年間 10% 程度となる。

このような状況から、昼夜天候に依存せず、安価に大面積検出器を構成できる手法として、近年電波を用いた UHECR 観測手法が再注目されている。

2. レーダーによる宇宙線観測手法

電波で空気シャワーを観測する方法はいくつか考案されているが、本研究ではレーダーを用いた手法に注目した。これは空気シャワーが大気を通過する際に生成される電子群を電波散乱体として空気シャワーを観測する手法である。この手法は流星の観測手法として確立しており、UHECR と流星のエネルギーは共に数ジュール程度であるという共通点がある。

流星との大きな違いとして、電子群の生成高度がある。流星の場合には生成高度は 100km 程度であるのに対し、UHECR による空気シャワーは高度数 km となり、気圧に依存する電子寿命は非常に短くなる。この高度における電子寿命は当初の想定では数 μs 程度としていたが、10-100ns 程度が正しい事が分かった[7]。また流星の速度が 70km/h 程度であるのに対し、空気シャワーは光速で発達する。そのため、電波散乱体が光速で移動する事になり、空気シャワーに特有の現象として周波数の変調(Chirp)が起きる(図 1)。これは送信器と受信器の配置位置にも依存するが、後述の TA 観測サイトにおける Bistatic Radar による実験例では 10 μs 程度の信号に対して典型的に数 MHz/ μs 程度となる(図 2)。そのため、空気シャワー観測用の受信器には広い周波数帯域が必要となる。

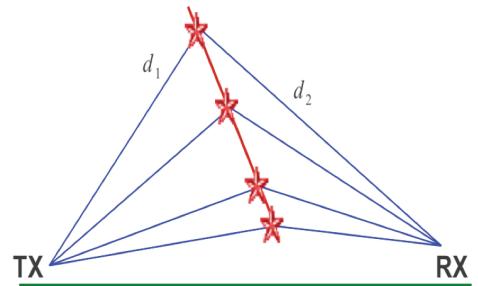


図 1) 電波エコー法模式図。赤線は空気シャワーの軌跡を示す。

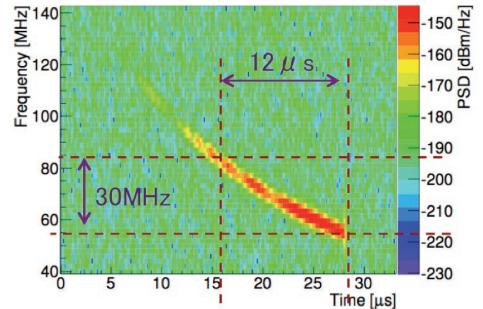


図 2) 数値計算で得られた Bistatic Radar で期待される信号例

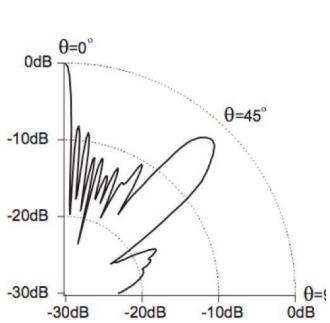


図 3) 宇宙線観測実験で
使用した MU レーダーの
送信ビームパターン

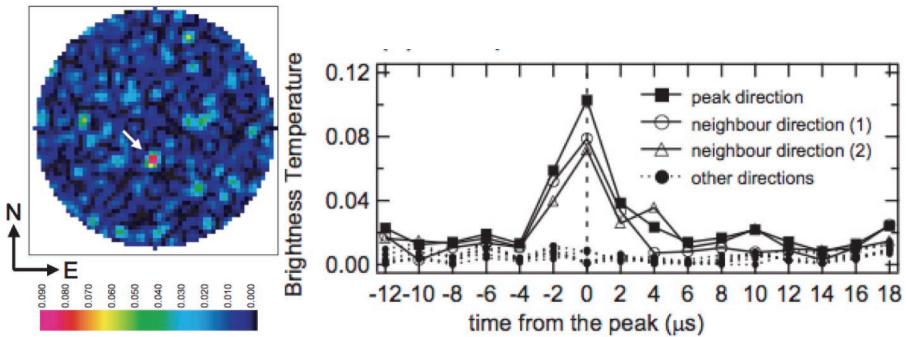


図 4) MU レーダーで観測された宇宙線候補事象の例。左図は Tb の方向分布、
右図は最大輝度の方向における時間変化を示す。

3. MU レーダーを用いた宇宙線事象探索

2008 年度に MU レーダーを用いた宇宙線空気シャワー探索を行なった。上空数 km で最大発達を迎える空気シャワーによるエコー信号を探査するため、送信ビームパターンを変更し、ビーム幅を広げた（図 3）。また受信ビーム幅を最大にするため、25 グループに別れた 475 本のアンテナからグループ毎にそれぞれ 1 本ずつを選択し、使用した。送信パルス間隔は 4ms、パルス幅は $64 \mu\text{s}$ とした。これにより 600km 以内の流星エコーは次以降の送受信に影響を与えない。また空気シャワーによるエコー信号はこのパルス幅より短いため、観測されたエコー信号の距離は $\pm 4.8\text{km}$ の不定性を持つ。受信データは $2 \mu\text{s}$ 毎に記録され、それぞれのデータ毎に各アンテナが最大の相関を持つ方向を探査した[8]。

本測定で得られたデータの内、最大の空気シャワー候補事象を図 4 に示す。これは 2008/12/03 02:32 に取得された事象であり、信号の方向は天頂角 12 度、方位角 185 度である。信号幅は $4\text{-}6 \mu\text{s}$ であり、この信号が空気シャワーによるエコー信号であった場合、この幅は電子の寿命に相当する。

ただし前述の通り、もし電子寿命が十分に短い場合には受信信号は Chirp により送信周波数より高い周波数となることが分かっている。本測定における受信帯域は 500kHz であり、これは期待される Chirp 信号に対して十分ではない。

このような状況から、空気シャワーによるエコー信号を探査する場合には他の宇宙線検出器と同時に観測し、空気シャワーと同定された事象に対する電波信号を確認する事が望ましい。そこで、北半球最大の UHECR 検出実験である TA 実験サイトに装置を設置し、TA 実験との同時観測により空気シャワー由来のエコー信号を探査した（4 章）。また TA 実験は大気中に電子ビームを射出可能な電子線形加速器を持っており、この電子ビームによって生成した大気中の電磁シャワーを擬似空気シャワーとして使用した手法実証試験を行なった（5 章）。

4. TA 実験サイトにおける宇宙線観測の現状

TA 実験サイトにおける宇宙線電波エコー観測実験である Telescope Array Radar

(TARA)実験とはユタ大学の J. Belz 氏を中心とする国際共同実験である。検出器配置図を図 5 に示す。TARA 実験は TA 実験の 507 台の地表検出器アレイの外に電波送信器を置き、アレイに向けて電波を送信する Bistatic Radar であり、TA 実験で観測された空気シャワー事象を電波受信器で同時に観測する。TA 実験サイトは米国砂漠地帯であるため、インフラ、特に電力の確保が難しい。本実験では大気蛍光望遠鏡の一つである Long Ridge (LR) 望遠鏡サイトに受信器 1 を、サイト中央のレーザー射出サイト(Central Laser Facility: CLF)に受信器 2 を設置した。

2011 年より TARA1.5 として、1.5kW の CW 出力の送信器、及び LR に設置した受信器を用いた試験を行なった。その結果を踏まえ、2013 年度からは TARA40 として最大出力 40kW の電波送信器及び受信器 2 を設置し、観測を行なっている。

TARA40 の送信器は 8 つの八木アンテナを用いて周波数 54.1MHz の電波を CW で送信する。この周波数帯は米国ではアナログ TV の ch 2 として使用されてきたが、デジタル TV への以降に伴い未使用帯域となっていた。アンテナのビーム幅は+7 度、ゲインは 22dBi であり、ビームパターン測定結果は計算値と良く一致している[9]。建設当初から 20kW 出力にて運転を行なっていたが、2014 年 8 月からは 30kW 出力に増強して運転を継続している。

LR サイトに建設された受信器 1 は垂直、水平両偏波用の Log-periodic アンテナを 4 基で構成されている。この受信器は LR 望遠鏡が空気シャワーを観測した際に、250MHz sampling の ADC (NI PXIe-8133) でアンテナからの出力信号を記録する。観測帯域はフィルタを用いて 40-80MHz に制限されている。2013 年 8 月から本格稼働を開始しており、現在取得されたデータの解析が進んでいる。

CLF に設置された受信器 2 は 2 基の Log-periodic アンテナで構成されている。各アンテナは水平、垂直両偏波を測定するため信号は合計 4 系統存在するが、それぞれの出力はバンドパスフィルタ、20dB 増幅器を通り、デジタル受信器(USR+WBX ボード)にて直交検波し、その IQ 信号を 25MHz/12bit で記録する。観測帯域は 50-66MHz である。4 つのデジタル受信器は共通のクロックを用いて同期されており、また GPS 信号を用いた絶対時間精度 50ns のタイムスタンプと共に記録される。この高精度の時間情報を用いて TA 実験の空気

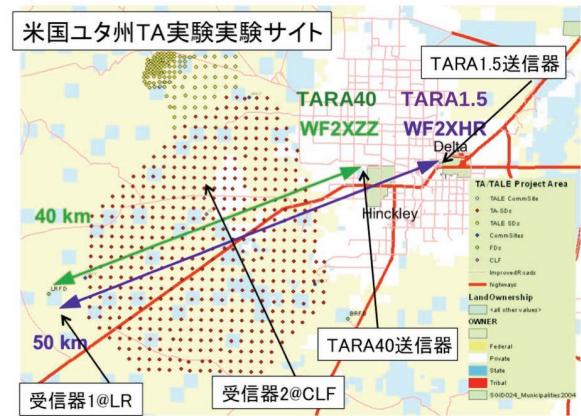


図 5) TA 実験サイトにおける TARA 装置配置図
図 5) TA 実験サイトにおける TARA 装置配置図

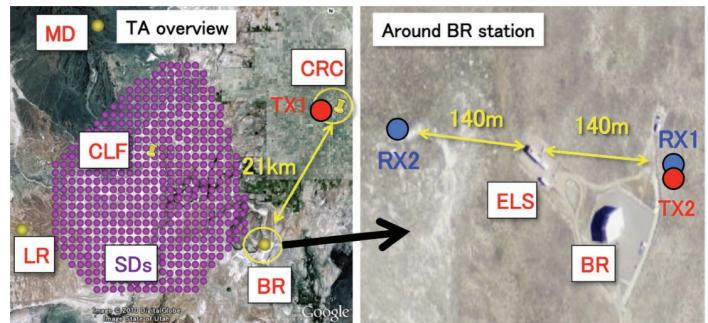


図 6) 左図に TA 実験サイト全体図、
右図に ELS 周辺のアンテナ配置図を示す。
BR, LR, MD はそれぞれ大気蛍光望遠鏡サイトである。

シャワー信号との比較を行なう。また 2 基のアンテナはそれぞれ送信器の方向とその逆方向を向けて設置されており、空気シャワーに対する前方散乱と後方散乱を観測する。この受信器は周囲を地表検出器で囲まれているため、地表検出器が空気シャワー信号を検出した際にデータを記録している。本検出器は 2014 年 8 月に設置が完了し、観測を開始した。

5. TA 実験サイトの電子線形加速器を用いた手法実証試験

TA 実験では大気蛍光望遠鏡の前方 100m に電子線形加速器 (Electron Light Source: ELS) を設置している。これは上空にエネルギー 40MeV の電子を 10^9 個射出し、生成された電磁シャワーを擬似空気シャワーとして扱う事で装置の較正を行なうための装置である。この電子ビームを用いてエコー観測の手法実証のための基礎実験を行なった。

図 6 に装置の配置図を示す。ELS から 140m 離れた地点にそれぞれ送信器、受信器を置き、電子ビーム射出と同期して信号を記録する。送信器は八木アンテナを用いた周波数 54.1MHz、最大 10W 出力の物を使用した。受信器は前述の CLF に設置された受信器 2 と同じ構成である。電子ビームは TA 実験が通常使用している $1\mu\text{s}$ 幅の物と、同電荷量で幅を 20ns に圧縮した短パルスビームの 2 種類を用いた。短パルスビームは単位時間辺り 50 倍の電荷量があり、より感度の高い測定を行なう事ができる。送信電波の有無、ビーム出力の有無の組み合わせ 4 パターンを比較し、エコー信号を探索した。

$1\mu\text{s}$ 幅のビームを用いた試験では信号は観測されなかつたが、20ns 幅の短パルスビームでは信号を観測した (図 7) [10]。この信号は電波の送信を止めても観測されたため電波エコー信号ではないが、ビーム電荷量と相関が見られた事から電子ビームに起因した電波であると考えている。この電波は空気シャワー観測への応用が期待できるため、現在詳細な解析を進めている。またこの信号が電波エコー信号を含む可能性があるので、今後追加試験を行なう予定である。

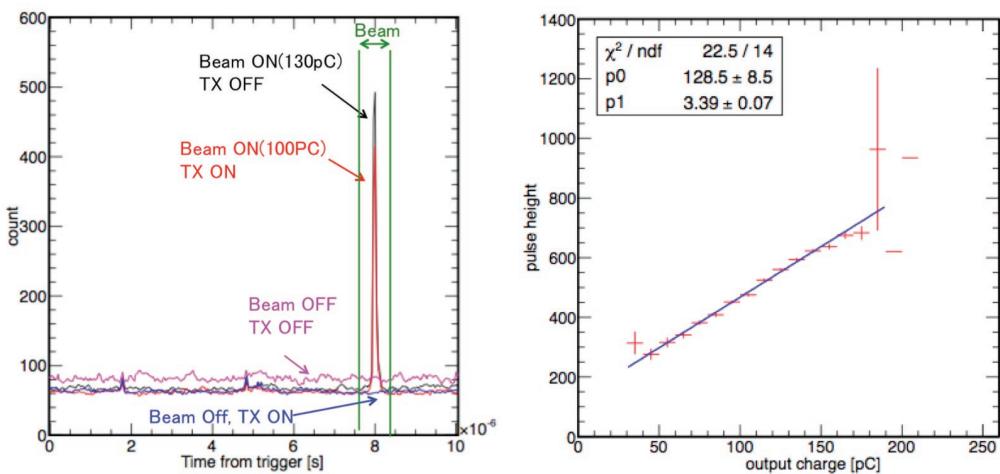


図 7) 電子ビーム射出時に観測された信号例(左図)と電子ビーム電荷量との相関(右図)

6. まとめ

将来の大規模宇宙線観測装置を構成する観測手法として、電波エコーを用いた観測法について研究を行なっている。MU レーダーを用いた観測では候補事象を観測した物の、電子寿命の不定性から宇宙線事象であると同定することが難しい。そこで米国に設置された宇宙線観測実験である TA 実験サイトに装置を置き、TA 実験との空気シャワー同時観測を行なう TARA 実験が開始されている。2013 年から最大送信出力 40kW による実験を開始しており、現在データ解析を行なっている。また、TA 実験の電子線形加速器を用いた原理実証試験も行なっており、エコー信号とは別の信号を観測した。この電波も空気シャワー観測に使用できる可能性があり、現在解析を進めている。

参考文献

- [1] <http://telescopearray.org/>
- [2] <http://www.auger.org/>
- [3] T. Abu-Zayyad et al., ApJ 768 L1 (2013).
- [4] T. Abu-Zayyad et al., ApJ 757 26 (2012).
- [5] R. U. Abbasi et al., ApJ 790 L21 (2014).
- [6] T. Abu-Zayyad et al., Astropart. Phys., 61, 93-101 (2014).
- [7] R. Virmar, IEEE Trans. Plasma Sci. 18, 4, (1990).
- [8] Terasawa et al. , Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference, Lodz, Poland (2009).
- [9] R. Abbasi et al., Nucl. Instrum. Meth. A, 767, 322-338, (2014).
- [10] D. Ikeda et al., Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio, Brazil (2013).

1.3GHz帯ウインドプロファイラーの開発とその社会応用

橋口浩之
京都大学生存圏研究所



第8回MUレーダー・赤道大気レーダーシンポジウム
深尾昌一郎先生記念特別セッション「レーダー大気科学の展開」
(2014年9月17日)

1.3GHz(3GHz)帯ウインドプロファイラーの開発



Lバンド境界層レーダー1号機



送受信周波数	1357.5MHz
送信電力	1kW
送受信ビーム幅	7.6°
送信パルス幅	0.67, 1.0, 2.0 μs
パルス繰り返し周期	50, 100, 200 μs
観測高度範囲	400m~3km
高度分解能	100m
時間分解能	~1分

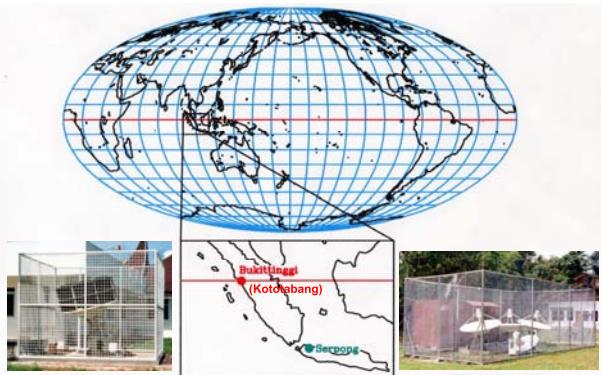
(三菱電機と共同開発)

境界層レーダー1号機(改良版)

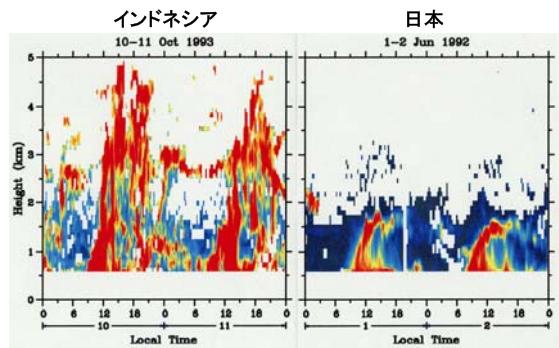


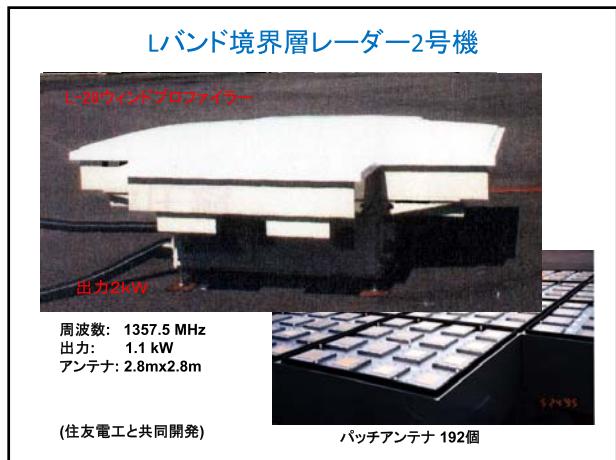
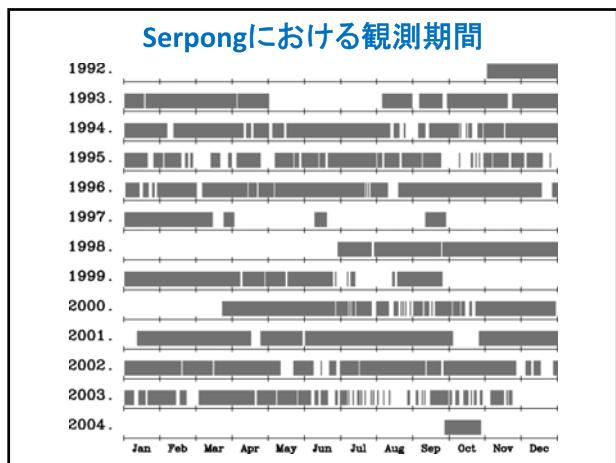
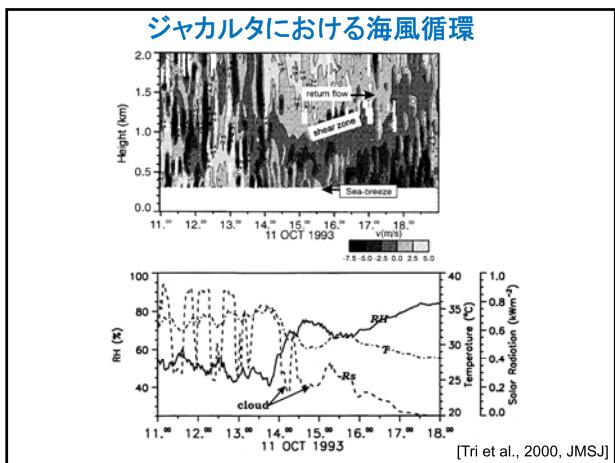
境界層レーダー1号機と同型機が、
・関西電力 関西総合環境センター
(現 環境総合テクノス)
・竹中工務店
・福島大学
に導入。

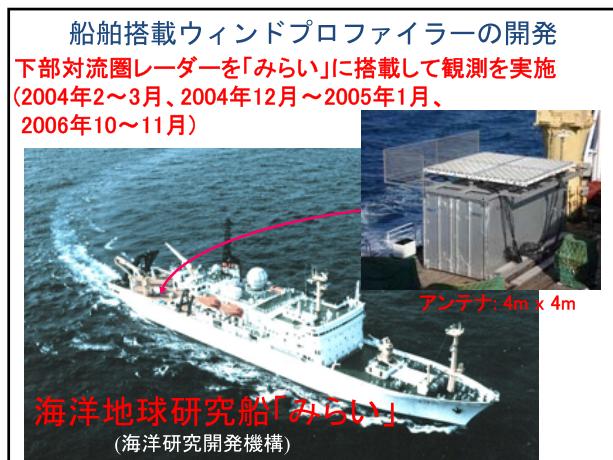
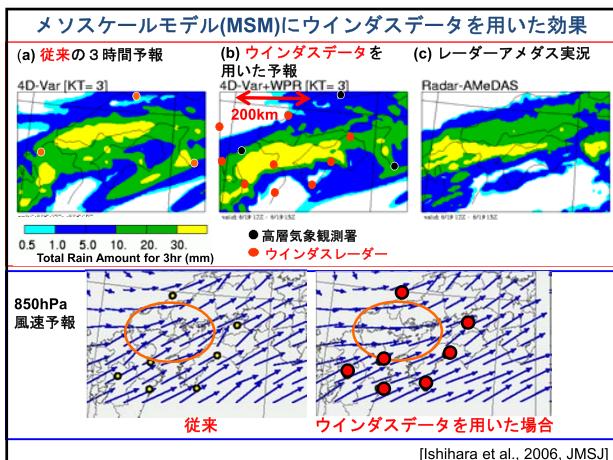
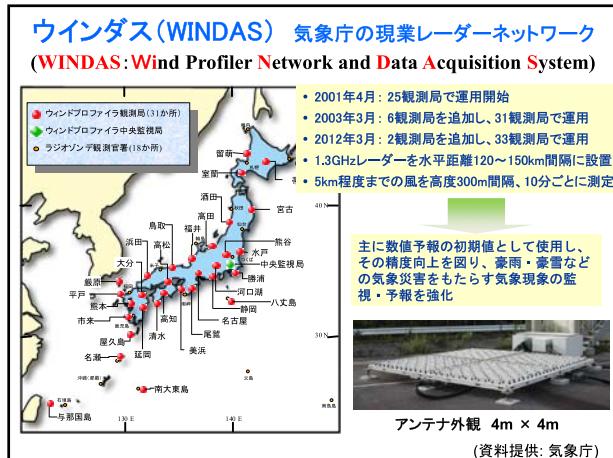
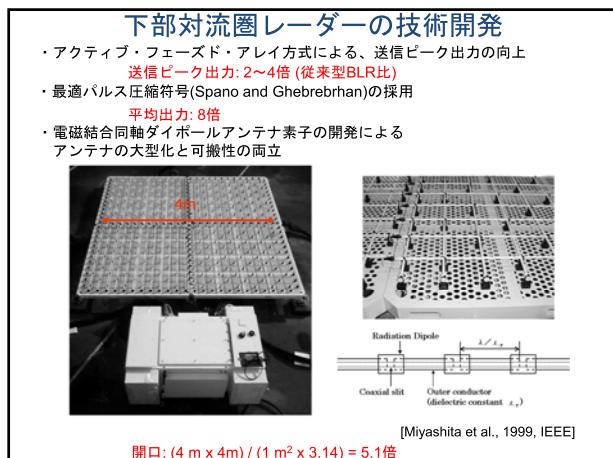
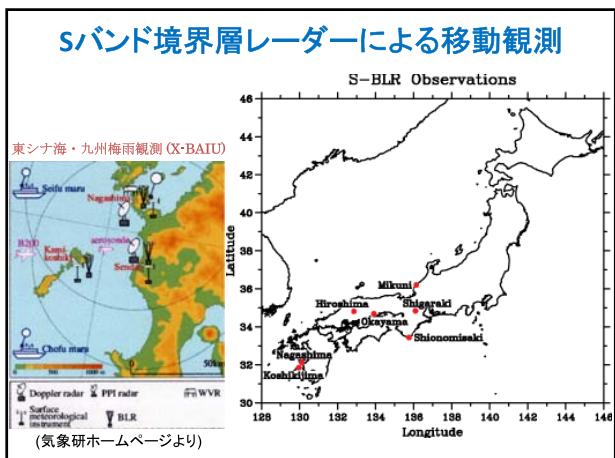
境界層レーダーによる赤道域下層大気の観測



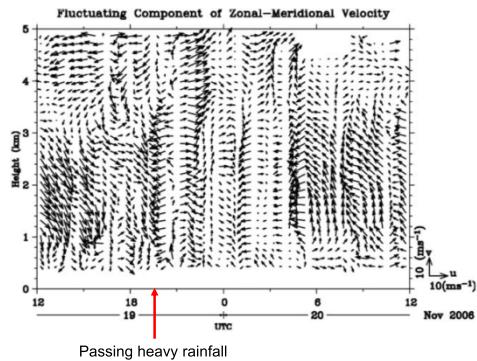
境界層レーダーで観測された 大気境界層の日変化



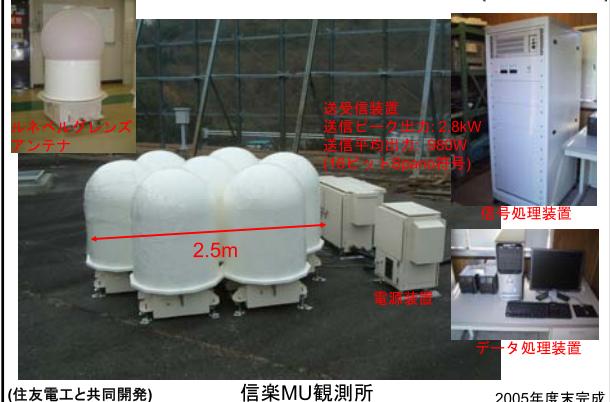




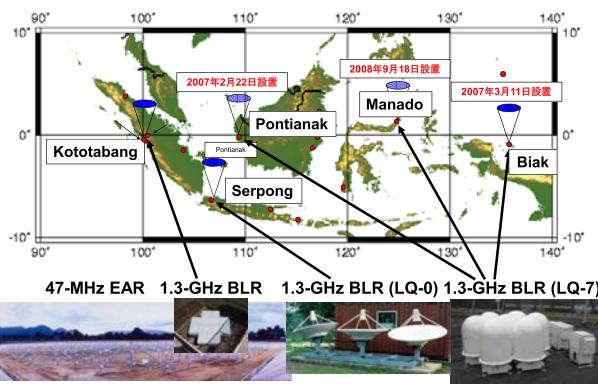
赤道インド洋における船舶搭載ウインドプロファイラーによる水平風の時間高度分布の観測例



ルネベルグレンズ下部対流圏レーダー(LQ-7)の開発 [住友電工との共同研究]



地球観測システム構築推進プラン「海大陸レーダーネットワーク構築」 HARIMAU (Hydrometeorological ARray for ISV-Monsoon AUTomonitoring) Japanese EOS Promoting Program (JEPP) (研究代表: 海洋研究開発機構 山中大学)



Renewal of Wind Profiling Radars for WINDAS (FY2013)



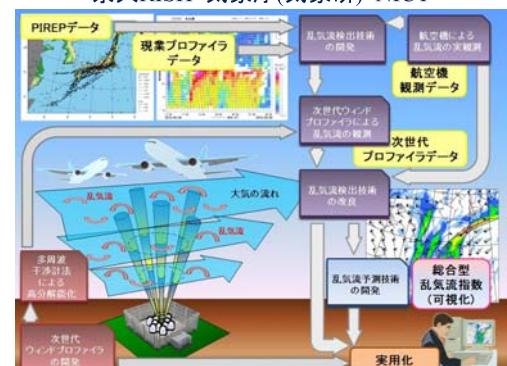
	Before Renewal (LTR)	After Renewal (LQ-11)
Peak Power	2 kW	4.8 kW
Center Frequency	1357.5 MHz (Fixed)	1357.4 MHz (Variable every 50 kHz)
Band Width	< 10 MHz	< 4.7 MHz
Antenna Gain (Size)	34.0 dBi (4m x 4m)	31.8 dBi (3.5m x 3.6m)
Beam Width	3.1°	3.9°
Beam Zenith Angle	9.8° (Variable within 0~15°)	14° (Fixed)
Pulse Length	0.67 μs, 1.33 μs, 2.0 μs, 4.0 μs	←
Pulse Repetition Freq.	5 kHz, 10 kHz, 15 kHz, 20 kHz	5 kHz, 8.33 kHz, 10 kHz, 20 kHz

境界層レーダー(BLR)と下部対流圏レーダー(LTR)の主要諸元比較

	L-band BLR 1 (三菱電機)	L-band BLR 2 (住友電工)	S-band BLR (住友電工)	LTR (三菱電機)	LTR 2 (LQ-7) (住友電工)
送受信周波数	1357.5 MHz	8 MHz	3050 MHz	1357.5 MHz	—
占有周波数帯幅	4 MHz	8 MHz	10 MHz	—	—
送信電力(ピーク)	1 kW	1.1 kW	0.5 kW	2 kW	2.8 kW
送信電力(平均・最大)	20W	22W	53.3W	428W	980W
アンテナ形状	パラボラ	フェーズドアレイ	—	—	—
アンテナ開口	3.1 m ²	5.9 m ²	0.8 m ²	16 m ²	3.5 m ²
送受信ビーム幅	7.6°	4.1°	6.0°	4.0°	6.0°
空間分辨率	25 dB	27 dB	26 dB	33 dB	29 dB
送信パルス幅	0.67, 1, 2 μs	0.33, 0.67, 1, 2, 4 μs	0.33, 0.67, 1 μs	0.67, 1, 2 μs	0.67, 1, 1.33, 2, 4 μs
パルス繰返し周期	50, 100, 200 μs	—	25, 50, 100 μs	50, 100, 200 μs	50, 80, 100, 120, 150, 200 μs
A/D変換	12 bits	—	—	14 bits	14 bits
パルス圧縮	なし	—(改良版はあり)	あり(最大8bits)	あり(最大16bits)	あり(最大16bits)
ビーム方向	3方向固定	5方向固定	5方向固定	船直・東西南北	船直・東西南北
測定高度範囲	(天頂角: 15°)	(天頂角: 10°)	(天頂角: 15°)	(天頂角: 任意)	(天頂角: 14°)
距離分解能(最小)	0.3~2.0km	100 m	50 m	0.2~1.5 km	0.2~5.0 km

Serpong Kototabang 改良型が気象庁WINDASで利用

航空安全運航のための ウインドプロファイルによる乱気流検出 京大RISH・気象庁(気象研)・NICT



「レーダー大気物理学」研究室における理工学融合

山中 大学

(海洋研究開発機構大気海洋相互作用研究分野; 神戸大学大学院理学研究科)

1. はじめに：深尾先生との出会い

故深尾昌一郎先生に最初にお目にかかったのは、筆者が名大 M1 の冬(1980 年末)に当時駒場の東大宇宙研での第 1 回 MAP シンポジウムの際に、指導教官田中浩先生から紹介して頂いてであった。まだ電離式風速計開発のための室内実験開始早々で何も成果がない若僧に対し(学部・大学院と計 3 回も入試に失敗した先の)京大の先生から頂いた激励は絶大であった。それでおこがましくも MU レーダーより先に成層圏の重力波・乱流を実測するのだと必死で頑張り、2 年後の第 3 回シンポジウムで何とか最初の(軸受は改良したがまだプロペラ式の)風速計搭載大気球観測の速報を行った際には、先生の方から声をかけて頂いて再度さらに大きな激励を受けた。そのお蔭で当初計画より遅れたものの電離式風速計の完成に漕ぎ着け、1983~4 年に 2 回大気球観測にも成功して、名大の所属研究室では初めて D3 の終わる前に学位論文を提出できた。学振 PD を経て山口大にいた筆者を、わざわざ(御自分のみならず採用時推薦者松野太郎先生(当時東大)にも依頼され)仁義を切りに山口まで来て下さった上で、京大 RASC に創設された「レーダー大気物理学」研究室の講師として、元号が平成と改まった 1989 年に迎えて下さった。

それ以来 9 年間の深尾研講師・助教授、内 5 年間にわたる「文部省新プログラム」事務局担当者として拝見した、特に下層大気関係についての深尾先生ならびに指導されたグループの研究をまとめよ、ということが、今回の深尾先生追悼セッションを企画された京大生存研各位の筆者に対する御依頼であった。ただ深尾先生の御指導・御激励は、筆者が 1998 年に神大に異動してからも、さらに先生御自身が京大を 2007 年に御退任された後も絶えることなく続いているので、そこまで含めて述べさせて頂くことをお許し願いたい。

2. 深尾先生の御業績に觀られるポリシーの貫徹

深尾先生は、御自身がレーダー開発に関する御苦労を経験されたことから、特に教授御昇任後は(一般には今ほど言われない時代であったにも拘わらず)論文の刊行件数や被引用件数を非常に重視された。その結果(図 1 参照), *Web of Science (WoS)*統計対象の査読付国際学術誌掲載の 385 件の内、88%の 339 件が 1988 年以降に出版されており、2007 年までの教授在任 20 年間に限ると 82% の 314 件、年平均 15.7 件である。指導下の教員・研究員・院生には成果を少しでも形にするよう強く指導・助言され、また御自身だけが突出するのではなく一騎当千の研究者を多数揃えた「八ヶ岳」的な研究グループを目指すと常に言ってもらられた。筆者自身は全く御期待に沿えずお詫びせねばならないのであるが、院生諸君が実によく期待に応えてくれた(その結果、例えは学振特別研究員 DC が 1998 年以前だけでも 5 学年連続で採用された)。

深尾先生は、被引用数を稼げる欧米誌上の総合報告論文を書かれなかつたため、他研究者に比して WoS 総被引用数では損をされている(図 2)。被引用数上位 2 件となった(図 3 下参照)MU レーダーに関する 2 部作(Fukao et al., 1985a,b)も、新開発機器による初期運用結果を新手法で解析した原著論文である。勿論先生はプロジェクト代表者として常に(殆どグループ内全ての論文を網羅した)総合報告を書籍あるいは日本の学会誌に出され、さらに大川出版賞受賞作で京大出版会初の第 2 版出版となった和文教科書(深尾・濱津, 2005, 2009)および遺作となった英文教科書(Fukao and Hamazu, 2014)を出されている。

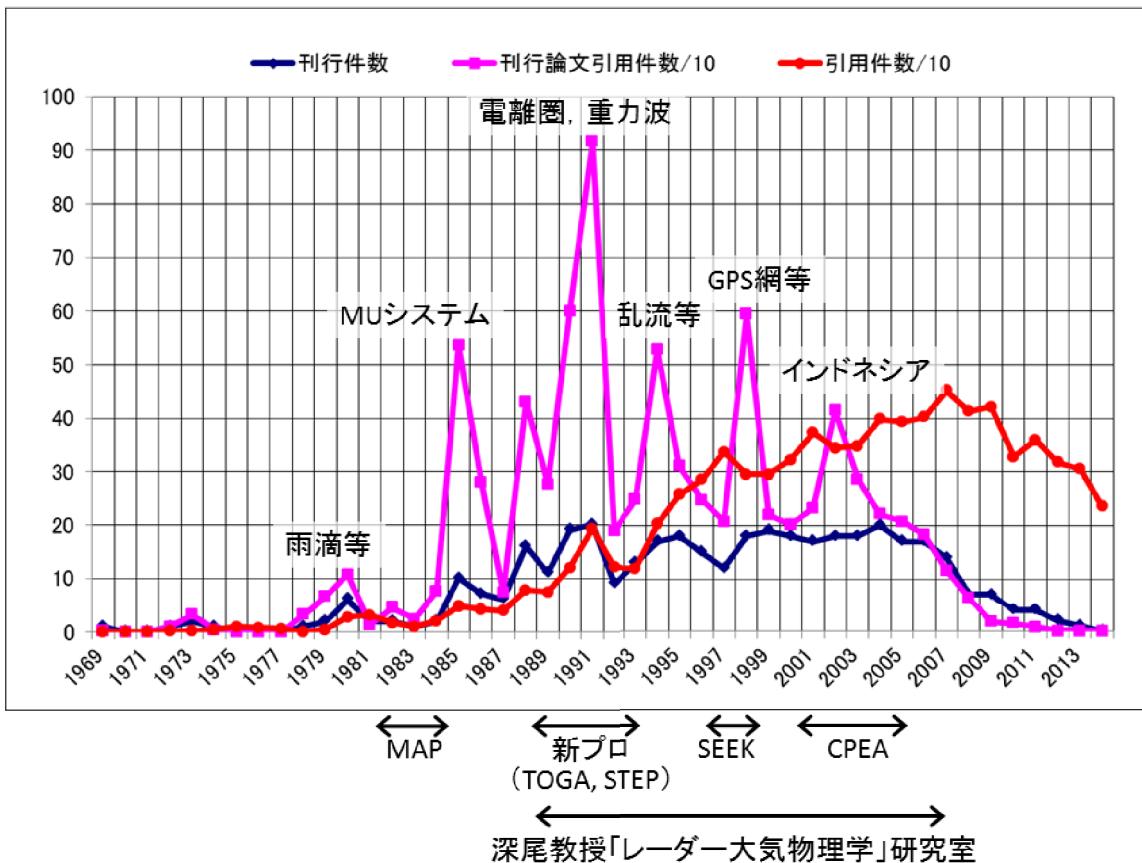
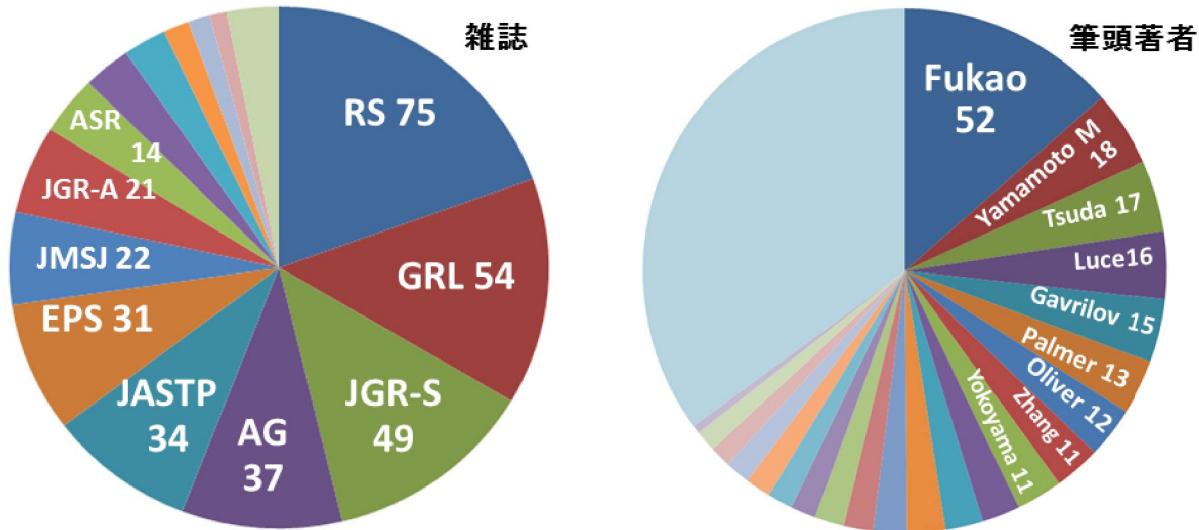


図 1. 深尾教授を著者に含む査読付国際学術誌掲載論文の刊行数, 各年の刊行論文の現在までの累積被引用数(重複引用や相互引用は除いていない), 全刊行論文の各年の被引用数の総和(同). Web of Science (2014年9月16日現在)によるが, 1980年代以前や雑誌により漏れている論文がある).

Nakajima, T.	論文数 161	被引用数 10,289	$h = 43$
Akimoto, H. *	280	9,408	53
Yamagata, T.	198	8,788	50
Kondo, Y.	291	8,220	45
Fukao, S.	385	8,052	46
Tsuda, T. *	357	7,820	47
Kitoh, A. *	135	5,223	38
Yasunari, T. *	154	4,396	33
Kalnay, E. *	138	21,749	38
Solomon, S. *	400	18,701	72
Manabe, S. *	115	12,606	55
McIntyre, M. E. *	112	11,457	44
Fritts, D.C. *	228	9,391	50
Lindzen, R. S. *	199	9,242	47

図 2. 深尾教授を含む主要大気研究者の査読付国際学術誌掲載論文刊行数, 被引用数(重複引用および相互引用は除いていない)および h 指数(被引用数 h 件以上の論文が h 件あることを示す)(Web of Science, 2014年9月16日現在, 1980年代以前や雑誌によっては漏れている論文場合がある). ResearcherID個人ページ開設者はそれによるが, *は本講演者の検索によるもので不正確.



				被引用	二次被引用	$h =$
Fukao et al	1985	RS	MUシステム	205	4508	37
Fukao et al.	1985	RS	MUシステム	156	4049	35
Tsuda et al.	1989	JAS	中層大気重力波飽和スペクトル	153	4257	32
Saito et al.	1998	GRL	電離圏 GPS網観測	148	1979	27
Yamamoto et al.	1991	JGR	電離圏 E層FAI擾乱	146	2551	27
Fukao et al.	1994	JGR	中層大気 湍拡散係数	135	2145	25
Fritts et al.	1988	JAS	中層大気重力波飽和スペクトル	130	4134	31
Woodman et al.	1991	GRL	電離圏 sporadic Eと重力波	127	2587	28
Wakasugi et al.	1986	JAOT	雨滴・鉛直流分離	126	1778	25
Fukao et al.	1991	JGR	電離圏 turbulent upwelling	120	2613	28

図 3. 深尾教授を著者に含む査読付国際学術誌掲載論文(図 2 の 385 本)を、雑誌別(上左)、筆頭著者別(上右)にしたもの、および被引用数の上位 10 件の内容(下; 二次被引用数と h 指数は、被引用件数にカウントした論文群の被引用件数の総和と h 指数で、重複引用や相互引用は除いていない)。

上記の原著論文の重視(現役京大教授在任中は毎年 1 本以上の筆頭原著論文を出すことを御自分に課され、かつ実行された;これがどんなに至難なことかは、教授就任後現在まで 1 本も出せていない筆者には痛いほどわかる)もその一つであったが、深尾先生は、周囲(特に後進)に対しての極めて柔軟で寛大な御姿勢と裏腹に、御自身に関してはいくつかのかなり頑固なポリシーを持っておられ、そしてそれらは全て生涯貫かれたように見える。プロジェクトによるサイエンス、を超えて、サイエンスのためのプロジェクトを徹底されたこともそうであり、これは(加藤進・廣田勇両先生が常に仰っておられるごとく)MAP の旗印で深尾先生はこれをまさに中核として実行されたのであるが、その後のプロジェクトにおいても全て貫かれたことは、図 1 でプロジェクト実施中から直後に出版された論文の(件数よりもむしろ)被引用数が極めて高いことから明らかである。またプロジェクト代表だからというだけで共著者になることを厳に慎まれ、かなりの割合を占める(図 3 上右参照)外国人筆頭を含め、膨大な数の共著論文には全て最低限赤を入れて返すことは必ずされた。

3. 「レーダー大気物理学」研究室における学際性豊かな研究と教育

今改めて深尾研時代を思い返してみると、前述のことにも通じる深尾先生の硬軟取り混ぜた指導ぶりと、その素晴らしいがひしひしと感じられる。柔軟性としては、後進研究者や(御自分の指導下のみならず他研究室・他大学・他国所属も含めた)院生に対して、自分が知らないことについては常に(心から)教わるという態度で接されたことである(これが何に難しいかは自分があの当時の先生の年齢に達して痛感した)。

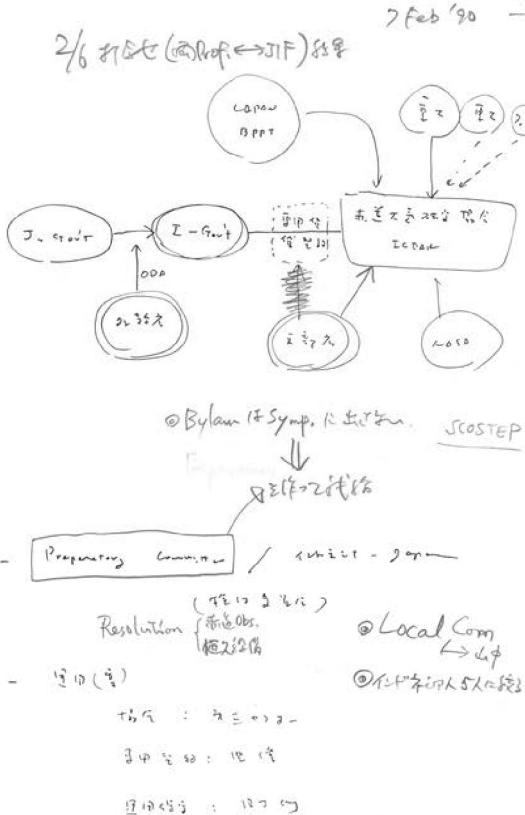
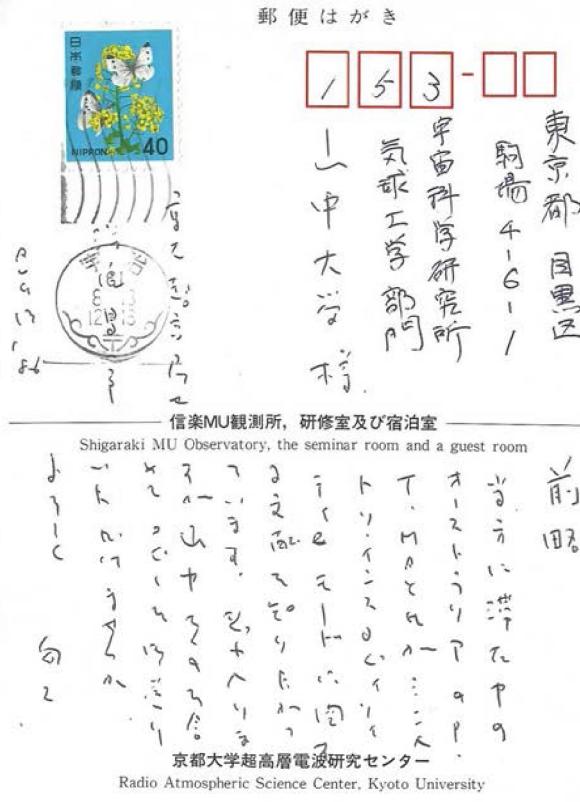
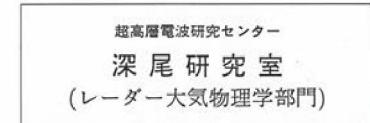
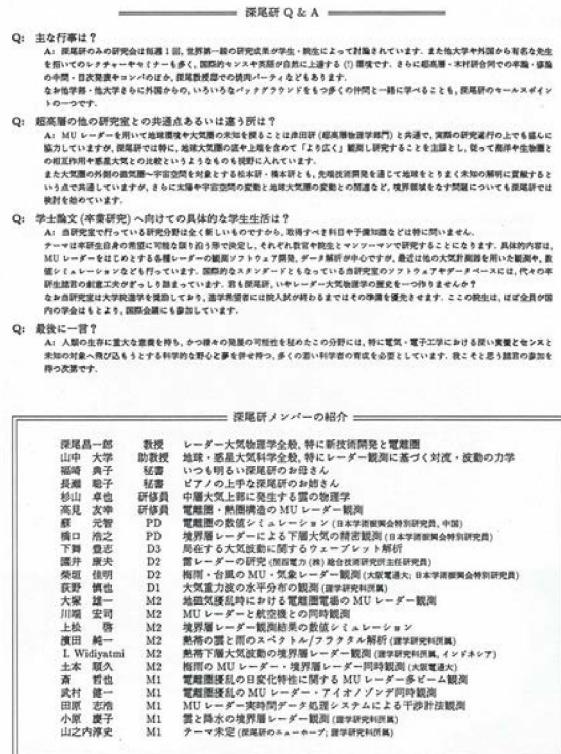


図 4. 深尾先生から学振 PD 時代の筆者に頂いた葉書(左、宛先だけは別の方の筆跡になっている)と、深尾研着任後に頂いたメモ(右、一部筆者の補足が含まれる)の例。



●「レーダー大気物理学」は、最先端のレーダー・リモートセンシング・テクノロジーを開発・運用することによって、地球環境に直結する大気圈の未解明・未解決の現象の解明に挑むという、9年前に当研究室創設によって誕生した新しい学問分野である。当研究室は日本におけるこの分野の中核として、センター内の超高层物理部門、レーダー情報処理室と密接な連携のもとに、国内のみならず世界の研究者との協同研究を推進している。

●最新の電子制御を用いた世界最大級の VHF 帯レーダーである「MU レーダー」(全国共同利用施設、滋賀県信楽町、宇治から車で 50 分)の他、「アイオノゾンデ」(HF 帯レーダー)、「境界層レーダー」(L 帯)、「2 周波共用気象レーダー」(C 帯/Ku 帯)、「ラジオゾンデ」(気球観測装置)、「静止気象衛星 (GMS) 受測装置」、「地上気象観測装置」、および UNIX ワークステーションを中心としたネットワークシステムならびに多数のパソコンなどの設備を有する。

●最先端レーダー工学(大気レーダー技術の基礎研究; 観測ソフトウェアの開発; 新レーダーシステムの開発)ならびに大気物理学(大気イナミクス; リモートセンシングデータ解析; 大気環境のモニタリング)を組み合わせて、特に人間生活を左右する下層大気中の風、雨、雷、大気汚染物質の拡散、無線通信に影響する超高层大気中の電離層擾乱などを対象とした新しいリモートセンシング技術を開発し、それを実際に用いた地球環境システム総合機器の開発を、学部学生・大学院生諸君と共に推進している。



図 5. 工学部電気電子情報系学生の研究室分属に際して配布していた深尾研紹介パンフレットの一例。

図 4 は深尾先生から頂いた葉書とメモの例である。先生は極めて筆まめ(電話魔・FAX 魔・メモ魔)であられたが、思考は常に先を走っておられ、書かれた背景や前後の文脈を把握・理解していないと判読できないことも多かった(直属部下の先輩の佐藤亨先生から色々と手解きを頂いた;最後は御自分でも判読に困られ小型テープレコーダーを使われた)。とにかくぱりぱりの京大(助)教授から座を低くしてお願いされるのであるから、筆者のような学位取り立ての駆け出しが最大限協力させて頂くよりほかはなく、他分野でそれまでお付き合いがなかった先生方でもお断りされることはとてもできなかつたのであるまい。かくして MAP 後の大気圏上下どころか水圏・生物圏まで含めたプロジェクト(後述)の推進組織が、見る見るうちに構築されていった。そして作られた人脈から得られた情報を盛り込んだアイデアは、殆ど即座に電話・(前述と同理由でメモや FAX から早期に乗り換えられた)電子メールで直属の筆者らにフィードバックされた。

深尾「レーダー大気物理学」研究室には、先生を正式指導教官とする京大工学の学生・院生に加え、理学(筆者の担当だが当初助教授は正式指導教官ではなかった、にも拘わらず)の院生、それらにも他大学・他専攻からの進学者が少なくなかつたが、さらに共同利用や集中講義などをきっかけに来(居つい)た「正式ではない」他大学の学生・院生が多数加わった。一々名前を挙げず恐縮であるが、**図 5**(これも小さくて恐縮であるが)の研究室紹介パンフには、今や各大学・研究所の先生、各企業の中核で活躍されている諸君(の一部)が多く記されている。それらの諸君が筆頭の学位論文は元より、修論のみならず卒論においても前節に述べた査読付国際学術誌掲載論文となつた成果が少なくない。先生は、**図 3** 下左に見られるように、超高層・気象・電気電子工学の分野間だけでなく各分野内の主要雑誌間にバランスを取つて投稿を指導された。

一方、深尾先生御自身は、大学院教員としては工学(改組で情報学)研究科専属を終始貫かれた。恐らく工学に重心を置く方が理学の超高層・気象両分野を等距離に推進できる(地球電磁気研連の将来検討を気象学会の天気にさらりと出されたり(深尾他, 1991), 逆に気象海洋連携中心の会議を超高層分野(予算)の委員会で組まれたりした(後の**図 6 左**))というお考えがあり、また助教授の筆者に理学側を「完全に任せる」(後進に「任せる」もよく言われ、かつ(これも至難だが)本当にそうされた)という(一人前の研究者に育成したいという)教育的配慮も少しありだったと思われる。しかし、先生の最大の思いは、この「レーダー大気物理学」は工学としても(特に将来性を拓くものとして)胸を張れるものであり、自分の研究は正真正銘の工学の成果であり、自分は工学者である、という搖るぎない自信であったと考える。御生前の多くの顕彰のうち、日経科学技術賞(1994 年), 島津賞(2002 年), 文科大臣科学技術賞(2006 年), さらに最高の栄誉であった紫綬褒章(2008 年)の対象が工学的研究成果であったことに、先生はことのほかお喜びであったように思われる。

気象分野においては、堀内賞(1988 年), 藤原賞(2009 年)を受けておられる。前者は MU レーダー開発・運用による超高層との学際の開拓、後者は逆に対流圏下部から境界層へのプロファイラ・気象庁 WINDAS 実用化であり、まさに気象学・大気力学の研究領域を上下に広げ深められたのであった。ここでも先生は、超高層分野に比して工学的・技術開発的側面が軽視されがちな(これは研究界より外に気象庁という現業官庁が存在するという特殊性のためでもあろうが、最近は気象庁内でも技術開発はかなり縮小されているように見える)気象分野に身をもつて重要性を示され(深尾, 2007 参照), 学会もついにそれを認識・評価することになったものと言える。このあたりはその思いを受け継ぐ橋口准教授の追悼文(橋口, 2014)が大変よく書いておられる。先生最後の筆頭論文(Fukao et al., 2011)は気象関係の雑誌に出され、また福井工大でのプロファイラ導入・応用にも情熱を傾けておられたことは、先生の最後の思いの一端を示しているように思われる。

4. 「レーダー大気物理学」的なプロジェクトの企画・推進: 夢をかたちに

筆者は実は、今サンフランシスコの AGU の会場で、インドネシアの気象・気候に関する招待講演をやらせ

て頂く時間を持ちながら、この文章に手を入れている(相変わらず手が遅く心よりお詫び申し上げる)。図 1 に示した新プロで具体的に開始され(構想はそれ以前の MAP 期間に遡る; 一つのプロジェクトが軌道に乗ったら次を考える、ということも深尾先生が加藤先生の下で実行されたことである), CPEA について EAR が実現した経緯は、深尾先生御自身が退官記念文集「夢をかたちに」や学会刊行物(深尾, 2011; 文献にそれ以前に書かれたものも網羅されている)で語られ尽くされている。先に触れたもの(深尾, 2007)と共に、改めて深尾先生は御自分の人生の総合報告を仕上げてから逝かれたのだと、心から敬服する次第である。

とにかく筆者が(関わりは院生の宇宙研時代からあったが)本格的には深尾先生の指導下で始めたインドネシア赤道域の対流圏の観測研究も、先生に運営委員をして頂いた JEPP-HARIMAU(2005~9 年度), そこで(橋口准教授の絶大な御協力の下で)構築したレーダー観測網を用いた SATREPS-MCCOE (2009~13 年度)も今年 3 月に終わり、筆者自身も大きな転機にある。後者の推進のため JICA 予算でジャカルタ滞在中にあつた EAR 10 周年行事でお目にかかったのが、先生との最後になってしまった。それでも博物館や和食の店に御案内して、随分密度の濃いお話ができたのが、筆者にとってせめてもの救いである。

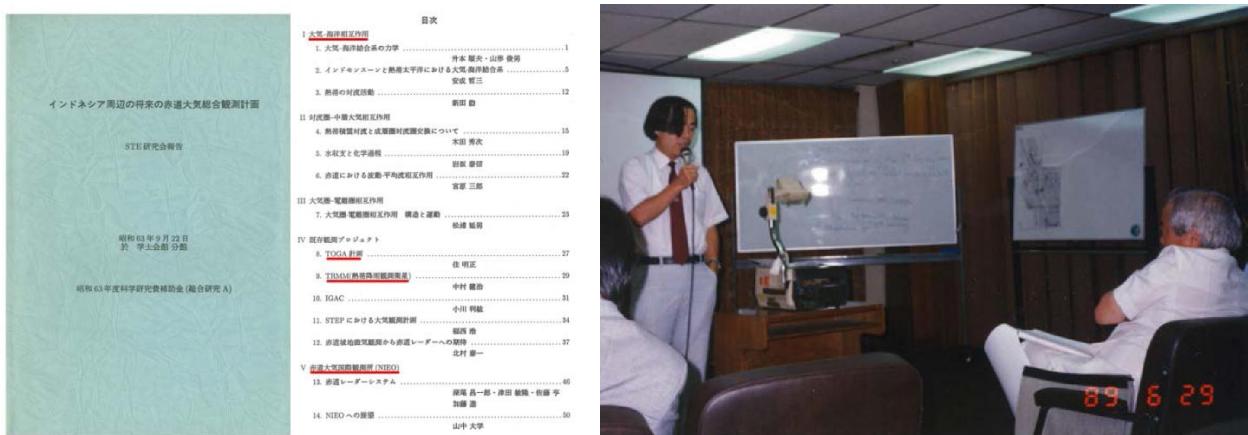


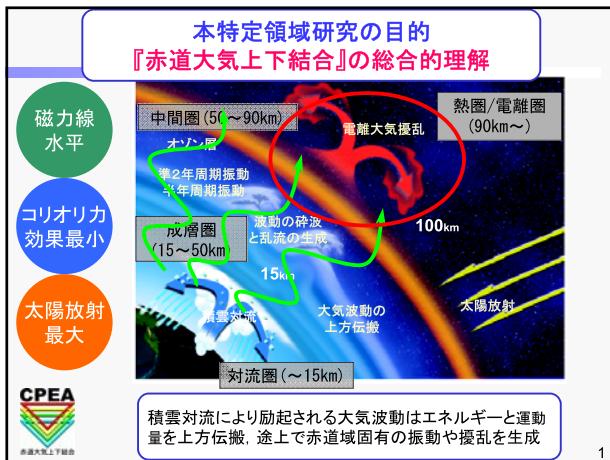
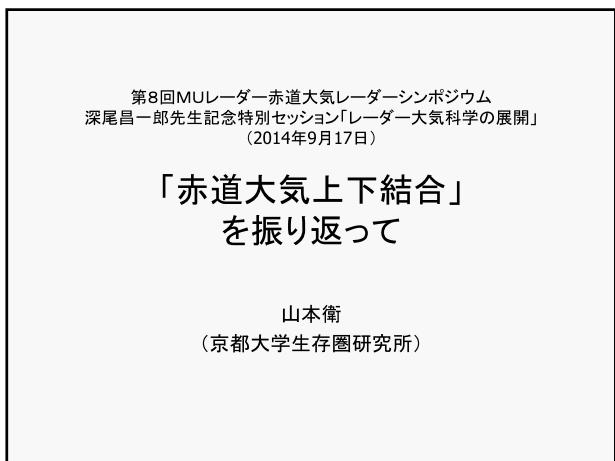
図 6. 新プロの元となった 1988 年 9 月東大での会議冊子(左), 準備段階の海外学術研究(ジャカルタ BPPT, 1989 年 6 月)で故所澤 JIF 事務局長(本年 7 月 12 日没)に赤道レーダー計画を熱く説かれる深尾先生.

赤道観測については津田敏隆・山本衛両先生が充分に話されたので、ここでは筆者が多少なりとも直下でお手伝いができた新プロの契機の思い出深いものを図 6 に掲げるにとどめる。新プロが終わり神戸異動の話が出た時にも、早く教授になることは良いことだと即答で OK を出された深尾先生に頂いた什器・図書等は今も神戸の連携講座教授室で使わせて頂いている。

深尾先生、これまで本当に有難うございました。今後も未熟な筆者ら後進を天上からお見守り下さい。

文 獻

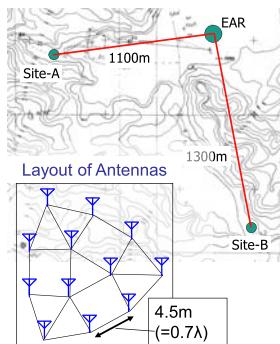
- 深尾昌一郎, 2007: MU レーダーが拓く気象と大気の科学. 気象研究ノート, **215**, 111-136.
 深尾昌一郎, 2011: 京都大学がインドネシア赤道上に大型レーダーを建設した経緯. 天気, **58**, 183-200.
 深尾昌一郎・浜津享助, 2005: 気象と大気のレーダーリモートセンシング. 京都大学学術出版, 491pp.
 深尾昌一郎・浜津享助, 2009: 気象と大気のレーダーリモートセンシング(改訂第 2 版), 京都大学学術出版会, 489pp.
 Fukao, S., and K. Hamazu, 2014: *Radar for Meteorological and Atmospheric Observations*, Springer, 537pp.
 Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, 1985a: The MU radar with an active phased array system: 1. Antenna and power amplifiers. *Radio Sci.*, **20**, 1155-1168.
 Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, 1985b: The MU radar with an active phased array system: 2. In-house equipment. *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176.
 深尾昌一郎・神沢博・近藤豊・塩谷雅人・田中高史・山本哲生・山中大学, 1991: 中層大気・超高層大気研究: 21 世紀への展望. 天気, **38**, 257-273.
 Fukao, S., H. Luce, T. Mega and M. K. Yamamoto, 2011: Extensive studies of large-amplitude Kelvin–Helmholtz billows in the lower atmosphere with VHF middle and upper atmosphere radar. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **137**: 1019–1041.
 橋口浩之, 2014: 深尾昌一郎先生のご逝去を悼む. 天気, **61**, 753-754.



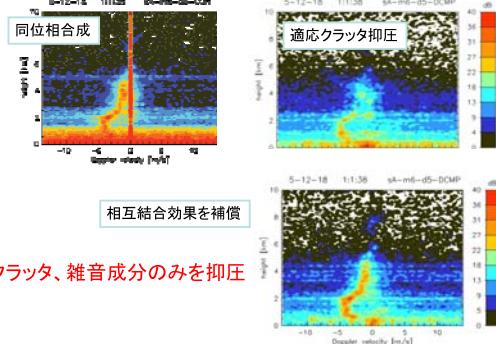
1. デジタル受信機アレイを用いたマルチスタティック風速観測

[研究目的]
マルチスタティック観測
アダブティアレンテナ技術
高空間分解能3次元風速場の推定

赤道大気レーダー(EAR)
による送受信に受信サイトA,B
(デジタル受信機アレイ)を追加

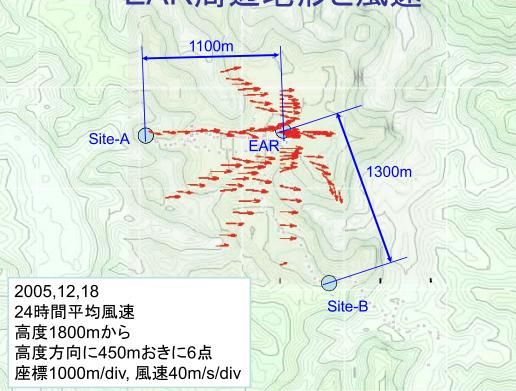


相互結合効果の補償

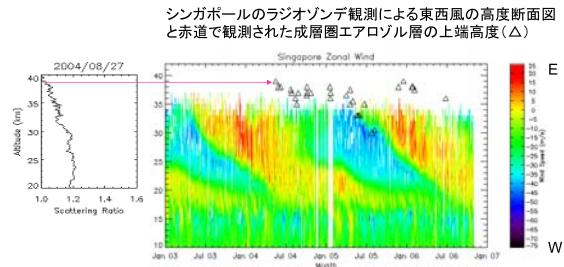


クラッタ、雑音成分のみを抑圧

EAR周辺地形と風速



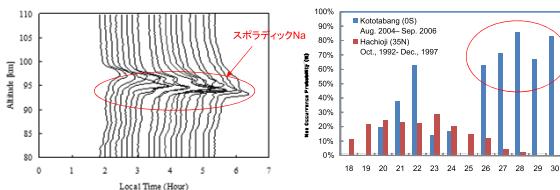
赤道成層圏エアロゾル層上端高度の変動とQBOとの関連の発見



・赤道上空の成層圏エアロゾル層の上端高度が、観測当初の2004年には中緯度のデータなどから予想した高度より高く40kmにも達していた。
・その後QBOに伴う東西風ウンドシアに連動して30kmまで降下する様子がライダーにより初めて捕らえられた。

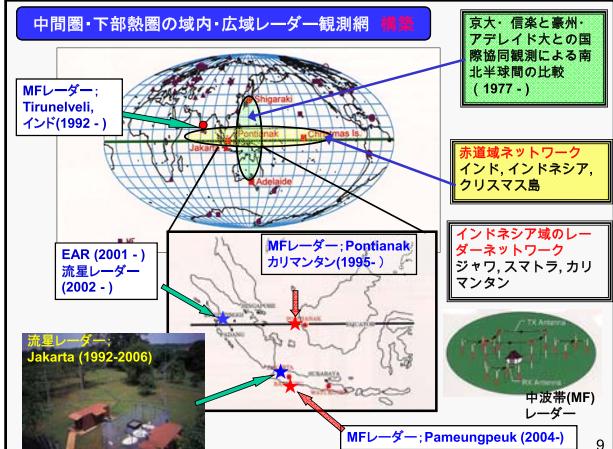
赤道スパラディックNa層の観測と発生機構の解明

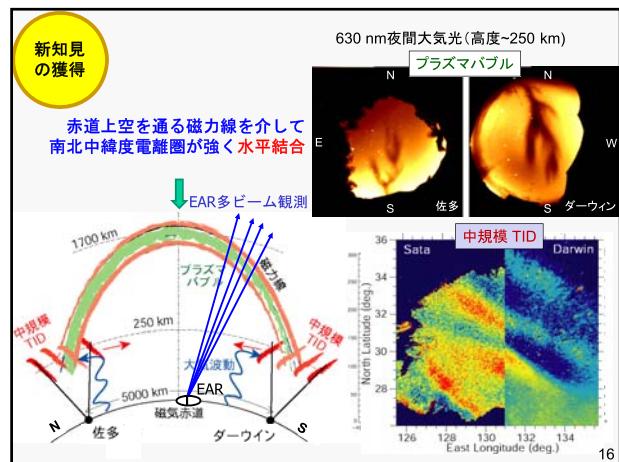
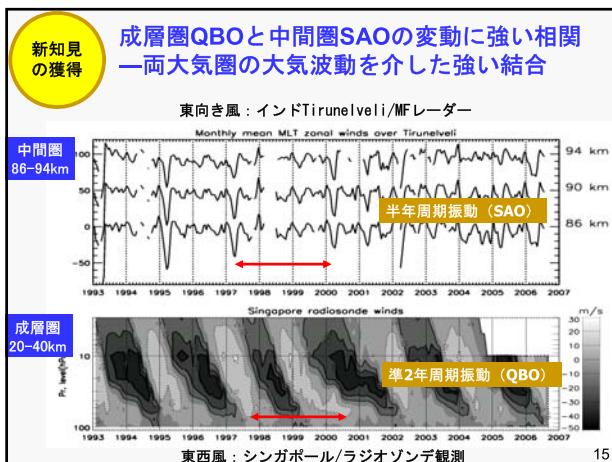
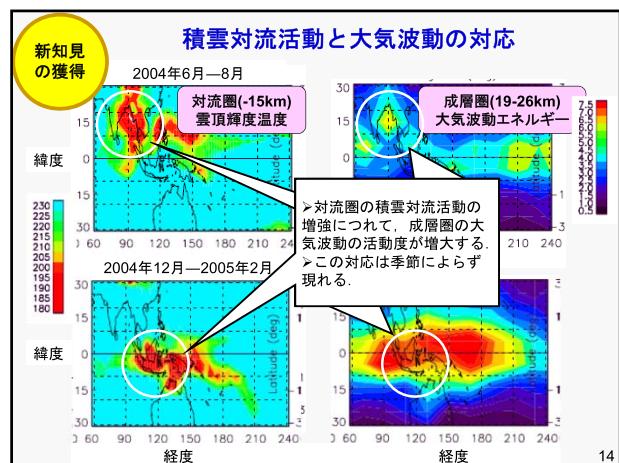
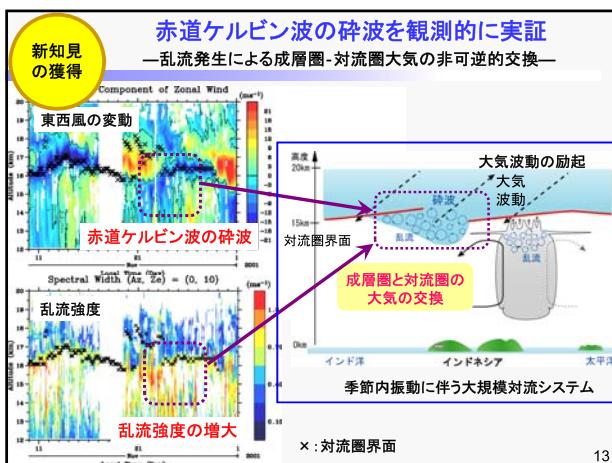
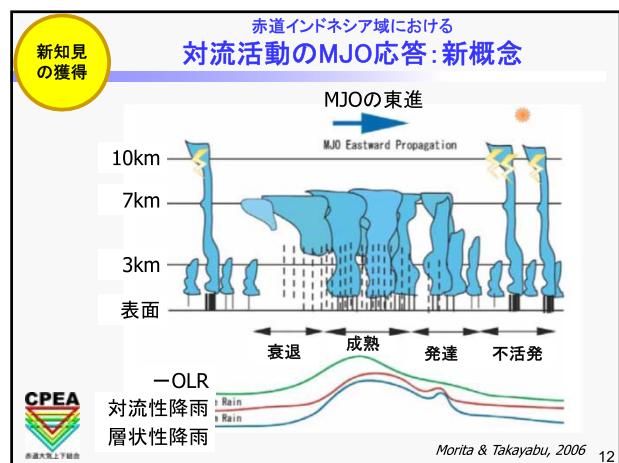
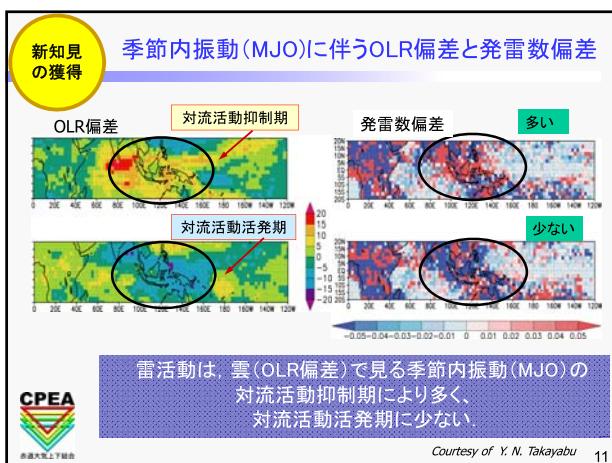
コトバパンのスパラディックNa層の観測例

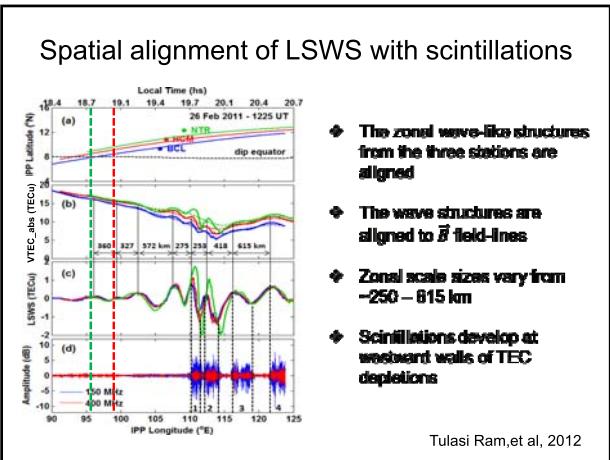
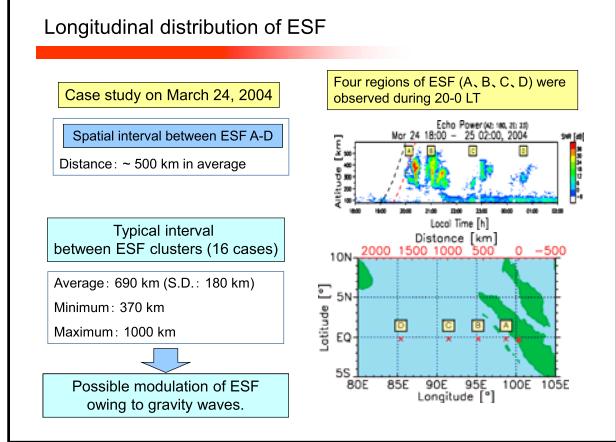
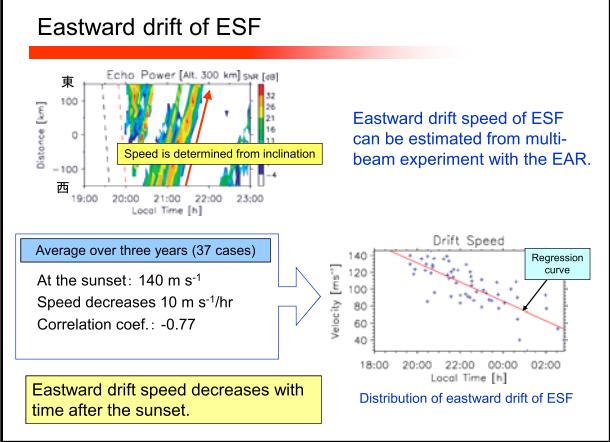


- ・赤道のスパラディックNa層は中緯度と異なり明け方に多く発生していることがわかった。
- ・赤道のスパラディックNa層の発生高度とウンドシアの高度の相関は当初の予想に反して中緯度のように顕著ではないことがわかった。
- ・赤道域のスパラディックNa層の発生機構は中緯度と異なると推測され、赤道独自の新たな発生機構を構築する必要性が示された。

中間圏・下部熱圏の域内・広域レーダー観測網 構築







- ### まとめ
- 赤道大気レーダーの長期連続観測を軌道にのせ、補完的な観測装置が充実した。
 - 数多くの研究教育プロジェクトにつながった。
 - 地球観測システム構築プラン(複数課題)
 - アジアアフリカ学術基盤形成事業
 - SATREPS
 - 科学技術戦略推進費
 - IUGONET など
 - その後に発展した研究も数多い。
 - デジタル無線関連の研究開発
 - プラズマバブルの東西構造の観測 など
 - また、新たな「大きな研究」が求められているのでは?

赤道ライダーによるTTL領域のオゾンとエアロゾル輸送過程の観測

阿保 真, 柴田泰邦, 長澤親生
首都大学東京

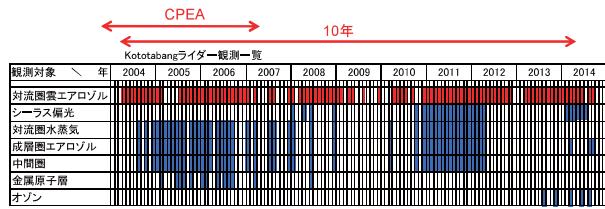
第8回MULレーダー・赤道大気レーダーシンポジウム
深尾昌一郎先生記念特別セッション「レーダー・大気科学の展開」
2014年9月16-17日@京都大学宇治キャンパス

2

- 深尾昌一郎先生代表のCPEA(赤道大気上下結合)projectで設置し、2004年から観測を継続しているコトタバン(0.2° S, 100.3° E)における赤道ライダーの現状

- 最近のTTL(対流圏界面)領域の観測紹介
 - オゾン観測とインドネシアの火山噴火イベントの紹介
 - 赤道ケルビン波との関連

赤道ライダーの観測状況



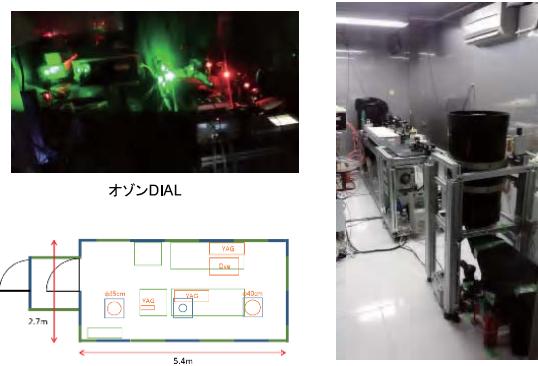
2014/8からの観測モード

観測対象	モード	観測時間	時間分解能	高度分解能	望遠鏡口径
対流圏雲エアロゾル	アナログ	0~11,13~24H	5分	30m	35cm
成層圏エアロゾルシーラス・モニタ	PC	18:30~05:30	5分	30m	35cm
成層圏エアロゾル(イベント時)	PC偏光	03:00~05:00	1分	30m	45cm
対流圏界面オゾン	PC	訪問時	5分	60m	45cm

新ライダー観測棟(外観)

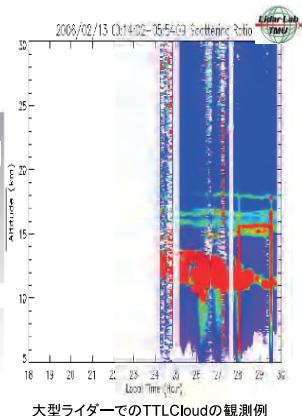
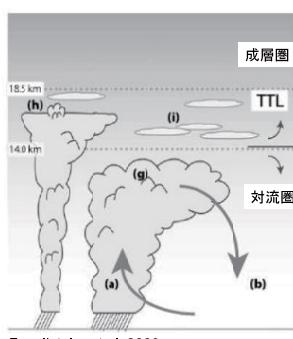


新ライダー観測棟(内部)

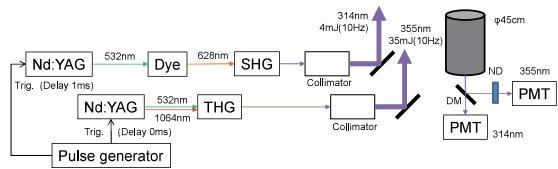


TTL領域とは?

TTL: Tropical Tropopause Layer



TTL領域オゾン観測用DIAL

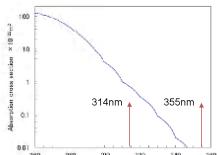


ON波長の選定

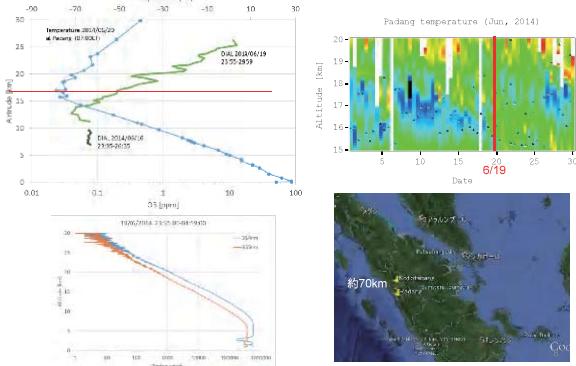
- 対流圏界面が約17kmと中緯度より高いため、吸収の弱い314nmを選択（中緯度では290nm前後）

OFF波長の選定

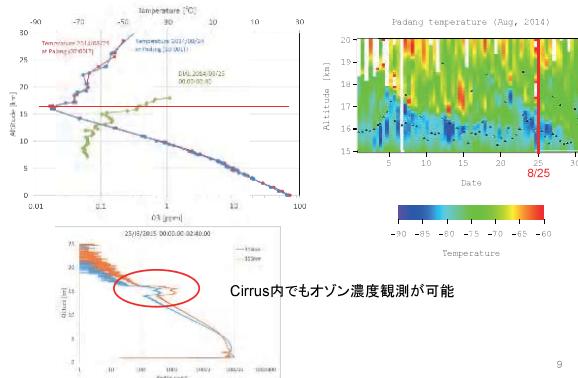
- 対流圏界面付近はシーラスがメイン
- 波長依存性の補正が比較的容易



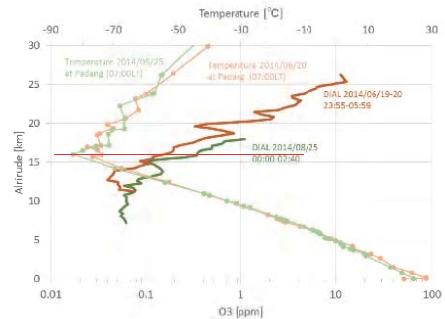
TTL領域オゾンライダー観測例1 (2014/6/19)



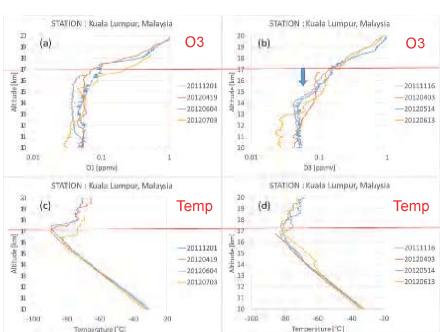
TTL領域オゾンライダー観測例2 (2014/8/25)



TTL領域オゾンライダー観測の比較



上部対流圏オゾン濃度と気温分布の関係 ゾンデ観測@クアラルンプール(2.7N, 101.7E) <http://croc.gsfc.nasa.gov/shadoz/>



上部対流圏(高度13-17km)のオゾン濃度が増加
赤道域界面領域で赤道ケルビン波と関連した東西風振動に同期

インドネシア・ケルート火山の噴火 (2014/2/13)

噴火日時
2014/02/13 15:50 UT
場所: ジャワ島東部
Lat. -7.9°
Lon. 112.3°

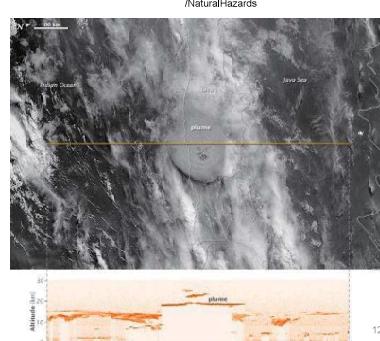
島内の3つの国際空港が
閉鎖され、約20万人に避
難命令が出された。

NASA Earth
Observatory
image

上端高度は20kmに達し
ているが、メインのAsh
は20km付近

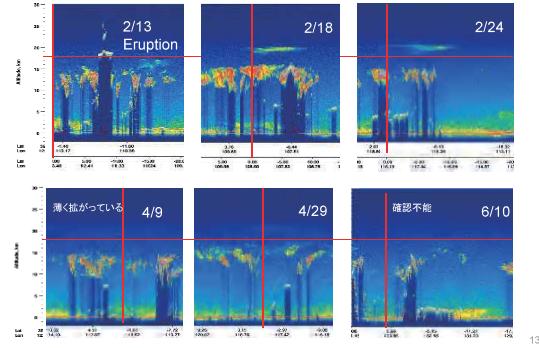
NASA CALIOP

<http://earthobservatory.nasa.gov/NaturalHazards>



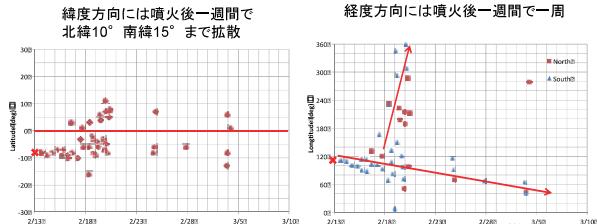
CALIOPによるケルート火山起源Ash Cloudの観測例

衛星搭載ライダーによる上空からの観測



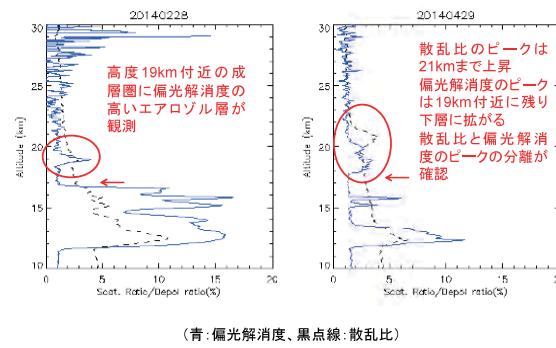
CALIOPデータから読み取ったケルート火山起源Ash Cloudの動き

緯度方向には噴火後一週間で
北緯10° 南緯15°まで拡散

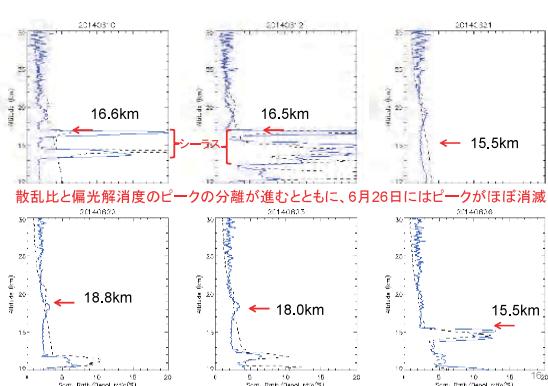


14

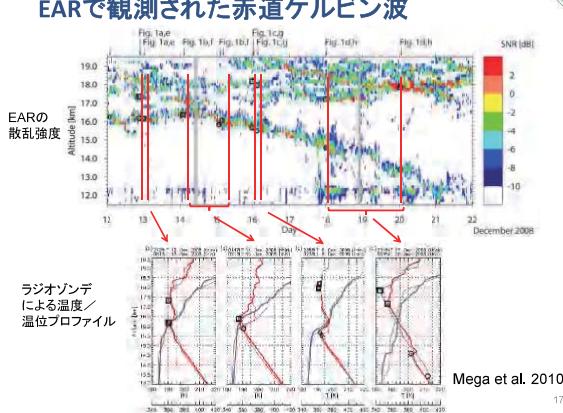
Kototabangでの偏光ライダー観測(1)



Kototabangでの偏光ライダー観測(2)



EARで観測された赤道ケルビン波



赤道ケルビン波による圏界面の変調

(a) Kelvin wave perturbation (b) Temperature (c) Potential Temperature (d) Zonal wind

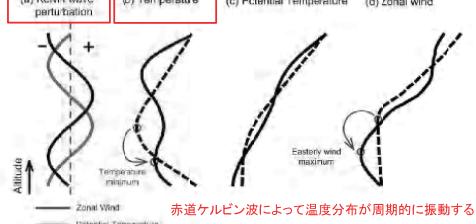
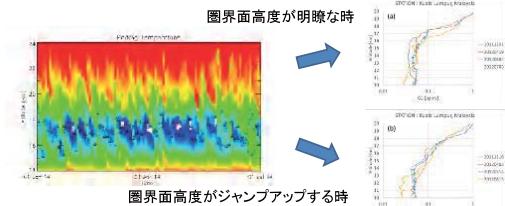


Figure 12. Schematic to show modulation of Θ , temperature, and U by equatorial Kelvin wave. Altitude profiles of (a) wave perturbations in Θ (gray) and U (black), (b) temperature, (c) Θ , and (d) U . For Figures 12b–12d, dashed and solid black curves show altitude profiles without and with the wave perturbation, respectively. Circles marked in the temperature and U profiles indicate an altitude of temperature minimum and easterly wind maximum, respectively. For simplification, temperature, Θ , and U perturbations are not drawn on the comet scale, and perturbations of Θ and U are simply illustrated by sinusoidal perturbations.

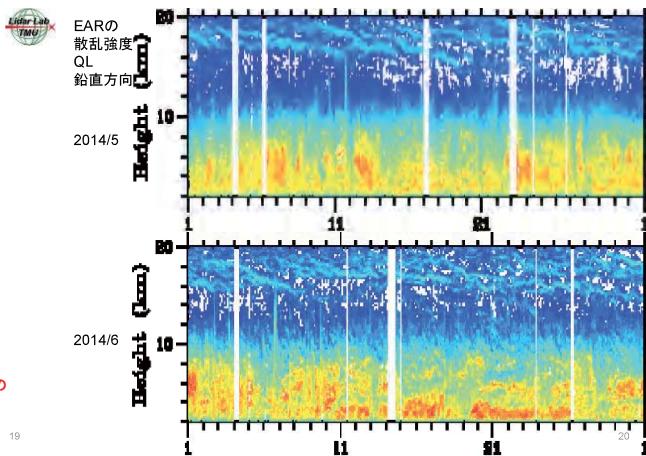
Mega et al. 2010 18

赤道域での成層圏から対流圏へのオゾン流入



ケルビン波の周期は数週間から1ヶ月

ケルビン波の周期内でオゾンDIAL観測を複数回行うことで、対流圏界面領域でのオゾンの振る舞いを知ることができる。



19

Kototabang上空のケルビン波の状況 (2014年6月)



- 8日～17日の間界
面はシンプルな温
度構造
 - その後は温度
プロファイルが崩
れて、界面高度
が大きく変動
↓
 - ケルビン波による
温度プロファイル
変調
↓
 - TTL領域で鉛直移
流がおこり、成層
圏エアロゾルが対
流圏へ輸送
- EARの散乱強度
- 気温

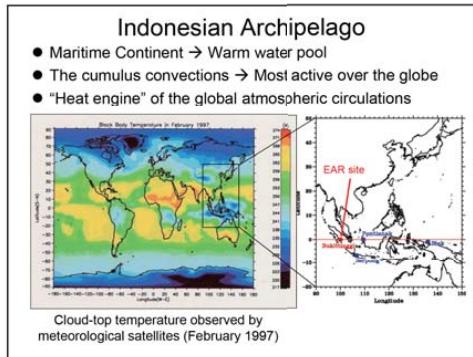
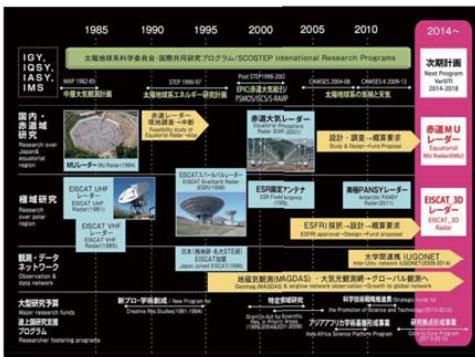
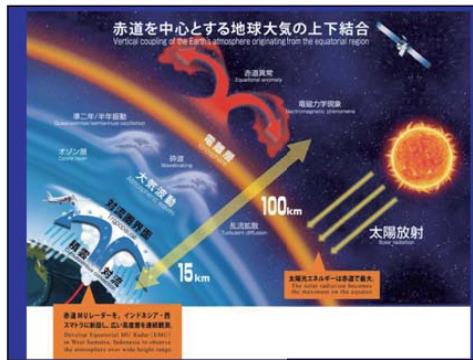
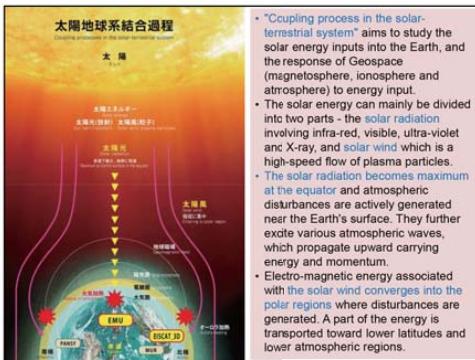
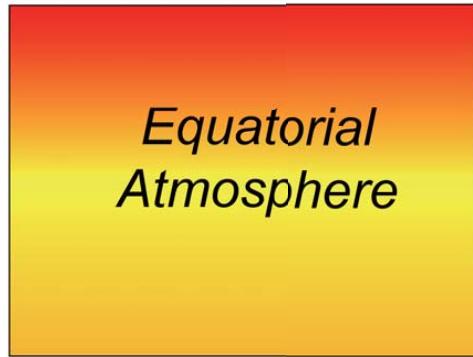
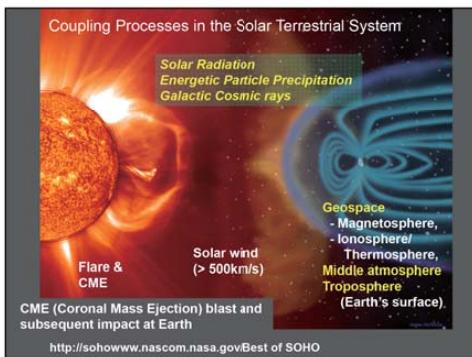
まとめ



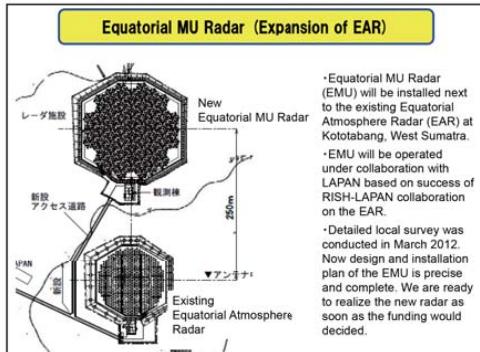
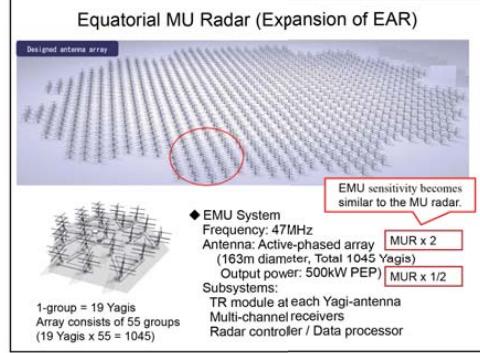
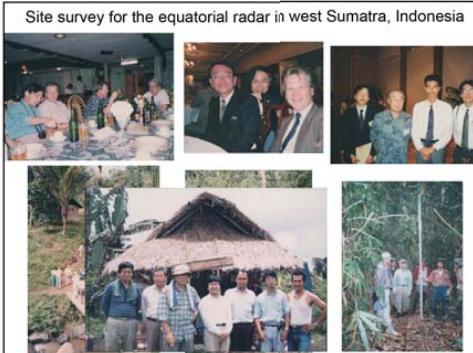
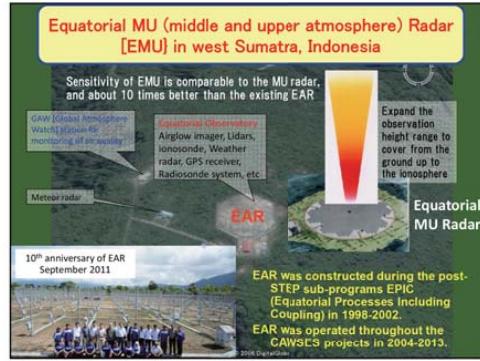
- 観測開始から10年が経った赤道ライダーはTTL領域に重点を絞り成層圏エアロゾル、シーラス、オゾン濃度の観測を継続している。
- 赤道TTL領域のオゾン濃度高度分布観測に成功し、この領域のオゾン増加が赤道ケルビン波に同期している様子をライダーで初めて示した。
- 2014年2月13日に噴火したインドネシア・ジャワ島のケラート火山の成層圏Ash Cloudをインドネシア・スマトラ島で噴火12日後から偏光ライダー観測を行った。
- 噴火4ヶ月後に、赤道域のケルビン波によるとみられる火山起源成層圏エアロゾルの対流圏への輸送過程をライダーにより初めて観測することに成功した。
- 今後さらにTTL領域の物質輸送過程の詳細な観測・解析を行うために
 - 成層圏エアロゾルのモニタリング観測を開始
 - ライダーの特徴(高時間分解能)を生かしたオゾン観測の追求

22

A composite image showing a cross-section of Earth's atmosphere. The top part displays horizontal layers of the atmosphere with a prominent wavy pattern. Below this, a bright, sunlit area shows a large, powerful vertical plume of air rising from the surface, representing the 'Equatorial Fountain'. The base of the plume is visible as a circular reflection on a body of water. The surrounding landscape consists of green fields under a blue sky with scattered white clouds.

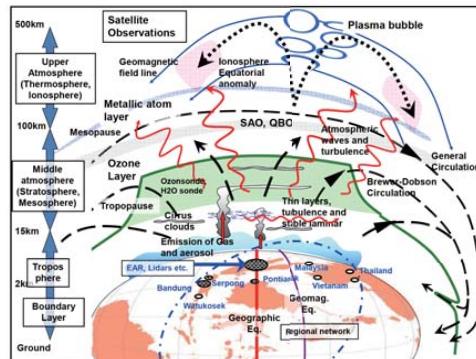
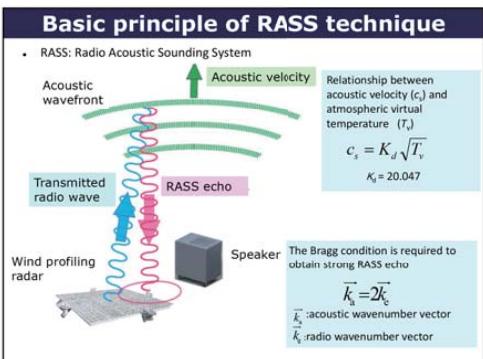
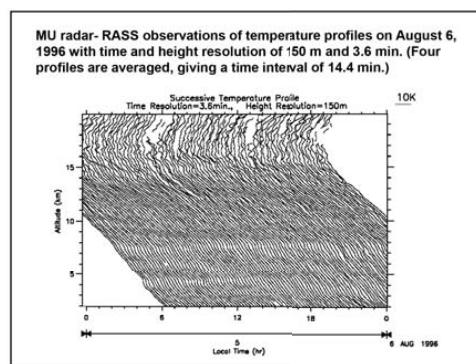
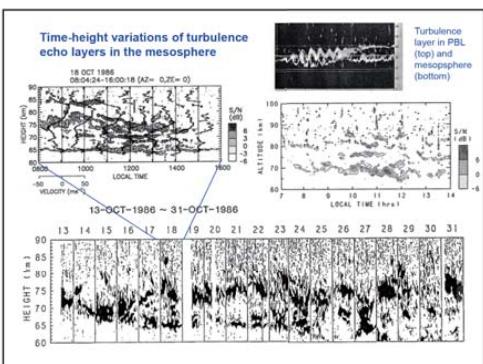
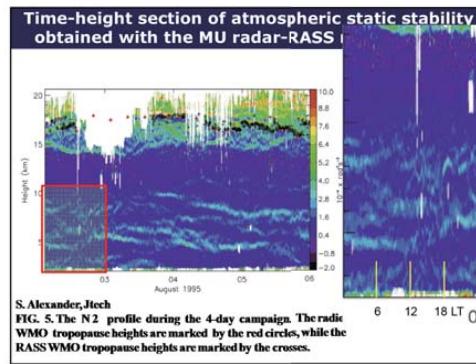
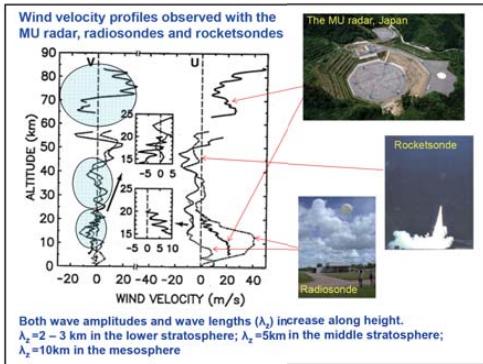
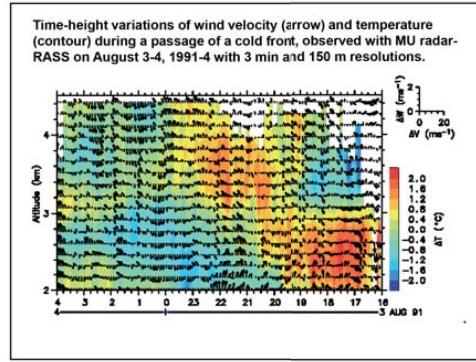
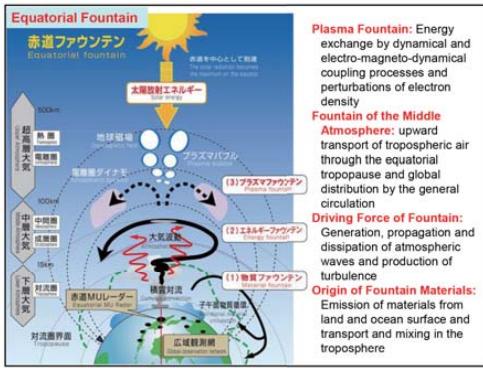


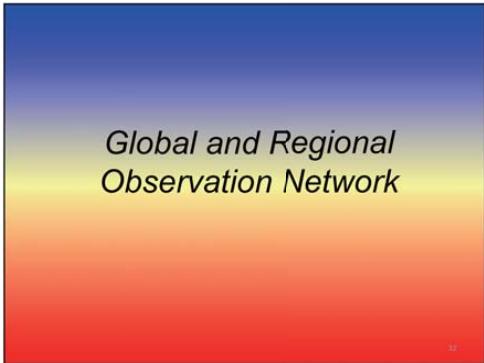
History of collaboration between RISH and LAPAN	
1986	First visit to LAPAN observatories in Portianak (west Kalimantan) and Biak (Irian Jaya).
1987	Intensive site survey for "Equatorial Radar" project (Portianak and west Sumatra)
1990	Campaign observations with balloon-borne radiosondes at the LAPAN observatory in Watukosek, east Java
1992	Establishment of a radar observatory in PUSPITEK, Serpong, west Java (Meteor Wind Radar and Boundary Layer Radar)
1992	Radiosonde campaigns in LAPAN observatories (Bandung, PUSPITEK, Portianak, etc.)
1995	Establishment of an MF-radar observatory in Portianak
2001	Establishment of the Equatorial Atmosphere Radar [EAR] in Kotabang, West Sumatra
FY2001-2006	Grant-in-Aid for Scientific Research on Priority Areas "Coupling Processes in Equatorial Atmosphere (CPEA)" lead by Prof. S. Fukao.
FY2008-2010	JSPS Asia-Africa Science Platform Program "Elucidation of ground-based atmospheric observation network in equatorial Asia" lead by Prof. T. Tsuda
FY2010-2012	Strategic Fund for Promotion of Science and Technology "Research enhancement and system development for space weather in Indonesia" lead by Prof. M. Yamamoto
2011	10 th anniversary of the EAR at RISTEK, Jakarta



Comparison of MU Radar, EAR, and PANSY

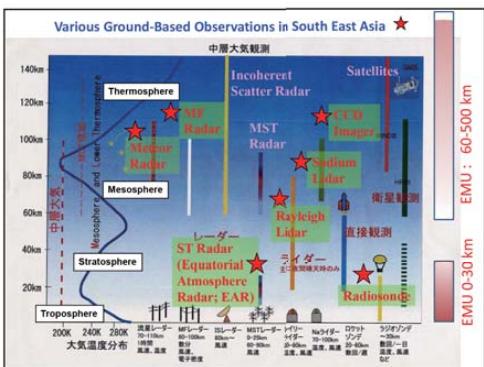
	MU radar	EAR	PANSY
Photo			
Lon, Lat	34.85N, 136.11E	0.20S, 100.32E	69.00S, 39.59E
Number of antenna	475	560	1045
Number of RX channel	25 ch	1 ch	55 ch
Antenna aperture	8,300 m ² (103 m diameter)	9,500 m ² (110 m diameter)	20,000 m ² (160 m diameter)
TX module output	2.2 kW	200 W	500 W
Peak output power	1 MW	100 kW	500 kW
Antenna aperture × Output power (Relative number proportional to the radar sensitivity)	1.0 (standard)	0.11	1.2





Education and outreach activities

- Master/Ph D degrees (as of 2013, Indonesia)
 - PhD degree: 5 + 1 current student!
 - Master degree: 6
 - Bachelor degree: 2
- School: 21st Century COE & Global COE programs
 - KAGI21 summer school; 4 times in Bandung + 2 times in Japan
 - KAGI21 related symposia; 2 times in Bandung
- Training Course
 - Many seminars in Bandung, NARL (India) and other locations by Asia-Africa Science Platform of JSPS
 - OJT (technical training) at EAR and the MU radar, Japan
 - Many visitors to Kyoto-U and other universities and institutes



SUMMARY

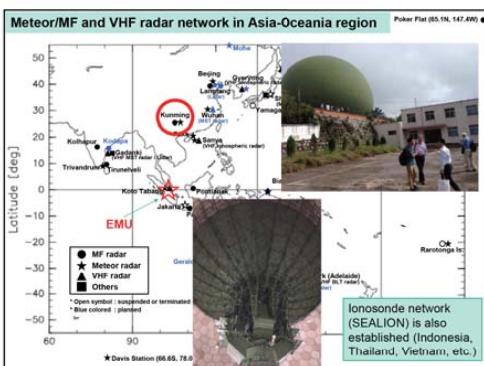
- Japan - Indonesia collaboration since late 1980's
 • Collaboration has been successfully continued, including construction of Equatorial Atmosphere Radar (EAR) in west Sumatra in 2001.
 • Significant progress has been gained on the understanding of the behavior of equatorial atmosphere and ionosphere
 • Education and training activities are intensively conducted.

- Observations of the atmosphere in South-East Asia
 • Regional observation network in Asia Oceania and Pacific region
 • Data exchange system (IUGONET) is expanding to Asian countries

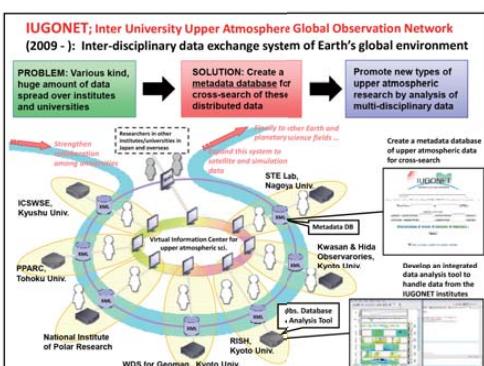
Key research subjects

- Atmospheric coupling processes by atmospheric waves
- Space weather: Equatorial Spread-F (Plasma bubble) experiment
- Equatorial Fountain of energy and materials, that affects the atmospheric environment in the world (**IMPORTANT FUTURE SUBJECT**)

- Future Plan: Equatorial MU Radar (EMU) in west Sumatra, Indonesia
 • A state-of-the-art large radar with an active phased array system, that can measure a wide height range in the atmosphere and ionosphere
 • EMU is listed in the top ten projects of MEXT with high priority in 2014-6 under endorsement by the Science Council of Japan



Thank you for your attention



適応的サイドローブ抑圧を用いた 中間圏大気観測における流星飛跡エコーの抑圧



橋本大志¹, 西村耕司², 堤雅基², 佐藤亨¹, 佐藤薫³

¹ 京都大学
² 国立極地研究所
³ 東京大学

9/17/2014

アウトライン

1. 目的

- 大気レーダーによる中間圏観測における流星飛跡エコーの分離・抑圧

2. 手法

- 方向拘束付き出力電力最小化法(Capon法)ベース
- 大気レーダーに適したSNRロスのコントロール

3. シミュレーションおよび実データによる検証

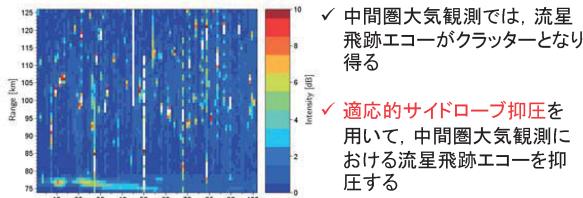
- MURにおける流星エコー除去のシミュレーション
- 実データによる検証

4. 今後の課題

- 航空機クラッター抑圧
- PANSYにおけるField Aligned Irregularityの分離受信

背景・目的

■ 流星飛跡エコーの抑圧

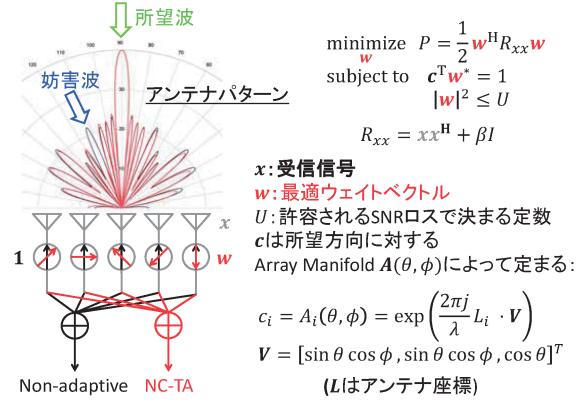


- ✓ 中間圏大気観測では、流星飛跡エコーがパラッタとなり得る
- ✓ 適応的サイドローブ抑圧を用いて、中間圏大気観測における流星飛跡エコーを抑圧する

■ 従来法

- 強度に関する閾値を用いた除去
 - 閾値を下回る弱い流星エコーは取り除けない
- NC-DCMPIによる適応的信号処理
 - 移動目標には対応しておらず計算コストが高い

Norm Constrained Tamed Adaptive (NC-TA)

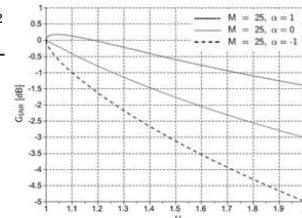


NC-TAの特徴

1. SNRのロスをコントロールできる

$$G_{SNR} = \frac{\left(1 + \alpha\sqrt{U/(M-1)}\right)^2}{1+U}$$

M :受信機の数
 α :位相回転を表す定数



2. 自動的

3. 高速かつ安定

$$\hat{R}_{xx} = R_{xx} + \beta I$$

- |w|は β の増加と共に単調に減少
- ニュートン法による一次元最小化問題に帰着できる

NC-TAの適用方法

1. ノルム拘束値Uの決定

$$\text{許容SNR劣化量から } G_{SNR} = \frac{\left(1 + \alpha\sqrt{U/(M-1)}\right)^2}{1+U}$$

M :受信機の数
 α :位相回転を表す定数

2. 最適ウェイト計算

$$w = \frac{\widehat{R}_{xx}^{-1} C}{C^H \widehat{R}_{xx}^{-1} C} H^*$$

$$\widehat{R}_{xx} = R_{xx} + \beta I$$

- $\beta = 0$ とし、最適ウェイトを計算

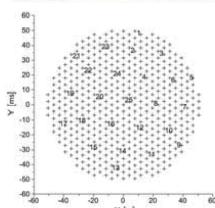
3. ノルム拘束値が満たされるまで繰り返し

- |w|は β の増加と共に単調に減少
- ニュートン法による一次元の根探索に帰着できる

システム設定

MU レーダー

周波数	47.5MHz
アンテナ数	475
チャンネル数	25
ピーク出力	1MW



観測パラメータ

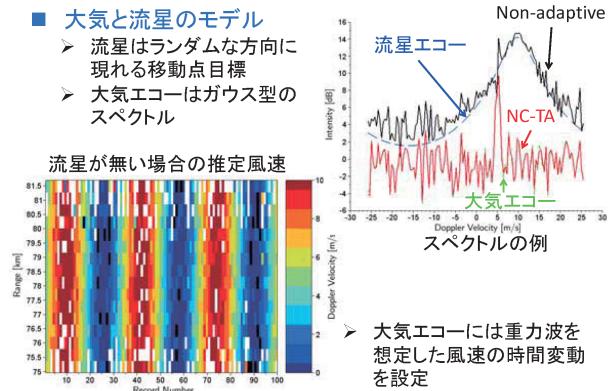
時間分解能	3.12ms
距離分解能	900m
パルス符号	13bit Barker
高度範囲	74 - 125km

シミュレーションによる検討

大気と流星のモデル

- 流星はランダムな方向に現れる移動点目標
- 大気エコーはガウス型のスペクトル

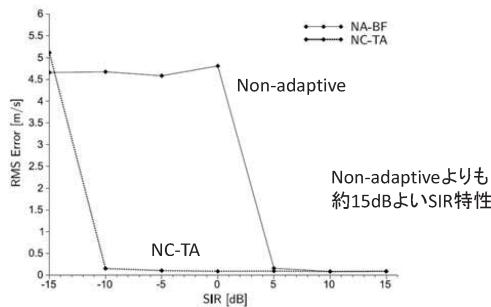
流星が無い場合の推定風速



シミュレーション結果 (1)

Signal-to-Interference Ratio (SIR) 特性

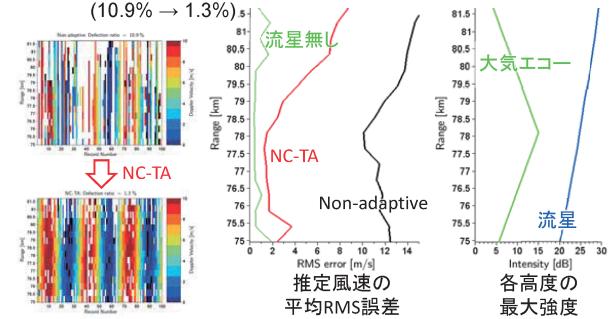
- 流星エコー強度を15dBに固定
- 大気エコー強度を0~30dB (SIR = -15~15dB)



シミュレーション結果 (2)

推定風速のRMS誤差

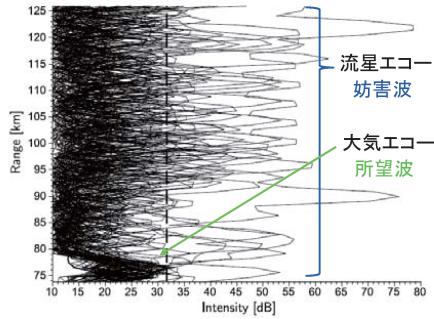
- NC-TAによって平均約8m/sの改善
- 閾値によって捨てられるスペクトルの数も減少 (10.9% → 1.3%)



実データへの適用 (1)

観測日時

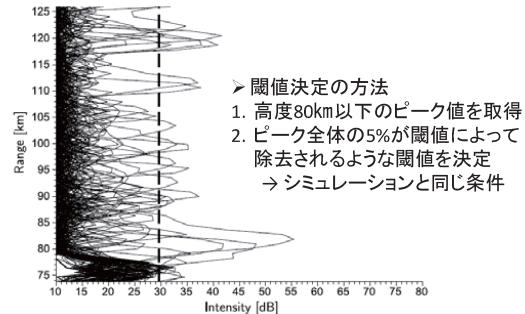
- 14:05-15:46, Oct. 8th, 2011 (UT)
- Non-adaptive合成によって得たスペクトルを重ね合わせ



実データへの適用 (2)

NC-TAによる流星エコー抑圧

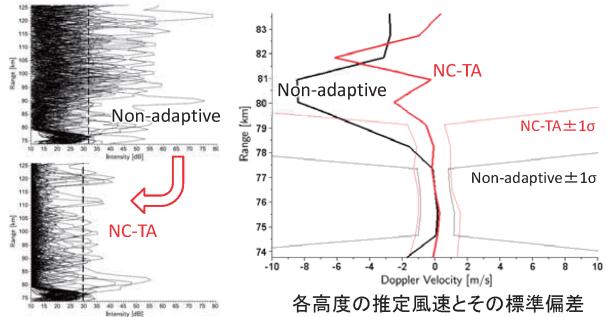
- 高度平均で15dB以上の抑圧度を達成
- 閾値自体もより低い値(-3dB)となっている



実データでの結果

■ 風速推定

- NC-TAにより観測可能範囲が2倍に拡大
- 閾値によって捨てられるスペクトル: 13.5% → 4.4%



まとめと今後の課題

■ 中間圏大気観測にNC-TAを適用

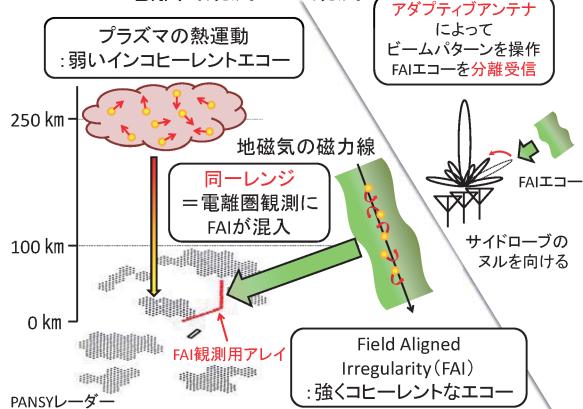
- 流星エコーが抑圧されることによって、
 - 1. 閾値によって捨てられるスペクトルの数が減少
 - 2. 閾値を下回り除去できない弱い流星エコーの数が減少
- 観測可能高度が2倍に拡大

■ 今後の課題

- PANSYにおけるField Aligned Irregularity(FAI)クラッター
- 高速にエコーの到来方向が変化する航空機クラッター
PANSYの観測データを用いた初期検討を実施



PANSYの電離圏観測・FAI観測



航空機・FAIクラッター除去のための検討事項

■ 相関行列の平均時間

- NC-TAの安定動作には相関行列の長時間平均が必要
大気エコーでは5~10秒間
⇒ 航空機やFAI等は高速に視方向が変化する可能性
- スル操作・方位推定に適切な相関時間の決定
- 複数の平均時間を併用する
(クラッター方位推定とアダプティブ信号処理用)

■ 使用するアンテナ(チャンネルの数)

- 自由度が大きいほど抑圧効果は増す
- 計算時間

MULレーダー・PANSYの観測データを用いた検討を実施中

大気レーダーの多機能化に向けたデジタル受信機の開発

山本真之¹・GAN Tong¹・川村誠治²・橋口浩之¹・

中城智之³・岡谷良和¹・山本衛¹

(1: 京大 RISH 2: NICT 3: 福井工大)

信楽MUレーダーを用いたスペースデブリの 形状推定に関する研究

○河原淳人, 山川宏, 山本衛, 佐藤亨, 橋口浩之, 増成一樹

Shape Estimation of Space Debris Using MU Radar

Atsuhiro Kawahara, Hiroshi Yamakawa, Mamoru Yamamoto, Toru Sato, Hiroyuki Hashiguchi, Kazuki Masunari

Key Words: Radar imaging, space debris, MU radar, Single Range Doppler Interferometry(SRDI)

Abstract

Shape estimation of space debris is important task in evaluating its collision energy when debris collide with artificial satellite. Debris can be imaging by using rotating of target which has Doppler shift in a period time and it is called Single Range Doppler Interferometry(SRDI). In this research, SRDI method has been theoretically considered and confirmed by using simulation. Furthermore, micro-Doppler effect and fluctuation of Doppler shift, both of which has shape information of space debris, was successfully observed by using MU radar.

1 はじめに

1957年、ソ連が初の人工衛星であるスプートニクス1号を打ち上げて以来現在までに数多くの人工衛星が打ち上げられてきた。しかし宇宙機から切り離される部品や役割を終えた衛星は図1.1のようにスペースデブリとなり地球近辺を飛び交う。そのため、2008年では5kgから数トンに及ぶ8000以上の人工天体が米国宇宙監視ネットワークにて追跡されているがそれらの93%はスペースデブリである。スペースデブリの飛行速度は秒速7km~8kmと非常に速く、パチンコ球の大きさでも衝突エネルギーは非常に高く運用中の宇宙機や宇宙飛行士に衝突した場合は大きな被害を引き起こす。またデブリ同士の衝突によりスペースデブリの数は増え続けているなどの問題がある。実際、2007年では中国が自国の気象衛星を標的に破壊実験を行ったことや、2009年に機能を停止していたロシアのコスマス2251号と運用中のアメリカのイリジウム33号が地球周回軌道上で衝突が起こり、デブリの総数が劇的に増加した。それらの2事例のみによりデブリの数は5000個増加し、現在では観測可能な10cm以上のデブリにおいて22000個以上が確認されている。以上から、持続的な宇宙開発利用を進めるに当たり、地球環境への配慮とともに、スペースデブリ発生の低減、デブリ除去等、宇宙開発利用自体による宇宙空間における環境への配慮が不可欠となっている。2007年には、国連宇宙空間平和利用委員会(COPUOS)において、「スペースデブリ低減ガイドライン」が採択され、現在、デブリ対策を含めた「宇宙活動の長期的持続可能性」について検討が進められている。また、それに準じてスペースデブリの大きさ、形状や軌道情報を知るためにスペースデブリ観測について検討が行われている。特にスペースデブリの形状や大きさを知る事はス

ペースデブリ同士の衝突を評価する場合において必要である。従って本研究では低軌道上のスペースデブリの形状情報を地上観測によって得ることを目標とする。レーダー観測における形状推定手法の代表例ではRDI法と呼ばれる自転する物体の回転軸からの距離によってドップラーシフトが異なることを利用し、ドップラーシフトの情報とレンジ方向の距離情報を元に形状推定する手法がある。実際の観測ではドイツのResearch Society for Applied Science(FGAN)のX-バンドレーダーを用いたADEOSなどの観測例が挙げられる¹⁾。この手法ではレンジ分解能が低いレーダー観測施設では使用することが出来ない。そのため、スペースデブリの回転を仮定して回転周期以上の観測時間にて観測された1次元複素時系列データから時間・周波数情報を取得し、これらの情報を元に形状を推定するSRDI法²⁾と呼ばれる手法が提案された。しかしこちらの手法はRDI法と違い実証実験がなされていない。従って本研究では波長の長い大気観測用レーダー(MUレーダー)を用いてSRDI法の実証実験を行う。本稿ではSRDI法の理論的検討を行った後に、観測実験、データ解析を行った結果と考察について報告する。

2 SRDI法を用いたスペースデブリの形状推定の理論

SRDI法を使用するにあたり主に2つ仮定がおかれる。

- スペースデブリはある一定の角速度 ω_0 で自転し続ける
- スペースデブリの回転周期一周期分以上の観測時間で観測出来る

実際、スペースデブリの角速度の値は直接計測できない。そのため1周期以上にわたって観測を行い、自己相関をと

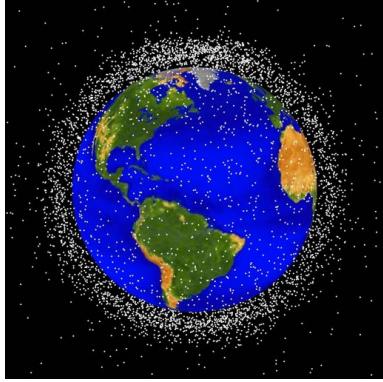


図 1.1：地球近辺を飛び交うスペースデブリ（出典：NASA）

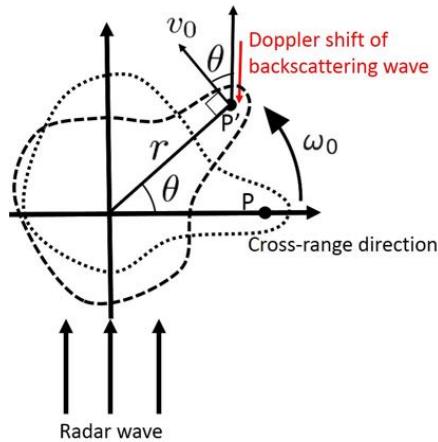


図 2.1：回転物体に対する後方散乱波のドップラーシフト

るか、散乱断面積が周期的に変動するためそこから回転周期を求め角速度 ω_0 を決定する必要がある。次に図 2.1 にあるような角速度 ω_0 で回転する物体を考える。物体は回転しているためレーダー波の進行方向にかかるドップラーシフトは時間変化する。ここである地点 $P'(r, \theta)$ の後方散乱波にかかるドップラーシフトは式(1)となり、図 2.1 では赤線となる。

$$v_d = -\omega_0 r \cos \theta \quad (1)$$

ここでドップラー速度 v_d とドップラー角周波数 ω_d との関係式は式(2)と表される。

$$\omega_d = \frac{4\pi}{\lambda} v_d \quad (2)$$

式(1), (2)より初期地点 θ_0 を考慮して一般化したものが式(3)となる。

$$\omega_d(\theta) = -\frac{4\pi\omega_0}{\lambda} r \cos(\theta + \theta_0) \quad (3)$$

つまり任意の点の 1 周期分のドップラーシフトの変化により信号は周波数変調を受けることがわかる。またドッ

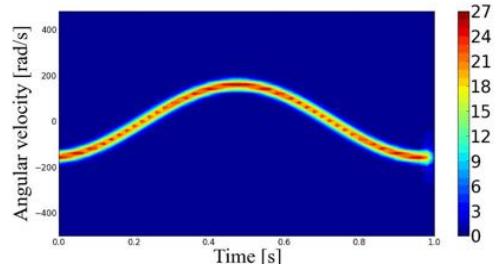


図 3.1：点波源から生成された信号の STFT 結果

ラシフットは瞬時周波数の意味を持つ。 θ は $\omega_0 t$ と考えることができるために、信号の最大周波数とその出現角度が求めれば目標の回転中心に対する相対位置を決定することが可能となりデブリの形状が推定できる。

3 シミュレーションを用いた SRDI 法の理論的検討

本節では SRDI 法を用いたスペースデブリの形状推定手法に関する理論的検討を行った。まず簡単な例として、回転するスペースデブリの点波源の回転軸からの相対位置の推定が行えることを示し、次にスペースデブリのモデリングを行いそこから形状推定できるかどうかを検討した。

3.1 SRDI 法を用いた点波源の位置推定

まず、簡単のため点波源の位置推定をシミュレーションにて検討を行う。スペースデブリ上のある 1 点から後方散乱により生成される信号は瞬時周波数である式(3)を積分した結果が位相と関数となるため、式(4)と表すことが出来る。

$$s(t) = E(t) \exp \left\{ -\frac{4\pi}{\lambda} r \sin(\theta(t) + \theta_0) \right\} \quad (4)$$

位置推定に必要となる時間-周波数情報を得るために最も基本的な方法として短時間フーリエ変換 (STFT)³⁾ が挙げられる。これは式(5)で表すことが出来る

$$S_{\text{STFT}}(t, \omega) = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) w(\tau - t) e^{-j\omega\tau} d\tau \right\}^2 \quad (5)$$

解析条件 $E(t) = 1, \omega_0 = 2\pi, P(r, \theta) = (2\lambda, 0)$ として、窓関数 $w(\tau - t)$ ではハミング窓を使用した。式(4)に STFT と施した結果を図 3.1 に示す。この場合の実際に使用する観測施設 (MU レーダー) の波長 $\lambda = 6.45\text{m}$ を用いた。角周波数の時間変化が求まったため式(6)を用いることで $r(\theta)$ の関数を求めることが出来る。

$$r(\theta) = \frac{\lambda}{4\pi\omega_0} \omega_d(\theta) \quad (6)$$

以上から $r(\theta)$ の関数を極座標系にしたもののが図 3.2 (左) である。ここから点波源の位置推定を行う。そのため

今回は主に物理探査などの分野において広く使われる Migration 法⁴⁾と呼ばれる手法を用いる。図 3.2(左)のスペクトルの軌跡上が今回推定する点波源の位置の候補であるため、スペクトログラム上のそれぞれの位置に関してスペクトル強度の再分配を行う。式(7)が Migration の理論式である。

$$S_m(r, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S(r \cos \{\theta' - \theta\}, \theta') d\theta' \quad (7)$$

Migration 法を適用し点波源の位置推定を行った結果を 3.2(右)とする。以上から解析条件で設定した点波源 $P(2\lambda, 0)$ の位置が推定できた。

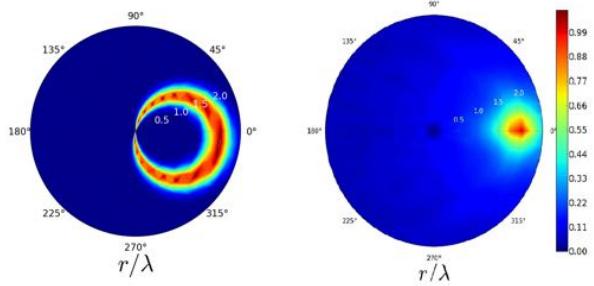


図 3.2: 左 $r(\theta)$ のスペクトログラム。右 Migration 法による点波源の位置推定。

3.2 SRDI 法を用いた連続物体の形状推定

SRDI 法を用いたスペースデブリの形状推定について述べる。なお、今回は簡単のため長軸 3λ 、短軸 2λ の楕円形導体をスペースデブリのモデルに用いた。また、図 3.3(左)に示すように、導体による反射波を正確に模擬する為、Wire Grid 法による楕円体のモデリングを行った。散乱が楕円導体の表面で起こり、そこから誘起される電界強度がスペースデブリ全体に対して支配的だと考えられるため、給電点はそれぞれスペースデブリの表面に設置した。以上の条件において、電磁界解析手法の 1 つである MoM を用いて、ワイヤーの節にある点波源の電界強度 E_i をそれぞれ計算する。また、回転によって楕円体の影に移動した点波源からの散乱波は、式(4)に振幅変調を施すことで 0 とした。以上からそれぞれのワイヤーの節にかかる電界強度 E_i を計算し、そこから生じた信号を合成したものに 3.1 節で説明した SRDI 法による形状推定ツールを適応し、得られた結果のスペクトル最大値により規格化したものを図 3.3(右)に示す。楕円表面に高い電界強度が現れたためスペースデブリの表面位置の一部を強いスペクトルとして推定できた。また物体の形状推定は散乱強度に依存することがわかった。しかし位置情報は失われていないため、散乱強度に補正を加えることで改善が期待される。

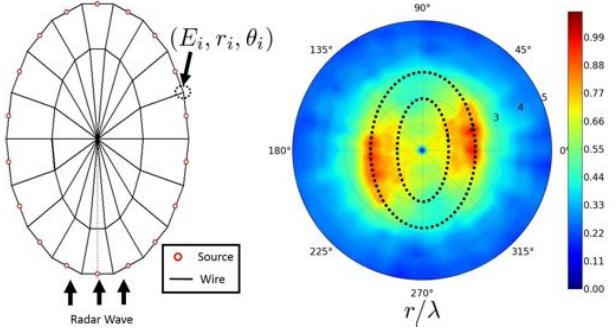


図 3.3: Wire Grid Model で模擬したデブリ(左)、Wire Grid 法を用いた場合のスペースデブリに SRDI 法を適応した結果(右)

4 スペースデブリの観測結果と考察

本節では、実際にスペースデブリの観測を行い、時間周波数解析を行うことでスペースデブリの回転に起因するドップラーシフトとそれに伴う散乱断面積変動がどのように現れるかについて述べる。

4.1 MU レーダーについて

SRDI 法の実証実験では地上レーダー観測施設である MU レーダーを使用する。MU レーダーとは滋賀県信楽町に設置された中層、超高層及び下層大気観測用 VHF レーダーであり、高度 2 km の対流圏から、高度 500 km の超高層大気(熱圈・電離圏)にいたる大気の運動や循環を観測することができる。以下 MU レーダーの主要諸元を表 1 に示し鳥瞰図を図 4.1 に示す。APAR はアクティブフェーズドアレーアンテナである。MU レーダーの最大の特徴としてはアンテナ素子毎に取り付けた小型半導体送受信機(合計 475 個)を個別に制御することにより、パルス繰り返し周期(IPP)ごとにレーダービーム方向を変えることが可能である。観測範囲は高度 1000 km まであるため低軌道上のスペースデブリを観測することができる。



図 4.1: MU レーダーの鳥瞰図

表 1: MU レーダーの主要諸元

設置場所	34.85N, 136.10E
レーダー形式	Active Phased Array Radar
送受信周波数	46.5 MHz \pm 0.5 MHz
アンテナ開口	8330 m ³ 直径 103 m
素子アンテナ	直行 3 素子八木アンテナ
ビーム幅	3.6 度
偏波	右円偏波のみ
ピーク送信電力	1 MW
平均送信電力	50 kW (最大)
帯域幅	3.5 MHz
パルス幅	0.5 – 512 μ s
パルス繰り返し時間	200 – 65535 μ s

4.2 スペースデブリ観測結果

先行研究ではスペースデブリ観測計画立案手法が提案され、MU レーダーを用いた観測の場合には十分な精度で所望のスペースデブリの観測ができる事を実証した⁵⁾。では以下にスペースデブリ観測の手順を示す。

- STEP1: 現在、NORAD⁶⁾ に公開されている軌道が既知のスペースデブリの 2 行軌道要素 (TLE) を読み込み軌道計算を行う。
- STEP2: スペースデブリが所望の観測期間の間に MU レーダーの観測可能範囲を通過するかどうか判定し観測可能なスペースデブリ選別する。
- STEP3: 選別したスペースデブリと MU レーダーとの相対位置 (天頂角, 方位角, 直距離) を求め、更にスペースデブリが MU レーダーの観測範囲を通過する時刻を求める。

以上から観測パラメーターの一部である直距離とビーム方向と観測時間を決定することができる。

これらの手続きで実際に観測を行った結果の一例を図 4.2 に示す。なお図 4.2 では、SL-16 ロケットの上段部分に起因するレーダーエコーである。図 4.2 から分かる通りエコー強度が複数以上周期的に変動しているためこのスペースデブリは観測時間内に 1 周期以上回転していることがわかる。スペースデブリの回転周期を求める際には観測データに MU レーダーのアンテナパターンの理論曲線を用いてフィッティングを行う必要がある。緑の曲線は MU レーダーが持つアンテナパターンの関数を使用して Levenberg-Marquardt 法 (LM 法)⁷⁾ を用いてフィッティングを行った結果である。もし、仮にスペースデブリが橢円構造であると考えてみると、先行研究⁸⁾ にあるように橢円構造の物体が 1 周期分回転した場合の散乱断面積変動は 2 周期分変動する。以下では、スペースデブリが橢円体で近似出来る形状を持つと仮定する。スペースデブリの回転周期を求めるには散乱断面積が周期的に

変動している領域を多項式フィッティングした結果とアンテナパターンでフィッティングした結果との交点を求めてことで回転 1/4 周期 T_{quarter} を求めればよい。今回の観測結果では交点が 7箇所あるため 1/4 周期の平均値を求めてことで回転周期を求める。この場合 $T = 5.24$ s となるため $\omega_0 = 1.2 \text{ rad/s}$ である。

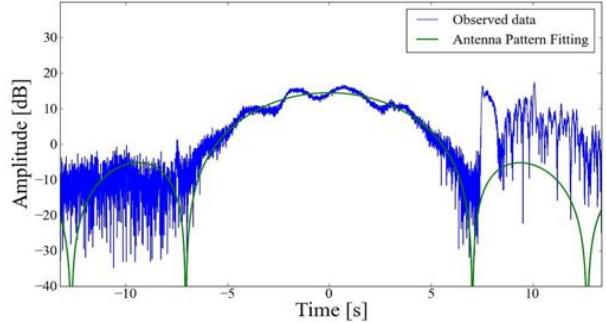


図 4.2 : SL-16 R/B の観測結果

4.3 データ解析方法と解析結果

本稿の最初に述べた通り、スペースデブリの形状推定を行うためには観測により得られた複素時系列信号の時間-周波数情報を得る必要がある。実際に観測例では主にロケットの上段部分が観測対象となるため、2~3 m あたりの大きさになることが予想される。従ってシミュレーションで使用した STFT では十分な分解能を得ることが困難であることがわかる。そこでより高分解能な時間周波数解析手法として Wigner-Ville 分布 (WVD)³⁾ がある。WVD は式 (8) で表される。

$$P(t, \omega) = \int s(t + \frac{\tau}{2}) s^*(t - \frac{\tau}{2}) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (8)$$

図 4.2 と同じ SL-16 R/B から得られた複素時系列信号に WVD を適応した結果を図 4.3 に示す。図 4.3 から分かる通りスペースデブリの重心速度に起因するドップラーシフトの影響が大きく、チャープ信号となることがわかる。つまり、図 4.3 の状態ではスペースデブリの回転に起因する微弱ドップラーシフトを調べることが困難である。そのため、図 4.3 で見られるドップラーシフトと同じ傾きのチャープ信号を生成して位相成分の差を取り、周波数を 0 附近に移動させたものを図 4.4 に示す。図 4.4 ではキャンセルされたスペースデブリの重心速度の周辺に微弱ドップラーシフトが現れていることが確認できた。

今度はスペースデブリの回転周期が観測時間を超える場合の観測データ (SL-3 R/B) を取得し、上記と同様の手法で解析を行った結果を図 4.5 に示す。この場合スペースデブリの重心速度に起因するドップラーシフトそのものが変動している事がわかる。

4.4 考察

図4.3の結果から微弱ドップラーが確認できた。これらの微弱ドップラーはスペースデブリの回転軸からレーダーが反射される点波源との相対位置の情報を持つ事が2節と3節からわかる。実際、SL-16 R/Bの場合4.2節よりスペースデブリの形状が橢円体であると仮定した場合 $\omega_0 = 1.2 \text{ rad/s}$ となるため式(6)を f_d との関係式に書き換えたものを用いることで点波源の位置情報がわかる。以上からSL-16 R/Bの場合、点波源と回転軸の相対位置が20~80 cmの程度のスペースデブリであることがわかる。もしスペースデブリが回転軸に関して対称であればスペースデブリの直径の最大値は160 cmとなる。

図4.5では重心速度に起因するドップラーシフト自体が大きく変化している。もし仮に、スペースデブリがSL-3ロケットの上段部分にあるタンクとエンジン部分で構成されている物と考えられる。エンジンよりもタンクからの散乱が強く現れることが推測できるため、タンクがレーダーの方向に現れた時ドップラーシフトが強く現れ、エンジンがレーダーの方向を向いた場合はドップラーシフトが捉えられない。そのため、図4.5では図3.1における $0.5 \leq t \leq 1.0$ の領域だけが取り出されたような結果になる。

図4.4と図4.5の比較を行う。図4.3ではスペースデブリの回転周期が短いため式(3)から分かる通り周波数変動が速い。そのためスペースデブリの重心速度に起因するドップラーシフトから分離されてしまっていることがわかる。一方図4.5の場合スペースデブリの回転周期が長いため、周波数変動が緩やかとなりスペースデブリの重心速度に起因するドップラーシフトと同質のものとなってしまうことがわかる。

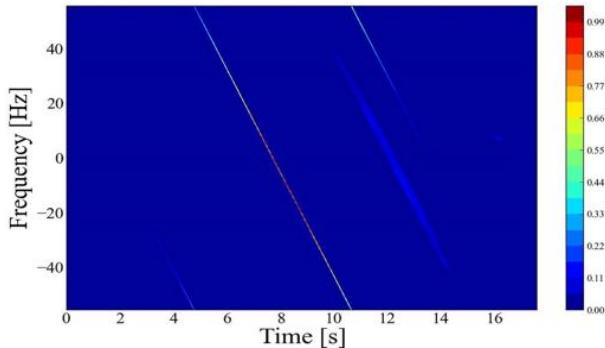


図4.3: SL-16 R/B に WVD 適応結果

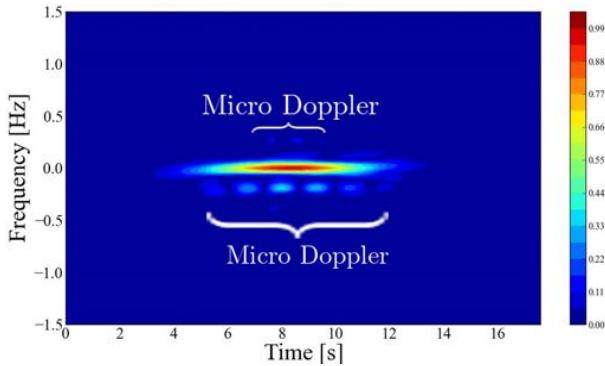


図4.4: 図4.3の傾きをキャンセルした結果

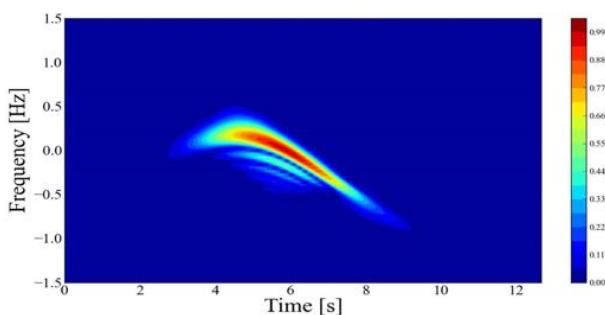


図4.5: SL-3 R/B のデータ解析結果

5 まとめと今後の課題

今回はSRDI法をシミュレーションを用いて検討を行い点波源の位置を推定することに成功した。また点波源の集合と捉えられる連続体物体ではWire Grid法を適応することでより現実のスペースデブリに近いものに模擬した。また後方散乱強度を補正すれば連続体の形状推定が行えることを示した。さらに実際の観測ではスペースデブリの回転に起因するドップラーシフトを捉えることに成功した。現状では、SL-16 R/Bの場合散乱断面積変動が激しく回転周期が短いにもかかわらず、式(3)から予言されるような、周波数偏移の高い微弱ドップラーを捉えられていない。逆にSL-3 R/Bでは回転周期が緩やかであるにもかかわらず周波数振幅が比較的大きい。

従って今後の課題では観測例を増やしていく、理論と実際の観測結果を上手く結びつけていく考察を得る。さらに、そこから発展してスペースデブリの形状情報を得る予定である。

参考文献

- 1) D. Mehrholz, L. Leushacke, W. Flury, R. Jehn, H Klinkrad, M. Landgraf "Detecting, Tracking and Imaging Space Debris" *ESA BULLETINS*, Number 109, pp. 128-134, February 2002
- 2) T. Sato, "Shape Estimation of Space Debris Using Single-Range Doppler Interferometry", 1999, *IEEE TGARS*, Vol. 37, No. 2, 1999, pp. 1000 -1005
- 3) L. コーエン著, 吉川 昭, 佐藤俊輔訳, '時間-周波数解析', 朝倉書店, 1998
- 4) B. D. Milton and C. H. Savit, "Introduction to geophysical prospecting", Fourth Ed., 867 pp., MaGraw-Hill, New York, 1988.
- 5) 増成一樹, "MU レーダーを用いたスペースデブリの観測計画に関する研究", 2013, 京都大学, 学士論文.
- 6) NORAD Two-Line Element Sets Current Data, <http://www.celestrak.com/NORAD/elements/>
- 7) Nocedal, Jorge; Wright, Stephen J., "Numerical Optimization", 2nd Edition, 2006, pp. 282-294, Springer.
- 8) 田中健, "MU レーダーによるスペースデブリ散乱断面積変動の理論的考察", 1992, 京都大学, 学士論文.

IUGONET データ解析システムを用いた太陽地 球結合系の長期変動研究

新堀淳樹¹・八木学²・田中良昌³・谷田貝亜紀代⁴・梅村宣生⁴・上野悟⁵・
小山幸伸⁶・阿部修司⁷・IUGONET プロジェクトチーム

¹京都大学生存圏研究所、²東北大大学大学院理学研究科付属惑星プラズマ・大気研究センター、
³国立極地研究所、⁴名古屋大学太陽地球環境研究所、⁵京都大学大学院理学研究科付属天文台、
⁶京都大学大学院理学研究科付属地磁気センター、⁷九州大学国際宇宙天気科学・教育センター

はじめに

図 1 に示されるように高度 500km までの地球大気中で観測される電離圏擾乱、磁気嵐、オーロラ、夜間大気光、夜光雲、成層圏突然昇温といった様々な地球大気の諸現象は、太陽から地球に向かって絶えず降り注ぐ太陽放射や太陽風のエネルギーを駆動源としている。

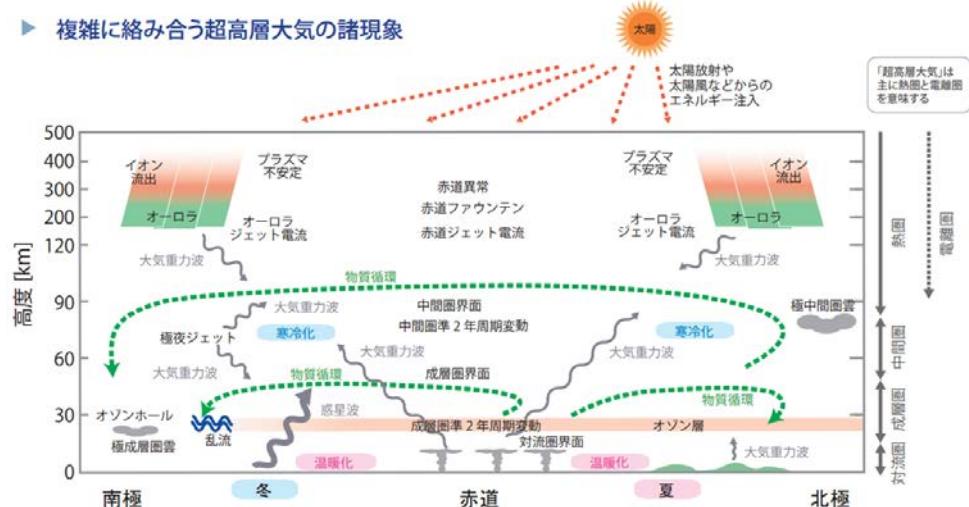


図 1: 高度 500km にまでの地球大気中で観測される諸現象と各大気層の位置関係。横軸は緯度、縦軸は高度を示す。

地球が受け取る太陽放射エネルギーは、極域で最小、赤道域で最大となるため、約 20km 以下の赤道大気では活発な積雲対流現象が引き起こされている。この大気擾乱を起源とする大気重力波が上層大気へ運動量を輸送し、力学的摩擦効果によって中間圏・下部熱圏領域に至る大気大循環や温度構造を規定することがこれまでの研究から明らかにされている。一方、太陽風-磁気圏相互作用によって生み出された電磁エネルギーや荷電粒子の降下が極域の超高層大気に集中している。このように地球大気に入射する太陽エネルギーは、地球をと

りまく空間（大気圏・電離圏・磁気圏）の中をその形態を変えながら伝搬し、多様な物理現象を引き起こす。また、地球大気は、異なる大気層間の結合が強いグローバルな複合系をしており、そこで生じる変動現象の物理過程を解き明かすためにはこれらの大気層の間の物質輸送や運動量輸送などの相互作用の実体を調査する必要がある。したがって、太陽活動や地球温暖化などに伴う超高層大気の長期変動とその物理機構を理解するためには、全球規模の地上観測ネットワークから長期的に得られた様々な観測データ（電離・中性大気、大気組成、オーロラ、地磁気、太陽風、太陽紫外線等）を組み合わせた分野間にまたがる総合解析を行うことが必要不可欠である。

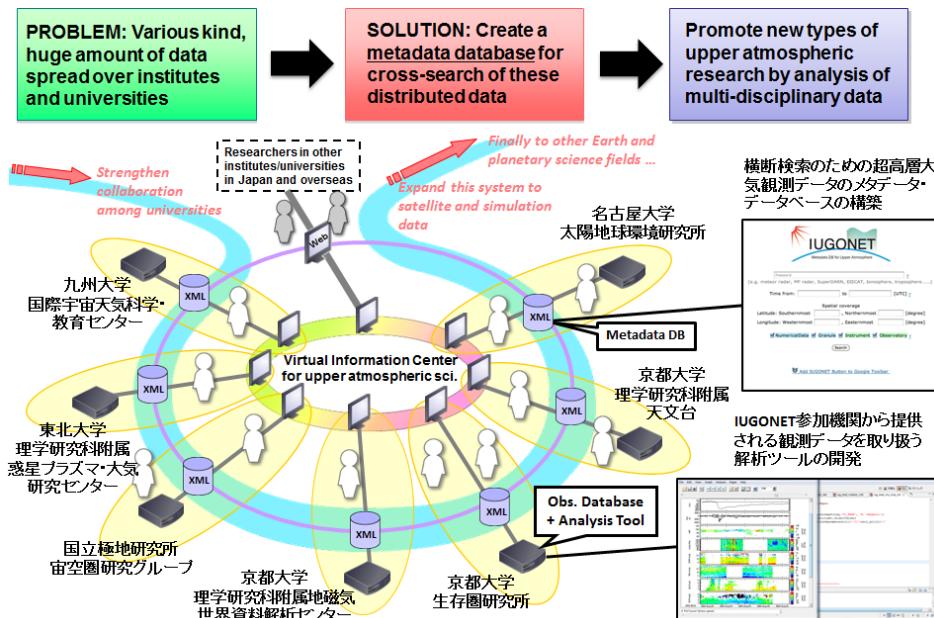


図 2: IUGONET プロジェクトの概念図。IUGONET では、横断検索のための超高層大気観測データのメタデータベースを構築し、それをインターネット上に共有することで各観測データの相互参照を可能にしている。

しかしながら、このような分野をまたがるデータの総合解析を行う上で必要な観測データベースが観測を実施した各研究機関で独自に管理され分散していたため、専門分野外の観測データの検索・取得・解析に多大な労力が必要であった。また、観測データの多くは特定の機関や分野での利用に留まり、一部は未公開まま有効に活用されないケースもあった。そのため、多様な観測データを必要とする学際的研究が困難であり、研究遂行上の障壁となっていた。そこで 2009 年度から開始された IUGONET プロジェクトでは、上記の問題を解決するために、図 2 に示すように観測データからメタデータを抽出してインターネット上で広く共有するシステムを構築し、各機関が国際地球観測年（1957–1958 年）以来蓄積してきた種々の地上観測データを相互参照できるようにした。さらに、それらを含めた観測データを一元的に取り扱うことが可能な解析ソフトウェアを開発し、容易に多種多様の観測データの描画や相関解析ができるようになった。IUGONET プロジェクトの最終年度と

なる 2014 年度では、全球規模で起こる超高層大気の諸現象の解明に貢献する研究推進基盤を用いた分野横断的な研究の促進を目指すとともに、これまで開発してきた IUGONET データ解析システムの国際利用への拡大することを目的とする。

横断検索のためのメタデータ・データベース

前述のように IUGONET では、観測データからメタデータを抽出してデータベース化し、インターネット上で共有するシステム (=IUGONET メタデータ・データベース) を構築しています。IUGONET メタデータは、観測データそのもの（実データ）ではなく、そのデータに付帯した情報を記述した、いわばデータのカタログに相当する。つまり、超高層分野の観測データのメタデータに含まれる項目としては、観測日時、観測地点、装置の種類、観測データの所在などが挙げられる。各機関が所有する個々の観測データからメタデータを抽出し、データベース化するためには、共通のフォーマットを策定する必要がある。そこで IUGONET では、欧米の太陽地球系物理学の研究者らによる国際コンソーシアムである SPASE (Space Physics Archive Search and Extract)によって作成されたデータモデルを基本メタデータフォーマットとして採用した。さらにこの SPASE モデルに対して、超高層大気や太陽の地上観測データの特徴に沿うように修正を加えて、共通メタデータフォーマットを策定した。このような既存の有力なフォーマットをベースにすることで、将来的に世界中の様々な分野・コミュニティとの間でメタデータの交換や共有が進められることが期待される。また、IUGONET メタデータは、1 つのデータセットを記述するメタデータの他に、観測装置、観測サイト、人的リソース、実データのデータベースなどの情報のカテゴリー毎に独立している。これらのカテゴリー分けされたメタデータは個別の XML ファイルとして記述され、相互参照できる構造を持っている。また、個々のデータファイルに付随したメタデータ (Granule) も定義されており、データファイル毎のメタデータをアーカイブすることで、データファイル単位の検索も可能となっている。

IUGONET メタデータ・データベース (DB) の活用方法

IUGONET メタデータを介して各機関が所有している観測データにたどり着くためにはまず、IUGONET メタデータ検索ページ(<http://search.iugonet.org/iugonet/>)にアクセスする。アクセスに成功すれば、図 4 のような検索ページがブラウザの画面に現れる。ここへのアクセスにあたっては、ユーザー登録が不要で誰でも自由にアクセスすることができる。

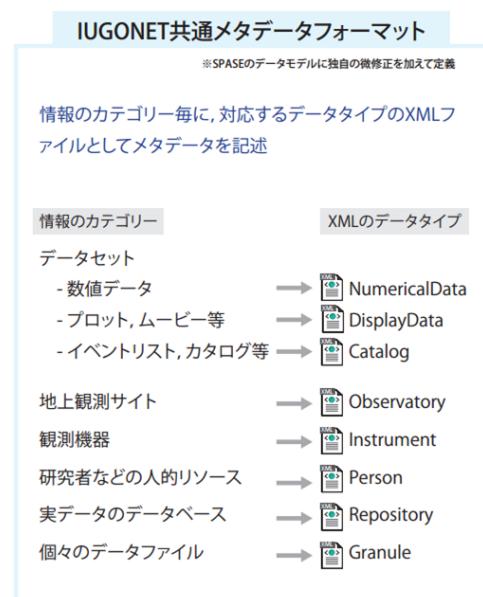


図 3 IUGONET メタデータのカテゴリー

検索したいメタデータに合わせて、キーワード、日時、地球や太陽面上の緯度・経度、データタイプなどの条件を入力し、検索(Search)ボタンをクリックする。すると、入力した条件を満たすメタデータのリストが現れるので、該当するメタデータに記載された実データの所在地（URLなど）から観測データに容易にアクセスすることができる。このメタデータ検索システムを利用する利点として、IUGONET 参加機関と協力機関が所有する観測データに関するメタデータを、1度の問い合わせで横断的に検索できる点である。



図 4. IUGONET メタデータ検索ページのトップ画面。検索に必要な入力事項や活用方法などの説明が吹き出しの中に書かれている。

また、キーワードの指定では、表 1 に示すように AND/OR 検索、固定文字列検索や特定ワードの除外などを条件に加えてメタデータの検索を絞り込むことができる。さらに、登録 ID でのメタデータの検索も可能で、一意検索、階層検索、ならびに両者を組み合わせたメタデータ検索にも対応している。一方、IUGONET メタデータ検索ページの左の欄には、この検索ページの簡単な使い方を動画で紹介するページのリンクや IUGONET 各機関のメタデータ登録の進捗状況が機関ごとに一覧表へのリンクがある。この一覧表から該当する観測データのメタデータにたどり着くことができるようになっている。

表 1. 検索ワードの指定例

検索方式	フォームへの入力例	説明
AND検索	magnetogram kyoto または magnetogram AND kyoto	単語の間に半角スペースを入れる または 単語の間に半角大文字で ANDを入れる
OR検索	magnetogram OR kyoto	単語の間に半角大文字で ORを入れる
ANDとORの組み合わせ	EISCAT(NIPR OR STEL) または EISCAT AND (NIPR OR STEL) など	半角カッコを付けて入れ子にする
固定文字列検索	"magnetogram kyoto"	固定文字列を半角ダブルクオート(")で囲む
特定ワードの除外	STEL-EISCAT	除外する単語の前に半角マイナス(-)を付ける

検索方式	フォームへの入力例／説明
一意検索	ResourceID:\$pase://IUGONET/Granule/STEL/Induction/ATH/induction/64hz_ergsc_cdf/stel_induction_ath_2010032623_cdf
(説明)	ResourceID: に続けて ResourceID の文字列を入力する。 ※ このとき、\$pase:// の部分は￥マークを入めて \$pase:// のようにする。
階層検索	ResourceID:\$pase://IUGONET/Granule/STEL/Induction/ATH/induction
(説明)	この階層下にあるメタデータをすべて表示する。
階層と検索ワードの組み合わせ	ERG ResourceID:\$pase://IUGONET/NumericalData/STEL ERG magnetometer ResourceID:\$pase://IUGONET/NumericalData/STEL など
(説明)	この階層下にあり、かつ、指定した単語を含むメタデータを検索する。

データ解析ソフトウェア – UDAS

IUGONET Data Analysis Software (UDAS)は、Interactive Data Language (IDL)で書かれた太陽地球環境データ解析ソフトウェア (Space Physics Environment Data Analysis Software : SPEDAS)のプラグインソフトウェアで、IUGONET 参加機関が提供する様々な地上観測データのロード関数、および高度なスペクトル解析ツールや統計検証パッケージから構成されている。これにより、IUGONET 地上観測データの表示や解析を TDAS 上で行うことができる。実際の操作では、コマンドラインだけでなく、Graphical User Interface (GUI)ツールも利用することができ、未経験者にとっても直感的に操作しやすい仕様になっている。以下の手順に従って UDAS を各個人の PC へ導入することができる。現在、SPEDAS VM バージョンが <http://themis.ssl.berkeley.edu/software.shtml> から入手可能となっており、IDL VM をインストールしなくても動作する仕様となっている。

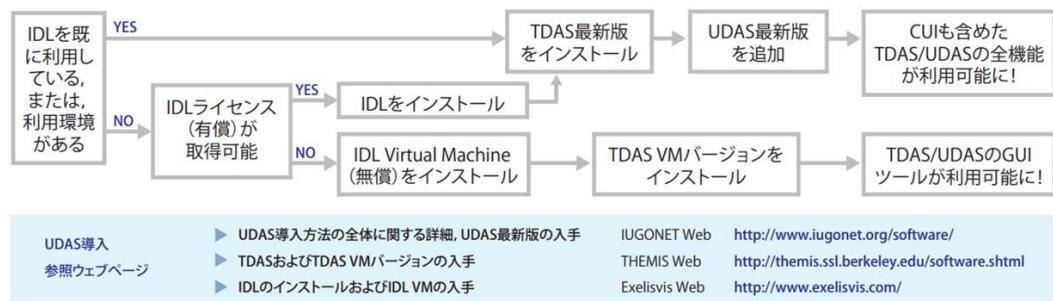


図 5. UDAS 導入までの流れ

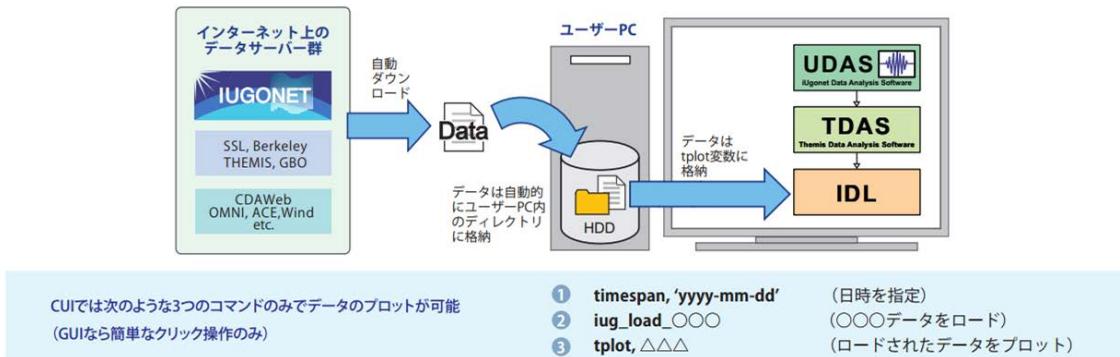


図 6. UDAS を用いた観測データのロードのイメージ

UDAS の最大の特徴は、ユーザーがデータの所在地やデータファイルのフォーマットを気にすることなくデータの自動的にダウンロード、表示や解析することができる点である。図 6 には、UDAS を用いた観測データのロードのイメージ図を示している。この図が示すようにユーザーは、たった 3 つのコマンドを打つことにより、データをダウンロードし、時系列プロットに表示することができる。これにより、SPEDAS でロードできる衛星データも含めた異種データの並列プロットを容易に作成でき、各データ間の相関を一目でみるこ

とができる。現在、IUGONET のホームページから公開されている UDAS v3.00.3 (TDAS v8.00 対応版) で提供している UDAS ロード関数は 25 種目に及んでいる。詳しくは、IUGONET ホームページ(<http://www.iugonet.org/software.html>)を参照されたい。

図 7 には、UDAS を用いた太陽 F10.7[指数、MU レーダーで取得された長期にわたる電離圏・対流圏データの並列プロット例を示す。各パネルのデータがどの大気層を示しているのかをわかりやすくするために、左のパネルに中性大気温度と電子密度高度プロファイルのポンチ絵を示している。図 7 でプロットされているデータの期間は、太陽 11 年活動周期を 2 個半含む 1986 年から 2014 年に至る 28 年間である。この図から一目で太陽活動の影響がどの大気層まではっきり及んでいるかがわかる。

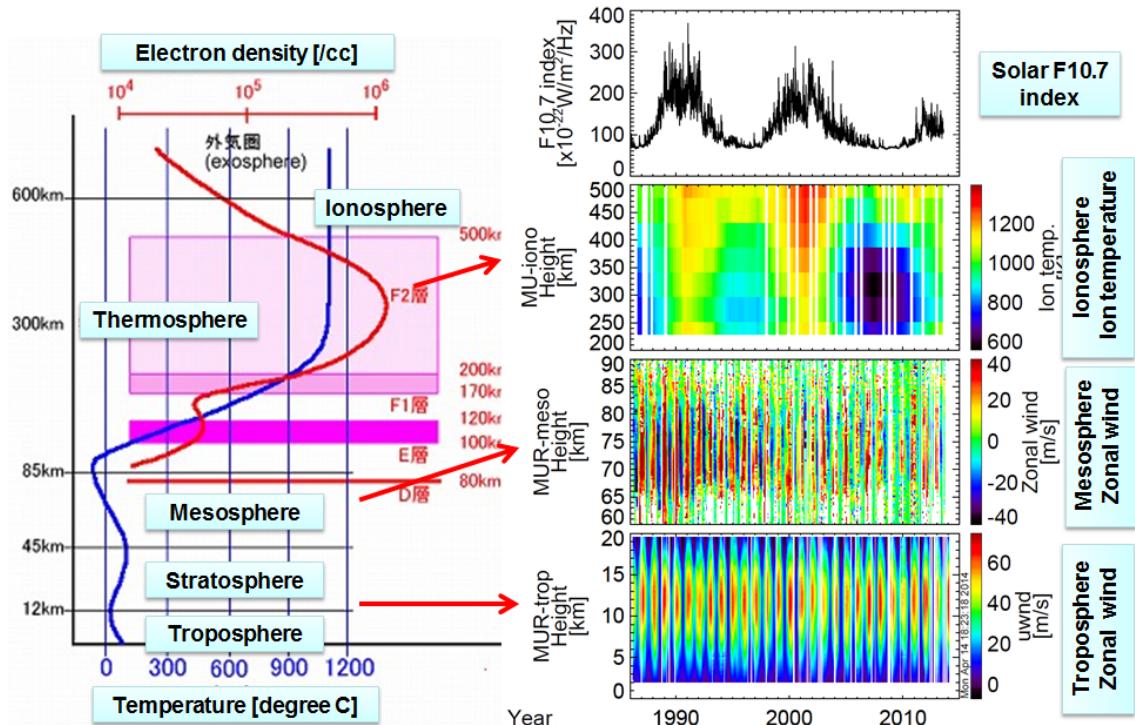


図 7. UDAS を用いた太陽 F10.7[指数、MU レーダーで取得された長期にわたる電離圏・対流圏データの並列プロット。

まとめ

2009 年度から開始された IUGONET プロジェクトでは、横断検索のためのメタデータ・データベース検索システム(<http://search.iugonet.org/iugonet/>)と異種の観測データを一元的に取り扱う解析ソフトウェア(UDAS)を開発してきた。これらの IUGONET プロダクトを利用することにより、異なる分野の太陽地球観測データの取得から解析まで容易に行うことができ、太陽活動と地球温暖化による超高層大気変動の研究を短期間で実施することが可能である。IUGONET プロジェクトの最終年度にあたる 2014 年度では、分野横断研究の推進と UGONET プロダクトの国際的な利活用への拡大を目指している。

南極大型大気レーダーで観測された 冬季中間圏エコーの変動特性

西山尚典¹, 中村卓司¹, 佐藤薫², 堤雅基¹, 佐藤亨³, 西村耕司¹,
高麗正史², 富川春弘¹, 江尻省¹, 津田卓雄¹
[1] 国立極地研究所
[2] 東京大学 大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻
[3] 京都大学 大学院 情報学研究科

Outline

- Introduction
- PANSY: Mesosphere observation
- Results: Statistical characteristics
 - Occurrence
 - Height and time variations
- Conclusion

Polar Atmosphere in Winter

冬季極域大気

太陽放射によるエネルギー輸送
上層からの粒子によるエネルギー輸送
超高层大気
電離気体
/粒子
中層大気上部
中性気体
/液体
子午面循環による物質輸送
(流星起源エアロゾルなど)
下層からの波による運動量・物質輸送
大気運動
高層気象(~30 km)
気象学/気候学
地表

PANSYの観測ターゲット

Polar Mesosphere Winter Echo

✓ Polar Mesosphere Winter Echo (PMWE)

- Mesosphere echo in the polar regions during non-summer period [e.g., Ecklund and Balsley, 1981]
- It is accepted that PMWE is related to turbulence [Czechowsky et al., 1989; Lübken et al., 2006]
- Power: 0.1-1.0 % of that of PMSE.
- Altitude: 60-80 km with no well-defined peak altitude
- Local time: primarily confined to daytime
- Zeller et al. (2006), only one statistical study on PMWE so far
 - mean occurrence rate is only 2.9 % (Total 447.5 h)
- Good correlation to enhancement of electron density in D region due to Solar Proton Event (SPE) [Kirkwood et al., 2002]

OUSY VHF RADAR Andenes 21 Jan 1984
Czechowsky et al., 1989
km
77
70
63
1000 1100 1200 1300 1400 UT

MWE and MSE by MU radar

✓ Seasonal variations of Mesosphere Echo on long time scale

Altitude (km)
Year
MSE
SNR (dB)
MWE (Solar Max)

Temporal-vertical variations of the monthly mean echo intensity observed with the MU radar during 1986-1995.
Kubo et al., [1997]

The PANSY radar

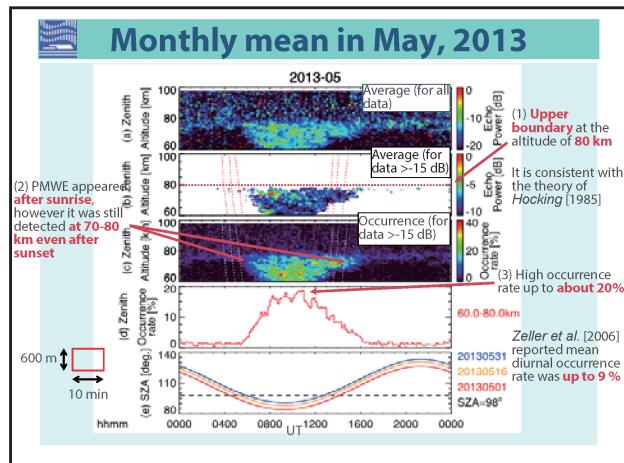
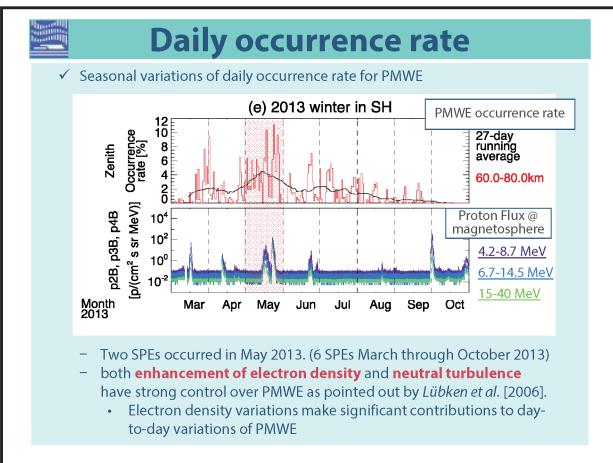
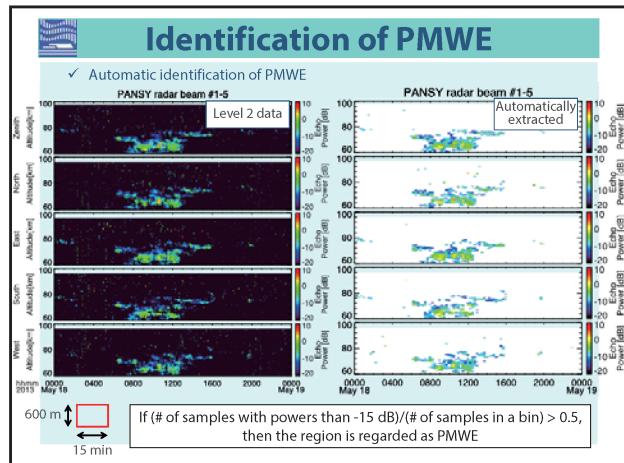
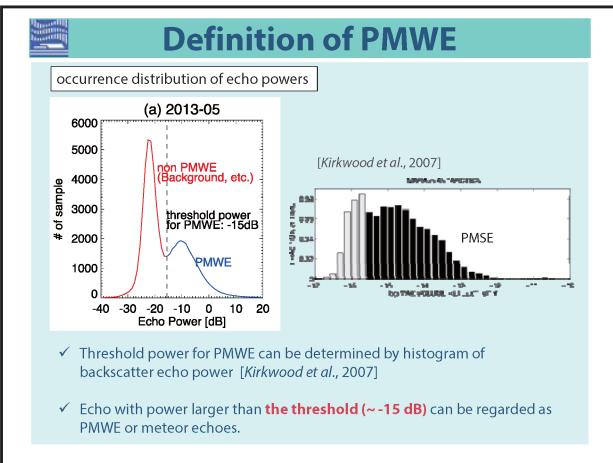
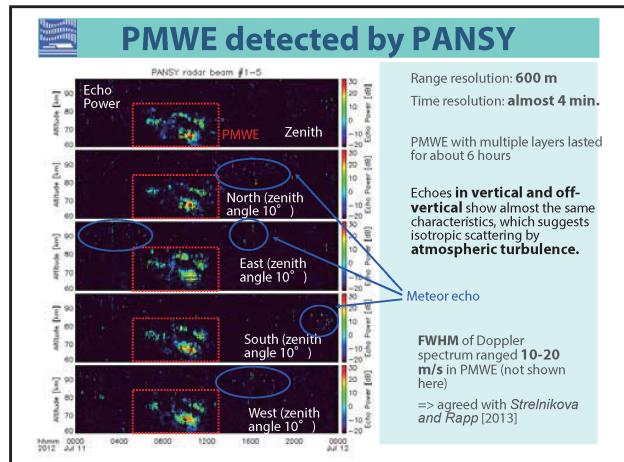
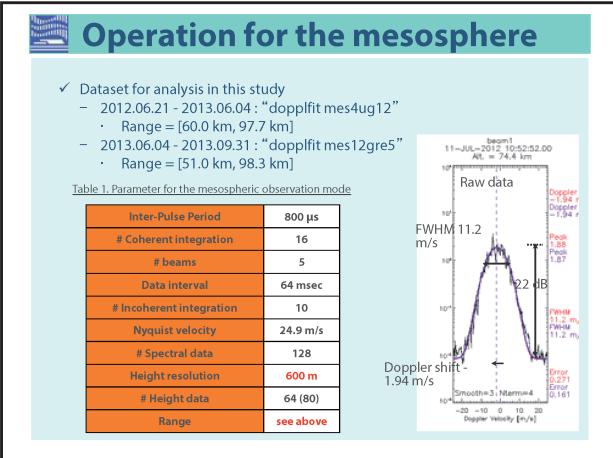
✓ PANSY (Program of the Antarctic Syowa) radar

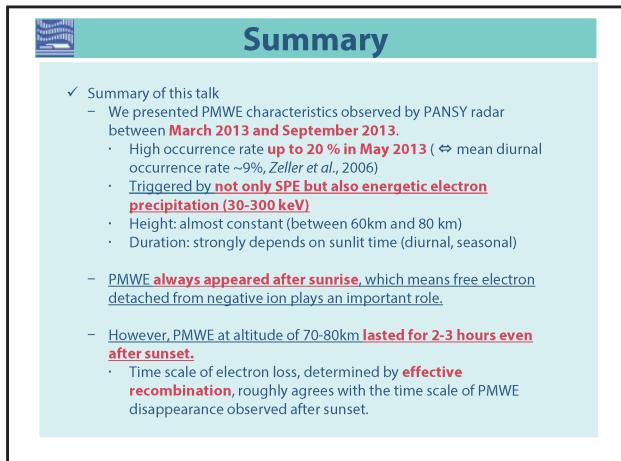
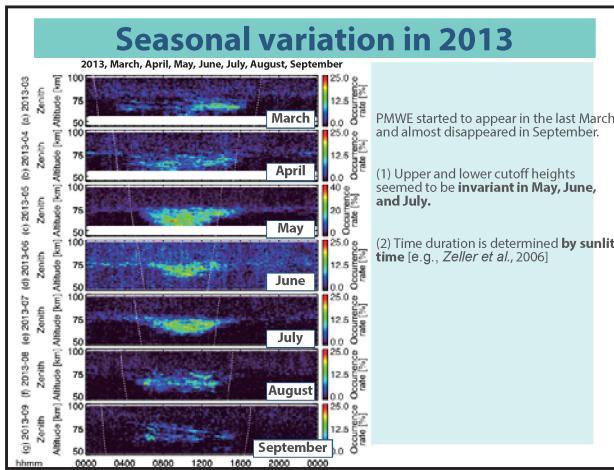
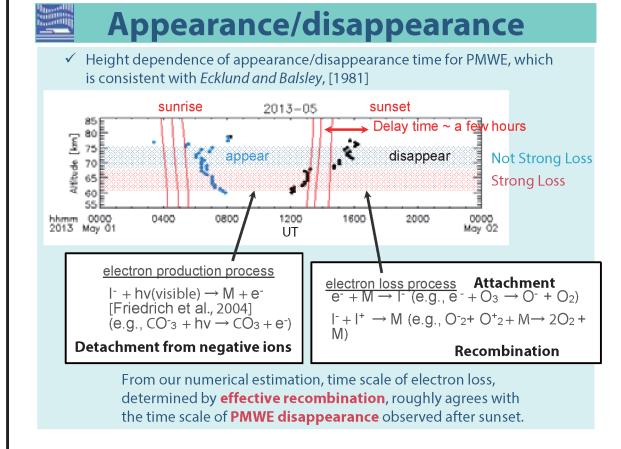
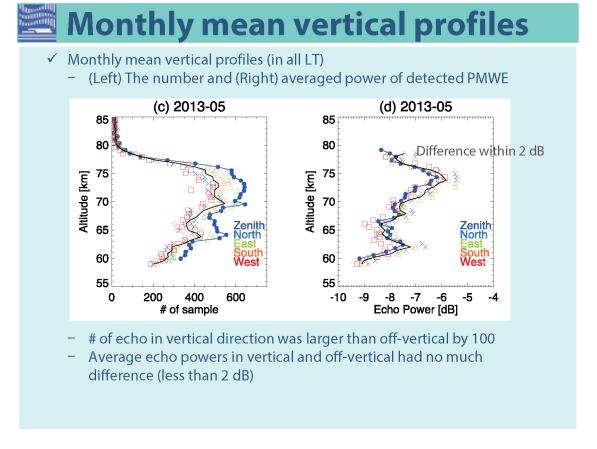
- The largest MST radar in Antarctica
 - being constructed toward full system operation
 - Scientific targets:
 - Tropospheric phenomena
 - Atmospheric gravity waves in MST region
 - PMSE and Polar Mesospheric Clouds (PMC), etc.
 - ... and PMWE
- Please note that only 22% of the total system was available during the period of this study.

Salo et al., [2014]

System	Coherent Pulse Doppler Radar (Active phased array)
Transmitted Frequency / Power	47 MHz / 113 kW (full system 520 kW)
Antenna aperture	3,900 m ² (full system 18,000 m ²)
Antenna	228 (1045) Yagi-antennas with transmitter and receiver modules
Receiver	Multi-channel system composed of 12 (55) groups

Table 1. Specification of PANSY radar





赤道域半年周期振動の年々変動と経度依存性について

大羽田 剛史¹・廣岡 俊彦¹・江口 菜穂²

1:九州大学大学院理学府 2:九州大学大学院応用力学研究所

1. はじめに

熱帯域中層大気には、東西風が半年周期で移り変わる半年周期振動(SAO)が存在し、成層圏界面付近(SSAO)と中間圏(MSAO)に独立した振幅の極大が存在することが知られている(Hirota, 1978; 大羽田、2013など)。SAOは赤道域起源の波動や冬半球起源のプラネタリー波、また夏極から冬極へ向かう子午面流により駆動されると考えられている(Andrews et al, 1987)。以前からロケットゾンデやレーダー観測などの地点データを用いた解析が進められ、近年では高精度の衛星観測技術の発展に伴い成層圏界面付近から下部熱圏にかけての領域についても全球的力学解析が可能となった。本研究では様々なデータの比較を行い熱帯域 SAO の特徴を解明することを目的とする。大羽田他(2013)と同様、主データとして中間圏界面付近まで観測可能な Aura EOS/MLS データを用いるほか、新たに、赤道近傍に設置された MF レーダー、全大気圏統合モデル GAIA のデータを解析に用いた。

本報告では SAO の観測的特徴と成層圏突然昇温により引き起こされる SAO の年々変動、そして中間圏赤道域東西風の経度依存性について述べる。

2. 使用データと解析手法

本研究では Aura EOS/MLS データ、MF レーダー観測、GCM-GAIA によるシミュレーション結果の 3 つのデータを使用する。Aura EOS/MLS データは NASA の Aura 衛星搭載測器 MLS から得られる衛星観測データであり、気温とジオポテンシャル高度データを使用した(大羽田他、2013; 以下 MLS)。高度約 11km~97km の範囲に 42 層あり、緯度は南北それぞれ 80 度まで使用できる。本データは衛星軌道に沿って与えられているので、前後 3 日分のデータを積分することで、経度緯度 $5^\circ \times 5^\circ$ の格子点データを 1 日間隔で作成し、解析に用いた。解析期間は 2004 年 8 月から 2013 年 12 月の約 10 年間である。MLS から帶状平均東西風を求めるために、

CIRA1986 モデルで使用されている傾度風平衡の式(Fleming et al., 1990)を用いる。

MF レーダーのデータは赤道近傍であるインドネシアの Pameungpeuk(107.7E, 7.7S) における観測値を使用した。鉛直範囲は約 70~98km で、MF レーダーの詳細は Rao et al.(2011)に記述されている。

全大気圏統合モデル GAIA は地表面から熱圏・電離圏(約 500km)までの領域を対象とする中性大気と電離大気の相互作用を含めたモデルで、中性大気領域には全球スペクトルモデル (T42: 格子間隔約 2.8 度) の GCM が用いられている。対流圏・成層圏・中間圏の詳細な物理過程は Miyahara et al. (1993)、Miyoshi(1999)に書かれている。10hPa 以下の高度に再解析データ JRA-25 の値をナッジングし、シミュレーションを行っている。

3. 解析結果

3.1 赤道域の概観 -SAO の観測的特徴-

まず MLS から赤道上の風の場に、SAO を含めどのような時間スケールの現象が存在するか知るために、日平均した帶状平均東西風パワースペクトルの高度分布を示す(図 1)。下部成層圏(10hPa 付近)で QBO (準 2 年周期振動) 成分が卓越している。AO

(1 年周期振動) 成分は上部成層圏と中間圏界面付近で大きくなっているが、上部成層圏は中間圏界面付近に比べあまり顕著ではない。また中間圏では短周期成分が大きくなるのに対し、成層圏では長周期成分の寄与が大きい。本研究で注目している SAO 成分は 5hPa 付近よりも上で最も卓越する成分で、0.1hPa 付近と 0.004hPa で極小となっていることがわかる。さらに、中間圏界面(0.001hPa)付近にも SAO のピークが見られる。この SAO を以下 MpSAO と呼ぶ。MpSAO が存在する高度域の東西風については 3.3 節で議論する。

図 2 に日平均した赤道上の帶状平均東西風の高度時間変化とそれにバンドパスフィルターを施し SAO 成分を取り出したものを示す。これらの図から

SSAO と MSAO そして MpSAO が各領域で卓越しており、Hirota(1978)のロケットゾンデを用いた解析結果と同様に SSAO と MSAO は逆位相の関係であることがわかる。また MpSAO は SSAO と同位相で MSAO と逆位相の関係であった。

また SAO 成分振幅の高度緯度分布を描くと、成層圏上層では南半球側に振幅の極大があるのに対し、中部中間圏より上ではほぼ赤道対称となっており、高度により異なる空間構造が見られる(図 3)。成層圏上層の赤道非対称性は、Belmont et al.(1974)で報告されており、Hirota et al.(1983)により、南半球極夜ジェットおよび夏の東風が北半球に比べ強いため赤道対称からずれることが示されている。

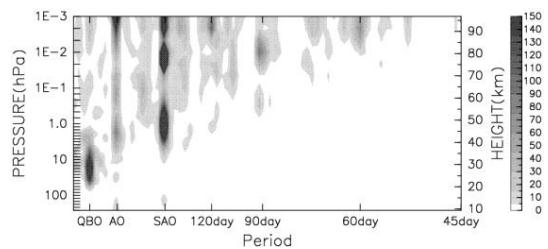


図 1 MLS の日平均した赤道上帯状平均東西風の各周期成分のパワースペクトル。単位は $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ 、縦軸は高度、横軸は周期を表す。

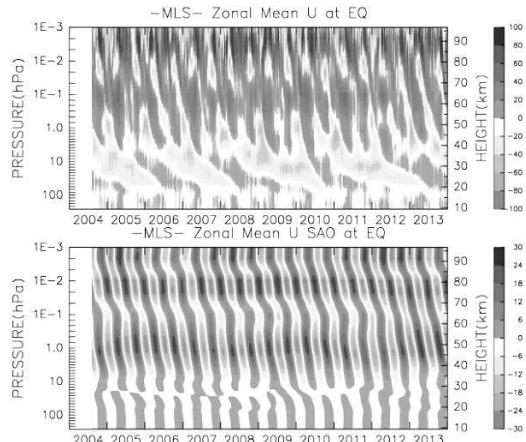


図 2 日平均した赤道上帯状平均東西風(上図)と SAO 成分(下図)の高度時間変化図。

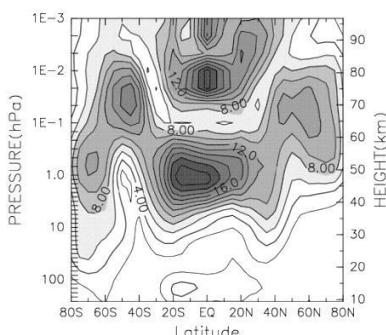


図 3 SAO 成分振幅の高度緯度分布。等値線間隔は 2 m s^{-1} 。縦軸は高度、横軸は緯度を表す。

次に SAO の季節進行について調べた。日々の帶状平均東西風に 31 日移動平均をかけ、解析期間で平均した SSAO と MSAO の気候値的な季節進行を図 4 に示す。またエラーバーは、上下に標準偏差分を取っており、年々変動を大きさの目安である。SSAO は夏至冬至の時期に東風の極大、春分秋分の時期に西風の極大を迎える、図 2 下と同様に MSAO と SSAO は逆位相の関係になっていることがわかる。また SSAO は、北半球冬季の東風が南半球冬季の東風に比べ弱いものの一年を通じて正弦波的に変化しているのに対し、MSAO は西風期間が東風期間に比べ長く非正弦波的な振る舞いである。MSAO は SSAO による上方伝播特性のフィルター効果を受けたケルビン波や重力波により生成されると考えられている(Dunkerton, 1982 など)が、本解析から SSAO のフィルター効果だけでは MSAO の季節進行の特徴を説明できないことがわかる。

図 5 に図 4 と同様の方法で求めた帶状平均東西風の MSAO 高度(0.01 hPa ; 上図)と SSAO 高度(1 hPa ; 下図)の緯度時間断面図を示す。各高度とも SAO が緯度 30 度以内の領域に現れている。SSAO の北半球冬季と南半球冬季の東風位相の振幅の違いは、プラネタリ一波活動により駆動される平均子午面流強度の両半球間の違いにより生じると考えられる。また、図 4 にも見えた MSAO の西風期間が長くなる特徴は、中間圏冬季中高緯度の西風亜熱帯ジェット形成と関連していることもわかるが、詳細なメカニズムは今後の課題である。

ここで、図 4 の SSAO の標準偏差をみると南半球冬季に比べ北半球冬季に大きな値を示している。北半球冬季はプラネタリ一波の活動がより卓越し、成層圏突然昇温(SSW)が生じていることから、SSW と SAO の年々変動との関係を以下に調べる。

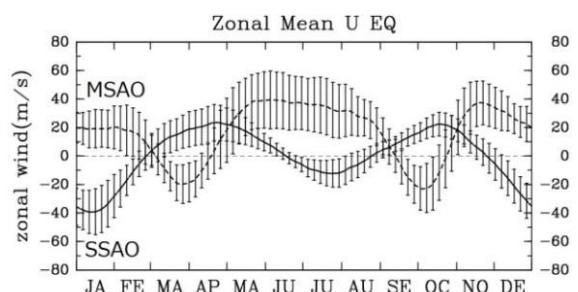


図 4 赤道上における解析期間で平均した SSAO と MSAO の季節進行(実線が SSAO、破線が MSAO、エラーバーは標準偏差で 5 日おきに示している)。

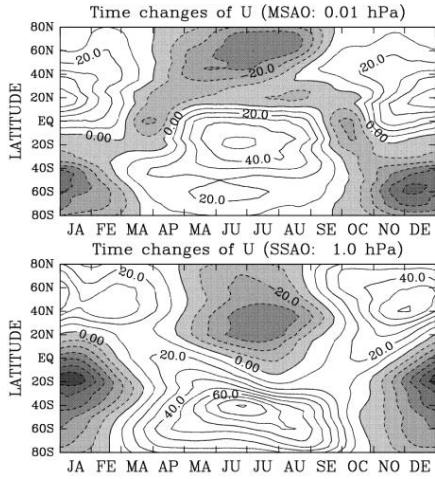


図 5 MSAO 高度(0.01hPa、上図)と SSAO 高度(1hPa、下図)における図 4 と同様の方法で求めた帯状平均東西風の緯度時間断面図(等値線間隔 10 m s^{-1} 、陰影部は東風を表す)。

3.2 SSW により引き起こされる SAO の年々変動

SSW の中でも大昇温が発生した月をカレンダーにまとめたものを表 1 に、その下に SSAO と MSAO の気候的季節進行を示す。SAO と SSW の関係を調べるにあたり、大昇温が 3 月に発生した 2004/05 年、大昇温が発生しない事例 2010/11 年、大昇温が 1 月に発生した 2012/13 年の 3 事例の比較を行った。図 6 に各事例の極域成層圏の気温と東西風、SSAO と MSAO の時間変化を示す。大昇温時は成層圏極域の帯状平均場において気温が数日間のうちに数十度上昇し、平均東西風が西風から東風に移り変わる。2004/05 年と 2012/13 年の事例はそれぞれ 1 月と 3 月に大昇温が発生したことがわかる。極域と赤道域の季節進行を各事例でみると、2004/05 年は大昇温発生時(3 月)の SSAO と MSAO の風速差が他の 2 事例よりも顕著に小さくなっている。2010/11 年では MSAO の変動は SSAO に比べ幾分大きいが、ともに平均的な季節進行で東西風が移り変わっている。1 月に大昇温が発生した 2012/13 年は他の事例の同時期に比べ SSAO の東風と MSAO の西風の変動が大きく増幅していることがわかる。このことから SSW が SAO の東西風の増幅を引き起こしている可能性が考えられる。SSW 時の残差平均子午面流は、極域で上下に分かれ、中間圏に上昇流、成層圏に下降流を形成、低緯度域では上下から集まるように、中間圏に下降流、成層圏に上昇流を形成する。上昇流には断熱冷却、下降流には断熱加熱が起こると考えられる(図 9 参照)。そこで SSW 時の赤道域気温場について 2012/13 年の事例を見ていく。

赤道域は 1 年を通じて気温変動が小さいため、図

4 と同様の方法で求めた平均的な季節進行からの偏差を取ったものを図 7 に示す。この図から大昇温時に中部成層圏で気温が負偏差、下部中間圏では正偏差となり、中部成層圏で降温、下部中間圏では昇温していることがわかる。図 8 に SSW の最盛期に当たる 2013 年 1 月 11 日の気温偏差の高度緯度分布を表す。先ほど述べた SSW 時の昇温と降温の特徴がよく表れている。大昇温が生じた他の事例に関しても、ほぼ同様の特徴がみられた(図省略)。

次に、上記の気温変化と、SAO の振幅変化の関係を考える。ここで赤道上の β 平面における温度風の式は以下のようになる(例えば、Andrews et al, 1987)。

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = -\frac{R}{\beta} \frac{d^2 \bar{T}}{dy^2}$$

この関係式をもとに SSW 時の大循環を考えると、降温する領域では高度と共に東風が強くなり、昇温する領域では高度と共に西風が強くなる。この関係から、SSW 時に極域と赤道を繋ぐ子午面循環が形成されるときは、SSAO 高度域で東風加速、MSAO 高度域で西風加速が生じると考えられる(図 9)。

図 10 に、赤道上における平均的な季節進行からの東西風偏差の高度時間断面図を示す。成層圏界面付近で負偏差、中部中間圏で正偏差となっていることから、成層圏界面付近では西風加速、中部中間圏では東風加速が生じていることがわかる。この時期は、SSAO は東風、MSAO は西風の極大期に当たり、SSW に伴う気温偏差による東西風加速が、SSAO と MSAO の両者の振幅を強めていることがわかる。また SAO の変遷期である 2-3 月に大昇温が起つたときは、東西風の変遷とは逆向きの東西風加速となるため SSAO と MSAO の変遷を弱めることになり、それが 2004/05 年にあらわれたと考えられる。一方で、MSAO の西風加速は SSAO の東風加速に対して遅れて生じていることがわかる。この特徴は他の大昇温の時にも見られた。

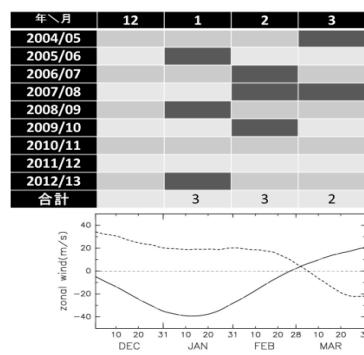


表 1 2004 年 12 月から 2013 年 3 月までの北半球における成層圏突然昇温発生月カレンダー。黒が大昇温の発生した月を表す。下図は北半球冬季における SSAO(実線)と MSAO(破線)の季節進行を表す。

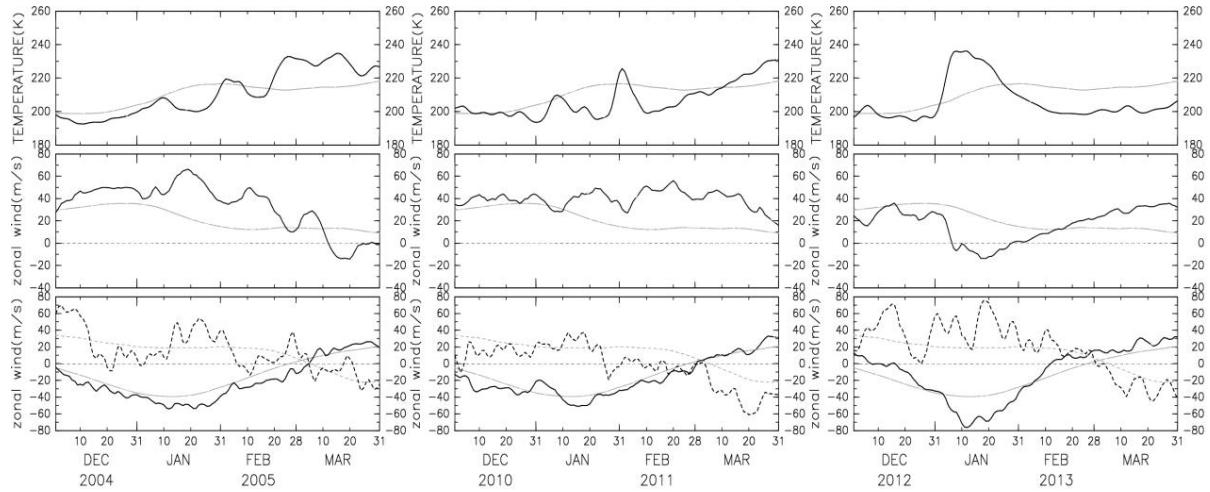


図 6 北半球冬季の極域成層圏の気温・東西風とSSAO・MSAOの時間変化図(左から2004/05年、2010/11年、2012/13年)。上段は北緯80度10hPa面の気温、中段は北緯60度10hPa面の東西風、下段はSSAO(実線)とMSAO(破線)の時間変化を表す。背景線(薄線)は各変数の気候値を表す。

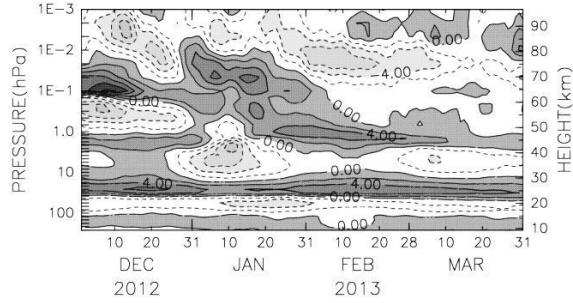


図 7 赤道上における平均的な季節進行からの気温偏差に関する高度時間断面図。等値線間隔は2K、破線部は負偏差を表す。

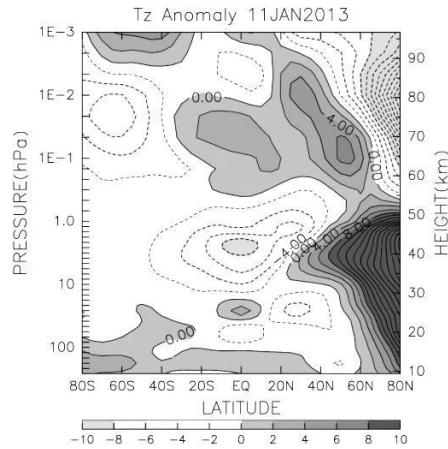


図 8 2013年1月11日における季節進行からの気温偏差の高度緯度分布。等値線間隔は2K、破線部は負偏差を表す。

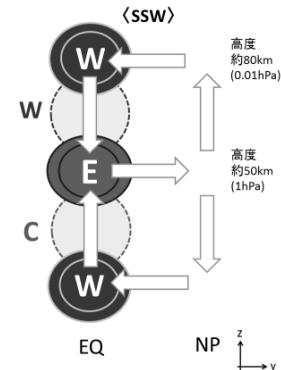


図 9 SSW時の赤道上の気温偏差に伴うSAO増幅の模式図。白字のWは西風加速、Eは東風加速、黒字のWは昇温、Cは降温を表す。

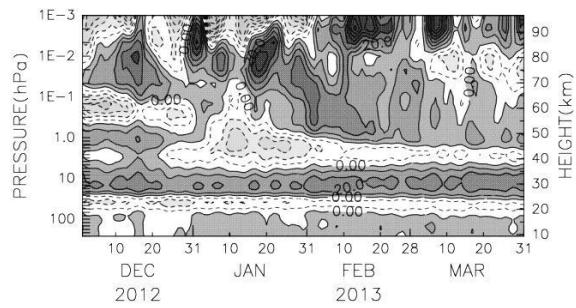


図 10 赤道上における平均的な季節進行からの東西風偏差に関する高度時間断面図。等値線間隔は $10 m s^{-1}$ 、破線部は負偏差を表す。

3.3 中間圏赤道域東西風の経度依存性

最後に MpSAO が存在する高度域の東西風について MLS、MF レーダー、GAIA によるシミュレーション結果の比較を行った。各データの赤道域東西風の季節進行を図 11 に示す。MLS と GAIA は赤道上の帶状平均東西風、MF レーダーは 1 地点の東西風であることに注意し、3 者を比較すると、MLS は高度 85-95km で西風が強く、MF レーダーではその高度では東風が支配的であることがわかる。GAIA には MLS と比べると弱いが、同様に西風があらわれている。図 12 に GAIA の赤道上における日平均帶状平均東西風のパワースペクトル分布を示す。図 1 と比較すると MSAO が非常に弱いことがわかる。このことから GAIA では重力波や赤道波の寄与が重要となる MSAO の再現が不十分であり、中間圏以上の領域において MLS や MF レーダーの比較には向かないと考えられる。

そこで MLS と MF レーダーの比較に焦点を当て、高度 85km 以上において MLS は西風、MF レーダーは東風が卓越する原因について調べた。南緯 7.7 度の緯度帯を 90 度幅ずつ 4 つの領域に分けて平均東西風を計算し、領域ごとに帶状平均東西風からの偏差をとり、解析期間で平均したものを図 13 に示す。東経 90-180 度、西経 90-180 度で平均した東西風(下 2 図)は残りの領域(上 2 図)に比べ東風成分が年間を通じて強いことがわかる。このことから、太平洋域とその近傍は他の領域に比べ東風成分が強く、MF レーダーはそのような領域に設置されていることが原因である可能性がある。

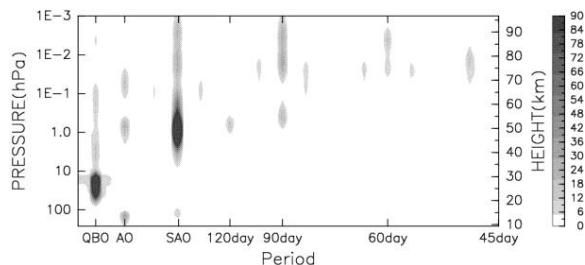


図 12 GAIA の日平均した赤道上帶状平均東西風の各周期成分のパワースペクトル。単位は $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ 、縦軸は高度、横軸は周期を表す。

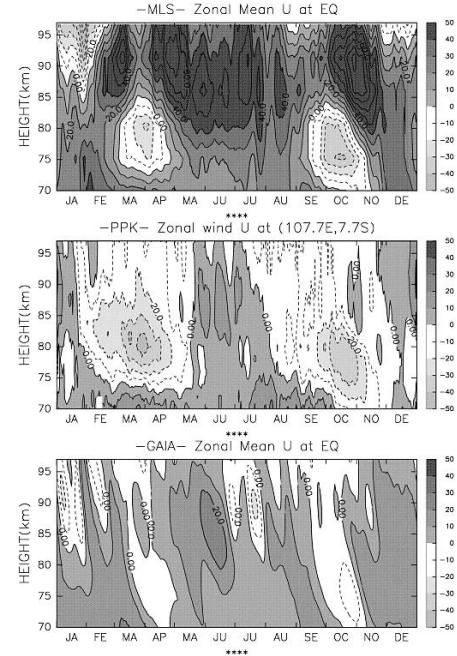


図 11 赤道上の MLS, GAIA の帶状平均東西風、MF レーダーの東西風の季節進行。縦軸は高度、横軸は時間(月)を表す。等値線間隔は 10 m s^{-1} 、破線部は東風を表す。

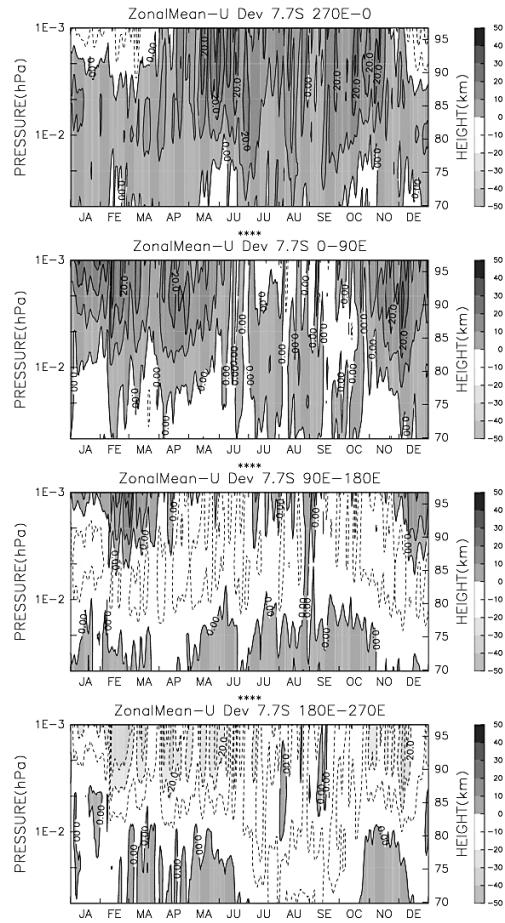


図 13 南緯 7.7 度の経度 90 度幅ごとに求めた東西風について、帶状平均東西風の偏差をとり、解析期間で平均した偏差成分の高度時間断面図。上から西経 0-90 度、東経 0-90 度、東経 90-180 度、西経 90-180 度である。等値線間隔は 10 m s^{-1} 、破線部は東風を表す。

4. まとめ

今回の研究でわかった SAO の特徴をまとめる。まず、SSAO と MSAO は逆位相の関係で、それぞれの空間分布は SSAO が赤道非対称、MSAO は赤道対称であった。MLS から、中間圏界面付近にも SAO 成分が存在し、SSAO と同位相、MSAO とは逆位相で、空間構造は赤道対称であった。季節進行に関しては、SSAO は正弦波的に東西風が移り変わるのに対し、MSAO は非正弦波的で、SSAO のフィルター効果を受けた波動に加え、中間圏冬季中高緯度の西風亜熱帯ジェット形成などが季節進行に寄与している可能性がある。

SSW 生起に伴う残差平均子午面循環の形成により、赤道域中部成層圏の低温偏差と下部中間圏の高温偏差が引き起こされ、それらが赤道域の温度風平衡を通して成層圏界面付近で東風加速、中部中間圏で西風加速をもたらす。このため SSW が SAO 極大期に発生した場合はそれぞれの領域で SAO を強め、SAO 変遷期ではそれぞれの東西風の移り変わりを弱めることがわかった。

上部中間圏赤道域において、MLS の帶状平均東西風は西風が、MF レーダーは東風が卓越しており、上部中間圏赤道域の東西風に経度依存性が存在する可能性が示唆された。太平洋域は他の緯度領域に比べ東風が卓越している可能性がある。

今後は、今回使用した MF レーダーに加え別地点の MF レーダーや流星データと衛星観測データとの比較を行い、中間圏界面付近の SAO を中心に中間圏赤道域東西風の解析を進めていく予定である。

参考文献

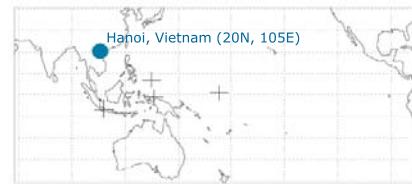
- [1] Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- [2] Andrews, D.G., J.R. Holton and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489pp.
- [3] Belmont, A. D., D. G. Dartt, and G, D, Nastrom (1974). Periodic variations in stratospheric zonal wind from 20 to 65 km, at 80°N to 70°S. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **100**, 203-211.
- [4] Dunkerton, T. J., 1982: Theory of the mesopause semiannual oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2681-2690.
- [5] Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, and M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude. COSPAR International Reference Atmosphere: 1986, Part II: Middle atmosphere models, *Adv. Space Res.*, **10**, 12, 11-59.
- [6] Hirota, I., T. Hirooka and M. Shiotonai, 1983 : Upper stratospheric circulations in the two hemispheres observed by satellites, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 443-454.
- [7] Hirota, I., 1978: Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind, *J. Atmos. Sci.*, **35** 714-722.
- [8] Matsuno, T., 1971: A dynamical model of the stratosphere sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479-1494.
- [9] Miyahara, S., Y. Yoshida, and Y. Miyoshi, 1993: Dynamic coupling between the lower and upper atmosphere by tides and gravity waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **55**, 1039-1053.
- [10] Miyoshi, Y., 1999: Numerical simulation of the 5-day and 16-day waves in the mesopause region. *Earth, Planets and Space*, **51** 763-772.
- [11] Plumb, R. A. and R. C. Bell (1982). A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **108**, 335-352.
- [12] Venkateswara Rao, N., T. Tsuda, S. Gurubaran, Y. Miyoshi, and H. Fujiwara (2011), On the occurrence and variability of the terdiurnal tide in the equatorial mesosphere and lower thermosphere and a comparison with the Kyushu-GCM, *J. Geophys. Res.*, **116** D02117, doi:10.1029/2010JD014529.
- [13] 大羽田剛史他(2013)、EOS/MLS データに基づく成層圏・中間圏における半年周期振動、第 7 回 MU レーダー・赤道大気レーダーシンポジウム報告、90-93.

ベトナム・ハノイのプレモンスーン期下部対流圏に現れるオゾン増大

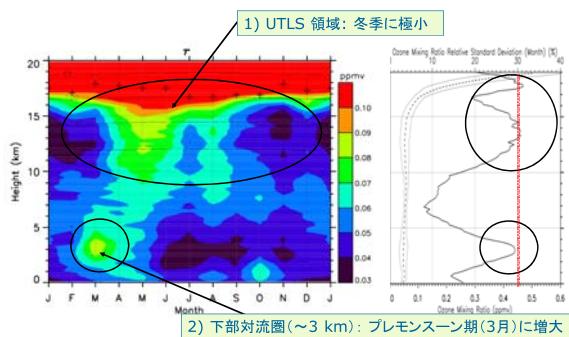
荻野慎也(JAMSTEC・神戸大学)、藤原正智(北海道大学)、野津雅人(極地研・JAMSTEC)、塩谷雅人(京都大学)、長谷部文雄(北海道大学)、松本淳(JAMSTEC・首都大学東京)

背景

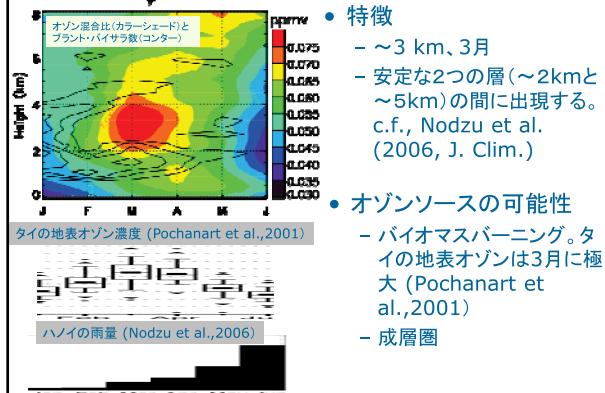
- 対流圏オゾン
 - 温室効果期待
 - 大気汚染物質
 - OHラジカルを生成することで大気化学に強い影響
 - 3次元分布とその時間変動を記述・理解することが重要
- ハノイでのオゾンゾンデ観測
 - 2004年9月～現在（10年間）
 - 毎月1回または2回
 - SOWER (Soundings of Ozone and Water in the Equatorial Region)
 - SHADOZ (Southern Hemisphere ADDitional OZonesondes).



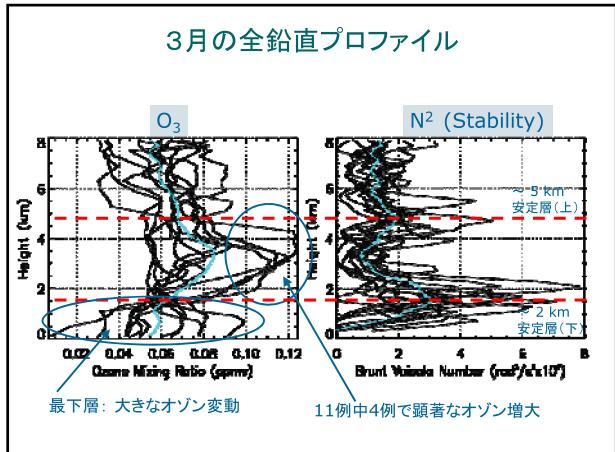
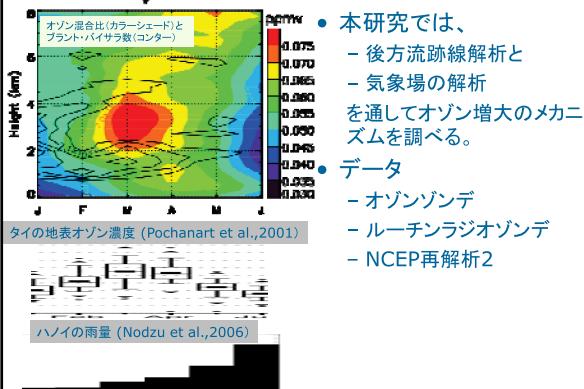
オゾン混合比の7年平均季節変化 Ogino et al., 2013 (JGR)

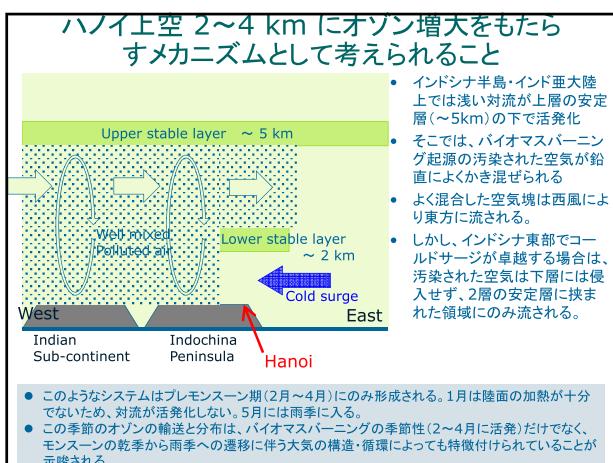
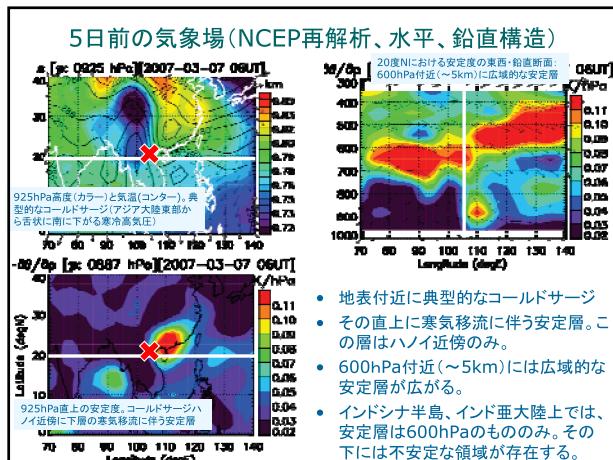
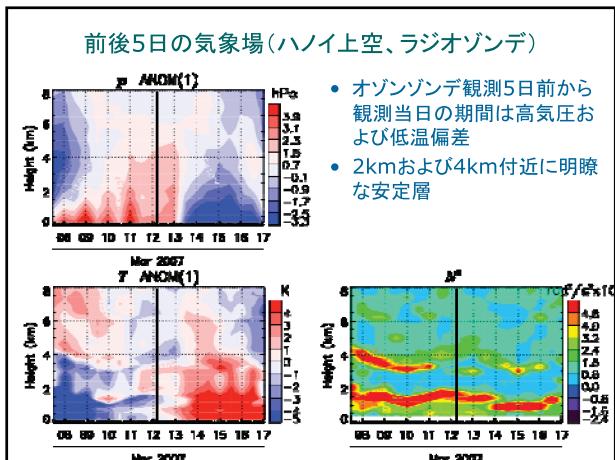
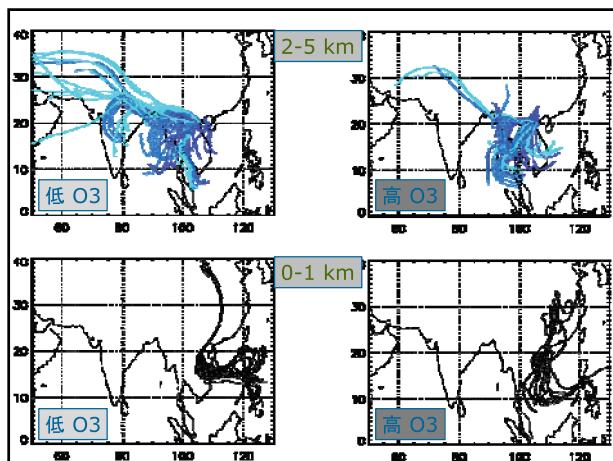
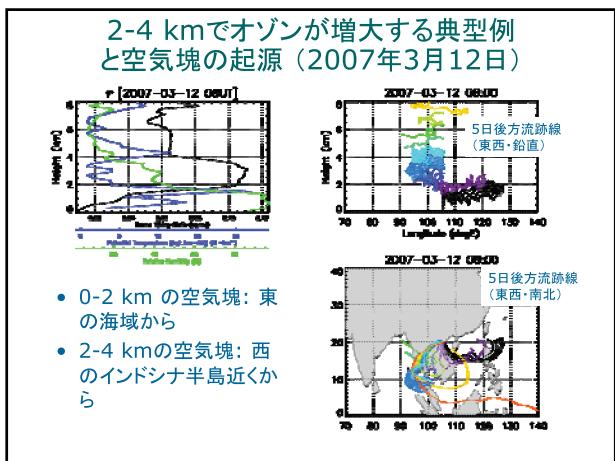


プレモンスーン期のオゾン増大



プレモンスーン期のオゾン増大





まとめ

- ハノイにおける連続的なオゾンゾンデ観測により、3月の下部対流圏(～3 km)高度にオゾンの増大が認められた。
- なぜ～3 kmの高度領域に現れるのか?
 - インドシナ半島領域では乾燥対流に伴い高度5km付近の広域的な安定層高度まで汚染大気が良好混合されるものと考えられる。
 - ハノイ近傍ではコールドサージに伴い2km以下の領域に低濃度のオゾンが流入するため、その上の2～4kmの高度領域でのみ、高濃度のオゾンが観測されている可能性がある。
- なぜ3月に現れるのか?
 - 同時期にインドシナ半島領域でバイオマスバーニングが活発化することに加え、上述のようなプレモンスーン期特有の大気構造と循環が顕著になるためと考えられる。

Rainfall-Driven Diurnal Cycle of Ciliwung River: Overview and Future Prospect

Reni SULISTYOWATI^{1, 2}, Ratih Indri HAPSARI³, Fadli SYAMSUDIN¹, Shuichi MORI⁴,
Satoru T. OISHI¹ and Manabu D. YAMANAKA^{1,2,4}

(¹BPPT, ²Kobe U, ³State Polytechnic of Malang, ⁴JAMSTEC)

1. Introduction

Jakarta, the capital city of Indonesia, is now expanded as Great Jakarta or JABODETABEK (Jakarta, Bogor, Depok, Tangerang, and Bekasi) area. Jakarta is located in a lowland area at an average altitude of 2.4 m ASL (Fig. 1), and has rivers such as Ciliwung flown from mountainous areas in the southern side. This area has lost both lives and properties by flood events increasing recently, in 1996, 2002, 2007, 2008, 2010, 2011 and 2013. Among them floods in 1996, 2002, 2007 and 2013 occurred in very broad regions in the central city and made many damages.

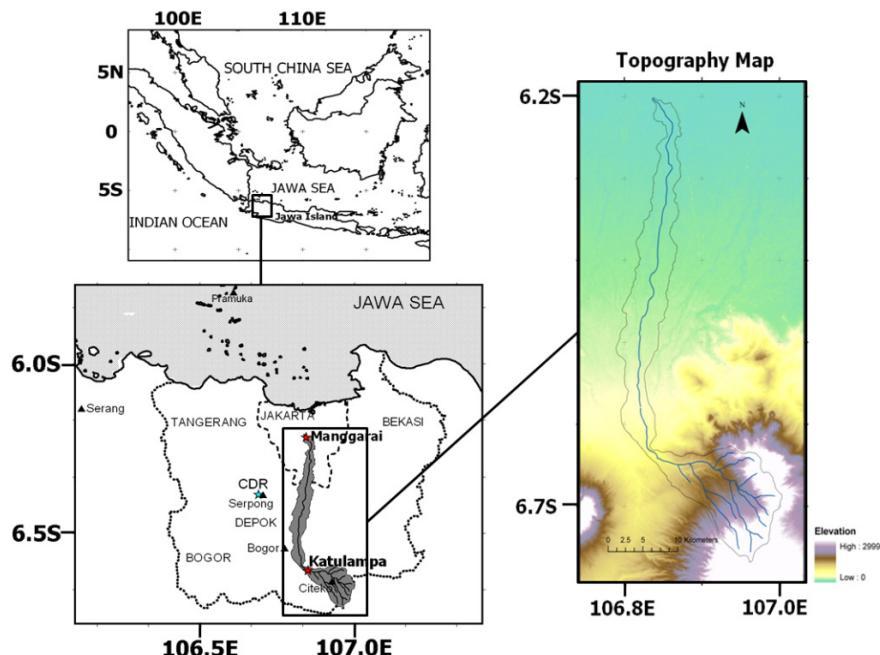


Figure 1. The topography map of Ciliwung River basin.

Our previous study (Sulistyowati et al., 2014) has found that the water level of Ciliwung River has persistent and systematic diurnal cycle pattern with an amplitude of 0.05 m caused probably by diurnal cycle of rainfall over Ciliwung River basin (6.2–6.8°S, 106.8–107.0°E). This diurnal cycle pattern observed there is free from the artificial water control as well as oceanic and global atmospheric tide. Figure 1 has shown that the Ciliwung River has narrow watersheds and steep slopes in its upstream to middle reaches (the length and catchment area are 97 km and 476 km², respectively), where runoff is very low because of the small recharge area, when extreme rainfall within even a short period in the upstream area usually leads to flooding downstream because rainwater in a narrow watershed flows into the river all at once (Tachikawa et al., 2004).

There are some studies on Jakarta flood using lumped and conceptual models (Farid et al., 2011; Santikayasa, 2006), and using a distributed hydrological (BTOPMC) model

(Hapsari et al., 2013). However, they were too limited to discuss the diurnal cycles of rainfall and water level. This paper introduces the first application of an advanced distributed hydrological (CDRMV3) model to the Ciliwung River basin. A simulation of diurnal cycle rainfall using CDRMV3 model for the first time during HARIMAU IOP2010 has been shown as well as the preliminary results and future prospect on Jakarta flood 2013.

2. Research method

2.1. Distributed hydrological model

The Cell Distributed Rainfall Runoff Model Version 3 (CDRMV3) is a distributed runoff model, which is suitable for un-gauged basin or poor information basins, because this model has ability to define model parameter values with spatially distributed data such as radar rainfall data, topographic data, land-use data, and remote sensing imagery (Kojima et al., 2003; Kojima et al., 2007; Hapsari et al., 2012).

The total discharge from a grid-cell per unit width q is calculated by summing the subsurface and surface flow and represented by the following single set of stage–discharge relationships (Tachikawa et al., 2004), as follows:

$$q = \begin{cases} v_m d_m \left(\frac{h}{d_m} \right)^\beta, & 0 \leq h \leq d_m \quad (\text{capillary subsurface flow}) \\ v_m d_m + v_a (h - d_m), & d_m < h \leq d_a \quad (\text{non-capillary subsurface flow}) \\ v_m d_m + v_a (h - d_m) + \frac{\sqrt{i}}{n} (h - d_a)^m, & d_a < h \quad (\text{surface flow}) \end{cases}$$

where:

- q : Discharge
- v_a : Average velocity in the non-capillary pore
- v_m : Average velocity in the capillary pore
- d_a : Depth of non-capillary subsurface flow
- d_m : Depth of capillary subsurface flow
- h : Water depth

The governing equation of the model is for the flow rate of each grid-cell will calculate using the continuity equation, as follows:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = r(t) \cos \theta$$

where:

- x : Horizontal distance from upstream
- t : Time
- θ : Slope
- r : Net rainfall intensity

The CDRMV3 model can describes the surface and subsurface flow using one-dimensional kinematic wave equations corresponding to stage-discharge relationship, the surface flow occurs if the water level is higher than total soil depth. This model has capability to simulate both short-term and continuous event and suited to estimate high flow of a single

event in relatively short river (Kim et al., 2008; Apip et al., 2011).

2.2. Observation data

We have carried out intense observations mainly for meteorological parameters. Hydrological observations have been still limited, thus it is needed to use a numerical model for discussing the hydrological processes.

Radar rainfall data at 2-km CAPPI data has been used for model input and drainage paths have been produced based on the 1-km DEM (Digital Elevation Model) data from SRTM (Shuttle Radar Topography Mission) [http://dds.cr.usgs.gov/srtm/version2_1/SRTM30/]. We used 15-min discharge data from Manggarai Station in the downstream of Ciliwung River for model validation.

The model needs the equivalent roughness of each land use category. The Ciliwung River basin is classified into nine land-use classes based on Ministry of Forestry, Indonesia, such as paddy, field, orchard, forest, wilds, urban, water body, swamp, and river.

3. Results and discussions

The water budget between a river and sea breeze may be considered approximately. If this balance could hold every day, the water vapour transported by sea breeze from ocean to land during day time should be equal to the evening rain in the mountain side, which might provide an increase of river water transport immediately. However, actually due to hydrological processes, the water cycle has a time lag and the water budget cannot be closed within a day.

The hydrograph at Manggarai station has been simulated by the CDRMV3 model using spatially distributed CDR rainfall observation data over the Ciliwung River basin. A result of simulation throughout the one month observation period (18 January – 15 February 2010) is shown in Fig. 2. The diurnal-cycle rainfall (involved in the CDR data) produces the diurnal cycle of water level, but the latter periodicity is not as clear as appeared in the observation. Another simulation during flood events for the last few days (13 – 15 February) has produced a better result as shown. This may be due to an effect of rainfall accumulation.

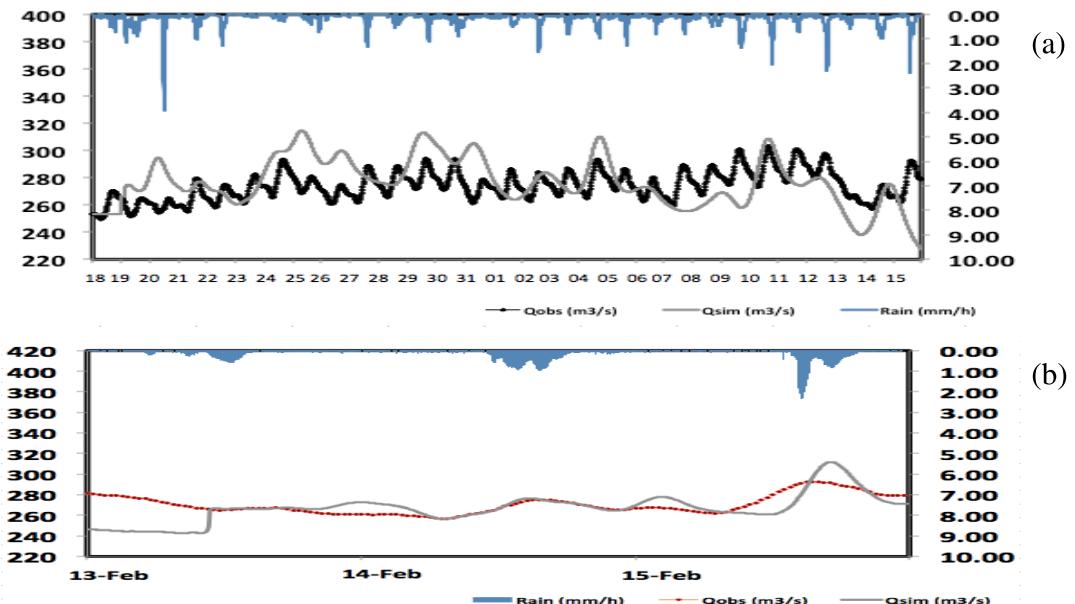


Figure 2. (a) Observed and simulated hydrographs on 18 January - 15 February 2010, and (b) the latter period of HARIMAU2010 IOP (13 - 15 February 2010).

The diurnal cycles of the water level in this study have response to the diurnal cycle rainfall described previously. The simulation results of Ciliwung River from the diurnal-cycle rainfalls may be dependent largely on hydrological parameters such as effective porosity, soil depth, roughness coefficient of river and urban, gravity water permeability and runoff rate.

We noted that the meridional migration of the rainfall area with the diurnal cycle was almost parallel to the flow direction of the Ciliwung River, which may provide massive amounts of water in a broader area of the river basin and cause an increased water level in the downstream on the following day. The Jakarta area is more hazardous to flooding when rainfall migrates continuously from the mountains to the coast (northward), as occurred during the flood in 2007 (Wu et al., 2007). During the current observational period, smaller but similar flood events occurred on 10 and 13 February.

4. Conclusion and future prospect

As mentioned in the previous section, when the rainfall area (cloud) migrates with a sea-land breeze circulation roughly parallel to the river flow, the total amount of diurnal rainfall over the river basin is increased, but the diurnal cycle of river water is not significantly changed. In the case of the serious floods of 2007 and 2013, water level data of the Ciliwung River indicated a rise of about 20 times (2 m) after the peaks of rainfall in the diurnal cycle reported here. Figure 3 shown a flood event in 2013 (~2.5 m at its maximum amplitude) occurred in a different phase of the diurnal-cycle of cloud migration (from sea to land in the morning), which interacted with the intraseasonal variation (Wu et al., 2013).

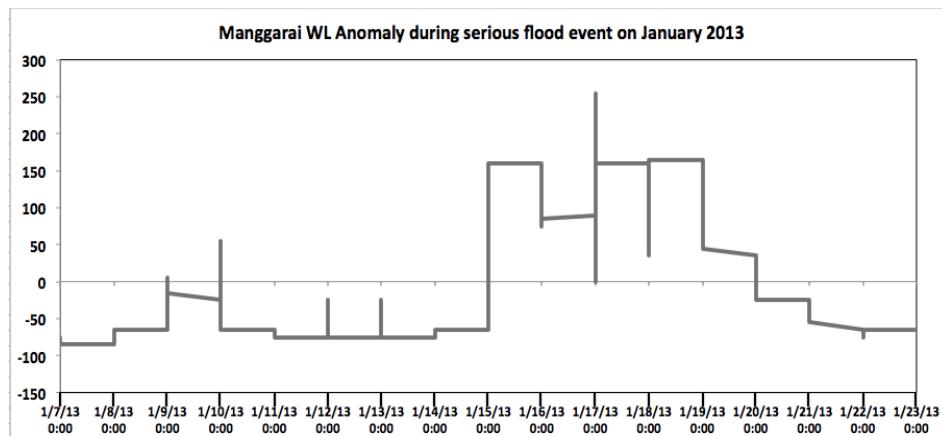


Figure 3. The water level anomaly during serious flood event on 2013 at Manggarai Station, water level increase about 2.5 at maximum amplitude.

Hapsari et al. (2013) mentioned that during flood event on 2013, the extreme rainfall occurred about 5-days with the maximum daily was 140 mm/day (January 17) and hourly rainfall was 18 mm/hour (January 17 18:00 LT). At Manggarai, the increasing of water level occurred from January 15 (01:00 LT) to January 20 or about 5 days, peak discharge was 386.52 m³/s (January 17 10:00 LT). But the detail characteristic of rainfall during 2013 has not been studied.

To understand the meteorological and hydrological characteristics of the flood event in 2013 is very important for the flood disaster mitigation. For the future study, analyzing the detail characteristic of the diurnal-cycle rainfall over Jakarta region and applying the distributed hydrological model (CDRMV3) for Ciliwung River basin should be done for flood monitoring and prediction.

The results of this study can be applied surely for many places over the Indonesian maritime continent. In Jakarta area, the National Disaster Prevention Agency (BNPB) is

starting to use the real-time rainfall observations by the CDR. In future some hydrologic measurements will be applied in real time to a hydrological distributed model as studied here, and simulated results will be used for preventing/decreasing flood disasters. This part will be improved also by the knowledge on tropical hydrological processes such as the diurnal cycle of Cliwung River obtained in this study.

References

- Apip, T. Sayama, S. Tachikawa& K. Takara, 2011: Spatial lumping of a distributed rainfall-sediment-runoff model and its effective lumping scale. *Hydrol. Process.*, **26**, Issue 6, 855-871, DOI: 10.1002/hyp.8300.
- Farid, M., Mano, A., Udo, K. (2011): Modeling flood runoff response to land cover change with rainfall spatial distribution in urbanized catchment, Annual J. of Hydraulic Eng-JSCE, Vol. 55.
- Hapsari, R. I., S. T. Oishi and K. Sunada, 2012: Ensemble flood prediction by cascading the uncertainty from rainfall to runoff short-term prediction. *J. Japan Soc. Civil Eng., Ser. B1 (Hydraulic Engineering)*, **68**(4), I139-I144.
- Hapsari, R. I., S. T. Oishi, S. Wahyuni, D. Sisinggih, R. Sulistyowati, 2013: Hydrological characteristic and simulation of the Jakarta 2013 flood, Indonesia. MSD.
- Kim, S., Y. Tachikawa and K. Takara, 2006: Flood forecasting system using weather radar and a distributed hydrological model. *Ann. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, **49B**, 55-65.
- Kojima, T., and K. Takara, 2003: A grid-cell based distributed flood runoff model and its performance. *IAHS Publ.*,**282**, 234-240.
- Kojima, T., K. Takara and Y. Tachikawa, 2007: A distributed runoff model for flood prediction in ungauged basins. *IAHS Publ.*, **309**, 267-274.
- Santikayasa, I. P., 2006: Modeling of flood for land use management (case study of Ciliwung Watershed), Bogor Agriculture University Thesis.
- Sulistiyowati, R., R. I. Hapsari, F. Syamsudin, S. Mori, S. T. Oishi and M. D. Yamanaka, 2014: Rainfall-driven Diurnal Variations of Water Level in the Ciliwung River, West Java, Indonesia. *SOLA*, **10**, 141-144.
- Tachikawa, Y., R. James, K. Abdullah and M. Nor (eds), 2004: Catalogue of Rivers for Southeast Asia and The Pacific: Volume V., UNESCO-IHP Regional Steering Committee for Southeast Asia and the Pacific, Kyoto, pp. 31-44.
- Wu, P.-M., M. Hara, H. Fudeyasu, M. D. Yamanaka, J. Matsumoto, F. Syamsudin, R. Sulistyowati and Y. S. Djajadihardja, 2007: The impact of trans-equatorial monsoon flow on the formation of repeated torrential rains over Java Island. *SOLA*, **3**, 93-96.
- Wu, P.-M., A. A. Arbain, S. Mori, Hamada J.-I., M. Hattori, F. Syamsudin and M. D. Yamanaka, 2013: The effects of an active phase of the Madden-Julian oscillation on the extreme precipitation event over western Jawa Island in January 2013. *SOLA*, **9**, 79-8.

赤道域における Ku 帯衛星回線の降雨減衰 継続時間と降水雲分布の関係について

前川泰之・竹本圭吾・田間章宏・柴垣佳明(大阪電気通信大学)

1. はじめに

10GHz 以上の電波を用いる衛星回線では大気中の降水雲の影響が無視できず、特に東南アジアのような多雨地域での降雨時の減衰は回線の運用上問題となる。大阪電気通信大学では 2003 年より京都大学生存圏研究所(RISH、宇治市)の赤道大気レーダー(EAR、インドネシア西スマトラ州)共同利用により、赤道域における Ku 帯衛星通信上下回線(14/12GHz、スーパーバードC)の降雨減衰測定を行ってきた。そして今回観測した赤道域だが、ここでは日照時間が長く、そのため気温が高く上昇気流が生じている。そして上昇気流の影響で積乱雲が発生し雨量が多い。また、赤道域は雨季と乾季の年変化が存在する。本研究では、EAR 観測所に設置されている X 帯気象レーダを用い、Ku 帯衛星回線の降雨減衰特性と降水雲分布の関係[1]をさらに詳しく検討したので報告する。

2. 解析方法

本研究では、島根大学が EAR に設置して観測している X 帯気象レーダ水平面内エコー分布図を用い、雨域の大きさと移動方向を求め、雨域の移動距離・速度・降雨減衰継続時間を求めた。これらのデータを乾季においては 2004~2006 年、雨季については 2005~2006 年の期間について月毎あるいは年毎の特徴的な値について検討を行った。

まず乾季については、図 1 に示す様な衛星回線受信レベルデータのグラフから降雨減衰が発生している時間を見つける。続いて MATLAB 上にてその時間帯の EAR による対流圈、成層圏標準観測の風速風向データを解析する。そして図 2 に示す様な X 帯気象レーダのレーダエコー画像と比較し、風向風速データと比較した。MATLAB にて解析するときは次式(1)、(2)を用いる。ここで、 $avel$ 、 $ave2$ 、 $ave3$ は EAR による降雨事象中の東西、南北、鉛直風の平均値である。

$$\theta = 90 - \tan^{-1}(ave2 / avel) \times (180 / \pi) \quad [deg] \quad (1)$$

$$V = \sqrt{(avel)^2 + (ave2)^2 + (ave3)^2} \quad [m/s] \quad (2)$$

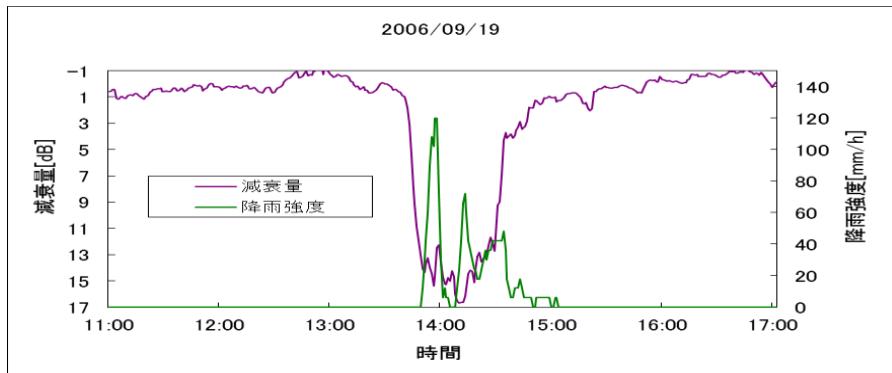


図1. 2006 年 9 月 19 日の 1 分降雨強度間のグラフ

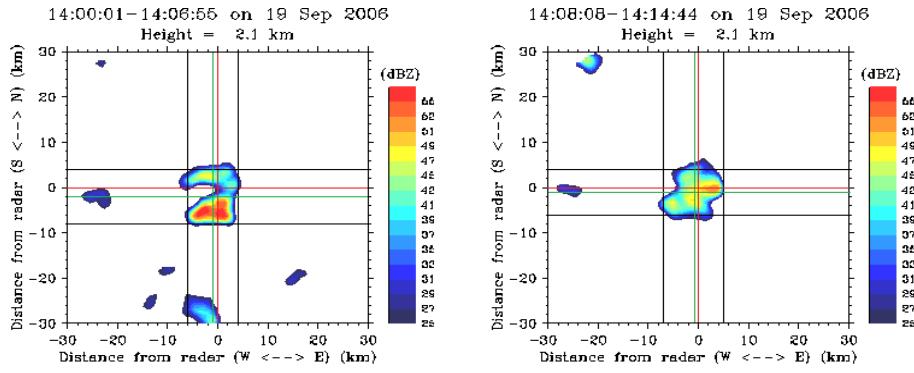


図2. 2006年9月19日(乾季)の14時00分から14時08分のエコー画像

図2の水平分布は約8分間隔で得られたエコー画像を用いて描いている。緑線の交点が表す移動方向や移動距離を測定することで、計算により雲自体の移動方向や移動速度を推測した。

続いて雨季については、こちらも乾季と同様、エコー画像から雨域の大きさと移動方向を求め、そこから移動距離・速度・降雨減衰継続時間を求めた。計算に用いた画像を図3に示す。

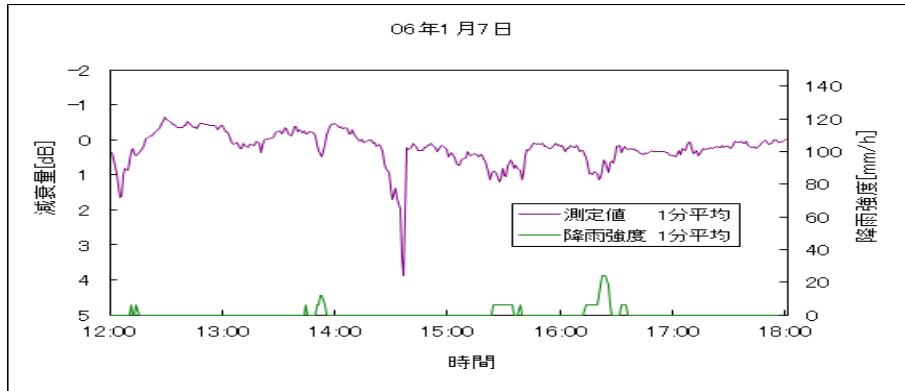


図3. 2006年1月7日の1分間隔降雨減衰量のグラフ

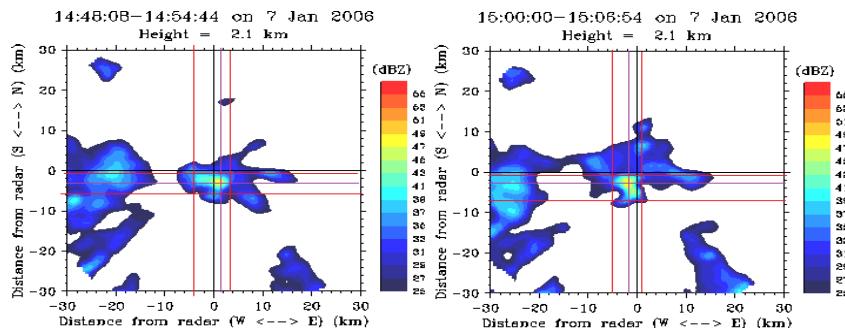


図4. 2006年1月7日(雨季) 14時48分から15時00分のエコー画像

そして図4のエコー画像から計算を行った結果、EAR上空を通過する距離は4.08km、速度は5.730m/sで角度は-73°(287°)、降水の継続時間は約15分となった。このときの(1),(2)式で求められた衛星回線で測定された降雨減衰と降雨強度の時間変化を図3に示す。同様に14時30分頃から約20分程度降雨減衰が発生していることが分る。

3. 解析結果

乾季において、降雨減衰が発生している時間帯は、図1を見たとき 14:00頃に最大 17dB の減衰が発生し 100m/h を超える降雨強度が発生していることが分かる。また、降雨減衰が続いている時間はおよそ 80 分程度だとわかる。また、図3では雲の大きさが約 10km となっており、降雨減衰継続時間を計算すると 89.3 分となる。この数値と図 1 から読み取れる降雨減衰継続時間を比較した場合、近い値となっている。次に MATLAB により得られたデータと計算による降水雲のデータを表にし、比較したものを表1に示す。

表 1. 風と降水雲のデータ比較

	降水雲	2-3km	6-7km
速度[m/s]	2.1	3.8	7.9
方向[deg.]	0	68.1	-7.2

高度 2.1km に位置する降水雲と、高度 2-3km の位置における風のデータを比較して言えることは、降水雲は水分を多量に含むために風速よりも移動速度が遅く、移動方向は北向き 0 度で反時計回りを基準として、北方向となっている。この時の風向を見ると 68.1 度で、西寄りに吹く北向きの風である。このことから、降水雲の移動方向が風向に影響されていることも分かる。さらに高度が大きいデータを見ると、風速が速くなっていることが分かった。

次に、雨季における 2005 年から 2006 年の間に求めた 10 分間のレーダエコー画像の移動距離、速度、および推定される減衰継続時間を月別、年別に平均した結果を表2と表3にそれぞれ示す。また、表4に 2006 年 1 月 7 日における EAR で測定された高度別の風速と風向を示す。これらより、比較的移動速度が遅い傾向が見られる。そして 3 月、4 月に着目すると他月に比べ継続時間が長い傾向が確認できた。また、EAR 局のデータより、高度が高くなるにつれ、速度が速くなる傾向が見られた。

表2. 2005 年雨季平均

	距離[km]	速度[m/s]	継続時間[分]
2 月平均	1.77	3.350	30.3
3 月平均	2.34	4.985	52.5
4 月平均	1.66	3.549	53.2
11 月平均	2.59	5.064	30.5
12 月平均	2.73	5.477	30.1
2005 年平均	2.22	4.485	39.3

表3. 2006 年雨季平均

	距離[km]	速度[m/s]	継続時間[分]
1 月平均	4.34	6.811	18.0
2 月平均	5.85	12.000	27.8
3 月平均	1.67	3.376	118.1
4 月平均	1.86	3.819	39.8
2006 年平均	2.08	5.578	62.3

表4. 2006年1月7日EAR局の高度別の風速と風向

高度	2–3km	6–7km	10–11km
風速[m/s]	5.8297	7.1149	12.1741
風向[角度]	213.0122	-45.8782	-70.0413

4. おわりに

乾季において、降雨減衰継続時間のデータの分布からは、降雨減衰の発生継続時間はほぼ降水雲の移動速度で決まるものの、降雨減衰量には降水雲の移動速度の他にもさらに多くの要因が関係していることが示された。また、雨季においては、今赤道域では温帯に比べ、雨域移動速度が小さく降雨減衰継続時間が長くなることが、X帯気象レーダ観測とEARによる上空の風速測定によって確かめることが出来た。また、月別の傾向についても確認することが出来た。これからはこれらのデータを合わせ、1年間のデータを比較し検討を行いさらなる関係性を調べる必要がある。

謝辞

研究にご協力頂いた京都大学生存圏研究所並びに赤道大気レーダーの関係者に感謝致します。また、X帯のレーダデータのご提供を頂いた島根大学の研究グループに感謝致します。

参考文献

- [1] 前川、竹本、田間、柴垣、信学技報、AP2014-29、沖縄産業支援センター、2014.

EAR および BLR 観測から推定した雨滴粒径分布鉛直プロファイルに基づく対流活動不活発時における降雨の特徴

下舞豊志¹・古津年章¹, 藤原亮², 橋口浩之³

(¹ 島根大学大学院総合理工学研究科, ² 島根大学総合理工学部(現在: 王子製紙),

³ 京都大学生存圏研究所)

1 はじめに

降水レーダーを用いた降雨観測において、直接測定できるレーダー反射因子 Z から降雨強度 R を推定するために、 $Z - R$ 関係と呼ばれる関係を用いる方法が広く用いられている。ところがこの $Z - R$ 関係には、降雨特性に影響する雨滴粒径分布(DSD) の影響を大きく受けることが知られている。我々は、EAR および BLR 観測から、上空の DSD を精度良く推定する方法を開発し、プログラムの改良を行いつつ観測結果の解析を進めてきた。今回は降雨活動不活発時における観測データから得られた DSD の特徴について報告する。

2 EAR および BLR を用いた上空の雨滴粒径分布推定法

本研究では、EAR および BLR で観測されたドップラースペクトルをモデル関数で表現し、その関数が観測スペクトルに適合するように各パラメーターを非線形最小二乗法によって決定して、DSD 推定を行う。ここで、VHF 帯を用いる EAR は大気乱流に対する感度が高く、雨滴に対する感度が低いことと、L 帯を用いる BLR が雨滴に対する感度が高いことを利用して、この 2 つのレーダーによる観測スペクトルを組み合わせて DSD の推定を行う。

まず、EAR 観測スペクトルから、大気乱流をガウス分布を用いてモデル化し、鉛直流とその分散、およびノイズレベル推定を行う。次に、BLR 観測スペクトルにガンマモデルを用いた DSD と EAR 観測から得られた乱流パラメーターを用いて、DSD パラメーターのフィッティングを行う(古津他, 2007; 浅越他, 2011)。

3 観測データ

本研究では、CPEAI(2004 年 4 月 8 日～5 月 9 日) および CPEAII(2005 年 11 月 24 日～12 月 23 日) 観測キャンペーン期間中に得られたデータを用いた。

観測されたドップラースペクトルから DSD を推定するためには、レーダーの校正が必要である。地上に設置された 2DVD(ディスクロメーター) 観測による DSD から計算したレーダー反射因子 Z_{2DVD} と、BLR 観測から得られた高度 1540m(ASL) における Z_{BLR} の計算値を比較し、校正值 $C_z = 10 \log(\overline{Z_{2DVD}} - \overline{Z_{BLR}})$ を求ることにより、BLR の校正を行なった。時刻のずれについては、時系列データを用いた相関係数が最大となるように補正を行なった。本研究では、解析期間中の降雨イベントごとに校正值を求め、CPEAI 期間中は 2.28 dB、CPEAII 期間中は -6.79 dB とした。

4 解析結果

EAR および BLR を用いた 2 周波法により上空各高度毎、各時間毎の DSD パラメーター推定を行った。CPEAI、CPEAII 期間中それぞれにおいて層状性降雨イベントを抽出し、比較を行なった。

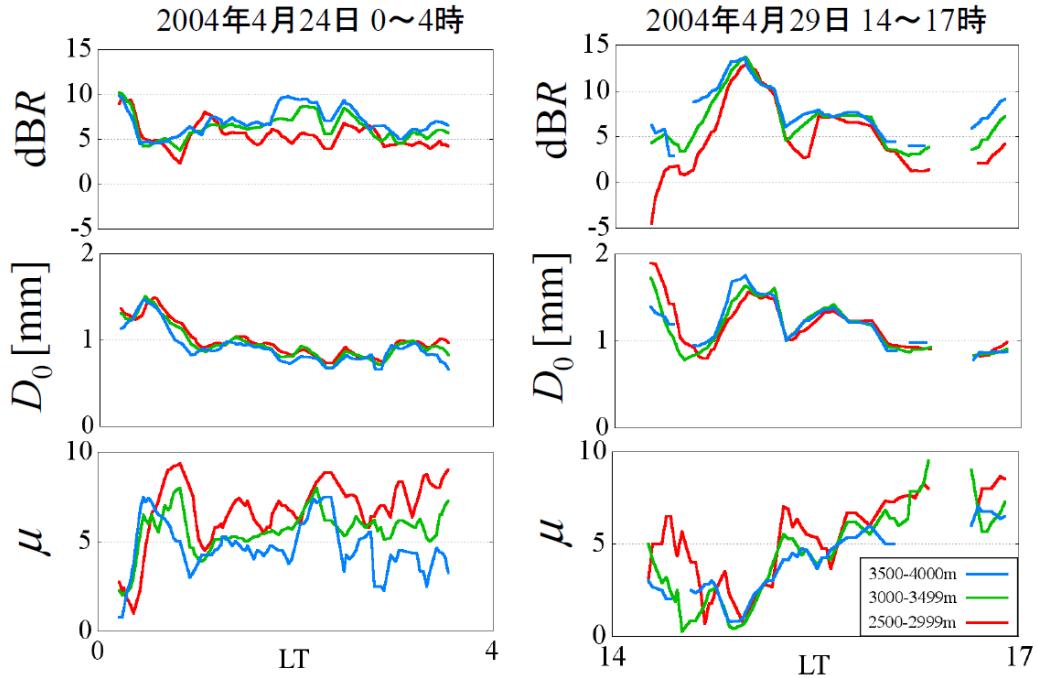


図 1: CPEAI 観測期間中に 2 周波法により得られた降雨強度および DSD パラメーターの時間変化。

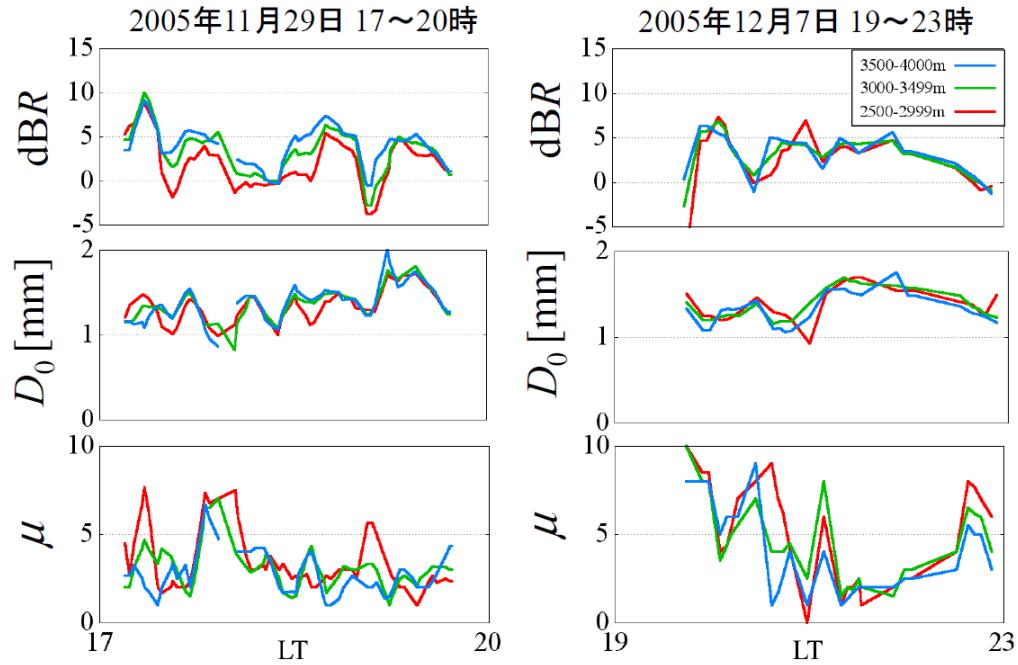


図 2: CPEAII 観測期間中に 2 周波法により得られた降雨強度および DSD パラメーターの時間変化。

3つの高度帯について高度平均を取り、時間変化を表したものを図1, 2に示す。図1より、雨滴の落下に伴って降雨強度 R が減少し、 μ が増加している状況が示されている。CPEAIの層状性降雨については、雨滴の落下と共に μ の増加が見られる例が比較的多いことが分かった。図2より、雨滴の落下に伴って μ が変化しない例が示されている。CPEAIIの層状性降雨については、CPEAI観測期間中とは異なり、 μ が高度依存性を持たない例が比較的多いことが分かった。

5 まとめ

EARおよびBLR観測スペクトルから、上空のDSDを精度良く推定する方法を開発し、プログラムの改良を行いつつ観測結果の解析を進めてきた。CPEAIおよびCPEAIIキャンペーン観測期間中により得られた観測データの解析結果より層状性降雨イベントを抽出し、比較を行なったところ、 μ の高度依存性に違いがある可能性が示唆された。今後は解析イベントを増やし、降雨レーダー観測より得られた降雨の水平構造との比較も行う計画である。

参考文献

- 古津年章, 丸尾年寛, 下舞豊志, 橋口浩之, “EAR, BLR複合使用による雨滴粒径分布推定”, 第1回赤道大気レーダーシンポジウム報告書, 12-17, 2007.
浅越章宏, 古津年章, 下舞豊志, 橋口浩之, 藤吉康志, “EARおよびBLRを用いたインドネシア域の雨滴粒径分布高度プロファイルの季節内変動”, 第5回赤道大気レーダーシンポジウム報告書, 62-67, 2011.