

第52回講演会

講 演 予 稿 集

昭和47年10月23日～10月26日

於 岩 手 県 自 治 会 館

日本地球電気磁気学会

# 第52回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和47年10月23日(月)~26日(木)

会 場 岩手県盛岡市内丸3番45号

岩手県自治会館 電話0196(22)6171

日	時										
	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
10月23日 (月)	第1	電離圏電磁力学			電離圏波動伝播			運営委員会			
	第2				磁気圏粒子, 構造						
10月24日 (火)	第1	電離圏・中間圏 I			電離圏・中間圏 II		磁気圏波動 II		評議委員会		
	第2	磁気圏波動 I			岩石物性						
10月25日 (水)	第1	SOPP, REXS特別報告			特別講演・総会 (於 第1会場)			懇親会			
	第2	地球内部電磁現象									
10月26日 (木)	第1	南極ロケット特報	極域現象 I		極域現象 II						
	第2	惑星間空間・宇宙線 I			惑星間空間 宇宙線 II						

第1日 10月23日(月)

電離圏電磁力学 於 第1会場(9:00~12:00)

## 開会の辞

- I-1 白木正規(地磁気観)地磁気日変化等価電流系の変動 (12分)
- I-2 山口又新(地磁気観)地磁気日変の較差 (12分)
- I-3 柳原一夫(地磁気観)地磁気日変化の局地性 (12分)
- I-4 加藤 進(京大工) Electric Field and Wind Motion at the Magnetic Equator (12分)

- I-5 北村泰一(九大理)赤道EF領域の超長周期変動 (10分)
- I-6 中村義勝・松浦延夫・西崎 良(電波研)上部電離層プラズマ風によるZモード波のドブラー効果 (12分)
- I-7 前田 坦(京大理)・前川紘一郎(京都教育大)A Numerical Study of Polar Ionospheric Currents (12分)
- I-8 藤高和信(東大理)熱帯下部の風のモデル (8分)
- I-9 藤高和信(東大理)夜間の下部電離層構造のモデル (8分)
- I-10 田中高史・平尾邦雄(東大宇宙研)Effects of an Electric Field on the Dynamical Behavior of the Ionosphere and Its Application to the Storm Time Disturbance of the F-layer (12分)
- I-11 松浦延夫(電波研)熱帯大気と電離層プラズマの力学的相互作用-II (12分)

電離層波動伝播 於 第1会場(13:00-17:00)

- I-12 小川俊雄・村上 裕(京大理)シューマン共振と下部電離層電気伝導度分布 (12分)
- I-13 棚橋秀伍・太田幸一・佐尾和夫(名大空電研)フーリエ変換比法による減衰係数の観測結果 (10分)
- I-14 大内長七・根本長四郎・若井 登(電波研平磯)電波吸収冬季異常の空間的拡がり (10分)
- I-15 新野賢爾(電波研)・石井隆広雄(電波研犬吠)VLF回線における冬季異常現象 (12分)
- I-16 鈴木國弘・馬場清英・吉岡敏太郎・木下みつえ(中部工大)NWC-2 2.3 KHz VLF信号のデータ解析 (10分)
- I-17 鶴田浩一郎・江尻全機(東大宇宙研)鎌田哲夫(名大空電研)17.4 KHz 標準電波の下部電離層通過特性 — 数値計算と観測の比較 — (12分)
- I-18 菊池 崇・荒木 徹(京大理)短距離伝播VLF波の地上波と空間波の分離 (12分)
- I-19 中田美明・菅 宮夫・合欽垣礼子・加藤仲夏(電波研)静止衛星VHF電波のFaraday rotationの円偏波受信 (10分)
- I-20 鶴田浩一郎\*・芳野勉夫・奥沢隆志\*\*・林 幹治\*\*\*・村上 仁・藤田修一\*\*  
(\*東大宇宙研・\*\*電気通信大・\*\*\*東大理)ホイッスラー空電の到来方向測定 (12分)
- I-21 森 洋介\*・森岡 昭・荒木 喬\*\*(\*宮城教育大・\*\*東北大理)Whistler出現特性と電離層擾乱 (10分)
- I-22 森岡 昭・荒木 喬(東北大理)直線表示法によるWhistler分散の解析 (8分)
- I-23 満保正喜・長野 勇・二石悟同(金沢大)地磁気を考慮したD領域のななめ伝播 (12分)
- I-24 徳田八郎衛・田中敏史・小俣隆司(防衛技研飯岡)パスサウンダーに現われるEs伝搬 (12分)
- I-25 筒井 稔(京大工)一ノ瀬琢美(同志社大工)小川 徹(京大工)HFドブラーによるTIDの2点観測 (12分)
- I-26 島倉 信(名大空電研)不均一下部電離層中のTM-mode波 (12分)
- I-27 田中敏史・橋詰庄一郎(防衛技研飯岡)短波レーダーによる地球1周エコーの観測 (12分)



- II-1 永野 宏・井上隆義(京大理)磁気圏境界におけるFLR Kelvin-Helmholtz 不安定について(II) (8分)
- II-2 十市 勉(東大理) Dynamics of the Tail Magnetosphere (10分)
- II-3 十市 勉・宮崎光旗(東大理) Characteristics of the Tail Plasma Sheet Oscillation (10分)
- II-4 西田篤弘・長山直弘(東大宇宙研) Structural change of the magnetotail at the onset of substorm expansion phases (12分)
- II-5 河島信樹・大藪修義・岡村昇一(東大宇宙研) Neutral Sheet のモデル実験(II) (12分)
- II-6 福島 直・上出洋介(東大理) Partial ring current model に対する批判 (12分)
- II-7 坂井純一・上村鉄雄(名大ブラ研) Detrapping of Trapped Particles by a Second Wave (10分)
- II-8 荻野正朗(東北大理) 電離層起源光電子による磁気圏プラズマの加熱について (12分)
- II-9 高橋忠利(東北大理) Photo electron のプラズマ圏における輸送について (12分)

第2日 10月24日(火)

電離圏・中間圏I 於 第1会場(9:00-12:00)

- I-28 山田弘喜・佐川永一・伊藤富造\*・森野信義\*\* (\*宇宙研・\*\*電波研) 中性大気組成観測装置 (10分)
- I-29 向井利典・平尾邦雄(東大宇宙研) K-9 M-40号機搭載低エネルギー電子分析器の特性 (10分)
- I-30 平尾邦雄・松村正三(東大宇宙研) 稀薄ガスの温度計 (12分)
- I-31 平尾邦雄・小山孝一郎(東大宇宙研) 内之浦における電子温度分布の日変化 (10分)
- I-32 小山孝一郎・平尾邦雄(東大宇宙研) 電子密度の電子温度プロファイルに及ぼす影響 (10分)
- I-33 巖本 巖(電波研) D層化学反応のシミュレーション (10分)
- I-34 松岡 猛・中村純二(東大教養)  $C_2H_2-O, O_2$  反応 (10分)
- I-35 大塩光夫(電波研) 太陽X線フレアによるD領域の増加電子密度の様相(I) (12分)
- I-36 田中 彰・一ノ瀬琢美\*・小川 徹\*\* (\*同志社大工・\*\*京大工) HFドップラー観測 (E層擾乱に寄与するバースト) (10分)
- I-37 中村純二(東大教養) 夜光の緯度効果 (12分)
- I-38 上山 弘(東北大理) 地球コロナの起源 — (I) 水蒸気の解離 (12分)
- I-39 田中高史・平尾邦雄(東大宇宙研) Structure and time variations of the Jovian ionosphere (12分)

電離圏・中間圏II 於 第1会場(13:00-14:45)

- I-40 岩坂泰信(名大理水研)  $O, O_2$  と大循環 (8分)
- I-41 岩坂泰信(名大理水研)  $O(^1D)$  の脱励起過程 (8分)
- I-42 渡谷邦彦・橋国光義\* (鳥取大・\*京工繊大)  $O_2 + H_2$  放電による  $O I \lambda 5577$  の発光(II) (12分)
- I-43 上山 弘・岡野章一\*・市川敏朗\*\* (\*東北大理・\*\*岐阜歯大) 蔵王における分光観測 (12分)



- I-44 上山 弘・有賀 規・岡野章一・稲場文男\*・十文字正憲\* (東北大理・\* 東北大通研)  
レーザーレーダによるNa層の観測 (12分)
- I-45 皆越尚紀・五十嵐隆 (電波研) レーザーレーダによる Stratospheric Aerosol Layer II (12分)
- I-46 藤原玄夫・内野 修・板部敏和・広野求和 (九大理) レーザーレーダによる上層大気の手備観測(II) (12分)
- I-47 広野求和・牧野行雄 (九大理) 上層大気中における流星金属元素の密度分布(II) (12分)

磁気圏波動II 於 第1会場(15:00-17:30)

- I-48 坂井純一 (名大プラ研) Nonlinear Magnetosonic Waves Propagating in a Magnetic Neutral Sheet (II) — 共鳴的太陽フレアの Trigger 機構のモデル — (12分)
- I-49 玉尾 孜 (東大理)  $\beta$ -不連続層内の電磁流体振動 (12分)
- I-50 松本 紘・横井省吾・木村磐根 (京大工) ASEのコンピュータ・シミュレーション(III) (12分)
- I-51 武井恵雄 (東北大理) Propagation of Hydromagnetic Waves of the Alfvén Mode in an Inhomogeneous Plasma (12分)
- I-52 山下喜弘・柳原一夫 (地磁気観) 中緯度のPC1の特性 (12分)
- I-53 加藤愛雄・遠山文雄・石川 守 (東海大工) カナダ北極圏に於ける地磁気脈動観測(予報) (12分)
- I-54 加藤愛雄・高橋隆男 (東海大工) 昭和基地に於ける地磁気脈動の周波数解析 (12分)
- I-55 桑島正幸 (地磁気観) Sc に伴う長周期地磁気脈動(Psc5) — Sc\* との関連 (12分)
- I-56 林 幹治 (東大理) Amplitude limit of day time chorus observed on the ground (10分)
- I-57 橋本弘蔵 (京大工) ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝搬(II) (12分)

磁気圏波動I 於 第2会場(9:00-12:00)

- II-10 中村正治・中村良治・伊藤富造 (東大宇宙研) グリッドによる電子プラズマ波の送信受信特性について (12分)
- II-11 麻生武彦・大家 寛 (京大工) VLF帯プローブインピーダンス(I) (10分)
- II-12 江尻全機 (東大宇宙研) 高周波電界による飛翔体の電位変化と電子密度測定に及ぼす影響 (12分)
- II-13 竹屋芳夫・南 繁行 (阪市大工) プラズマのイオンレゾナンス (12分)
- II-14 宮武貞夫・松本 紘・長尾 朋・金政 晃・木村磐根 (京大工) 非線形プラズマ波ロケット実験のための地上実験 (12分)
- II-15 南部充宏 (杏林大教養) 赤道環電流の縦波による損失機構 I. 理論 (5分)
- II-16 南部充宏 (杏林大教養) 赤道環電流の縦波による損失機構 II. 応用 (5分)
- II-17 南部充宏 (杏林大教養) 半奇数電子サイクロン波の乱流理論 (5分)
- II-18 宮武貞夫 (京大工) プラズマ波非線形相互作用 (12分)
- II-19 大家 寛 (京大工) Mechanism of Ion Cyclotron Echo Observed Alouette Satellite (その2) (8分)
- II-20 大家 寛 (京大工) Origin of the Jupiter Decameter Wave Emission (その2) (8分)
- II-21 石原丈実 (東大理) ドリフト共鳴によるドリフト磁気音波の不安定性 (10分)

- II-22 新妻信明(東北大教養)無定位磁力計の改良について (15分)
- II-23 新妻信明(東北大教養)堆積岩の残留磁気の安定性 (15分)
- II-24 上嶋正人・小嶋 稔(東大理)海底玄武岩の磁氣的性質(そのI) (15分)
- II-25 青木 豊(東大理)嵯王火山灰の磁性 (15分)
- II-26 杉浦直治・永田 武(東大理)隕石の磁氣的性質(序報) (12分)
- II-27 永田 武(東大理)月岩石磁気学各論(I):極微粒造岩鉄合金粒子の磁氣的性質 (15分)
- II-28 P.H. Johnson, R.T. Merrill (U. Washington USA), H. Kinoshita (東大理)  
Formation of a Magnetic Spinel by Heating Hematite in Air and Water Vapor (10分)
- II-29 野村 哲(群馬大教養)群馬県茶臼山溶結凝灰岩の磁化(その2) (10分)
- II-30 広岡公夫・奥出恒夫(福井大教育), 西村 進(京大教養)福井県丹生山地火山岩の古地磁気 (10分)
- II-31 伊豆・マリアナ古地磁気研究グループ, 伊豆・小笠原・マリアナ諸島における古地磁気学的研究(そのII) (15分)
- II-32 行武 毅(東大霞研)地磁気永年変化による見かけの地磁気極のばらつきとその緯度による違い (15分)
- II-33 小嶋 稔・工藤和男・座主繁男(東大理)海山玄武岩のK-Ar zone dating (15分)
- II-34 小嶋 稔・斎藤和男(東大理)海山玄武岩の $^{39}\text{Ar}$ - $^{42}\text{Ar}$ 年代測定 (15分)
- II-35 藤沢英幸(東大霞研), 木下 肇(東大理)高温・高圧に於けるV, Qの測定—新型測定装置の開発— (10分)

第3日 10月25日(水)

SOPP, REXS 特別報告 於 第1会場(9:00~12:00)

- I-58 S.O.P.P. 担当グループ(東大理・京大工・名大理)S.O.P.P.の現状報告 (15分)
- I-59 S.O.P.P. 担当グループ(東大理・京大工・名大理)S.O.P.P.総合解析の一例 (15分)
- I-60 大林辰蔵(東大宇宙研)科学衛星REXSの概要 (15分)
- I-61 大家 寛・麻生武彦(京大工), 江尻全機(東大宇宙研)Photomission Effects on the RF  
Impedance Measurements in the Magnetosphere Observed by REXS Satellite (12分)
- I-62 麻生武彦・大家 寛(京大工), 江尻全機(東大宇宙研)REXS衛星による低周波帯インピーダンス・ブ  
ローブ観測 (12分)
- I-63 岩井 章・鎌田哲夫・大津仁助(名大空電研)科学衛星REXSによるPWP観測速報 (10分)
- I-64 木村磐根・松本 絃・宮武貞夫(京大工)REXS-CIE(Cyclotron Instability  
Experiment)—速報— (12分)
- I-65 江尻全機(東大宇宙研), 大家 寛・麻生武彦(京大工)人工衛星REXS搭載ジャイロプラズマプローブ (12分)
- I-66 江尻全機(東大宇宙研), 大家 寛・麻生武彦(京大工)人工衛星REXSによる電子密度測定とアンテナ  
インピーダンス測定 (12分)
- I-67 江尻全機・古田 治(東大宇宙研)人工衛星REXS-IPPSのデータ解析法 (10分)
- I-68 青山 巖・遠山文雄・高橋隆男(東海大工)REXSによる磁場測定 (12分)
- I-69 竹内 一(理研)科学衛星「しんせい」の高速電子観測結果 (12分)

地球内部電磁現象 於 第2会場(9:00~12:00)

- II-36 歌代慎吉(海上保安大学), 大島章一・進林一彦・近藤 忠・塚本 徹(水路部)日本周辺の海上の航空磁気測量について(その1) (15分)
- II-37 水野浩雄(国土地理院)日本の磁気異常分布について (15分)
- II-38 藤田尚美(国土地理院)日本における全磁力経年変化(1970.0年) (12分)
- II-39 藤田尚美(国土地理院)全磁力日平均値の変動 (15分)
- II-40 大地 洗・森 俊雄(地磁気観測所)根室沖地震予知地磁気試験観測 (10分)
- II-41 力武常次・山崎良雄(東大震研)電気比抵抗ジャンプと地震 (15分)
- II-42 久保木忠夫(地磁気観測), 吉松隆三郎(理科大)柿岡における変化ベクトルの経年変化(電気伝導度異常CAの経年変化) (12分)
- II-43 田中 穂(国土地理院)日本のCA観測 (10分)
- II-44 森 俊雄・大地 洗(地磁気観測所)北海道東部におけるCA観測 (15分)
- II-45 本蔵義守(東大震研)離島効果と上部マントルの電気伝導度 (10分)
- II-46 行武 毅(東大震研)地球核内流体運動の成層性と地磁気永年変化 (15分)

総会および特別講演 於 第1会場(13:00-17:00)

角田忠一(緯度観)地球の回転運動と流体核運動  
長島一男(名大理)

第4日 10月26日(木)

南極ロケット特別報告 於 第1会場(9:00~10:00)

- まとめ 小口高(東大理)
- I-70 鎌田哲夫(名大空電研)南極ロケットによる雑音電波観測結果速報 (10分)
- I-71 森 弘隆, 小川忠彦, 大瀬正美, 宮崎 茂(電波研)S-210JA-6により観測された下部電離層の電子密度のゆらぎ (12分)
- I-72 小玉正弘・小口 高(理研, 東大理)S-210JA-3号機によるオーロラX線の観測 (10分)
- I-73 等松隆夫(東大理)観測ロケットによる極光の光度測定 (12分)

極域現象I 於 第1会場(10:15~12:00)

- I-74 丸橋克英(電波研)極域擾乱における電離層の役割(Ⅳ)-極光と夜間E層の関連性- (10分)
- I-75 丸橋克英(電波研)極域擾乱における電離層の役割(I)-磁場変動の急始と夜間E層の関連性- (10分)
- I-76 佐藤輝夫(兵庫医大物理)ソフトエレクトロンによる極地方上部電離層の生成の可能性 (12分)
- I-77 金田栄祐(東大理)Substorm Growth Phaseの特性 (12分)
- I-78 福西 浩(東大理)Relationship between Proton Auroras, ULF emission(IPDP) and Cosmic Noise Absorptions in the Evening Hours (12分)
- I-79 小口 高(東大理)極光の動特性 (12分)



極域現象Ⅱ 於 第1会場(13:00~15:00)

- I-80 村山 泰(名大理)・袴田和幸(中部工大) Interplanetary ConditionとAEJの発達 (12分)
- I-81 永田 武(東大理) Auroral Electrojetの電気力学 (12分)
- I-82 飯島 健(東大理) Polar Substorms Associated with the SSCs (12分)
- I-83 高橋富士信・斎藤尚生・森岡 昭(東北大理) Si型微小磁場変動に伴う極光帯への particle precipitation (12分)
- I-84 宮崎光旗・十市 勉(東大理) 極冠域における長周期地磁気脈動(Pc5)の特性 (12分)
- I-85 恩藤忠典(電波研) Substormに伴う磁気圏磁場変動 (12分)
- I-86 桜井 亨(東北大理) Substormに伴うPc1型脈動の発生 (12分)
- I-87 相京和弘・恩藤忠典・永山幹敏(電波研) 高緯度VLF/ELFヒスとチェレンコフ型放射 (12分)
- I-88 佐藤夏雄・林 幹治・福西 浩・岡分 征(東大理) 昭和基地におけるQuasi-Periodic VLF Emissionの特性(Ⅱ) (12分)

惑星間空間・宇宙線Ⅰ 於 第2会場(9:00~12:00)

- Ⅱ-47 小島正宜・鷺見治一・柿沼隆清(名大空電研) シンチレーションによる太陽風パターンの解析 (12分)
- Ⅱ-48 渡辺 亮・小島正宜・柿沼隆清(名大空電研) シンチレーション太陽面現象との関係 (12分)
- Ⅱ-49 西田篤弘(東大宇宙研) 張 紹昌(東海大理) The Spatial Structure of the Interplanetary Magnetic Variations (12分)
- Ⅱ-50 斎藤尚生(東北大理) 回帰性地磁気嵐の機構と太陽・惑星間空間の磁場構造 (12分)
- Ⅱ-51 渡辺成昭・高部政雄(電波研) 太陽風内のプラズマ変動解析(主として波動) (12分)
- Ⅱ-52 上出洋介(東大理) 惑星間空間磁場とDP-, DR-場発達との関係 (12分)
- Ⅱ-53 岩崎 昇(相模工大工) 惑星間空間磁場と極域磁場逆向き変動との関係 (10分)
- Ⅱ-54 須田友重(気象研) 宇宙線日変化と空間磁場 (10分)
- Ⅱ-55 和田雅美(理研) 宇宙線短周期変動の機構 (12分)
- Ⅱ-56 森 寛(信大理) Annual modulation of cosmic-ray diurnal variation (12分)
- Ⅱ-57 安江新一・森 寛(信大理)・一之瀬匡典(信大教養)・長島一男(名大理) 宇宙線3次元異方性の逐時解析 (12分)
- Ⅱ-58 石田喜雄・菅野常吉(福島大教育)・斎藤俊子(福島医大教養) 宇宙線日変化(N) (12分)
- Ⅱ-58a 北村正明(気象研) 太陽活動と宇宙線日変化 (12分)

惑星間空間・宇宙線Ⅱ 於 第2会場(13:00~15:00)

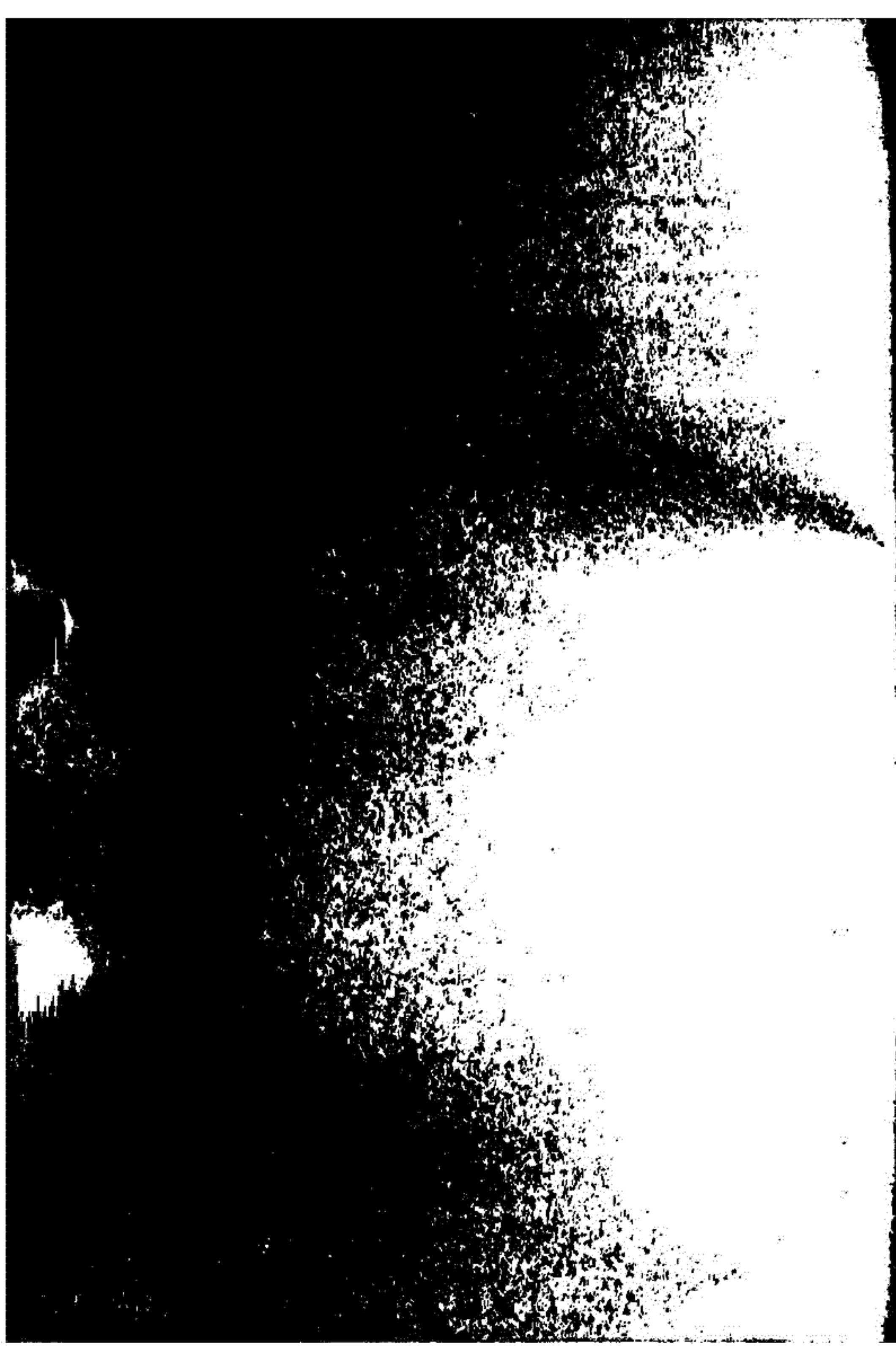
- Ⅱ-59 小玉正弘(理研)・境 孝祐・玉井英次(日大生産工)・高橋八郎(岩手大教育) 気球による宇宙線短周期変動の観測Ⅰ (12分)
- Ⅱ-60 一之瀬匡典(信大教養)・森 寛・鷲坂修二・安江新一(信大理) 地下50m.w.e.における宇宙線強度の観測(N) (12分)
- Ⅱ-61 藤本和彦・上野裕幸・近藤一郎・長島一男(名大理) August 1972 Eventの宇宙線3次元異方性 (10分)

- II-62 矢作直弘・千葉敏躬・高橋八郎(岩手大)太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum (12分)
- II-63 高橋八郎・矢作直弘(岩手大), 長島一男(名大理)惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components (12分)
- II-64 長島一男・上野裕幸・藤本和彦・藤井善次郎・近藤一郎・榎原志津子(名大理)乗鞍における Small Air Shower の観測 (12分)
- II-65 千葉敏躬(岩手大), 小玉正弘(理研)地上および山上の宇宙線日変化の比較 (12分)
- II-66 千葉敏躬・高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大教養), 小玉正弘(理研)盛岡における宇宙線中性子成分の観測 (12分)

閉 会 の 辞

# 第 1 会 場



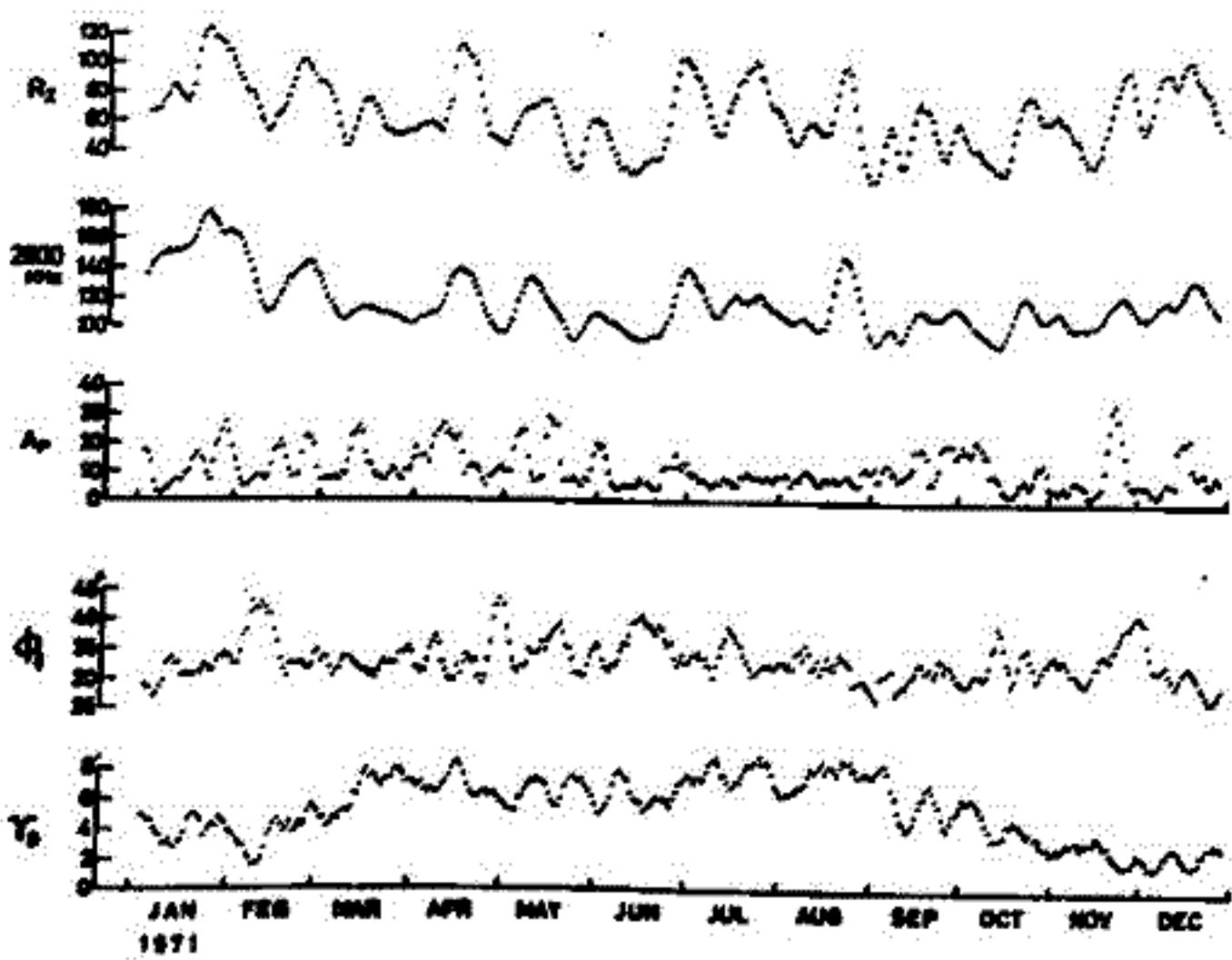


気象庁・地磁気観測所

白木正規

IASYの一環として、1971年に小笠原村父島において磁気変動の連続観測が行われた。この観測によつて得られた資料と共に、甘露別、柿岡、鹿屋の資料を用いて、日本附近での地磁気日変化等価電流系の変動について解析を行つてみる。この解析によれば、電流系の中心緯度と電流系の強さに下図にみられるよりの10日~30日くらいの変動がみられることがわかった。

今回は、この変動についてパワースペクトル解析法を用いて、周期解析を行つた結果を述べる。一年間(365日)の毎日の電流系の中心緯度( $\phi_s$ )と電流系の強さ( $\gamma_0$ )を最大振幅60日としたパワースペクトルを計算した。この結果、 $\phi_s$ のパワーには $30.0^d$ ,  $10.0^d$ ,  $7.5^d$ にピークがみられる。また、 $\gamma_0$ には $30.0^d$ ,  $15.0^d$ ,  $10.0^d$ ,  $6.0^d$ にピークがみられる。また、太陽活動を示すと考えられる太陽黒点数 $R_z$ , 2800MHz太陽電波フラックスのパワースペクトルと地磁気擾乱を示すAp-indexのパワースペクトルも同様にして求め、 $\phi_s$ ,  $\gamma_0$ との関係を調べた。



- $R_z$ : Zürichにおける太陽黒点数
- 2800 MHz: 10.7 cm 太陽電波フラックス
- Ap: Ap-index
- $\phi_s$ : 電流系中心緯度
- $\gamma_0$ : 電流系の強さ

(これらの曲線はすべて5日のrunning meanがなされている)

山口又新  
地磁気観測所

$S_g$  current system の form と strength が、いちじるしい day-to-day variability を示すことは、よく知られている。長谷川はじめ多くの研究者が、current system の foci の位置の day-to-day change を研究し、foci の緯度が  $15^\circ$  も変ることを見出した。また Chapman and Stagg は、地磁気成分の daily range について観測所間の相関を調べ、観測所間の距離が増大するにつれて、同一成分間の相関が悪くなることを結論するとともに、Chapman, Ellis, Moon 等は  $S_g$  の振中の sunspot cycle による変化を研究した。

最近はまだ equatorial electrojet の研究に関連して、日変化較差と他の地球物理学的諸要素との相関などが調べられている。

$S_g$  current system の foci 付近の水平成分の較差は複雑であるが、A. T. Price and D. J. Stone によれば、東西成分の較差は、 $S_g$  current system の strength のよい measure になるという。

今回は、主として帯電の地磁気諸成分の日変化較差について、以上の事に関連して統計調査をした。



柳原 一夫  
地磁気観測所

個々の地磁気日変化が平均的電離層ダイナモによるものとは異なることは経験的に認められている。この中にはダイナモ電流系中心位置の変化によるものもあるであろうし、電離層外あるいは電離層に流出入する電流によるものもあるであろう。また北緯の垂直成分が見掛け上零にならないことから、小スケールの局地場も考えられる。これらのことを観測値からもう少しはっきりさせるためにZ成分を検討した。

Z成分は地下電流伝導度異常(CA)の影響を受けやすいので観測値毎にちがった変化をするおそれがあるという欠点があるが、これを逆用して、

- 1) 擾乱ベクトル(特に短周期変化)が地長毎にCAの在り特定面内に限定されることを利用して日変化から分離することが可能、

かもしれる。女浜別、栢岡、鹿屋、父島の4地長の日変化を検討して、

- 2) Zの最大は等価電流系中心にあり、H-Z面内日変化の傾斜の4地長分布から中心の緯度が簡単に正確にわかる。地下誘導の問題はあまり影響しない(逆にいえば中心位置の変化が非常に大きい)。
- 3) 1)と2)を合わせると少し位擾乱があっても中心位置がきめられる。
- 4) 局地場があればZ成分が異常に変化して日変化の平均的経過からはみ出すので分離できる。とくにH-Z面内変化で見ると平均的経過は中心位置にたいして一定のパターンを示すので、それからのみ出しとして分離し易い。

などのZ成分を使う利点のみとめられた。またこの他にもH-Z面内変化から

- 5) 中心付近で顕著な変化があり季節によるちがいが著しく夏冬では逆転に近い。これはかつ電離層に流出入する電流によるものとしての変化に相当する。
- 6) 朝方と夕方の特有の変化(福島の電離層トロイダル場のもれ出しか)
- 7) SD (disturbed day - calm day) のH-Z変化はCAによる限定方向とけ着しくちがっていて、bayの集積場あるいは短時間に変動する擾乱場の集積とは考えられな。ゆっくり変動するSD場もその存在を考慮する必要がある。(数時間以内の変動でinducing fieldのZ成分が小さければCAの限定方向も向く等)なおいわゆるcalm dayでもこのSD場がかなり残っているものと思われる。

などのことがわかった。

Susumu Kato

Ionosphere Research Laboratory,  
Kyoto University, Uji, Kyoto.

Abstract.

The vertical electric field due to charge separation is calculated for horizontal wind motion periodic with height and latitude under magnetically equatorial conditions. It is found that the charge separation is fairly strongly damped even at the magnetic equator in the presence of the curved lines of force of geomagnetic field  $\underline{B}_0$ . Thus,  $(\underline{W} \times \underline{B}_0)$ -field at the equator where  $\underline{W}$  is the wind velocity directly contributes to drive the equatorial electro-jet; the driving electric field is not curl-free. The wind shear mechanism to produce ionization irregularities is still effective at the equator with lower efficiency than in mid-latitudes. Certain observation is consistent with the present conclusion.

# 赤道EF領域の超長波 —Hydromagnetic Kelvin Waves—

北村泰一  
九大 理

$f_0F_2$  の数日周期の変化は、赤道領域では磁場との関係が大変良いことがわかった。このことは、その原因が E 領域にあることを暗示する。E 領域なら波動も起り得るが、今回は赤道地方にあり得る波動の可能性を調べてみる。中性大気中の Kelvin 波の存在は Matsumoto 氏 (1966) により初めて指摘され、その後 Wallace-Koussky (1968) により観測的に確認されたとされている。電離大気中の Kelvin 波は存在するか？これがこの稿の目的である。

方程式は Maxwell, 運動, 連続式で諸量をクロスする。座標は  $x$  (南向)  $y$  (東)  $z$  (上向き) にとり  $k(0, k_y, 0)$  は東西伝播とし  $B(B_x, 0, B_z)$  即ち予備磁場のみを考えた。 $\beta$  面近似によりコリオリ力は  $\beta x$  とし  $(\beta = \partial \Omega / \partial x)$  すると運動方程式等は

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} - \beta x v_y &= -\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{\rho} A_x & A &= \int \times B_0 \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + \beta x v_x &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{1}{\rho} A_y & C_g^2 &= g H \quad H: \text{電離層の高度} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + C_g^2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) &= 0 & \phi &= g h \quad H = \bar{H} + h \quad g: \text{重力加速度} \end{aligned}$$

今  $v_x \equiv 0$  となり東西方向のみの成り立ちを仮定すると上式は

$$\begin{cases} -\beta x v_y = -\frac{\partial \phi}{\partial x} & \text{①} & \text{但し } A_y = N_y v_y \\ (i\omega - \frac{N_y}{\rho}) v_y = i k_y \phi & \text{②} & N_y \text{ は } (\omega, k_y, B_0, \sigma_1, \sigma_2) \text{ を含む複素方程式} \\ i\omega \phi - i C_g^2 k_y v_y = 0 & \text{③} & \sigma_1 \text{ (Pedersen conductivity)} \\ & & \sigma_2 \text{ (Hall conductivity)} \end{cases}$$

②③より dispersion eq 
$$\omega^4 - i \frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} k_y^2 \omega^3 - [(V_A^2 + C_g^2) + \frac{k_y^2}{(4\pi\sigma)^2}] k_y^2 \omega^2 + i [\frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} C_g^2 k_y^4 + \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} V_A^2 k_y^4] \omega + \frac{C_g^2 k_y^6}{(4\pi\sigma)^2} = 0$$

$\omega = \tau$  超長波近似 ( $k_y \rightarrow 0$ ) とすると  $k_y^4, k_y^6$  は neglect 出来る

$$\omega^2 - i \frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} k_y^2 \omega - [V_A^2 + C_g^2] k_y^2 = 0 \quad \begin{aligned} \sigma^2 &= \sigma_1^2 + \sigma_2^2 & V_A^2 &= B_0^2 / 4\pi\rho \\ B_0^2 &= B_x^2 + B_z^2 \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \omega_r = \pm k_y \sqrt{(V_A^2 + C_g^2) - \frac{1}{4} \left( \frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} \right)^2 k_y^2} \\ \omega_i = \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{2\pi\sigma^2} k_y^2 \end{cases}$$

結論

- ① Kelvin 波は電離層中にも存在し得る。
- ② 長波長程減衰は少ない。  $\lambda = 10000 \text{ km}$  の場合  $10 \text{ dB}$  減衰
- ③  $\omega/k_y < 0$  の時波は赤道に trap される。

②③より 
$$v_y = v_{y0} e^{-\frac{\omega_i}{C_g^2} (\frac{1}{2} \beta x^2)}$$

# I-6 上部電離層プラズマ風によるZモード波のドップラー効果

中村義勝・松浦延夫・西崎良

電波研

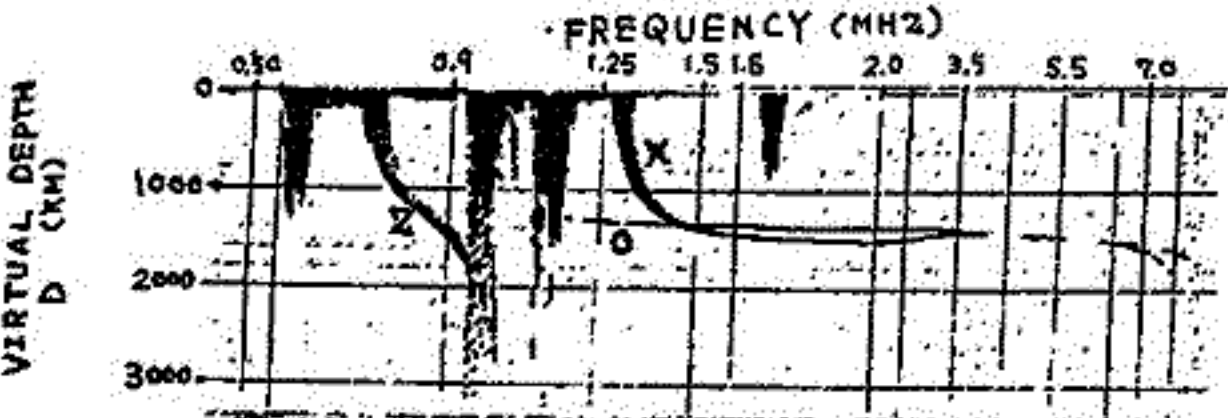
まえがき 第1図は A Lovette 工によって観測された topside ionogram である。図に示す如く Zモードトレースの見かけの伝播距離は周波数  $f$  とともに増大し、ある周波数  $f_{200}$  で  $\infty$  となる。これは実際の伝播距離の増加より、むしろ屈折率の増加による。従って  $f_{200}$  附近の周波数を用いればプラズマ風による大きなドップラーシフトが観測されるはずである。筆者らはプラズマ風による Zモードのドップラーの大きさを計算し、上部電離層プラズマ風還測定の可能性について検討した。

計算の概略 第2図に計算の概念図を示す。ヤリトルはすべて磁気子午面内にあるとした。電離層は水平 (scale height 400 km, 高度 1000 km での電子密度  $0.4 \times 10^{15}/cc$ )、磁場は dipole とした。サウンダは高度 1000 km を速度  $V_s$  (7.35 km/s, 南向き) で水平に動き、プラズマ風速  $v$  は鉛直上向きで 0.1 km/s とした。これらの仮定のもとに Ray Tracing 法によりドップラーの大きさを計算した。プラズマ風は一様と仮定したので、ドップラーシフトは電波の発射時と受信時のみを考慮すればよいことになった。なお磁場一定であれば、Snell の法則から明らかのように、サウンダに垂直な電波の波動法線は常に鉛直となり、受信電波のドップラーはプラズマ風のみ起因する。しかし磁場が一定でないので波動法線は  $V_s$  方向の成分を持ち誤差を生じる。この誤差の大きさを計算した。

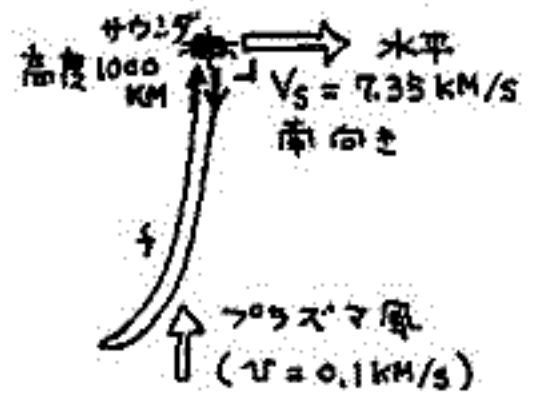
計算結果 第3図に計算結果の一例を示す。計算は地磁気緯度  $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  について行った。ドップラーシフトを  $\Delta f$ , virtual depth を  $D$  とし、電波の伝播速度  $V$  が群速度とほぼ等しいと仮定すれば  $\Delta f/f = v/V$ ,  $D \propto 1/V$  なる関係から  $\Delta f$  は  $v$  とともに  $D$  にも比例することが推測される。第3図によれば次の関係式が得られる。

$$\Delta f (\text{Hz}) \approx \frac{1}{50} v (\text{km/s}) \times D (\text{km})$$

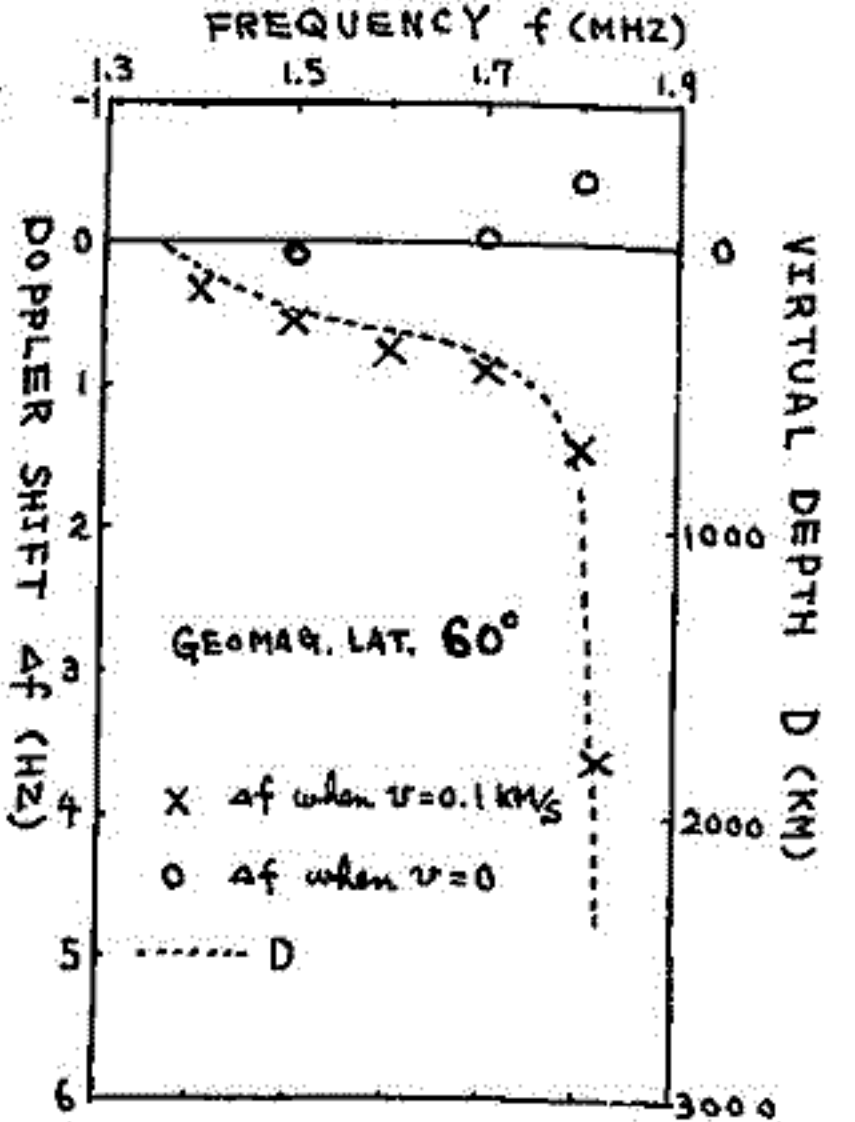
この関係は精度によらず成り立つことが確かめられた。無風の時、 $V_s$  に起因するドップラーを  $\circ$  印で示したがこの値は赤道に近いほど小さくなった。以上のことから Zモードのドップラーによるプラズマ風速(鉛直成分)の測定は充分可能性があると見られる。



第1図 トップサイト アイオグラム (167° 128° 21' 6" 14") 高度 1670 km



第2図 計算・概念図



第3図 計算結果



Numerical calculations are carried out for the ionospheric currents in the polar region, by taking the effects of ionospheric and solar winds into account, and by using realistic models. It is found that:

1. The ionospheric wind dynamo seems to be more ineffective in producing polar geomagnetic variations than the solar wind dynamo.

2. Although the relative importance of the Hall ( $J_H$ ) and Pedersen ( $J_P$ ) currents depend on the ratio of the corresponding conductivities, the total  $J_H$  is a few times larger than the total  $J_P$ .

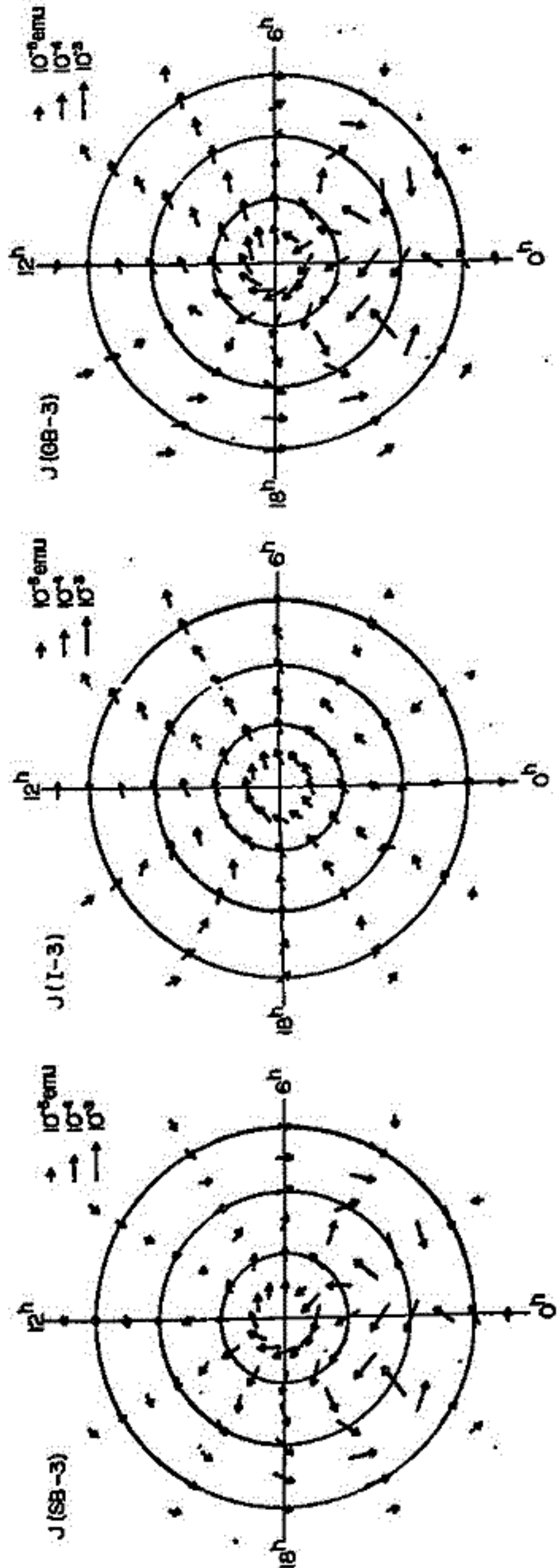
3. In the case of the solar wind dynamo, the secondary polarization field produced by a non-uniform distribution of ionospheric conductivity is much larger than the primary field, so that its influences on the magnetosphere seem to be important.

4. In the case of the ionospheric wind dynamo, however, these two fields are of the same order of magnitude, as has already been pointed out.

5. The current density caused by Sq-winds corresponds to that by an applied field of  $\pm 0.1$  coulomb charges.

For the next step of study, it is suggested that more realistic distributions of conductivity and electric field (or field-aligned currents) should be employed, and that an electric coupling between the ionosphere and the magnetosphere should be considered.

右図: Conductivity model 3 の場合の solar wind dynamo (SB-3); 左 ionospheric wind dynamo (I-3); 中 generalized dynamo (GB-3); 右の電流密度分布。緯度の円弧は外から  $60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$  である。また電流密度を示す矢印は  $\log$  目盛で示してある。





藤高和信  
東大・理

超高層の風の多くのロケット観測の結果を大気潮汐という予想のもとにやや粗く整理してみた。先の学会までに述べた様に、E,F±領域には「夜間中間層」かしばしば観測され、これは風の影響をモロに反映しているものと解釈した。この「中間層」の振舞は主に大気潮汐(2.4)モードでうまく説明できた。そこで理論的な表現式を用いて(2.4)モード風モデルを作成した。但し、振動の位相定数及び基底高度は「中間層」の動きに合わせて決め、次の様にした。

(中緯度で) 
$$\begin{cases} U_{N \rightarrow S} = A \cdot \sin(2\Omega t + 2\phi + 2\pi(z-z_0)/\lambda + 105^\circ) \\ U_{N \rightarrow E} = A \cdot \sin(2\Omega t + 2\phi + 2\pi(z-z_0)/\lambda + 195^\circ) \end{cases}$$
 但し  $z_0 = 90 \text{ km}$   
他は習慣的記号。

中間層にとってはこのモデルは良い結果を与えてくれたが、さらにこのモデル風と実測された風のパターンとを比べてみると興味深い結果が得られた。風のロケット観測は Wallops, Eglin, Yuma, Barbados の4ヶ所を巡りロケット数にして63発分のデータを検討して次の結論を得た。

観測結果は次の様に分類される。

- ① (2.4)モードと何らかの相関の良いグループ
  - ① Wallops (及び Yuma) のデータは中緯度(2.4)モードモデルそのまま説明できる。
  - ② Barbados のデータは中緯度(2.4)モードモデルの裏返しとして説明できる。
  - ③ Eglin のデータは中緯度(2.4)モードモデルそのままと裏返しの両方のタイプが含まれる。
- ② (2.4)モードとは相関の悪いグループ
  - ① 全部の station において、(2.4)モードモデルの若干の修正では説明し切れないもの。

①グループの結論は、実際の風が(2.4)モードの性質をもつことをさらに裏付けている。なぜなら、(2.4)モードは30° lat. 付近で符号を逆転させるから Wallops (38°N) Yuma (33°N) と、Barbados (13°N) では丁度裏返しのパターンになるはずだからである。また Eglin (30°N) は Critical point だから、振動のゆりきによって正負の符号を変えうるからである。

次に②グループの存在の意味を調べなければならぬが、今までのところ次の予想ができた。

- ① ①グループに分類される場合は、その約10時間前の地磁気はかなり静穏な時である。  
(一日分の  $K_p$  の和が 20 以下)
- ② ②グループに分類される場合は、その約10時間前の地磁気は比較的荒れている。  
(一日分の  $K_p$  の和が 20 以上)

即ち、超高層の風は静穏なときは(2.4)モード風が卓越するが、擾乱のときは電磁氣的なもしくは熱的な perturbation が風系に加わり、(2.4)モードのパターンを壊すものと考えられようである。

以上はまたきかめて粗い議論であるが、100~170 km の領域に、基本的には(2.4)モードが卓越するらしいことは予想される。

藤高 和信  
東大・理

超高層の風系が基本的には大気潮汐(2.4)モードであるという前記の予想を用いて夜間電離層の電離構造のモデル作りを試みる。

電離構造は電離源、化学損失、粒子輸送の3つの要因で決められるが、前者については以前の学会から用いている通り、geocoronaによる電離と、 $10^7$ のオーダーの実験室の結果を用いる。電離源については  $E_{max}$  の地元時変化から、平衡を仮定して geocorona の強さの地元時変化を求め、これを用いる。粒子輸送については、先に作成した(2.4)モード・モデルと Rosenberg '88 が Wallops Island で求めた風速の平均プロファイルを利用し、さらに、Matsushita の  $S_g$  モデルを用いて電磁ドリフトの効果をも導入する。

夜間電離層の状態は、その時刻の電離源と風速がわかれば、平衡解をもって、十分に近似できることは、以前の学会でも述べた通りである。そこで、以上の予想を用いて電子密度の連続の式を time-dependent を解法と、定常解の手法の両方で解き、1時間おきの各時刻で平衡解を計算した。

その結果を図で発表する。真夜中付近の「中間層」の出現は、先の学会で予想した通りのものであった。

ionosphere and its application to the storm time disturbance  
of the F-layer

T. Tanaka and K. Hiraø

Institute of Space and Aeronautical Science,  
University of Tokyo, Tokyo, Japan

Abstract

The effect of an eastward electric field on the ionosphere is examined. Equations of motion for ions and neutral gas coupled with ion continuity equations and heat conduction equations are solved as a time dependent problem. Then the results of the calculation are compared with observed results obtained by Evans during a magnetic storm. It is proposed that the anomalous evening increase of  $N_m F_2$ , which occurs during a severe geomagnetic storm, can be explained by the effect of an eastward electric field. By arguing detailed structures of the anomalous evening increase of  $N_m F_2$  we show that an eastward electric field of the order 5-8 mv/m can be responsible for this phenomenon.

References

- Evans, J.V.: 1970, J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 1629  
Fedder, J.A. and Banks, P.M.: 1972, J. Geophys. Res. 77, 2328.  
Jones, K.L.: 1971, J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 1311.  
Jones, K.L. and Kishbeth, H.: 1971, J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 591.  
Park, C.G.: 1971, J. Geophys. Res. 76, 4560.  
Ruster, R.: 1969, J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 765.

# 松 浦 延 夫

## 電 波 研

石領域での帯電作用についての考察の結果、それによって誘起される電場が見逃すことのできるくらいに重要であることを前回の学会で示したが、この点について更に詳しく考察を進めたのでその結果を報告する。

起電力の基となる力学的力は、太陽EUVの加熱効果としての水平方向の圧力勾配および電離圏プラズマにゆらぐ重として鉛直方向の圧力勾配および重力である。これらの力学的力によって直接誘起される電流 \$j\_M\$ は高度 100 ~ 250 km 付近に主として流れる。電流 \$j\_M\$ の磁場は垂直な成分を磁力線に沿って高度 70 km から 1000 km (乃至は赤道頂上) まで積分したものを \$I\_{M\theta}\$ (磁力線子午面内成分, \$\theta\$ の高度 \$h\_0 = 70\$ km 球面上での余緯度) および \$I\_{M\phi}\$ (経度方向成分, 真夜中で \$\phi = 0\$) とすると、適當な熱圏および電離圏モデルを用いて、これらの値は高度 70 km レベルに換算して 1 ~ 10 Amp/km 程度になる。一方電流 \$j\_M\$ が基になって分極電場が下りよの結果伝導電流 \$j\_C\$ が誘起される。電流 \$j\_C\$ の磁場は垂直な成分を磁力線に沿って同様に積分したものを \$I\_{C\theta}\$ および \$I\_{C\phi}\$ とすると、磁力線が等ポテンシャルであるとした場合、積分電流は次のように表わされる。

$$\begin{cases} I_{C\theta} = - \frac{\Sigma_{\theta\theta}}{\sin\theta} \left( \frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right) - \frac{\Sigma_{\theta\phi}}{\sin\theta} \left( \frac{\partial\psi}{\partial\phi} \right) \\ I_{C\phi} = - \Sigma_{\phi\theta} \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \left( \frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right) + \Sigma_{\phi\phi} \left( \frac{\partial\psi}{\partial\phi} \right) \end{cases} \quad \dots (1)$$

ここで \$\Sigma\_{\theta\theta}, \Sigma\_{\phi\phi}, \Sigma\_{\theta\phi}\$ は磁力線に沿って積分された電気伝導度で 1 ~ 100 \$\Omega^{-1}\$ 程度になり、\$\psi(\theta, \phi)\$ は電気ポテンシャルである。単位磁力線に沿って \$\text{div}(j\_M + j\_C)\$ を積分するとによって、積分電流の釣り合いの条件は、次のような二次元の連続の式となる。

$$\frac{1}{\sin\theta} \left[ \frac{\partial}{\partial\theta} \{ (I_{M\theta} + I_{C\theta}) \sin\theta \} + \frac{\partial}{\partial\phi} (I_{M\phi} + I_{C\phi}) \right] = 0. \quad \dots (2)$$

(1) および (2) 式から電気ポテンシャル \$\psi\$ を求めることができるが、前回の学会報告での電場は

$$I_{M\theta} + I_{C\theta} = 0, \quad I_{M\phi} + I_{C\phi} = 0 \quad \dots (3)$$

と簡便化して求めたもので、その大きさは特に夜間では数 mV/m 程度になることを示した。しかし、積分電流 \$(I\_{M\theta}, I\_{M\phi})\$ および \$(I\_{C\theta}, I\_{C\phi})\$ は Toroidal 成分を持つてゐるので、\$\theta\$ の近頃は厳密には正しくは無い。積分電流 \$(I\_{M\theta}, I\_{M\phi})\$ の電位函数は Legendre 関数 (展開1) の場合の係数 (EMU) の例で、太陽電波強度 \$10.7 = 160\$, \$K\_p = 0\$ の場合のモデルに依りてると、 $\tau_1^0 = -2.0 \times 10^{-6}$ ,  $\tau_2^1 = -2.9 \times 10^{-7}$ ,  $\tau_2^2 = -6.7 \times 10^{-7}$ ,  $\tau_3^2 = 1.5 \times 10^{-7}$ ,  $\tau_3^3 = 8.5 \times 10^{-8}$ ,  $\tau_4^3 = -1.2 \times 10^{-2}$ ,  $\tau_4^4 = -5.5 \times 10^{-9}$  程度の係数である。比較的 Zonal current が卓越してあり、また Local time 変化成分の電流量は 18 kLT, 磁力線が \$20^\circ\$ 付近に電位函数の最大値をもち、

(1) および (2) 式から \$\psi\$ を求める際には、\$\Sigma = A(\theta) \exp[-a \sin\theta \cos\phi]\$ の形で近似すると比較的計算が容易になる。実際の計算された \$\Sigma\_{\theta\theta}, \Sigma\_{\phi\phi}, \Sigma\_{\theta\phi}\$ は係数2次元以上の形で近似される。



小川俊雄・村上裕  
京都大学理学部

シューマン共振周波数の変化は、下部電離層の反射特性が変化することと、電波源となる雷放電活動度とその地域分布が時間的に変化することによる。後者は季節変化と日変化の2つの変化型が存在するが、季節変化の方は1ヶ月程度の短い期間のデータを扱うことにより無視しうる。また、日変化は雷が赤道付近の地方時16時頃を中心に活動することによる影響は、1ヶ月程度の期間の同一時刻のデータを比較することにより除去することが出来る。

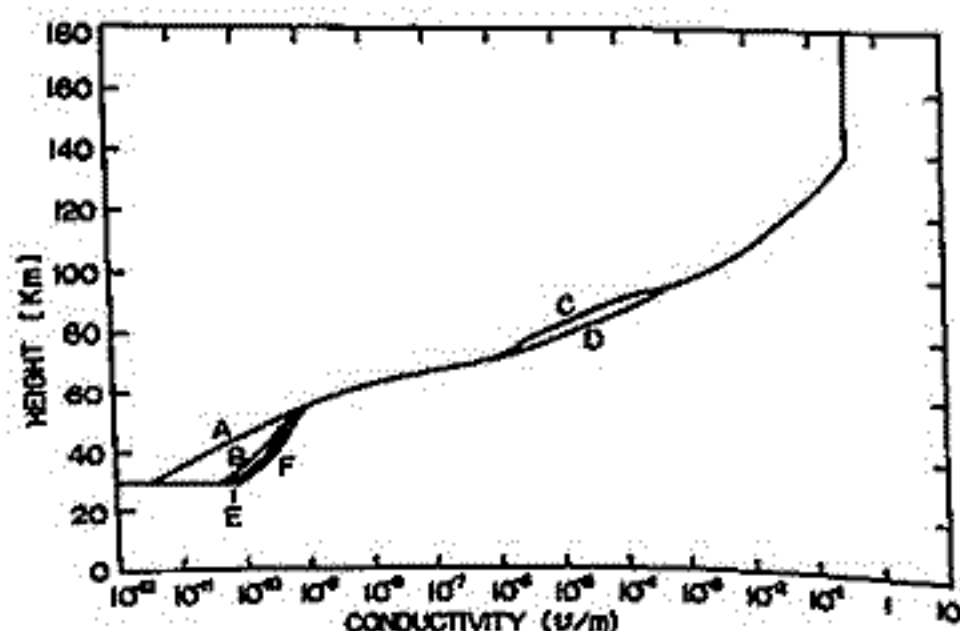
ポールアンテナと地球電離層空洞共振自動追跡装置を用いて観測した共振のピーク周波数と、人工衛星 SOLRAD で測定された  $1 \sim 8 \text{ \AA}$  の太陽X線束との相関を調べた結果、 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  の太陽X線束の変化に対してピーク周波数が  $0.2 \sim 0.8 \text{ Hz}$  増加することになった。このX線束の変化に対応して電離層電気伝導度分布に第1図のし、Dの擾動を与え、30 kmまでの最下部分布にはA、B、E、Fの他に、計算のための層状分割の仕方が違うモデル（'とつけた）と、さらにFC'、FD'の値を2倍にしたF'C'、F'D'の7種のモデルを使用して電界強度の計算を行ない、振幅最大の周波数を求めた。モデルAC、AD、BCでは電信源の相対強度P、その他ではQのモデルを用いた（第2図）。

計算結果を第3図に示す。これより共振周波数の絶対値は主として30~60 kmの最下部電離層電気伝導度分布に決まり、擾動C、Dに対応し、共振周波数は約  $0.2 \text{ Hz}$  増加することになる。共振周波数の日変化型についても検討を行なっている。

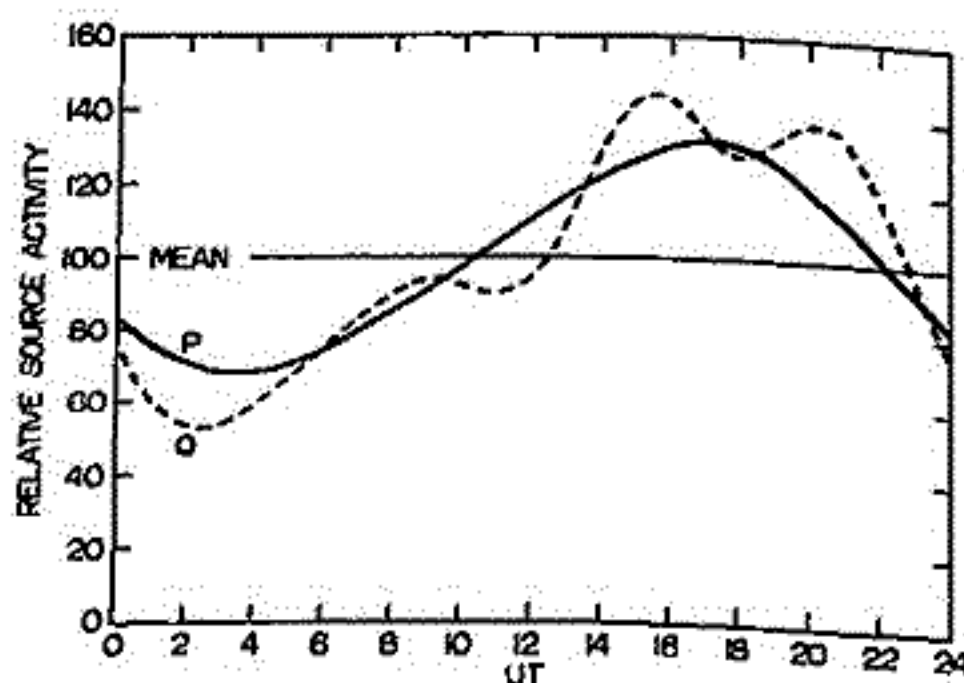
#### 参考文献

Jones, D.L., J. Atmos. Terr. Phys., 22, 1037-1044, 1967.

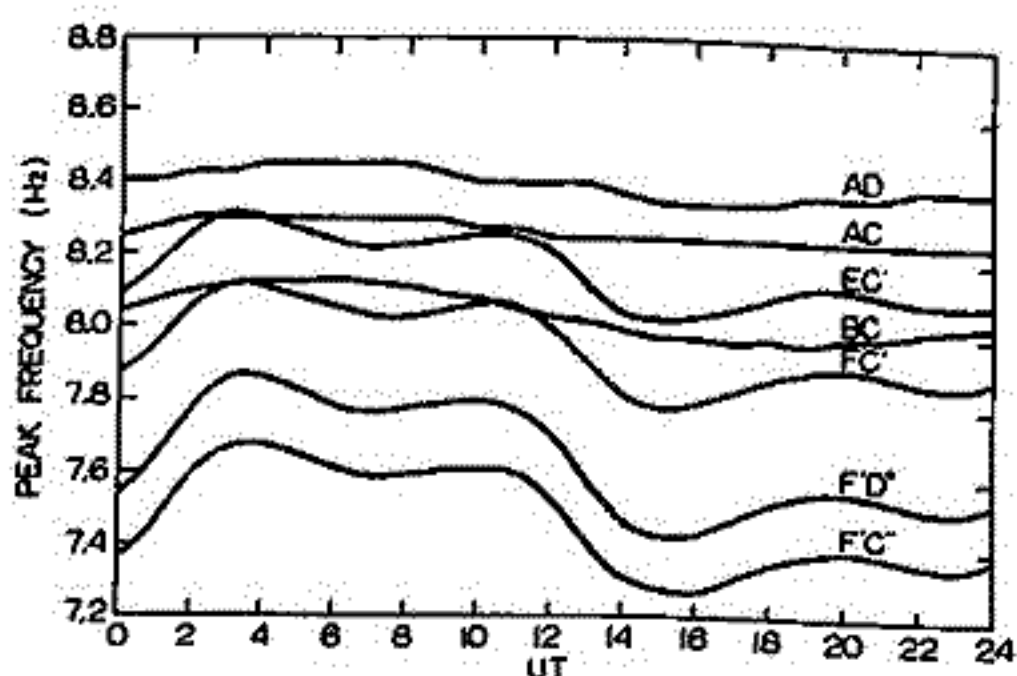
Sao, K. et al., J. Geomag. Geoelectr., 21, 411-415, 1971.



第1図 電離層電気伝導度高度分布



第2図 電信源相対強度の日変化



第3図 ピーク周波数の計算結果



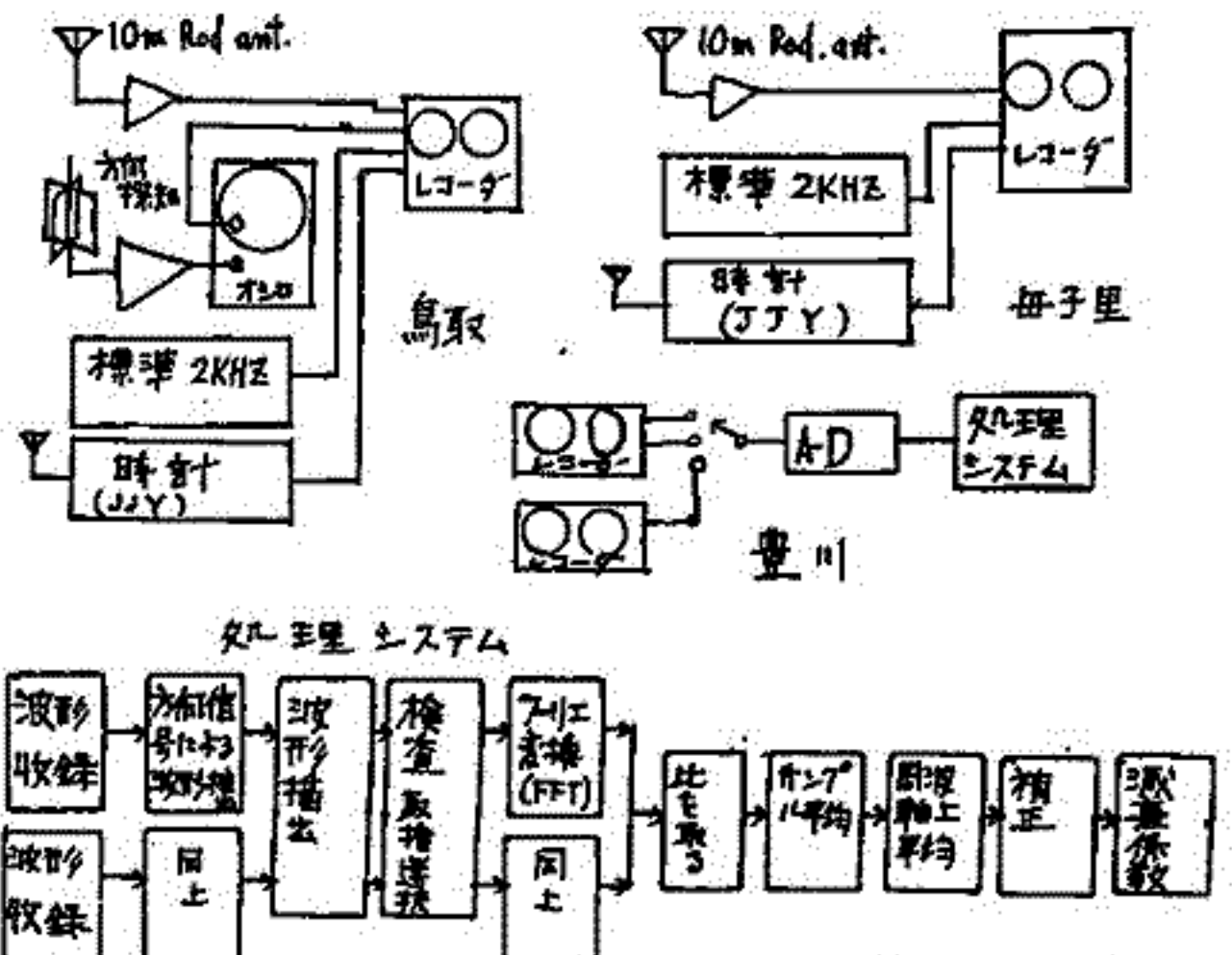
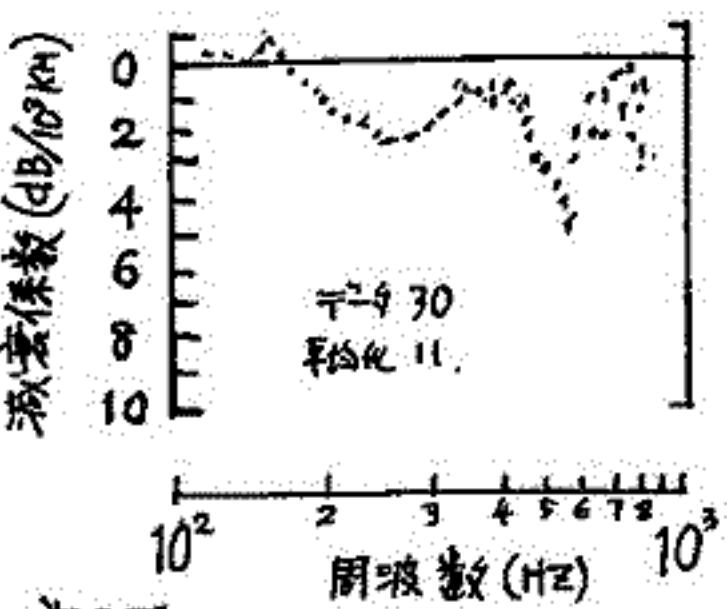
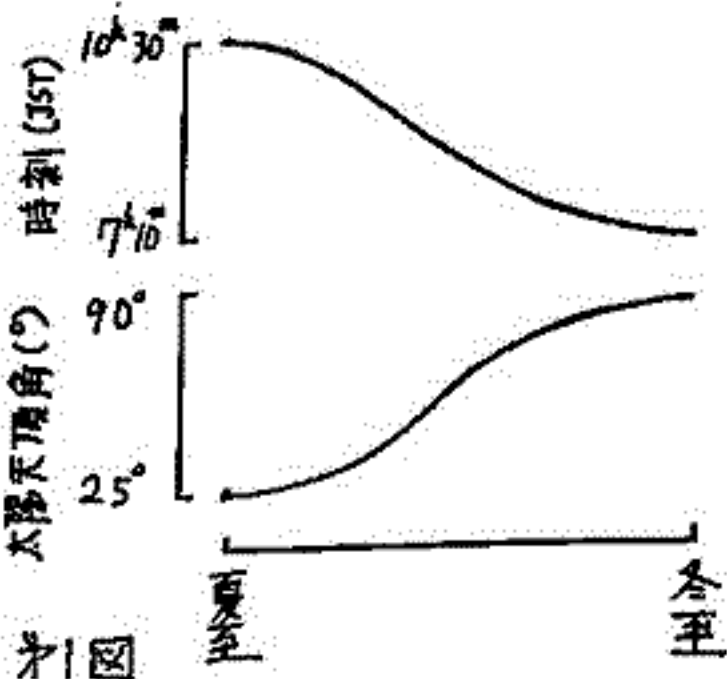
棚橋秀伍 太田幸一 佐尾和夫

(名古屋大学空電研究所)

大地と低域電離層(主としてD層)とのほぼ wave guide 中を伝播する昼間のスローテール帯の伝播における減衰係数の測定を行っている。従来の波形観測は太陽天頂角の影響を無視せざるを得ない状況にあった。それは①測定対象とする波形と同程度の大きさのノイズ(これも主として slow tail 空電である)が常に存在すること、②減衰係数が小さく(数 dB/10<sup>3</sup> KM)ので長距離伝播が必要となり、③長距離となると太陽天頂角が大きく異なる場所となるざるを得ない、などである。そこで ①=観測点を結ぶ大円上の太陽天頂角が一定となる時刻にその大円上で(経度関係)伝播するスローテールのみを選別出し(近似的に)て観測し、(方向探知は VLF 帯で行う)、②=フーリエ変換比法によってノイズによるエラーを減少させる。ことにより、天頂角依存性を明確にできる程度の精度を得ようとするものである。

フーリエ変換比法は二つの観測点における観測波形のスペクトルの比を求め、データ平均を行うのみならず、周波軸上の平均を行うものである\*。この方法の特徴は、個数の限定されたデータからより一層誤差の少ない結果が得られると云うことである。この場合、周波数軸上多个の平均を行うことにより、バリエーションは 1/√n に減少する。観測地点は鳥取と北海道母子里の二点を選ぶ。この場合二点が同時に同一の天頂角となる時刻とその天頂角は第1図に示す。横軸は日晴で左端は夏至、右端は冬至である。

この一年間は主としてデータ処理プログラムの開発と試験観測を行って来た。去る9月11日~14日の観測結果の一部が向もなく出るので、その結果を会場にて報告したい。尚データ数30, 周波軸上平均数11の場合のデータの一部が出たのでその図を示す。尚その図は観測システムの概略図である。



\* 1992-6-23 IASY-IMS シンポジウム スローテール帯減衰係数測定におけるノイズ誤差の減少について

大内長七・根本長四郎・若井登

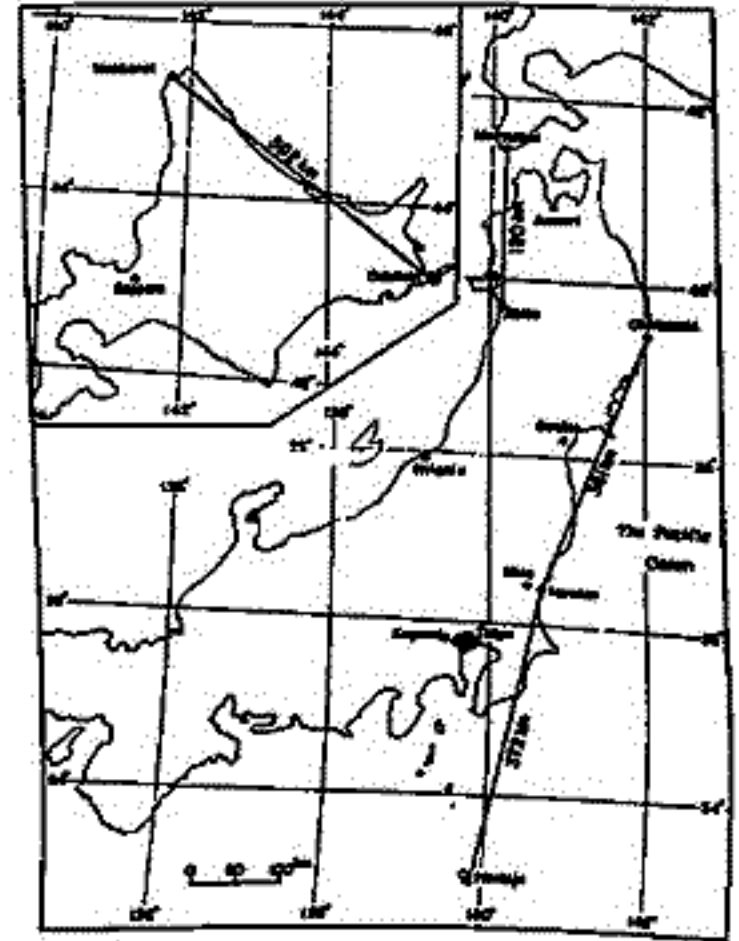
電波研究所平磯支所

平磯支所では、ロランA電波(1.85 MHz)を用いて、電波吸収の基本的特性および特に冬季異常吸収に重点をおいた研究観測をIQSY以来続けてきた。そして1971~72年の冬には、冬季異常の緯度特性を求め、落石-稚内(反射角緯度 $\Lambda_{a1}=44.5^\circ$ )、松前-秋田( $\Lambda_{a2}=41^\circ$ )、大釜崎-平磯( $\Lambda_{a3}=38^\circ$ )、八丈島-平磯( $\Lambda_{a4}=35^\circ$ )の4回線(オ1図参照)同時観測を行なった。今回はこれら吸収測定値間の相関係数から冬季異常の空間的広がりについて論ずる。

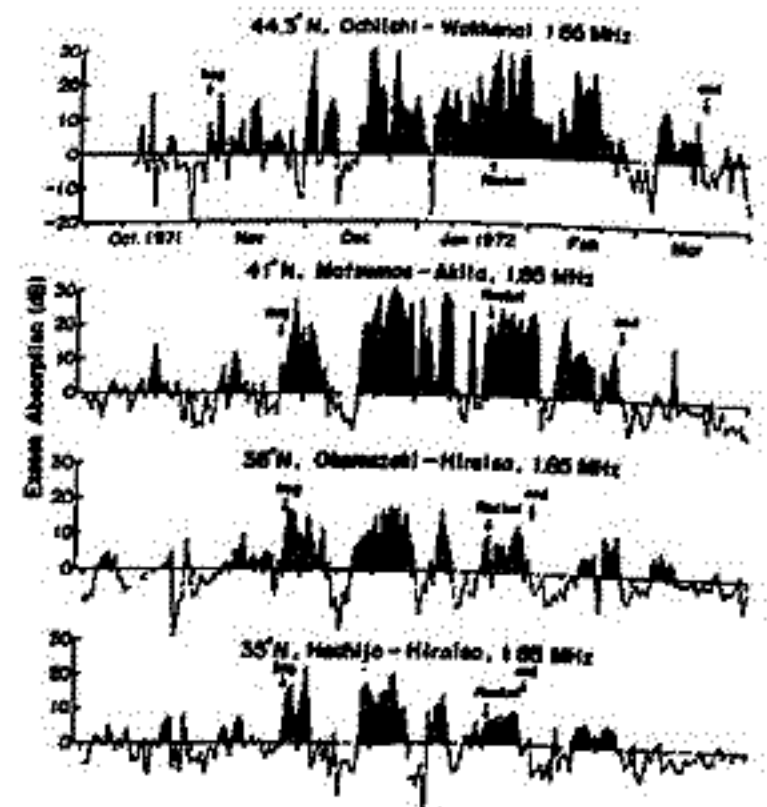
オ2図に1971年10月から翌年3月までの電離層吸収量正午値の逐日変化を示す。吸収量は各回線毎に実測値に基づき天頂角補正を施してある。図から分かるように緯度の高い程異常は大きく、従来いわれているように数日まとまって現われている。Thomas(1962)は、改州における測定から、冬期異常吸収の空間的大きさは約1000 km程度と報告した。

上記4吸収量間のそれぞれ異なる組合せによる相関係数 $\rho$ を求め、反射角 $a_1 \sim a_4$ 間の距離について図示したのがオ3図である。図から次のことが結論できようである。Thomasが $\rho=0.7$ の距離1000 kmを空間的大きさとしたのと同じ論法によると、我々の測定からは300 km程度の緯度的広がりをもつということになる。ただし両者のデータの処理方法が異なることは充分考慮しなければならぬ。更に改州の観測所が $48^\circ \sim 60^\circ N$ とかなり高緯度に位置することも重要であるかもしれない。

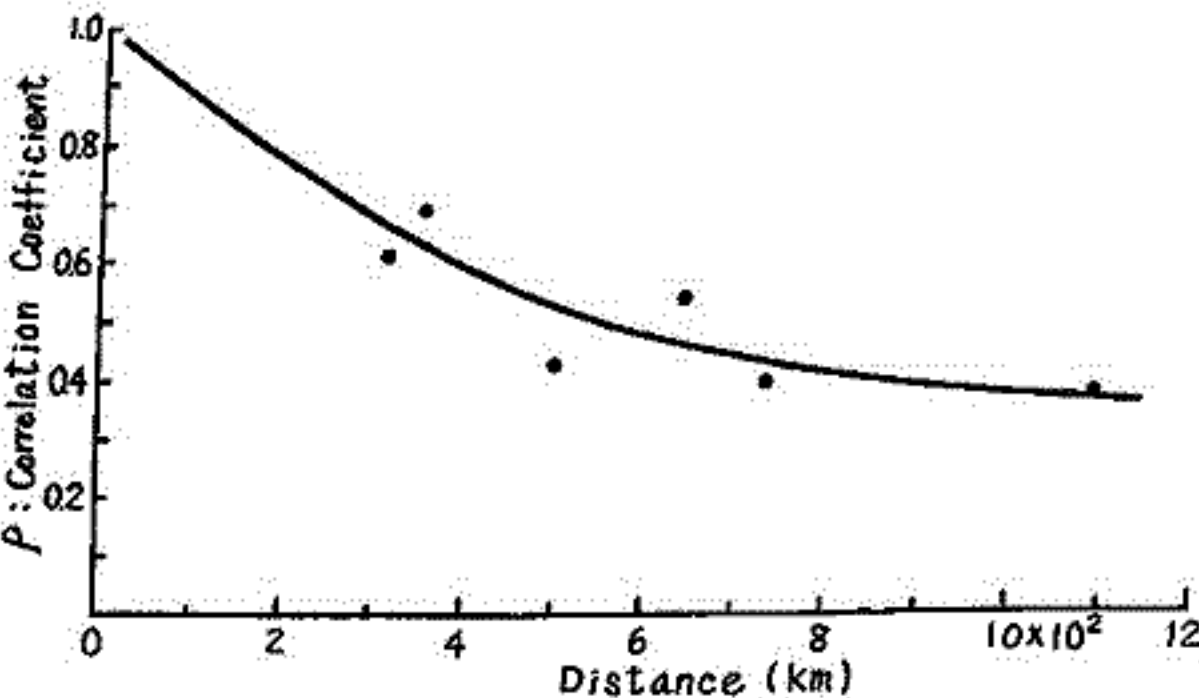
文献) Thomas, L. (1962). JATP. 23, 301-317



オ1図 ロランA電波による冬季異常吸収観測回線



オ2図 1971~72冬季における吸収正午値の逐日変化



オ3図 反射角間距離に対する相関係数

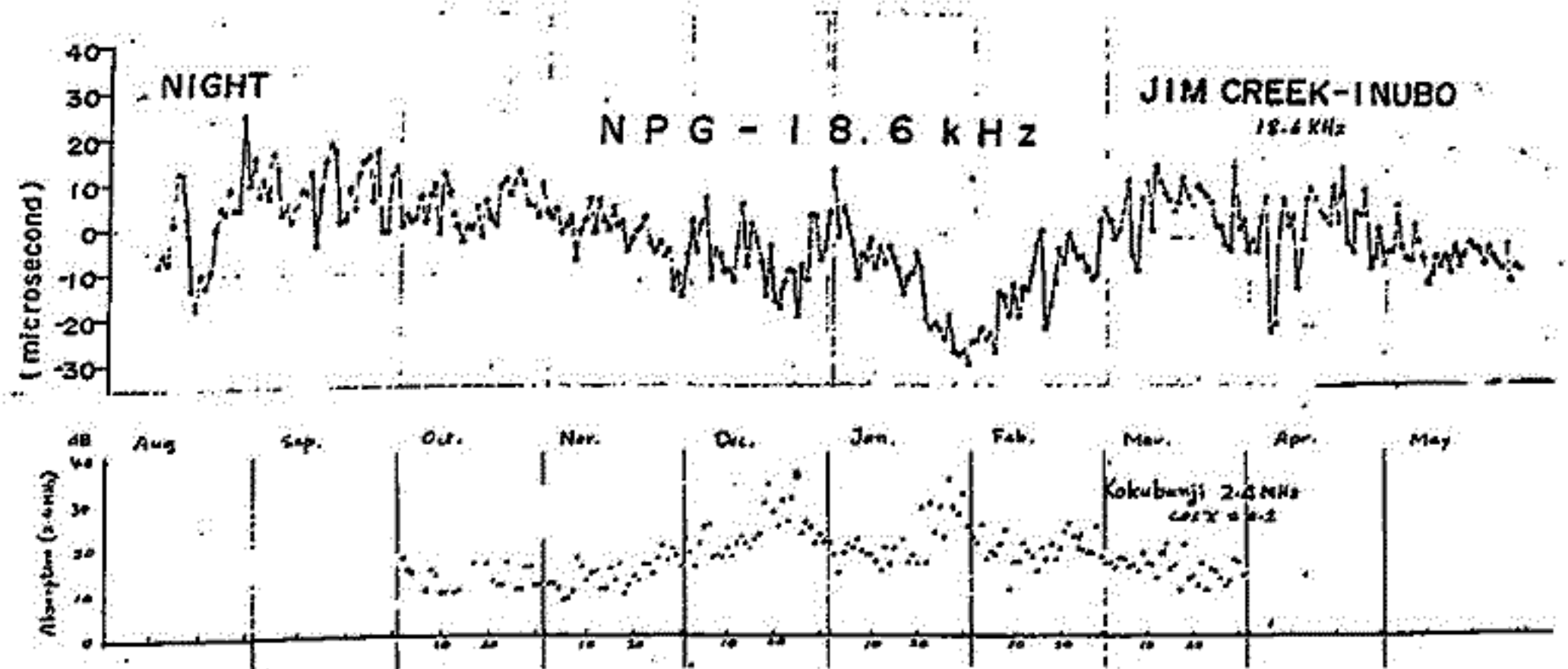
### VLF回線における冬季異常現象

新野賢爾 石井隆広  
電波研 電波研大吹

数年前より電波研大吹では各種の長距離VLF回線の伝度および位相を観測しているが、昨年発振器として極めて安定性の高いセシウム発振器を設置したため、長期的な特性について十分な信頼性のあるデータがえられるようになった。

1971年-1972年 冬季において北米太平洋岸 NPG局から発射されている 18.6 KHz 電波の位相が 20-30  $\mu$ s 進んでいることに着目して、これと伝搬路の近い平野で受信している WWV 15 MHz および本邦に於ける電報局電波観測と比較した。その結果長距離の観測が短距離にあらわれた冬季異常吸収とよく対応していることがわかった。長距離においては winter anomaly が存在することがわかった。

現在使用してきたデータが一冬の期間に限られているため、より十分な検討がなされているが、今後 E、D 領域の研究に貢献出来るであろう。



# NWC - 22.3 kHz 信号のデータ解析

○ 錢不國弘、馬場清英、吉岡敏太郎、木下みづゑ。  
中部工業大学

我々の実験では、電界強度の日出におけるフェージングパターンは最大4つの極小点を示す(第1図)。このようなパターンについては、遠きより伝播の場合、一般的に、導波管モードの第1-第2モード干渉で説明されてきた。前々回の報告では、この解釈のもとにもっぱら実験データからいくつかの物理量を求めることを試みた。ところが、東西伝播の場合には、極小点相互間のスペーシングがアンノーマリーのようにモード干渉だけでは十分説明できないところがあるようである。

今回は、モデルは簡単ではあるが、物理量の方を理論的に求めておき実験結果とみなおしてみた。結果は、電界強度は3つの極小点をもち(第2図)、実験に現われるよう1つの極小点は別な原因を探すべきだと考えられる。

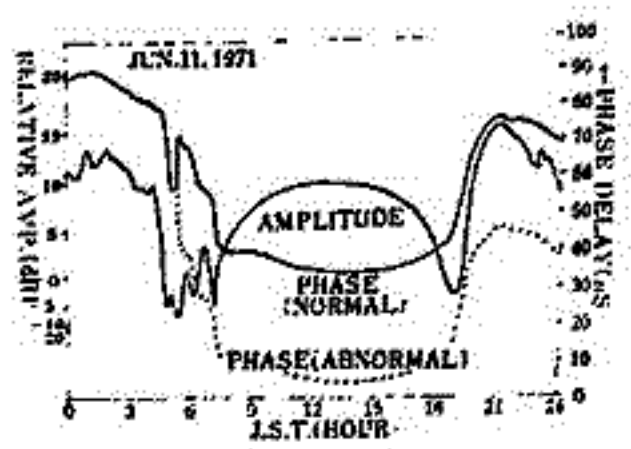
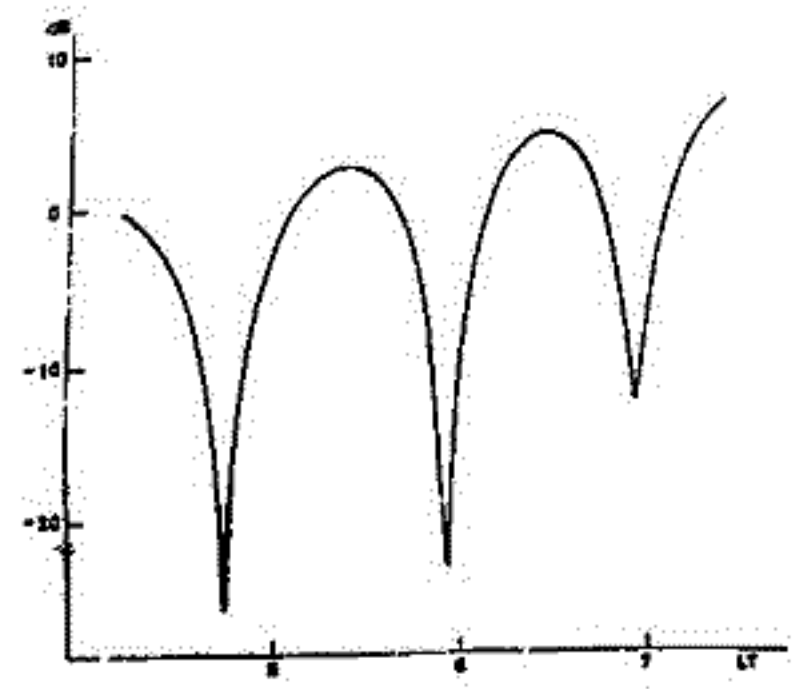


Fig. 1 Typical pattern of diurnal phase and amplitude variations of the signals received from NWC.

(第1図)



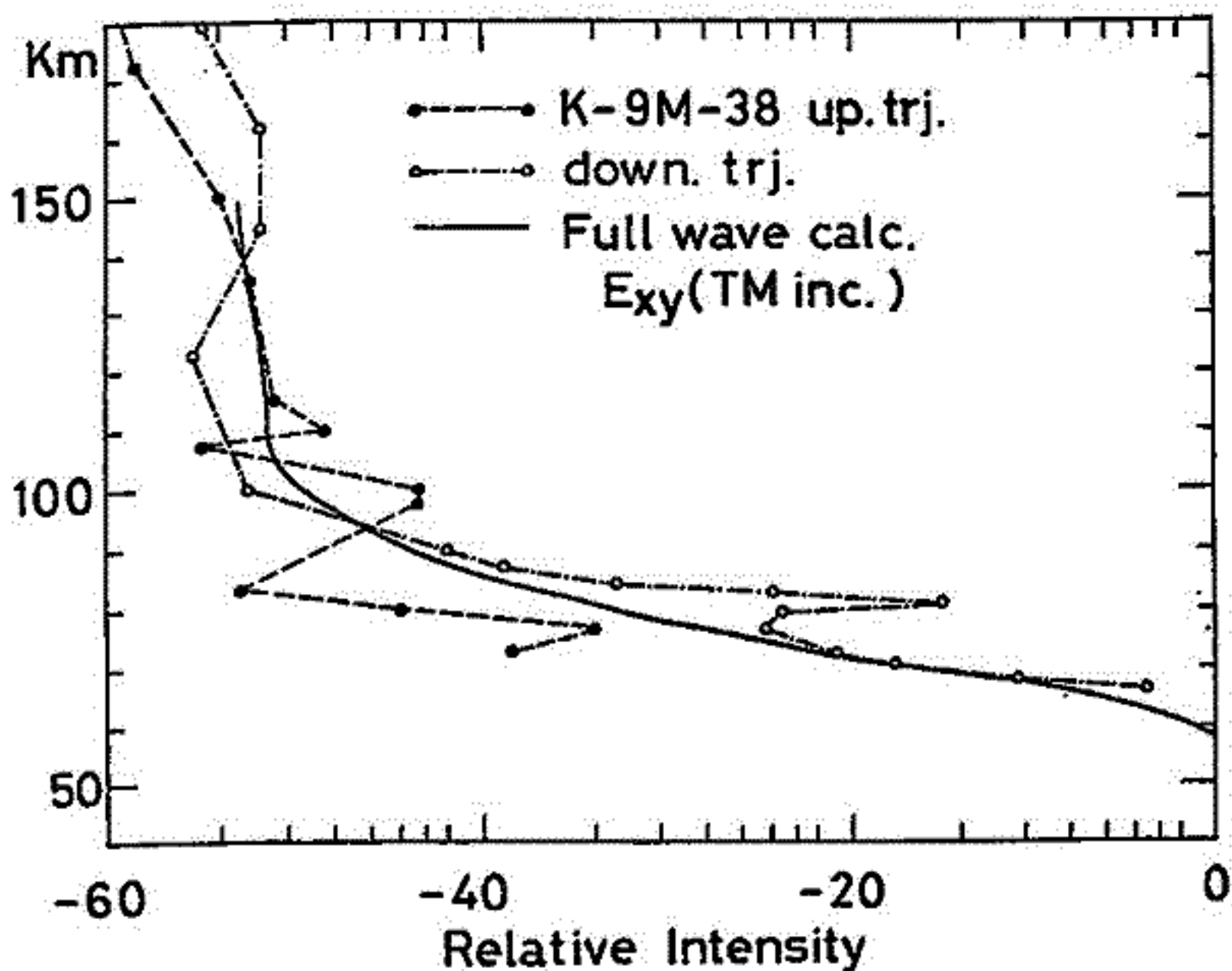
(第2図)



著者の一人(鎌田)により先学会で報告された、K-9M-38号機による昭和47年2月22日15時のVLF依佐美局(17.4 KHz)の電界強度高度分布について、同時に測定した電子密度分布を使って Full Wave 法で計算した電界強度分布と比較検討を行った(オ一回)

計算に使用したパラメーターは 入射角  $\theta = 83^\circ$  (50 km で)、方位角 (123° 北から) 磁場の強さ 0.45 ガウス (一定)、 $Dip = -43^\circ$  なお比較に使用した電界強度は TM モードで入射した場合の水平電界である。図から明らかのように実測と計算結果は大局的には満足すべき一致を示している。然し上昇中の実測値 80-110 km の間で、振動的 10 db で振動しており、下降中の実測値も 75-80 km にやはり約 10 db の peak を示している。これ等の振動変動は数値計算の結果にはあらわれていない。

この電界強度の変動の原因として、① 送信局からの path の異なる波の干渉、② 透過波と電離層内分反射波による干渉、③ Ion plasma 振動数が 17 KHz に近いので、このために起る何らかの波動エネルギーの異常などが考えられるが、②は数値計算にあらわれていないので除外されるべきと考えられる。実際吸収が大きい層であるから分反射波との干渉で 10 db の変動を作るのはむづかしい。③はのり除外されて始めて有力となるので主として①の検討を行うと報告する。





# 菊池 崇 著 本 稿

京都大学理学部

短距離伝播VLF波を用いて下部電離層の情報を得る場合、最も問題になるのは、地上波強度が空間波強度に比べ、圧倒的に大きいことであり、地上波に埋もれた空間波をいかに抽出するか、下部電離層探測の第1の課題であった。今までには与えられていた方法は、ループアンテナを伝播パスに対して直角に置き、空間波TE成分をとり出すものであり、在り、これでは地上波の混入を防げず、その結果、2つの波の干渉パターンとして得られる記録の解釈が難しいに在る、という欠点があった。我々は、ループアンテナを伝播パスに対し、ある角度を傾かせ、かつ、2つの角度を使うことにより、4つの未知量(空間波TM, TE成分の位相と電界強度)を得ることを、春の学会で述べた。この場合には、地上波強度として、昼間、ループアンテナが伝播パスに平行であるときの値を採用したが、空間波TM成分が無視できない(約1割)ことから、地上波成分を導き出せる事が必要である。これにより、空間波に対するエラーも減少する。今回は、アンテナ角をもう一つ増やして( $\theta=0^\circ$ )、逐次近似的に、地上波の強度を求めようとする。

ループアンテナが伝播パスと在る角度は $0^\circ, \theta_1, \theta_2$ である。  
 $\theta=0^\circ$ のとき、観測される強度と位相は次のようになる。(地上波  $H_g$  の位相を  $0$  とする)

$$H_{ga} = \sqrt{(H_g + H_{sm} \cos \phi_m)^2 + H_{sm}^2 \sin^2 \phi_m} \quad (1)$$

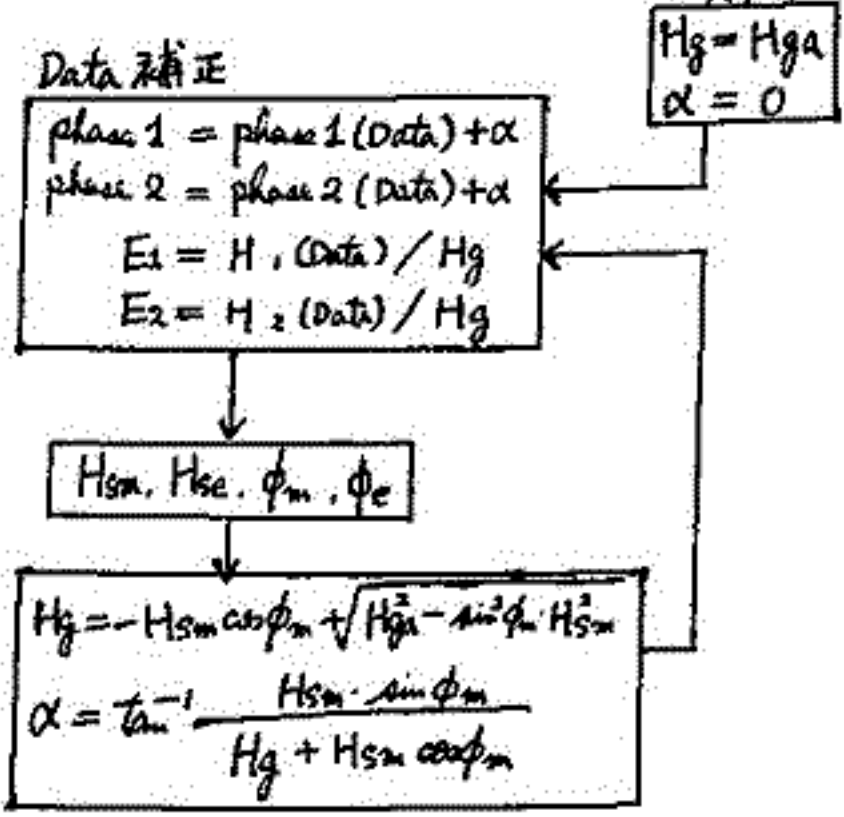
$$\alpha = \tan^{-1} \frac{H_{sm} \sin \phi_m}{H_g + H_{sm} \cos \phi_m} \quad (2)$$

$H_{sm}$ : 空間波TM成分の電界強度  
 $\phi_m$ : " " 位相  
 $H_{se}$ : " TE成分の電界強度  
 $\phi_e$ : " " 位相

これらでの方法は  $H_g = H_{ga}$   
 $\alpha = 0$

として  $H_{sm}, H_{se}, \phi_m, \phi_e$  を求めた。  
 更に近似を良くする為に、上のようにして求めた  $H_{sm}, \phi_m$  を (1) (2) に代入して  $H_g, \alpha$  を求める。これを  $H_g(1), \alpha(1)$  と表す。これを Data の補正と計算を行うことにし、 $H_g(2), \alpha(2)$  が求まる。以下同様にして、 $H_g(n), \alpha(n)$  がある値に収束し、地上波成分  $H_g$  が求まる。地上波が正確に求まると、空間波も正確に分離抽出できる。

これを図示すると下のようになる。



phase 1, phase 2,  $H_1, H_2$   
 は、それぞれ Data であり、1, 2 は角度  $\theta_1, \theta_2$  に対応している。  
 phase 1, 2 は  $\theta=0^\circ$  の位相から、 $\theta_1, \theta_2$  の位相のずれを表わしたものを。

中田美明 菅宮夫 合飲垣礼子 加藤仲夏  
電波研究所

Symcom 3号および Intelsat 2F2の Faraday rotationは Vogt 式の観測装置で受信していたとき、装置が正常に働いているときは記録が一直線になるような monitor を用いていたが、その記録の中には Faraday rotation のピッチに比例した到来電波の強弱を表わす現象らしいものが見られた。

したがって現在 Faraday rotation の観測が行われている Intelsat および ATS-1 の静止衛星の受信に際して Faraday rotation の記録法として電圧の変化の鋸歯状波記録と同時に円偏波受信および水平八木アンテナによる受信強度の記録を行った。

観測結果は Faraday rotation の存在が確認される時、円偏波受信の記録には Faraday rotation を Follow する電波の強弱が記録される場合と全く無関係の場合がある。その他位相がずれたりするなどいろいろな現象が観測された。これらの現象は受信装置に起因する外、到来電波の強弱による現象とみなされるので、これらの現象を追って行われた実験的経過および得られた記録について報告する。

鶴田浩一郎\* 芳野赳夫\*\* 林幹治\*\*\* 奥沢隆志\*\*  
 村上仁\*\* 藤田修一\*\*  
 \* 東大宇宙研 \*\* 電気通信大 \*\*\* 東大理

ホイッスラー空電は電離層上部、磁気圏内の Field aligned irregularity にそって伝播して、地上で観測されると考えられている。この考えにたてば、下部電離層でのホイッスラー空電の出口の位置を追跡していくことが出来れば、irregularity の運動、即ち、磁気圏内プラズマの運動を追跡することが出来ると考えられる。その可能性を追求すため、ホイッスラー空電の到来方向測定の方法を考えた。実際の観測は今年の冬に行うので観測の結果については次の機会に行いたい。

ホイッスラー空電を地上で観測する場合、(1)一般に斜め入射である。(2)一般に楕円偏波である。(3)導電性の地面がある。ことにより、水平入射の場合の便宜的な方法を適用するわけにはいかない。

入射方位  $\phi$ , 入射天頂角  $\theta$ , 入射波の TE, TM 成分を  $A_{TE}, A_{TM}$ , また地面に依る反射係数を  $R_{TE}, R_{TM}$  とし、位相関係を次のように規定する。

$$\begin{aligned} A_{TE} &= |A_{TE}| \\ A_{TM} &= |A_{TM}| e^{i\beta} \\ R_{TE} &= |R_{TE}| e^{i\alpha_1} \\ R_{TM} &= |R_{TM}| e^{i\alpha_2} \end{aligned}$$

地上で観測出来る電磁界成分  $E_x, B_x, B_y$  は

$$\begin{aligned} E_x &= |A_{TM}| Z_0 \sin\theta (\cos(\omega t - \beta) + |R_{TM}| \cos(\omega t - \beta - \alpha_2)) \\ B_x &= |A_{TE}| Z_0^{-1} \cos\theta \cos\phi (-\cos(\omega t) + |R_{TE}| \cos(\omega t - \alpha_1)) \\ &\quad + |A_{TM}| \sin\phi (\cos(\omega t - \beta) + |R_{TM}| \cos(\omega t - \beta - \alpha_2)) \\ B_y &= |A_{TE}| Z_0^{-1} \cos\theta \sin\phi (-\cos(\omega t) + |R_{TE}| \cos(\omega t - \alpha_1)) \\ &\quad - |A_{TM}| \cos\phi (\cos(\omega t - \beta) + |R_{TM}| \cos(\omega t - \beta - \alpha_2)) \end{aligned}$$

ここで  $[A, B] \equiv A(+90^\circ) \cdot B - A \cdot B(+90^\circ)$  と書くことにすると

$$\begin{aligned} [E_x, B_x] &= |A_{TE}| \cdot |A_{TM}| \left\{ \sin\beta + |R_{TE}| \sin(\alpha_1 - \beta) + |R_{TM}| \sin(\alpha_2 + \beta) \right. \\ &\quad \left. - |R_{TE}| |R_{TM}| \sin(-\alpha_1 + \alpha_2 + \beta) \right\} \sin\theta \cos\theta \cos\phi \\ [E_x, B_y] &= |A_{TE}| \cdot |A_{TM}| \cdot \left\{ \begin{array}{l} " \\ " \end{array} \right\} \sin\theta \cos\theta \sin\phi \\ [B_x, B_y] &= |A_{TE}| \cdot |A_{TM}| \cdot Z_0^{-1} \left\{ \begin{array}{l} " \\ " \end{array} \right\} \cos\theta \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} [E_x, B_x] \\ [E_x, B_y] \\ [B_x, B_y] \end{aligned}} \right\} \dots (9)$$

従って、入射方向  $\theta, \phi$  は、

$$\begin{aligned} \tan\phi &= \frac{[E_x, B_x]}{[E_x, B_y]} \\ \sin^2\theta &= \frac{[E_x, B_x]^2 + [E_x, B_y]^2}{[B_x, B_y]^2 \cdot Z_0^2} \end{aligned}$$

として、求めることが出来る。この方式の欠点は (A) 式から明らかのように  $A_{TM} = 0$  又は  $A_{TE} = 0$  となる直線偏波の波に使用出来ないことであるが、ホイッスラー空電の測定に用いては却って有利となる。実際の測定機の構成については、学会で報告する。

森 洋介(宮城教育大), 森田 昭, 荒木 喬(東北大理)

Whistler の出現特性, 特に whistler 出現の地方時依存性か, 地磁気静穏時と擾乱時において 電離層の特性を示すかを明確にし, 電離層の parameter と関連を示すかにつき統計的に解析を行った。解析した data は, 1971年1月から12月までに受信されたものである。解析の方法は, 地磁気擾乱の大小には無関係に, SSC 後1週間内に受信された whistlers を擾乱の影響を受けたものと定義し, それを storm day whistlers と呼ぶ。それ以外の日には受信されたものを no storm day whistlers として取扱った。また解析中の段階であるが, これまでに得られた結果を簡単に示す。

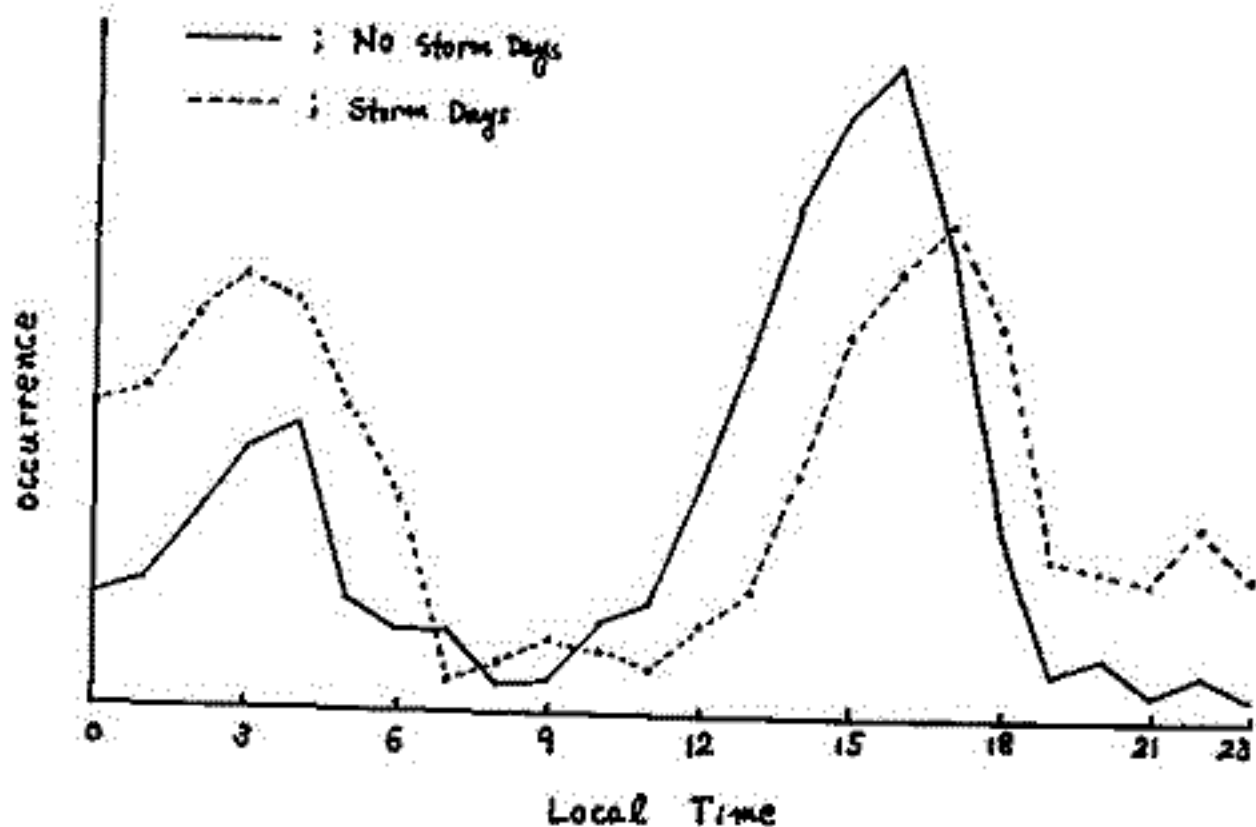
### Whistler 出現の地方時依存性

上の定義にしたがって, 1971年に受信された全 whistler について解析した結果を図に示す。

図から明らかのように, storm days, no storm days, 共に朝方と夕方 occurrence の maximum を示すのは同じであるが, storm days においては, 夜間に出現の enhancement が存在する。

このことは, 6月の IASY-IHS シンポジウムで報告した「一般に擾乱時には受信される diffuse

whistlers の出現が夜間に maximum を持つ」という結果と一致する。



### 電離層 Parameters との比較

統計的に得られた whistler の出現特性と, whistler ducts の生成と最も関連性があると考えられる電離層下領域の parameter との比較を行った。その結果, 午後側の whistler 出現の極大は, 冬半球(受信側)では  $f_oF_2$  の maximum から減少する phase に,  $h_pF_2$  の午後側の minimum を含む時間帯に対応し, 夏半球(源側)では,  $f_oF_2$  の maximum にいる phase で  $h_pF_2$  が減少する時間帯に対応している。一方, 午前側に現れる出現の極大の時間帯は, 冬半球では電離層特徴的ではあるが, 夏半球の  $f_oF_2$  minimum の時間帯に対応している。又, storm days における夜間の whistler 出現の enhancement に関しては, 夜間下層の特徴的現象として Spread F がある。この Spread F の出現も夏半球で顕著である。



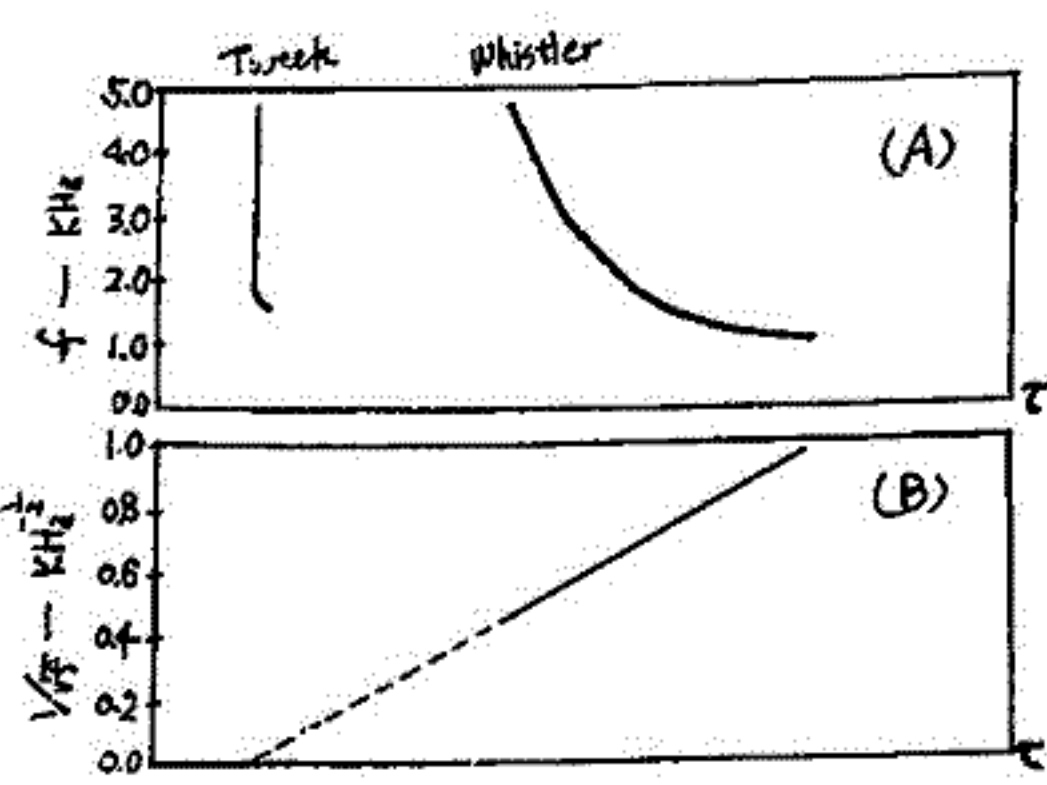
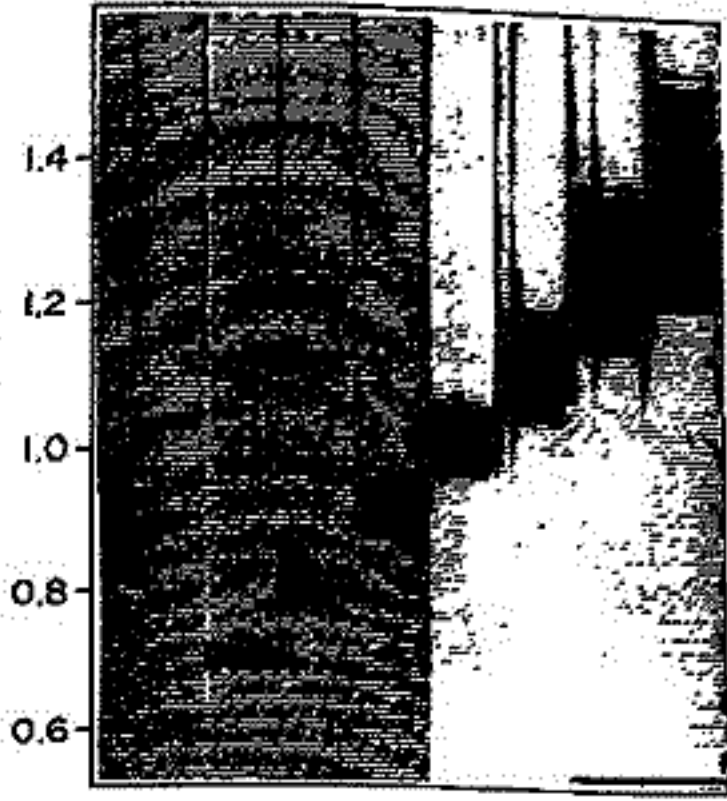
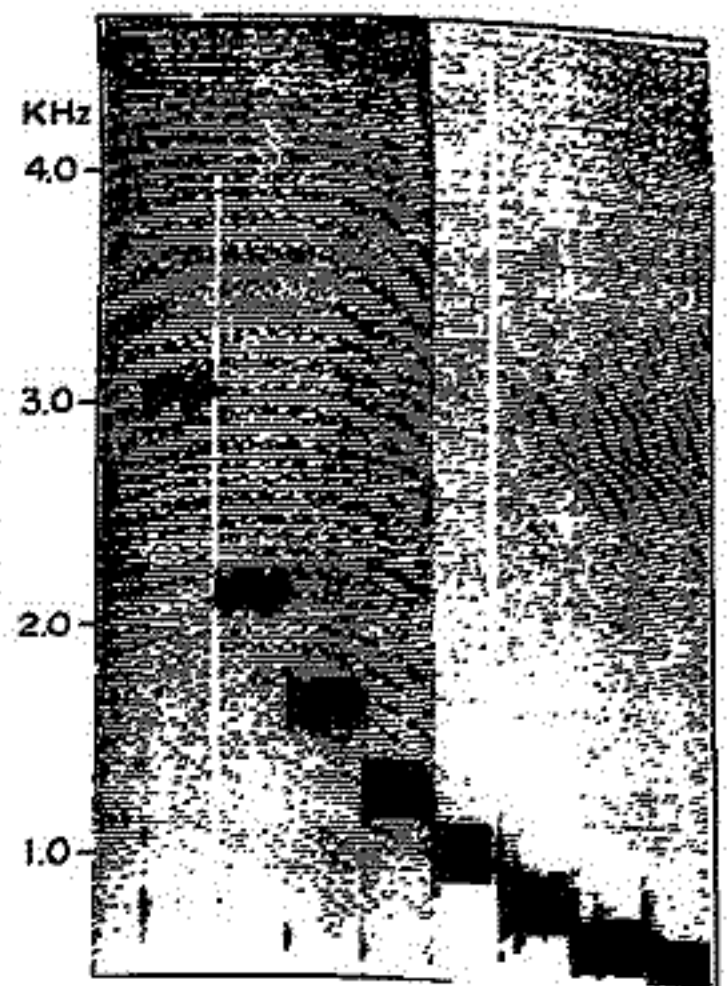
従来 whistler の dispersion を決定するには あらかじめ理論的に計算された  $\omega$  の dispersion curve とソナグラム上の whistler trace を重ね合せ、最も良く合う curve から dispersion を決定する、いわゆる fit-method が用いられて来た。

ここに報告する whistler dispersion 直線表示とは、Hissa の応用例の一つとして dynamic spectrum の周波数軸を  $1/\sqrt{f}$  で表示することにより、第1図Aの様なソナグラムにあらわれる whistler trace が第1図Bのごとく直線に変換出来ることから whistler dispersion を求めるというものである。

この Hissa による whistler dispersion 直線表示法の merit としては

- 1° whistler dispersion が直視でき、簡単かつ正確に分散値を求めることが出来る。
- 2° whistler の travel time が容易に決定できる。
- 3° 微小な dispersion 変化を捉えることが出来る。

第2図に試作した whistler dispersion 直線表示 Hissa の敢正例を示す。A 図は  $1/\sqrt{f}$  で変換した周波数信号を周波数軸 linear 表示 Hissa で、B 図は周波数軸  $1/\sqrt{f}$  表示、即ち whistler dispersion 直線表示 Hissa で解析したものである。



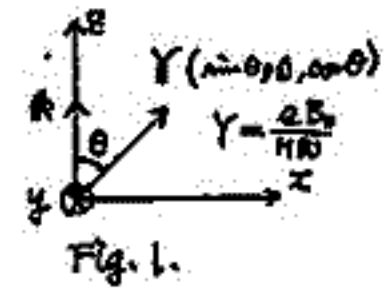
第1図



満保 正善 長野 勇 二石 悟周  
(金沢大学工学部)

D領域の電子の平均衝突回数 $\nu$ があると共に変化する電磁場中に地球磁気伝導の方向に向き、平面波を任意の角で入射させた場合のD領域中の電磁場分布、 $\nu$ より反射波・透過波も、D領域を多数の薄層に分割することによって導きこくことが出来ることである。

先づ、Fig.1の異方性均質媒質中の電界は  $\vec{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}$ 、  
 $E_x = E_0/E_y$  は、  $\rho_T = -\frac{U + X/(nr^2 - 1)}{Z Y_L}$ 、  $\rho_L = -\frac{Y_T(nr^2 - 1)}{U - X}$  ... (1)

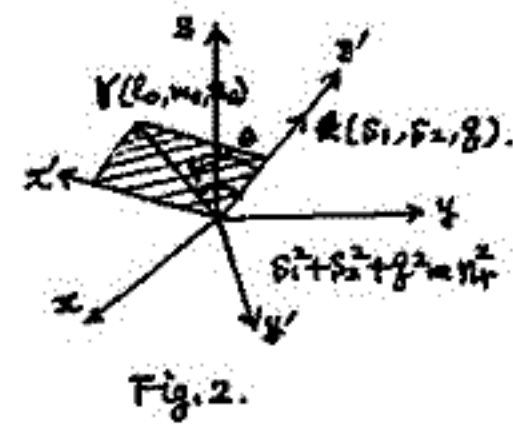


次に、Fig.2の異方性均質媒質中で、 $Y$ が任意の方向にある場合  $\rho_T = -\frac{U + X/(nr^2 - 1)}{Z Y_L}$ 、 $\rho_L = -\frac{Y_T(nr^2 - 1)}{U - X}$  ... (1)

$D = (d_{ij})$

$$\begin{pmatrix} E'_1 \\ E'_2 \\ E'_3 \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \dots (2)$$

$$\begin{aligned} d_{11} &= (g d_{22} - s_2 d_{23})/nr & d_{21} &= (n_0 s_2 - n_0 g)/nr \\ d_{12} &= (s_1 d_{23} - g d_{21})/nr & d_{22} &= (l_0 g - n_0 s_1)/nr \\ d_{13} &= (s_2 d_{21} - s_1 d_{22})/nr & d_{23} &= (n_0 s_1 - l_0 s_2)/nr \\ d_{31} &= s_1/nr & d_{32} &= s_2/nr & d_{33} &= g/nr \end{aligned}$$



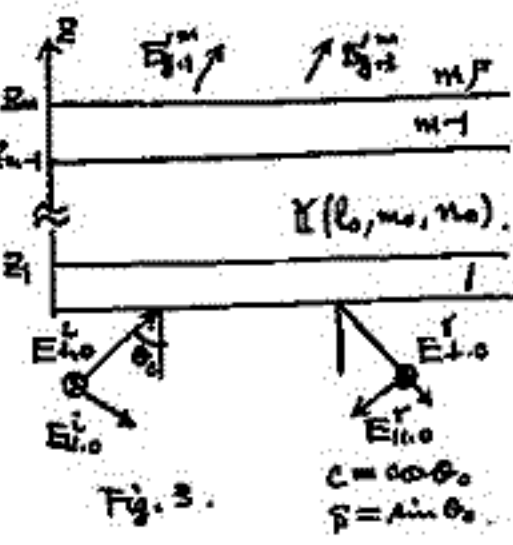
次に、 $G = \sin \psi = \{1 - (l_0 s_1 + n_0 s_2 + n_0 g)^2 / nr^2\}^{1/2}$   
電界の大きさは  $\rho_T = -\frac{U + X/(nr^2 - 1)}{Z Y_L}$ 、 $\rho_L = -\frac{Y_T(nr^2 - 1)}{U - X}$  ... (1)

$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = D^0 \begin{pmatrix} 1/\rho_T \\ 1 \\ \rho_L \end{pmatrix} E'_y \dots (3)$   
この電界は  $\exp[-i k_0 (s_1 x + s_2 y + g z)]$  を含む関数も有する。  
 $H_x = (s_2 E_0 - g E_y)/Z_0$ 、 $H_y = (g E_x - s_1 E_0)/Z_0$  ... (4)

$E_x = M E'_y$ 、 $H_x = (s_2 M_3 - g M_2) E'_y / Z_0$  }  $M_i = d_{ii}/\rho_T + d_{zi} + d_{zi} \rho_L$  ( $i=1,2,3$ )  
 $E_y = M_2 E'_y$ 、 $H_y = (g M_1 - s_1 M_0) E'_y / Z_0$  }

最後に多数の薄層に分割した Fig.3 の場合  $\rho_T = -\frac{U + X/(nr^2 - 1)}{Z Y_L}$ 、 $\rho_L = -\frac{Y_T(nr^2 - 1)}{U - X}$  ... (1)

$$\begin{aligned} E_{x,m-1} &= \sum_{i=1}^4 M_{1i}^{m-1} E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ E_{y,m-1} &= \sum_{i=1}^4 M_{2i}^{m-1} E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ H_{x,m-1} &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{Z_0} (s_2 M_{3i}^{m-1} - g_i M_{2i}^{m-1}) E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ H_{y,m-1} &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{Z_0} (g_i M_{1i}^{m-1} - s_1 M_{0i}^{m-1}) E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \end{aligned} \dots (5)$$



(5)より  $A_{m-1} = (a_{ij}^{m-1})$  を用いると  $E_{m-1} = A_{m-1} E_{y,m-1} \dots (6)$   
次に  $z = z_m$  における境界は  $B_{m-1} = (b_{ij}^{m-1})$  を用いると  $E_m = B_{m-1} E_{y,m-1} \dots (7)$

(6)(7)より  $E_m = B_{m-1} (A_{m-1})^{-1} E_{m-1} = K_{m-1} E_{m-1} \dots (8)$ 、 $E_m = K_{m-1} K_{m-2} \dots K_1 E_1 \dots (9)$

$$E_1 = \begin{pmatrix} \{c s_1 (E_{i,0}^{\pm} - E_{r,0}^{\pm}) - s_2 (E_{i,0}^{\pm} + E_{r,0}^{\pm})\} / s \\ \{c s_2 (E_{i,0}^{\pm} - E_{r,0}^{\pm}) + s_1 (E_{i,0}^{\pm} + E_{r,0}^{\pm})\} / s \\ \{-s_2 (E_{i,0}^{\pm} + E_{r,0}^{\pm}) + c s_0 (E_{i,0}^{\pm} - E_{r,0}^{\pm})\} / s Z_0 \\ \{s_1 (E_{i,0}^{\pm} + E_{r,0}^{\pm}) - c s_2 (E_{i,0}^{\pm} - E_{r,0}^{\pm})\} / s Z_0 \end{pmatrix}$$
、
$$E_m = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{13} \\ a_{21} & a_{23} \\ a_{31} & a_{33} \\ a_{41} & a_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_{y,1} \\ E'_{y,3} \end{pmatrix}$$

(9)に代入し、4元一次連立方程式を、 $E_{i,0}^{\pm}$ 、 $E_{r,0}^{\pm}$ 、 $E'_{y,1}$ 、 $E'_{y,3}$  を決定すれば、各層の電磁界、反射係数、透過係数を求めることが出来る。

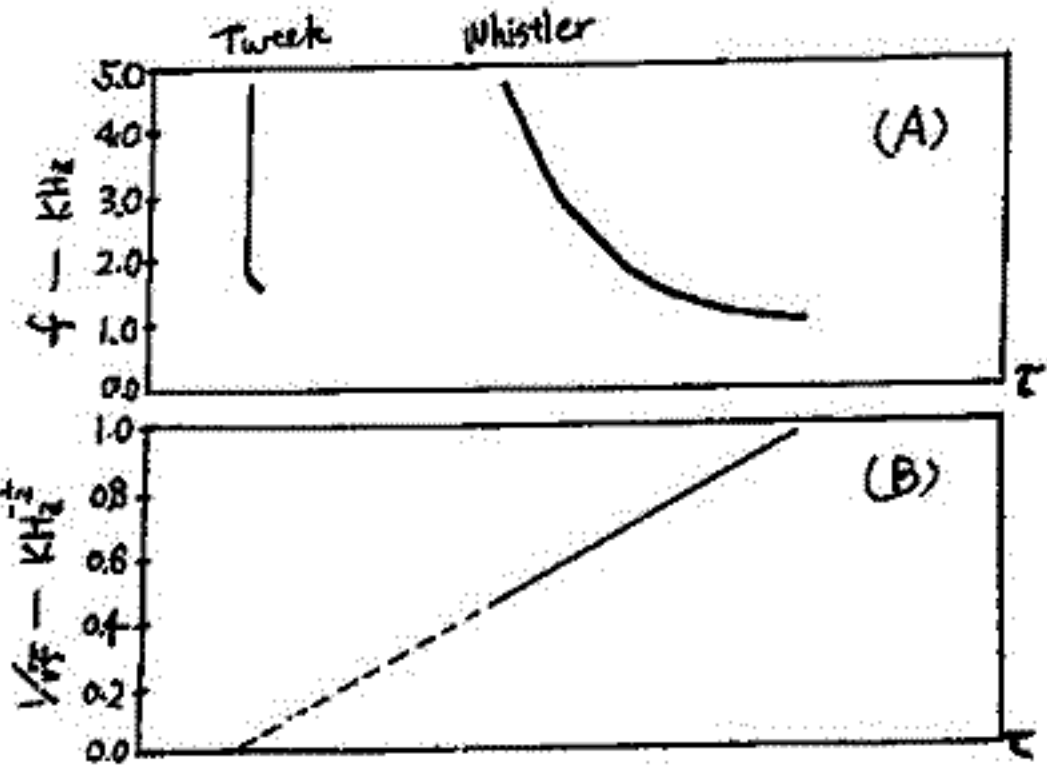
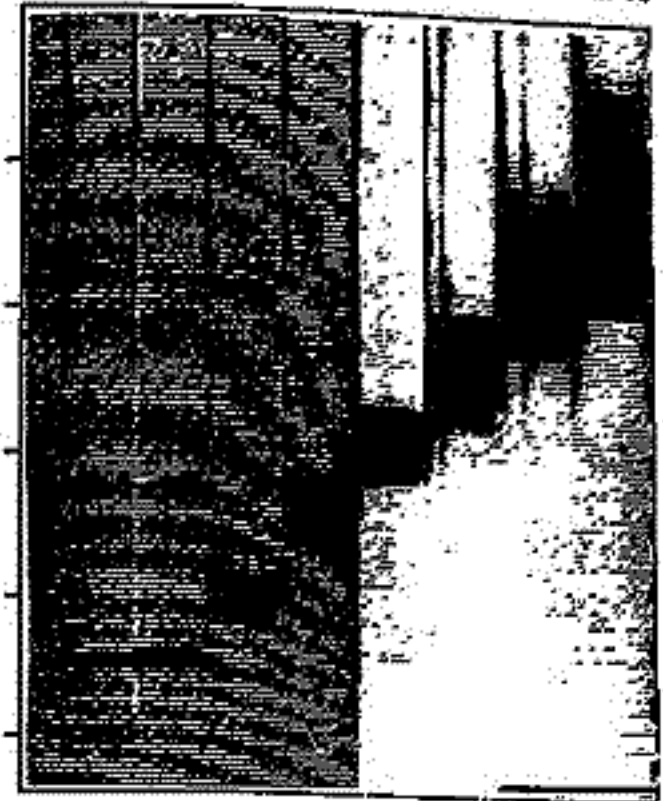
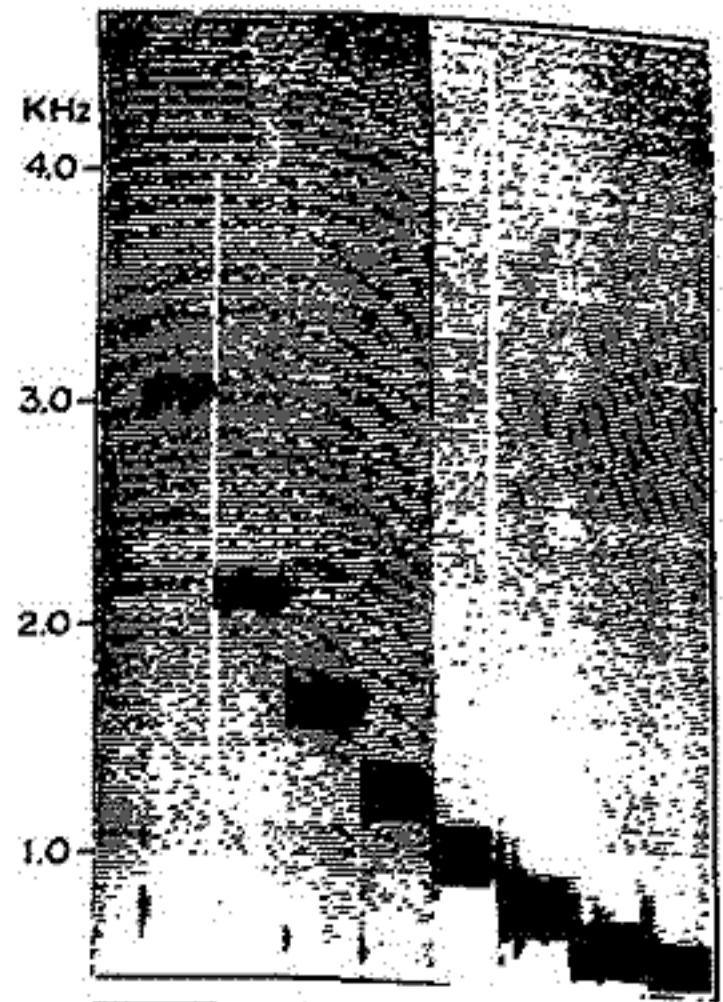
従来 whistler の dispersion を決定するには あらかじめ理論的に計算されたいくつかの dispersion curve とソナグラム上の whistler trace を重ね合せ、最も良く合う curve から dispersion を決定する、いわゆる fit-method が用いられて来た。

ここで報告する whistler dispersion 直線表示とは、Hissa の応用例の一つとして dynamic spectrum の周波数軸を  $1/\sqrt{f}$  で表示することにより、第1図Aの様なソナグラムにあらわれる whistler trace が第1図Bのごとく直線に変換出来るものから whistler dispersion を求めるというものである。

この Hissa による whistler dispersion 直線表示法の merit としては

- 1° whistler dispersion が直視でき、簡単な正確な分散値を求めることが出来る。
- 2° whistler の travel time が容易に決定できる。
- 3° 微小な dispersion 変化を追うことが出来る。

第2図に試作した whistler dispersion 直線表示 Hissa の敢正例を示す。A 図は  $1/\sqrt{f}$  で変換した周波数信号を周波数軸 linear 表示 Hissa で、B 図は周波数軸  $1/\sqrt{f}$  表示、即ち whistler dispersion 直線表示 Hissa で解析したものである。

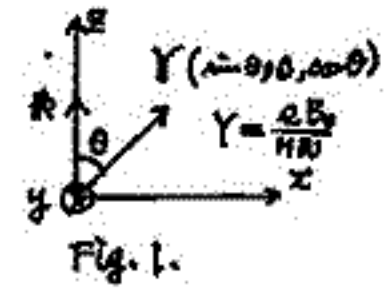


第1図

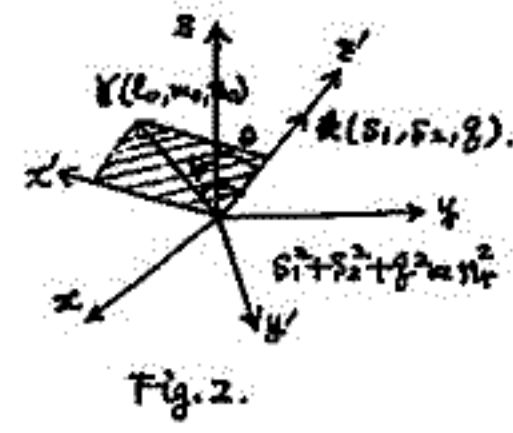
満保正善 長野勇 二石悟間  
(金沢大学工学部)

D領域の電子の平均衝突回数 $\nu$ が有限と共に変化するとき電離層中に地球磁場の任意の方向に向き、平面波を任意の角で入射させた場合のD領域中の電磁場分布、 $\nu$ よりの反射波・透過波も、D領域を多数の薄層に分割することによって導き出すことが出来ることとなる。

先づ、Fig.1の異方性均質媒質中の電界 $\vec{E}$ について、 $\rho_T = E_y/E_x$ ,  
 $\rho_L = E_z/E_y$  係、 $\rho_T = -\frac{U + X/(n_r^2 - 1)}{iY_L}$ ,  $\rho_L = -\frac{Y_T(n_r^2 - 1)}{U - X}$  ..... (1)



次に、Fig.2の異方性均質媒質中では、 $Y$ が任意の方向にある場合について、 $k$ ,  $Y$ が $z'-x'$ 平面上にあるように座標変換を施す。



$D = (d_{ij})$

$$\begin{pmatrix} E'_1 \\ E'_2 \\ E'_3 \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \dots (2)$$

$$\begin{aligned} d_{11} &= (g^2 d_{22} - s_2 d_{23})/n_r & d_{21} &= (n_0 s_2 - n_0 g)/n_r g \\ d_{12} &= (s_1 d_{23} - g d_{21})/n_r & d_{22} &= (l_0 g - n_0 s_1)/n_r g \\ d_{13} &= (s_2 d_{21} - s_1 d_{22})/n_r & d_{23} &= (n_0 s_1 - l_0 s_2)/n_r g \\ d_{31} &= s_1/n_r & d_{32} &= s_2/n_r & d_{33} &= g/n_r \end{aligned}$$

ここで、 $G = \sin \psi = \{1 - (l_0 s_1 + n_0 s_2 + n_0 g)^2/n_r^2\}^{1/2}$   
電界の大きさについては $\rho_T$ と $\rho_L$ の関係をFig.1の図から求めると同じになる。更に(2)は(3)となる。

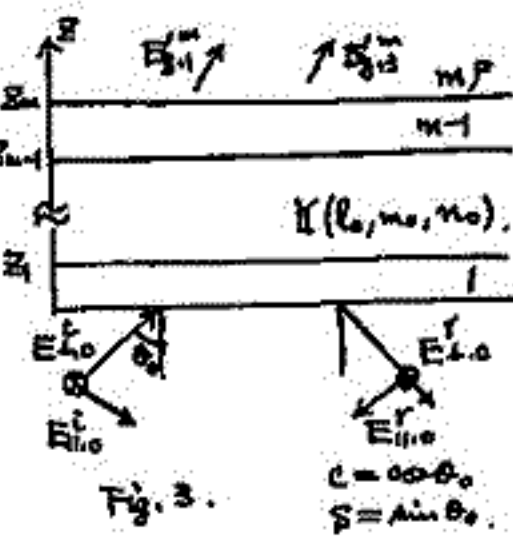
$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = D^0 \begin{pmatrix} \rho_T \\ 1 \\ \rho_L \end{pmatrix} E'_y \dots (3)$$

この電界は  $\exp\{-i k_0 (s_1 x + s_2 y + g z)\}$  なる関数に依存する。

$$H_x = (s_2 E_0 - g E_y)/z_0, \quad H_y = (g E_x - s_1 E_z)/z_0$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \mu_1 E'_y, & H_x &= (s_2 \mu_3 - g \mu_2) E'_y / z_0 \\ E_y &= \mu_2 E'_y, & H_y &= (g \mu_1 - s_1 \mu_0) E'_y / z_0 \end{aligned} \right\} \mu_i = d_{1i}/\rho_T + d_{2i} + d_{3i} \rho_L \quad (i=1,2,3) \dots (4)$$

最後に多数の薄層に分割したFig.3の場合について述べる。平面波を $(s_1, s_2, c)$ に於て入射させると、 $z_{m-1} \leq z \leq z_m$ に於ける場は



$$\left. \begin{aligned} E_{x,m-1} &= \sum_{i=1}^4 \mu_{1i} E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ E_{y,m-1} &= \sum_{i=1}^4 \mu_{2i} E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ H_{x,m-1} &= \sum \frac{1}{z_0} (s_2 \mu_{3i} - g_i \mu_{2i}) E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \\ H_{y,m-1} &= \sum \frac{1}{z_0} (g_i \mu_{1i} - s_1 \mu_{0i}) E'_{y,i} e^{-i k_0 g_i^{m-1} (z - z_{m-1})} \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

(5)より  $A_{m-1} = (a_{ic}^{m-1})$  を用いると  $E_{m-1} = A_{m-1} E_{y,m-1} \dots (6)$

ここで  $E_{m-1} = \begin{pmatrix} E_{x,m-1} \\ E_{y,m-1} \\ H_{x,m-1} \\ H_{y,m-1} \end{pmatrix}$ ,  $E_{y,m-1} = \begin{pmatrix} E'_{y,1} \\ E'_{y,2} \\ E'_{y,3} \\ E'_{y,4} \end{pmatrix}$

$$\begin{aligned} a_{1i}^{m-1} &= \mu_{1i} \\ a_{2i}^{m-1} &= \mu_{2i} \\ a_{3i}^{m-1} &= \frac{1}{z_0} (s_2 \mu_{3i} - g_i \mu_{2i}) \\ a_{4i}^{m-1} &= \frac{1}{z_0} (g_i \mu_{1i} - s_1 \mu_{0i}) \end{aligned} \quad i=1,2,3,4$$

又、 $z = z_m$ に於ける場は  $B_m = (b_{ic}^m)$  を用いると、 $E_m = B_m E_{y,m} \dots (7)$

(6)(7)より  $E_m = B_m (A_{m-1})^{-1} E_{m-1} = K_{m-1} E_{m-1} \dots (8)$ 、 $E_m = K_{m-1} K_{m-2} \dots K_1 E_1 \dots (9)$

$$E_1 = \begin{pmatrix} \{c s_1 (E_{11,0}^i - E_{11,0}^r) - s_2 (E_{1,0}^i + E_{1,0}^r)\} / s \\ \{c s_2 (E_{11,0}^i - E_{11,0}^r) + s_1 (E_{1,0}^i + E_{1,0}^r)\} / s \\ -\{s_2 (E_{1,0}^i + E_{1,0}^r) + c s_0 (E_{1,0}^i - E_{1,0}^r)\} / s z_0 \\ \{s_1 (E_{1,0}^i + E_{1,0}^r) - c s_2 (E_{1,0}^i - E_{1,0}^r)\} / s z_0 \end{pmatrix}, \quad E_m = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{13} \\ a_{21} & a_{23} \\ a_{31} & a_{33} \\ a_{41} & a_{43} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_{y,1} \\ E'_{y,3} \end{pmatrix}$$

(9)に代入し、4元一次連立方程式より、 $E_{11,0}^i, E_{1,0}^i, E'_{y,1}, E'_{y,3}$ を決定すれば、各層の電磁界、反射係数、透過係数を求めることが出来る。



徳田八郎 田中敬史 小俣隆司  
防衛技研 飯岡支所

電離層V-ダ(Multi-freq. Backscatter)とパスサウンダー受信機を同じ場所で用いると、興味ある実験も行なえるが(例えば第50回講演会 著者等), レーダ発射の際には受信機のRF増幅部を痛めるおそれもある。また飯岡で受信し得るサウンダー送信局は表1の通りであるが、希望の送信仕様, 希望の伝搬距離の局を要するのは難しい。

表 1

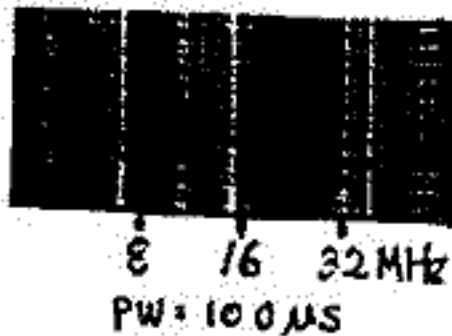
局名	飯岡への距離	送信仕様			送信プログラム	その他
		PW	PRF	PPC		
山川	1090 km	100 $\mu$ s 1 ms	50 20	4 2	every 10 min.	Granger Model 902
ST. Kilda (オーストラリア)	7800 km	100 $\mu$ s 1 ms	50 20	4 2	同上	
Guam	2400 km	code	20	2	every min.	?
Subic (フィリピン)	3100 km	同上	同上	同上	同上	
Honolulu	6500 km	同上	同上	同上	同上	
飯岡 (今回の実験)	1000~ 1600 km	100 $\mu$ s	20	8	every 5 min.	Model 912

更に飯岡は東京から100km圏にある為、HF帯での雑音も強い。(図1) そこでパスサウンダー受信機を船にのせ、HF雑音の弱い海上において約1000~1600kmのスペンで、飯岡から適当な送信仕様によって送信する電波を受信させる実験を7月24~31日行ない、同時に飯岡でも Backscatter Ionogram を記録した。主な結果は

- (1) 飯岡よりも4~16MHzで約10dB雑音が低い。
- (2) 常にE<sub>3</sub>モードが卓越し、1夜を除いて深夜でもMOF E<sub>3</sub> > MOF Fであった。講演ではこの(2)について詳細に報告する。

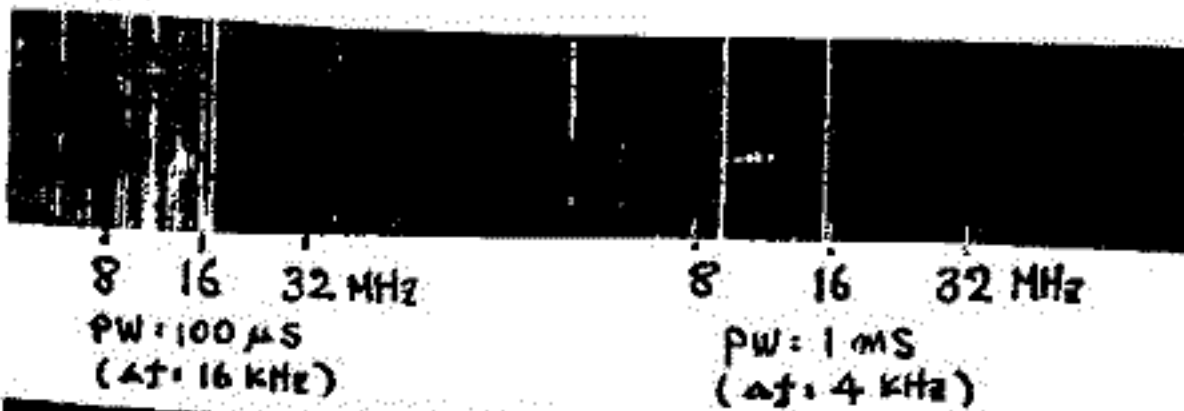
図 1

(a)  
山川→飯岡



71年7月13日  
1427 JST  
Fモード, Low Angle Waveが  
hook 状となっている。

(b)  
山川→飯岡



71年8月25日  
1532 JST  
Long Pulse に対しては受信機  
の帯域幅を狭くできるので  
雑音は低くなるが分解能が  
犠牲となる。

(c)  
飯岡→船  
(フィリピン  
1400 km)



72年7月28日  
1427 JST  
E<sub>3</sub>モードが  
卓越している。

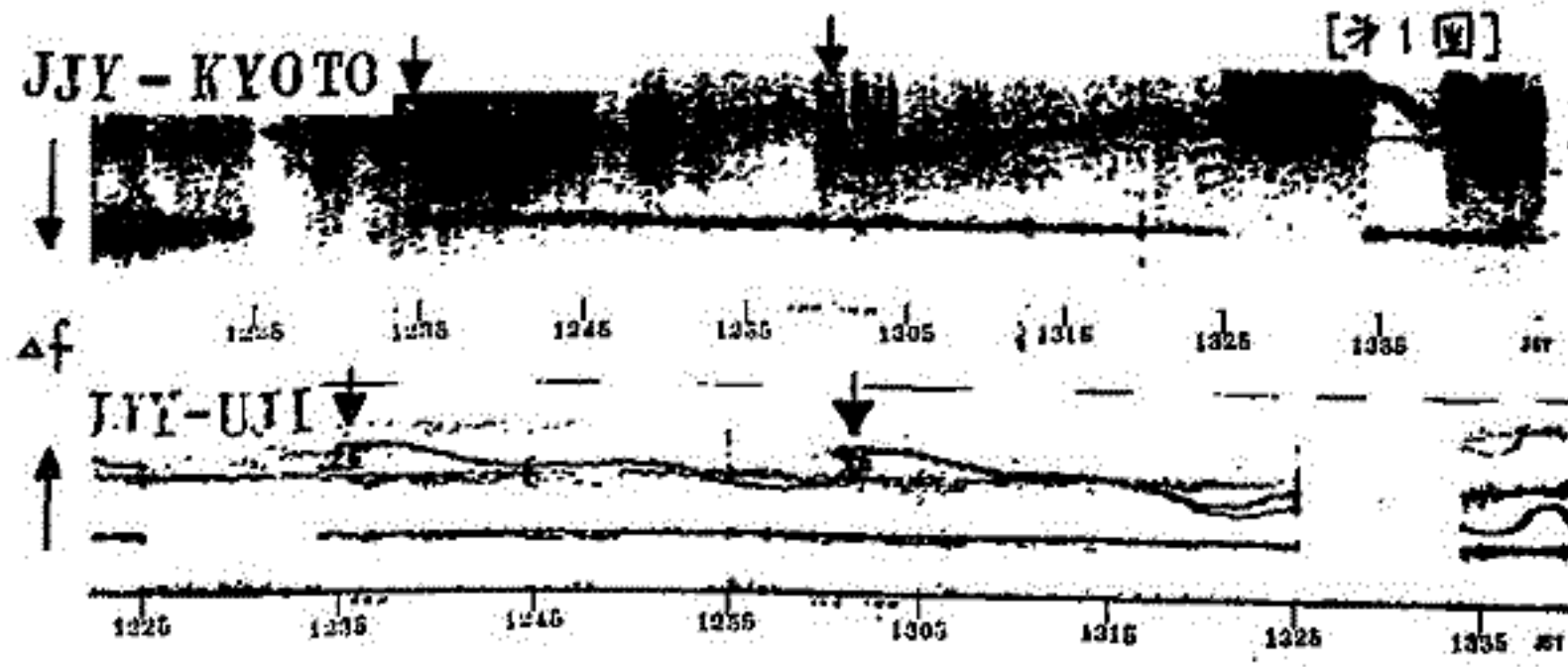


筒井 稔 (京大工) 一ノ瀬 琢美 (同志社大工) 小川 徹 (京大工)

電離層E,F領域の擾乱を探る事と目的として短波のドップラー効果の観測は、その時間的連続性と周波数変化の分解能の良さとという利点と十分發揮すれば、電離層中における連続的現象、特にT1D等に対する観測には極めて有効である事が判る。筆者等は近年、特にT1Dに重点をおいて観測を行な、マキタが、今度更に細かい調査を行な、その結果、近距離における観測点に時間差が明瞭に表われ、それによるT1Dの観測点方向の速度成分が求まったので報告する。

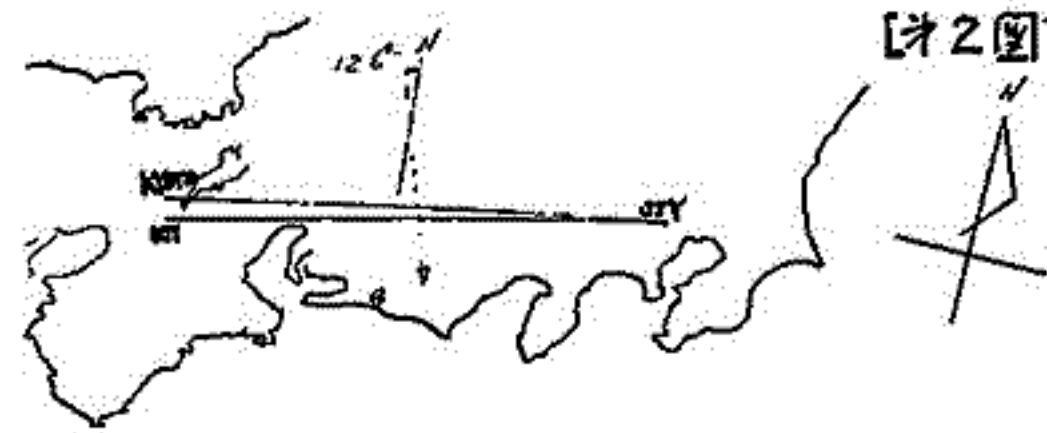
パルスを用いた電離層反射点の高さの時間的变化からT1Dを最初に観測したのは、Munro (1948) であつた。その後HFドップラーによる観測はChanとVillard (1962) によつて行なわれた。この観測は反射点間距離が1300kmと非常に長く、大抵なT1Dのみがその対象であつた。としてその原因はMagnetic stormとあり事とほゞ明らかとなつた。しかし今は明らかでないのがMedium scaleのT1Dである。最近ではGeorges (1967) 等のT1Dの分類を試み、同様の方法で観測を行なつてゐるが、その場合の反射点間隔も200kmと相当離れてゐる。電離層における擾乱がその形をとどめく伝播して行く限度はだいたい200km以内であるという事から反射点間距離は観測にとつて極めて重要な要素と言ふ事が出来る。DaviesとJones (1969) は反射点間隔約50kmの三点とIonogramによりそのベクトルの季節変化を求めたが、それらはほとんど時刻の観測で全てWavyな波をもとに解析を行な、てゐる。

筆者等に以前に發表した事のある1969年12月2日のデータによつて更に細かい調査の結果が1図に示すように、1300JST付近の擾乱波形に同志社大学(京都)と京都大学(宇治)との間に約97秒という時間差がみられた。両観測点の直距離は13.6kmであるので、反射点の間隔は6.8kmである。又反射点を結ぶ線はオ2図のように西へ126°の傾きをもつてゐる。以上の事からこのT1Dはオ2図の方向とその方向成分は約70m/secで極地方から低緯度へ伝播してゐる事が明らかとなつた。時間差については1235JSTに於いて、宇治では段



[オ1図]

状の波形が見られるが、京都では丁度停波中であるので観測されてゐない。この時間差も最小で40秒である。このように反射点が数kmという事から波形は同じで時間差のみ現われT1Dの確実な根拠となつてゐる。



[オ2図]

以上の事により近距離多点観測はMedium scaleのT1D観測とその原因究明に極めて有効且つ重要と思われらる。

島倉 信  
(名大空電研)

VLF および ELF 帯空電は電離層および大地によってつくられる導波管内を伝播していることは周知の通りである。しかしこの導波管は下部電離層(数十 km ~ 100 km)の状態に大きく影響されていることは容易に想像できる。しかしながら、VLF および ELF 帯の垂直偏波の波については、従来の標に refractive index  $n$  のみを考慮したのでは電離層下部の不均一性を正しく評価できない。即ち、 $dn/dz$  をも考慮しなければならぬ。ここでは、従来の方法と Maxwell の方程式を正しく評価した場合の相異について述べる。

Basic equation (TM mode):

$$\frac{d^2 H_x}{dz^2} - \frac{2n'}{n} \frac{dH_x}{dz} + k^2 (n^2 - n \sin^2 \theta) H_x = 0 \quad (1)$$

$$n^2 = 1 - i \frac{\omega_p}{\omega}, \quad \omega_p = \frac{\omega_p^2}{\omega}$$

従来の方法では、均一層に分割することによって不均一性が評価されたとする。即ち、

$$\frac{d^2 H_x}{dz^2} + k^2 (n^2 - n \sin^2 \theta) H_x = 0 \quad (2)$$

これは高い周波数 (> 数十 kHz) に対しては近似的に正しいことは周知の通りである。しかし、VLF および ELF 帯では波の振舞は全く異なる。今、 $n^2 = 1 - \eta e^{\gamma z}$ ,  $H_x = n \cdot Y$  とすれば (1) 式は次の形に変換される。

$$\frac{d^2 Y}{dz^2} + k^2 \left[ \cos^2 \theta - \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{4k^2} \frac{2 + \eta e^{\gamma z}}{(1 - \eta e^{\gamma z})^2} \right\} \eta e^{\gamma z} \right] Y = 0 \quad (3)$$

(2), (3) 式の比較から波の振舞が著しく異なることは明らかである。特に、 $|\eta e^{\gamma z}| \sim 1$  のとき、即ち電離層下部では、著しい相異を認めることができる。今、

$$M(z)^2 = \cos^2 \theta - \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{4k^2} \frac{2 + \eta e^{\gamma z}}{(1 - \eta e^{\gamma z})^2} \right\} \eta e^{\gamma z} \quad (4)$$

と、 $M$  の実数部と虚数部を Fig. 3, ( $\cos \theta = 0$ ) に示してある。

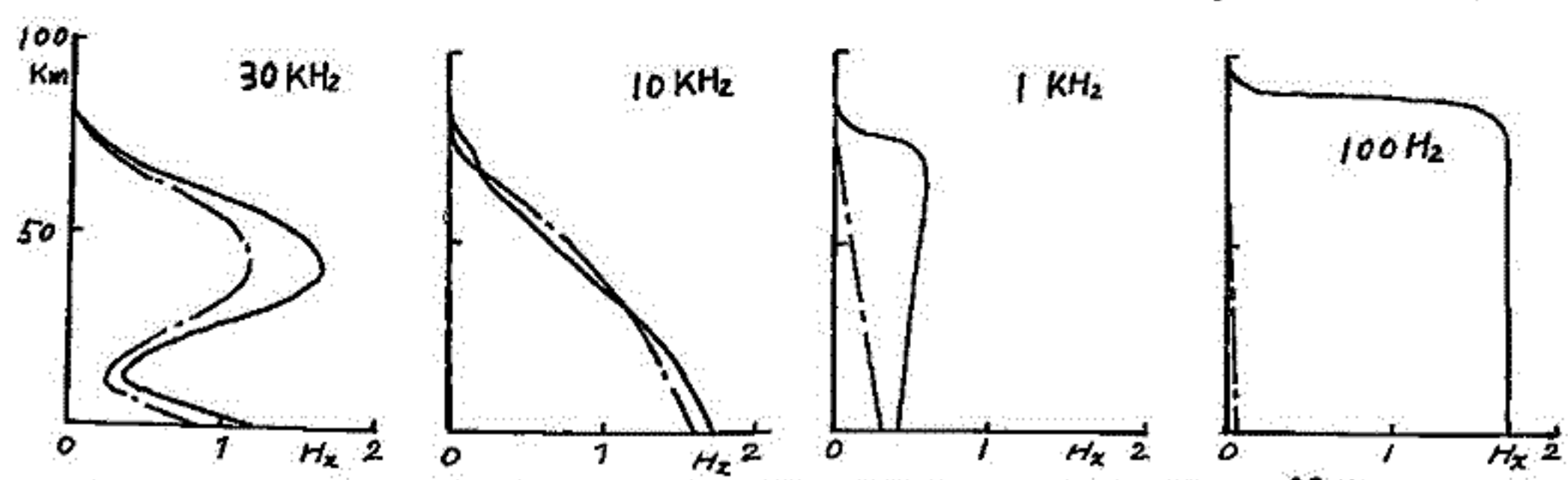
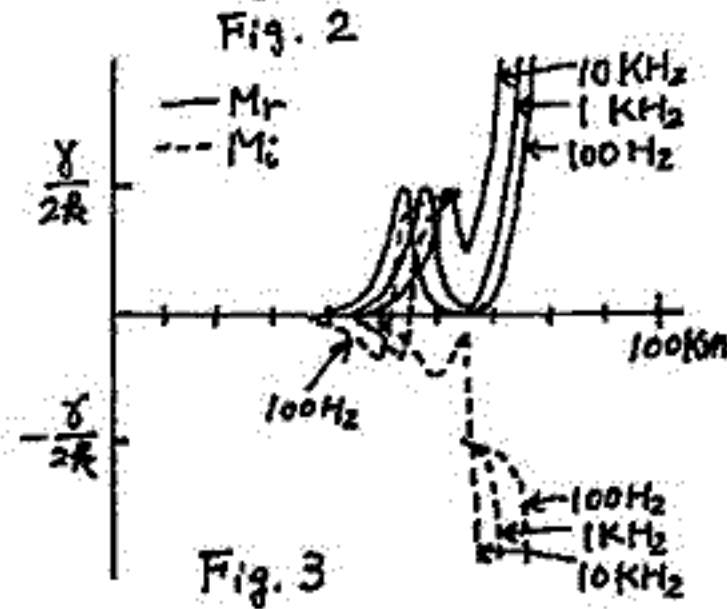
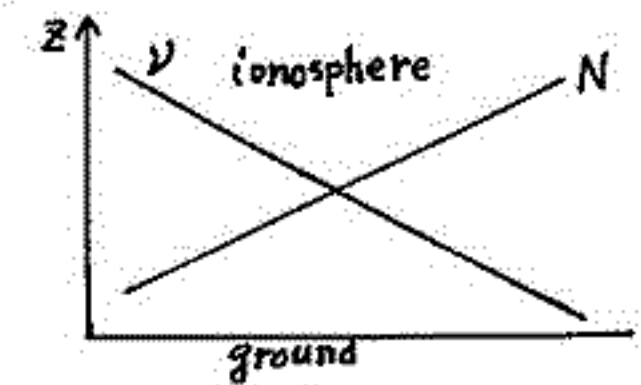
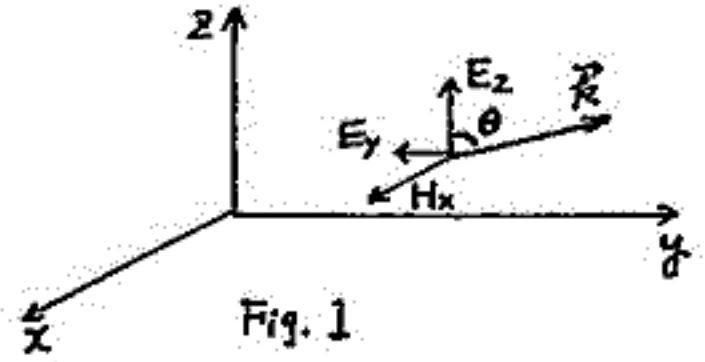


Fig. 4 Field Pattern ( $\theta = 85^\circ, \gamma = 0.5 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}, \omega_p(90) = 10^4 \text{ sec}^{-1}$ )  
 — eq. (1)  
 ---- eq. (2)

田中 敬史、橋詰 庄一郎  
防衛庁技術研究本部 第1研究所 飯岡支所

1) 地上間での地球一周エコー(Round-the-World echo)の観測は、50年近くなされてはいるが、送受信点固定されていたため、伝播路の動きについては把握されていなかった。

Quäde, Mögel(1927), Hess(1941~44)は RTW echo は主として twilight zone にそって伝播し、それに直角な方向への伝播はないとしている。Fenwick, Villard(1963)は沖縄-Guam 間の実験で日中数時間から10時間持続して RTW echo を観測している。Golyan, Shlionsty(1967)は Moscow-Molodezhnaya 間の南北方向伝播実験で RTW echo は equinox に近い期間の evening-twilight と post sunrise zone に極めて近いコースで伝播することを見出した。

2) 1970年8月から飯岡で HF(25.54MHz) radar と回転式アンテナによる Back-scatter 観測を行なっているが、その際同時に RTW echo が観測された。RTW echo は main lobe と back lobe で送受信し、そのため B-Scope (range-AZ display) には対になってあらわれる。(注)

3) 季節、日変化: RTW echo は夏には少なく、19時すぎから1時から数時間持続してあらわれることがある。他の季節では主として日中に出現し、持続時間は夏と同様である。

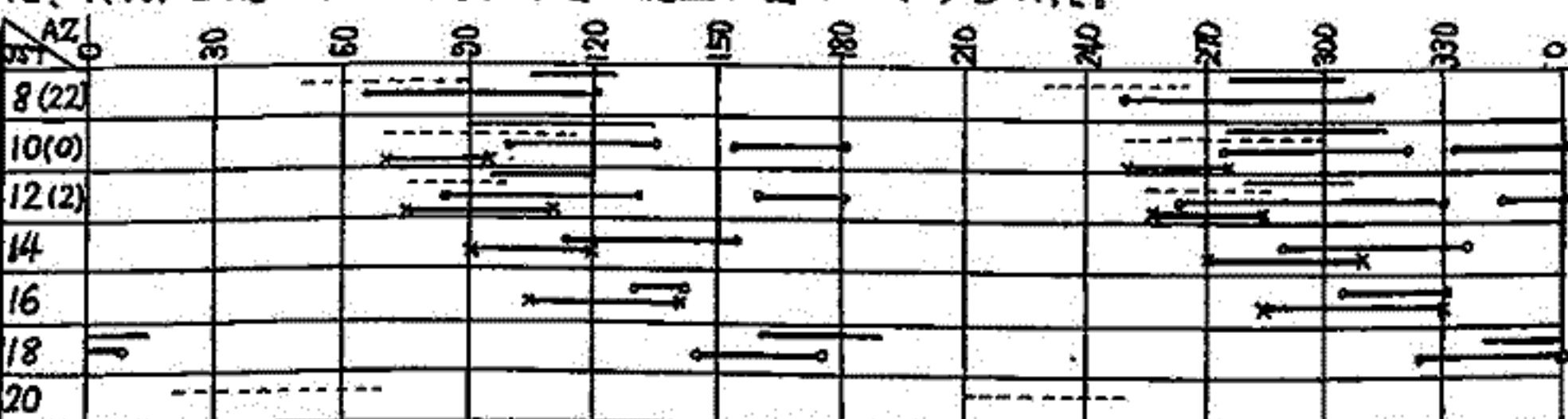
4) 伝播路方位角変化: 伝播方位は南北方向は少なく、 $\times$  東西よりである。

南北方向での伝播は、春秋の正午近くと夕方に観測され、他の季節、時刻にはみられない。夏冬では、伝播路方位角は subsolar point の方位角と  $\frac{1}{2}$  の位相差をもち、夏冬とも伝播路は昼側(冬側)の半球で subsolar point に対して最大距離を保つ遠まわりの軌跡である。春秋の伝播路は、夏冬よりも方位角変化が少なく、そのため subsolar point の近くを通る。

5) 伝播時間: 139~140 msec に殆んど集中している。

6) RTW echo 強度: 季節や時刻による顕著な差は見られない。その強度は  $-110 \sim -125$  dbm にはらついており、1F-Backscatter echo より強い場合も少なくない。通路損失は  $-200 \sim -225$  db 程度である。

7) 周波数範囲: 1971年12月の数日間 Multi-frequency(4~64MHz) radar で観測したところでは、RTW echo は  $18 \sim 34$  MHz の範囲に主としてみられた。



付図: RTW echo の出現方位角範囲 — 3月, ---- 6月, ○ 9月, × 12月, ( )内は6月の時刻  
参考文献

Fenwick, R. B. and O. G. Villard, JR. J. of Geophysical Res. 68 pp 5659~5666, 1963

Hess, H. A. Proc. of the IRE 36 pp 981-992, 1948

Quäde, E. Proc. of the IRE 15 pp 341-345, 1065-1068, 1927

Golyan, S. F. and S. H. Shlionsty Geomag. and Astronomy 11 pp 76-79, 1971

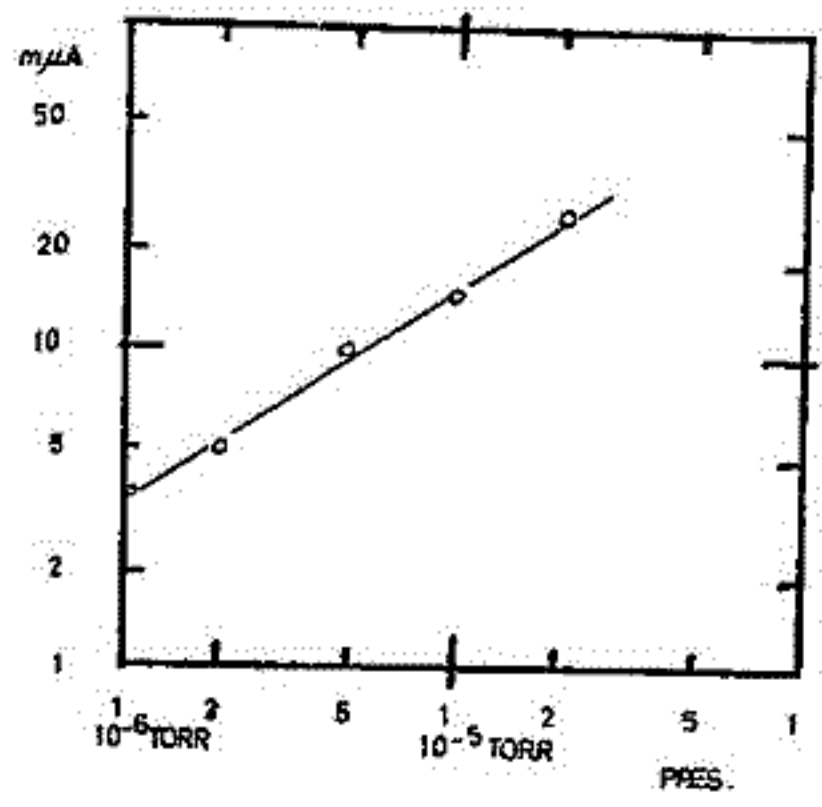
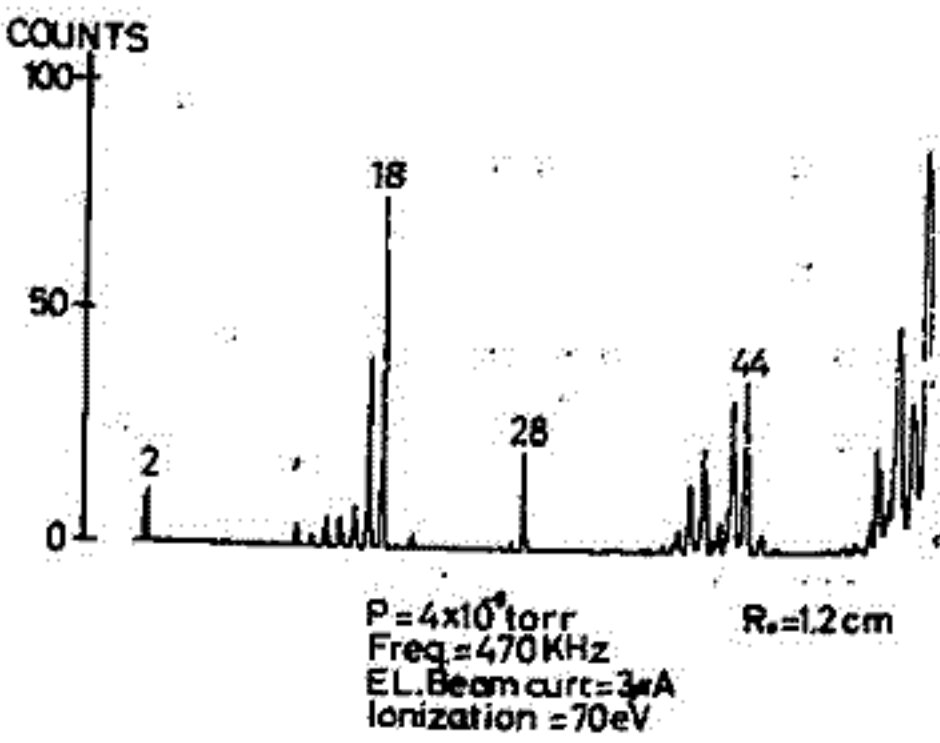
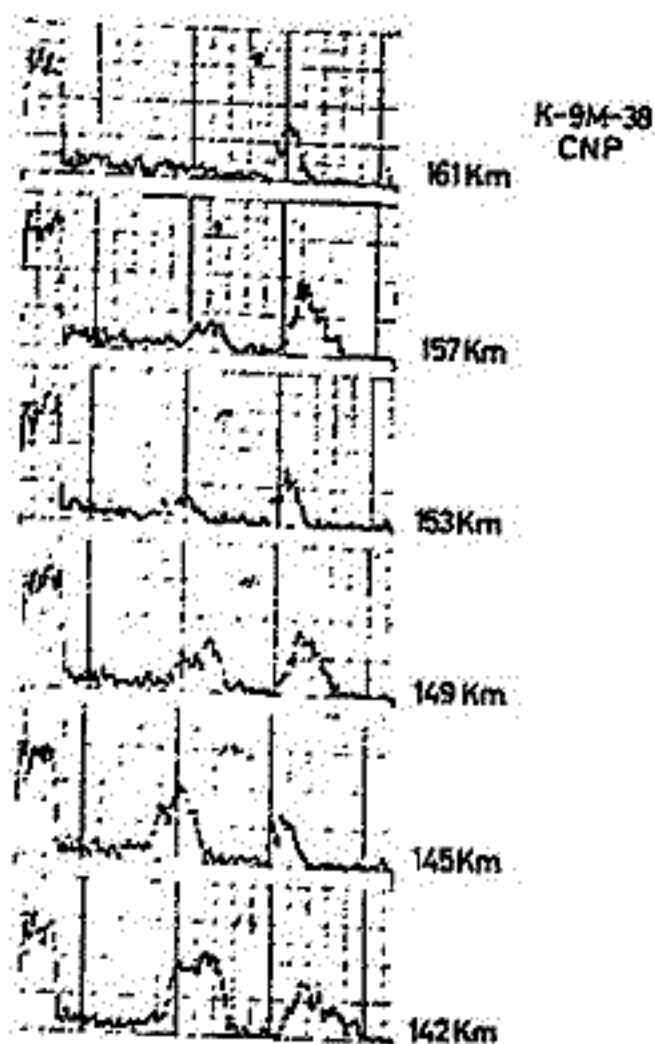
注) HF radar 諸元 出力: 50KWpp, PRF: 22.7, 11.4, 5.7Hz, パルス波形状: 11-Barker coded  
Smin =  $-125$  dbm, アンテナ利得: 15 db, アンテナビーム巾:  $20^\circ$   
アンテナ仰角:  $8^\circ$



\*山田弘孝 \*佐川永一 \*伊藤富造 \*\*翁野信義  
\*東大宇宙研 \*\*電研

我々は中性大気組成観測のためにミニQ型、マスフィルター型の2種類の質量分析計を搭載してきた。このうちセンサーをガラス封じをし、真空保持したものである。質量分析計は、%の判定は信頼性の高い反面、定量性については極めて不確かである。ロケット搭載用の正イオン組成観測の場合には電子密度から全イオン密度を与え、各イオンの存在比を求めている。しかし中性大気組成観測の場合には適当な校正量がないため地上の設備で感度校正をして打ち上げている。地上でのよみれを上空に持ち込まない様にセンサー部をガラス封じし、 $10^{-6}$  Torr 程度に排気し、ガス封入した物をロケットに載せ観測直前に開口している。そのため組成の分圧による感度校正は封入ガスに依るだけとなり工夫が必要とされ、真空度を何等かの方法で知るなければならぬ。我々はイオン源の電極にヒビをあけ、定電流電子ビームで作る水素、正イオン流を読みとり封入ガス圧を知ることにできた。マス分析計の標準としては一般に、ブタンガスのクラッキングを利用するのだが真空保持のためにアンプ、ゲージポンプを取り付けられているので不活性ガスのアルゴンを用いた。これ等の方法はいすれも良好なもので今後用いることにした。ミニQについては、プラズマ中の中性観測に通じていると考えられるが今年のK-9M-38号機ではイオンも飛び回っていると考えられる面もあるので現在南緯中のイオンビームのなすプラズマ源を用いて実験するつもりである。

左のスペクトラムは分解能の設定が悪く  $N+O/N_2+O_2$  の存在比が150 km位で変ることを示す程度であった。下は同一センサーを真空装置で働かせた例、右は真空度に対するイオン電流。  $I_{e} = 0.5 \mu A$ .





# K-9M-40号機搭載低エネルギー電子 分析器の特性

向井利典 平尾邦雄  
東大宇宙航空研究所

上層大気の一部が太陽XUV放射により電離される時に生成される光電子のふるまいは、上層大気中の素過程の研究として重要である。また、これら光電子のエネルギーは熱的電子の主要な熱源であるので、電離層の thermal balance を考える上で重要である。昭和47年度才1次ロケット実験でK-9M-40号機に搭載されたEDE (Energy Distribution of Electrons) は、このような光電子の flux および energy spectrum の測定を目的としたものである。測定はロケット発射後、約85秒から約150秒間行なわれた。測定エネルギー範囲は3~30 eVである。

センサーは従来筆者らが本学会にて報告してきた type のもので、今回が初の搭載である。(昨年のK-9M-36号機に搭載されたが、これはロケットの発射が失敗したので、事実上今回が最初である。) センサー主要部は collimator, hemispherical electrostatic analyzer, channel electron multiplier から成る。

collimator は3つの電極から成り、電子レンズを構成する。この collimator の電子の transmission 特性は paraxial 近似で計算した。この計算結果は従来と同様、筆者らの実験室の低エネルギー電子ビーム実験装置で検討した。計算によると入射エネルギー3~30 eV で、才3電極でのエネルギー約10 eV とした時に、geometrical factor が  $10^{-4} \text{ cm}^2/\text{sr}$  になるようにすることができるとわかった。

hemispherical electrostatic analyzer はこの測定器のエネルギー分解能を決定する。この特性は従来も本学会で報告してきたので、ここでは省略し、講演の際、報告する。実際に搭載された時のエネルギー分解能は約0.3 eV と推定される。(実験室の校正より)。

energy scanning は collimator の才1電極と才3電極の間の電位差を sweep することにより行ない、hemispherical electrostatic analyzer の内球と外球の電位差は一定にしておく。これは、エネルギー分解能を energy scanning の間一定に保つためであって、実際には内球と外球の電位差を8.27 V とした。この値は electrostatic analyzer への入射エネルギーが 11.5 eV であることが、実験室の校正から判った。~~なお、~~

検出は channel electron multiplier で行ない、その出力パルスは増幅・整形・計数されて階段波を発生し(D-A変換)、テレメータで伝送される。

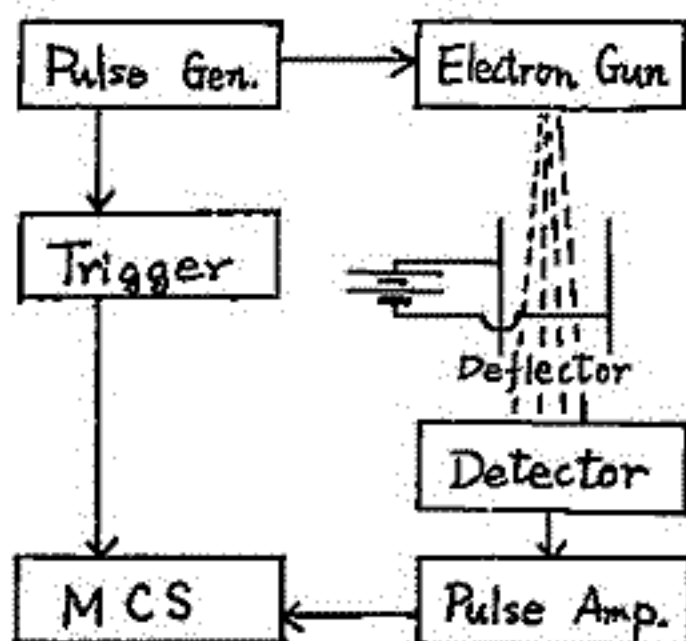
以上がセンサー主要部であるが、これら全体は high- $\mu$  metal で囲まれ(磁気遮蔽)さらにその外側を真空容器で囲んでいる。真空容器はあらかじめ地上で排気されて封じられた。高度約110 km で collimator 入口の前にある真空容器のガラス・キャップを破り、高度約140 km より測定を始めた。

測定器内での photoemission による影響を調べるために、collimator と同方向に太陽センサーを付けた。この影響についてはデータをまだ詳しく検討してないので不明であるが、それ程大きくならなかったものと思われる。

平尾邦雄、松村正三  
東京大学宇宙航空研究所

$10^5$  Torr以下の稀薄ガスに対しては熱平衡型の温度計が使えないが、Time-of-Flightを測定することによって速度分布から温度を推定する事ができる。原理は右図の通りで、Electron Gunでパルス的にexciteした粒子のDetector迄到達する時間に対する分布をMulti-Channel-Scalerで計数する。

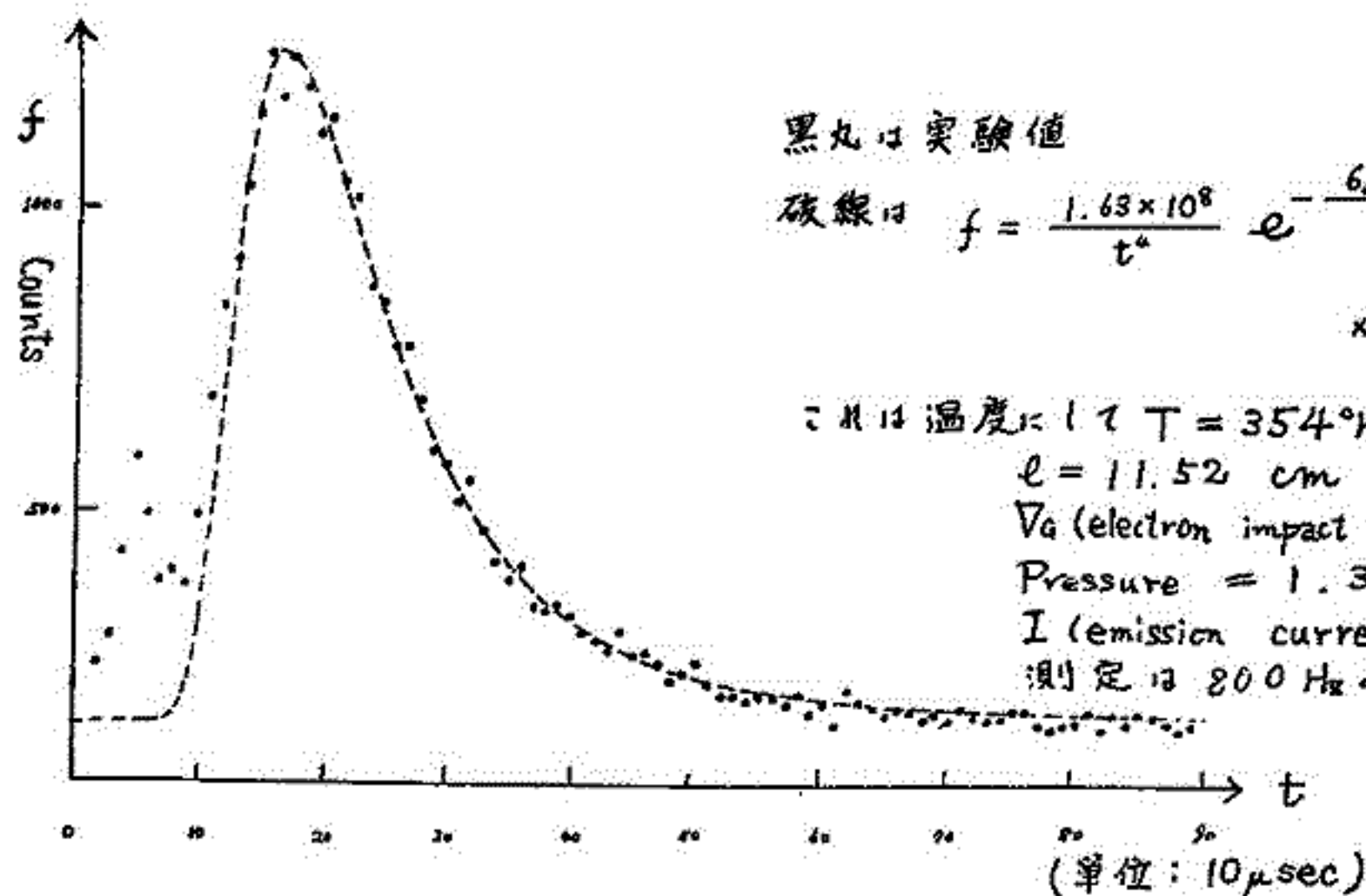
こゝでは将来、高度100km以上の中性大気の温度を測定する事を目的として、窒素分子を対象とした。電場及び磁場による影響を避ける為に、detectする粒子は中性の準安定状態に励起された分子とし、イオンは走行途中に置かれた偏向板によって取り除いてしまう。



$n$ : 粒子密度  $\sigma$ : 励起断面積  $i_e$ : 電子電流  
 $L_e$ : 電子走行距離  $\epsilon_i$ : 検出効率  $\tau$ : 準安定状態の寿命  
 $l$ : 粒子走行距離  $\omega$ : 繰り返し周期  $\omega$ : GunからDetectorを見込む立体角  
 $m$ : 粒子質量  $T$ : 温度  $k$ : Boltzmann定数  $st$ : Gunの稼働時間  $q_0$ : 素電荷  
 として計測数は速度分布がMaxwell分布ならば

$$f dt = \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \frac{n l e i_e \sigma \omega l^3 \sum \epsilon_i \sigma_i e^{-\frac{t}{\tau_i}}}{q_0 t^4} \exp\left(-\frac{m l^2}{2kT t^2}\right) dt$$

下図は実験室で得られたデータの一例である。窒素の準安定状態は  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $C^3\Pi_u$ ,  $A^1\Pi_g$ ,  $E^3\Sigma_g^+$  が知られているが、この内  $A^1\Pi_g$  の平均寿命が  $170 \mu\text{sec}$  (W. Lichten),  $A^3\Sigma_u^+$  は  $\geq 10 \text{ msec}$  (○)。その他のレベルは全て  $A^3\Sigma_u^+$  に落ちるものとし、 $\epsilon_i$  を全て1として計算した。 $st$ ,  $dt$  は共に  $10 \mu\text{sec}$  である。



平尾 邦雄, 小山 孝一郎  
(東大 宇宙研)

現在 URSI, COSPAR で国際標準電離層のモデルを確立する作業が進めら

れてゐるが、電子密度についてはかなりデータに基づいたモデルを作らなければならない。電子温度については、測定法に若干の問題もあり実際データを整理してもあまり系統的なデータを得ることができない。しかし内之浦では、毎年行つてきた高層電離層の電子温度計による電子温度観測の結果はきつめて系統的なデータを手に入れた。このデータを基として内之浦における(中層電離層)電子温度プロファイルの月変化を調べた。高層は約 85 km から 350 km にかけてあり、この型式のグループの特徴である表面付近には若干の影響がある中で、極めて再現性のある良好なデータが得られたい。尚夜間にはこの電子温度は中層電離層に比べて大きく考えられるので、中層大気の初期の温度分布に  $T_e$  もデータが得られたい。今までのモデル大気との比較を得ることが出来る。又 110 km 頃の電子温度分布に極めて特徴的な高層電離層のうすい層が 110 km 附近に見られるが、これについても手探さる。

### I-32 電子密度の電子温度のモデルに及ぼす影響

小山 孝一郎, 平尾 邦雄  
東京大学宇宙航空研究所

我々はロケット観測によつて電子温度の Standard profile を作製する試みを行つてゐる。この場合、電子温度のデータ単独で標準的なモデルを議論することは難しいと考えられる。日本において電子密度、温度が同時に測定された例はきつめて少ないが、ここからは今までの得られた典型的な電子温度のモデルと実際のモデルをもとに、電子密度の電子温度に及ぼす影響と強弱を探りたい。

#### Reference.

G. Lejeune; The coupling between electron density and electron temperature in the daytime F-region, 25, 15, 1972, Ann. Geophys.

§1 はじめに

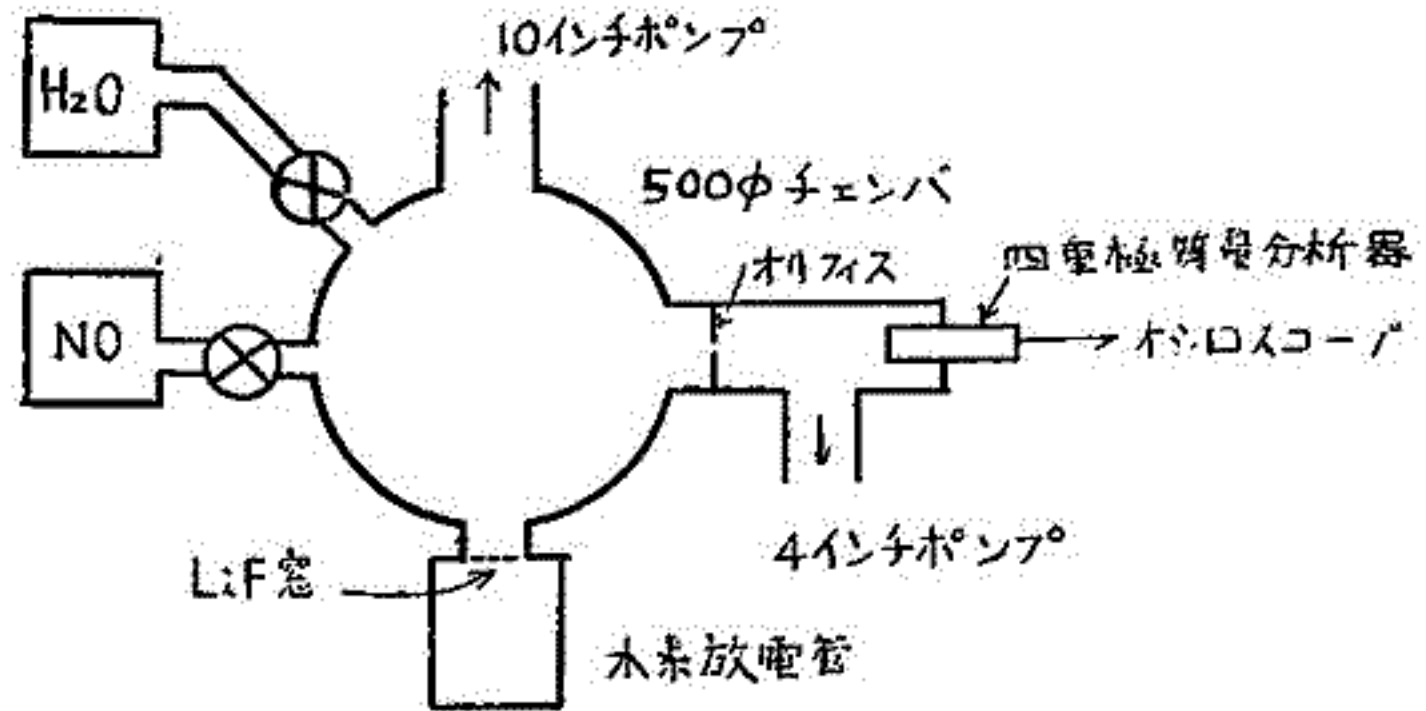
近年ロケット観測、室内実験などの進歩によりD層化学反応の様子がかなり解明されてきた。我々の研究室でもロケットに搭載した質量分析器によりイオン、中性成分の観測を続けてきたところであるが、さらに研究を進めるために室内実験によるD層化学反応のシミュレーションに着手したので、その予備的実験結果を報告する。

§2 実験の目的

80km附近の高度以下で多くのいわゆるwater cluster ion  $H^+(H_2O)_n$ ,  $NO^+(H_2O)_n$ ,  $NO_2^+(H_2O)_n$ ,  $NO_3^+(H_2O)_n$ ,  $n=0, 1, 2, \dots$  が存在することが観測されており、我々のS-210-6ロケットによる観測でも  $19^+$ ,  $37^+$ ,  $48^+$  [ $H^+(H_2O)$ ,  $H^+(H_2O)_2$ ,  $NO^+(H_2O)$ ] などを検出している。これらclusterイオンの生成過程は興味のあるところであり、幾かの仮説が出されている。我々は質量分析器を用いたafter glow法によりwater cluster ionの反応速度、結合エネルギーを求めらる。

§3 実験装置

右図のようにNO, H<sub>2</sub>Oの圧力を適当に調節してチャンバーに導入し水素放電管の放電により生じたLi<sup>+</sup>によりNOを電離する。LiF窓により短波長の光はカットされるのでNO以外は電離されない。四重極質量分析器でイオン密度の変化を測定して反応速度を求めらる。



化学反応シミュレーション実験装置

§4 実験結果

スライドで説明する。

§5 おわりに

ロケット観測で上昇、下降時でイオン組成の変化が認められる。これは衝撃により重いwater cluster ionが破壊されるためであると解される。これらイオンの安定度を調べるために電子銃、光学的方法により解離エネルギーを求めらる準備を進めている。質量分析器を改良し付着反応で生ずる負イオンを検出できるようにし photodetachmentを測定する予定である。



炭化水素と上空の酸素原子との反応による発光雲の室内実験を行なっている。

低圧の flow system において  $C_2H_2$  と 酸素 を反応させ、その際の発光スペクトルを調べた。 $O_2$ , ( $O$ と $O_2$ ), ( $O$ と $N_2$ ), ( $O$ ,  $O_2$ と $N_2$ ) の4種の混合ガスを  $C_2H_2$  と反応させている。観察されたスペクトルは  $CH^*$  4300 Å system,  $OH^*$  3064 Å system,  $C_2$  Swan band, および 弱い  $CHO^*$  スペクトル である。圧力は全圧力で、数 mmHg, [O] の圧力は 0.02 mmHg 程度 である。

$O_2$  の場合は、放電により反応をスタートさせる必要があり、低圧では反応は停止する。 $(O, O_2)$  の混合ガスは、 $O_2$  ガスを 2450 MC の無電極放電により一部解離して作り出している。この場合は、反応は自然と起り、低圧でも反応は持続する。

$(O, N_2)$  の混合ガスは、 $N_2$  を放電により一部解離し、 $N$  を作り出し、それを  $NO$  と反応させて  $O$  および  $N_2$  を作り出している。



この場合、出来た  $O$  は、基底状態にあると考えられる。 $O, O_2$  の混合ガス中の  $O$  は基底状態ばかりとは言えない。

$(O, N_2)$  と  $C_2H_2$  の反応による発光は、弱く、観察されたスペクトルは  $CH^*$  と  $C_2^*$  であった。また、 $N$  の影響とおもわれる  $CN^*$  も認められた。

$(O, O_2, N_2)$  の混合ガスは、上記の混合ガスに  $O_2$  を加える事により作り出している。この場合、 $(O, O_2)$  混合ガスとは違い、 $O_2$  も完全に基底状態にある。また  $O$  と  $O_2$  の量の比を自由に変える事ができる。

$O_2$  を加えると、 $CH^*$  の Intensity が弱まる。 $[O_2]/[O] \approx 15$  で、Intensity は、 $[O_2]/[O] = 0$  の場合の  $1/10$  以下になる。一方、 $O_2$  を加えるにしたがって、 $OH^*$  のスペクトルがあらわれ、 $[O_2]/[O] \approx 10$  前後で強度が最高になり、その後、減少している。 $[O_2]/[O]$  と  $OH^*/CH^*$  (強度比) の関係は、 $0 \leq [O_2]/[O] \leq 15$  の範囲では、単調増加の関係となっている。なお、上空 120 km では、 $[O_2]/[O] \sim 1$  であり 100 km では  $[O_2]/[O] \sim 10$  となっている。

また、 $O_2$  を液体窒素により冷却して加えた場合の発光スペクトルを調べた。日当たった変化は認められなかった。

各反応による  $CH^*$ ,  $OH^*$  の rotational Temp. を調べてみた。条件により温度はかなり変動しているが それを 次の表で示す。

ガスの種類	$CH$ °K	$OH$ °K
$O_2$	1400	3600
$O, O_2$ { 高圧 { 低圧	2500 ~ 3600	4100 ~ 5200
	1000 ~ 1800	4500
$O, O_2, N_2$ { H.A. { L.A.	1000	—
	400 ~ 260	—
$O, O_2, N_2$ L.A. (冷却)	210	—

( L.A. 低量子数, H.A. 高量子数 )

電離層D領域への増加電離源の侵入による増加電子密度の空間的・時間的変化の様相 $\Delta N(x, z, t)$ が、太陽フレアの生起に伴うX線のD領域への到達によって調べられた。増加放射強度は $\Delta F(45-55\text{\AA})$ 及び $\Delta F(5-15\text{\AA})$ であり、採用された $\chi=0, 60, 80^\circ$ 及び $z=60, 80, 100\text{ km}$ である。

三通りの $\chi$ 及び三通りの $z$ に対する両波長領域の放射強度の電子生成への寄りは、それらの比 $\mu(x, z) = \Delta I(5-15\text{\AA}) \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} Y(x, z, \lambda) \lambda d\lambda / \Delta I(45-55\text{\AA}) \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} Y(x, z, \lambda) \lambda d\lambda$  の $\Delta F(5-15\text{\AA}) / \Delta F(45-55\text{\AA})$ に対する関係により求められる。茲に $Y(x, z, \lambda)$ は局所光電離効率を表わす。 $\mu(x, z)$ によれば、現実のフレアの範囲 $\Delta F(5-15\text{\AA}, t) / \Delta F(45-55\text{\AA}, t) \lesssim 10^2$ に於いて、 $z=60\text{ km}$ では全く、 $z=80\text{ km}$ ,  $\chi=80, 60^\circ$ では実質的に $\Delta N(x, z, t)$ は $\Delta F(45-55\text{\AA}, t)$ にのみ影響されるが、 $\chi=0^\circ$ ,  $z=80\text{ km}$ では $\Delta F(5-15\text{\AA}, t) / \Delta F(45-55\text{\AA}, t) \gtrsim 10^1$ の場合には $\Delta F(5-15\text{\AA}, t)$ の影響が現われ、 $z=100\text{ km}$ では $\Delta F(5-15\text{\AA}, t) / \Delta F(45-55\text{\AA}, t) \gtrsim 10^1$ の場合には $\Delta F(5-15\text{\AA}, t)$ の影響は $\Delta F(45-55\text{\AA}, t)$ のそれを凌駕する。この様相は並行ならざる両波長領域の $\Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t)$ による $\Delta N(x, z, t)$ に見出される。

最大値に関して $\Delta N_m(x, z, t_{em})$ 及び生成比(任意の時刻に於ける過渡現象を組て来た $\Delta N$ の、その時刻に於ける定常値 $\Delta N_{st}$ との比、 $\rho(x, z) = \Delta N(x, z, t, \Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t)) / \Delta N_{st}(x, z, t_{em}, \Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t))$   $\rho_m(x, z, t_{em})$ が $\Delta F_m(\lambda_2 \sim \lambda_1, t_m)$ に対して関係づけられる場合、一般に $\Delta F_m$ が大きくなると $\Delta N_m$ が大きくなる事は勿論であるが、これかす外れる場合は大きい尖鋭度を有する為 $\rho_m(x, z)$ が小さくなるeventの場合である。小さい $\Delta F_m$ に対しては、尖鋭度がそれ程大きくなくとも $\rho_m$ は小さくなる。同一の $\rho_m$ を示す曲線が殆ど直線である事は $\{4\alpha_{eff}(z) / (H\lambda(z))\} \Delta g_{00} / \rho(x, z) \ll 1$ なる条件下で解釈される。茲に $\rho(x, z) = 2\alpha_{eff}(z) N_g(x, z)$ である。 $\rho_m(x, z) \approx 0.9$ を以て近似的に $\Delta N_m$ は $\Delta N_{st}$ に達していると思われれば、尖鋭度の大きくないフレアが $\chi$ 小、 $z=60 \sim 80\text{ km}$ に生成する $\Delta N_m(x, z, t_{em})$ の場合、その時刻の $\Delta N_{st}(x, z, t_{em})$ で近似されても、約2/3の場合には1割の誤差範囲内に収まると論ぜられる。殊に大きい $\Delta F_m(\lambda_2 \sim \lambda_1, t_m)$ に対して、この近似は良好である。 $z=100\text{ km}$ に関しては、 $\Delta N_m(x, z, t_{em})$ は両波長領域の $\Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t_m)$ に対して関係づけられた。茲に作製された図は、人工衛星による現実の多段波長領域観測に対して、目する高度に有効な二波長領域の $\Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t)$ が生成する $\Delta N_m(x, z, t)$ を速やかに算定するのに適用され、便利な図表となるであろう。

$\Delta N(x, 60\text{ km}, t)$ は良好な平滑性及び $\chi$ の差異による良好な並行性を示し、 $\Delta N(x, 80\text{ km}, t)$ は最も良好な平滑性及び揃った並行性を示すが、 $\Delta N(x, 100\text{ km}, t)$ は逆に著しい非平滑性及び非並行性を示すと一般に論ぜられる。又 $\Delta N(x, z, t)$ の最大値到達時刻の、放射強度到達時刻からの遅れ $t_{em}(x, z) = t_{em} - t_m \geq 0$ も、 $z=80\text{ km}$ で最大、次いで $60\text{ km}$ ,  $100\text{ km}$ で最小である。これらの様相は $\Delta F(\lambda_2 \sim \lambda_1, t)$ に対する $\Delta N(x, z, t)$ の追隨性の良否を表わしていると考えられる。即ち $z=100\text{ km}$ に於いて追隨性は最も良好であり、 $60\text{ km}$ に於いてこれに次ぎ、 $80\text{ km}$ に於いて最も悪いと論ぜられる。追隨性の良否は $\rho(x, z)$ が1に近いが、より可成り小さいが、又は $t_{em}(x, z)$ が0に近いが、大きい正值を採るかによって定量化される。 $\Delta N(x, z, t) \ll N_g(x, z)$ の条件下に、 $\Delta g(x, z, 0 \leq t \leq t_m)$ が $t^{2.1}$ に比例して増大し、最大値持続時間 $t_m=0$ の後、 $\Delta g(x, z, t_m \leq t \leq t_m)$ が指数函数的に減少するフレア模型に於いては、 $t_{em}$ ,  $\rho_m$ のいずれに於いても、 $\rho(x, z)$ が物理学的規定要因となつてくる事が見出される。 $\Delta N(x, z, t)$ 算出に用いられた $N_g(x, z)$ 及び $\alpha_{eff}(z)$ より構成された $\rho(x, z)$ は $\rho(x, 80\text{ km}) < \rho(x, 60\text{ km}) < \rho(x, 100\text{ km})$ を示す。 $\rho(x, z)$ の大小が追隨性の良否を示すと論ぜられる。静穏時電子密度の高度分布の観測から大略単調増大するD領域に於いて、<sup>増加</sup>電子密度の様相を形成する機構から、最小の $\rho(x, z)$ を有する $80\text{ km}$ 近辺は特異高度であると論ぜられるであろう。

以上の増加電子密度の様相は電離層突然擾乱以外の昼間擾乱現象にも該当するであろう。

## HFトップラー観測

## — E層擾乱に寄与するバースト —

田中 彰 一ノ瀬 琢美 小川 徹

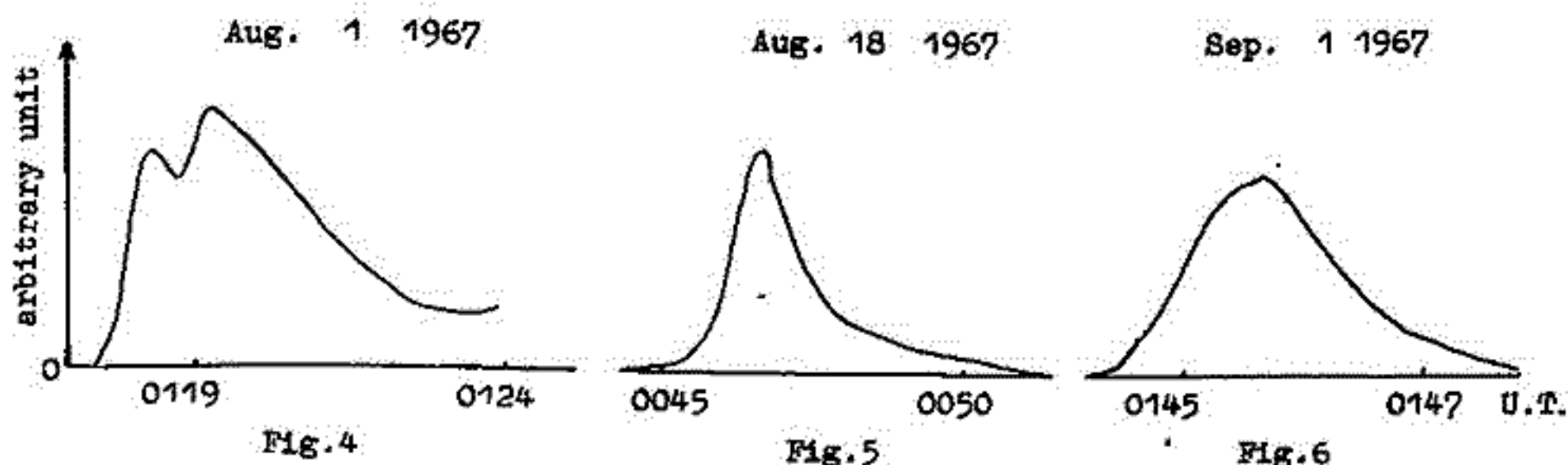
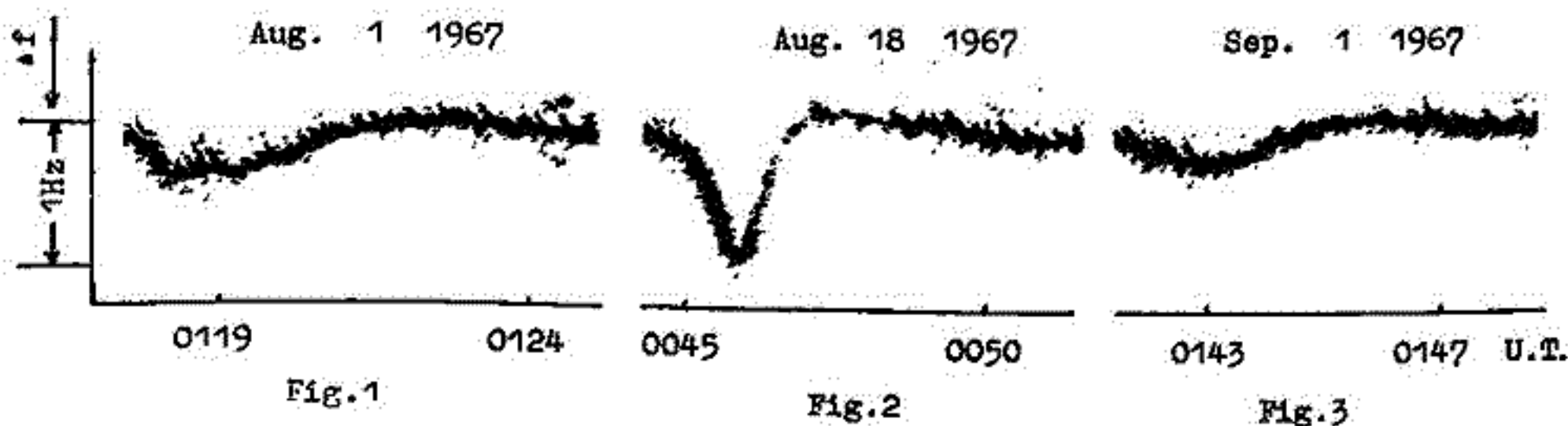
(同志社大学工学部)

(京都大学工学部)

電離層は太陽フレアによって擾乱を受けるが、筆者等が1958年よりHFトップラー法により観測してきた結果、E層に於ては少なくとも3つの異なるタイプのフレアにより影響されていることが明らかになった。これらのうち2つは前回の報告<sup>1)</sup>の再結合係数を推定するのに用いたもので電波バーストを伴う。もう1つは電波バーストを伴わないフレアである。それぞれフレア時のSFD(急始周波数変動)データ(5MHz)の一例を示す。Fig.1は電波バーストを伴うEUVバーストによるもの、Fig.2は電波バーストを伴う軟X線バーストによるもの、Fig.3は電波バーストを伴わない軟X線バーストによるものである。Fig.1,2のSFDがそれぞれEUV、軟X線のバーストによるものであるというのは、EUVバーストは電波バーストよりゆるやかに回復する<sup>2)</sup>のに対し、X線バーストは電波バーストと時間推移まで良い相関があり<sup>3)</sup>インパルスであることより推定でき、Fig.3のデータが軟X線バーストによるというのは筆者の推定した電子の電離原因別の再結合係数<sup>1)</sup>を用いて、2つの場合(バーストがEUVか軟X線か)の電子生成率の変化量の時間推移をSFDデータより計算し、その形より推定することができ、ここでは再結合係数としてEUVによる電子には $2.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、軟X線による電子には $2.0 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{sec}$ を採用した。3つの場合の電子生成率の変化量(バーストの時間推移)の計算結果をFig.4,5,6に示す。

## 文献

- 1) 田中, 一ノ瀬, 小川: 第51回日本地球電気磁気学会(1972)
- 2) Castelli J.P. and Richards P.W.: JGR Vol.76 P.8409 (1971)
- 3) Moreton G.E.: ASA-NASA Symp. Phys. Solar Flares Vol.50 P.209 (1964)





中村 純二  
東大教養

1956~1958年のIGY期間中、我々は南極観測船「宗谷」の船上で、夜光緑線入5577Åの緯度による強度変化を測定し、図1の黒点の結果を得た[1]。これによって赤道付近並に南北両半球40°の中緯度付近に強度の極小が、また±20°付近に極大のあることが分ったが、30°~36°Nの測定値にバラつきがあったため、北半球のこれより高緯度側で果して実線のように緯度効果が両半球で対称になるのか、それとも点線のように非対称になるのか突きとめることができなかった。

この点を確かめるため、1967年夏我々8名はアラスカ・カナダに遠征し学術調査活動の一環として、各キャンプ地や、ランゲルから清水港に向う「伊勢丸」船上で夜光観測を行なった。(図2白丸)

観測方法は前回と同様、天頂方向から来る夜光を2秒おきに交換される6種類の干渉フィルターを通してPM50フォトマルに導き、小型オッシロに記録させた。夜光の絶対強度については観測中G0型星を入れる他、各観測時の前後にプロメシウム入りZnS標準光源をかざし、更に帰国後、並平観測所で天文台の受光器と比較観測を実施して検定を行なった。入5577Å輝線強度について得られた結果は図1に白丸で示されている。たゞしオーロラが現われ、強度が異常増加した日のデータは除いてある。この結果夜光緑線の緯度効果は実線で代表され、地理学的緯度に関し、南北両半球で全く対称となることが分った。

夜光の入6300Å赤線については、1960-1961年の中村強等による「宗谷」船上の観測があり、図3の黒点の結果が得られている[2]。この上にアラスカ遠征の観測結果を白丸で記入すると、これ亦同図実線のように南北両半球で全く対称となり、赤道で極大、±40°付近で極小となることが確かめられた。

カナダ領ユーコンでは連日N<sub>1</sub>による入4278Å帯が観測され、このような高緯度(60°02')では目には見えないうがパーマネントオーロラが常に存在することが確かめられた。但しその強度は一定でなく、オーロラ活動に伴って時間的に大きく変動することも分った。また観測期間中数度に亘り出現したオーロラ輝線の強度変化についても言及する。

[1] J Nakamura, Ionos. Res. in Japan 12 419 (1958).

[2] T. Nakamura; Ionos. & Sp. Res. in Japan 15 245 (1961).

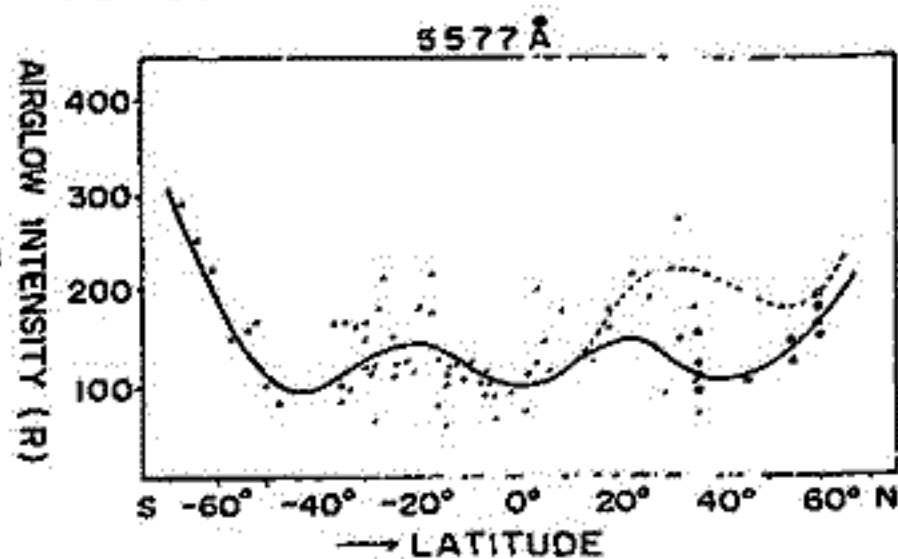


図 1

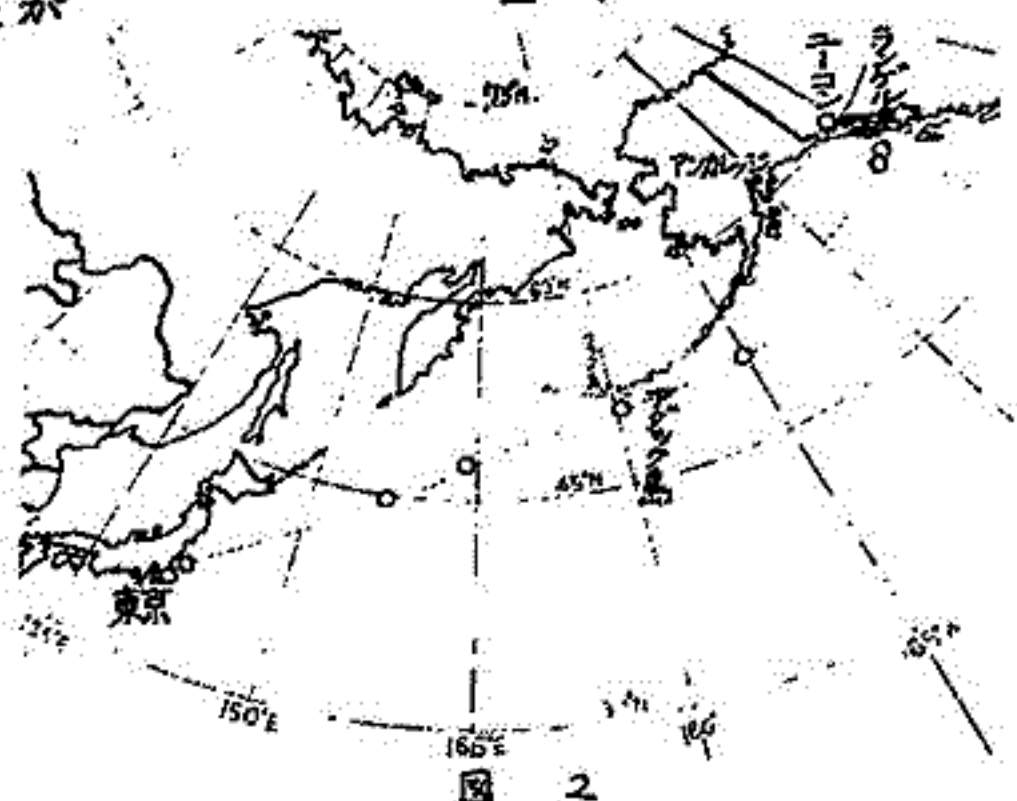


図 2

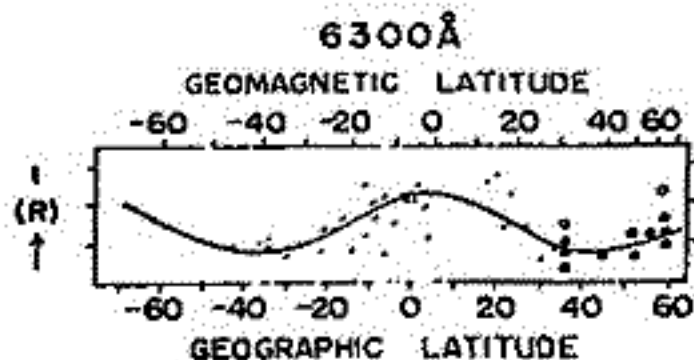


図 3



# 地球コロナの起源

## (1) 水蒸気の解離

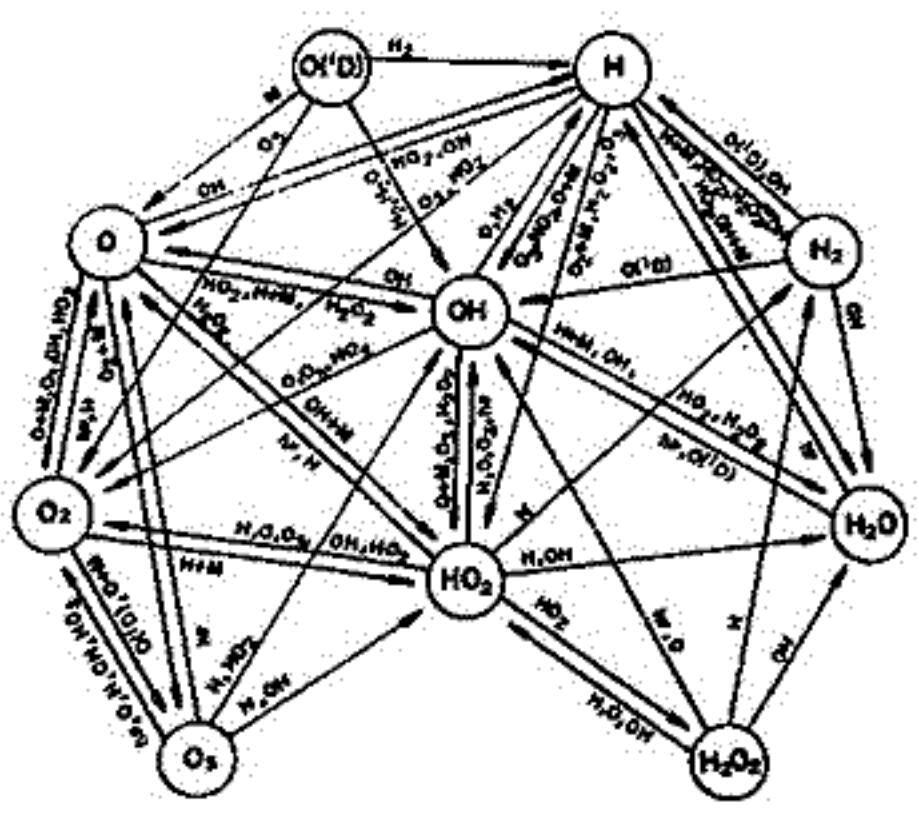
上山 弘

東北大・理

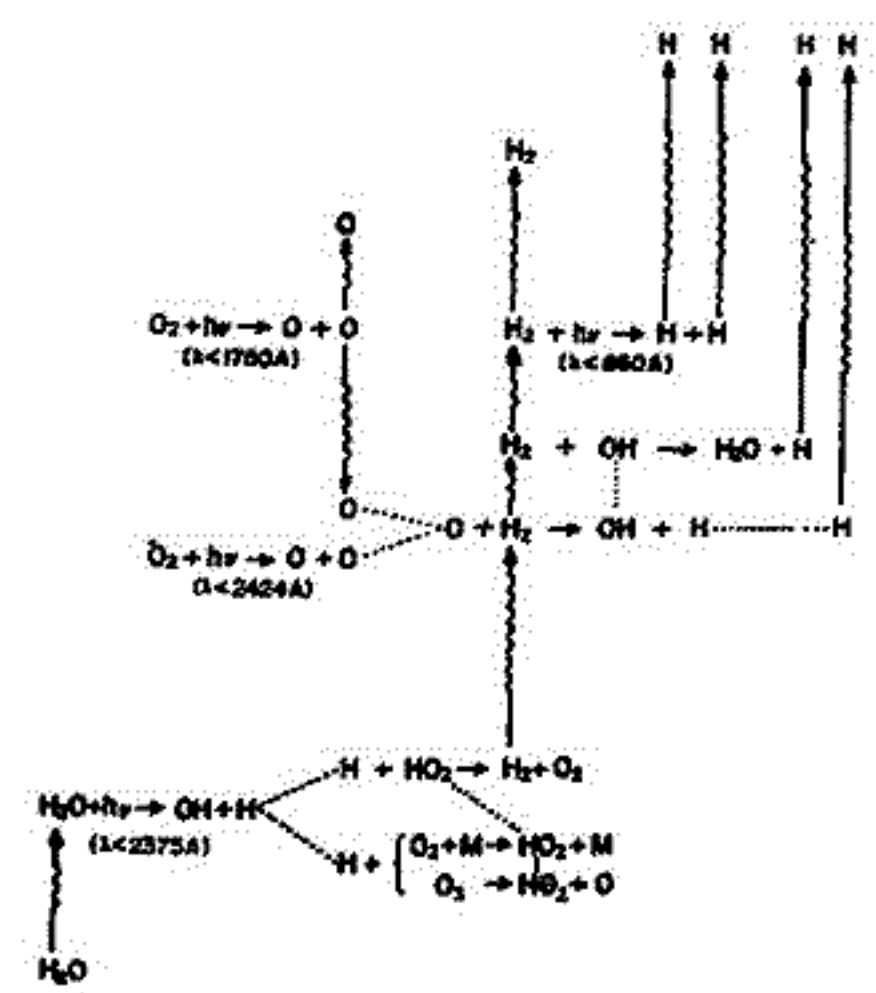
超外圏大気の水素原子の量は、方法の異なる種々の観測から求められ、互にほぼ一致している。然し、昼夜で数倍の違いがあり、また solar cycle によって変化しているように見受けられることは甚だ興味深い。従って、地球コロナに関するより高い精度の観測の積み重ねが切望される。一方大気中の水素原子の起源や大気中における振舞いについて検討する必要がある。

先づ、中間圏大気中における水蒸気の光解離と超外圏大気の水素原子との関係について考察する。第1図に示すように、 $H_2O$  の光解離によって生じた  $H$  と  $OH$  は大気中の種々の成分と反応して誠に雑多の化合物を形成する。これらの化合物相互の反応関係は極めて複雑で第1図を眺めていけば途方に暮れる。尤も、各成分の lifetime を考えると、 $H_2O$  と  $H_2$  の分布が大勢に最も支配的役割を占めているようである。即ち第2図に示すように、比較的領域で  $H_2O$  の解離で生じた  $H$  は  $O_2$ ,  $O_3$  の作用を受け結局  $H_2$  の形で上方に拡散し、上空で  $O$ ,  $OH$  との反応および光解離によって生成される水素原子が外圏に散逸するものと考えられる。

光解離を考慮して中間圏の水蒸気分布については既に<sup>2)</sup>、三の研究があるが、地球コロナの起源としての観測から水蒸気分布について考察する。



第1図



第2図

T.Tanaka and K.Hirao

Institute of Space and Aeronautical Science,  
University of Tokyo, Tokyo, Japan

#### Abstract

The problem of ionospheric formation in the Jovian upper atmosphere is examined. By adopting a plausible atmospheric model simultaneous time dependent solutions are obtained for ions  $H_2^+$ ,  $H_e^+$ ,  $H^+$ ,  $H_3^+$  and  $H_eH^+$ . It is shown that both radiative and three body association of  $H^+$  to  $H_2$  are important for the determination of the structure of the Jovian ionosphere. In the daytime, the maximum electron density is found to be about  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  and diurnal variations with large-amplitude can exist in the Jovian ionosphere.

#### References

- Gross, S.H. and Rasool, S.I. (1964). The upper atmosphere of Jupiter. *Icarus*, 3, 311-322.
- Henry, R.J.W. and McElroy, M.B. (1969). The absorption of extreme ultraviolet solar radiation by Jupiter's upper atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 26, 912-917.
- Huntten, D.M. (1969). The upper atmosphere of Jupiter. *J. Atmos. Sci.* 26, 826-834.
- McElroy, M.B. (1969). Atmospheric composition of the Jovian planets. *J. Atmos. Sci.* 26, 798-812.
- Prasad, S.S. and Capone, L.A. (1971). The Jovian ionosphere: composition and temperature. *Icarus*, 15, 45-55.
- Shimizu, M. (1971). The upper atmosphere of Jupiter. *Icarus*, 14, 273-281.

$O_2$  と大循環

岩坂 恭信

名大・理・水質研

80km ~ 120km 領域の  $O_2$  分布を決めること、あるいはその分布を決める要因をさぐることは、この領域のいくつかの問題を決める上で大切なものである。最終的にはエネルギーの流れを中心として大循環や物質の動きを論ぜらるべきであるが、今回は、大循環モデルは観測のものをを用いて、 $O_2$  の分布を決めることとを試みたいので、それに関するいくつかの問題を議論する。

用いた仮定及びパラメータ

1.  $O_2$  分布は、Eddy diffusion model を用いて定方向を決めるが、 $\Gamma$  の成分と  $X$  成分の効果とをそれに加える。
2.  $\Gamma$  の分布は、Gnanes (1970) より、与えられた  $T$  の  $Z$  をもとに算出する。
3. 温度分布は、Gnanes (1970) より、与えられた  $T$  の  $Z$  をもとに算出する。
4. 水平方向の Eddy diffusion は *negl.*

以上のよう仮定の上で成立する式は

水平方向  $\phi_{ix}^i = U_x \cdot n_i$

垂直方向  $\phi_{iz}^i = U_z \cdot n_i$

$$\phi_{2z}^i = -D_i \left\{ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_i}{H_i} \right\}$$

$$\phi_{3z}^i = -D_{eddy} \left\{ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_i}{H_{ave}} \right\}$$

連続の式

$$\frac{\partial \phi_x^i}{\partial x} + \frac{\partial \phi_z^i}{\partial z} = R_i$$

但し  $\Phi_x^i = \phi_{ix}^i$

$$\Phi_z^i = \phi_{1z}^i + \phi_{2z}^i + \phi_{3z}^i$$

$R_i$  は化学反応による項で  $R_1 = 2I n_2 - k n_1^2 n(M)$  ,  $R_2 = -R_1$

パラメータとして動かせるものは、 $D_{eddy}$  及び  $V$  である。結果の一部は大よそ次のような傾向を示している。

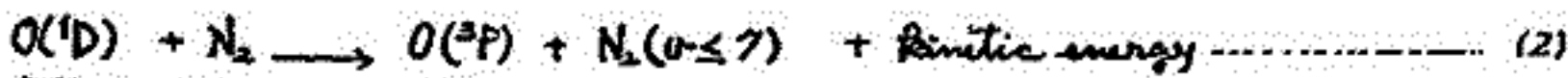
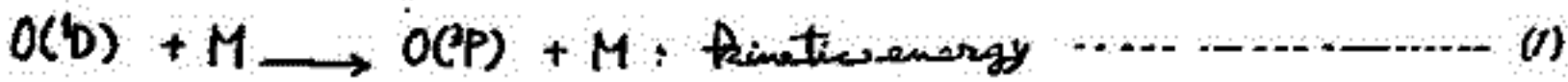
1. 上層へ行くほど  $V$  の変化が強く出る。
2. 高緯度での  $O_2$  分布は  $\leftarrow$  の値がはるかに多いから、中低緯度と同じ  $D_{eddy}$  あるいは  $V$  の少ない量のみみられる。
3. 中低緯度での  $O_2$  分布は  $V$  を入れた場合と無視した場合で大きな変化はみられない。

若坂 泰信

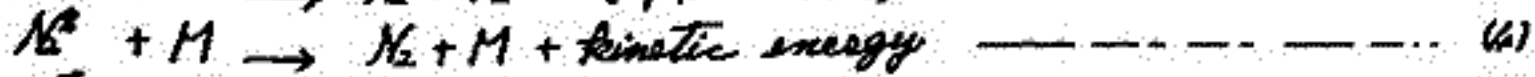
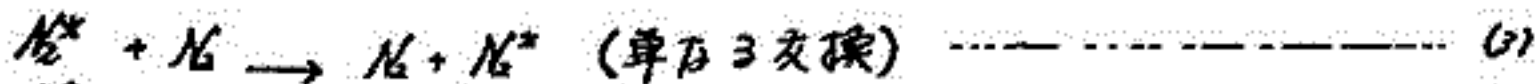
名大・理・水質研

励起酸素  $O(^1D)$  の生成は中間圏・下部熱圏で  $O_2$ ,  $O_3$  の光解離の際に行われる。太陽の輻射エネルギーのうち  $O(^1D)$  をつくり出すのに使用される割合はそれぞれ  $\sim 40\%$ ,  $\sim 20\%$  程度であり、この脱励起過程が、高層大気熱構造に与える影響は大きい。

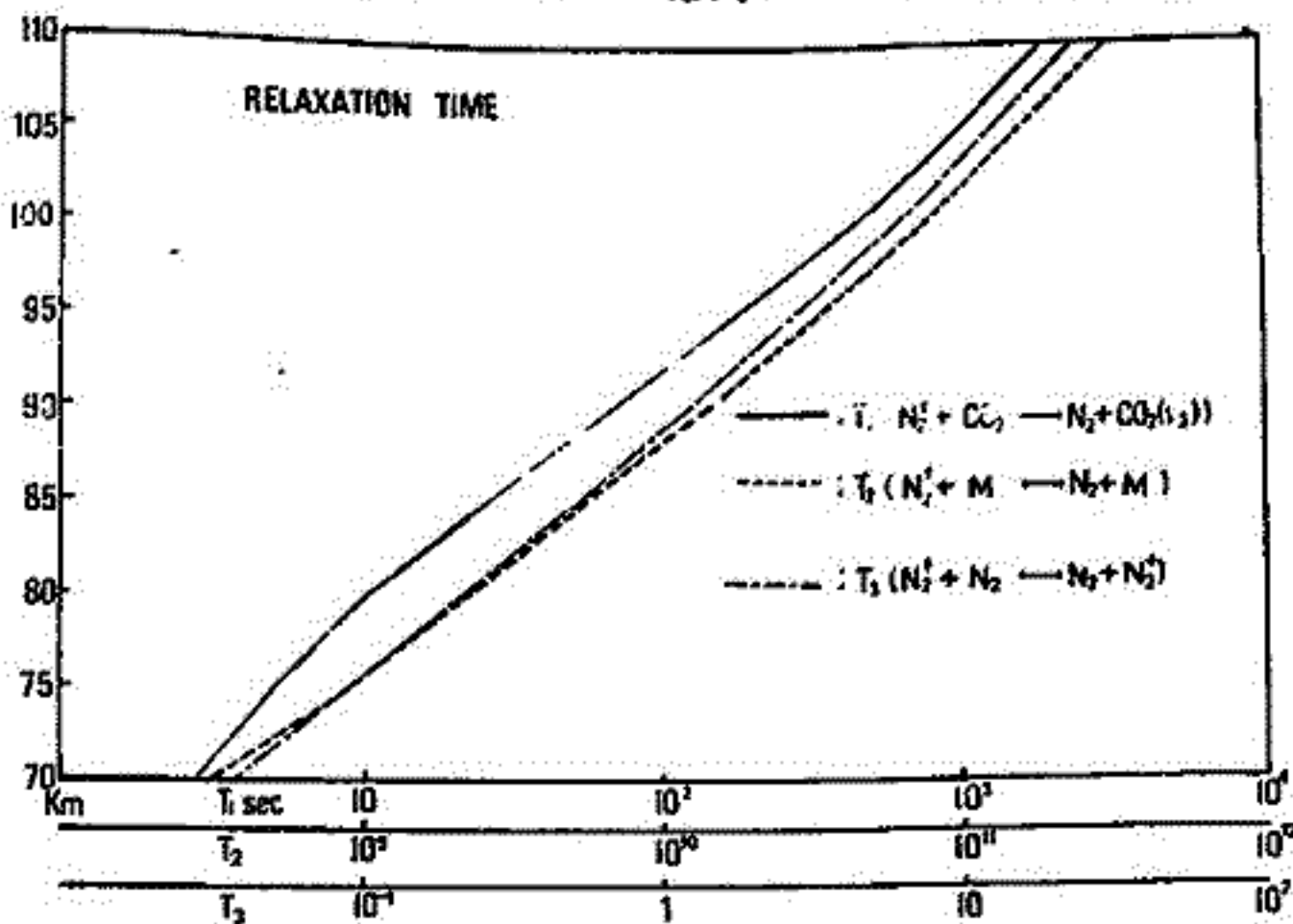
$O(^1D)$  は主に次のような反応を通じて消滅する。



とすわけに(2)の反応の割合が大きい、もし  $O(^1D)$  と衝突した  $N_2$  の割合が(2)の反応で振動エネルギーをとり出すとすると、 $O(^1D)$  の励起エネルギーの大部分が  $N_2$  に熱として放出される。一度  $N_2$  の振動励起エネルギーに変換されたことは、この  $N_2^*$  は、電子的双極子をもたないため、光としてエネルギーを放出できず、衝突のみが脱励起過程となる。 $N_2^*$  は衝突によって次のようなエネルギー変換を行う



(3)は熱的には全く何もしない反応である。  $N_2^*$  自身のブラウン運動とあわせて  $N_2^*$  の振動エネルギーの拡散現象に参与する。反応率は(4)と(5)をくらべると(5)が圧倒的に大きい。そのため  $CO_2(v_2)$  の赤外輻射として放出される。

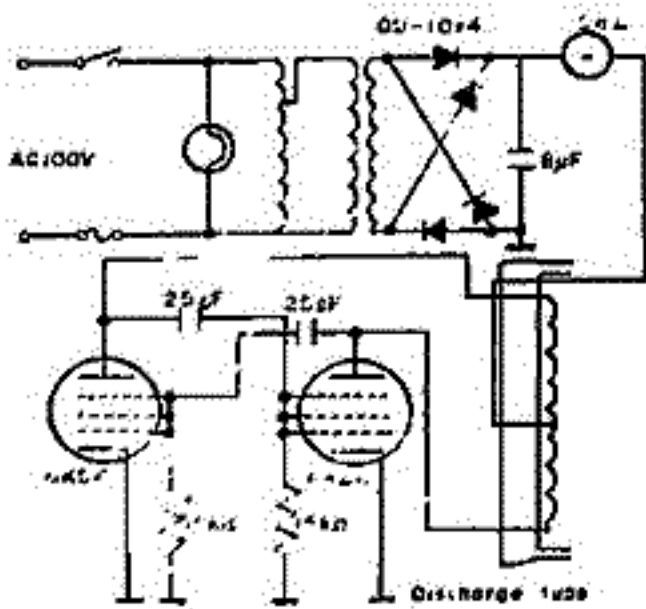


反応(3), (4), (5)の緩和時間と示してある。



渡谷 邦彦  
鳥取大

橋田 光義  
京工繊大



(1 回)

前回報告した実験結果に基づき、放電管径および励起方法 E 変えて OI 5577 の発光強度変化を検討した。

励起方法 a) 10000V, 80mA ネオントランス, 間欠放電 b) 45Mc, 50W, 無線放電 (1回) 放電管 ①長さ 500mm, 径 20mm ②長さ 600mm, 径 70mm 管内圧力 1~3 torr

方法 b) により発光したスペクトル (2, 3 回)

OI:  $\lambda$  6456 6158 6046 5959 5555 5513 5437 5331  
5226 4969 4803 4774 4368

OII:  $\lambda$  4195 4048 3973 3912 CI:  $\lambda$  6013 4932

HI:  $\lambda$  6563 4861 4340 4102 CU:  $\lambda$  4267

CO band: Angstrom, Triplet, H<sub>2</sub> band, CH band: 4300A system? (2 回)

( ) は方法 a) で発光した。

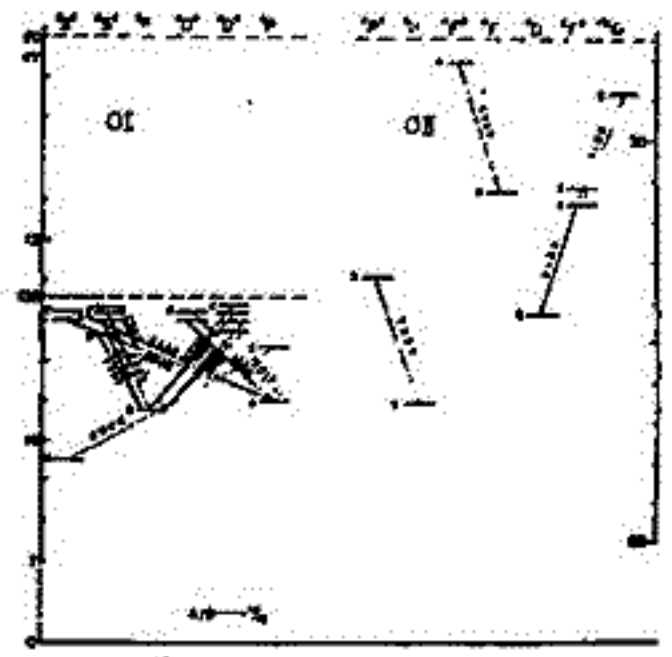
- 1) 方法 b) によれば CO が強く発光するとき OI 5577 の強度も増す (2 回)
- 2) この場合 C 線の発光も伴った。
- 3) 管径により OI 5577 発光の最適 H<sub>2</sub> 混合率は変化する (30% 以下)
- 4) 普通は CO の存在により混合気体の発光は弱くなるが、方法 a) による OI 5577 は増強する。



(3 回)

以上の結果より、さらに

- 1) O(S) の quenching particle として H<sub>2</sub>O > O, O<sub>2</sub> > CO, CO<sub>2</sub> > H<sub>2</sub> が指摘されていることから、管周囲温度も考慮しなければならぬ。
- 2) 方法 b) による場合は CO+H 反応も検討すべきである。



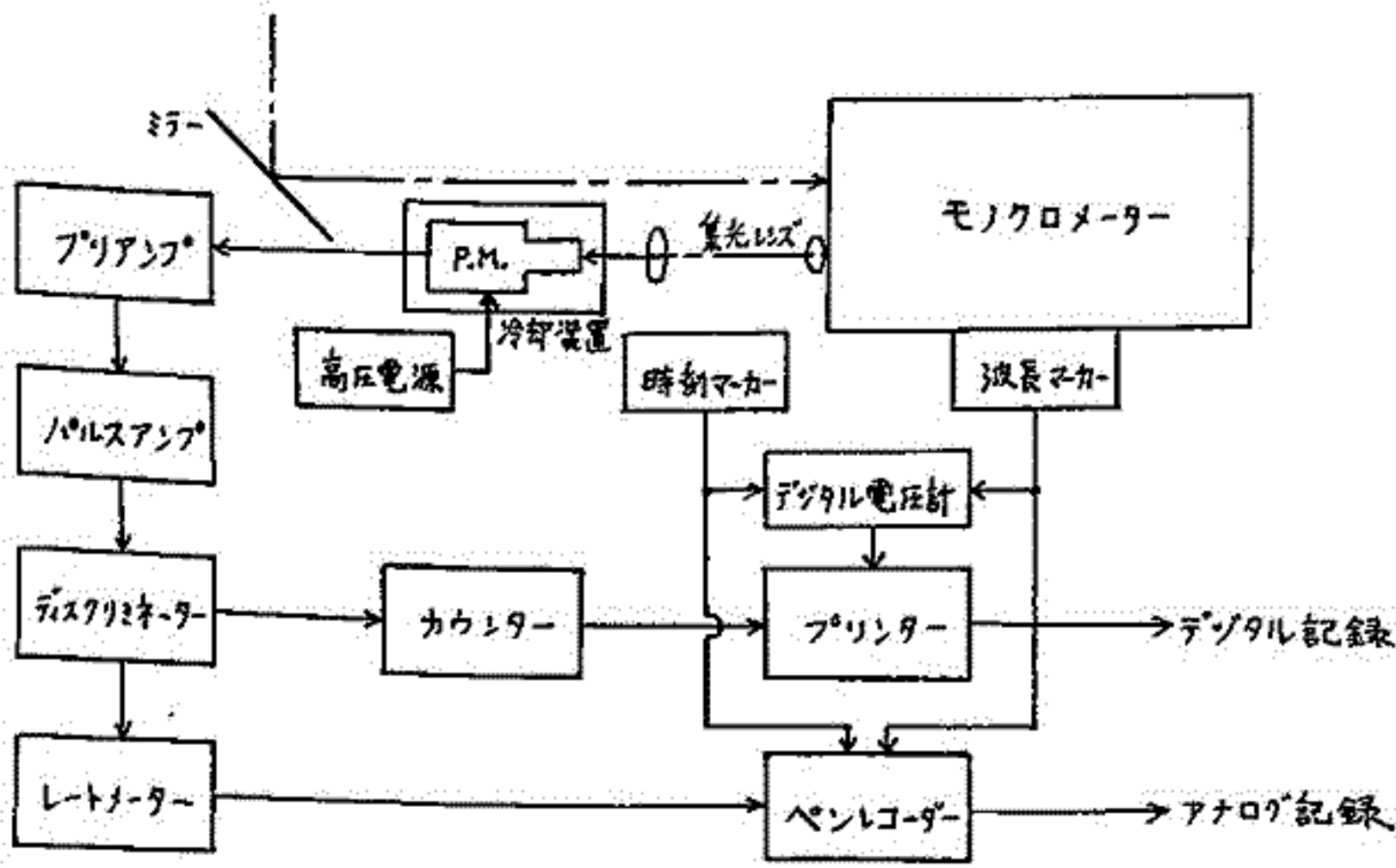
文献 1) 例えは Chalmers, A.G. & M.E. Pillow: The influence of N<sub>2</sub> and CO impurities on the spectral emission from a mercury-argon discharge, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 4, 1587~1592 (1971).  
2) Zipt, E.C.: The collisional deactivation of metastable atoms and molecules in the upper atmosphere, Canadian J. Chem. 47, 1863~1871 (1969).

上山弘, 岡野草一, 申川敏朗\*  
 東北大・理 \*岐阜歯科大

薄明時の超高層のNa原子の共鳴散乱線の存在は古くから知られ、多くの研究がなされてきた。Na原子の起源については、大別して地球の海水又は火山からのものとあり、terrestrial origin 説と主に流星ダストに由来するものとあり、cosmic origin 説とあり、そのどちらにも有力な根拠は見いだされていない。本年10月8日を中心として、リウウ流星群の出現し、その規模は非常に大きいものであろうとの予報がなされた。この流星群期間の前後に薄明D線を観測し、Na原子のabundanceの変化を知るとは超高層大気中のNa原子の起源を知らせて興味深い。

観測の原理および装置

Graham, Ichikawa and Kim (1969, 1971) は、Na原子のabundance, Na層のpeak height, scale height等をパラメータとしていろいろの散乱層モデルについて太陽俯角対散乱強度の比  $D_2/D_1$  の強度比を計算している。これを用いて薄明D線の観測結果を解析することになり、流星シャワー前後のNa層の様子を明らかにしようと考えた。観測装置は蔵王山の東側中腹に位置する東北大学の遠刈田観測所に設置されている。その構成は下図の如く、ツェルニャー・ターマウント、シングルビームの回折格子モノクロメーター(回折格子  $76 \times 65 \text{mm}$ ,  $1200 \text{ lines/mm}$ )に、暗雑音を減らす目的で光陰極面を小さくした(直径  $2.5 \text{mm}$ ) Photomultiplier を用い、光電子計数方式をとっている。記録はデジタルとアナログの両方とされている。



上山弘, 有賀規, 岡野章一, 栢場文男\*, 十文字正憲\*  
 東北大・理 \*東北大・通研

§1 はじめ

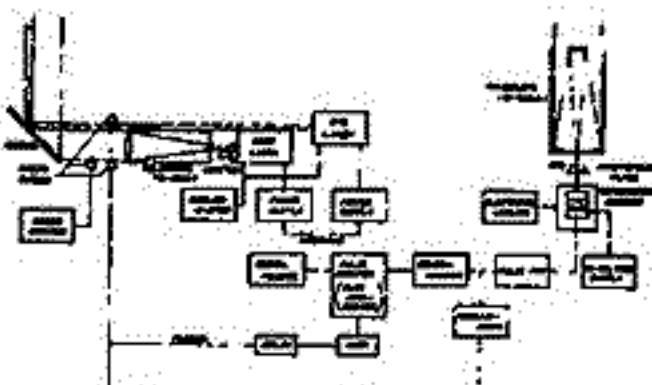
地球大気の研究に用いられて来た従来のレーザーレーダは気体の Rayleigh 散乱に基づいており、散乱断面積が小さいこと及び気体の種類についての情報が得られにくいという致命的欠点を持つていま。これに対し共鳴散乱方式のレーザーレーダは散乱断面積が桁違いに大きいこと、この地におよび特定の気体に着目できるといふ長所を持つていゝので最近注目をあびていま。一方量子エレクトロニクスの分野で最近の周波数可変色素レーザー技術の発達に伴い大出力のコヒーレントな光を用いた分光学を初めとすゝ種々の新しい計測が可能となつて来た。我々はルビーレーザーによる Rayleigh 散乱方式レーザーレーダによる超高度の観測と並行して共鳴散乱方式レーザーレーダの可能性を検討し色素レーザーを用いて周波数と同調させた技術開発を行い、室内実験を行つて来た。今春大気中の Na 層の観測に成功したので報告する。

§2. 共鳴散乱方式レーザーレーダ

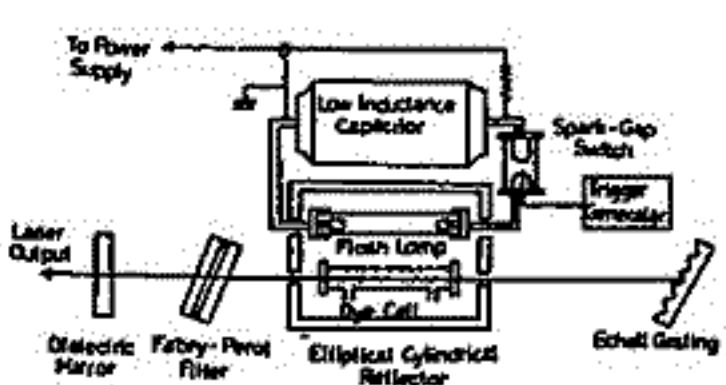
オ1図に観測を行つたレーザーレーダシステムの概略を示した。ルビーレーザーと並行に色素レーザー光を垂直に打ち上げて従来の受信系で受信した。5km 間隔のゲートで光子計数を行うと同時に Na の密度を求めよために A スコープで 10~20km の大気からの Rayleigh 散乱の光子のパルスを計数した。色素レーザーの概略をオ2図に示す。色素レーザーは楕円筒内筒反射鏡を用いた放電管励起式のものである。放電管は 200J 程度の入力エネルギーに耐えるよう開発したもので空気と放電ガスとして用いていま。0.5μF, 50V インダクタンスのコンデンサーで駆動し、発光時間 1μs である。回折格子と Fabry-Perot 型干渉フィルターの併用により、入力 120J に対し 1~2mJ の出力エネルギーで発振波長中約 0.03Å の得られた。波長を可変させ中心波長を NaD<sub>2</sub> 線 (589.95Å) に同調させた。同調の際は監視用 Fabry-Perot 干渉計を用い、同時に真空蒸留した Naセルにレーザー光を当て共鳴散乱を起させ確認した。

§3. 観測結果および検討

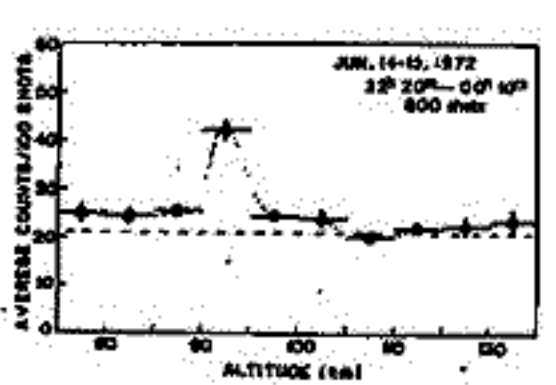
観測は宮城県蔵王山麓の東北大学理学部超高度観測所で行つた。得られた Na の密度のプロファイルの一例をオ3図に示した。6月14日の例でありパルセ出力 1mJ, 繰り返し 1shot/1sec で 100 shots プリントさせ15分おきに観測した。90-95km に鋭いピークが存在しており、2~3km の Scale Height である。10-15km の Rayleigh 散乱光に基づいて Na の密度を求めよことのできる。6月14日の場合  $n(\text{Na}) = 1.0 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  となり、5月31日もほぼ同じ値を得た。



オ1図  
レーザーレーダ装置



オ2図  
色素レーザー装置



オ3図  
ナトリウム層の観測例

I-45

# ルビレーザによる Stratospheric Aerosol layer の観測 II

皆越尚紀 五十嵐 隆  
郵政省 電波研究所

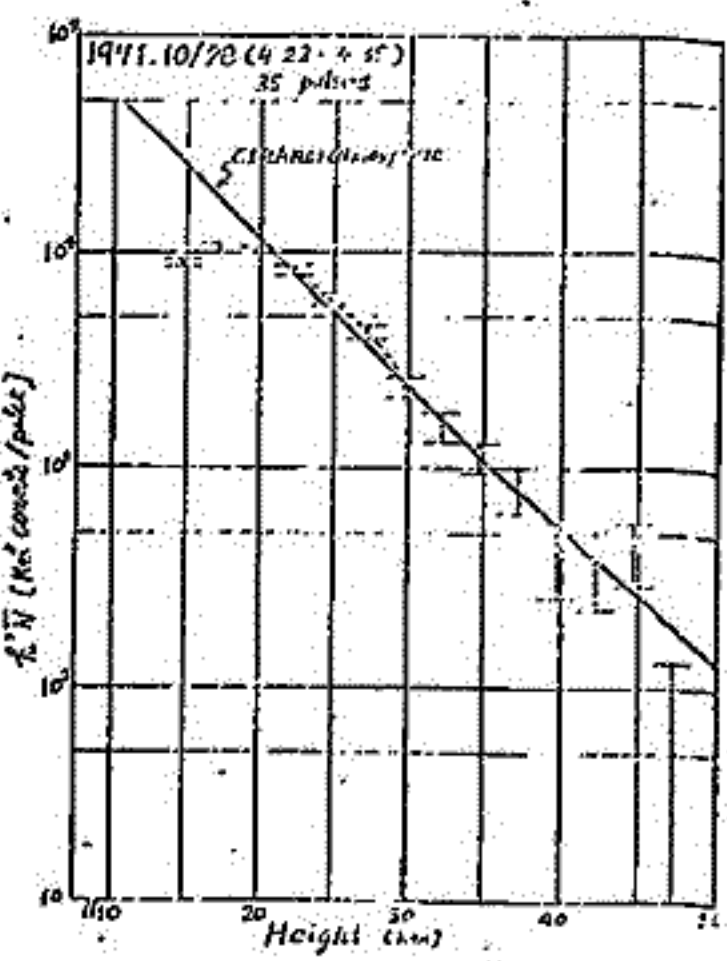
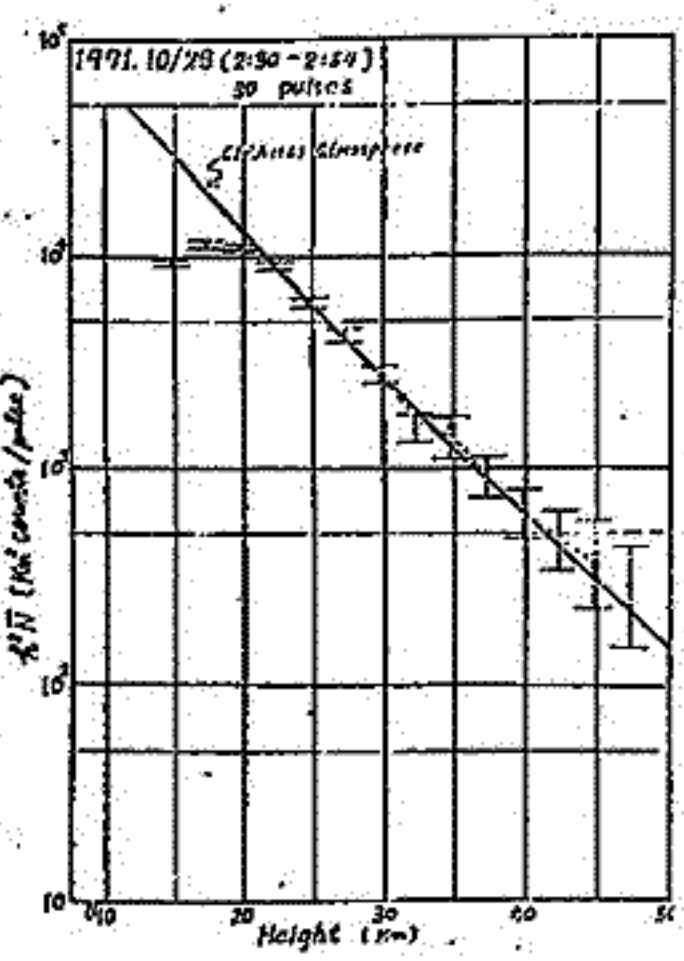
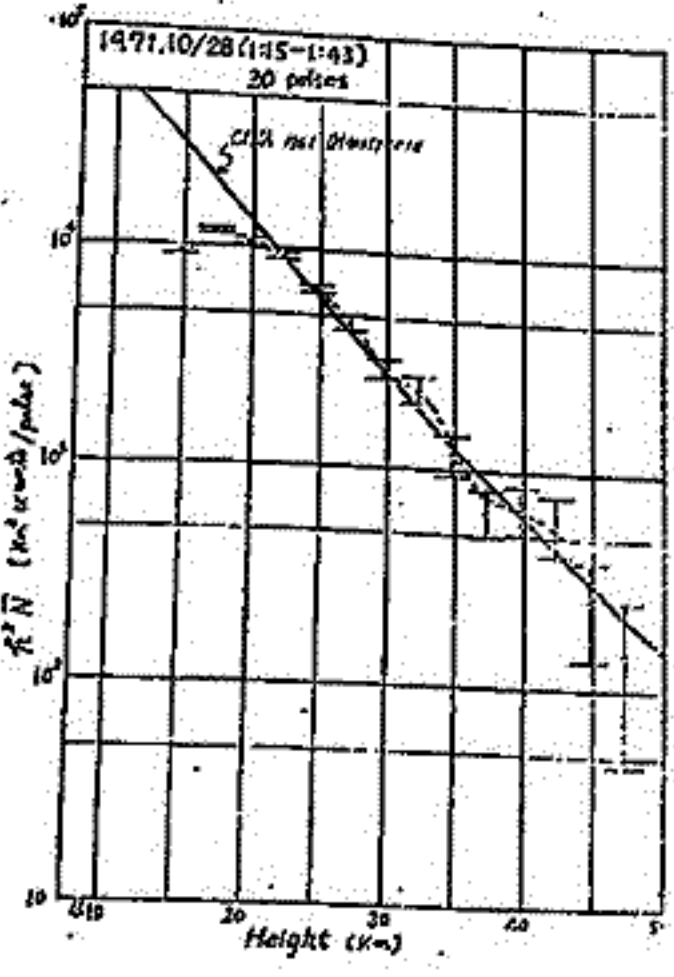
§まえがき. 我々はレーザの上層大気観測への応用のひとつとして、昨年からQスイッチルビレーザによる Stratospheric aerosol layer (高度15~50 Km 領域の空気分子以外の粒子層) の観測を始めた。前回、20 Km 付近の安定な aerosol の他に、30 Km 以上にも aerosol layer は存在し、早い時間で(時間以下のオーダー) 変動している(らしい)観測結果を報告した。その後、観測方法や誤差について再検討し、より信頼性の高い結果を得たので報告する。

§観測結果. 観測は自然環境以外はできるだけ一定条件にして行なった。観測条件は表に示す。雑音の混入については特に注意し、一連の観測の前後で雑音の有無を調べた。観測中も受信信号をシンクロスコープで監視し、計数装置の計数結果との比較対応を行なった。観測結果の詳細は講演で示すとして、その中の典型的なものを図に示す。縦軸は高度  $h$  の2乗に平均光電子パルス数を掛けし値(散乱体数に比例する)をとっている。20 Km 以下の異常に低い値は、散乱エコーが強過ぎるため、光電子計数法の直線性が失われたためである。

これまでの観測結果によると、30 Km 前後の aerosol layer は現われたり、消えたりし、その変動も早いようである。(時間以下のオーダー)

§あとがき. 観測室の移転で観測を中断してしまったので、データとして来ど少ないが、今後さらに観測回数をあげ、信頼性の高いデータを出すつもりである。  
(1) 皆越、五十嵐 第50回日本地球気象学会講演 1-40

送信エネルギー	~1(J)
パルス繰返し	~1回/40ms
計数時間	16.7 $\mu$ sec
$\Delta h$	2.5 km





# I-46 レーザー・レーダーによる上層大気の子備観測 (Ⅲ)

藤原玄夫・内野 修・板部敏和・広野求和  
九大・理

上層大気微量成分の測定を目的として、我々は九州大学理学部構内に設置されたレーザー・レーダーを用いて、その予備的な観測を行っている。これまで報告したように、現在、次の2つの方法による観測が同時に進行中である。

- [A] レーザー光の大気中エアロゾルによる  $Mie$  散乱を利用してエアロゾル層を観測する  
 [B] 酸素分子 *atmospheric "A" band* の吸収を利用して、2波長（吸収と受ける波長  $\lambda_1$ , 受ける波長  $\lambda_2$ ）のレーザー・レーダーを用いて酸素分子、エアロゾルの密度、更には分子の温度を測定する。

[A] に関してはルビーレーザー光 ( $6943\text{\AA}$ ) のジヤイアントパルスを用いて予備観測を行っているが、すでに対流圏エアロゾルの高度分布及びこの波長の光に対する大気透過率を測定し、我々の観測点が更に上層の大気微量成分を測定するのに十分良好であることを確かめてある。成層圏エアロゾル層を観測するために、ルビーパルス送信後の発光を遮断する回転シャッターを試作、テスト中である。

[B] に関しては、ルビーのジヤイアントパルスで、ジメチルスルホキシド内 3-3'-ジメチル-2,2'-オキサトリカーボシアニオイドの  $5 \times 10^{-5} M$  溶液をポンピングして、 $\lambda_1 = 7485\text{\AA}$ ,  $\lambda_2 = 7605\text{\AA}$  と中心とした  $15\text{\AA}$  幅の2光束を送信パルスとして用いている。2波長の光を交互に送信して得られたデータについては、前回の講演で定性的な議論を行ったが、今回は更に厳密な取扱いをするため、大気中エアロゾルの時間的な変動による効果も考慮して、受信系はビームスプリッターと干渉フィルターを用いて同時に  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  を測定できるように改良されている。

観測方法の概要と得られた観測結果についての詳細は講演の際に行う予定である。

広野求和 牧野行雄

九大 理

流星金属元素, 特に Na, Mg, Fe などの下部電離圏における分布とその季節変化, 地球磁場の地域的変化の影響を理論的に調べるために宇宙塵の流入, 蒸発をこれら元素の供給源として考察を進める。流星金属元素は100km付近より上の領域では殆んど電離していると予想されるので, 大気大循環の zonal component によって蒸発定されるイオンの垂直運動と Chinon, Axford の Cork-screw 効果とによってその密度分布は著しく変形されることか 前の学会で報告らによって示されているが, 今回はさらに詳細に計算を進められている。金属元素の原子状のものを M としその酸化物, それらの一価電離したものの和数密度の総和を  $n$  とする:  $n = [M] + [MO] + [MO_2] + [M^+] + [MO^+] + [MO_2^+]$ 。定常状態ではその連続方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ -\frac{D}{H_a} n - D \frac{\partial n}{\partial h} + V(h) \theta(h) n \right\} = \phi(h) \quad (1)$$

となる。ここで  $h$ : 高さ,  $H_a$ : 大気の scale height ( $\sim 6$  km),  $D$ : 渦拡散係数,  $\theta(h)n$ : イオン密度,  $V(h)$ : イオンの垂直ドリフト速度,  $\phi(h)$ : 金属元素生成量。宇宙塵が大気分子と衝突し加熱し水蒸発したものを考え

$$\phi(h) = \begin{cases} \phi_0 \exp\{(h-102\text{km})/H_g\}, & 100 < h < 102\text{km} \\ 0, & \text{それ以外の高さ} \end{cases} \quad \begin{matrix} H_g = 1.65\text{km}, \\ \phi_0 = 0.223/\text{cm}^3\text{sec} \end{matrix}$$

の分布をもつものとする。

zonal wind と cork-screw 効果による垂直ドリフト速度としては一例として次の値が採用される。

$$V(h) = \begin{cases} V_0 \exp\{2-2(h-105\text{km})/H_a\}, & h > 105\text{km} \\ V_0 \exp(2), & 100 < h < 105\text{km} \\ V_0 \exp\{(h-88\text{km})/H_a\}, & 88 < h < 100\text{km} \\ 0, & h < 88\text{km} \end{cases}$$

$V$  の値については夏期は一般に上昇, 冬期はその値の減少又はむしろ下降の傾向を生じる。適当な境界条件を与えて微分方程式(1)の解  $n$  を求め, これに  $\theta(h)$  を乗じてイオン密度を計算し, さらに  $90\text{km}$

以下では  $R(h) = [M] / \{[M] + [MO] + [MO_2]\}$  を  $(1-\theta)n$  に乗じて中性原子密度を計算した。  $R(h), \theta(h)$  としては次のような形のものを用いられている。

$$R(h) = \begin{cases} 1, & h > 90\text{km} \\ 1 - \{(h-90\text{km})/10\text{km}\}^2, & 80 < h < 90\text{km} \\ 0, & h < 80\text{km} \end{cases}$$

$$\theta(h) = \begin{cases} 1, & h > 100\text{km} \\ 1 - \exp\{- (h-88\text{km})/H_a\}, & 88 < h < 100\text{km} \\ 0, & h < 88\text{km} \end{cases}$$

共鳴的に発生する太陽フレア (Sympathetic flares) の Trigger 機構の 1 つのモデルとして、磁気中性面をもつプラズマ中を伝播する非線形磁気音波の伝播特性を考察し、次に、磁気音波の shock front での散逸効果が、磁気中性面近傍での磁場の散逸に導びく可能性について示す。

前回講演で、 $U_p$  が変化する不均質媒質中を伝播する磁気音波の振幅  $\psi$  を支配する基礎方程式 (Modified Burgers Eq.) を導出した。

$$\frac{\partial \psi}{\partial \xi} + a(\eta) \psi \frac{\partial \psi}{\partial \xi} - b(\eta) \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + c(\eta) \psi = 0, \quad (1)$$

ここで、 $\xi = \int k_x dx + k_y y - \omega t$ ,  $\eta = \epsilon x$ ,  $\epsilon \sim (kL_0)^{-1}$ ,  $L_0 = [d(\ln \rho_0)/dx]^{-1}$  は不均一を特徴づける長さで、 $k$  は波の周期的波数。係数  $a, b, c$  は平衡状態のプラズマの密度分布、磁場分布によって決定される。(注: 一様媒質中では、 $a, b$  は一定となり  $c(\eta) \psi$  の項がない Burgers Eq. になる。)

磁気中性面をもつプラズマのモデルとして磁場を  $B_y^{(0)} = B(\infty) \tanh(\eta)$ , 密度を  $\rho_0 = \rho(0) \operatorname{sech}^2(\eta)$  を採用し、初期の擾動は、次の二つの場合が計算された。(i) パルス型 (ガウス分布) (ii) Wave train 型 (正弦波)。

主たる結果は、次の様になる。

- (i) 擾動の不均一効果により、steepening 効果が強くあり、shock の形成が早まる。
- (ii)  $B \approx 0$  の近傍で、front の勾配が、最大になる。
- (iii) 低周波数域では、steepening 効果は弱いが、高周波数になると強くなる。

次に、磁気中性面をもつプラズマ中を伝播する磁気音波の shock front を考えよう。front 近傍で  $vB$  により、反磁気流が流れ、この front の厚さ  $L$  は、shock front の散逸効果を考察して self-consistent に決定されるべきであるが、ここでは、実験的実験の結果を用いる。  $L \sim \alpha c/\omega_{pe}$  であり、( $\alpha$  は 1~10 の数値)  $L \ll L_0$  かつ front 近傍の考察には、background は一様と見做す。

$vB$  によるドリフト速度  $v_d$  が  $v_d > v_{th}$  (電子の熱速度) になると、二流体不安定が励起さ

れ、 $v_d > v_{th}/43$  には、イオン音波の Bernstein mode と関係した current driven instabilities が励起される。Maxwell Eq.  $\nabla \times \vec{B} = 4\pi \vec{j}/c$  から  $v_d \sim (c/4\pi ne)(dB/dx) \sim (c/4\pi ne)(B/L)$  となり、 $L \ll L_0$  と  $L \sim \alpha c/\omega_{pe}$  を用いると、二流体不安定、発生条件は、次の様になる。

$$\epsilon \equiv (B/B(\infty)) > \alpha (v_{th}/c) (\omega_{pe}/\omega_{ce}) \equiv \epsilon_c$$

ここで  $\omega_{ce} = eB(\infty)/mc$  で、 $B(\infty)$  は、磁気中性面から充分離れた所で、磁場である。この front 近傍で、上の不安定が充分成長してくると、不安定の成長時間 ( $\gamma_m^{-1}$ ) が shock front のフロントのスケール  $L$  を通過する時間  $L/c$  より短くなる場合は、 $\gamma_m L > 1$  かつ  $\gamma_m \geq 2.5 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$  を要する。ここで、太陽コロナのパラメータとして、 $B(\infty) \sim 10 \text{ G}$ ,  $n \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10^6 \text{ eV}$ ,  $\alpha \sim 1$  を用いる。このパラメータを用いると、 $\epsilon_c \sim 0.1$  となり、 $\omega_{ce}^{-1} \sim 10^7 \text{ sec}^{-1}$  かつ、

$$\gamma_m \geq \omega_{ce}/40$$

前記の二流体不安定は、最も強い (成長率は、 $\gamma_m \sim \omega_{pe}/10 \sim 10^7 \text{ sec}^{-1} \sim \omega_{ce}$ ) 不安定で、current driven instabilities も  $\gamma_m \sim (10^1 \sim 10^2) \omega_{ce}$  で、front で成長して乱れを引き起こすと考えられる。

以上の定性的考察から、磁気中性面をもつプラズマ中に磁気音波が伝播すると、振幅がある程度以上になると ( $\epsilon > \epsilon_c$ )、中性面を通過する際に shock formation が起こり、front での二流体不安定が起ると、乱流状態になりうる。そのため、磁気中性面を流れる電流が散逸し、turbulent ohmic dissipation で磁場のエネルギーが熱化される。これが、共鳴的に発生するフレアの Trigger 機構と考えられる。

(文献)  
 (1) 才50回講演予稿集 (S. 46, 10月 松本)  
 (2) IPPJ-118, (or Cosmic Electrodynamics 42 in press)  
 (3) Collisionless Shock Waves, by Tidman & Krall (1971)  
 (4) 伊文は Gary (1971) J. Plasma Phys. 6 561.

## Different $\beta$ -Ratios

T. Tamao (GRL, Univ. of Tokyo)

### Abstract

We study characteristics of hydromagnetic waves in layered medium with different  $\beta$ -values, where  $\beta$  is the ratio of plasma pressure to magnetic pressure. In particular, we emphasize differences of two magnetosonic modes, the fast and slow modes. It is assumed that the direction of the ambient magnetic field is parallel to the plane of  $\beta$ -discontinuity.

In the first part, we consider transmission of magnetosonic waves through  $\beta$ -discontinuity, that is, amplitude and phase of the reflection and refraction coefficients for the both incident modes are quantitatively discussed. In the second part, characteristics of eigen-modes of the fast and slow modes in the 3-layered plasma (a hot plasma is sandwiched from both sides by cold plasmas) are studied. Their normalized eigen-frequencies and damping rates are obtained and illustrated by numerical figures. In general, there is a tendency that the slow mode could easily trapped in high- $\beta$  region compared to the fast mode. In the last, we apply the above results to the hydromagnetic oscillations in the tail magnetosphere.



§1 序

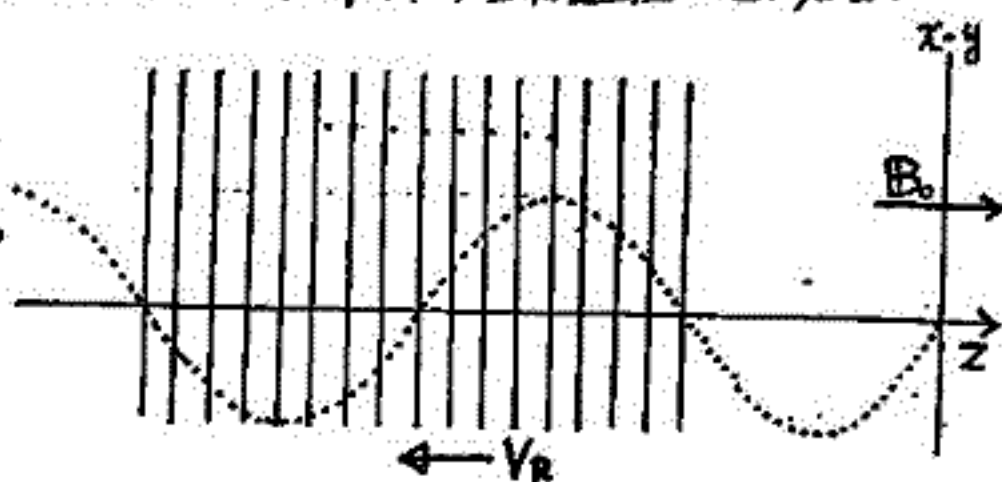
最近 理論においても実験においても、非線形問題が多く取り扱われるようになってきたが、VLFエミッションや他の不安定性の問題もその一つである。VLFエミッションの中には、自然に発生するものと、他の波にトリガーされて発生するものがあり、後者を *Triggered Emission* という。Triggered Emissionの生成過程は高調波といったような非線形ではなく、特種な非線形であり、その非線形性はトリガーする波による媒質の変化によって生ずるものである。VLF Triggered Emission に関しては、いくつかの研究がなされているが、すでに準線形理論によってある程度のことの説明されている。(松本, 木村, 1970, 1971; 松本, 松本, 木村 1968) 一方, ASEについては、トリガーする波が単一周波数であるので、粒子モデルによる解析が有力である。(e.g. Sudan and Ott, 1971) そこで我々は、粒子モデルを用いて Triggered Emission の非線形生成過程の Computer Simulation を行なっている。

§2 Simulation のモデル

ASEの大きな周波数変化は、非線形過程によって生じる可能性があるため、我々は次のようなモデルを考えた。

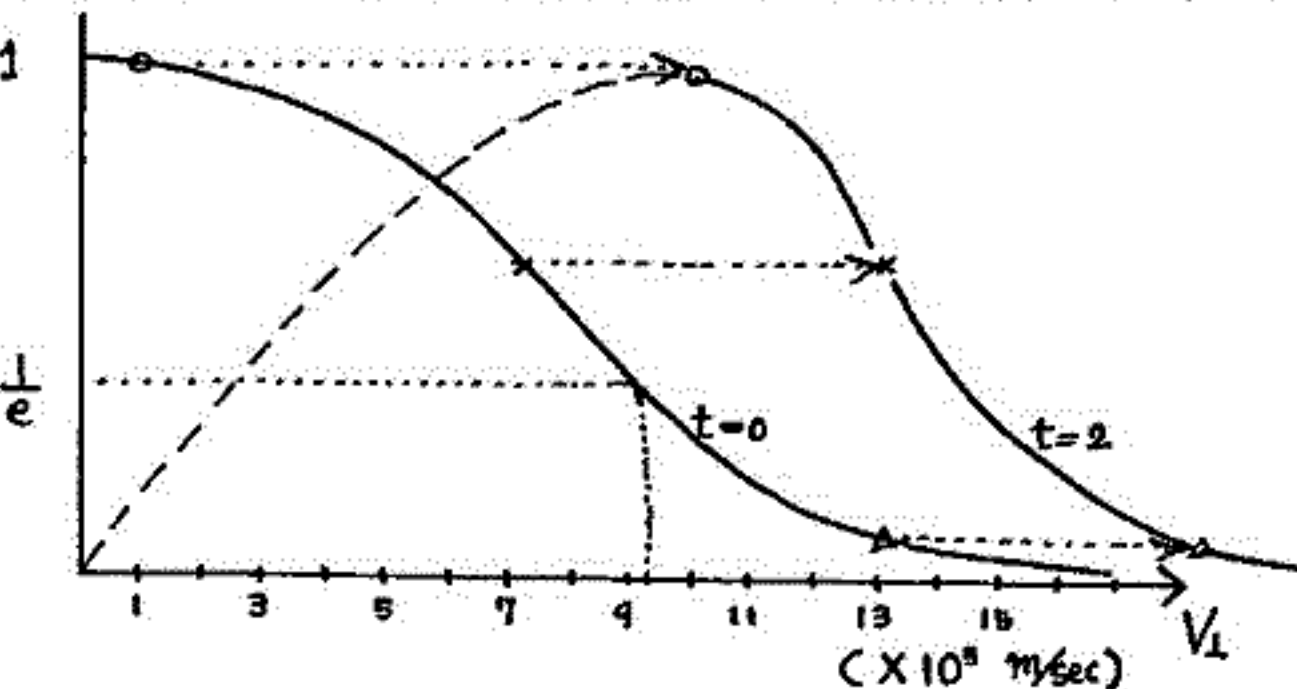
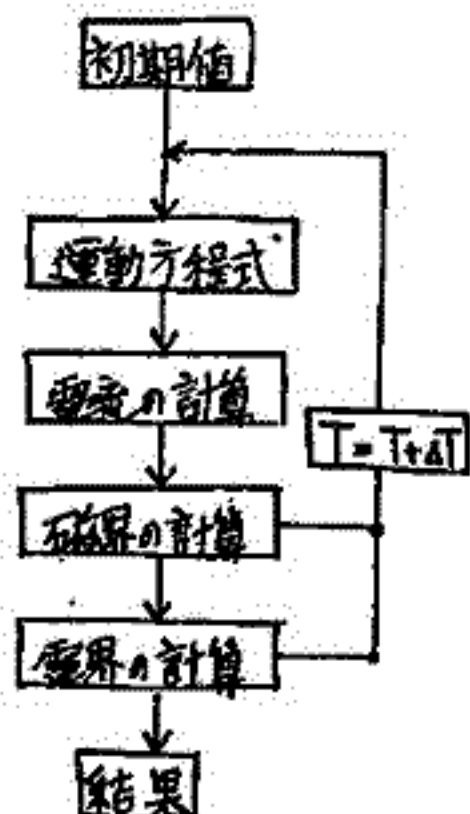
- 一様磁場  $B_0$  のある無限一様プラズマ
- Triggering Wave は  $B_0$  方向に伝搬する純横波の平面波で周波数は単一である。
- Wave Frame
- Sheet Model と粒子モデルの混成 (3次元)

波の一波長に20枚の sheets を置き、その上に  $30 \times 120$  の初期値をもった共鳴粒子をそれぞれ考える。この sheets は矢印の方向に共鳴速度  $V_R$  で移動する。



§3 結果と検討

右に示してあるのは Simulation の Flow Chart である。現在行なっているのは、完全に self consistent な Simulation ではなく、共鳴粒子の作る電流によってできる磁界だけを Feedback 量としている。しかしながらこれによって、速度分布関数の時間変化、生成する電磁界の周波数変化、振巾の時間的变化、その他多くのデータが得られる予定である。下に示したのは、速度分布関数の時間変化の一例である。今後は、cell モデルや互方向にだけ Fourier 変換する方法等も導入してゆく予定である。



## in an Inhomogeneous Plasma

Shigeo Takei

武井 惠雄

Tohoku University

東北大学理学部

Propagation of hydromagnetic waves is investigated with special intention of extending the concept of the Alfvén mode, which is indefinitely used so far, into general situations in which a plasma and its imbedded static magnetic field are nonuniform.

The generalization is performed adopting a natural coordinate system which refers to the static magnetic field under consideration.

The hydromagnetic wave of the generalized Alfvén mode has the following characteristics.

- 1) It is characterized by  $E_{\parallel} = 0$  and  $B_{\perp} = 0$ .
- 2) It can propagate in and only in the direction of field lines with the local phase velocity,  $ds/dt = V_A(s)$ , where  $s$  is the distance along the field line.
- 3) It can transport informations from a point to another point, both of which lie on the same field line, without destruction of the initial pattern of the informations in a plane perpendicular to the field line.
- 4) On the contrary, the wave amplitude is forced to vary from point to point, according to the wave equation.
- 5) Two kinds of the modes, both of which belong to the generalized Alfvén mode, are distinguished according to the polarization, that is,
  - a) Av-mode  $(0, E_v, 0), (0, 0, B_w)$ ,
  - b) Aw-mode  $(0, 0, E_w), (0, E_v, 0)$ .

The waves of the Av-mode and of the Aw-mode obey their respective wave equations of different forms, so that they propagate in their respective manners. Then, the wave having a general polarization propagates in a somewhat complicated manner.

- 6) In general, neither the Av-mode nor the Aw-mode is incompressible. That is, the incompressible nature of the Alfvén mode in a uniform case is not conserved through the generalization.
- 7) If the standing oscillation is considered, the eigen period of the generalized Alfvén mode,  $T_n^v$ , or  $T_n^w$  does not generally coincide with the value  $T_n^* = \frac{4}{n+1} \int_0^{2\pi} \frac{ds}{V_A(s)}$ .
- 8) The eigen period  $T_n^v$  or  $T_n^w$ , is not simple harmonic. This characteristic is pronounced for lower modes ( $n = 0, 1, 2, 3$ ).
- 9) There exist some cases that the exact solutions are easily obtained if the distribution of the mass density comes under an appropriate category which includes the physically plausible one.

山下喜弘, 柳原一夫  
地磁気観測所

中低緯度に出現する PC-1 領域 (周期 0.2 ~ 5 秒) の脈動について,

著者の一人 (柳原) は, その Morphology が, 未だ, 確立してないとの見解を持っている。そこで, 我々は, 1964 年 ~ 1972 年 7 月までの, 文瀬別, 鹿屋に於る観測に基づいて, その中低緯度の諸特性を明らかにした。

まず, 出現特性を中心に見ると, 1964 年以降を 2 年毎毎に, 次の 3 期間, 1964 ~ 1966 年, 1967 ~ 1969 年, 1970 ~ 1972 年に分けた。その出現頻度の日変化は本図に示してある。これより判ることは, 出現頻度の顕著な地方時依存性である。また, この周期の脈動が F2 層にある Alfvén 速度極小の領域のダクト伝播の可能性の指摘がある (Tepley et al., 1966. Manchester, 1966. Gleisfinger et al., 1968)。

もし, この周期の脈動の F2 層ダクト伝播を仮定すると, その伝域遮断周波数が特に影響を受ける等である。この伝域遮断周波数に注目して, 中低緯度の PC-1 領域の脈動の特性を報告した。

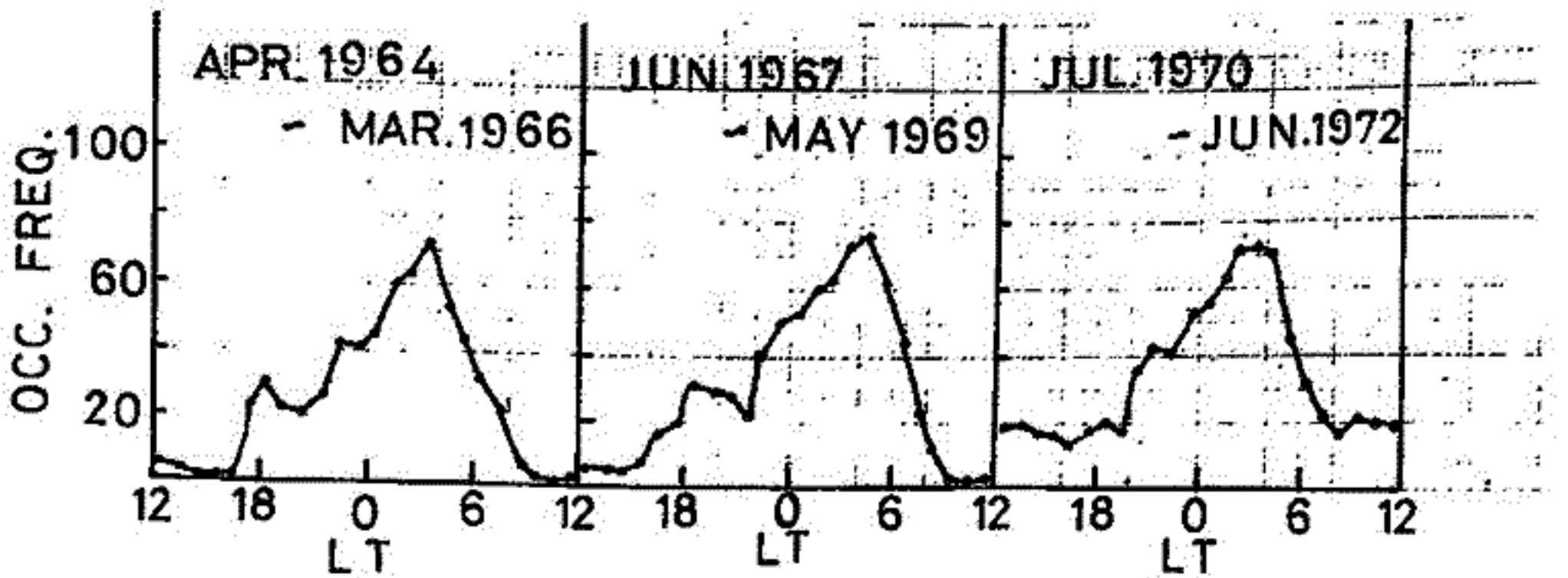


図1 図 PC-1 領域の脈動の出現頻度 (文瀬別)

I-53

## カナダ北極圏に於ける地磁気脈動観測(予報)

加藤愛雄, 連山文雄 石川守

東海大学航空宇宙学科

本年8月4日から9月8日の間 カナダ北極圏の Cambridge Bay (磁気緯度  $77.7^{\circ}N$ ) に於て、誘導磁力計を用いて地磁気脈動の観測を行なった。極域地帯に於ける観測は、daytime では磁力線が magnetopause に、nighttime は magnetic tail に接続つながることから興味がある。又 auroral jet current の位置の遷移についても興味ある結果が期待される。観測は磁気テープに記録されると同時にモニターとしてスクラッチ、レコーダーに記録される。

本報 解析を行なう時間がはむいて、予報としてスクラッチレコーダーに記録の一部を紹介する。

I-54

## 昭和基地に於ける地磁気脈動の周波数解析

加藤愛雄, 高橋隆男

東海大学 航空宇宙学科

さきの学会で発表した昭和基地に於ける地磁気脈動の周波数解析のついでである。即ちバンドパスフィルターを通して観測された磁気記録を再生して、各波長別の波型を求め比較した。今回は  $fc5$ ,  $sbc$ ,  $pc2$  などの各波長の波形からその polarisation 等を求めた。

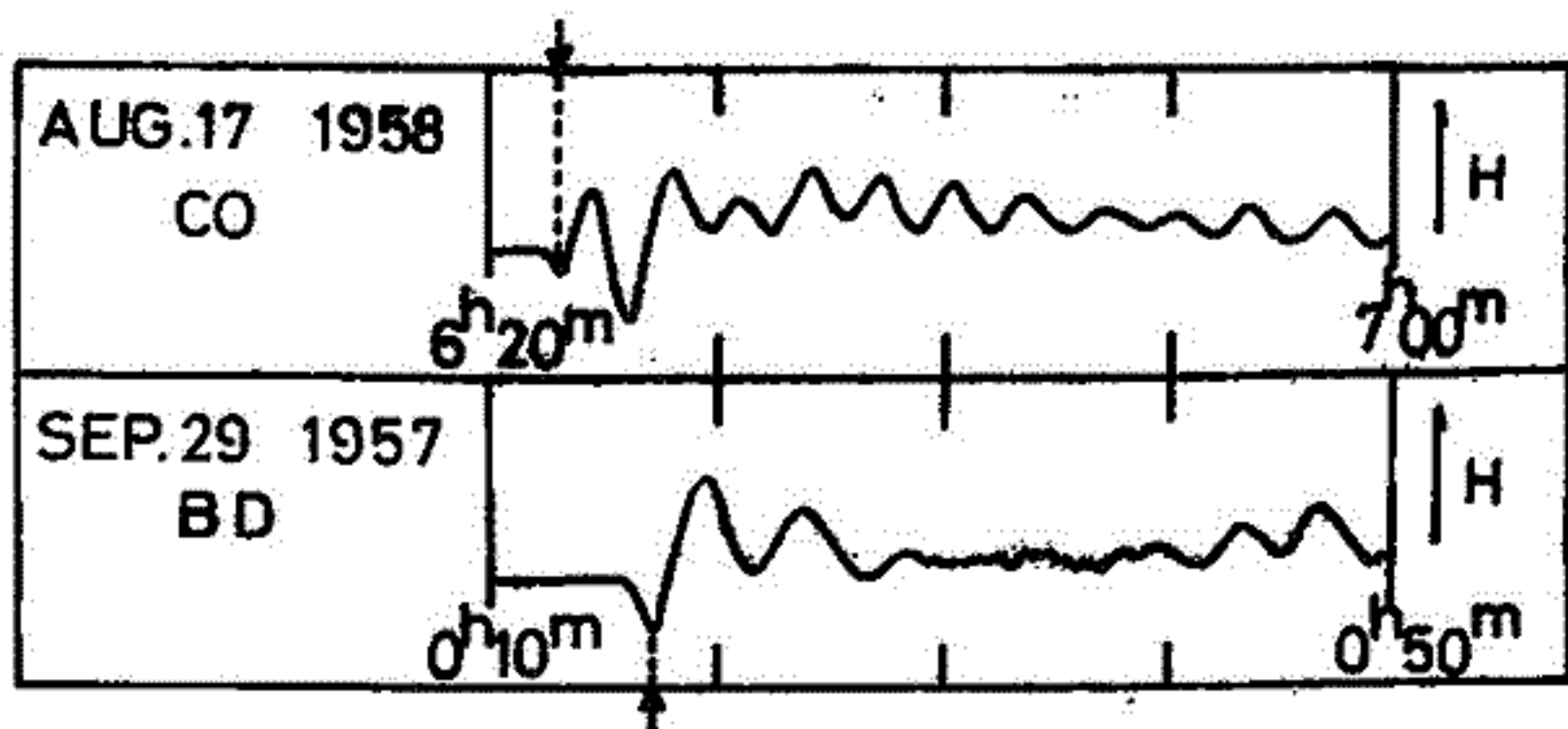
特に  $pc2$  について、その波形の中に pulse type の波があること、そしてこれがオーロラの Break up と対応されると考えられる。これを pulsation break up と呼ぶこととした。



桑島正幸  
地磁気観測所

Sc あるいは Si すなわち磁気圏の急激な compression に伴い、周期が P5 帯にある地磁気脈動 (Psc 5) が、auroral zone を中心に出現することは 前の学会で述べた。

一方 Sc に伴い、H-成分の positive な変動に先んじて 数分の duration の negative な変化が観測される。この現象は Sc\* あるいは preliminary reverse change と呼ばれ Psc 5 と同様に auroral zone で顕著であることが報告されている。(S. Matsushita, J.G.R. No. 10, 1962, etc)。Sc に起因するこの二つの現象の関連を調べることは、言いかえると、Sc\* は Psc 5 oscillation の一部であるのか、それとも両者は相異なる種類の現象であるかを確かめることは、Psc 5 の発生機構を知る上で重要である。今回は auroral zone を中心に worldwide に分布した 15ヶ所の station の rapid-run magnetogram を使って、両者の特性を morphological に比較してみる。又 Sc に伴うものとして Sc\* の他に Sc あるいは following reverse change と呼ばれる現象が報告されている。これについても Psc 5 との関連を調べてみる。下図は Psc 5 と Sc\* (矢印) の例である。



林 幹 治  
東 大・理

〔序〕地球磁気圏の *mirror* 磁場に捕捉されて11る高エネルギー電子は力管の両端が電離層という低温ガスに浸っていることにより pitch angle の小さい粒子が失われ、loss cone が形成されて11ることは多くの観測率の示すところである。

Whistler 雑音電波は電子とのサイクロトロン共鳴を通して、このような速度空間での非一様性を均一化する stochastic force となっており、しかもこのような状況では波の誘導放射が伴われるという事により、共鳴粒子の速度空間での分布の異方性、その散逸あるいはその供給、波の強度を決める例えば電離層での反射係数などが極めて微妙にかかわり合っており一つの半定常状態が形成されて11るであろう、というのが Kennel / Felchak 等によりなされた問題設定であり、この3/4×10年多くの人により理論的立場で、関連した粒子、波動の実験では、いくつかの未知の要素を仮定した上に、その check が行われてきた。

地上の観測において *SL* による daytime (polar) chorus の modulation からこのような emission の発生が上述の process で発生して11る事を支持する実験事実を示すことができたが、波の強度に関連した定量的議論は電離層での吸収、内部反射、出口での問題などがあり困難であった。

上述のような状況で波が発生して11て、定常状態では Weak diffusion、波のスペクトルが広がりというような仮定により、loss cone 内の粒子 flux (降下粒子)  $J_p$  と拡散係数  $D\alpha$  との間には  $J_p \propto D\alpha \propto B_k^2$  (波のエネルギー) が成り立つ。

一方降下粒子 ( $\sim 40 \text{ keV}$ ) は下部電離層の電子密度の増加による Whistler 波に対する吸収係数の増加を引き起す。その際吸収係数は  $K(h) = K_0(h) (1 + h 2\pi J_p / N_0 \psi)^{3/4}$  で表わされる ( $N_0$ : 電子密度,  $\psi$ : 電子消滅係数)。

従って地上で期待される波の強度は  $B_k^2 \propto J_p \exp\{-2 \int K_0 (1 + k 2\pi J_p / N_0 \psi)^{3/4} dh\}$  となる。  
 $\omega_p / \Omega_e \sim 0.64$ ,  $\nu / \Omega_e \sim 2/3$ ,  $\nu \sim 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ,  $N_0 \sim 10^4 / \text{cm}^3$ ,  $\omega_{UH} \sim 1/2000$  とするとき ( $\int_{30 \text{ km}}^{\infty} dh \rightarrow \square \cdot H$ ,  $H \sim 30 \text{ km}$ )  $K_0 = 1.8 \times 10^{-7} \text{ neph/km}$  となる。  
 $B_k^2$  は  $J_{pm}$  に対し  $\frac{1}{2} K_0 H \cdot k 2\pi J_{pm} / N_0 \psi = (1 + k 2\pi J_{pm} / N_0 \psi)^{3/4}$  で極大になる。

この場合の  $J_{pm} = 3.8 \times 10^5 \text{ electrons/cm}^2 \text{ sec ster}$  となる。

一方 daytime chorus の強度と CNA がよく対応して変化する例が度々見られるが、そのような例の中に途中で *SISC* が発生し 2dB に及ぶ CNA の増加が観測され、emission は消滅した。CNA が弱まるとともに emission は再度出現した。CNA と emission の相関関係の間に、CNA について threshold value が存在しこの値の上または下で相関が負または正になると考えられる。この場合についての threshold value は 0.5dB 程度であり、これからの降下粒子 flux ( $40 \text{ keV}$ ) を算出すると  $1.5 \times 10^4 \text{ electron/cm}^2 \text{ sec ster}$  となる。これは上に求めた  $J_{pm}$  が極めて簡略化された model について考慮されたものであるので、一定誤差の範囲内として対比し得るものであろう。

この結果は波の発生と別な場所での波の吸収とが一つの原因により支配されているという仮定に立って、現実のモデルの中でその点を定量的に check したことを意味し、序に述べたような考え方の一つの実験的支持を与えるものと考えられる。

# I-57 ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝搬 (II)

橋本弘 蔵

京大工

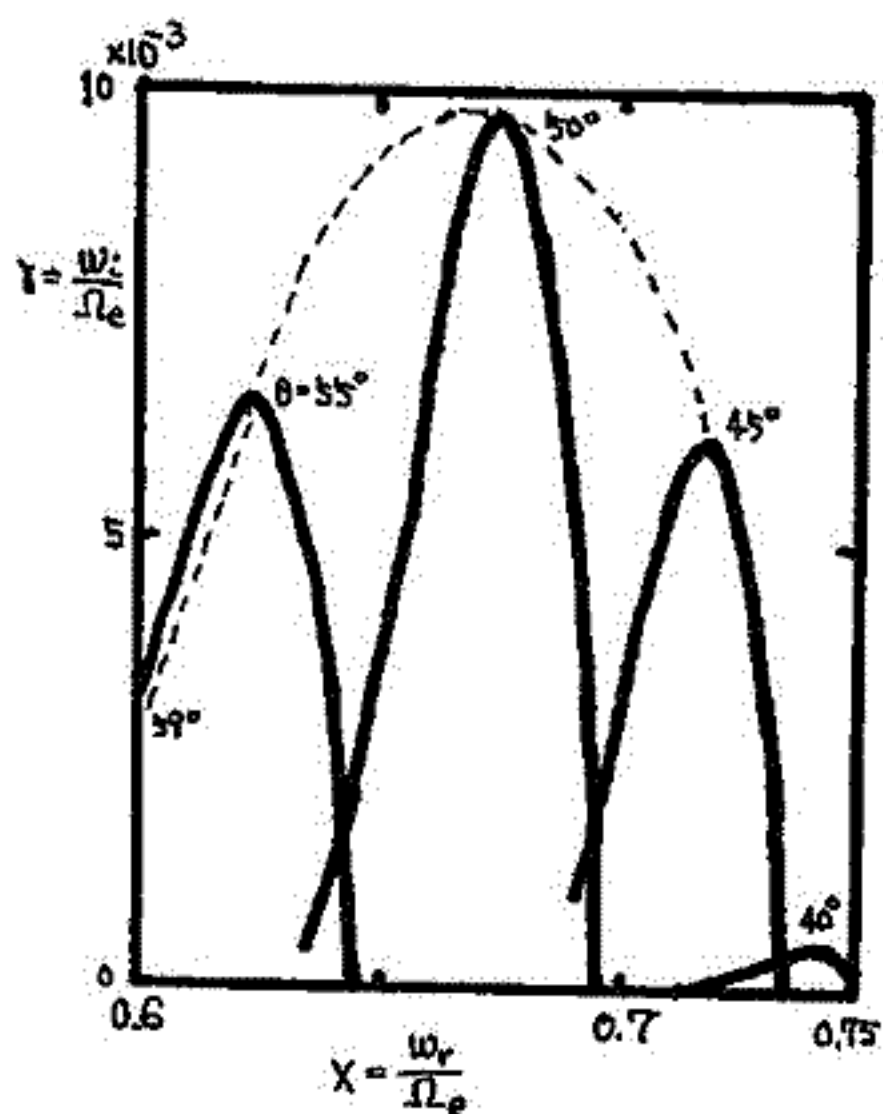
Bi-Maxwell分布をした electron plasma 中を、磁場に対して、斜に伝搬してゆくホイッスラーモード波の伝搬、インスタビリティに肉して、先回に少し報告した。

今回は、色々な角度のパラメータに対する成長率  $\gamma \equiv \omega_i / \Omega_e$  の周波数特性等について、くわしく述べる。

先回は、 $P \equiv f_p / f_n = 10$  の場合を主に述べたが、成長率の最大値の角度に対する変化は、 $A \equiv T_h / T_c - 1 = 3$  の場合には、 $\theta = 0^\circ$  の場合の 1.5 倍程度であった。

しかし、電子密度を下げ、 $P = 3$  にすると、成長率の最大値は、 $\theta = 0^\circ$  に対する最大値の  $10^{10}$  倍にも達する。したがって、 $\theta = 0^\circ$  の場合には、 $P = 10$  の場合と、 $P = 3$  の場合では、成長率の比は大変大きい。また、 $\theta$  が  $0^\circ$  として、この場合  $\theta \approx 50^\circ$  とすると、成長率の最大値の比は、1.5 倍程度にすぎないことが、判明した。

さらに、温度の異なる 2 成分の Bi-Maxwellian electron plasma として、伝搬特性に寄与する密度の高い温度の低い成分と、インスタビリティに寄与すると考えられる、密度は低い、温度の高い成分からなるプラズマ中での伝搬特性、インスタビリティについても、その結果を述べる。



左図は、 $P = 3$ ,  $A = 3$ ,  $v_{th}/c = 0.01$  の場合の、成長率  $\gamma$  の変化の周波数特性の計算例を、角度をパラメータとして示したものである。 $\theta$  の小さい場合は、 $\gamma$  が小さくて、図には、表わしていない。

例えば、

$$\theta = 0^\circ \text{ では、 } \gamma_{\max} \sim 10^{-12}$$

$$\theta = 30^\circ \text{ では、 } \gamma_{\max} \sim 10^{-8}$$

にすぎない。

S. O. P. P. 担当グループ  
東大理, 京大工, 名大理

工. A. S. Y. を架橋として STP 研究の爲の資料読合解析を目的とした Soltertron の設置が提案され, その第一段階として Pilot Plant (S. O. P. P.) が作られた。この Pilot Plant は既設の装置に若干の設備を追加することにより, 読合解析について尚題となる事柄について種々の実験を行なうと共に工. A. S. Y. で得られた資料の解析を行なう事を目的としていた。この爲に機内を設置するおりの天々の機能についていくつかの機内が分担して開発を行なう事となり, (1) 入力変換部については東大理・地球物理研究施設 (2) 計算機接続部については京大工・電離層研究施設, (3) 出力表示部については名大理・宇宙線望遠鏡研究施設がそれぞれ担当した。S. O. P. P. の開発が始。この約2年を経過して夫々分担の部分について装置の整備・この毎のプログラムの作成もほぼ一段落という時期に達した。そこで夫々の担当部分についてどの様な現状であるかを報告する。

主なテーマとしては, 夫々の装置の説明と共に機能として

- |            |                                      |
|------------|--------------------------------------|
| (1) 入力変換部  | Magnetogram のよみとり, Aurora データのよみとり変換 |
| (2) 計算機接続部 | 大型計算機 T. S. S. 利用によるデータ解析            |
| (3) 出力表示部  | X-Y プロットによる解析結果作図                    |
- 等があげられる。

Soltertron Pilot Plant (S. O. P. P.) 現状報告-II  
読合解析の例

S. O. P. P. 担当グループ  
東大理, 京大工, 名大理

S. O. P. P. の目的とする読合解析の一例として, 3機内の機能を活用して1つの現象を解析する事を計画した。即ち入力変換部で A-D 変換したデータを計算機接続部によって解析(数値計算)しその結果を出力表示部で作図する。  
この解析は現在進行中であるがいくつかの event について教壇のデータの X-Y 記録を入力変換部でよみとり, その結果を解析中である。



大林辰蔵  
東京大学宇宙航空研究所

電波探測衛星 REXS は昭和 47 年 8 月 19 日に M-4S-4 号機によって地球をまわる衛星軌道に打ち上げられ、「ひんば」と命名された。この科学衛星は地球の電離層から磁気圏にわたる領域の自然現象を汎世界的な規模で観測することを目指すもので、そのため超高層大気のプロプラズマ密度と電子温度、磁気圏内のホイッスラー波、プロプラズマ波現象、バン・アレン帯電子フラックスおよび地球磁場強度を測る観測機器のほか、地上の実験室では実現できない環境条件のもとでのプロプラズマと電磁波動の相互作用を解明する実験装置などが搭載された。

衛星は高さ 68cm、直径 78cm の八角柱形で総重量は 75kg、頭部には科学衛星用アンテナおよび 400MHz テレメータアンテナ、下部には 0.45m アームに取付けられた磁力計センサー、電子温度センサー、および 136MHz 送信および 148MHz コマンド受信の共用アンテナが取付けられている。衛星内部は科学観測用機器のほか、環境計測装置、太陽電池性能測定装置、テレメータ送信機、コマンド受信機、衛星電源装置、データレコーダ、衛星タイマ、ニューテーション・タンバ、姿勢保持用小型磁石などが搭載されており、側面には全部で約 5300 枚の太陽電池を突装した 8 分割のパネルから構成され、これによって日照時には約 30ワットの電力供給が可能である。

ロケットの発射は 8 月 19 日 11 時 40 分（日本標準時刻）に行われ、発射後 7 分 48 秒、衛星本体とカ 4 段モータは地球をまわる軌道にのり、衛星は国際標識 1972-34A として登録された。衛星が投入された軌道（8 月 23 日 NASDA 発表）は、近地点高度：244m、遠地点高度：65661km、軌道傾斜角：31.0°、軌道周期：160.5 分になっている。

打ち上げられた科学衛星「ひんば」は、ほとんどの機器が正常に作動し、観測が順調に行われ、内之浦から受信可能なすべての軌道における実時間テレメータ・データおよび衛星に搭載されたデータ・レコーダの再生による地球を一周する間のデータが予定どおり取得されていたが、26 周目にはじめて電子フラックス測定装置の電源が投入された際、衛星の電源系統に異常が起り、観測データの符号器（エンコーダ）が正常に動作しなくなったため、それ以降一部を除いては意味のあるデータを送らなくなった。しかし衛星に搭載した 136MHz および 400MHz 送信機からの電波による衛星追跡は引続いて正常に行われており、またコマンド装置は動作が可能なので、これにより異常を回復すべく措置を講じ、その推移を見まもりつづける。

科学衛星「ひんば」による宇宙観測の成果については、今後の詳細な解析、吟味を必要とするが、電離層および磁気圏のプロプラズマ密度、電子温度、VLF 電磁波の強度スペクトル、LF 電波エミッションおよび地球磁場分布などに関する興味ある情報を多量に取得することができた。学会では現在までに得られた諸成果についての速報を行なう予定にしている。

PHOTOEMISSION EFFECTS ON THE RF IMPEDANCE MEASUREMENTS IN THE  
MAGNETOSPHERE OBSERVED BY REXS SATELLITE

H. OYA, T. ASO, and M. EJIRI (大家 寛\*, 麻生 武彦\*, 江尻 全機\*\*)  
\* 京都大学工学部 \*\* 東京大学宇宙航空研

The electron density measurements have been carried out using a sophisticated impedance measuring system (modified gyro-plasma probe for the PCM telemetry system employed by REXS) on board of REXS satellite. In the magnetosphere, the electron density due to photoemissions from the satellite and metallic probe surfaces effect on the impedance measurements in the region where the electron number density is less than  $10^3/\text{cc}$ . This photoemission effect was confirmed by an abrupt change of the probe-sheath impedance when the satellite passed through the solar ecliptic lines due to the earth. The sheath impedance is diminished to very small values pertaining to a deep negative-probe potential due to cut-off of the electron photoemission; the cut-off of the lower hybrid resonance detection and VLF electric field intensity are also correlated to this potential excursion.

These results indicate that the electron density measurement should be carefully planned to avoid this photoemission effect in the very tenuous plasma regions, and that the satellite or probe potential is largely controlled by the photoemission effects.

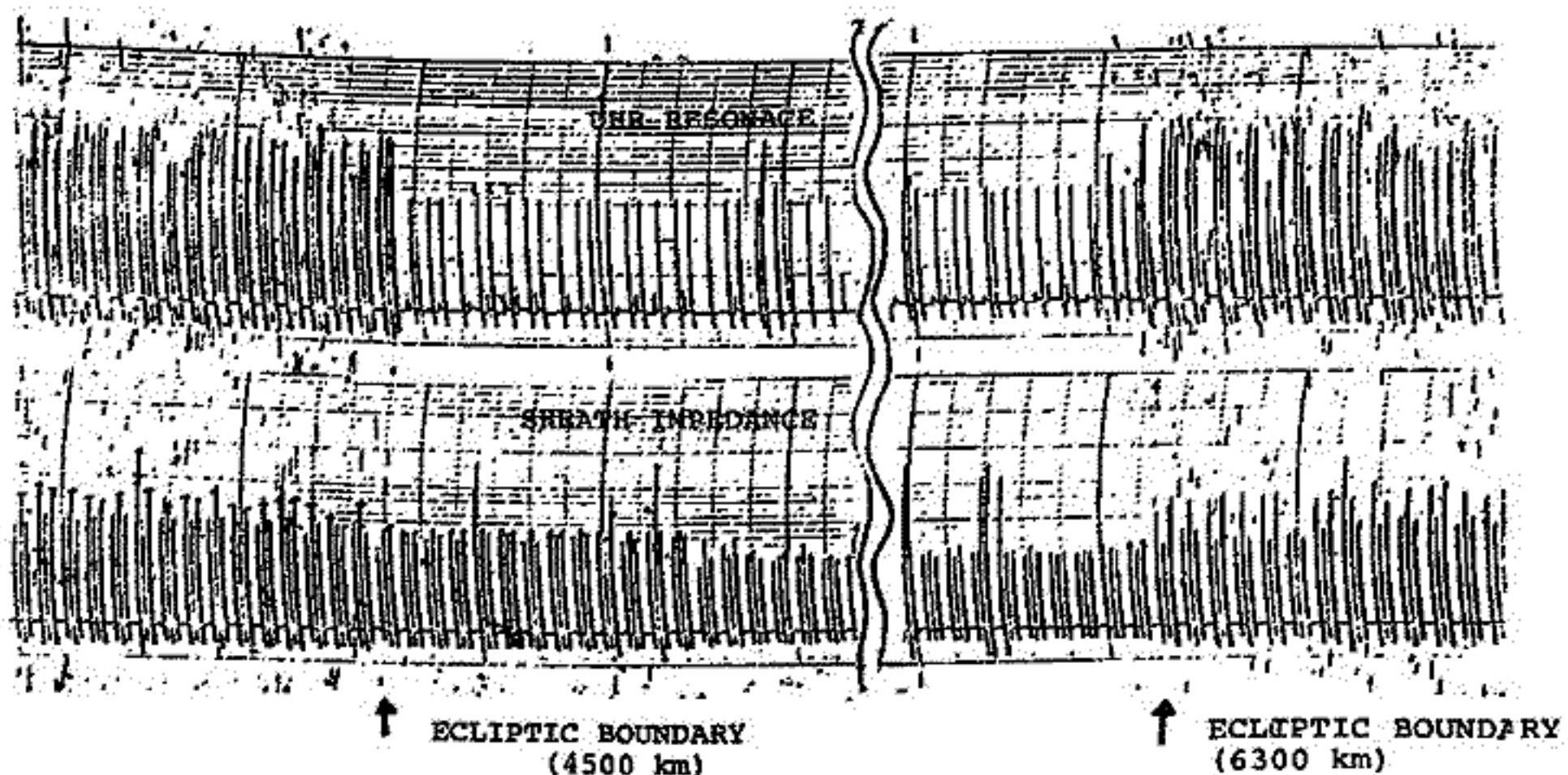


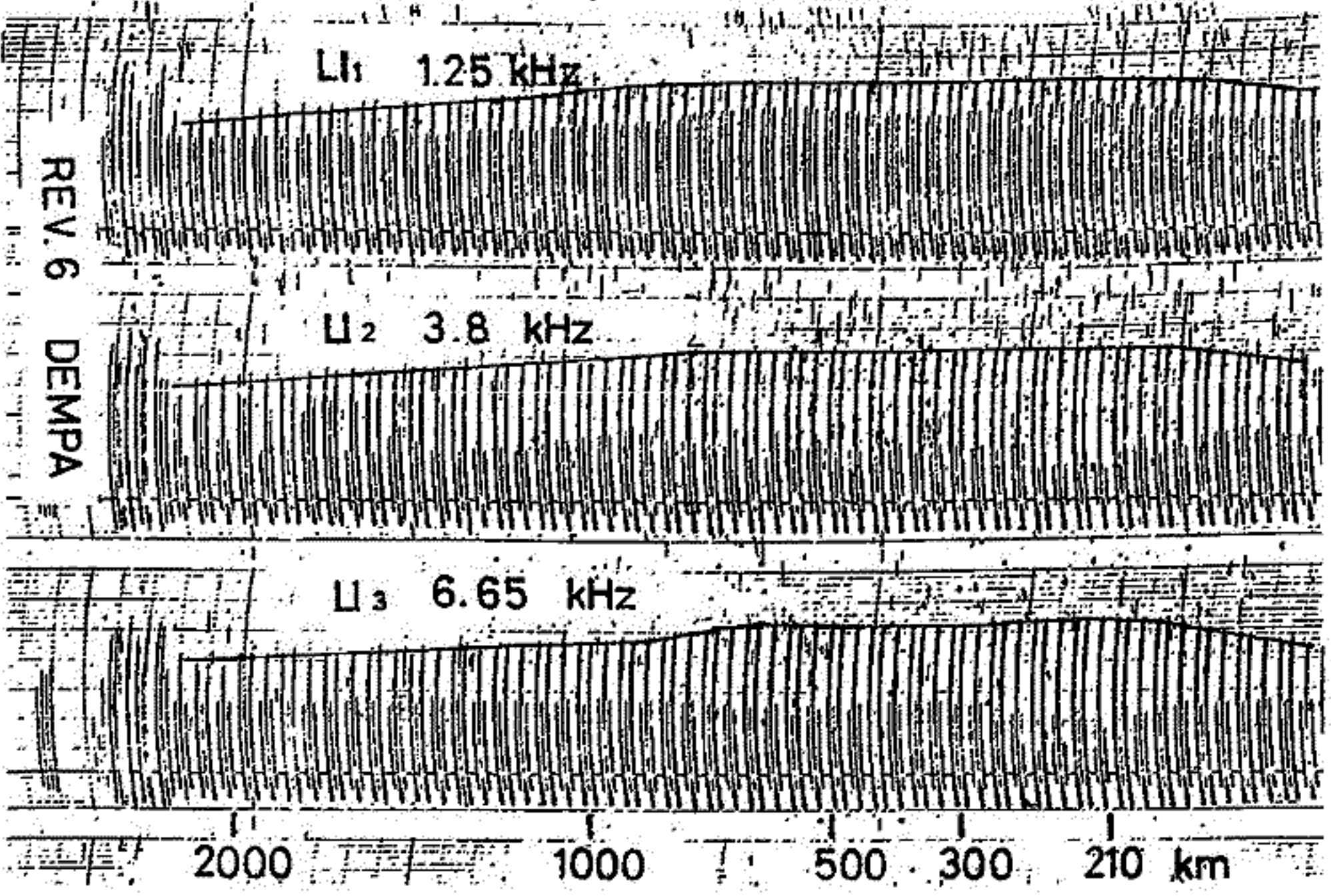
Figure An example of the impedance measurement; the sheath impedance changes abruptly at the ecliptic boundary.



麻生武考\* 大森重 江原全務\*\*

\* 京都大学工学部電離層研究施設 \*\* 東京大学宇宙航空研究所

REXS (デムパ) 衛星は本年8月19日午前11時40分内之浦の発射場から全射され、近地点244km、遠地点6566km、軌道面傾斜角31°の管内軌道にのり、其の搭載したインピーダンスプローブ (IPS - Impedance Probe for Satellite) は、打ち上げ後0周目から26周までほぼ完全に作動し多くの観測データを得ることができた。IPSは天線高周波帯 (200kHz ~ 13MHz ; IPH と呼称) および低周波帯 (1 ~ 15 kHz ; IPL) のインピーダンスプローブから構成されたのだが、この講演ではそのうち低周波帯インピーダンスプローブによる観測結果の速報を述べよう。IPLは1 ~ 15 kHzの周波数範囲に至って、長さ2mの円筒プローブのアドミタンスと容量ブリッジにより測定し、その周波数特性を得ることもできるが、衛星搭載化に当って伝送量の制限から1.25, 3.8, 6.65 kHzの3つのポイント周波数での等価容量総計値 (L1 ~ L3), および Lower Hybrid 共鳴に於ける極小を抽出してその時の掃引共振器のバイアス (FL) と地上に送るよう設計された。現在観測データと併せて解析中であるが、これまでに定性的に月影から述べた事としては (1) 下の生データ例にも示すように電離層密度の増加に比例してLは増大する。 (2) 月影に入るとプローブのポテンシャルが負に深く下りLは低い値を示す。特に月影に入ると時のプローブ電位の変化がLのデータによく示される。 (3) LHR共鳴は下層より下の領域では  $\omega_{UH} < \omega < \omega_{UH}$  の単純により殆んど抽出されないが、一方500km以上の高度ではある程度のランダムな変動を抽出される。もし衛星自体のノイズの影響等を考慮すると、以下統計的に検討を加える必要がある。更に詳細に至っては講演に於て述べる。



## I-63 科学衛星 REXS に よ る PWP 観測速報

岩井章, 藤田啓夫, 大津和助  
名古屋大学空電研究所

電離層および磁気圏内に自然に存在する電磁波およびプラズマ波を観測する目的で科学衛星 REXS に PWP 観測装置が搭載された。

これら波動現象の中, REXS の飛翔が予定された軌道の範囲内で重要なものは, Whistler, VLF 局の信号電波, VLF Emissions, Lower Hybrid Resonance, Equatorial VLF Hiss, Plasma Wave, 等であり, これらの受信帯域は 0.3 kHz より 21 kHz までには達された。

観測装置は空中線部と受信機部より構成され, 空中線としては 2 m の伸縮ポールアンテナ 2 本と, 58 cm x 23 cm の矩形ループアンテナ 1 台が用いられ, これらのセンサーは順次、受信機に繋がれた。受信機は 0.3 kHz ~ 21 kHz の間を 15 のバンドに分けて, 順次、受信周波数が切替えられ, これらの受信強度がテレメータにより地上に伝送された。

衛星は, 1972 年 8 月 19 日 11 時 40 分発射され, 近地点 241 km, 遠地点 6322 km, 周期 160 分の軌道に乗ったが, 26 周目に故障を生じ, 以後の観測データは得られていない。従って, 得られたデータは僅か 15 周分であり, その間, 特別の異常現象もなかった。したがって特に目新しい観測結果は得られていないし, 未だ殆んどすべてのデータが未整理であるので確定的なことは言えないが, これらの観測データを通して特徴的なことは次の通りである。

- 1) 衛星の日陰部に入るときは突然と雑音レベルが減少した。この現象は特に 3 kHz 以下の帯域で著しく, 日照部では 40 ~ 50 dB 以上あった雑音レベルが 10 dB 程度まで減少した。これらは太陽電池よりの結合と想われる。又, ある周の日陰部に自然現象と想われる雑音レベルの上昇が認められるものもある。
- 2) すべての日陰部では 15 kHz 及び 17 kHz 帯で地上の VLF 局の電波が明瞭に観測された。これらの強度は大約 20 ~ 25 dB 位であった。
- 3) すべてのデータにおいて, 近地点に近づくにつれて, 特にノイズレベルが増大した。これらの雑音は周波数には関係なく 21 kHz 以上までも伸びていた。

観測データは目下整理中であり, 整理完了までには多大の時間を要するので, 現在までに得られた結果について報告する。



## I-64 REXS-CIE (Cyclotron Instability Experiment)

— 速 報 —

京都大学工学部 木村馨根・松本紘・宮武貞夫

## 1. REXS

打上げ時：1972年8月19日 11時40分(JST) [2時40分(UT)]  
軌道：近地軌 243 km, 遠地軌 6570 km

## 2. CIE

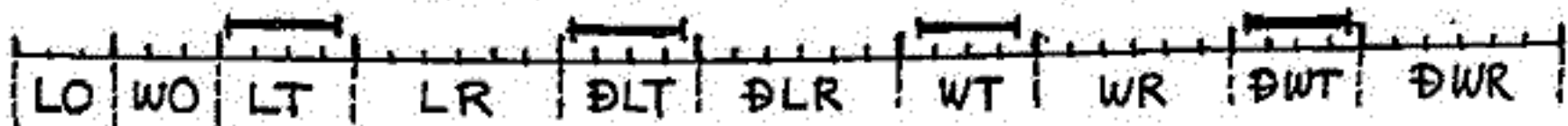
2-1 目的 磁気圏プラズマ中において、whistler modeの単色波を Impulse 状に印加した場合、instability processを通じて Triggered Emissions が発生されるかどうかを実験する。又発生する場合は、受信強度・周波数及びそのプラズマ・パラメータや太陽活動度 etc. に対する依存性を調査する。

## 2-2 実験の方法

- インパルス送信 → 同調方式による IL-70アンテナ送信 (1200Vpp以上), 125msec
- 送信周波数 ---- 120 kHz, 150 kHz, 180 kHz, 210 kHz の内いずれか一周波 (Command)
- 受信レベル IL-70系 (H成分) 及び ホイ70系 (E成分) → Digital Data
- 受信周波数 Freq. Disc. → Digital & Analog Data ( $|f-f_0| \leq 400\text{Hz}$ )

## 2-3 実験のタイミニング

32秒に1回4秒間がCIEモードで4秒中の実験のパターンは図1の如し。

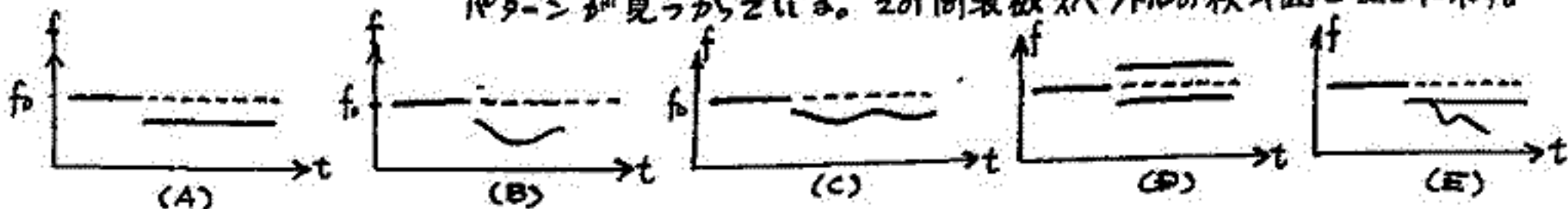


但し — は送信時間 (4回);

Wはホイ70系, LはIL-70系, 頭にDがつくのは Discr (周波数), つかぬのは受信レベル。  
Oは送信をしない自然状態の Observation, Tは送信中のみ込み  
Rはインパルス印加後の Receiving をそれぞれ示す。

3. 結果(速報) ..... REXSのデータ解析の詳細はコンピュータ処理に待たねばならないが、内之浦で取得した Real Time Data 及び一部の再生データから得られた若干の結果を速報する。

3-1. エミッションの検出 ..... プロログ・データをソテグラムにかけた結果、エミッションと思われるいくつかのパターンが見つかりている。その周波数スペクトルの模式図を図2に示す。



## 3-2. WOとWRの受信レベルの差異

REXS-CIEにおいてはIL-70アンテナによる高圧インパルス状LF波を印加したかその結果、送信も何もしない場合(Observation)と送信した場合のReceivingのレベル比較を行なうとIL-70系受信には差異が認められなかったが、ホイ70系のWOとWRには有意の差が時々認められた。おそらく、サテライトのポテンシャルの沈みと関係があると思われるが、他のプラズマパラメータ、特にNeとの比較はコンピュータ処理に待たねばならない。

I-65 人工衛星 REXS の搭載

ジャイロ・プラズマ・プローブ

江尻金機 大家寛 麻生武彦  
東大宇宙研 京大工 京大工

人工衛星 REXS は、東京大学宇宙航空研究所鹿児島実験場 (KSC) より、1972 年 8 月 19 日 2 時 40 分 (UT) に打上げられた。この観測機器として、従来ロケット観測に於いて使われて来たジャイロ・プラズマ・プローブが搭載された。(IPS と呼ぶ)。IPS は、衛星頭部より突出した 2m のモノポールアンテナの等価 Capacitance を広帯域にわたる周波数スペクトルを求めると、イオンの共鳴領域に関する低周波部 (IPL: 1 ~ 15 kHz) と電子の各種共鳴に関する高周波部 (IPH: 0.2 - 15 MHz) よりなる。

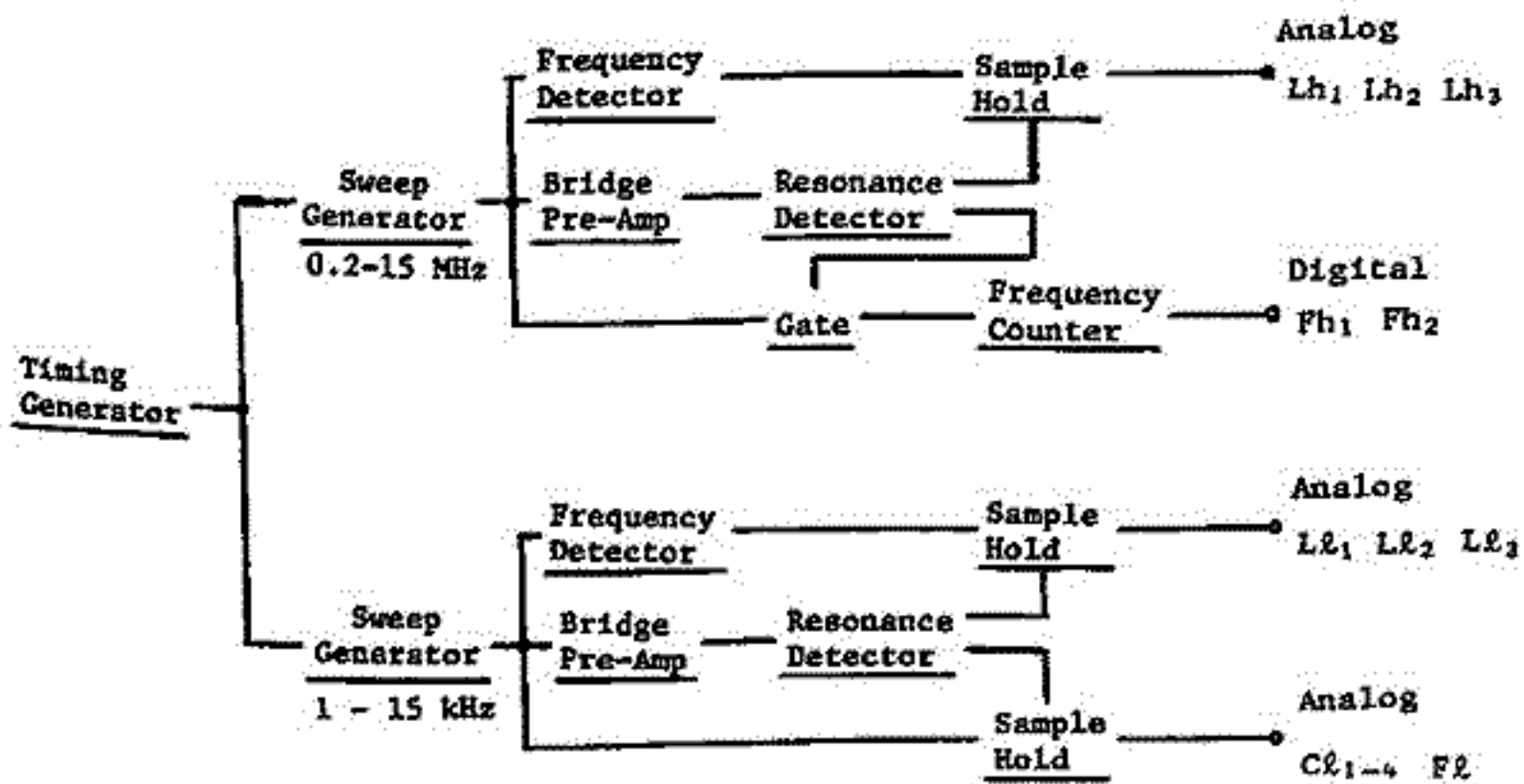
従来のジャイロ・プラズマ・プローブは、連続スペクトルを Analog 量として検出する様に開発されたものであるが、IP の場合、衛星のデータ伝送方式が PCM 6k bits/sec. である為、最適な情報処理系を考えた。

IPH での観測項目は、プローブ・インピーダンスの高域ハイブリッド共鳴周波数 ( $F_{h1}$ ) と観測点での磁場の値より電子密度を得、ソース共鳴周波数 ( $F_{h2}$ ) 及び、300 kHz のアドミタンス値より電子温度を求め、 $F_{h1}$  のアンテナ・アドミタンス値 ( $L_{h2}$ ) より、共鳴の Q 値が求められる。

IPL での観測項目は、1.25 kHz, 3.8 kHz, 6.65 kHz でのアンテナ・アドミタンス値 ( $L_{l1}, L_{l2}, L_{l3}$ ) と、低域ハイブリッド共鳴周波数 ( $F_{l1}$ ) よりイオンの effective mass を求める。他に周波数の較正 ( $C_{l1-4}$ ) を毎回行う。

衛星の場合、ロケットと異なり、長時間の連続動作での安定性、温度サイクルによるドリフト算が、観測結果への誤差として入ってくる為、これを厳密に較正しておく必要が有る。下に、REXS-IPS の概念のブロック図を示す。衛星搭載用機器としての設計概念と併せ、温度試験、熱真空試験、実験室プラズマでのシミュレーション等と観測結果については講演で述べる。

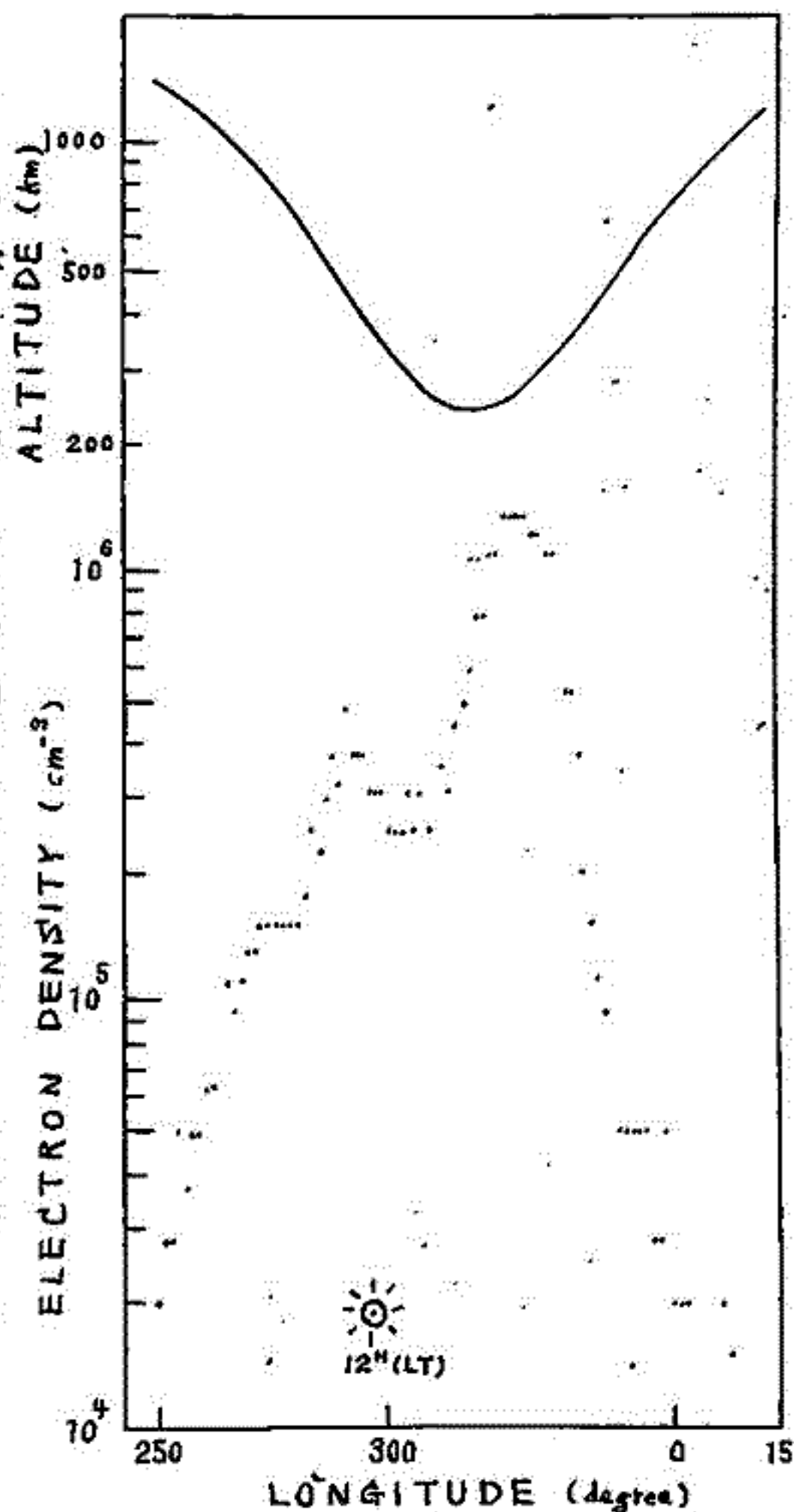
26 周回の飛行結果は、プローブ部の温度での約 9°C ~ 4°C と予想よりかなり低温であったが、回路はほぼ正常に動作。後半にあって、 $L_{h1}, L_{l1}$  の miss detect が有ったが、これは、読み出しパルスの欠損であると考えられる。



REXS-IPS 系統図

江根全機 大塚寛 麻生武彦  
東大宇宙研 京大工 京大工

REXS の飛行する高度約 240 km ~ 6500 km の領域は、電離圏及び下部磁気圏にあたり、その大気組成の主成分が酸素からヘリウムまで水素原子に移る部分で、その領域の電子密度・温度・イオン組成などのプラズマ諸量を観測する事は、磁気圏と電離圏の結合に関する物理現象を解明する為に重要である。REXS 衛星に搭載した I P S (Gyro-plasma Probe) は、UHR 周波数、LHR 周波数、300 kHz,  $f_{UHR}$ , 13 MHz でのアンテナのアドミッタンス値、LHR 周波数、1.25 kHz, 3.2 kHz, 6.65 kHz でのアンテナのアドミッタンス値の測定を行った。REXS は 1972 年 8 月 19 日 2 時 40 分 (UT) に打上げられ、26 周回のデータが取得出来、I P S の動作も正常であった。ここでは特に、UHR 周波数と、軌道上での磁場の値より電子密度を求め、軌道に沿った電子密度分布の変化を求めた。I P S は、Resonance Detector 方式である為、高度が約 2000 km 以上では、Resonance の Q 値が低下する為、 $f_{UHR}$  でのアンテナのアドミッタンス値が大きくなるが、同時に観測してはいる LHR よりも解る) detect miss をしている。右に示した図は、5 周目の一部の高度の例を示したもので、上の曲線が緯度に対する高度変化、下の点は、電子密度変化を示している。高度は約 1500 km ~ 2400 km の範囲で変化しており、F2 層 max を 2 回横切った分布を示している。太陽方向は、衛星が丁度 Local time 12 時を通ったのが約 295°E であるので、ほぼ F2 層は昼間の分布が得られている。緯度変化は示していないが、北緯の 25° → 31° → 0° の間を軌道は通っている。この図は、計算機による軌道の処理(各種補正)をしていないので、誤差は含まれているが、ほぼ同じような分布が他の周回でも求まっている。ユース共鳴周波数やアンテナのアドミッタンス値は、電子密度と温度の関数で解るので、この密度より温度分布を求める事は詳しく解析結果は、稿後で述べる。

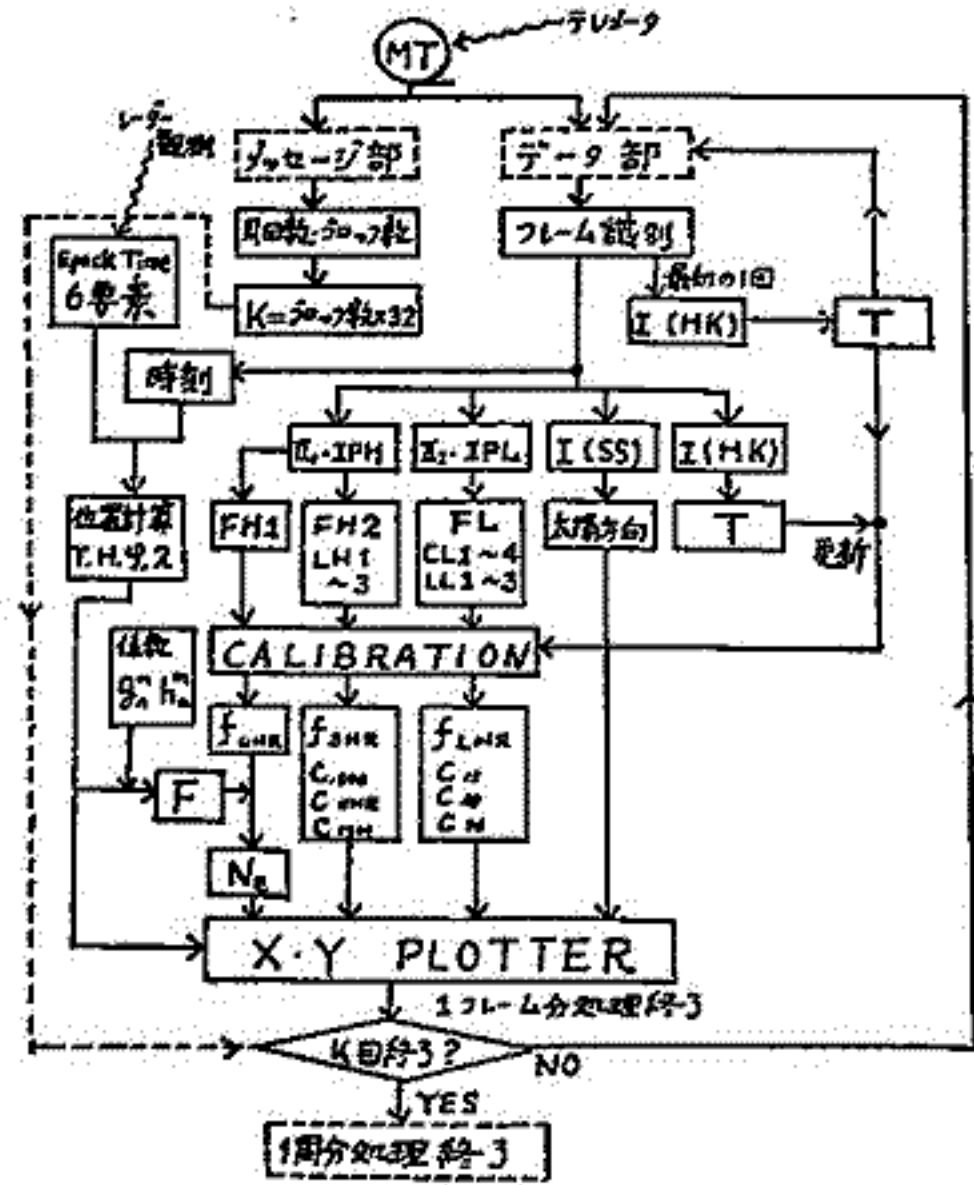


江尻全機 古田 治  
東大宇宙研

人工衛星REXS-IPS (他の講演参照) のデータ解析における技術的側面についてその概要を報告する。

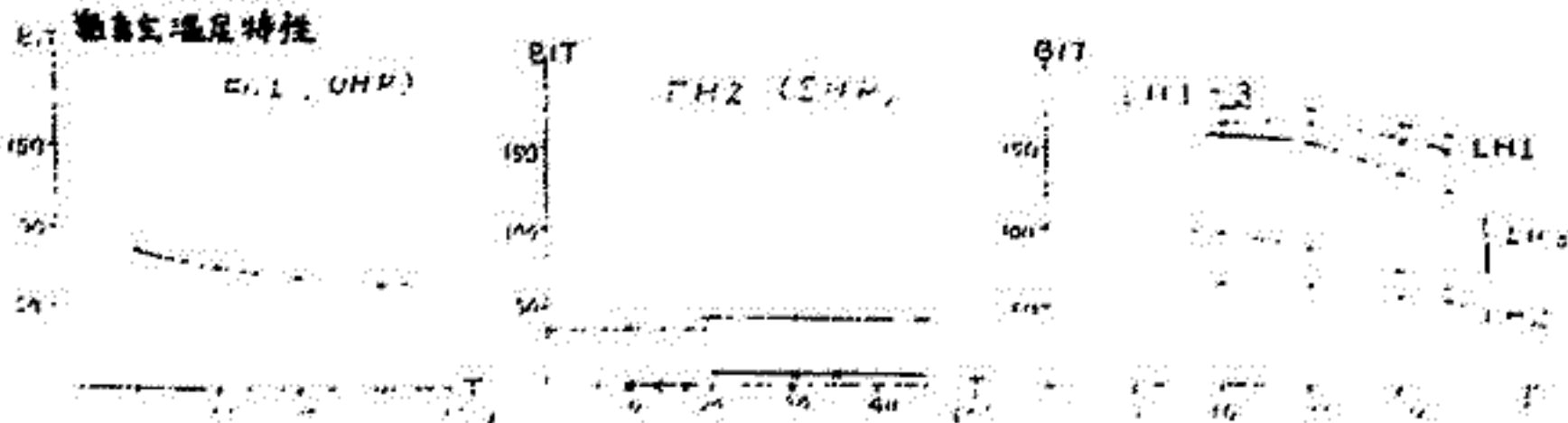
衛星からテレメータ伝送されたデータは磁気テープに収録され、磁気テープはメッセージ部を頭にして、I, II<sub>1</sub>, II<sub>2</sub>, III, IV の4種のデータ・フレームから構成されている。IPSデータ処理に必要なフレームは、II<sub>1</sub>, II<sub>2</sub> 及びIの一部(プリ・アンプ温度及び太陽方向SS)であり、これらのモード識別は各データ・フレームのFFoカウンタにより行なう。(今回の実験では太陽方向の測定データが得られなかったため、Iフレームはプリ・アンプ温度のみ用いた)

また、これとは別に、レーダー観測により得られた軌道6要素とその secular variation 及びその Epoch time, Geomagnetic Reference Field の係数  $g_n^m, h_n^m$  及び  $\dot{g}_n^m, \dot{h}_n^m$  ( $m=n=10$ まで) をカード入力として与えた。



Calibration について :

磁気テープ内の digital data から必要なデータ及び計算値を算出する場合には、あらかじめ実験室内で得られた各種校正曲線・特性曲線(温度補正用)を用いる。digital 値から物理量に変換するための校正曲線(校正式)は、プリ・アンプ温度  $20^{\circ}\text{C}$  に対して与えられているので、あらかじめ I mode 中の HK (プリ・アンプ温度) を用いて各 digital 値を  $20^{\circ}\text{C}$  の値へ補正しておく必要がある。この際、磁気テープの最初の部分のデータに対しても温度補正をするため、FFoカウンタにより最初のHKを含むIモードを検出・処理した段階でREWIND操作を行なう。以後はHKを検出する毎にプリ・アンプ温度Tを更新していく。この温度補正は  $f_{OHR}, f_{SHR}, f_{LNR}, C_{00}, C_{OHR}, C_{IHM}, C_{15}, C_{38}, C_{76}$  について行なう。



誤差の問題 :

処理システムの各部に生ずる error が全体のシステムにどう波及してくるかという問題についての検討も学会で発表の予定。

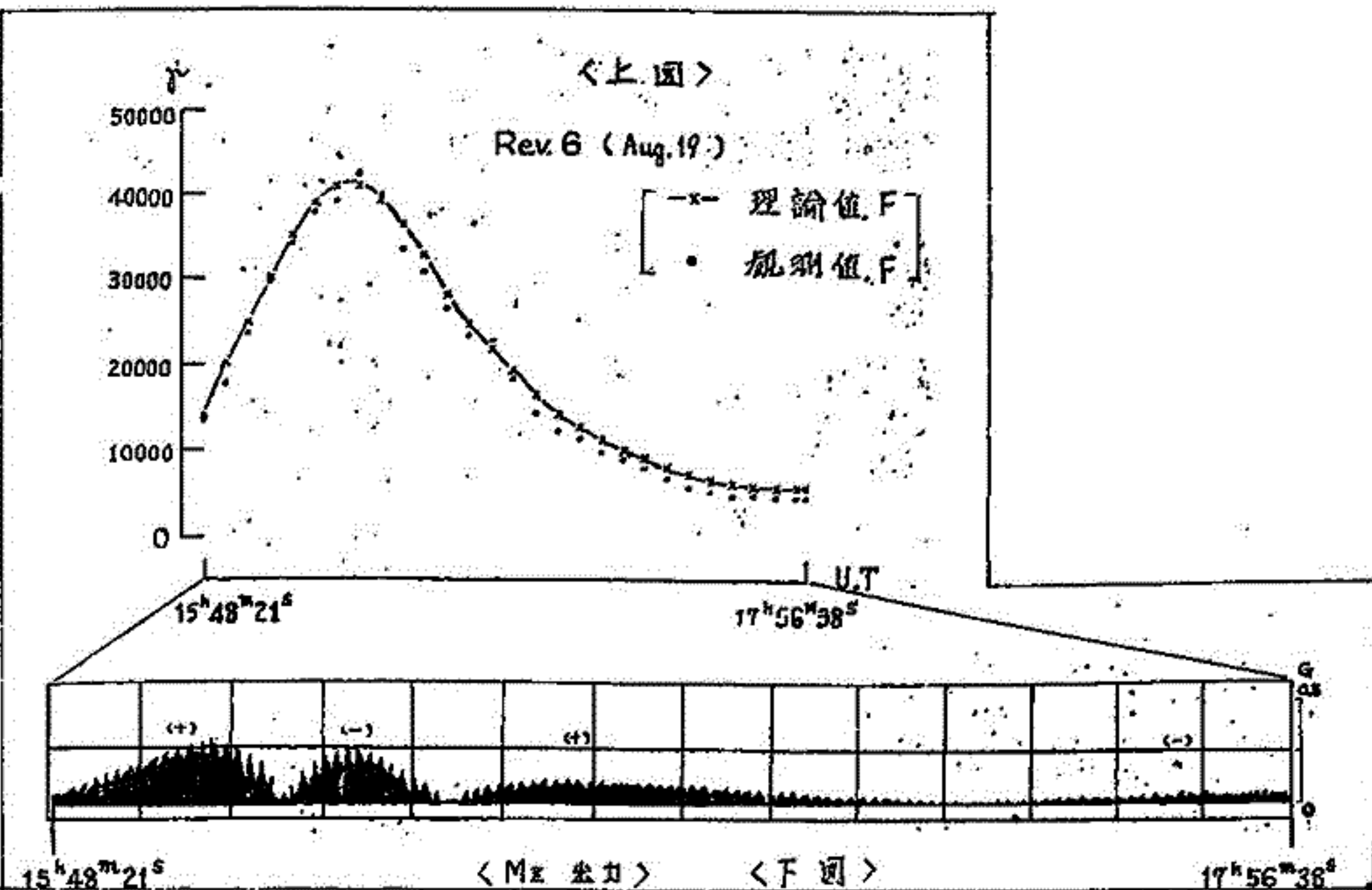


1 はじめに

今回は 1972年8月19日11時40分、M-4S-4号機によって打上げられた電磁探測衛星(DENPA)に搭載された磁場測定装置(MGS)による測定結果の中で現在まで解析されたものについて発表する。この観測項目の目的は二つあり、第一は磁場の変動を磁場軸成分で10ガウマの精度で測定する、第二にはこの磁力計を利用して同時に搭載した太陽センサーとあわせて衛星の姿勢を測定する事である。尚、磁力計の測定は三成分で行われるが、磁場軸以外の他の二成分は300ガウマの精度である。太陽センサーはdigital codeにより $\pm 1^\circ$ の分解能を有する。

2. 観測結果

測定は衛星の周回数 Rev.1~Rev.26 に行われ、その中で約11周にわたる完全なデータを取得する事が出来た。上図には磁力計の三成分出力より算出した全磁力値を飛翔時間とともにプロットしてある。同時に、軌道6周前からこの時間に対応する理論的な全磁力の値を求め比較してある。ちなみに、これらの結果を用いて、衛星の姿勢を慣性空間で求めると Right ascension が  $250^\circ$ 、Declination が  $-10^\circ \sim -15^\circ$  の点に  $\pm 5^\circ$  以下で収束している。尚、太陽センサーは打上げ時に故障した為、太陽方向は約  $100^\circ$  と仮定してある。磁場の微小変動に関する結果は現在解析中である。尚、地球一周分の典型的なパターンを下図に示す。



(1) 緯度における高速電子強度の(L, B) 図上でのコントア.

① 分布図. データ: REV36-137 (30SEP-8 Oct '71), Plastic Scint.  $E_{el} > 400 \text{keV}$

UT vs counting rate の図から 100 counts/4 sec ( $F(>400 \text{keV}) \approx 10^2 \text{el. cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$

に相当) になる時刻をよみとり、軌道データから  $\lambda, \varphi, h$ , 更に(L, B) を求めプロット.

結果は下図のようになる。比較のためは McIlwain の GM counter の結果を示す。

② 上記の結果を用いて、地球上  $\varphi: \pm 32^\circ$  以内の一定高度で  $F(>400 \text{keV}) > 10^2 \text{el. cm}^{-2}$

$\text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$  になる部分の割合を estimate する。

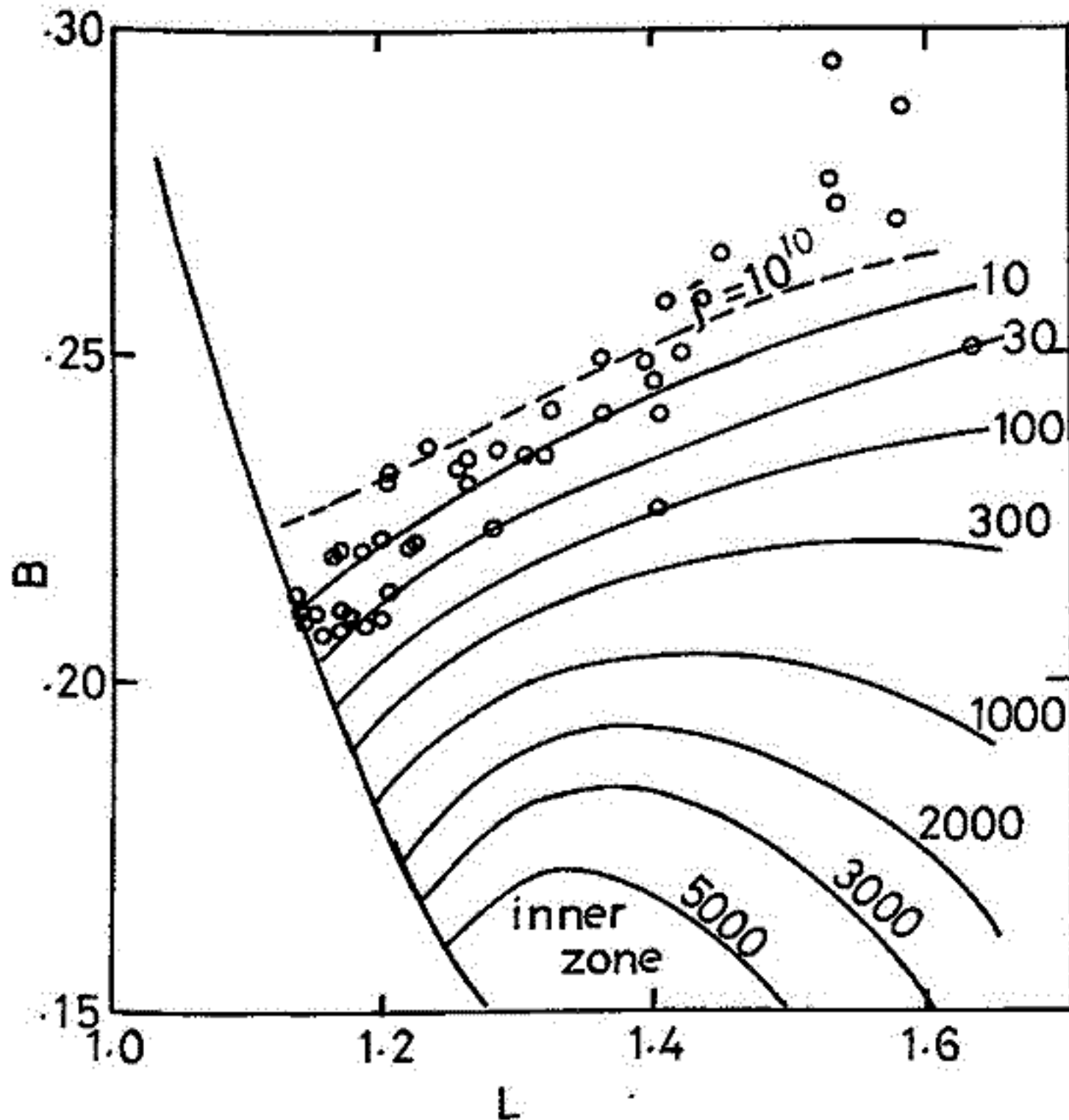
\* McIlwain のプログラムにより Venkatesan の計算した表を用いた。

(2) 緯度の Precipitation Event.

① 宇宙観測シンポジウム (DEC 1971) などにて速報 (Sep-Oct '71 の Event) したものの

について、データを若干補足し、時間変化について調べた結果を報告する。

② ~DEC '71 に発生したと思われる類似の Event について報告する。



鎌田 哲夫  
名古屋大学空電研究所

南極観測ロケット S-210JA-2号機は、1971年9月25日、現地時間00<sup>h</sup>08<sup>m</sup>01<sup>s</sup>に、第12次南極地域観測越冬隊員の手により昭和基地から打上げられた。ロケットの飛行は正常で、打上げ5分55秒後に最高高度138kmに達し、5分56秒後に水平距離108kmの地点に落下した。打上げ時の気温-16.9°C、風向風速 E, 3% であった。搭載計器は、雑音電波測定器、光ポンピング磁石計、オーロラUV線測定器で、すべて正常に動作した。

雑音電波測定器は、受信センサーとして、ホイップとループ空中線を用い、周波数6~10kHzの帯域内の雑音電波強度を観測した。特にループ空中線は、フェライトコアを用いた型式のものを使用したのと、ノーズコーンがFRP製であったが、雑音電波は、地上から全飛行中の観測に成功した。

詳細の検討はまだ出ていないが、Preliminaryの結果から、6~10kHzの雑音電波強度は、上昇時には高度100kmから急に強くなり、下降時は130~95kmに亘って更に強度が増加した。85km以下の高度から50km迄は強度は極めて弱くなったが、40km以下では急激に強度を増した。リナグラムによる解析がまだないので、この雑音電波の性質までは判明していないが、今後迄に主にあえぼこの点について席上で報告する予定である。

# I-71 S-210JA-6より観測された下部電離層の電子密度のゆらぎ

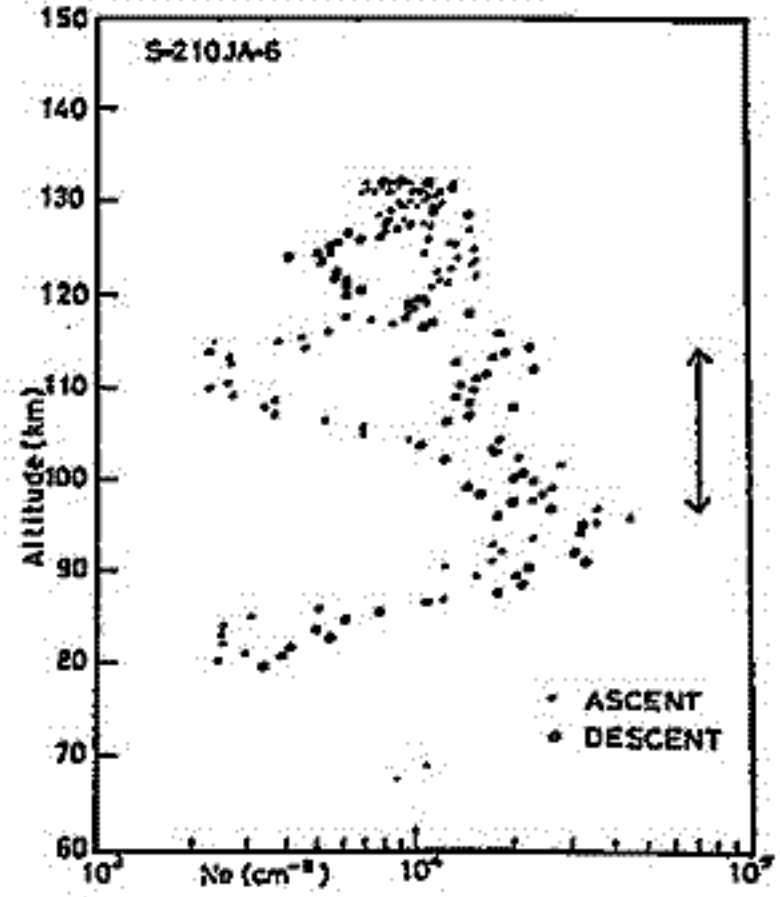
森 弘 隆, 小川 忠 寿, 大 瀬 正 美, 宮 崎 茂  
電波研究所

1971年12月3日15:00LT(12:00UT)(輪送日)に昭和基地より打上げられた観測ロケットS-210JA-6号機に搭載されたラングミュア・プローブのデータを解析した結果下部電離層に数100mから数10m以下にわたる空間的スケールを有する電子密度のゆらぎが観測されたので報告する。

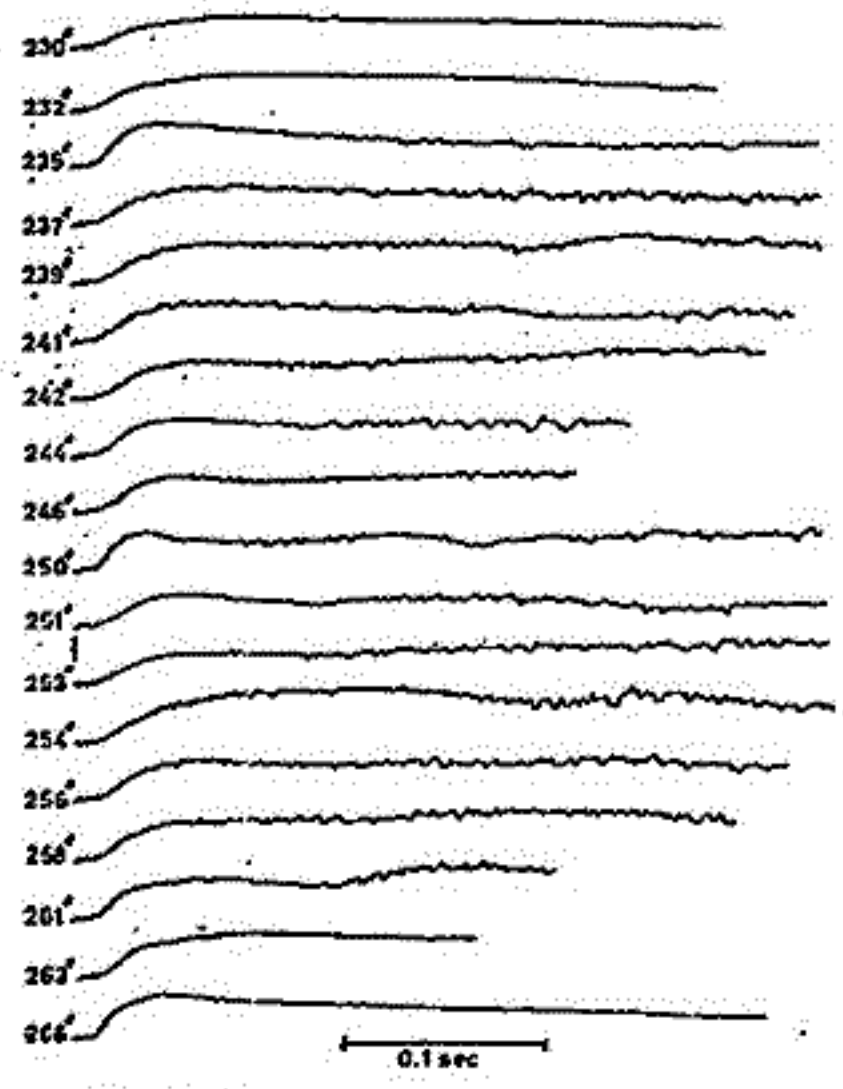
第1図はロケットの上昇時と下降時における電子密度の高度分布を示している。上昇時高度約110kmに密度の大きな層が存在していたが下降時には存在せず、しかも下降時の図中矢印で示された区間にはラングミュア・カーブの電子電流飽和領域に顕著な電流のゆらぎが観測された。第2図はその区間におけるラングミュア・カーブの電圧微分特性である。図に思われる電流のゆらぎはロケットのスピンの相関もよく機器雑音とも異なるのでこの区間における電子密度のirregularitiesによるものと思われる。このirregularitiesは図から明らかのようにかなり広帯域の周波数成分を含んでおりFourier解析をすることによってその波長(空間的スケール)が得られる。解析結果の詳細については講演時に述べるが、波長100~200m成分が最も卓越しており平均密度に対して10%程度のゆらぎを示している。

今回の観測は本来irregularitiesの測定を目的としたものではなかったが、そのirregularitiesの性質に関する詳細な解析は困難であったのでその発生機構について確定的なことはいえないが、静電時の観測からこのことから荷電粒子流による不安定は考えにくい。S-210型ロケットの飛行姿勢がかなり安定であることによる観測データへの影響については問題が残るが、ロケット上昇時と下降時における電子密度分布の違いから水平方向の密度勾配が存在していることと推定すると、一つの可能性としてCross-Field型不安定が考えられる。とりわけ極域の地球磁場はほぼ垂直方向を向いているので水平方向の密度勾配と適当な静電場があればCross-Field型不安定が生じ得る。この機構によるirregularitiesのスケールは数100mでnon-linear processによるさらさら高調波成分が発生し得る。この型の不安定に関しては理論的にも詳しく調べられており、下部電離層では赤道シフト領域のirregularitiesに関してPrakash et al.(1970)のノイズ・プローブによる直接観測が詳しく調べられておりその発生機構の一つについては報告されている。極域電離層の場合極域の特殊性により種々のプラズマ不安定が発生し電離層のダイナミクスに少なからぬ影響を及ぼしているものと思われるが、このような領域におけるプラズマirregularitiesを目的とした観測はこれらのプラズマ不安定機構を解明する上で重要である。なお、打上げの天候は晴、気温+1.2℃、風速1.5m/s、打上角82°方位角170°であった。

\* Satya Prakash, Gupta, S. P., and Subbaraya, B. H., Planet. Space Sci., 13, 1167, 1971



第1図



第2図



小玉正弘 (理研), 小口高 (東大理)

オーロラ光の空間分布およびその時間的変動は、可視光領域においては全天カメラやTVカメラなどにより既に多くの観測例が得られている。しかし更に波長の短いX線領域ではその例は皆無である。

8-210JA-3号機ではX線で見たそのような強度分布のパターンを撮る目的で、2本のNaIシンチレーション・テレスコープが搭載された。ロケットは1971年7月22日0052:00Zに発射され170秒後に最高高度131 Kmに達した。339秒後地上に落下するまでほぼ完全なX線データが得られた。

装置の概略はFig. 1に示す如くで、4-40 KeVのX線フラックスがステップカウンター方式でreal timeに記録された。実際の飛行の場合、ロケットの首振り角度がかなり大きかったため、広い天頂角の範囲に亘ってscanningされた。上向きテレスコープと下向きテレスコープで検出されたフラックスは、次の4つのfactorの函数で変化する。

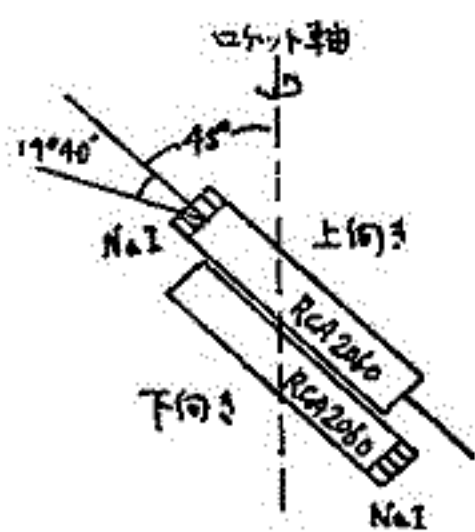
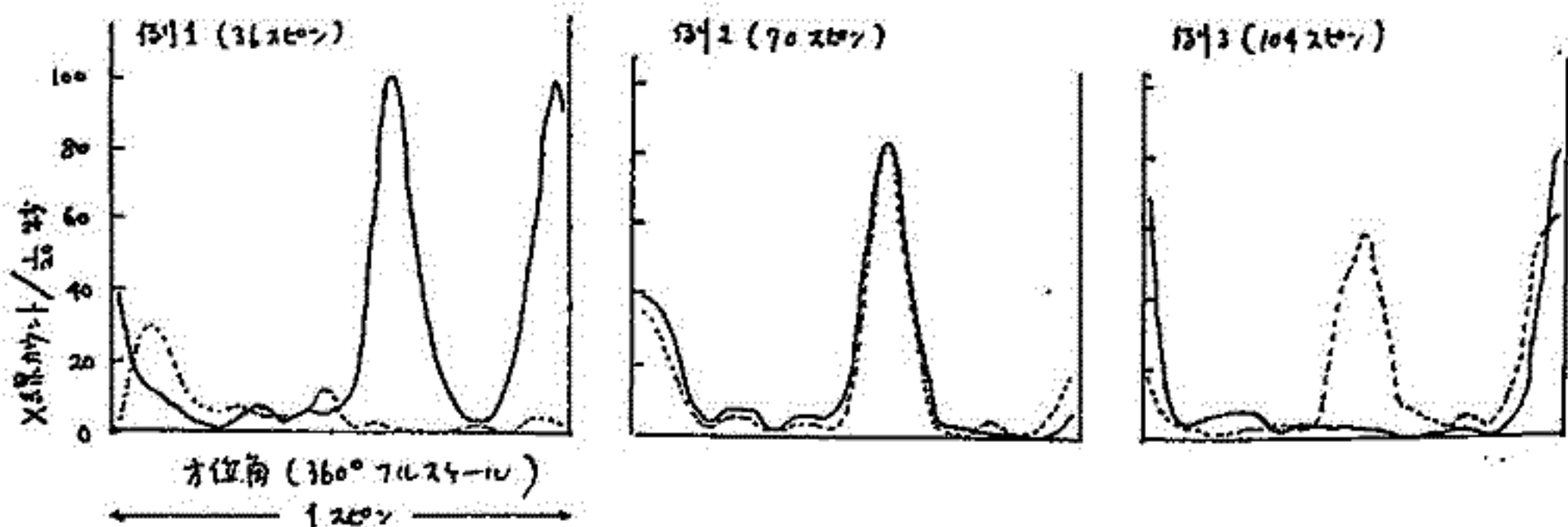


Fig. 1

- a. 天頂角
- b. 方位角
- c. 高度
- d. 時間

a, b, cは空間分布を示すもので、これから任意時刻毎のX線強度パターンが作成される筈である。ロケットの姿勢がまだ算定できていないので、Fig. 2には方位のみに対する分布の例を示した。ロケットの眺めている方向によりX線フラックス

は方位のみに対する分布の例を示した。ロケットの眺めている方向によりX線フラックス



は方位のみに対する分布の例を示した。ロケットの眺めている方向によりX線フラックス

I-73

## 観測ロケットによる極光の光度測定

等松隆夫  
東大理

1971年中に昭和基地においておこなわれた観測ロケットの光学観測の計画および結果は下表のようである。

号機	打上年月日	時刻(UT)	HOR (紫外線検出)	AUV (真空紫外)	AMV (中間紫外)	OZO (O <sub>3</sub> )	合乗機名など
S160-3	1971.4.30	13:00				◎	
S210-4	1971.6.24	04:05	X	X			SCI, GA
S210-3	1971.7.22	00:52	◎	◎			SCI, GA
S210-1	1971.8.10	-	X				M&F, EF
S210-5	1971.9.14	00:49	◎		◎		NEL, TEL
S210-2	1971.9.25	00:08		X			M&F, RNH
S210-6	1971.12.3	03:00	◎		◎		NEL, TEL

◎ 成功 X 不成功

AUV はイオニケエンバによる1350Å以下の極光真空紫外線の観測、AMVは波長2600Å±300Åでの中間紫外域での極光スペクトルの分布を観測する目的を以ていた。取得されたすべてのデータについて極光が観測されており、また赤外線検出器(HOR)も順調に作動して、紫外線検出も可能であるので、極光中での励起の空間分布を求めることができた。

観測結果の解析内容については、スライドを用いて説明ある予定である。

## 丸橋 克英 (電波研究所)

極光帯に位置する同一観測点の電離層と地磁気の同時記録を比較してみると、夜間にE領域の電子密度の増加があって ( $f_oE \geq 3 \text{ MHz}$ ) から 2~3時間の間には電子密度の急激な減少が起こり、 $f_oE \sim 1.5 \text{ MHz}$  になった時機に sharp negative bay の onset がみられることが多い。この現象を、「高い電子密度は地磁気活動の結果であり、 $f_oE \leq 1.5 \text{ MHz}$  が normal な状態である」として解釈する可能性は、諸々の観測事実から否定される。その一つの根拠は、上に述べたような  $f_oE$  と地磁気に関連した変化は、それに先行する時間の地磁気活動に依存せずに現われていること、更にもう一つの根拠は、地磁気擾乱がみられない期間にも、上に示されたと類似の  $f_oE$  の変化がみられることである。筆者はこの現象に関して諸観測事実を考慮して、電離層が何らかの形で substorm の諸過程を control しているという仮説に従ってデータ解析を行なっているが (I) を参照、夜間E層と極光活動の関連について検討する必要性が生じてきた。それは、substorm の諸過程の中で、地磁気活動と極光活動の関連性は詳しく調べられており、容易に納得される関連性が明らかにされつつあるのに対して、ここに述べられた  $f_oE$  変化は、これまでに調べられた諸現象の中で奇妙にかけはなれた現象のように思われるからである。夜間E層と極光活動の関連性については、これまでもいくつかの研究結果が報告されているが、ここでは、この関係をもう一度洗い直す態度で、全天カメラ写真とアイオノグラムを比較してみよう。

## 極域擾乱における電離層の役割 (I)

## 磁場変動の急始と夜間E層の関連性

丸橋 克英 (電波研究所)

極光帯においては、明らかに磁気圏からの入射粒子の電離作用を主原因とすると思われる夜間E層の存在が知られている。E領域の電子密度と地磁気変動の関連についてのこれまでの考察において、多くの地磁気研究者の注意は主に、E領域の電流の担い手としての一面に向けられてきた。つまり、電場が与えられたときにどんな電流分布が得られるかという形で、E領域の電子密度分布が興味をひいていた。一方、電離層研究者の側からは、地磁気活動が活発な時には（つまり、漠然と入射粒子が増加していると考えられる時には）、E領域の電子密度が増加するとか、bayの後にEsが発達する筈々という形で地磁気変動と電離層変化の関連性をとらえてきた。つまり極端に言えば、そこでは電離層の変化は地磁気変動の、あるいは一連の時間経過の中で地磁気変動にともなう他の現象の結果であり、逆に電離層の変化が地磁気変動あるいはもっとひろく substorm を制御する可能性については、ほとんど考えられていない。

この研究の目的は、substormの開始から終了までの諸過程の中で、電離層に起こる変化が、これまで考えられていたよりも、もっと積極的な役割を果たしているという可能性について検討することである。そのような可能性を示す一つの現象は、前回の学会で報告した sharp negative bayの onset に先だつ、極光帯、冬期夜間のfoEの急激な減少である。これについて、Nov. '57 ~ Jan. '58; Nov. '58 ~ Jan. '59の期間の Churchill, Barrow, Dixon, Narsarssuak, Yellowknifeの電離層と地磁気のデータを検討して得られた観測事実を列挙すると、

- (1) 典型的な現象として、3~4 MHzのfoEが2~3時間の間は1.5 MHz程度まで減少し、その瞬間、あるいは直後に sharp negative bayが急始する例が非常に多い。
- (2) このようなfoEと地磁気の変化は、地磁気が非常に静かな状態から起こることと、かなりの fluctuation を示している状態から起こることもある。
- (3) foEの小さい値が続いた後に sharp negative bayが起こることもある。
- (4) この現象は、経度が90°以上離れた二つ以上の観測所で同時に見られることがある。
- (5) (1)に述べたようなfoEの変化は、地磁気が非常に静かな状態でも起こることがある。
- (6) H成分の急減少が見られない状態では、地磁気があれていてもfoEが平常よりも大きいという傾向は特にみられない。

このようなfoEあるいはfbEsの変化と地磁気変動が関連した現象は例も多く、(4)の事実からも偶然のものとは考えられない。また(2), (5), (6)の事実は、ここに述べた夜間E層の変化が、地磁気があれた時に電子密度が増加し、地磁気変化の回復とともに電子密度が下がり、再びこのような変化が起こるとい、たくり返して説明される可能性を否定している。一方、substormの break up phaseが惑星間空間磁場の南向き変化から1時間程度の後に起こることを考えると、ここに示した電離層変化を substormの前兆現象と考えることは不可能である。この現象の最も無理のない解釈は、極光帯E領域の電子密度は地磁気変化とあまり直接的な関連をもたずに変動している。惑星間空間の磁場変動に続いて tailにエネルギーがたまると、その際にE領域の電子密度が低い領域から break upが起こると考えることであろう。物理的にも極光帯電離層の電導度が局所的に減少することは、tailにためたエネルギーを解放する効果をもつし、また、電離層内で分極電場が発生し、DP2型の電場からDP1型の電場を生じさせる可能性も否定できない。このように電離層変化が substormの triggerの役割を演じる可能性は十分に検討すべき課題であろう。



I-76

# ソフト-エレクトロンによる極地方上部電離層生成の可能性

佐藤輝夫  
兵庫医大 物理

極地方では、地磁気緯度  $77 \sim 78^\circ$  を中心とする高度の範囲内で、上部電離層の電子密度の異常の大きい所が存在し、その密度増大は冬季にのみ見られる。その原因として所謂 soft electron の入射による大気粒子電離があげられている。

この異常電子密度増大地帯は、冬季の N-h 分布を調べた、7-9 月 DUF の CRC 発行の Alouette II Interpolated N(h) で、1965年12月、1966年1月、及び1967年1月 における 10 passes を用いた。高度範囲は約 250 ~ 2500 km、時刻は MLT による昼間側である。その結果によると、この地帯内の N-h 分布曲線は、地帯内の電子密度 peak の位置は下りて数分ゆりやがら傾斜をのこす。

次に、極地方上部電離層の生成として cusp からの soft electron 入射による大気粒子の電離によるものと仮定し、異常増大地帯内の N-h 分布のよがらむ入射する electron の energy spectrum の違いに起因するものと考え、三種の differential energy spectrum について各々の electron production rate を計算した。用いた大気モデルは Harris-Priester のものを採用し、計算方法は 上田氏 (1966) に基づいた。結果としては、予想される様に soft electron の少ない場合は上部電離層中の electron 生成率は小さく、また chemical equilibrium が成立して電子密度を計算すれば、観測された電子密度と comparable order の電子密度が得られる。

## Substorm Growth Phase の特性

金田景福 (東京理)

Substorm の発生及び発達の様相を polar cusp の下に当る昼側の auroral oval に於ける aurora の display を通してこれを解析を行つて来た結果、典型的に云へば、惑星間空間磁場南北成分の南向き変化に対応して、auroral substorm の growth phase の開始は昼側の auroral oval で認められる事が判明した。亦、この growth phase display は著しい dawn-dusk の非対称性を示すが、昼側全体としては、夜側での display と比較した場合に可成り顕著である。

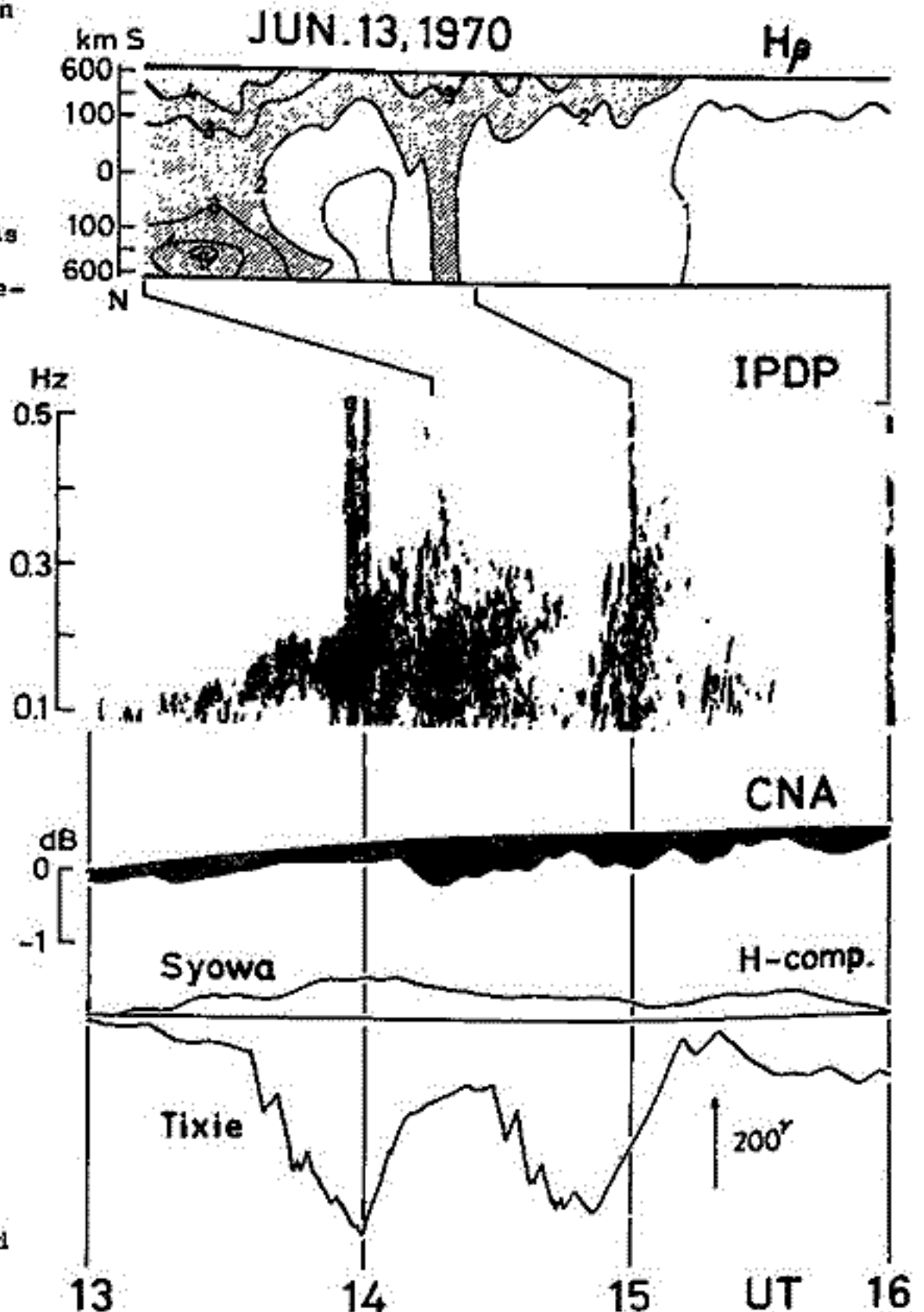
一方、地磁気擾乱に関しては、従来の AE(AU, AL)-index に加へて、更に高緯度 ( $\phi_m = 70^\circ - 80^\circ$ ) の観測資料から AU-, AL-index 作成と同様の手法で index を作成して見ると、auroral display に於けるのと同様に substorm の growth phase では昼側特に、午後側の極光帯より高緯度側は activity の peak があり、それが時間の経過と共に次第に夜側の activity が相対的に高まると行くのが認められる。

今回のこの様な growth phase の昼側での様相をまとめ、類似の特性を示す aurora と地磁気擾乱との関係と更に追究する為に、昼側での auroral display と地磁気変動の両者の latitudinal profile の比較を、aurora は South Pole (Amundsen-Scott,  $\phi_m = -78.5^\circ$ ) の全天力メウの資料、地磁気は South Pole の共軌点近傍の Greenland の chain (Thule, Godhavn, Sukkertoppen) の資料を用いて行つた解析結果を報告する。

## and Cosmic Noise Absorption in the Evening Hours

Hiroshi Fukunishi (Geophysical Institute, University of Tokyo)

The occurrence of the geomagnetic micropulsation IPDP event, which is thought to be generated by the ion cyclotron instability (Heacock, 1967; Fukunishi, 1969; Salto, 1969; Gulye'mi et al., 1970; Gendrin, 1970), was accompanied by the appearance of proton aurora and the large enhancement of cosmic noise absorption. These relationship can be interpreted as a signature of proton precipitation into the atmosphere caused by ion cyclotron waves. However, the close relationship between proton auroras and IPDP events is not observed in all local-time region. Proton auroras are steadily present from the evening to the morning region, whereas the occurrences of IPDP events concentrate to the early evening region. Moreover, proton auroras are not accompanied by the increase in cosmic noise absorptions, when IPDP events are absent. Using the calculation result of Eather and Burrows (1966) corrected by Eather (1967), it was estimated that the flux of 10-keV protons for the excitation of 100 R  $H_{\beta}$  emission is  $6 \times 10^7 / \text{cm}^2 \text{sec}$  and the cosmic noise absorption induced by this flux is only 0.01 dB at 27.6 MHz. Therefore, it is natural that proton auroras are not usually accompanied by the enhancement of cosmic noise absorptions if the proton auroras are excited by low energy ( $\sim 10$  keV) protons. However, a large increase in CNA (0.5 - 1.0 dB at 30 MHz) during the IPDP event must be explained by an increase in the electron density in the ionosphere due to the ionization of precipitating protons, because of the absence of electron auroras. This suggests that the energy of protons generating IPDP events is fairly high. Assuming the initial energy of precipitating protons to be 100 keV, the flux of  $3 \times 10^6 / \text{cm}^2 \text{sec ster}$  is estimated to be sufficient for 1 dB CNA increase at 27.6 MHz. The concentration of IPDP occurrences to the early evening region can be interpreted by a coupling between plasmasphere bulge and westward-drifting protons.



小口 高  
東京大学理学部

1971年の昭和基地における極光VTR記録(55時間)の解析をもちにし2. 極光の動特性による分類と、時間推移を調べ、次のよう結論を得た。

1. 動特性による分類

表1のよう3種に大別できる。

Classification of Aurora

表 - 1

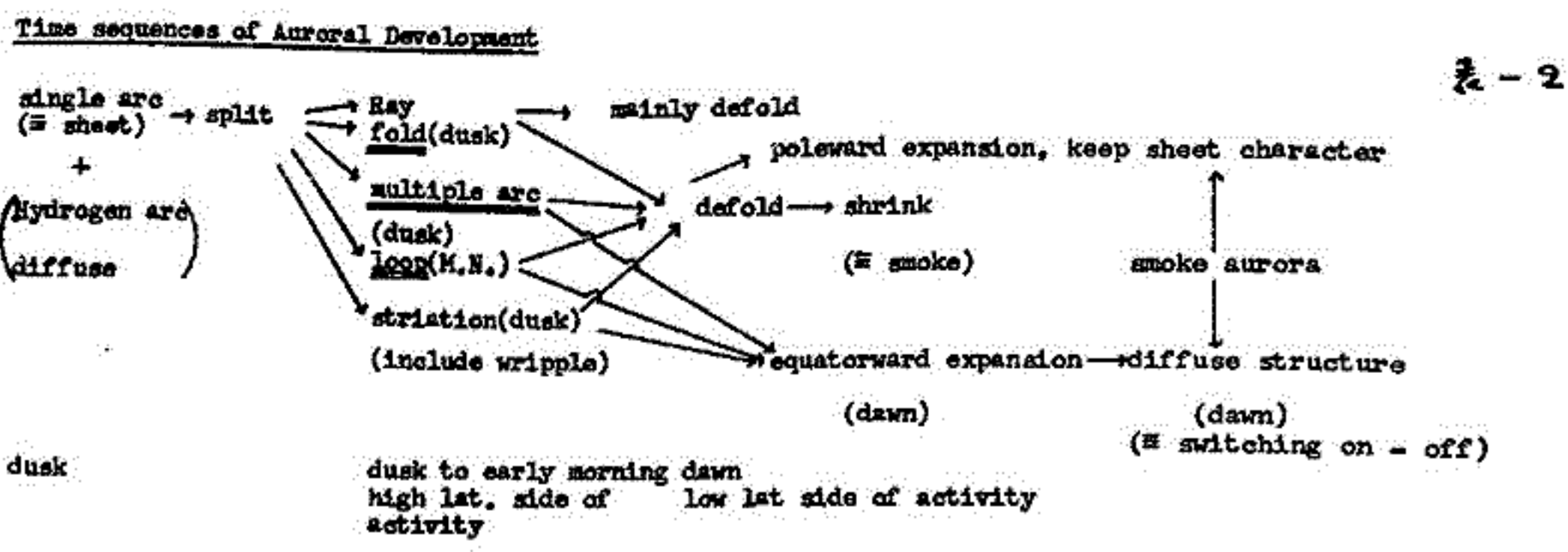
Mode of appearance	fundamental pattern	variation	motion	
thin sheet .. (arc?)	Ray - Corona, Ray Band ..	fold - Curtain, Drapery ..	split - clockwise rotation	
		loop ..	split - clockwise rotation	
		striation ..	split and extension	
		multiple arc ..	split	
			split - (clockwise rotation + expansion)	
smoke or ferry .. (curl?)	striation	striation with smoke ..	drift, extension	
		smoke ..	split - clockwise rot, extension?	
		wave along complex arc ..	clockwise rot	
		knot on arc ..	?	
		ripple reflection ..	split, clockwise rot, expansion?	
Switching on-off .. (flickering?)	sheet ..	striation ..	rot? split? wave? switching?	
		complex ..	switching, slow E-ward, clockwise rot	
		Complex corona, arc ..	" " "	
		diffuse ..	patch ..	pure switching on-off
			expansion with core	
diffuse ..	bloom, diffuse arc		sweep, switching on-off? {bright (flaming?) gloomy (Fast A. Wave?)	
		Complex arc	propagation, switching on-off?	

この甲を漫然の極光(恐らく flickering)は変化が早く、パターンの細かく境界がはっきり判らば、従ってこの分類のどに入れるのが妥当がよく判らばいい。Davis, Scourfield, Creswell 等の呼ぶ Arc, curl, flickering Aurora, Fast Auroral Wave 等はがこの分類の何に当るのかを推定したものを表に記入してある。

特徴的はことは、これらの各種の極光が、全体の活動度の或時期、或場所、或周期的推移をもちて現れかてくることである。

2. 極光動特性・時間変動

極光の一つの活動の時間的推移を合成しておきとる表のよう動特性が得られる





村山 喬  
名大 理

袴田和幸  
中部工大

AEJの発達にとって、惑星間空間磁場の南向き成分の出現が必要条件であることは、よく確立したと考えられているが、後者は単に前者のきっかけになるだけでなく、両者の時間積分（右図のA部の面積とB部の面積）の間には比例関係が成立しているように見える。

こゝでは、上記の比例関係の存在を前提として、 $K = A/B$  とおき、個々の event につき  $K$  を求める。そして  $K$  の値の event ごとくばらつきを、他の種々のパラメーターによる  $K$  の modification と考える。

前回の報告では、この  $K$  の値が、磁場の強さ、方位角などのパラメーターに依ると報告した。今回の報告では更に、(1)  $K$  を AU による  $K_U$  と、AL による  $K_L$  に分けられること ( $K_U + K_L = K$ ) (2) Solar wind の速度との関連を調べること の2つについて2の解析結果を中心に報告する。使用データは JUL~DEC, 1965 の期間の event は、(A)  $B_z$  が負になっている時間が1時間以上 (B) その間の  $|B_z|$  の平均値が  $1.5 \gamma$  以上 (C) Solar wind velocity data available\* の3条件を課し、182 events を得た。個々の event の  $K_U$  と  $K_L$  の相関を下図に示す。この図で、全体の集団から飛びぬけた場所にある7 events (x印) は、例外的なものとして、以後の解析から除外する。

残り175例について、次の3点について、 $K$  に与える影響を調べる。

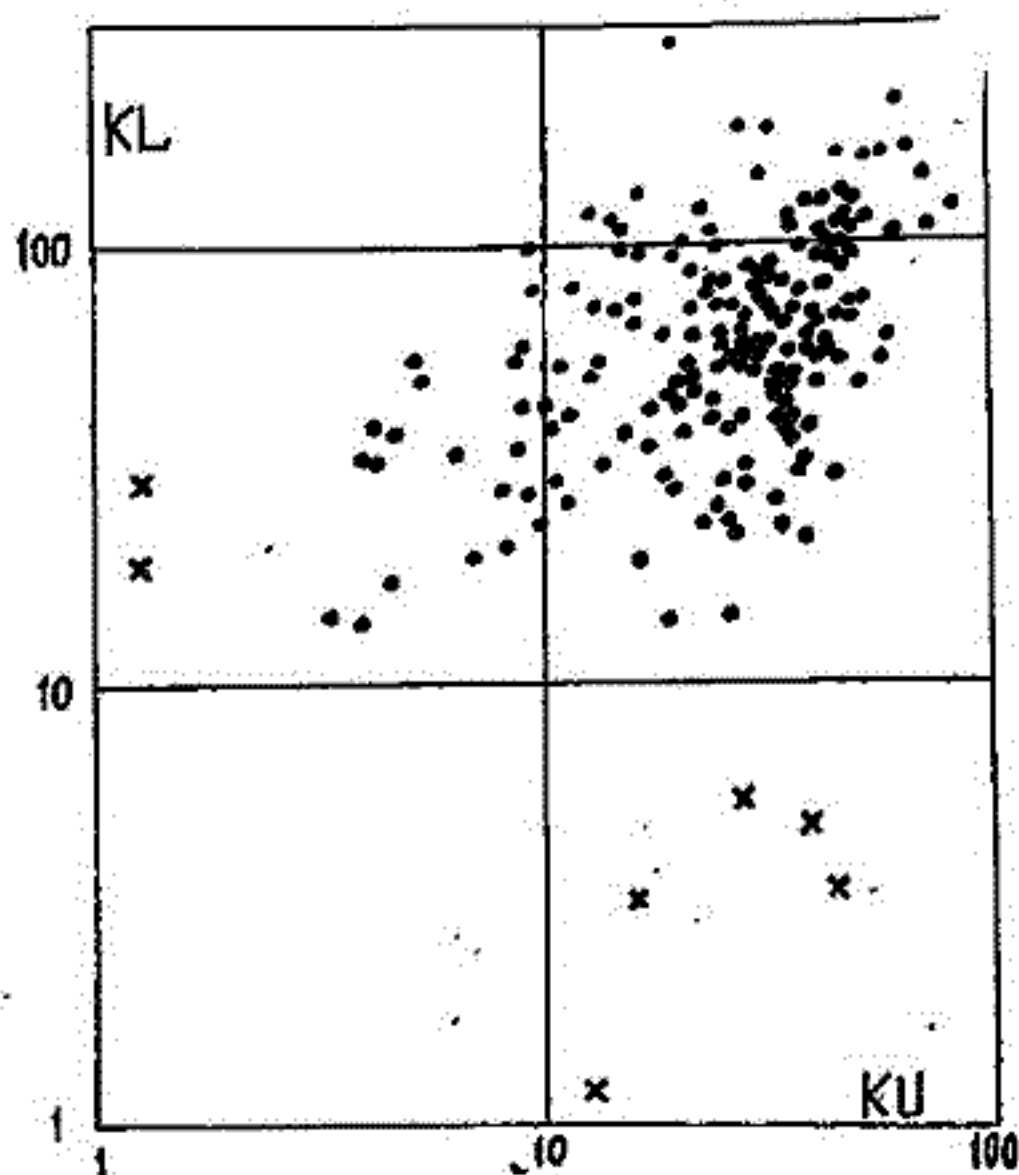
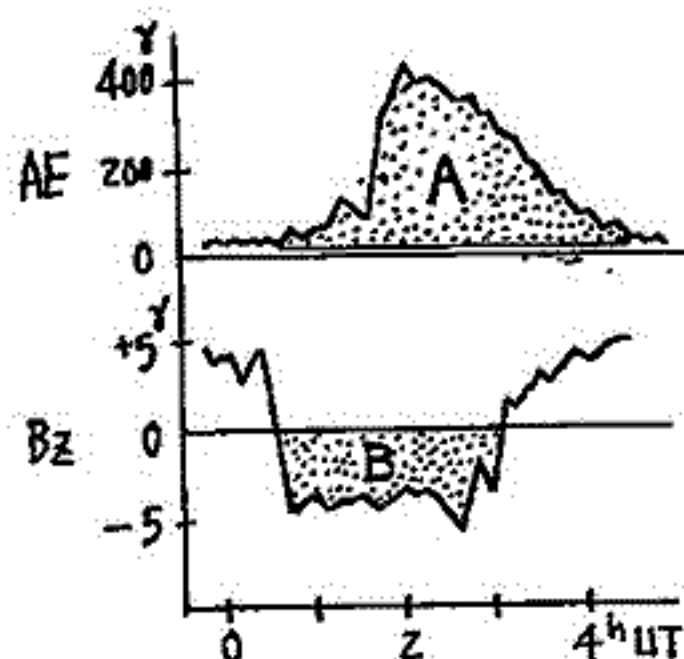
- (1) event の起った時刻 (UT) に対する依存。(AE観測の net work の不均一によるもの)
- (2) solar wind velocity に対する依存。
- (3) 惑星間空間磁場の方位角  $\psi$  に対する依存。

結果は、いずれも  $K$  と有意な相関を持ち、夫々の原因による  $\log K$  の変化  $\Delta(\log K)$  は、

- (1) 最大は  $21^h$  UT 頃、最小は  $4^h$  UT 頃で、両者の間を  $\Delta(\log K) \approx 0.30$
- (2) 速度が大きいく程  $K$  も大きい。速度最大 ( $590 \text{ km/s}$ ) と最小 ( $300 \text{ km/s}$ ) のときとで、 $\Delta(\log K) \approx 0.60$
- (3)  $\psi \approx 90^\circ$  (dusk 方向) で最大、 $\psi \approx 270^\circ$  (dawn 方向) で最小、両者の間で、 $\Delta(\log K) \approx 0.25$

以上の3つの原因による  $K$  の変動を補正すると、残りの  $\log K$  のばらつきは、分散にして  $\pm 0.14$  程度となり、 $K$  は  $(\pm 50)\%$  の程度で constant であると考えよう。

\* VELA-3 による測定結果の published figure (Hundhausen, Rev. Geophys. 8, 729, 1970) による。



永田 武  
東京大学・理学部

AEJについては、その電気力学は確立してはいないばかりでなく、AEJ場の *Morphology* についてすらも見解の完全一致を見ていない。

### (1) AEJ場 *Morphology*

Chapman-Vestine の SD場 以来、永田-福島-飯島 及び Chapman-杉浦等によって、ほぼ確立されたと思われる 2電流渦 AEJ場 に対しては、Feldstein等は、1電流渦 AEJ場 が基本であると主張してゆすらないし、更に Mishin-Popov等は 極光帯の2重構造 を主張して、赤相文-Feldstein等の Auroral oval の存在を否定している。

他方、平沢-永田 及び Rostoker-Kisabethは、それぞれ南及び北の高緯度域のデータから AEJそのものの、2重構造を指摘し、特に平沢-永田は、極光の B1-stage に対応する AEJ-1 と B2-stage に対応する AEJ-2 とを定義した。AEJ-1は、極光の Breakup 開始位置には、静止する成分であり、又 AEJ-2は、Electron 極光と共に磁極方向に移動する成分である。

### (2) AEJ場の発生と維持

これまでの AEJの研究は、主として 磁場変化分布、極光 及び 極光粒子 の3要素に基づいて行われて来たが、不可欠な要素として電場の独立測定結果が必要である事は言うまでもない。最近 Haerendel グループによる Ba<sup>+</sup> Drift 実験、Hepner グループによる Ba<sup>+</sup> Drift 実験 及び 衛星上に於ける 2 probe 測定法等による AEJ電場 の測定結果がかなり集積して、総合的検討の開始が可能となって来た。又、福西等による Proton 極光と Electron 極光の総合観測結果も AEJ機構の究明に極めて有効である。

現時点における一応の結論として次の諸点があげられるであろう。

- (i) 1電流渦 AEJ場は 2電流渦 AEJ場の dusk-midnight 側 AEJが強調された場合に対応し、2電流渦 AEJ場が基本パターンである。
- (ii) AEJ電流 =  $J$ 、電離層電気伝導度 =  $K$ 、電場 =  $E$ 、磁場変化 =  $\Delta B$  とし  $\Delta B$  の  $J$  と考える時  $\Delta B$  の  $E$ 、又  $\Delta B$  の  $K$  という関係が概略見られるから、極光粒子の電離による  $K$  の増加が AEJに大きく寄与している。
- (iii) 極光帯の Cowling 電気伝導度を与えると、AEJは極光帯を横切る経度線に、 $50 \text{ V/km}$  程度の分極電場に対応するが  $E$  の実験結果は、これを支持する。
- (iv) Mishin の高緯度極光帯 ( $\phi_p \approx 80^\circ$ ) は、夜間側では AEJ-2、昼間側では、neutral point stream による電離の結果と考えるのがよさそうである。
- (v) その他

飯島 健

東京大学 理学部

Storm Sudden commencement (SSC) の発生直後 substorm が急激に発達していくことがよくある。また SSC の trigger となるように見える。一方多くの substorm は発達していきながらある時点で SSC が来るとともに爆発的発展をなしいわゆる expansion phase を迎えることはよく知られている。では SSC によって expansion をおこす substorm は SSC が発生する以前にどのような発達をしていくのか、さらにその発達条件は SSC と無関係に expansion を起こす substorm のような発達の初期に不可いわれる growth phase と比較してどの程度同様のものがあるのか疑問に思われる。これに答えを合わせて SSC-associated substorm の事例について衛星観測での観測結果 (BZMF: Explorer 28, 33, 34 と 35) を参照しながら地上にある観測結果との関係も述べた。次に述べることは多数例に共通した特色がある。

- (1) SSC (Solar wind の早い BZMF discontinuity と見られる) が発生する前 ~ 30 min. 位は BZMF は southward excursion を不可。これは growth phase に見られる様相と類似している。
- (2) この時期に、地上の観測結果から推定される substorm は発達を不可、SSC 発生前に既に磁気圏-background は多少は変動した状態にあることが知られる。

Growth phase という term が妥当であるかどうか、多くの substorm が grand expansion をおこす以前に既に磁気圏の background は幾分変動した状態にある。このため多少は変動をうけるように SSC-impact を受けて breakdown が急激に進んだ。ただし expansion phase は移行していきると考えられる。Background が極めて静穏な状態にあると一撃の SSC-impact を受けた場合 substorm が急速に発達して顕著な expansion を不可という現象は上では知られていないようにも思われる。

参考文献

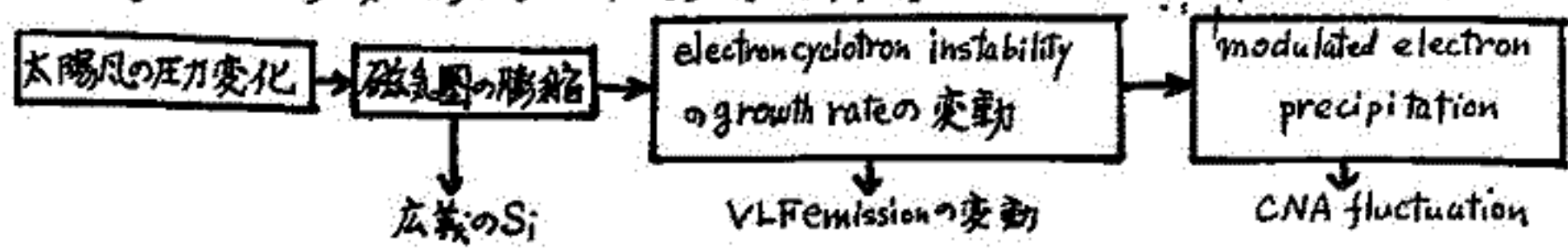
1. Arnoldy, R.L, J. Geophys. Res., 26, 5189, 1971.
2. Foster, J. C, et al, J. Geophys. Res., 26, 6771, 1971.
3. Iijima, T. and T. Nagata, Planet. Space Sci., 20, 1095, 1972.
4. Kawasaki, K., et al, J. Geophys. Res., 26, 6781, 1971.



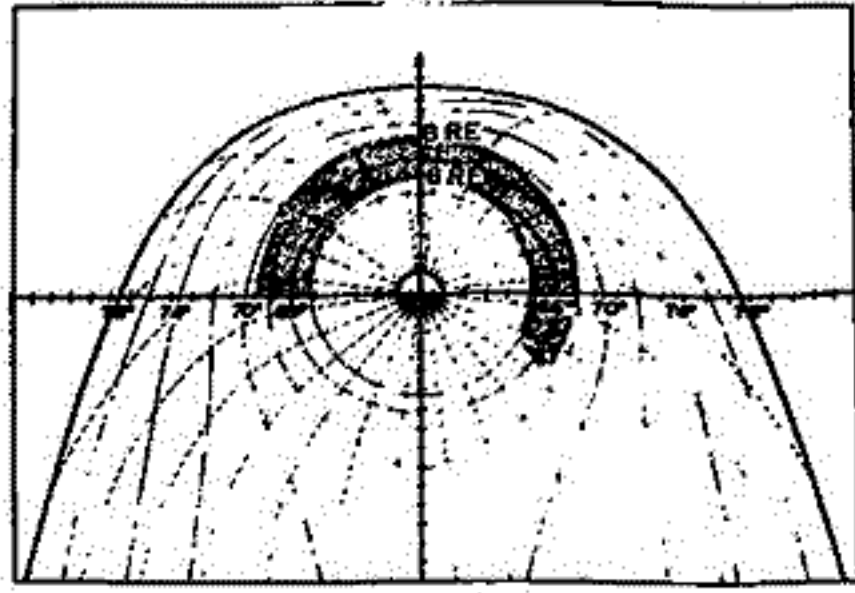
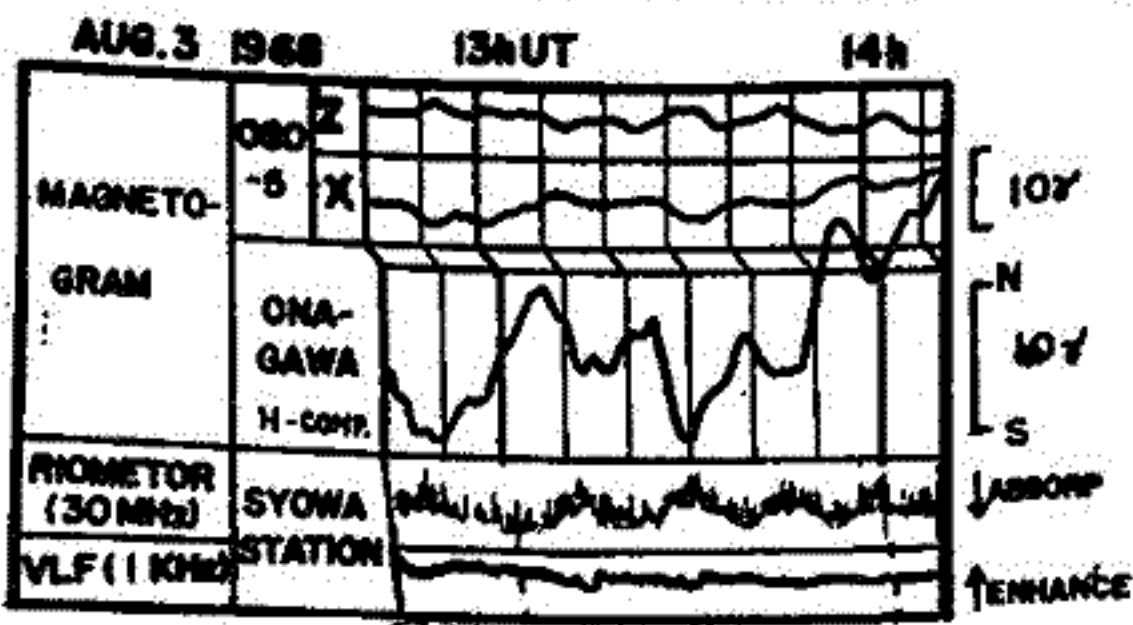
前回の学会講演で (A) 図に一例が示されているような広義の  $S_i$  型磁場変動と非常に相関のよい CNA fluctuation について  $\lambda$  の発生頻度の時間的・空間的分布について報告した。それによると,  $S_i$ -CNA fluctuation の相関のよい場所を Fairfield map に投影した (B) 図のハッチをした dayside の 6~8 RE の領域がこの現象の mechanism に寄与していると考えられる。

今回はこの様な CNA fluctuation を起こす mechanism を探るために, 広義の  $S_i$  に随伴する現象の解析を進めた。(A) 図の様に比較すると広義の  $S_i$  は VLF emission と良い相関をもっている事がわかる。依拠観測所は女川一宮なので, (A) 図の上側に OGO-5 の磁場の data を入れて, (A) 図の磁場の変動が磁気圏全体の変動 (つまり広義の  $S_i$ ) であることを示した。OGO-5 はこの時に (B) 図の黒丸の付近にいたので,  $S_i$  波が OGO-5 の位置へは地球までよりも約 3 分遅れるので OGO-5 の data は時間を若干進めて比較してある。女川の  $S_i$  (H 成分) と比較すると, OGO-5 の X 成分は inphase, Y 成分は outphase になっており, 磁気圏の夜側が膨張している事がわかる。

それに起る大擾中の  $S_c$  や  $S_i$  に伴う CNA の増加については既に Matsushita (1962) によって報告されているが, 微小な頻繁に連続して起きる広義の  $S_i$  もこの様に CNA fluctuation と良い相関を示していることは注目されて良い。又 CNA と VLF emission の相関 (Morozumi 1967) 及び  $S_c, S_i$  と VLF emission との相関 (Hayashi, Kokubun, Oguti 1968) についても夫々個別に報告されているが, (A) 図に見られる如く, 広義の  $S_i$ , CNA fluctuation, VLF emission は相互に因果関係を持つものとして総合的にとらえる必要がある。この総合的な因果関係としては次の process が考えられる。



昼側で相関のよい原因は, 上の process 中の instability の growth rate に効く共鳴電場の割合, 昼夜差と, precipitation flux の CNA への寄与が, 昼側の方が夜側よりも flux 比にして  $10^2$  程大きい事とが考えられる。以上について, 更に検討した結果を講演の中で報告する。



(A)

(B) • OGO-5

references: Matsushita, S., J. Geophys. Res. 67 3753-3777 1962, Morozumi, H.M., Planet. Space Sci. 15 207-209  
 Hayashi, K., Kokubun, S. and Oguti, T., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 22, 149-160 1968



宮崎光旗・十市 勉

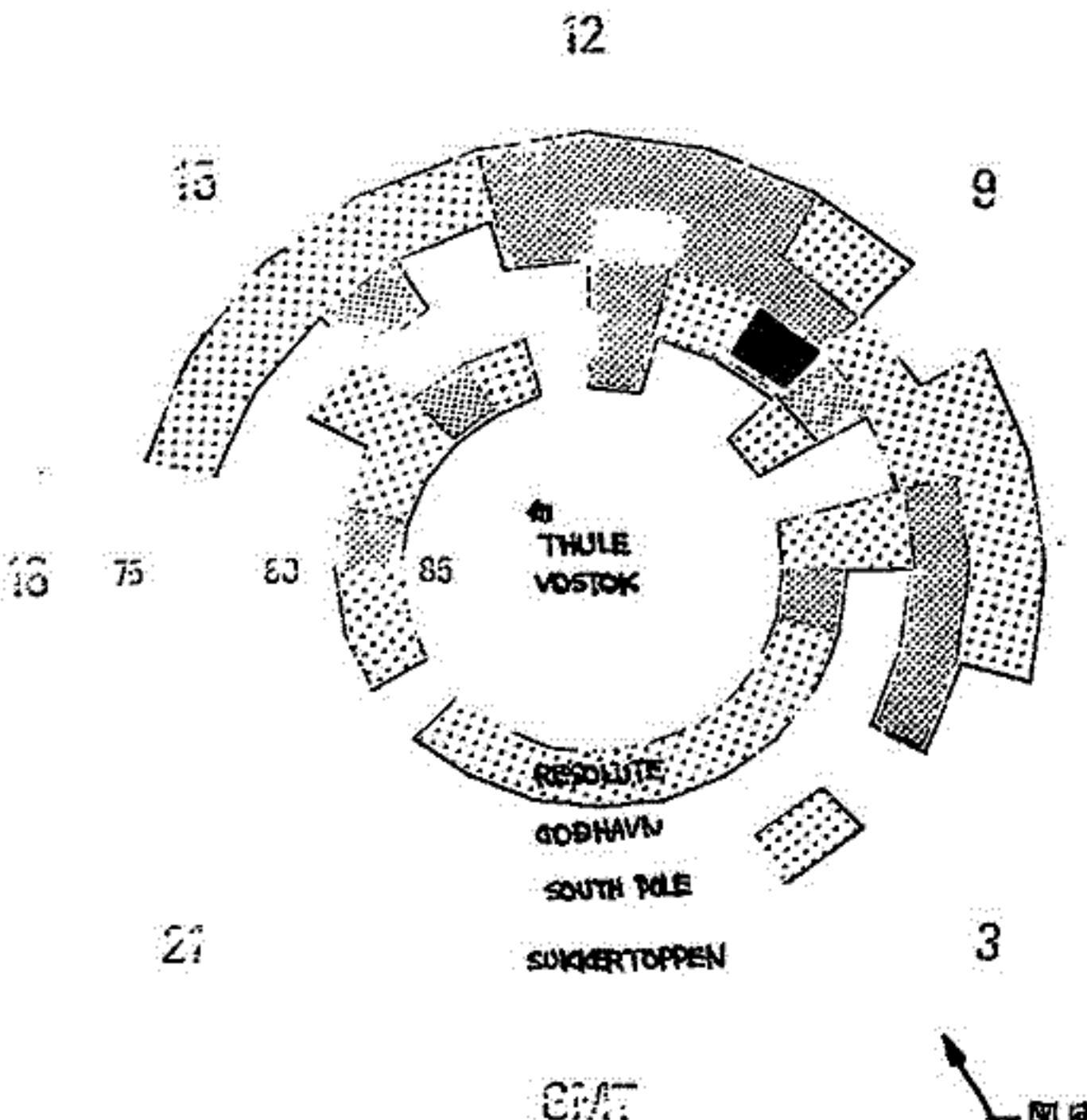
東京大学・理学部

従来、地磁気微小脈動の研究は極光帯から赤道側、中低緯度へかけて主眼が置かれていた。幸甚、実験が示すように多くの脈動は極光帯付近に振巾の極大値を有するふるまいを地上の我々に与え、又是はその増長から一般に磁力線の閉じた領域に型近る共振振動ととらえられている。P1については地球近傍 plasma sheet の insta., etc, 観測や理論的考察の目ざした脈動の発生領域は、閉じた磁力線により定められている領域内である。

一方、太陽風と地球磁場との相互作用により生じる tail 自体を一つの導波管の共振管と考へての固有振動モデルが計算され、周期十数分と数分の解が存在することが示されている。さらに衛星実験で地球から離れた plasma sheet の振動を観測され、tail 全体の振動の存在が明らかにされている。又、tail 部分の magnetopause 上に一種の共振波が存在する可能性や、cusp をとおしての sheath HM 波の透過等も考えられる。これら HM 波は、地上においては極冠域に伝達されるべきものである。

以上の観測から、極冠域長周期脈動(P5)をとらえた。資料は主に1965年後半期、下図に掲げる stations の normal magnetograms である。事象として、normal magnetogram 上での周期 5-15 分で、①多くとも 3 cycle 以上振動し、② sinusoidal は波形を有し周期はば一定、③ peak to peak の振幅が magnetogram の copy 上で 2 mm 以上、そして④ back の field が静かであることが条件とした。

解析の結果、上の特性を有する長周期脈動の諸特性は以下のとおりである。①周期 10 分、経緯間約 1 時間②発生は MT は昼側、その他午前側が主で、かつ 80-90° 付近、③磁気活動が静かである時間帯をえらんで発生している。



以上の事象から次の事が指摘される。既述;  
①発生パターンが、polar cusp からの低エネルギー粒子降下パターンと良い一致を示し、  
②周期から、高い磁力線領域—tail 部分から伝播して来ているものと考えられる。

以上の事象から次の事が指摘される。既述;  
①発生パターンが、polar cusp からの低エネルギー粒子降下パターンと良い一致を示し、  
②周期から、高い磁力線領域—tail 部分から伝播して来ているものと考えられる。

図は発生頻度のコンター・マップ

恩藤忠典  
郵政省 電波研究所

極光帯の真夜中近くで観測された Bay の開始前後における磁気圏の磁場の構造変化は、OGOS号の UCLA の磁場データ (SPAD) を用いて調べた。特に OGOS号が 00~05 MLT 間であり、且つ地球の中心から地球半径 ( $R_E$ ) の 7~13 倍にある時に起った 17 例の Bay の開始前後の磁場変化は、1968 年 3 月~12 月のデータにより解析した。

その結果、経星が赤道面より北側にあるときは、Bay の開始 2 時間~30 分前から磁場の X 成分 (太陽方向が正) が徐々に増加し ( $\Delta B_x > 0$ )、同時に全磁場も中ぐりと増加する ( $\Delta B > 0$ )。そして極大に達した後 10~30 分以内に、元の dipole の値に戻る。この時に地上の極光帯の真夜中近くで、Bay が始まる。同様に経星が赤道面より南側にある時は X 成分の減少 ( $\Delta B_x < 0$ ) が全磁場の増加と共に ( $\Delta B > 0$ ) 中ぐり起り、全磁場増加が極大に達した後、元の dipole 場へ入る時に Bay が起っている。

即ち closed field 域から tail 部への連結部においても、tail と同様に Bay の開始の 30 分~2 時間前から夜側の閉じた磁力線は徐々に反太陽方向へ引っぱられ、且つ全磁場は中ぐりと増加する。この状態がある極大に達した後で dipole 場へ入ろうとする時に極光帯の真夜中近くで Bay が始まることとわかった。

Hewson-Browne 等 (1972) は、中性電流シートが地球に近い内端に捕捉されたプラズマの安定性ある次元モデルについて議論した。磁気圧を  $P_m$ 、内端のプラズマ圧を  $P$  とすると、 $P/P_m \geq 0.3$  の時にプラズマシートの内端は不安定になり、極光帯の地磁気擾乱の原因になりうることを示唆した。

夜側の  $X = -4 \sim -11 R_E$  の間では、通常は磁気圧の方がプラズマ圧よりも大きいこと、及び地磁気擾乱時にプラズマシートの内端が地球の表面へずりと移動することとを考慮すると、Bay 直前に上述の領域に近似的に磁気圧の増加分にはほぼ等しいプラズマ圧が感じると仮定して大きな間違いではあるまい。Bay 直前の  $P$  として近似的に磁気圧の増加分をとり、 $P_m$  として磁気圧をとると、 $P/P_m$  は 0.34~1.10 の間に入る。粗い推定ではあるが、プラズマシートの内端は Bay の直前に不安定になり、圧力平衡は破れていると思われる。

OGOS号が 2130 MLT の  $9 R_E$  にある時に起った SC に伴う磁場変化 (Oct. 06, 1968) をみると、前述の Bay 直前の磁場変化と同様に SC 時にも夜側の閉じた磁力線は反太陽方向へ引っぱられ、且つ全磁場強度は増加している。しかし SC に伴う磁場変化は 10 分以内に早く終り、その状態が時間的に長く続く。その実は、Bay 直前の磁気圏の磁場変化 ( $\Delta B > 0$ ) が中ぐり進み (2 hrs ~ 30 min)、ある極大に達した後元の dipole に戻ることは可成り異なっている。

梅井 亨  
(東北大・理)

Pc1型脈動の大きな type、発生頻度及び周波数の日変化等については、現在ほぼ明らかになつて来ている。しかしその発生機構に関しては、充分な検討がなされたとは言へない。Evening sideで出現するIPDPと Substorm と密接に関連して発生している事を除いて、他のPc1型脈動の発生が磁気圏内の dynamical な変動と何かなる関連のもとに起るものかについては未だ充分明らかにはされてない。今回の報告はPc1型脈動の発生を Substorm との関連のもとに追及する。

(解析)

下記 station での Pc1 データをそれぞれ dynamic spectrum の形で解析した。

低緯度観測点

Onagawa (φ = 28.4) Dec. 1968 ~ Aug. 1972.

高緯度観測点

- Great Whale River (φ = 66.5) Aug. ~ Oct. 1965.
- Eights (φ = -63.9) Aug. ~ Oct. 1965.
- Syowa station (φ = -69.8) Aug. ~ Oct. 1968.
- Byrd station (φ = -70.6) Aug. ~ Oct. 1965.

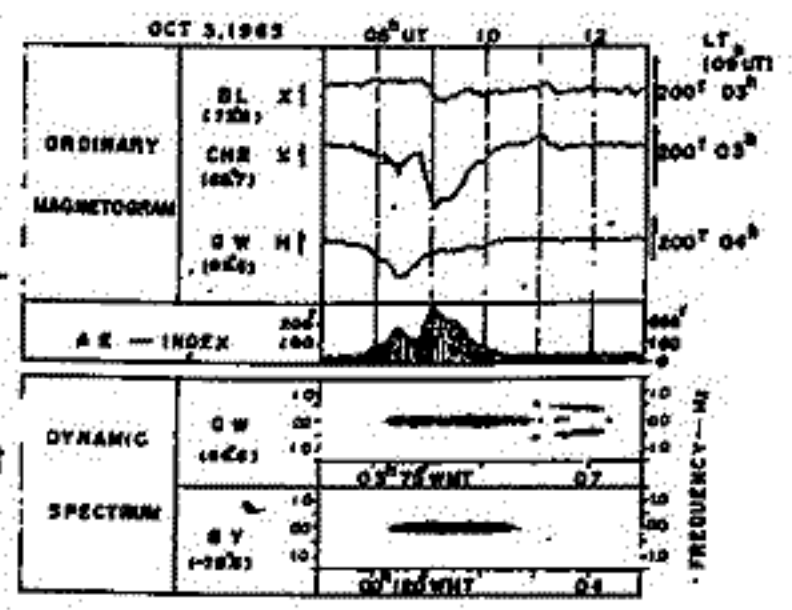
(解析結果)

- (I) 高緯度、低緯度をそれぞれに見られる Pc1 の日変化 pattern の一つの特徴は、midnight ~ morning side (peak は 03h ~ 05h LT) で微細構造の波を走り回っている HM whistler, periodic emission が出現するに似ている。今回はこの morning side で出現する Pc1 の発生を中心に追及する。この Pc1 の特徴は (1) 構造が明瞭な rising tone を示す、(2) Midfrequency の域中に出現する Pc1 に比較して高周波数約 ~ 1Hz、(3) spacing time が短い、(4) IPDP に比較して midfrequency の変化が小さい。
- (II) Substorm との関連 (1) Pc1 は磁気活動の小さい (Kp ≤ 2) 時に出現するが、この morning side Pc1 も例外ではない。しかしこの Pc1 の出現時より 2 ~ 3 hrs 前には substorm が発生している場合が多い。即ち換言すれば、Substorm の Onset の 2 ~ 3 hrs a time lag でこの Pc1 が出現するのを見ることが出来る。(2) 同一の Substorm に関連して、evening side での IPDP 出現後 1 ~ 2 hrs 遅れて morning side での Pc1 の出現が見られる。
- (III) Resonant particle (proton) の energy. resonant condition より、この morning side Pc1 の発生させた resonant proton energy を求めると  $E \propto L^{-3}$  で分布し、ほぼ数 10 KeV 以下の low energy proton である。

以上の解析結果から、morning side での Pc1 と Substorm と比較的密接に関連して発生していることが示される。

(検討)

この Pc1 と Substorm onset 間の 2 ~ 3 hrs a time lag を追って morning side での発生するに似ていることは、これは同じ軌道上の粒子が Substorm に伴って inject される low energy proton であるとすると、この粒子は eastward に drift して、pitch angle anisotropy が大きくなり、乱流を cyclotron wave を発生させると考えられる。他の特徴に関しては検討する。





相京和弘，愚藤忠典，永山幹敏  
郵政省電波研究所

高緯度，とくに極光帯の地上と衛星で観測される VLF/LF 帯ヒスの生成機構について数多くの理論的解析が行われているが，未だ決定的なものがない。その中の一つであるインコヒーレント・チエレンコフ放射は放射電力上の観点から一度は否定されていたが，極光帯低エネルギー電子 ( $100\text{ eV} \leq E_e \leq 1\text{ keV}$ ) フラックスの最近の観測データも考慮した計算結果では (Lim & Laaspere, 1972)，数 10 kHz にピークをもち，十分，観測可能な強度 ( $\sim 10^{13}\text{ W/m}^2/\text{Hz}$ ) が期待される；とこのヒスの生成機構として見直されている。

Alouette 2 の 1971 年 3 月 7 日の静穏時 ( $K_p=1+$ ) の VLF データによると，不変緯度  $62\sim 70^\circ$ ，高度  $\approx 2900\text{ km}$  で観測された極光帯ヒスは中心周波数  $\approx 1.3\text{ kHz}$  をもつ ELF 帯ヒスで，その活動中心は不変緯度  $\approx 66^\circ$ ，帯域は約  $0.8\text{ kHz}$  であった。1970 年 8 月 17 日の擾乱時 ( $K_p=5+$ ) における ELF ヒスは活動中心が低緯度側にずれ，約  $62^\circ$  となる以外は顕著な変化は認められない。このように極光帯の ELF ヒスは VLF ヒスと異なり地磁気活動に殆んど影響されないといえる。

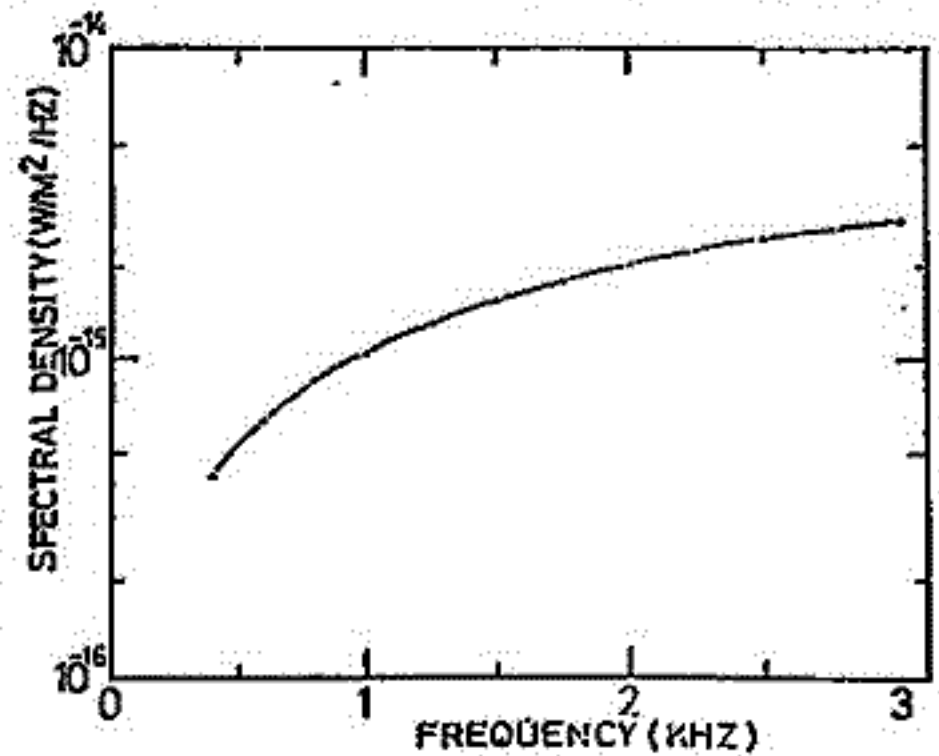


図 1

そこで，極光帯降下電子スペクトルにより，ELF 帯でどの程度の電力束密度がインコヒーレント・チエレンコフ放射で期待されるかの検討を行った。図 1 は  $K_p=3+$  の場合の  $\sim 1\text{ keV}$  にピークをもち極光降下電子フラックス (Frank & Ackerson, 1971) から計算したインコヒーレント・チエレンコフ放射電力束密度の周波数スペクトルの例を示す。電力束密度は周波数と共に増加し，1 kHz で  $10^{15}\text{ W/m}^2/\text{Hz}$  のオーダーになる。典型的な極光電子フラックスは図 1 の場合より全体に数倍大きいので，更に大きな電力束密度が期待されるが，2 kHz 以下で電力束密度は低く，1.3 kHz に強度のピークをもち 3 月 7 日 ( $K_p=1+$ ) のヒスを説明できない。しかし，Frank 等 (1971) の観測結果によれば，静穏時の電子の微分フラックスは 200 eV 以下に卓越し，エネルギーの 1.5~2.5 束にはほぼ逆比例する分布をもつ。静穏時の降下電子からのインコヒーレント・チエレンコフ放射電力スペクトルと 3 月 7 日の ELF ヒスの周波数特性とを比較した結果については講演時に述べる。

Lim, T. L. and T. Laaspere, JGR., 77, 4145, 1972.

Frank, L. A. and K. L. Ackerson, JGR., 76, 3612, 1971

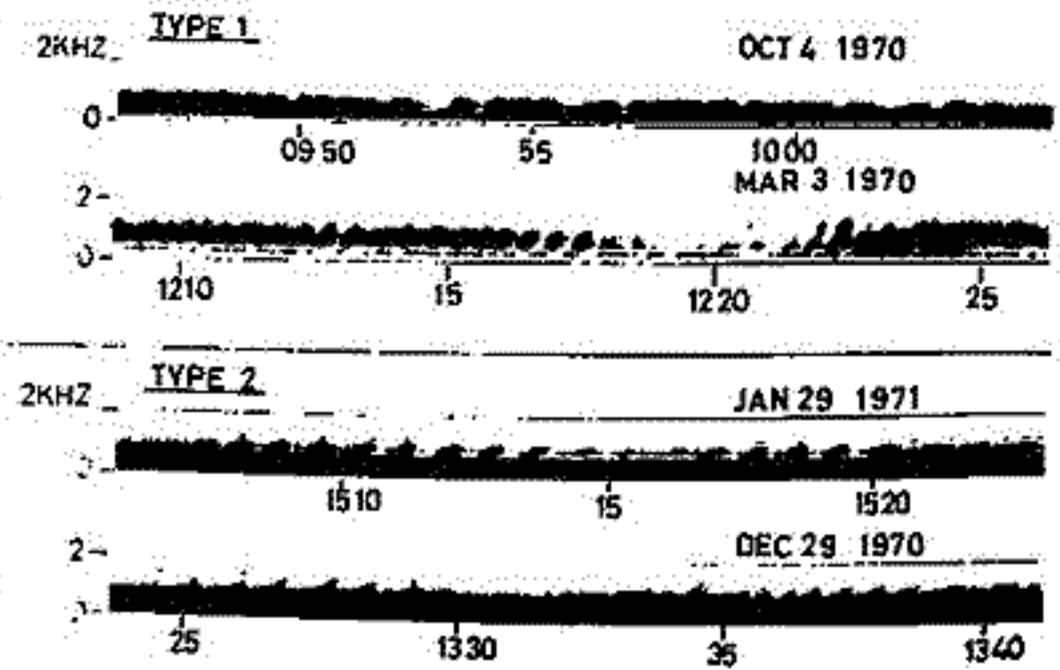


A) 春の学会までに行わされた Quasi-Periodic Emission の特性

- (1) Syowa Station の Geomagnetic Pulsation と対応のある Quasi-Periodic Emission (Type 1) と対応ない Quasi-Periodic Emission (Type 2) とに大きく分類できる。
- (2) Type 1 と Type 2 とに発生頻度の magnetic local time dependency があり, Type 1 は 0300 MLT ~ 1500 MLT に, Type 2 は 1500 MLT ~ 1900 MLT に発生する傾向がある。
- (3) Type 1 の周期は local time が遅くなるにつれ長くなるが, Type 2 は, ほつきりした傾向ない。
- (4) Frequency-time spectrum でみると Type 1 と Type 2 とで形が異なっている。(図参照)
  - i) Type 1 は エミッションが脈動によって削り取られた形を呈し, 周期は脈動周期に左右される。
  - ii) Type 2 は美しい dispersion カーブを持ち, background noise の中から突然, 周期一定な新しいエミッションが発生しているようにみえる。
- (5) Type 1, Type 2 発生前後の  $K_p$  を比べると, Type 2 の方がより静かな状態の時発生している。

(解説) (2)(5)(4) から, Type 1 と Type 2 とでは発生領域は違っているのではないか?

Type 1 ..... plasmasphere の外側  
Type 2 ..... plasmasphere の内側

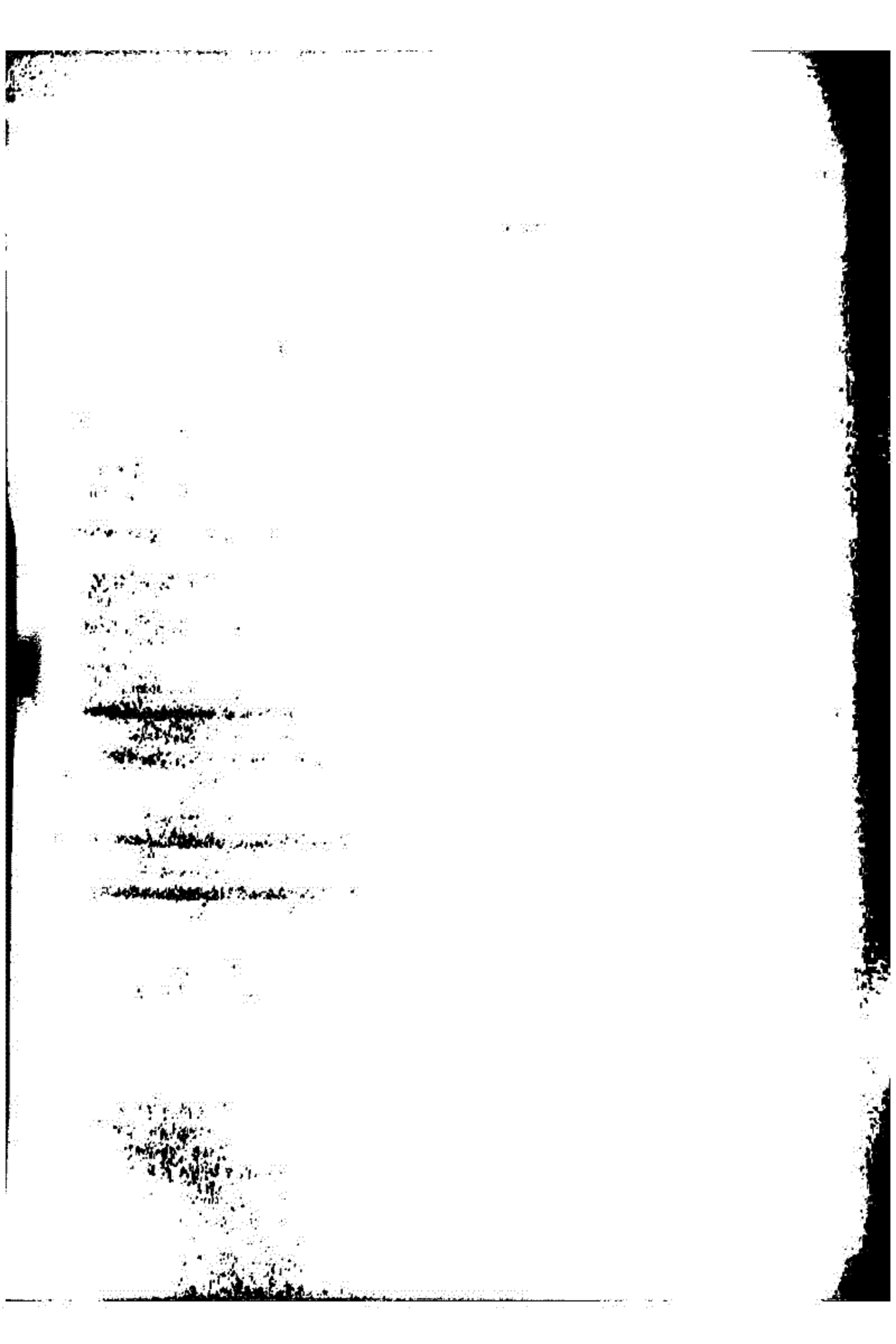


B) その後の発展

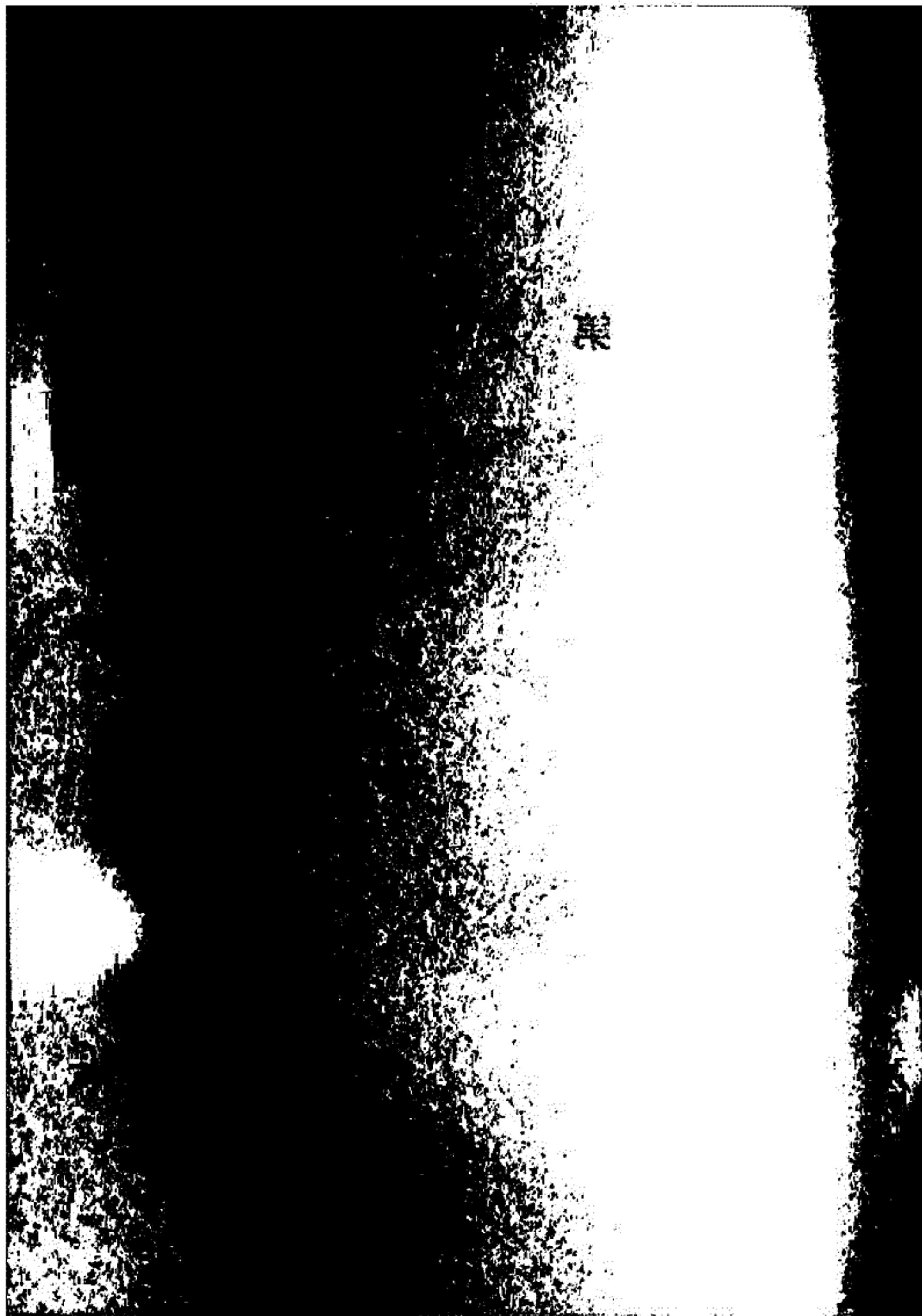
Type 2 エミッションの周期を決めている物理量は何であろうか? Type 1 エミッションを発生させていると思える脈動はどのような特性の波か? Compressional wave か? さらに脈動振幅はせいせい数で field line にそった equator 付近の ambient field に対して  $1/100 \sim 1/10$  程度の fluctuation しかないのに, どうして美事な VLF Emission Modulation を生じさせるのだろうか。

いろいろある疑問のほがで, Quasi-Periodic Emission の発生している時の World wide の Normal magnetometer, Rapid run magnetometer を手段として, QP Emission の発生条件を調べてみた。特徴として

- i) Type 1 を起こす脈動は中緯度にも存在する。
- ii) Type 2 が発生している時は, world wide に静かで, QP Emission に対応づく脈動は, 他の Station でも観測されないようだ。
- iii) Type 2 エミッションが発生する場(条件)が一度できれば, 高, 中緯度の H, Z 成分の増加, 減少によって Type 2 エミッションが発生, 消滅をくり返す。この事実は, 磁場の増加が Chorus, ELF hiss emission の発生に寄与するが, その emission と QP emission とする担い手は, 別の地球物理的要素(物理量)が作用しているであろう。



# 第 2 会 場





II-1

# 磁気圏境界における FLR · Kelvin-Helmholtz 不安定について

永野 康、井上 隆夫  
京大理学部

前回、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定におけるイオンのラーマ半径の有限性の効果について報告した。その際、growth rate  $\gamma$  が波数  $k$  に対して maximum を持ち、 $k$  が大きくなる所では安定化の傾向があることを解析的に示した。(cf. Lerche (1966))

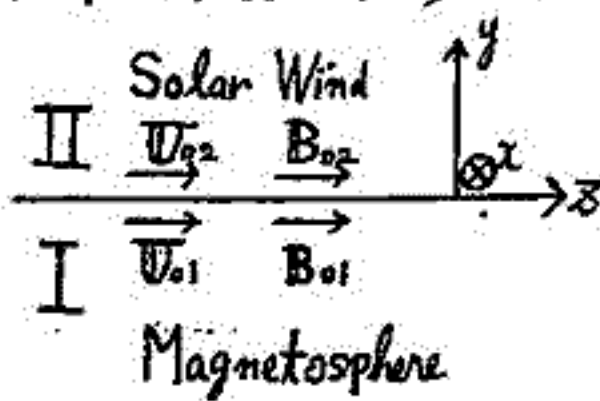
今回は、前回に引き続き、非圧縮性プラズマの分散式において  $\omega$  が pure real (変動量  $\sim f(y) \exp(ikz + \omega t)$ ) の場合について数値計算した結果を示す。

分散式は

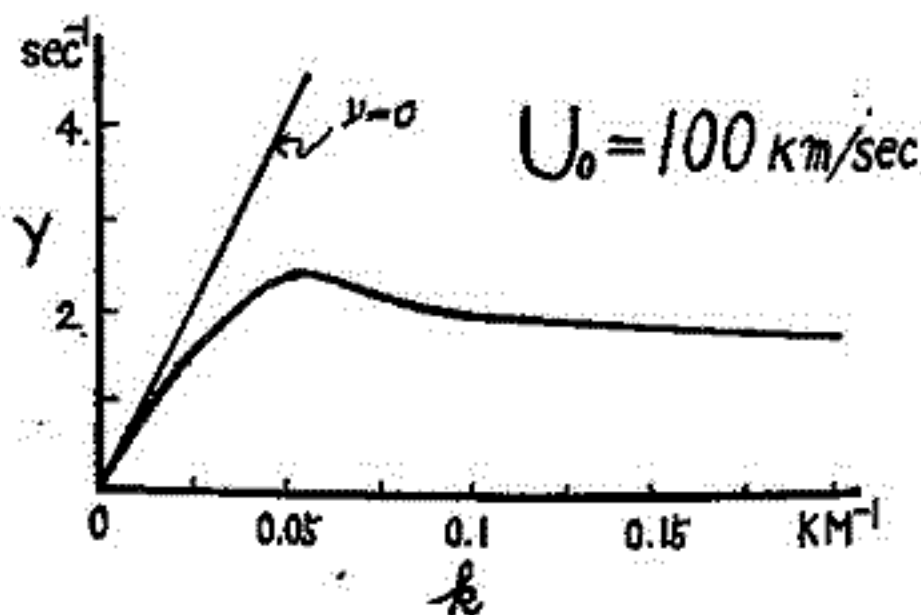
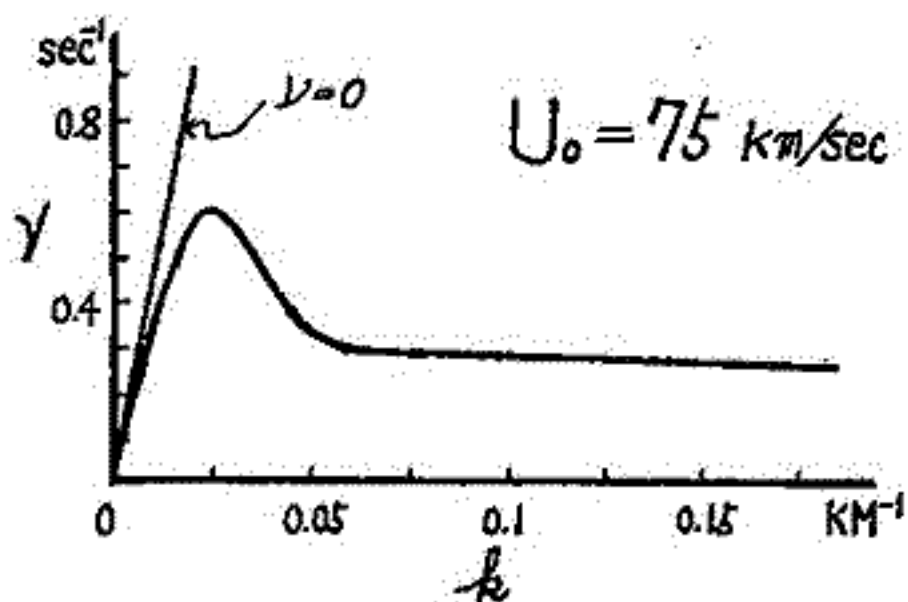
$$\{[\omega^2 - k^2(U_0^2 - V_A^2)]^2 + 4k^2\omega^2 U_0^2\} [\omega^2 - k^2(U_0^2 - V_A^2)] + 2\nu\omega k^2 U_0^2 [\omega^2 + k^2(U_0^2 - V_A^2)] = 0$$

但し

- $U_0 = U_{01} = U_{02}$  : plasma の flow velocity
- $V_A = V_{A1} = V_{A2} = \sqrt{B_0^2 / 4\pi\rho_0}$  : Alfvén velocity
- $B_0 = B_{01} = B_{02}$  : magnetic field の intensity
- $\rho_0 = \rho_{01} = \rho_{02}$  : plasma density
- $\nu = R_{Li}^2 \Omega_{Li}$  (  $R_{Li}$  : ion Larmor radius,  $\Omega_{Li}$  : ion Larmor frequency )



$B_0 = 20 \gamma$ ,  $N_0$  (number density) =  $50 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_0$  (temperature) =  $5 \times 10^5 \text{ K}$ ,  $U_0 = 75 \text{ km/sec}$ ;  $100 \text{ km/sec}$  の場合  $\gamma - k$  の図は以下の通りである。



同様に、圧縮性の場合、Hall 電流の効果も考慮した場合についても論じる。

# 十市 勉 東大 理

(1) はじめに

磁気圏尾プラズマ・シートの運動 (flapping motion) の原因とその機構を明らかにすることは、太陽風と地球磁気圏の相互作用の物理過程を理解する上で重要な情報を与える。また、プラズマ・シートの振動の研究は、太陽風中の変動に対して磁気圏が示す固有性を知る上でも興味ある問題である。

(2) Distant Tail ( $X = -60R_E$ ) と Near Tail ( $X = -30R_E$ ) でのプラズマ・シートの運動の例 (図参照)

(3) 惑星間の状態との関係

惑星間磁場の強度が大きく、かつ  $B_y, B_z$  成分の変動が大きい時、磁気圏を大きく揺り動かすエネルギー源になる。このおきな領域は、惑星間の構造と密接に結びついていることが分る。

(4) 磁気圏サブストームとの関係

振動は、サブストームの early phase に顕著に励起され、sharp motion は recovery phase に起こりやすい。

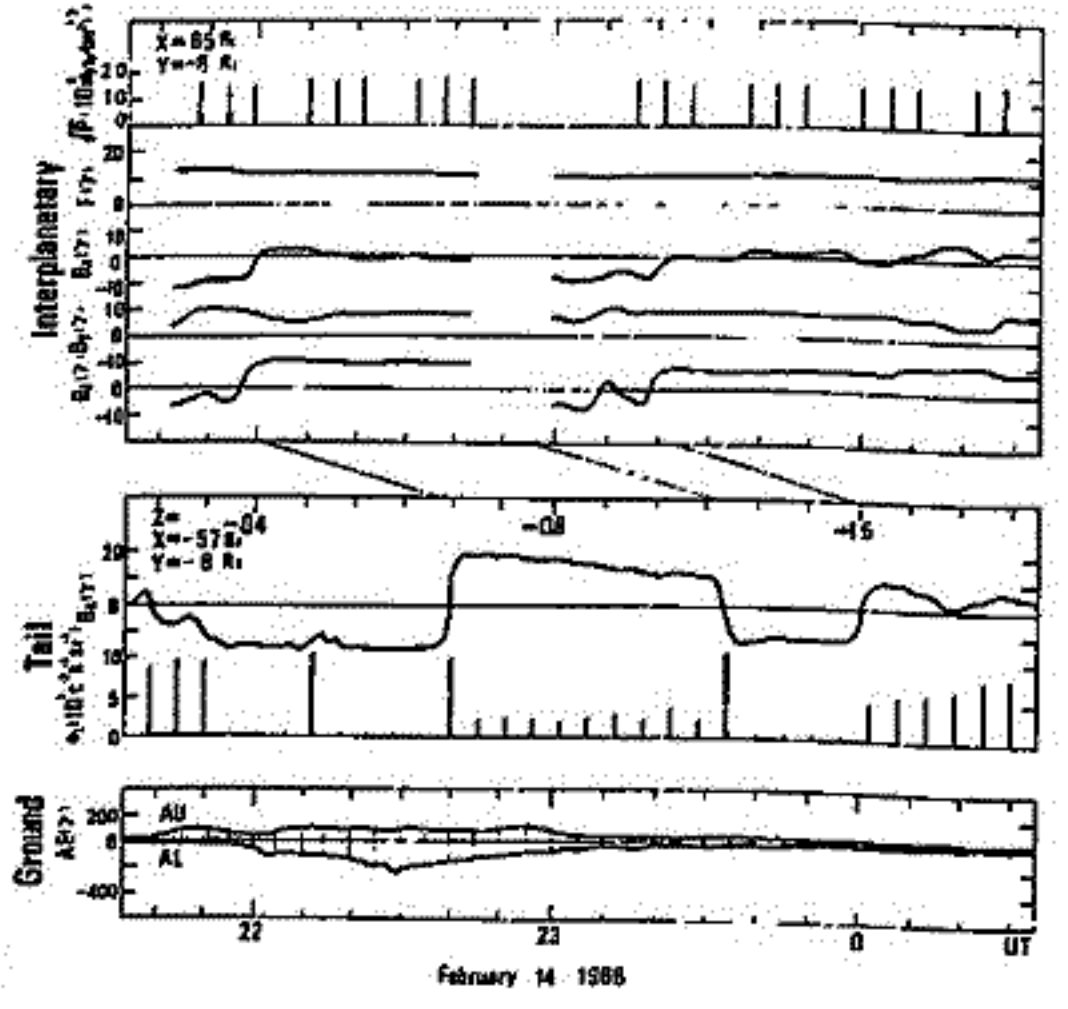
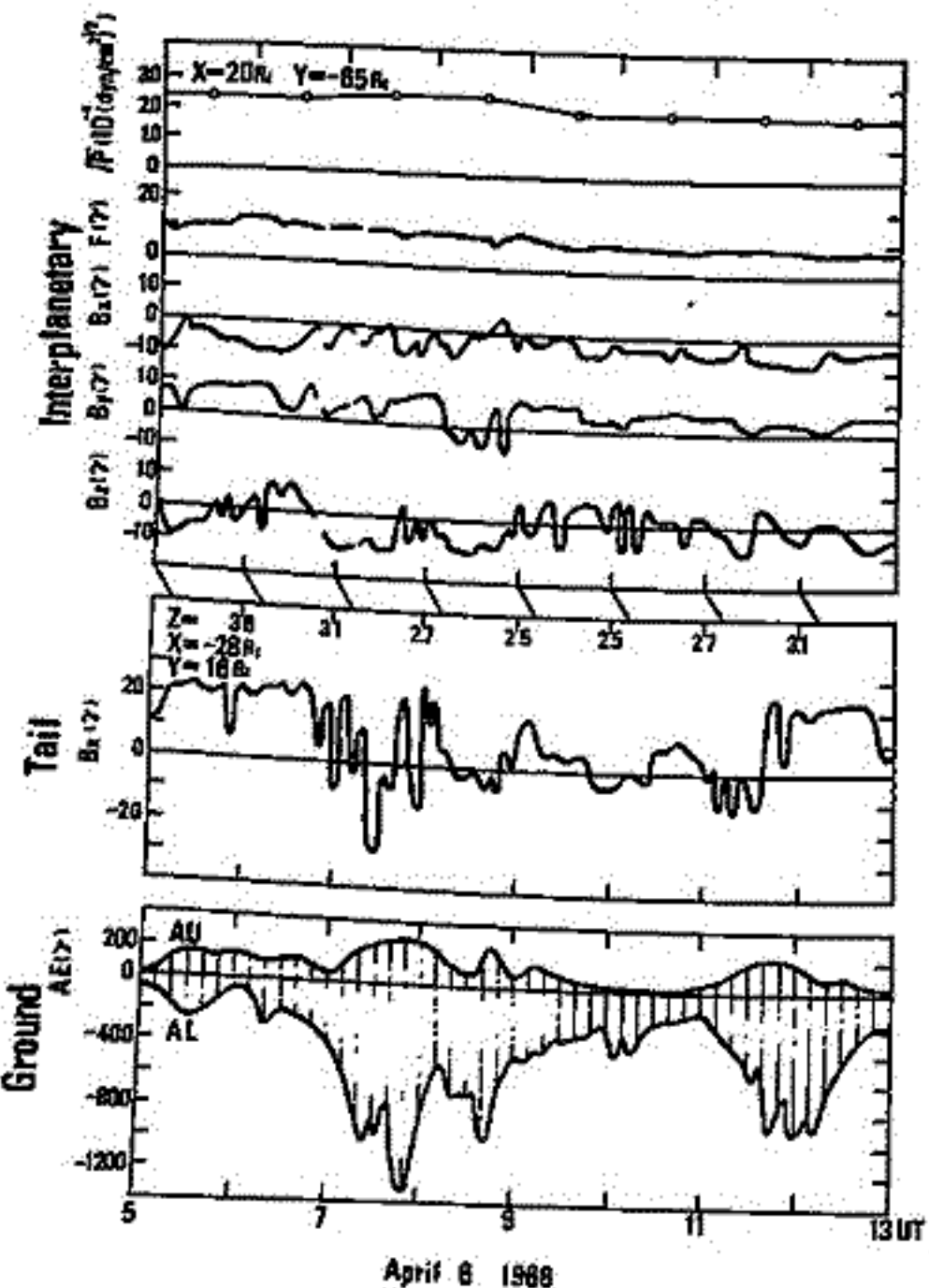
(5) プラズマ・シートの multi-satellite による観測例

flapping motion が太陽風と共に、地球後方に伝わって行く。

(6) プラズマ・シートの振動の固有性 (略)

(7) モデル

惑星間磁場強度と変動が大きく、かつ、磁気圏磁場とリコネクションした時、磁気圏尾部は、大きく揺り動かされる。



十市 勉, 宮崎 光雄  
東大 理

(1) はじめに

磁気圏尾部の固有振動については、これまで、いくつかの報告がなされ、理論的研究も行われているが、まだ、明確な観測結果は出されていない。ここでは、Explorer 34 ( $\chi=30^\circ$ ) によって観測されたプラズマ・シートの大振中の振動例について、power spectra を計算し、磁気圏尾部の固有周期性を調べた。

(2) 例

下図に示すように、周期が  $\sim 200$  秒と  $\sim 500$  秒のところに顕著なピークを示す。長周期成分は、プラズマ・シートの大振中の *flapping motion* に対応し、短周期成分は、それに重なっている変動と考えられる。

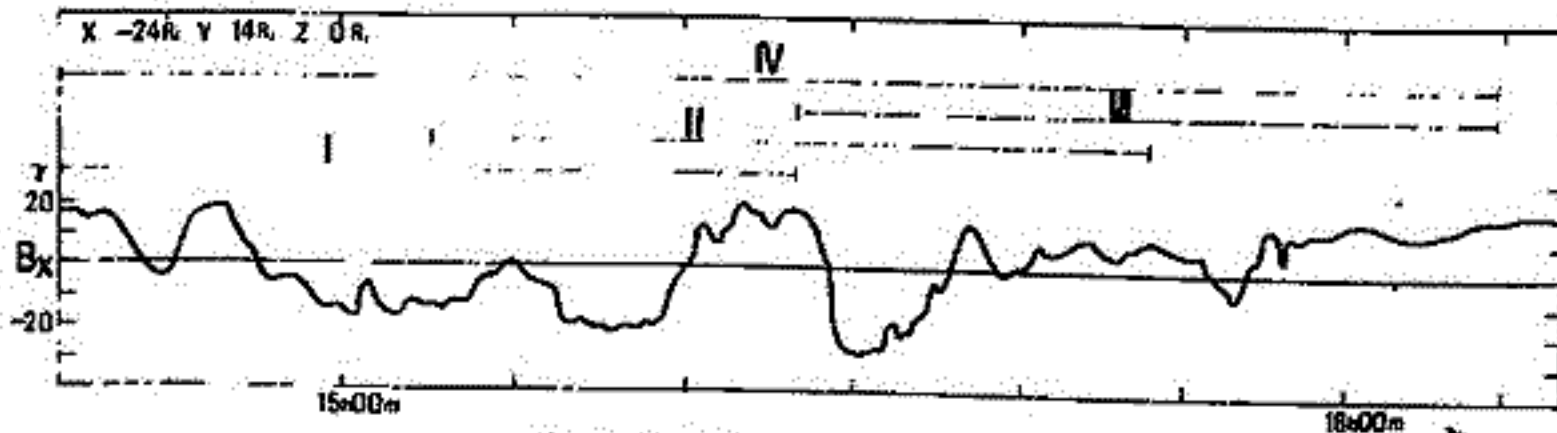
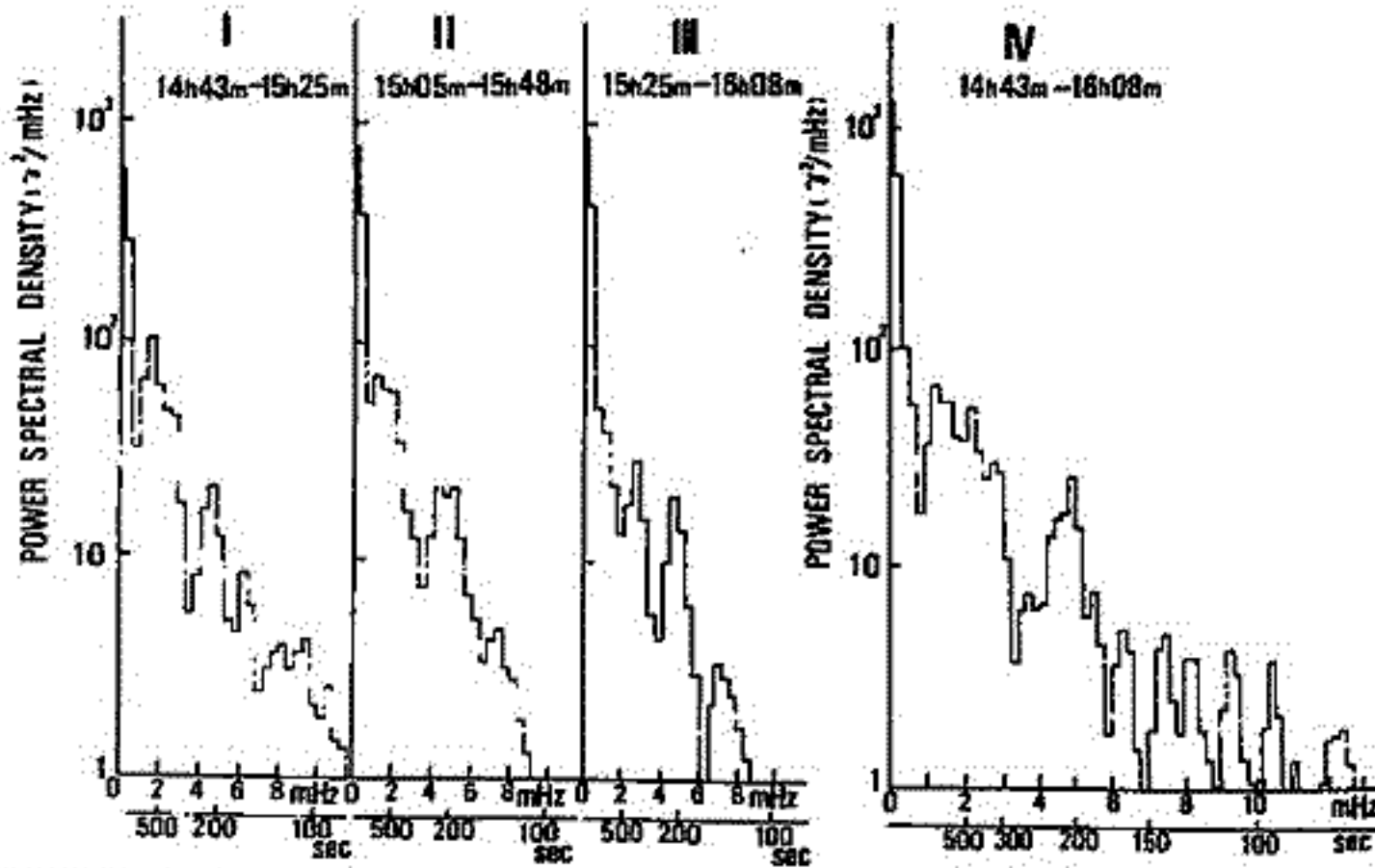
(3) 統計結果

振動を示す 16 例の power spectral density を規格化して重ね合せた結果でも、上記の 2 つの固有周期が存在することが分った。

(4) 極冠域での長周期地磁気脈動との関係

惑星間磁場による磁気圏尾の振動が励起されている時、周期、継続時間とも、ほぼ同じの脈動が、極冠域で観測された。しかし、一般には、惑星間が乱れている時は、極冠域での磁場変動も大きいため、常に、1対1の対応をつけるのは難しいと思われる。

April 5 1968



April 5 1968

A. Nishida and N. Nagayama

(Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo.)

It is now generally agreed that the expansion of the substorm represents the earthward collapse of the tail field lines that are extended further during the growth phase. It is yet to be found, however, how the transition from the growth phase to the expansive phase takes place and how the mechanism of the particle acceleration starts to operate.

As a step to clarify the above, we are conducting a synoptic examination of the behaviour of the magnetotail during the substorm over the distance of 8 to 80  $R_E$  combining the magnetometer data of Explorer 28, 33, 34, 35 and OGO 5. The onset time of the expansion phase is determined by low-latitude, nightside magnetograms by reading the onset time of the low-latitude positive bay. Relatively isolated substorms during moderately disturbed intervals constitute the majority of the data set.

The result of the analysis indicates that the magnetotail can be divided into (at least) three regions by its behaviour at the expansion phase. (GSM coordinate system will be used in the following.)

- (1) Low-latitude, between the radial distance of  $8 \sim 10 R_E$ . In this region the increase in  $B_z$  is seen with the expansion onset on the ground.  $B_x$  either increases slightly or changes little. The field magnitude  $B$  increases.
- (2) Low-latitude,  $\approx 20 R_E$ . In this region the decrease in  $B_z$  is seen to start slightly ( $\sim 10$  minutes) before the expansion onset on the ground. Then  $B_z$  reaches the southward range at or soon after ( $\sim 10$  minutes) the expansion<sup>2</sup> onset, and remains southward for 30 minutes to 1 hour. The magnitude of the southward  $B_z$  at the maximum can reach  $\sim 10$  gammas.  $B_x$  is either irregular or slightly<sup>2</sup> increasing.
- (3) Lobe region,  $8 \sim 80 R_E$ . In this region the expansion onset corresponds to the start of the increase in  $B_z$  and the decrease in  $B_x$ . The field magnitude  $B$  decreases.

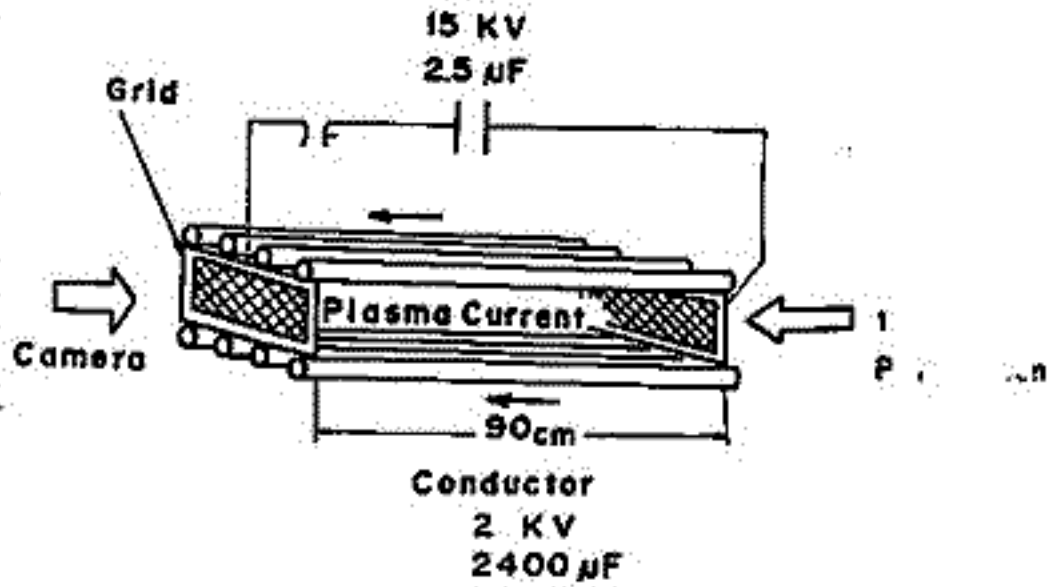
Notably, the above features (1) through (3) are recognized both in the dawn and dusk parts of the tail; the LT dependence is slight, if present at all. The feature (2) when combined with (1) gives strong indication that a neutral line is formed somewhere between 10 to 20  $R_E$  at the onset of the expansion phase.

As a process to produce the neutral line, the following may be suggested as a possibility. During the substorm the convection in the magnetotail may be the superposition of the two modes of the flow. The first is the anti-earthward flow associated with the deformation of the magnetotail to a more extended form, and the second is the earthward flow under the conventional dawn-to-dusk electric field. If the first dominates the second in the distant tail while the opposite is the case in the near tail, the rarefaction is caused in the intermediate region and the magnetic neutral line could be produced.



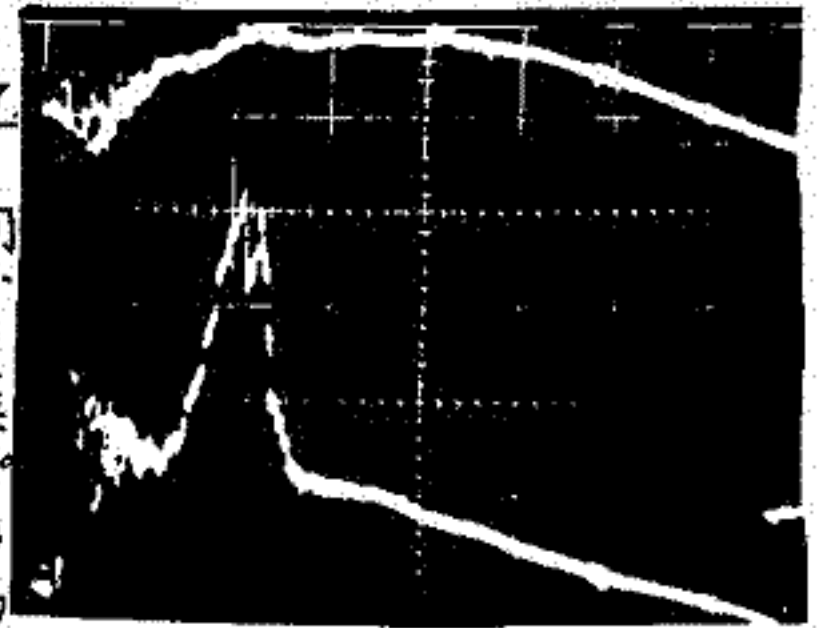
河島信樹, 大教修哉, 岡村昇一  
東大 宇宙研

既に Neutral Sheet のモデル実験として比較的 Collision の多い領域で Resistive Tearing Mode Instability が起これる事と以前に報告した。実際の Neutral Sheet ではプラスマは Collision-free の状態であるので今回はこれを Simulate する実験を行って形成される Neutral Sheet の安定性を調べた。

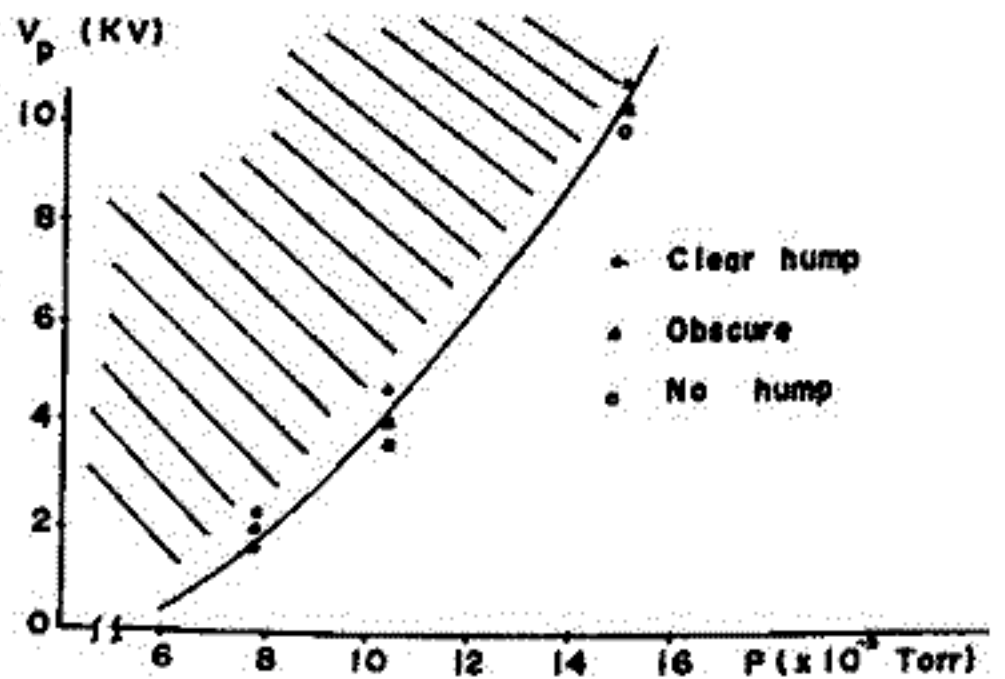


[才一回] 実験装置のブロック・ダイアグラム

才一回に実験装置の Block Diagram を示した。上下四本の Conductors に同方向に準定常電流を流し (Quadrupole 型磁場を作る。この磁場の中心 Neutral Point 附近にプラスマを鏡で作られたプラスマ (Collision-free) を入射し。才一回中グリッド電極間に立ち上りの速い電流をプラスマ中に流して Neutral Sheet を作る。才二回にはプラスマ中に流れる電流及びグリッド間の電圧の時間変化を示す。放電後約  $1.5 \mu\text{sec}$  のグリッド間の電圧の急激な上昇を観測される。この異常な電圧 hump は才三回に示した様に、プラスマ密度は下げてより Collision-free にすると共に、又プラスマ電流を上げると共に、又 Neutral Point を形成する準定常磁場を強くと弱くと共に現われ易くなり、又その hump の高とも高くなる。これより Neutral Sheet の異常な抵抗上昇に対応し、最初に蓄えられた電源エネルギーの約 20% 以上をここで dissipate されている。その結果、X線放射を観測されそのエネルギー分布から算出した電子温度は約 10 KeV 又質量分析器でイオン温度を測定すると約 600 eV に達してより Neutral Sheet で dissipate された電流 out してエネルギーが変換され本来的である。



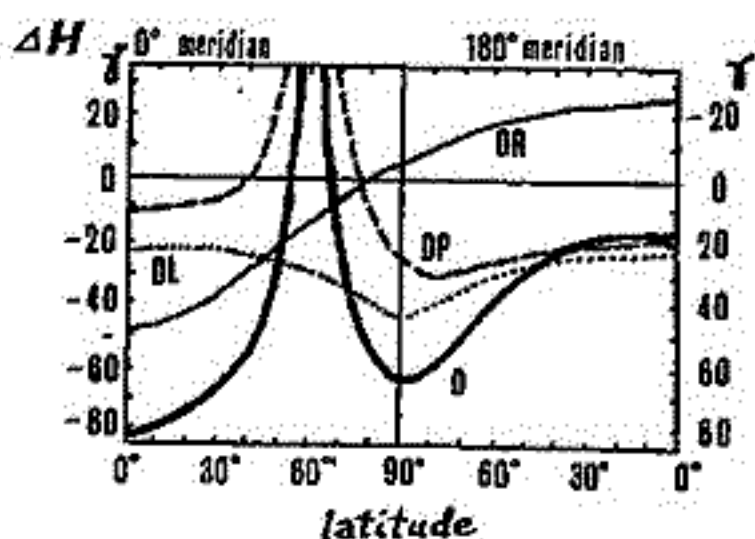
[才二回] 上: プラスマ電流  
下: グリッド間電圧降下  
Sweep  $1 \mu\text{s}/\text{div.}$



[才三回] 異常な電圧 hump の出現のプラスマ電流  
励起電圧及びプラスマ密度と変化との Back ground  
pressure 依存性。斜線部は hump の出現する。

福島直・上出洋介  
東京大学理学部

磁気嵐に際して中低緯度地域において観測される地磁気水平分力の減少が経度に依存するという事実を説明するために、ring currentのlongitudinal asymmetryが考えられ、auroral electrojet, field-aligned currentとつながるpartial ring currentがsymmetric ring currentに重畳しているとの考えがなされてきた。筆者もpartial ring currentを含めてring currentの変動を表現するためのDR-indicesを提唱したりした。今回はpartial ring currentが中低緯度地域に及ぼす影響を再検討した結果、partial ring currentの考え方に修正を要するとの結論を得たことについて述べる。



いま簡単なpartial ring current systemのモデルとして、赤道面上4REのところで $2 \times 10^6$  amp.の電流が西向きに経度 $90^\circ$ から $-90^\circ$ にかけて経度中 $180^\circ$ にわたって流れ、南北両半球にfield-aligned currentとして各 $10^6$  amp.が流れ、高緯度電離層中では東向き集中電流となっているモデルを考えると、 $0^\circ$ - $180^\circ$  meridianにおける $\Delta H$ の分布は右上図に示すようになっている。この図では全体の電流が及ぼす影響をDと記し、それを

1. 赤道面上のpartial ring currentによる影響 (DR),
2. Partial ring currentの両端から出入りするfield-aligned currentによる影響 (DL),
3. 高緯度電離層中を東向きに流れる集中電流の影響 (DP)

に分けて示してある。赤道付近で $\Delta H$ のlongitudinal asymmetryに最も利いているのはDLで約45γ、次いでDPが約30γの影響を及ぼし、DRは約22γで最も利き方が少ない。従ってpartial ring current systemが低緯度地域に及ぼす $\Delta H$ のlongitudinal asymmetryに及ぼす効果は、赤道面でのpartial ring currentとして電流が流れることよりも、field-aligned currentが地球磁力線に沿って曲線電流として電離層に出入することの方がずっと大きな影響を持っているのである。DPについては、右上図は最大の影響を与える場合を示したものであり、field-aligned currentとして高緯度電離層に入りこむ電流の大部分が流入点から電離層中にひらぎって流れ、流出点に向って集まってfield-aligned currentとして流れ出る場合には、DPによる中低緯度 $\Delta H$  longitudinal asymmetryは図示したものよりもずっと小さいものとなる。

先に本学会、昭和46年6月、講演1-21において、field-aligned currentがある子午面が高緯度電離層に流入し、 $180^\circ$ 経度がはなれた子午面から再びfield-aligned currentとして流入する場合には、これらの電流系が地球表面に及ぼす地球磁場変化を等価電流系で示すと、中緯度にvortex centreを有するtwin-vortex (南北各半球において) となることが発表されている。この場合磁気赤道面においてfield-aligned currentをpartial ring currentで結ぶと、等価電流系は中低緯度でzonal componentが卓越するようになるが、 $\Delta H$ のlongitudinal asymmetryはほぼ変わらない。

DR-indicesの物理的意味づけにおいては、partial equatorial ringよりもむしろfield-aligned currentの影響が強くと現われていることを強調しなければならぬ。

単色波で、有限振幅の Electrostatic Wave に よつて捕獲された粒子 (Trapped Particles) が ある様々、プラズマ中の電磁波 (Whistler 波, Alfvén 波, イオンプロトン波 など) に対しては、波の磁場とある位相関係にある粒子 (Magnetically Trapped Particles) が存在する。この粒子が、大振幅波の非線形現象 (掃蕩振動, Trapped Particle 不安定 など) に重要な役割を演ずる。一方、プラズマの乱流状態では (特に、Electromagnetic wave が 強く、Weibel 不安定, Whistler 不安定による乱れ) のような波長、周波数の波が \$k < k\_L\$ 程度までと考へられる。この乱流状態の理解の一歩として、2つの波の中で粒子軌道を解析することは重要である。

一様な磁場 \$B\_0 \vec{e}\_z\$ に平行に伝播する 2つの Whistler 波 (以下波 1, 2 と呼ぶ) の中で、電子の運動を考へる。波の電磁場は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \vec{E}(z,t) = E_1 [\vec{e}_x \sin(k_1 z - \omega_1 t) + \vec{e}_y \cos(k_1 z - \omega_1 t)], & (1) \\ \vec{B}(z,t) = B_1 [\vec{e}_x \cos(k_1 z - \omega_1 t) - \vec{e}_y \sin(k_1 z - \omega_1 t)], & (2) \end{cases}$$

ここで \$i=1, 2\$ は波 1 と波 2 を対応する。波 1 に捕獲されている粒子の小さな \$m\$ をみつけるために、波 1 の位相速度で動く系で考へ、速度空間での円柱座標 \$(v\_\perp, \psi, v\_\parallel)\$ を導入すると、電子の運動方程式は、次式で与えられる。

$$d v_\parallel / dt = -\Omega_1 v_\parallel \sin(k_1 z + \psi) - \Omega_2 (v_\parallel + \omega_1/k_1 - \omega_2/k_2) \sin(k_2 z - \omega_2 t + \psi + \phi), \quad (3)$$

$$d v_\perp / dt = \Omega_1 v_\perp \{ \sin(k_1 z + \psi) + (B_2/B_1) \sin(k_2 z - \omega_2 t + \psi + \phi) \}, \quad (4)$$

$$d \psi / dt = \Omega_0 - (\Omega_1 v_\perp / v_\perp) \cos(k_1 z + \psi) - (\Omega_2 / v_\perp) (v_\parallel + \omega_1/k_1 - \omega_2/k_2) \times \cos(k_2 z - \omega_2 t + \psi + \phi), \quad (5)$$

ここで \$m\$ は、波 1 と 2 の初期位相差で、\$\Omega\_0 = eB\_0/mc\$, \$\Omega\_1 = eB\_1/mc\$, \$\Omega\_2 = eB\_2/mc\$, \$\delta = 1 - (\omega\_1/k\_1) / (\omega\_2/k\_2)\$ とある。\$v\_\perp \ge v\_{th}\$ をもつて \$z\$ の方向に移動する粒子に注目すると (4)(5) 式から次式が与えられる。

$$d^2 \zeta / d t^2 = \Omega_1 k_1 v_\perp \{ \sin \zeta + (B_2/B_1) \sin(R_2 \zeta / k_1 + \theta(t)) \}, \quad (6)$$

ここで \$\zeta = k\_1 z + \psi\$ は \$\vec{v}\_\perp\$ と wave vector \$\vec{B}\_1\$ のなす角で \$\theta(t) = (1 - k\_2/k\_1) \psi(t) - \omega\_2 \delta t + \phi\$ とある。波 2 の波数 \$k\_2\$ は (3) 式 (6) 式は、位相 \$\zeta\$ が \$\zeta = \pi\$ のとき \$\omega\_{B1} = (\Omega\_1 k\_1 v\_\perp)^{1/2}\$ の bounce 周波数で振動することを示す。(Magnetically Trapped Particle) 時間 \$t\$ から次式で与えられる新しい変数 \$z\$ に変換すると、(2) 式は、(2) 式は、次式になる。

$$d^2 \zeta' / d \tau^2 + (a - b \cos 2\tau) \zeta' = b' \sin 2\tau, \quad (7)$$

ここで \$\zeta' = \zeta - \pi\$ と、波 2 の波数 \$k\_2\$ と波 1 の波数 \$k\_1\$ の比を示し、この \$k\_2/k\_1\$ と仮定される。\$a = 4(\omega\_{B1}/\omega\_{AC})^2\$, \$b = 4(\omega\_{B2}/\omega\_{AC})^2\$, \$b' = k\_2 b / k\_1\$, \$\omega\_{AC} = \omega\_2 \delta - (1 - k\_2/k\_1) \Omega\_0 = \Delta\omega - \Delta k v\_{res}\$, (\$\Delta k = k\_2 - k\_1\$, \$\Delta\omega = \omega\_2 - \omega\_1\$, \$v\_{res} = (\omega\_2 - \omega\_1)/k\_1\$), \$\omega\_{B2} = (\Omega\_2 k\_2 v\_\perp)^{1/2}\$。(7) 式は driving force を含む Mathieu 方程式である。(i) \$a \gg 1\$, \$a \ge b\$ (ii) \$a = n^2\$ (\$n=1, 2, \dots\$) の場合は、波 1 に捕獲された粒子が untrapped 粒子になる可能性がある。(iii) この種の粒子は \$v\_\perp > v\_{th}\$ で捕獲される \$v\_{th} = \{ \omega\_2 \delta - (1 - k\_2/k\_1) \Omega\_0 \}^{1/2} / 4\Omega\_1 k\_1\$ と与えられる。

次に \$v\_\perp \gg v\_{th}\$ の粒子の内、本プラズマの境界に存在する粒子は、(i) 粒子的 弱い波 2 の波の影響で untrapped particle になる。又、2つの波の振幅が同じ程度になると、この 2つの波の本プラズマ (時間的に変化) を大きく周回振動になり、乱れた状態では (有限振幅の波が多数が位相速度が \$v\_\perp\$ に近いとき)、波の本プラズマを波の方向から捕獲して \$v\_\perp < v\_{th}\$ になる。この Detrapping 効果の目安としては、\$\omega\_{AC}\$ と \$\omega\_{B1}\$ の大小関係がある。\$\omega\_{AC} \gg \omega\_{B1}\$ の場合は、\$\omega \sim \Omega\_0/2\$ の程度の Whistler 波に限定される。\$\Delta k/k\_1 \ll \sqrt{\epsilon}\$ (\$\epsilon = B\_1/B\_0\$) とする左辺は乱れのスワクトルの本質であり、右辺は波の振幅を示す。従って、どの程度乱れのスワクトルが狭くて、各モードの振幅が同じ程度ならば、Detrapping の効果が重要になる。

最後に、波 2 の波が磁場と平行に伝播する Electrostatic wave の場合にも (7) 式と同様の式が導かれる。これは、大振幅 Whistler 波の安定性の問題と関係あり。実際 Electrostatic 波振動に対して Whistler 波が不安定になることが言われており、この原因は Electrostatic wave による Trapped Particle Detrapping の影響であると考えられる。

(\*) \$\frac{v\_\perp}{v\_{th}} \ll 1\$ を仮定した。  
(文献)

(1) P. K. Kaw and W. L. Krueer, Phys. Fluids 14 (1971) 190.  
(2) P. J. Padnosso and G. Schmidt, Phys. Fluids 15 (1972) 485.

\* Physics Letters 41A, 1, 75. (1972)



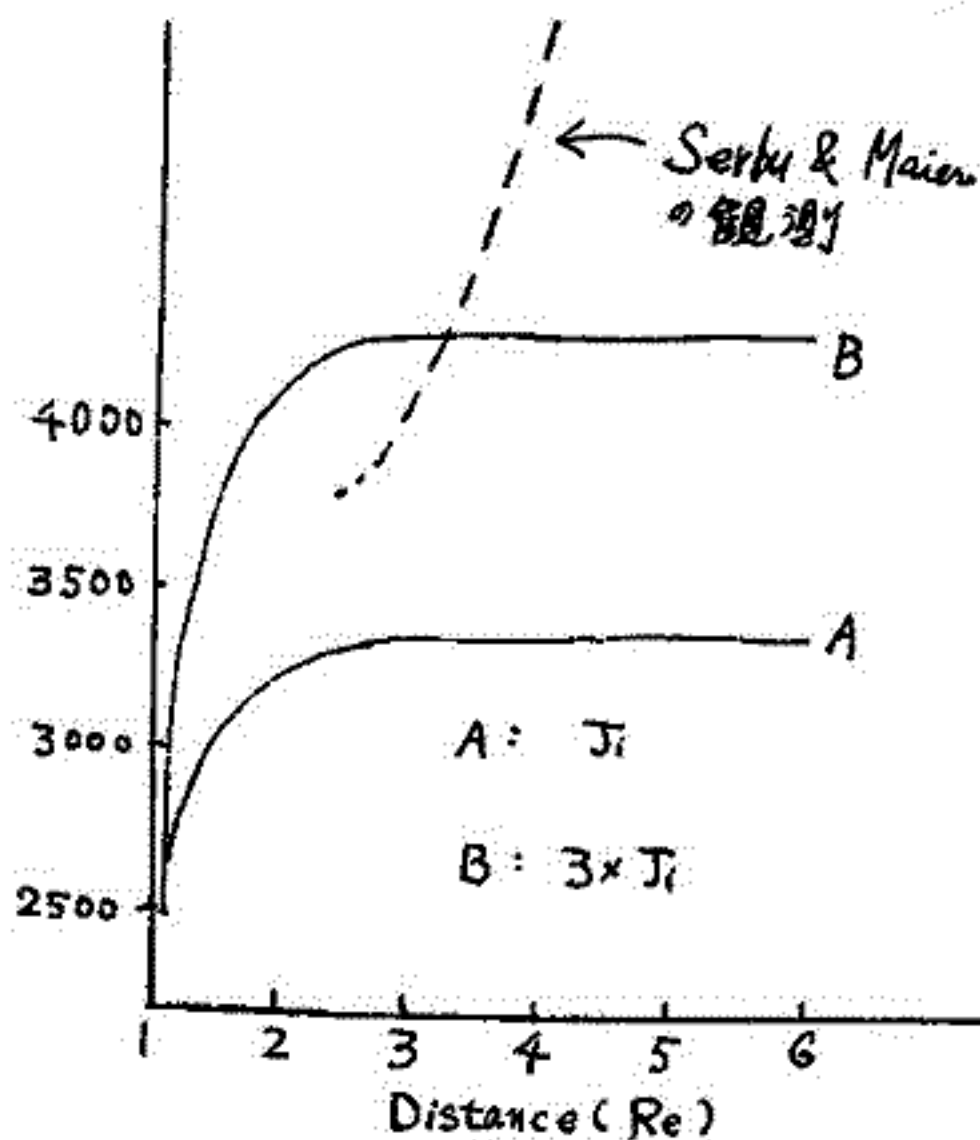
# II-8 電離層起源光電子による磁気圏プラズマの加熱について

森野正朗  
(東北大学)

電離層領域で生成した光電子は磁力線に沿って *Spiral motion* をしなから磁気圏へ *Escape* する。そのフラックスは観測による  $10^8 \sim 10^9 \text{ els/cm}^2 \cdot \text{sec}$  である。ここではこの *Escape photoelectrons* と磁気圏の *Ambient electrons* との *Coulomb Collision* を通して磁気圏へ与えられる *Heat input* を熱源として熱伝導の方程式を解き、磁気圏温度を求めた。計算は  $1000 \text{ km}$  を *Base* としてそれ以上の高度についておこなった。 *Escape flux* としては *Nisbet*<sup>1)</sup> の計算を用い、熱伝導率としては2体衝突の仮定のもとに計算された *Spitzer* の、  $k = 7.7 \times 10^5 T^{5/2} \text{ eV/sec} \cdot \text{cm} \cdot \text{deg}$  を用い、又、熱伝導は磁力線に沿ってのみおこり、温度については  $T_i = T_e$  を仮定した。

計算結果は下図の如くなる。これは赤道面についての温度であり、  $3 \times J_i$  は *Nisbet* のフラックスを3倍したことを示し、これくらいのフラックスは実際存在しうる。これから  $3R_e$  の辺までは *Escape photoelectrons* からの熱源だけで観測をほぼ説明でき、電離層起源光電子は、すくなくとも  $3R_e$  まではかなりの影響を及ぼしていると考えられる。又、  $1000 \text{ km}$  にあける磁力線に沿っての温度勾配をもとめてみると、約  $1^\circ\text{K/km}$  内外であり、これは *Alouette I*<sup>2)</sup> の観測と一致してゐる。

ところで観測によれば、  $3R_e$  以上さらには温度が上昇しているが、これを説明するには *Escape photoelectrons* 以外の *Source* があるのではあるのかも考えられる。しかし、赤道付近にある函数形で *Heat input* を与えれば、赤道面温度は  $3R_e$  以上でも説明できるが、  $1000 \text{ km}$  での温度勾配が非常に大きくなる。つまり、これは観測と矛盾する。従って、赤道面温度を説明するためには、別の *Source* を導入するだけでは十分であり、熱伝導の  $\kappa$  が  $\sim 10^6$ 、すなわち、熱伝導率について再吟味する必要がある。



1) Nisbet J.S., J.A.T.P. 1968  
2) Thomas J. O. et al, Electron density Profiles in Ionosphere and Exosphere, 1966



高橋 忠利  
東北大・理

low energy ( $\sim 10\text{eV}$ ) の電子の振舞は、上部電離圏、プラズマ圏において、その熱構造、エネルギー輸送等に重要な意味をもつ。電離圏から escape した photoelectron の、プラズマ圏での energy loss はプラズマ圏の温度、1000km level での温度勾配等の決定にあずかっている。

これまで photoelectron のプラズマ圏における energy loss は古典的 energy loss の公式と、碰撞場による pitch 角変化のみで扱われてきた。しかし multiple coulomb scattering による energy loss には pitch 角の散乱が必然的にともなうので、energy loss のくわしい評価にはこの点が無視出来ない。例えば電離圏より escape した photoelectron が赤道付近で loss cone 外に散乱されれば、準捕獲状態になってその energy をプラズマ圏内で消費してしまうことが考えられ、一般にプラズマ圏内での energy loss が其後電離圏まで輸送される energy に比して増大する傾向がある。

こうした pitch 角の散乱を考慮に入れ、photoelectron の energy loss が、プラズマ圏、其後電離圏の間でどのように変化するかを、photoelectron の initial energy, L-value 等をパラメータとし、以下の諸点に留意して吟味したい。

- i) pitch 角の diffusion を考慮することにより、プラズマ圏、其後電離圏での energy input がどう変化するか。
- ii) プラズマ圏の low energy electron に対する透過度 (transparency) がどう変化するか。
- iii) 準捕獲状態の supra thermal electron flux への寄与について。

以上の問題を解くにあたっての困難は、photoelectron の程度の energy の粒子は、bouncing time と energy loss time がほぼ comparable であるため、photoelectron の軌道諸量、或は地球磁場のどちらか一方をほぼ一定と見做して解くことが出来ないことにある。今回は大体の傾向をつかむため test particle について、適当な energy loss 毎に、multiple coulomb scattering による角度変化を与えて、十分な energy loss をするまで軌道計算を繰り返す方法を用いた。この test particle の軌道計算から、field line に沿った energy input、其後電離圏へのエネルギー輸送量、準捕獲状態の electron の flux 等を算出する。pitch 角散乱のくりかえしに際してはモンテカルロ法を用いる。pitch 角散乱については散乱角  $\theta$ 、粒子の運動時間  $t$ 、粒子の energy loss time  $\tau$  とし、 $t \ll \tau$  の時、 $\langle \theta^2 \rangle = t/\tau$  とし、 $\theta$  の分布については gauss 近似、 $f(\theta)d\theta \propto \exp(-\theta^2 \cdot \tau/t) \cdot \theta d\theta$  を用い、electron, proton による散乱を考慮する。

# II-10 グリッドによる電子プラズマ波の送信受信特性

中村正治 中村良治 伊藤富道  
東大宇宙研

はじめに EXOS-A では極域上層での *electron plasma wave* と *ion acoustic wave* の  $\omega$  と  $k$  の測定が予定されています。このような *plasma wave detector* の開発上の問題点のひとつのところにあります。まず始めの段階として、*plasma* 中の電磁波を cut するため *Faraday cup* を用い、その指向性を調べました。さらに *Faraday cup* の  $\omega = \omega_p$  に wave が遷した時は平面波と考えるとよいか、受信・送信の相互定理が成り立つとして、簡単な境界条件で理論的計算結果と一致するかを検討するにため円板状グリッドによる送信の指向性についても調べました。

**基礎方程式** 受信特性については境界条件を入れて計算するのが大変むずかしい目的、送信特性についてのみ計算しました。送信特性については、ここで得られた結果と実験の結果とは大体の一致がみられるので、受信特性も境界条件が計算に入れられれば、同じよう解けると思われる。

運動方程式  $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -q\vec{E} - \frac{\partial T_e}{\partial n} \nabla n$

連続の式  $\frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \text{div} \vec{v} = 0$

Poissonの式  $\text{div} \vec{E} = 4\pi C n_1 + 4\pi f_{ex}$

これらと組み合わせて  $n$  についてみると

$$\Delta n + k^2 n_1 = -\frac{1}{\lambda_D} n_{ex}$$

この解は  $n_1 = -\frac{1}{4\pi \lambda_D} \int \frac{n_{ex}(r') e^{-ik|r-r'|}}{|r-r'|} dV'$

ここで source を円板として、(円板の半径)  $\ll$  (観測点までの距離) と仮定すると

$$n_1 = \frac{\sigma a^2 e^{-ikR}}{2\lambda_D R \cdot k \sin \theta} \cdot J_1(ka \sin \theta)$$

これを種々のパラメーターについて計算して送信特性を求めた。

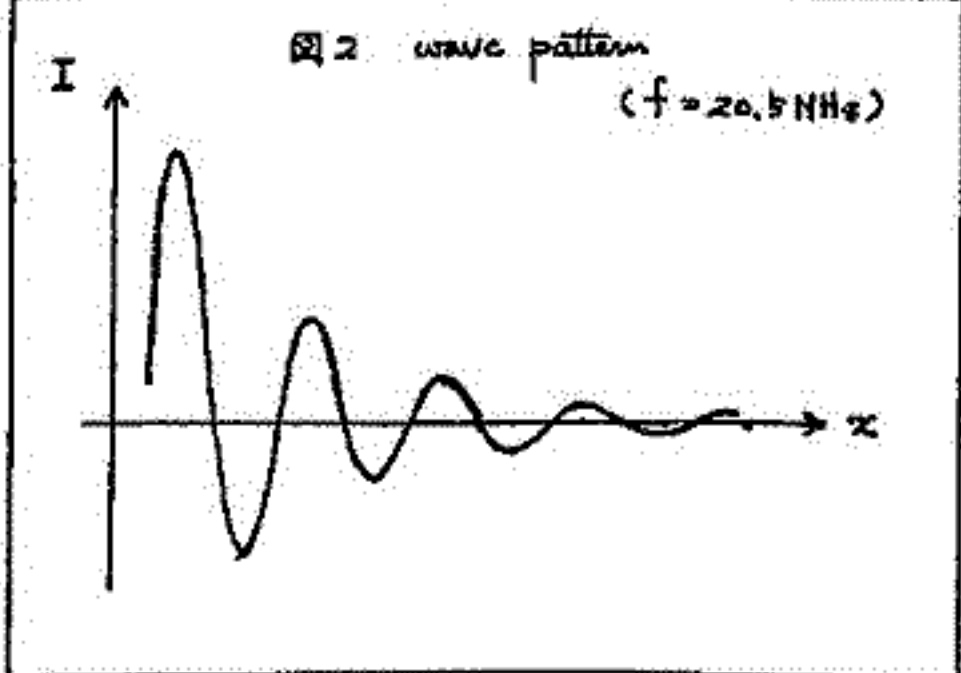
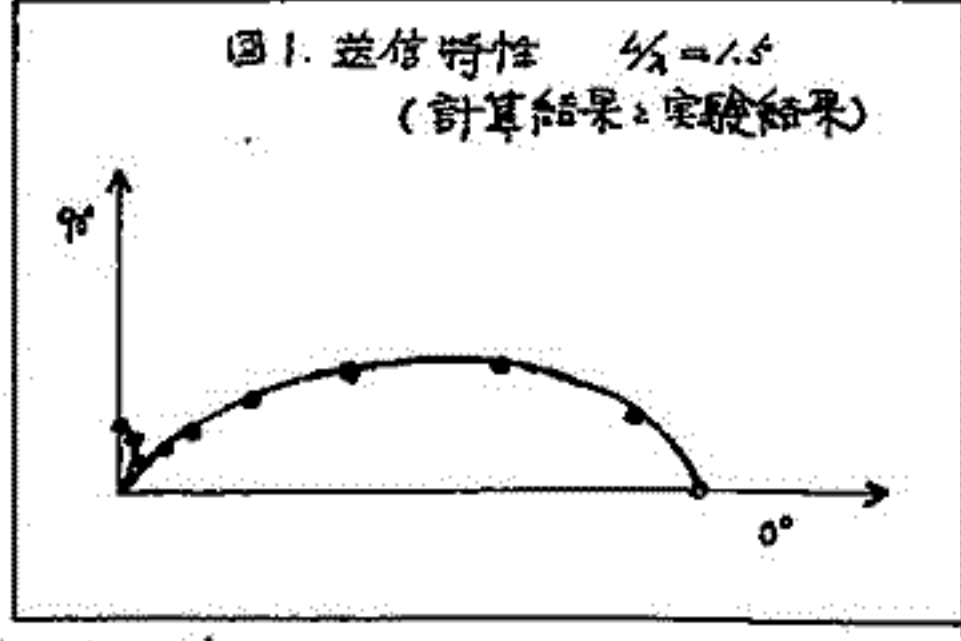
**実験結果** 実験は大型スペースシャッター Ar ガスを用い、前方に放電してある Tロートプラズマを源として、プラズマを発生させ、ガス圧  $10^{-4}$  Torr で、ボーム・Tロス型分散関係を用いて *electron plasma wave* を用いて行った。

測定された wave pattern は図2の様なので、電磁波はほとんど cut されている。円板グリッドの送信特性は図1に示してあるように上の計算結果とよく一致している。さらにパラメーターを変えた時の結果もかなりの一致が得られた。*Faraday cup* による受信特性は送信特性ほど顕著な方向性を示さず、これは *Faraday cup* の shield による境界条件の効果の方が大きいためで、 $k$  が大きくなるにつれて方向性も強くなる傾向がある。

参考文献

T. Kawabe et al. Phys. Rev. Lett. 28, 889 (1972)

K. Itoh et al. Radio Sci. 5, 611 (1970)



麻生武彦 大塚 寛  
京都大学工学部電離層研究施設

序 電離層探測に用いられるインペーダンスプローブの中で主としてイオンを測定対象とする低周波VLF帯(1~15kHz)インペーダンスプローブは低域ハイブリッド共鳴(LHR)周波数でのインペーダンスの共鳴の検出を第一の目的とするが、これは従来の言われているように抽れの制限を受け一般には困難であるとされる。これは先ずオービクルプラズマに対し2層の浮動電位にある場合、この間の周波数帯ではそれぞれに形成されるイオンシース領域の阻抗分が卓越して共鳴が明確に検出されることが、第一に電子イオンの中核種との衝突周波数の動作角周波数と comparable になって共鳴が damp してしまうことによると考えられる。そこでこの問題を定量的に明らかにするために、簡単なモデルをたて種々のプラズマ条件に対してVLF帯インペーダンスの計算を行い実際の測定に於ける問題を把握する。

モデルと式 半径  $r$  の円筒プローブに対して、簡単なため通常は次のように、その外側をシース領域と一様プラズマ領域に分けそれぞれの領域の電子インペーダンスが全体のインペーダンスを計算する。先ずシース領域では電離層プラズマを考慮する場合、荷電粒子のラーマ半径と平均自由行程がシースのデバイ長さより十分大きいことが、磁場と衝突の効果は無視できる。従ってプローブの電位が  $V_p = V_0 (< 0)$  である時シースコンダクタンス  $G_s$  はラングミュアの式から次のように表わされる。

$$G_s = \partial I_p / \partial V_p |_{V_p = V_0} \approx I_{sc} \exp(V_0 / V_e) / V_e \quad (I_p: \text{プローブ電流}; I_{sc}: \text{電子飽和電流}; V_e: \text{電子温度})$$

ここに並列に入る容量  $C_s$  は Grand (1965) 等によると

$$C_s = \partial Q_p / \partial V_p |_{V_p = V_0} = A \epsilon_0 r / \lambda_D \quad (A: \text{プローブ表面積}; \lambda_D: \text{デバイ長さ}; \epsilon_0: \text{真空誘電率})$$

ここでこの2つの超越方程式の解として得られる。

$$1 + 4\gamma_0 / x_0^2 = (1 - \frac{2}{x_0}) \exp(2/x_0) \quad (\gamma_0 = V_0 / V_e; x_0 = r / \lambda_D)$$

更にこの時のシースの厚さ  $s$  は次式で与えられる。

$$s = x_0 \exp(x_0) \quad (x_0 = (r+s) / \lambda_D)$$

次にプラズマ領域は、冷たい磁化プラズマに対する Balmain の結果を用いて  $a \ll l$  とするとプローブが外部磁場と角度  $\theta$  をなす場合、その容量  $C_p$  は次のように与えられる。

$$C_p = 2\pi \epsilon_0 l S \sqrt{F} / \alpha \ln \frac{F+1}{F-1} \quad (\alpha^2 = S/p; F = \alpha^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta; S, p \text{ は Stix の記号})$$

$$P = 1 - \sum_k \frac{\pi n_k^2}{\omega^2 (1 - j\nu_k/\omega)}, \quad S = 1 - \sum_k \frac{\pi n_k^2 \omega_k^2 (1 - j\nu_k/\omega)}{(1 - j\nu_k/\omega)^2 - \Omega_k^2/\omega^2} \quad (\pi n_k, \Omega_k, \nu_k: k \text{ 番目の粒子のプラズマ周波数, 回旋周波数, 衝突周波数})$$

以上の式を用いて円筒プローブのVLF帯に於けるアドミタンス特性をプラズマ諸量からプローブの電位をパラメータとして計算する。

検討 計算はイオンを一種類  $Ar^+$  として先行して行うが、先に上記の式を用いて多少検討を加える。先ずLHR角周波数  $\omega_{LH}$  は UHR と同じ  $S \rightarrow 0$  とする周波数でこの時プラズマ領域のインペーダンスは極大となるが、これは次式で与えられる。例として電子密度  $1.85 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$$\omega_{LH}^2 = \frac{\pi n_e^2 \Omega_e^2}{(\Omega_e^2 + \pi n_e^2)} \quad (S=1)$$

外部磁場  $0.42 \text{ gauss}$  の場合  $\omega_{LH} / 2\pi = 4.15 \text{ kHz}$  に相当する。この共鳴は当然電子とイオンの衝突周波数に依存して damp し、特に  $\pi n_e^2 \gg \Omega_e^2, \nu_e \gg \nu_i$  の場合  $\nu_e \ll \omega_{LH}^2 / \Omega_e^2$  であると明確に検出され得ないことが示される。又シース阻抗については、 $V_0$  が負に深くしてゆくと  $G_s$  は exponential に減少しプラズマインペーダンスの变化は抑えられて共鳴が見出されなくなるが、 $G_s$  がある程度小さくなり  $C_s$  が効いてきてシースのインペーダンスがプラズマの共振を全くマスクしてしまうには至らないと考えられる。詳細は講演時に述べる。



# II-12 高周波電界による飛翔体の電位変化と電子密度測定に及ぼす影響

江尻金機  
東大宇宙研

飛翔体による超高層プラズマの電子密度測定には、Langmuir Probe, Impadance Probe, Doppler法等が使われ、それと異なった測定法の相互比較実験も、地上プラズマ発生装置、ロケット (K-9M-29, 35, 38) 等で行われて来た。(京大工・理研・電波研・東大宇宙研他)。結果は、K-9M-38号機の場合を除いて、各測定法共、良く一致した値が得られた。K-9M-38号機の結果は、Impadance Probe と Langmuir Probe の結果は良く一致して、Doppler法と Ionogram の F2 max の電子密度の値は一致して、後者の方が、前者より50%位高い値を得ている。この差異は、各測定法の誤差の範囲を超えている為、その原因として、飛翔体の電位変化によるシース領域の増大、即ち、飛翔体周辺への電子密度減少によるものではないかと考えられる。

ここでは、プラズマ中の物体に高周波電界を印加した場合の、その物体の potential の変動を計算し、併せて、シースの大きさや電子密度分布(空間的)を求めた。

$y = \frac{qV_f}{kTe}$ ,  $y_0 = \frac{qV_{f0}}{kTe}$ ,  $V_{f0} = -\frac{kTe}{q} \ln(-J_{e0}/J_{i0})$ ,  $a = \frac{qV_a}{kTe}$ .  $S$ : 表面積,  $SJ_{e0}$ : 飽和電子電流,  $SJ_{i0}$ : 飽和イオン電流,  $V_a \sin \omega t$ : 印加高周波電圧, 仮定  $\epsilon \ll 2$ ,  $J_i$  - 定,  $J_e = J_{e0} \exp(qV/kTe)$ ,  $V = V_f + V_a \sin \omega t < 0$ .  $V_f$ : 物体の電位

I. 物体の Capacity  $C$  無一定の場合

$$y = Bt - a \sin \omega t - \ln \left\{ \frac{A}{B} (1 - e^{Bt}) + e^{-y_0} \right\}$$

$$t \rightarrow \infty \text{ 時 } y = -\ln \left\{ -\frac{A}{B} I_0(a) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(a) \cos n(\omega t - \pi/2) \right\}$$

where

$A/B = J_{e0}/J_{i0}$ ,  $B = (q/kTe) SJ_{i0}/C$ ,  $I_n$ : 第一種変形ベッセル函数

II. 物体 (飛翔体  $C_1$  と  $\Gamma > \Gamma + C_2$ ) 間には高周波電位を印加した場合,

$$y = Bt - \epsilon a \sin \omega t - \ln \left[ e^{-y_0} + \frac{1 - e^{Bt}}{B} (A_1 I_0(\epsilon a) + A_2 I_0(a - \epsilon a)) \right]$$

$$+ 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left\{ \left( \frac{\sin^2 \theta_{2n}}{B} - \frac{e^{Bt}}{\sqrt{B^2 + 4n^2 \omega^2}} \sin(2n\omega t + \theta_{2n}) \right) (A_1 I_{2n}(\epsilon a) + A_2 I_{2n}(a - \epsilon a)) \right.$$

$$\left. - \left( \frac{\cos^2 \theta_{2n-1}}{(2n-1)\omega} - \frac{e^{Bt}}{\sqrt{B^2 + (2n-1)^2 \omega^2}} \cos((2n-1)\omega t + \theta_{2n-1}) \right) (A_1 I_{2n-1}(\epsilon a) - A_2 I_{2n-1}(a - \epsilon a)) \right\}$$

where

$$\sin \theta_n = B / \sqrt{B^2 + n^2 \omega^2}, \cos \theta_n = n\omega / \sqrt{B^2 + n^2 \omega^2}$$

$$A_n = (q/kTe) S_n J_{e0} / C, B_n = (q/kTe) S_n J_{i0} / C$$

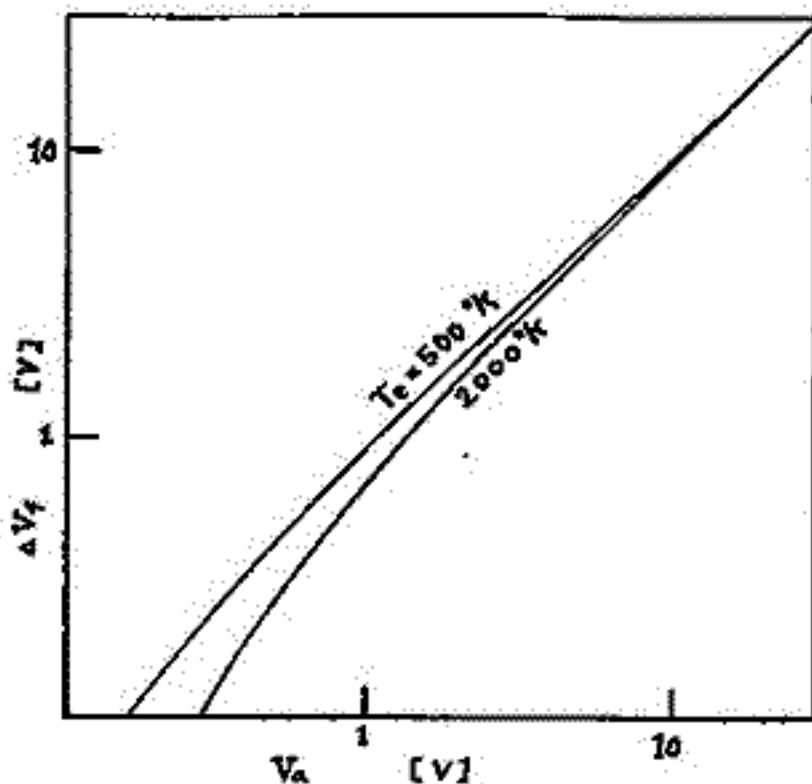
$$\epsilon = C_2 / C, C = C_1 + C_2, \gamma = qV_{f1} / kTe$$

$t \rightarrow \infty$  時 振動成分を除く  $\epsilon \ll 1, \gamma \gg \delta_2$  の場合

$$y = -\ln \left[ -\frac{A_1 + A_2 I_0(a)}{B} \right]$$

右図に  $\Delta V_f = (kTe/q) \ln I_0(a)$  を示す。

III.  $T_e \sim 500^{\circ}K \sim 2000^{\circ}K$ ,  $\gamma > \gamma$  の effective mass  $\approx 25$  とした概算すると、10V の高周波電位が加わると、シース半径約10倍になる。  $\Gamma > \Gamma + \gamma$  の長  $\approx 70\%$  位のシース半径が変化する。電子密度の平均とすると、 $\sim 50\%$  位は充分に説明出来る。詳細は講演で述べたい。





竹屋 芽夫 南 繁行  
 大阪市大工学部

プラズマの低周波域における分散性を測定することにより、イオンに関するパラメータを得る方法を開発することを目指し、今回はプラズマのインピーダンスを図1に示す方法を測定することを中心としたので、実験結果を紹介する。

実験に用いたのは、直径60μmのグリッドG<sub>1</sub>、G<sub>2</sub>とコレクタCをもつ平板ファラデーカップで、G<sub>1</sub>近傍の空間電位を知るための球プローブである。G<sub>1</sub>は掃引電圧に接続し、任意のDCバイアスを与えられる。コレクタでは交流電位を捕集する。右の磁場の強さやセニサの方向を逐々毎秒100Kcの交流を用いて球プローブで受かる信号レベルとG<sub>1</sub>バイアスからRFプローブ法で空間電位を測定した。

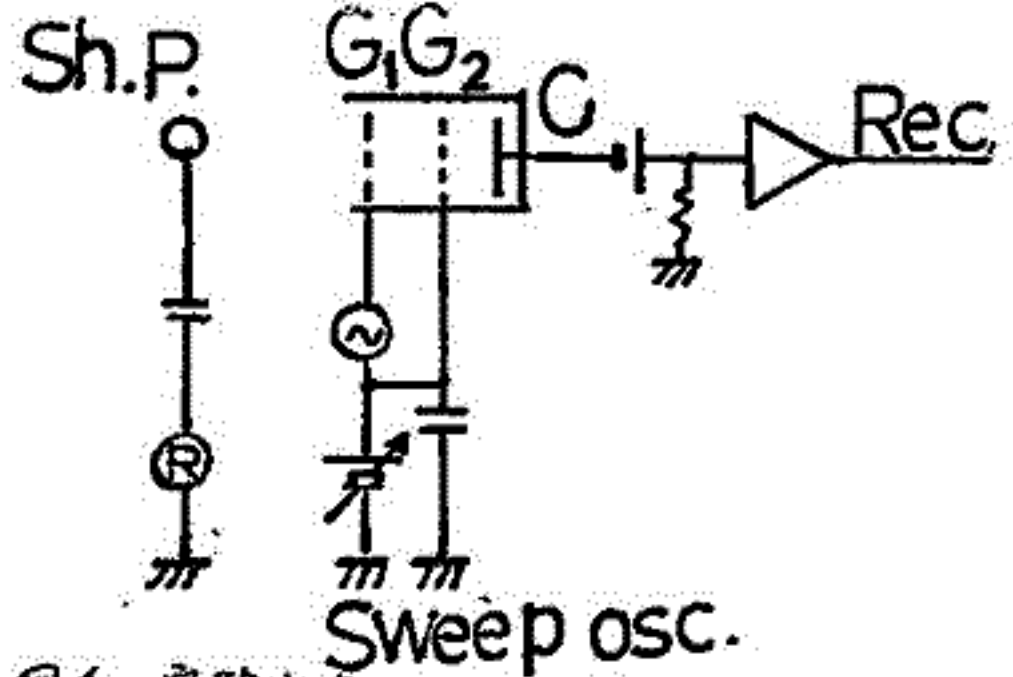


図1. 実験方法

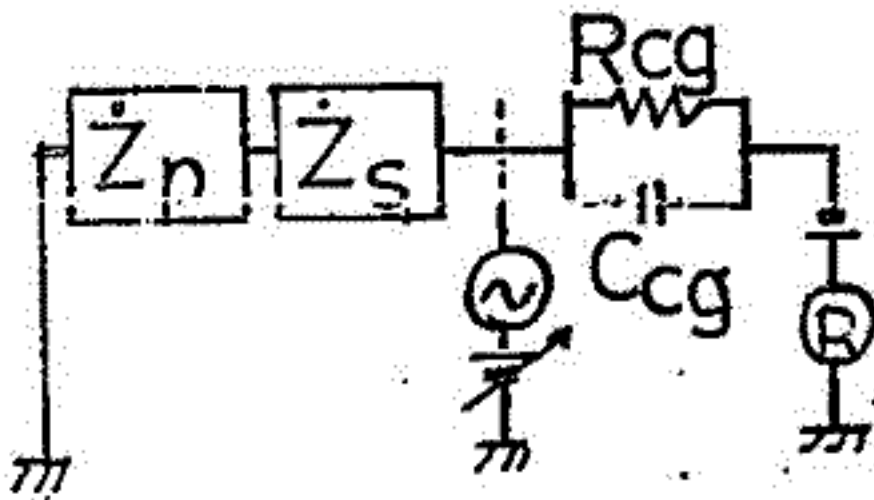


図2 セニサの等価回路

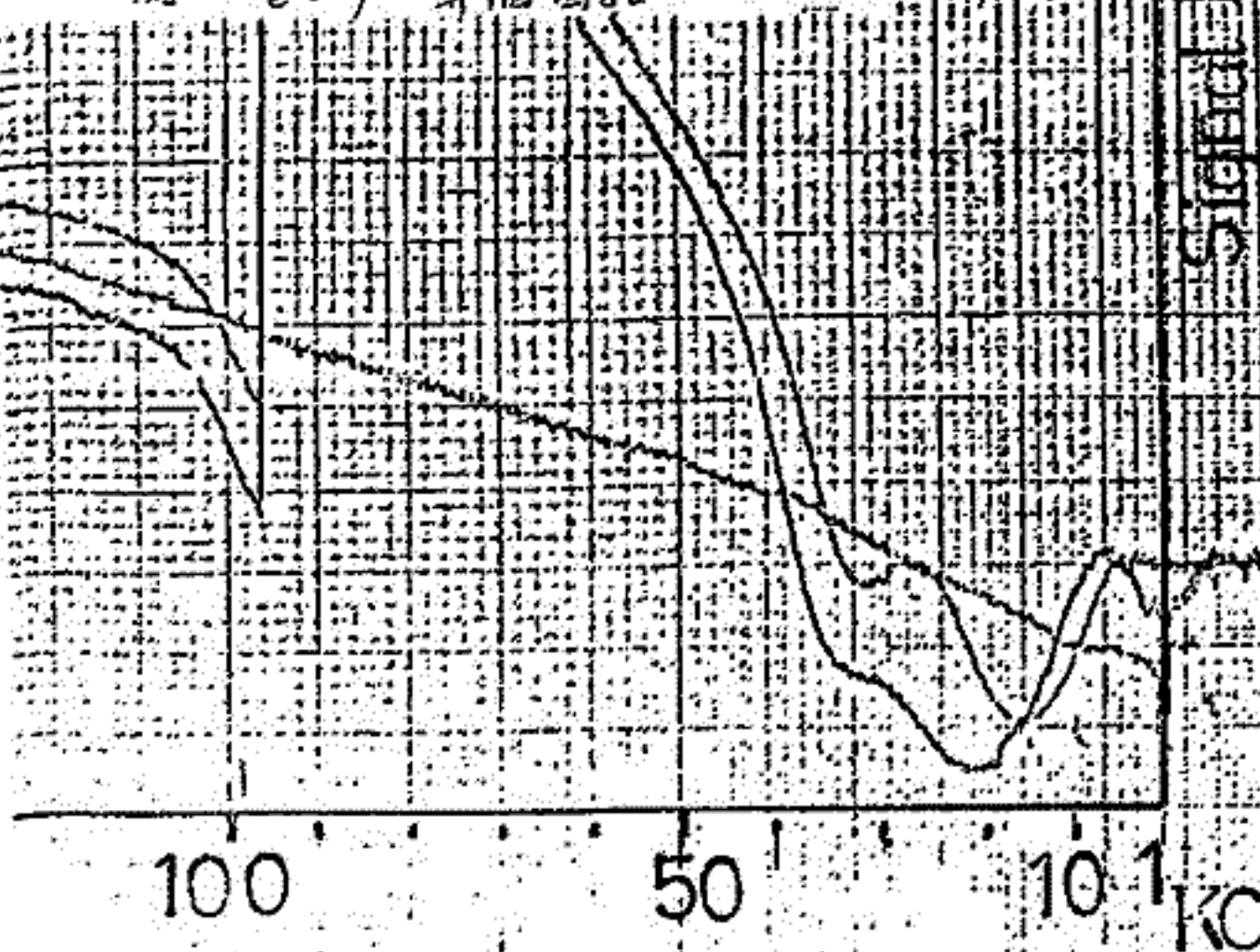


図2は測定部の等価回路である。G<sub>2</sub>に印加した交流電圧を通過してプラズマに伝わり、その際流入するイオンによる電流電位を深く負バイアスしたコレクタで検出することにより、イオンの振動に対する分散が得られる。ここでC<sub>cg</sub>はG<sub>1</sub>とC間の真空中の静電容量であり、G<sub>2</sub>を交流的に接地し効果的に減少させている。R<sub>cg</sub>はイオン速度の遅れによる遅延分である。この場合R<sub>cg</sub> ≪ (1/ωC<sub>cg</sub>) となるように設計した。これはG<sub>1</sub>の交流電位が直接コレクタの容量結合で誘起しては意味がなからぬからである。

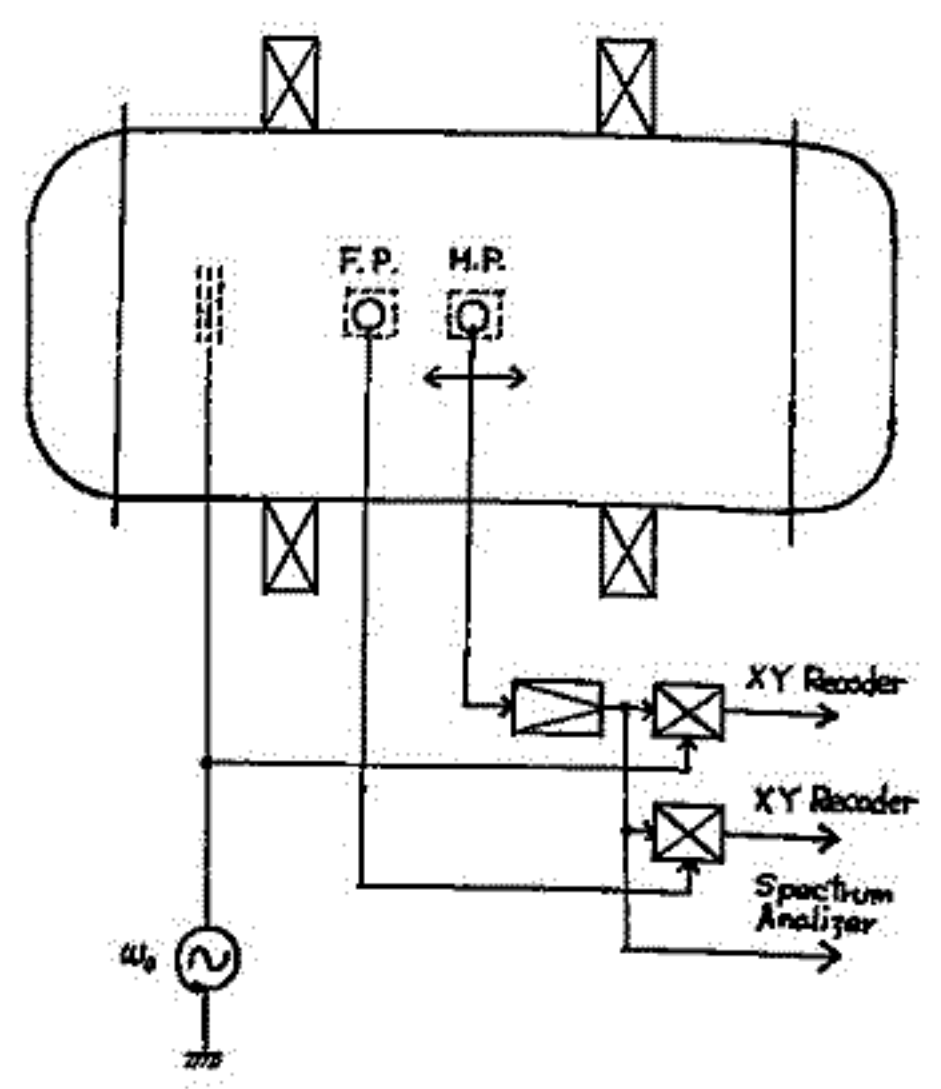
実験データの一例として、図3は地球磁場以外に、真空の高周波電圧を印加した場合の特性である。ここで単調なカーブはG<sub>1</sub>のバイアス電圧が正に高かった時(+9V)である。真空中は1×10<sup>-3</sup> Torrであった。

スペースプラズマ中の非線形波動相互作用はスペースにおける波動現象たとえばVLFエミッションの発生機構の一つとして注目し値するのみならずこれらの解析から有用な情報を引き出す有効な手段を提供しうることと期待される。非線形波動相互作用に関する実験は理論を推めき上でも重要な意味を持つが、スペースプラズマたとえば電離層プラズマのパラメータでの実験はほとんどなく主として高密度プラズマ中で行なわれていりこれまでの地上実験も十分なものとはいえず。我々は飛しょう体に搭載した測定装置(K-9M-35 PWI)により電離層プラズマ中での電子プラズマ波によるイオン音波の励起実験を行い多くのデータを得ることに成功したが、これと平行して地上装置による実験も行っている。

**プラズマ発生装置** 装置は東大宇宙研スペースデーンバーをほぼスケーラブルダウンしたもので直径80cm、長さ180cmのステンレス製円筒容器にプラズマを発生させる。この真空容器は到達真空度 $P \sim 2 \times 10^{-7}$  Torrが可能である。内部には軸方向に移動し得る可動プローブ機構が備えられ外部からの操作で動かすことと出来る。この容器内には2組の後方拡散型プラズマ管があり電子密度 $N_e \sim 10^6$  cc、電子温度 $T_e \sim 3000^\circ K$ 程度の主として希ガスプラズマを発生させる。外部にはヘルムホルツコイルがあり最大300 Gaussの磁場を軸方向に印加すること出来る。

**測定系** プラズマ容器内の三枚メッシュにより電子プラズマ波を励起し、干渉法によりその波長を測定し波動のモードを決定する。電子プラズマ波との相互作用により励起されるイオン音波はスワフトルアライザによりその周波数スワフトルを測定すると同時に固定プローブ(F.P.)と可動プローブ(M.P.)を用いた干渉法によりその波長の測定を行う。メッシュに印加される高周波の周波数と非線形相互作用により励起される $\omega_1$ の電子プラズマ波と $\omega_2$ のイオン音波の周波数 $\omega_h$ 及 $\omega_l$ の周波数関係( $\omega_0 = \omega_h + \omega_l$ )は位相検波器(PSD)を用いて検出する。

**実験結果** 実験結果については講演で報告する。



測定系ブロックダイアグラム

前部 元宏  
杏林大学医学部進学課程物理

## 序論

リングカレントプロトンが1/1になるプラズマ状態で損失しているかは薄くプラズマとしては中心的なテーマの一つである。本論文では最近我々によりドリフト・サイクロトロン・ロスコーン波が3成分束の下で解析されているのでその結果(1)を表した。プラズマの不安定性として Laas-cone (2), Drift Insta (3), Drift Cyclotron Insta. (4) 等々あるが、ドリフト・サイクロトロン・ロスコーンは極めて不十分にしか研究されていなかった(5, 6)。本論文ではプロトンが低エネルギーと高エネルギーの双方より構成されている場合の, Non flute-mode ( $k_y \neq 0$ ) の横波の不安定条件が線形理論で解析されている。従って低エネルギー電子のランダウ相互作用と高エネルギー陽子のドリフト・サイクロトロン相互作用の大きさが波の安定性が主として左右される。

## 結論

(1) 低エネルギー電子の存在は横波の安定性を左右する。非一様イオン・サイクロトロン波は高エネルギー部分が臨界値をこえると成長する。

(2) 3成分束での安定条件は次式で与えられる。

$$\frac{N_{e,c}}{N_{i,h}} \geq \left( \frac{T_{e,c}}{T_{i,h}} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2} \cdot e^{\left( \frac{\omega}{k_y v_{Te,c}} \right)^2} \cdot \text{Max}(A_m, B_m)$$

ここで  $(A_m, B_m)$  はロスコーンの強さ, 磁場, 速度の非一様性の強さで表される。

## 文献

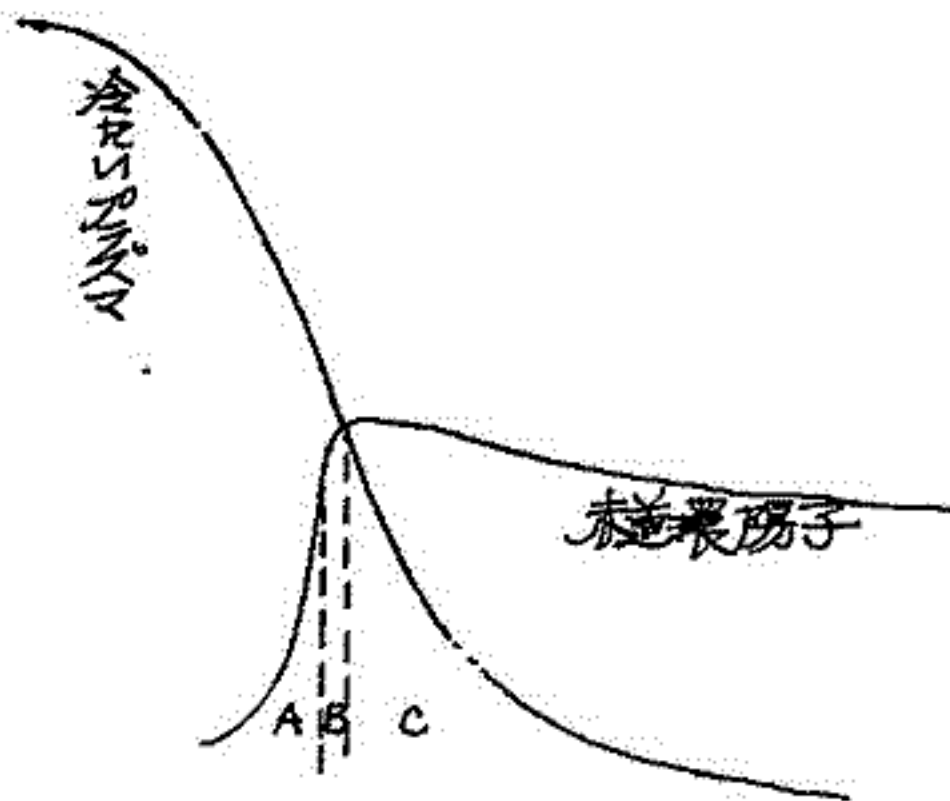
- (1) Plasma Physics, to be published
- (2) 外灘大数研のプラズマ波の研究会報告(Ⅰ)の内, 細田氏の項
- (3) " " " " 加藤氏の項
- (4) " " " " 謝井氏の項
- (5) Post and Rosenbluth, Phys. Fluids 9 730 (1966).
- (6) Cordey et al., Nucl. Fusion 8 163 (1968).

荆 部 元 宏  
 吉林大学医学部進学課程物理

考 論

非一様イオンサイクロトロン波を赤道環電流に適用した結果、プラズマポーズの内側に入ると急に他エネルギー電子のランダウ相対作用の漸定定化するが、プラズマポーズの前面では東向き、後面では西向きの波動が成長する。(1) 従って Cornwall et al. の結果と統合(2) すると赤道環電流の損失機構として 下図の如くまとめられる。

赤道環電流の損失機構の統一理論



- (A) 点では Electromagnetic L mode.
- (B) 点では Eastward Electrostatic Drift Cyclotron Loss-Cone 波動.
- (C) 点では Westward

文 献

(1) J. G. R., to be published  
 (2) Cornwall et al., J. G. R. 25 4699 (1970).



## 序論

最近 OGO 衛星により赤道面附近で振幅の半周期電子サイクロトロン波が極めて強いノイズ ( $\geq 10$  mV/m) に達している事が発見され (1), 地球物理学の種々の問題との関連に於て注目されている。この現象に似た独立な電子サイクロトロン波に対して最近 大家氏の研究 (2, 3) が注意を払われている。これらの現象に於て極めて重要であると思われるのは、この波動に捕獲されている電子の住居期数 ( $\sim 500$  sec<sup>-1</sup>) が局所的な電子のサイクロトロン周波数に近くなっているという事である。この事は 1960 年頃から準線型近似  $\rightarrow$  mode 結合 という方向で発展させられた新しい乱流理論が全く無力である事を意味する。

本論文 (4) では Dupree - Weinstock の乱流理論 (5, 6) の範囲内で波動強度を求め ( $\sim 100$  mV/m), 非線型の周波数のずれを計算している。このとき既に Fredricks (7) による線型理論が発表されているので、それに対する乱流効果に重点を置いて発表するが、定式化自身は一般の電子サイクロトロン波に対して適用できる。

## 結論

- (1) 低周波ドリフト波の場合 (Weinstock, 6) と異なり、電子サイクロトロン波の場合乱流状態でスペクトラムの分離は起きない。スペクトラム分離には非線型性と非一様性が共存する事が必要である。従って強度の非一様性の存在する場合は電子サイクロトロン波のスペクトラム分離は起きる。
- (2) 非線型効果による振動数のずれは Fredricks の線型理論 (7) に対して小さい。又観測される波動強度では乱流は定常状態に達していると思われる。
- (3) 従って地球磁気圏赤道面が定常的に観測されている半周期電子サイクロトロン波は乱流現象としては強い乱流状態で存在可能である。

## 文献

- (1) Kennel et al., J. G. R. 25 6136 (1970)
- (2) Oya, Phys. Fluids 14 2487 (1971)
- (3) Oya, J. G. R. 22 (1972)
- (4) Nambu, J. G. R., to be published
- (5) Weinstock, Phys. Letters 38A 127 (1972)
- (6) Weinstock, Phys. Fluids 15 454 (1972)
- (7) Fredricks, J. G. R. 26 5344 (1971)

波動の非線形相互作用がスロープラズマ中で重要な役割を果たしていることは多くの研究者により指通されているが、理論的研究は非線形特有の問題が厳密な解析を困難にしている。プラズマ中に外場として波を与えよることによって静かなプラズマから、粒子の分布函数のずれを求め、それを0次として線形化した1次の式を解くことにより現象論的に非線形現象を解析する方法はその過程を十分に吟味する必要があるにせよこの困難を和らげることが出来る。電離層プラズマ中の電子プラズマ波とイオン音波の非線形相互作用に注目して、流体近似を用いた計算結果を前回報告した<sup>1)</sup>が今回は Kinetic Equation を用いた同様の計算について述べる。

その一プラズマ中に高周波電界を印加した場合について Ramazashvili<sup>1)</sup> はボルツマンの式とポアソンの式を用いてフーリエラプラス変換により電子とイオンの密度に関する式を示している。

$$(1 + \delta E_e(\omega, k)) n_{\omega}^e - \delta E_e(\omega, k) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(a_i) n_{\omega+l\omega_0}^e + j \psi_e(\omega, k) (n_{\omega+\omega_0}^e - n_{\omega-\omega_0}^e) - j \psi_e(\omega, k) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(a_i) (n_{\omega+(l+1)\omega_0}^e - n_{\omega+(l-1)\omega_0}^e) = 0 \quad (1)$$

$$(1 + \delta E_i(\omega, k)) n_{\omega}^i - \delta E_i(\omega, k) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(a_o) n_{\omega-l\omega_0}^i + j \psi_i(\omega, k) (n_{\omega+\omega_0}^i - n_{\omega-\omega_0}^i) - j \psi_i(\omega, k) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(a_o) (n_{\omega-(l-1)\omega_0}^i - n_{\omega-(l+1)\omega_0}^i) = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } n_{\omega}^e &= \int dV \Phi_{\omega}^e, \quad \Phi_{\omega}^e = \int e^{-j\omega t} dt \int e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \int d\omega' f_{\omega}^{(1)}(\mathbf{v} + \frac{e\mathbf{v}}{m_e}) \int_{-\infty}^t d\tau E_0(\mathbf{r}, \tau) \exp j \frac{e\mathbf{v}}{m_e} \cdot \mathbf{k} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' E_0 \\ \delta E_e(\omega, k) &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left\{ J_0\left(\frac{\omega}{k v_{Te}}\right) - 1 \right\}, \quad \psi_e(\omega, k) = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 T_e k} \left\{ \left(2 - \left(\frac{\omega}{k v_{Te}}\right)^2\right) \left( J_0\left(\frac{\omega}{k v_{Te}}\right) - 1 \right) + 1 \right\} \frac{\partial A N_0}{\partial \mathbf{v}} \end{aligned}$$

ここには  $f_{\omega}^{(1)}$  は1次の分布函数、 $E_0 = E_0(r) \sin \omega_0 t$  は  $\mathbf{k}$  ベクトルと平行に印加された高周波電界、 $N_0(r) = n_0^{-3/2} v_{Te}^{-3} \exp(-v^2/v_{Te}^2)$  は高周波電界を印加していない静かな粒子の分布函数、 $A = e_0 E_0 / (\omega_0^2)$ 、 $\alpha_p = (q/m_p - e_0/m_e) k E_0 / \omega_0^2$  を示す。また  $J_0(x) = -x/\sqrt{2} Z(x/\sqrt{2})$  であり  $Z$  は plasma dispersion function である。

ここで  $\omega \ll \omega_0$  としてイオンは  $\omega$  のみに応答し、電子は  $\omega, \omega - \omega_0$  及び  $\omega + \omega_0$  に対応する(と仮定し)、(1)式から  $n_{\omega}^e, n_{\omega}^e, n_{\omega-\omega_0}^e, n_{\omega+\omega_0}^e$  に関する連立方程式を得る。この連立方程式の自明でない解を求めたためには各係数の行列式が0でなければならぬ。この条件から得られる  $\omega, k$  に関する方程式は定数と与えニュートン法を用いて数値計算を行なった。計算結果について2は講演で報告する。

1) R. R. Ramazashvili, Sov. Phys - JETP 26, 1225 (1968)

Hiroshi OYA (大平 寛)

京都大学工学部

This is the second report on the production mechanism of the proton cyclotron echo<sup>(1)</sup> that is produced by the nonlinear interaction of electrostatic cyclotron harmonic waves. A mechanism to produce the proton cyclotron echo has been interpreted<sup>(2)</sup> as a result of the nonlinear wave particle interaction processes including the waves as i) weak damping mode of electron cyclotron harmonic waves (El-wave-1), ii) short life mode of electron cyclotron harmonic waves (El-wave-2) and iii) ion acoustic waves.

Further investigation shows that the production of the repeated ion acoustic waves are caused by the ion velocity modulation due to a large negative excursion of the antenna potential that is originated by the impressed RF pulse; the production of the ion waves is originally interpreted by a wave-wave interaction mechanism pertaining to the El-wave-1 and El-wave-2 waves coupling. The echo formation process is given, then, as follows.

- i) The short life mode of electrostatic electron cyclotron harmonic waves (El-wave-2) is generated by the impressed RF pulse. The El-wave-2 wave is damped making velocity modulation on the electrons that move in the magnetic field direction.
- ii) The ion velocity distribution is modulated in a region surrounding the antenna due to the negative excursion of the antenna potential.
- iii) The ions that are subjected to the velocity modulation encounter in a small region after the period  $2\pi/\Omega_i$ . This encounter produces the ion acoustic waves, where  $\Omega_i$  is the ion (proton) cyclotron angular frequency.
- iv) An encounter of the electric wave packet with the electrons that are subjected to the modulation by El-wave-2 makes a nonlinear wave-particle interaction that causes a nonlinear wave scattering of the El-wave-1 wave.

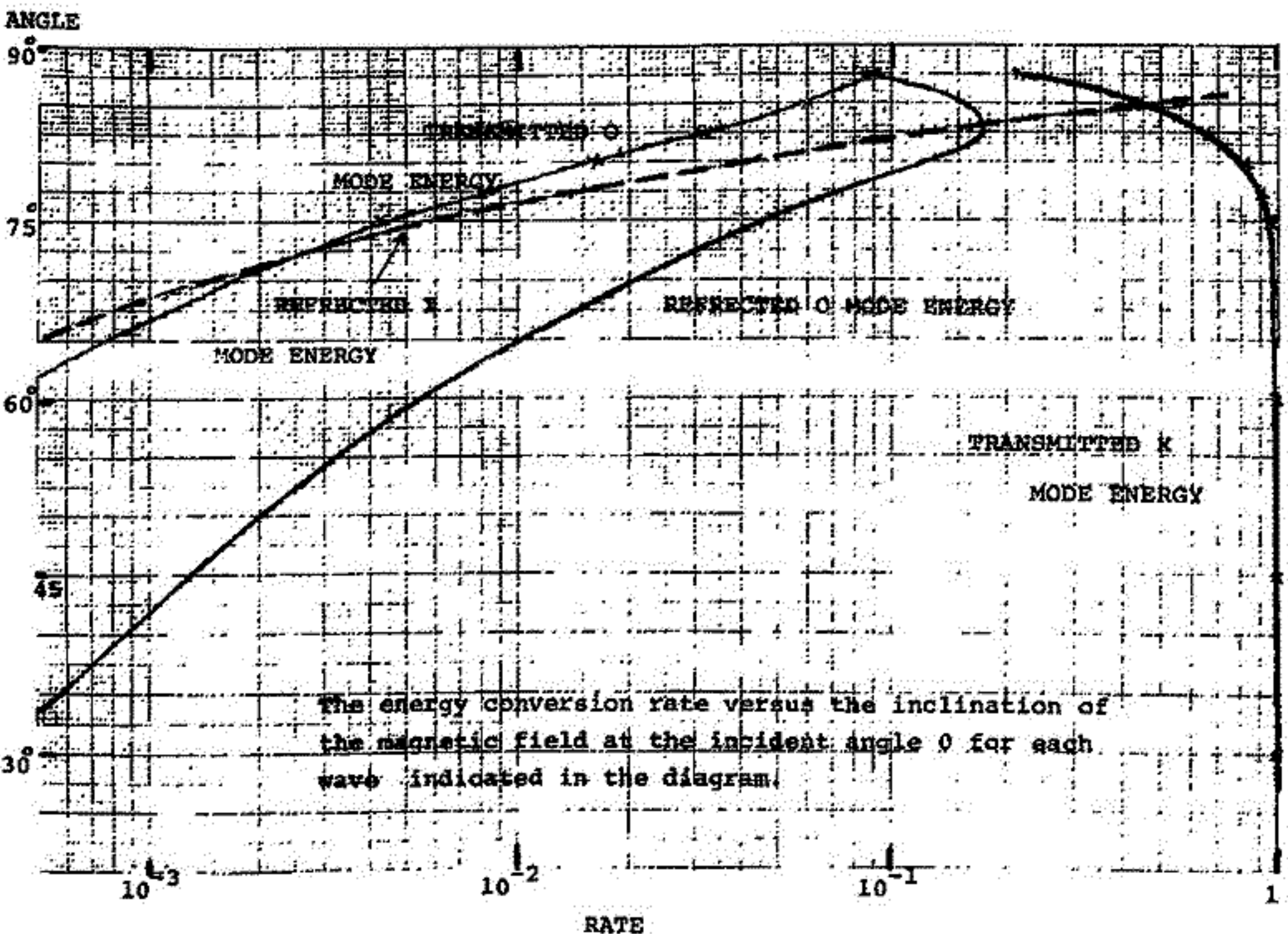
The produced El-wave-1 wave can be observed as the echo of the RF pulse that is reproduced after the transmission of the original RF pulse being delayed by the period of  $2\pi/\Omega_i$ .

- 1) Matsuura, N and R. Nishizaki, Proton cyclotron Echoes in the Topside Ionosphere, J. Geophys. Res. 74, 5169, 1969
- 2) Oya, H., 50th Meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, p.33.



The conversion mechanism from the plasma waves to the electromagnetic waves has been presented (Oya, 51st meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, p. 27) applying the conversion mechanisms in the slightly inhomogeneous media (Oya, Radio Science, 1131-1141 (1971)). The next query for this conversion process is subject to energy exchange from the X mode to the O mode electromagnetic waves. This energy exchange has been calculated for a case where two layers of the plasma contact making a sharp boundary.

The results indicate that a large rate ( $\approx 10^{-1} \sim 10^{-2}$ ) of the energy can be converted into the O mode waves when the magnetic field direction is nearly perpendicular to the boundary. This large conversion rate is allowed only for a narrow cone of the wave incident angle centered at the normal direction of the boundary. This result shows that present theory can give a good interpretation on the observed evidence on the polarity and power of the Jovian decameter waves.





II-21 ドリフト共鳴によるドリフト磁気音波の不安定性

石原丈実  
東京大学理学部

長波長 ( $k_z v_{Te} \ll 1$ ) 低周波 ( $\omega \ll \Omega_i$ ) のもとでドリフト共鳴によるドリフト磁気音波の不安定性について考察した。

仮定: Z方向にまっすぐな磁場  $B_0$  を考え, その弱い勾配, 密度  $n$  と温度  $T$  の弱い勾配をもった Maxwell 分布の  $e, i$  を考える。勾配はすべて X 方向にあるとし, 波については WKB 近似で扱う。 ( $\delta E, \delta f \propto \exp[ik(x) - i\omega t]$ )

$$k_x \gg \frac{d \ln n}{dx}, \frac{d \ln T}{dx}, \frac{d \ln B_0}{dx} \gg \frac{1}{\rho_i}$$

伝播方向によって次の3つの場合が考えられるが, それぞれについて不安定条件をみたす部分を斜線で示した。 ( $\eta_i \equiv \frac{d \ln T_i}{d \ln n}, \eta_e \equiv \frac{d \ln T_e}{d \ln n}$ )

I.  $|\omega|, |\omega^*| \gg k_z v_{Te}$

この場合は2つの mode にわかれる。

1. X-mode ( $E \perp B_0, B \parallel B_0$ )

この mode では,  $e$  と  $i$  が同程度の寄与をして右上図のように  $e$  と  $i$  の温度勾配の向きが同じとき ( $\frac{d \ln T_e}{d \ln T_i} > 0$ ) 不安定がおきやすい。

2. O-mode ( $E \parallel B_0, B \perp B_0$ )

この mode では,  $e$  の寄与が大きく, これによって右中図の  $\odot$  で表わした部分で不安定になり,  $i$  の寄与は質量比程度小さいが, これにより  $\ominus$  の部分で不安定な mode が存在する。

II.  $k_z v_{Te} \gg |\omega|, |\omega^*| \gg k_z v_{Ti}$

$e$  は磁力線方向の Landau 共鳴が主要なものであるが, これを無視して  $i$  のドリフト共鳴だけ考えると, 右下図のようになる。  $\eta_e = 0$  のときには, イオンの温度勾配が密度勾配より大きければ ( $|\eta_i| \gg 1$ ) 不安定になる。

III.  $k_z v_{Ti} \gg |\omega|, |\omega^*|$

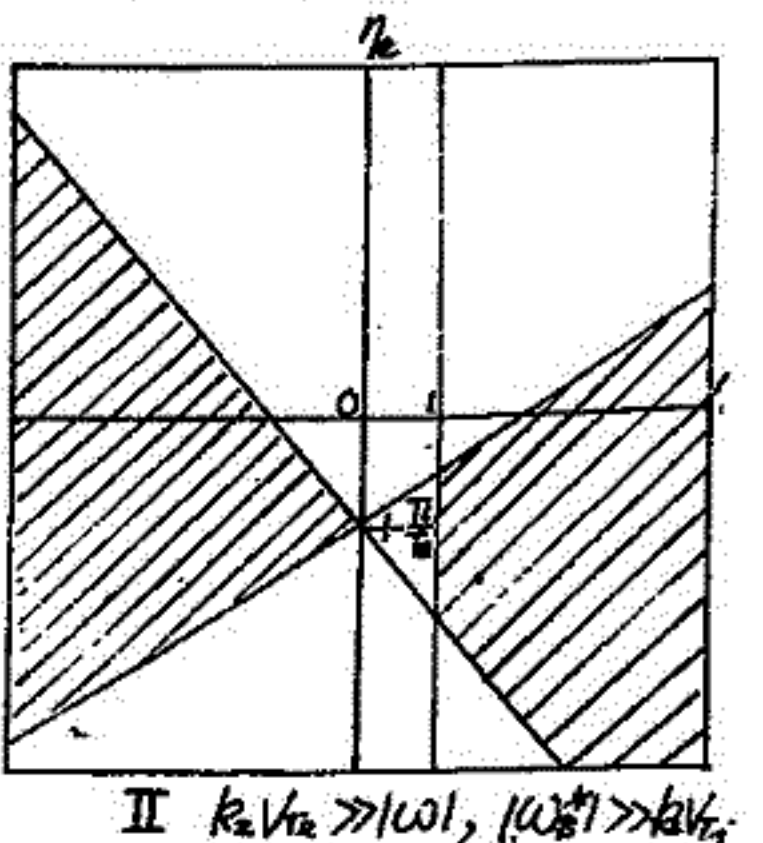
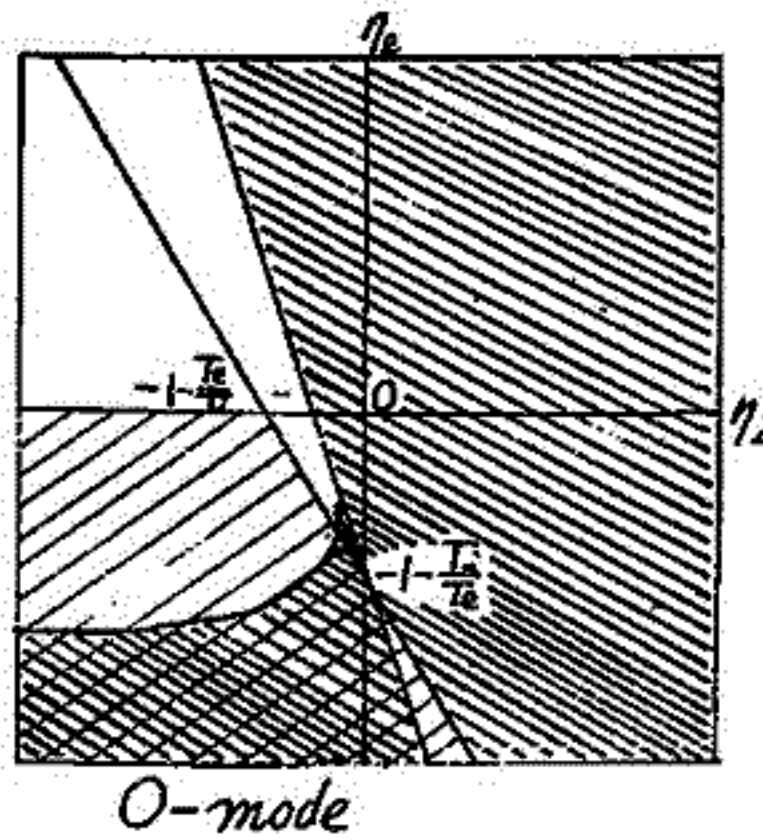
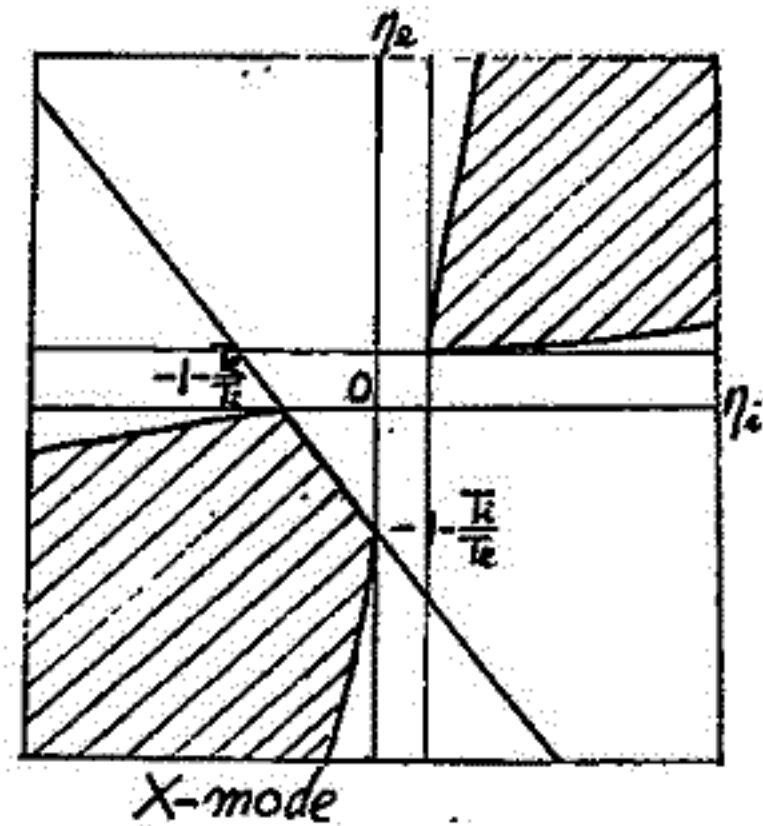
$i$  も Landau 共鳴が主要なものとなりドリフト共鳴による不安定は生じない。

以上をとおして次のことがいえる。

1.  $\eta_i = \eta_e = 0$  で不安定が生ずるのは, イオンと O mode の共鳴の場合だけで, 温度勾配が重要な役割をしている。

2.  $\beta$  ( $\equiv \frac{8\pi n T}{B_0^2}$ ) を大きくしても不安定領域はなくなる。

3. 磁力線の長さからきまる  $k_z v_{Te}$  の下限より周波数  $|\omega|, |\omega^*|$  が大きい必要がある。



II  $k_z v_{Te} \gg |\omega|, |\omega^*| \gg k_z v_{Ti}$

新妻信明

東北大学 教養部

岩石の残留磁気測定のための磁力計には無定位磁力計・スピナー型磁力計・フラックスゲートを用いた回転磁力計などがあるが、無定位磁力計は安価でしかも高感度を得ることができる点で勝れている。

堆積岩の残留磁気強度は  $1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$  位であり、種々の消磁試験のためにも高感度の磁力計が必要である。著者は1967年以来、堆積岩の残留磁気の測定を無定位磁力計を用いて行なってきたが、これまで種々の改良を加えて、測定精度や測定時の雑音を取り除くことに成功している。ここでは無定位磁力計の測定精度および雑音による影響がその構造によってどの程度異なるかを述べる。

下表に示す通り、2磁石系と3磁石系とシールドした3磁石系とでは、後者程雑音による影響は小さくなり、感度を上げて測定することが可能になる。シールドケース内に磁力計を入れると、磁石系にかかる外部一様磁場強度が小さくなる ( $1/100$ ) ため感度が上がり、シールドケース内におよぶ磁気雑音も外部一様磁場同様小さくなるので、雑音の影響がはるかに小さくなる。 $2 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$  以下の試料は雑音と感度から考えると、シールドケースなしで測定可能なはずだが地球磁場内で測定すると、地球磁場によるVRMが測定中に加わるため測定値の信頼性が小さくなる。磁力計と試料をシールドケースに入れることによって、測定中にVRMが加わることを防ぐことができるので  $2 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$  の磁気強度をもつ試料まで測定可能である。従来、2磁石系の場合は深夜の3時間、3磁石系では深夜の7時間の測定が限度であったが、シールドケースを用いたものでは雑音による影響が小さくなるため、昼間も表に示した程度の磁気強度をもつ試料を測定することができる。シールドケース中では入口と底との間に磁気勾配が存在するが、3磁石系の無定位磁力計を使用しているため、その勾配が直線勾配である場合には磁力計のふれに影響をおよぼさないために、高い安定性と高感度が得られる。シールドケースを使用した磁力計の雑音は、外部の磁気雑音によるものよりも温度変化による drift の影響が大きく、無定位磁力計を恒温装置中に入れることによって雑音のレベルを低くすることが可能であると考えられる。現在使用している磁力計は、試料の回転・置換をすべて自動的に行ない、1個の試料測定に要する時間は10分であり、1日に40~100個の測定処理が可能である。

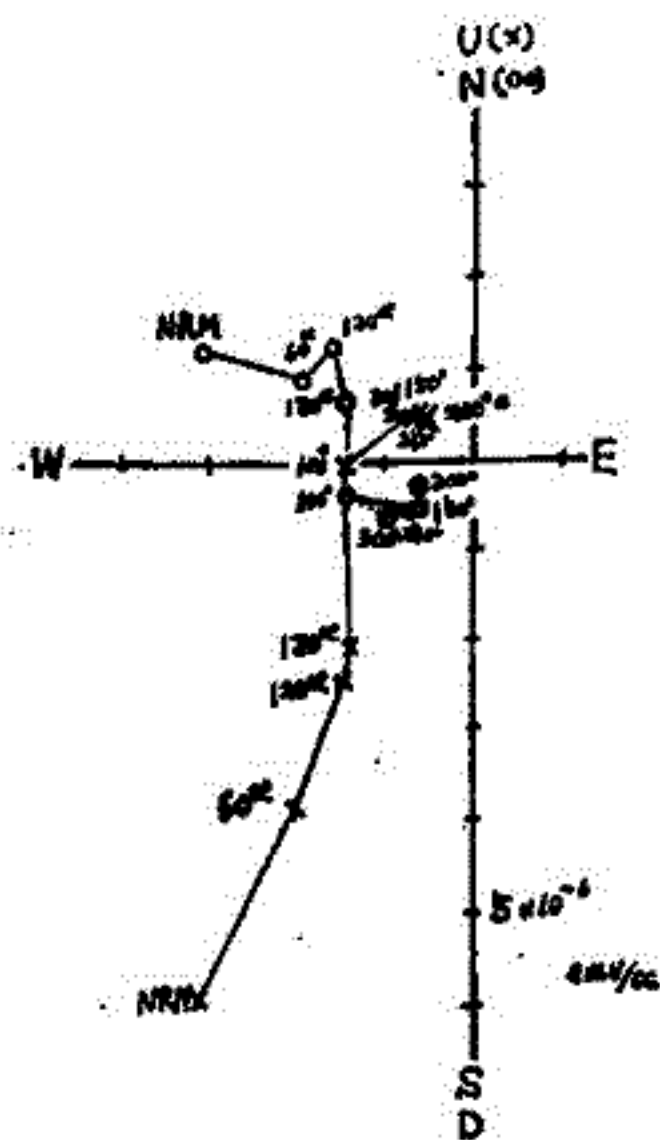
磁力計	シールド	磁石間の距離	溝青銅リボン(54#)の長さ	読取り方式および感度	測定可能試料強度(30cc・5cm)
2磁石系	なし	30cm	50cm	ランゴスケール $1 \times 10^{-7} \text{ oe/mm}$	$4 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$
3磁石系	なし	15cm	50cm	デジタルカウンター $3 \times 10^{-9} \text{ oe/100 counts}$	$7 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$
3磁石系	500 $\times$ ( $1/100$ ) ミューメタル $\phi=20\text{cm}$ $h=40\text{cm}$ $t_h=1\text{mm}$	5cm	7cm	デジタルカウンター $1 \times 10^{-9} \text{ oe/100 counts}$	$2 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$

堆積岩の残留磁気の強度は  $1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^7 \text{ emu/cc}$  であり、火山岩等に比べいたの、古地磁気学的検討をするためには安定性の吟味が重要である。1968年以來、房一鉤子地域に分布する中新世～更新世の堆積岩の残留磁気を測定してきたが、これらの残留磁気の安定性の吟味について述べる。

房総半島に分布する中新世～更新世の堆積岩の古地磁気学的研究は、既に1951年に Kawai によって NRM の測定がなされ、そのほとんどが正磁極方向を向いていることが報告された。その後、中川・新孝・早坂 (1969) は 90°C で交流消磁をした後残留磁気を測定し、逆磁極方向を持つ層帯があることを報告した。このことは、堆積岩の残留磁気測定に際しては交流消磁を行なわなければ、その不安定成分のために堆積当時の磁化方向を知ることができないことを示している。

これらの堆積岩の安定性の吟味を詳細に検討した結果、90°C の交流消磁後  $1 \times 10^5 \text{ emu/cc}$  位の強度をもつ試料については、褶曲テストや凝灰岩鍵層によって対応のつく房総半島と鉤子地域の同一層帯の地層の残留磁気方向の比較によって、これらは堆積当時の磁化方向を保っていることが知られる。このことは、このような試料の不安定成分は90°C の交流消磁で取り除くことができることを示している。しかし、 $5 \times 10^6 \text{ emu/cc}$  より弱い試料については200°C程度の交流消磁でも安定した正磁極方向の残留磁気を持っているが、100～200°Cの熱消磁で逆磁極方向に変わる試料が多数見いだされた(図参照)。

このような試料に10°Cの直流磁場を40分加えてつくられたDRMは60～120°Cの交流消磁で容易に除くことができるので、熱消磁によって除かれる成分はこの種のDRMではないと考えられる。また、この試料に地球磁場中で150°CのPTRMを付加すると、そのTRM強度はNRMの5～10倍もあり、熱消磁によって除かれる成分の磁気強度よりはるかに大きいので、堆積後100～200°CのTRMを獲得したためとは考えられない。従ってこの残留磁気的不安定成分としてはCRMが予想される。すなわち、堆積後二次的に磁性鉱物が晶出してCRMを獲得し、それを100～200°Cに加熱するとこれらの二次鉱物が分解、あるいはその鉱物のキュリー点よりも高温になるためにCRME失い、DRMの方向が測定できると考えられる。この二次鉱物としては100～200°Cでその磁化を失うことから、Goethiteの可能性が強い。従って、 $5 \times 10^6 \text{ emu/cc}$ 以下の強度の堆積岩の残留磁気の測定を行なう場合には、200°C以上の温度を無磁場中でかけ、堆積後には晶出した二次鉱物の影響を取り除かなければ、堆積当時の残留磁気方向を測定することはできない。





II-24 海底玄武岩の磁気的性質 (その I)

上嶋正人, 小嶋純  
東大 理学部

導入: 海洋底拡大説の証拠とされてくる磁気縞模様については, 未だ不明な点が多い。海底の岩石の磁気的性質についての組織的な研究が必要である。そこで世界のいろいろな海底からの岩石について, 年代とC.M.R.点, 酸化度との関係をまず手始めにやってみる。

海底の玄武岩を7つ取り (年代はK-A法で測定してある) それぞれを横に10cm, 縦に1cmの板を作り表面の近く, より内に入った所, もっとも表面から遠い所の3カ所をそれぞれについてくり抜き サンプルとした。このサンプルについて 磁気スピンにより真空中でのJ<sub>s</sub>-Tカーブ測定を行った。中心部と表面とについて行い, その中間についても行った。

J<sub>s</sub>-Tカーブを調べるとこのことは 最初のねりりか K-A法測定年代, 酸化度の関係を見てみるというものであつた。ただこれだけではだるだる下がるものがある。C.M.R.点をさえておのれにくく かつしても化学分析を要する必要があるのだが, 磁気物質の上りわけが大変であり, AM49という新しい岩についてもっと分離できた (完全ではない) 程度で, 現在の所 J<sub>s</sub>-Tカーブから考える。

- ~0 AM 49      ① 内 200°C 加熱冷却過程同じ, 水側から5mmほど変色のおとがある。外 210~15° 冷却時が大で1.3倍。その内側では内とほぼ同じ。410°
- 0~10° W 10-3      ① 内 232°x475° 780°くらいの方は加熱にしかなく冷却で消える。内での冷却過程変化は外 250°x495° 外は1.1倍, 水に浸さぬと外側では1.33倍, 同じ。内 470° (261°/410°), 255° 外 475°      ② 266°x504°
- 0~5x10° Coffe. SM      ① 内 520° } 加熱と冷却でカーブの形がほとんど同じ。  
外 528° } 外は1.1倍。水に浸すと外側では1.33倍。
- 22m 110° Pigeon Hill      ① 内 376° 再ビーク 581° 冷却過程は4倍位。260° 外 310° 576°  
外 不明な点 572°      ② 266°x504°
- 30m 110° Kelp AHSO      ① 内 687° 粉の場合とは中でビークが出てその①内 600° 外(1+6)600~690°  
外 662° 外は内 15.2倍, 外 12.3倍      ② 外 580° AM 600° A 600°
- ≥50m 3. Tac #23      ① 内 267°x550° } 再ビークあり。外は3.9倍 60°/μと外, 水に浸すと外側は大  
外 281°x556° } 外の方が酸化水。外は4.6倍 110°にあり。  
内 266° 120°      ② 外 260°
- ≥10m 4. Enima G-      ① 内 524° 冷却時に変化せず。360° 505°  
205-3-34 4000m 間 536° 中間的カーブ。  
40°54'N, 144°50'E 外 545°      ② 外 360°

以上を見ると年代をおってC.M.R.点が高くなり 加熱と冷却過程変化も大きくなる傾向があり 20m以上では途中にビークがでて冷却過程が複雑になるようである。ただし Coffe と Enima は①も大きく ②も大きく ③も大きく 海底起原とすることが、特に Coffe は 30m 210° のこととありおもしろい。



青 木 豊  
東 大 理

日本における地球磁場の永年変化量の推定。および火山灰の古地磁気学への応用を目的として蔵王の火山灰の磁化を測定した。火山灰の磁化に一般的である比較的大きなSoft Componentを除くため、すべての試料は100 Oe p-pの交流磁場を消磁された。これにより、NRMの50%程が除去される(M100/M)。下表はその結果を層序順に示したものである。年代については、新しいという事以外は不詳であるが、最上部3層B1, B2, B3の磁化方向は、これまでと渡辺, 行武, 川井, 広岡他により詳しく解明された過去2000年間の磁場とが重なる部分が多いところから、少なくともB.P. 2000年以前と考えられる。B2, B3, A7を代表とする大きな偏角のふれが特徴的であるが、A, B両シリーズとも同一断面内であり、全体としての軸歪は全く見うけられない。これらはすべて古地磁場を表しているものと思われる。A3, A4区の乏く16枚のデータより計算したVGPの角分散(angular dispersion)は26.9°であり、過去9000年間日本について求められた値 $\sim 10^\circ$ よりはるかに大きい。永年変化量(angular dispersion)は Brunhes Epochの中でおおむね同じ程度になる傾向があるが、ここで得られた結果も考慮すると、地殻変動等によるものではなく、実際に磁場の変動量が大きかった可能性が高い。なお下表の値については minor change が行われる見込みである。

ZAO ASH-FALL-TUFF (Preliminary Results)

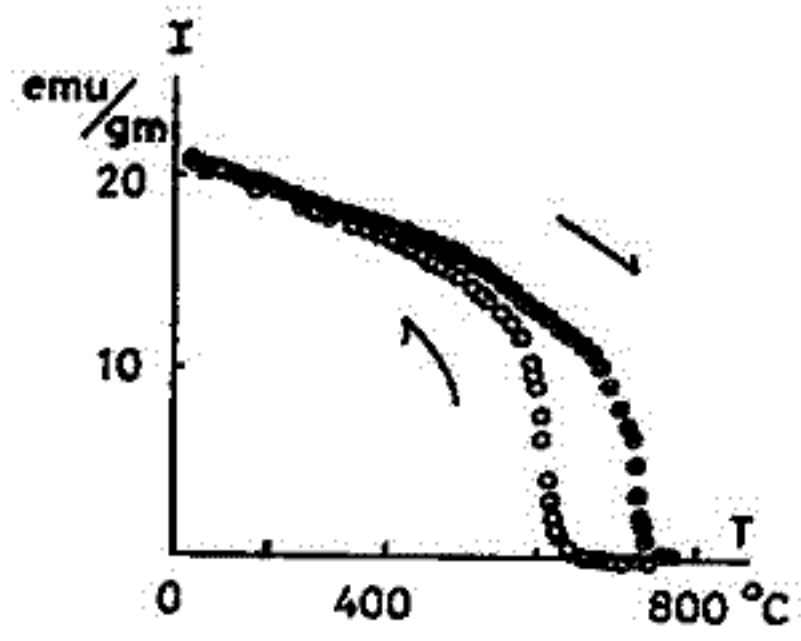
	N	I	D	$\alpha_{95}$	VGP P.		M <sub>100</sub> /M
					Lat.	Lon.(E)	
B 1	8	35.5	30.9	16.8	57.5	256.2	0.21
B 2	7	45.1	-54.6	9.9	43.2	47.8	
B 3	8	55.3	-72.7	8.6	33.4	72.3	0.29
B 4	8	48.6	-2.2	3.7	81.3	333.1	0.66
B 5	8	44.3	8.5	14.1	75.9	287.2	
B 6	8	52.0	-11.6	19.0	79.1	23.8	
B 7	8	63.7	-27.1	2.6	68.6	21.9	0.43
B 8	8	51.7	1.6	12.0	84.1	307.2	
B 9	7	50.3	-14.5	5.2	76.2	24.2	0.57
B 10	8	68.4	-34.3	6.6	62.5	9.7	0.55
B 11	8	59.5	-22.1	13.7	72.8	36.0	0.63
B 12	8	57.3	12.2	5.6	80.4	233.1	
A 1	8	39.4	6.8	12.1	73.2	298.2	
A 2	8	49.9	14.2	2.7	76.2	258.5	
A 3	8	(13.6	6.3	65.7	76.7	260.1)	
A 4	5	(49.8	13.4	39.1	58.3	308.4)	0.77
A 6	8	50.9	3.3	17.9	83.0	296.8	
A 7	8	54.5	70.0	11.2	35.1	210.5	0.41

# 隕石の磁氣的性質 (序報)

杉浦 直治 · 永田 武  
東京大学 · 理学部

隕石の鉱物学的, 化学的性質については, 多くの事実が究められているが, 隕石の物性についての研究は少なく, 特に磁性に関する研究はきわめて少ない。筆者等は月岩石の磁性の研究中, 隕石細粉の多くが月岩石中に混入している事実から, 隕石そのものの磁氣的性質を基本的に追求する必要に迫られた。今回は, *Chondritic Meteorite* 3種 (*Seminole*, *Leoville*, 及び *Dalgety Downs* 各 *meteorite*) について, それ等の熱磁気曲線を磁気分析して求めた強磁性相を *Electron Microprobe* による分析値と対比して結果を報告する。

(1) *Kamacite* 相 : オート図に *chondrite* の熱磁気曲線 ( $H_{ex} = 5.53$  k.Oe) の測定例を示してあるが, 加熱曲線は, *Kamacite* の  $\alpha \rightarrow \beta$  変態, 冷却曲線は,  $\beta \rightarrow \alpha$  変態を明らかに示す。



*Microprobe* 法によって求められた *Kamacite* の  $Ni/(Fe+Ni)$  比と加熱  $\alpha \rightarrow \beta$  変態温度, 冷却  $\beta \rightarrow \alpha$  変態温度とは一定の相関関係にあるから, 従来報告されている若干の同種データと統合して, かなり信頼できる  $\alpha \rightarrow \beta$  変態温度対  $Ni/Fe$  比 図を求めることが出来た。

(2) *Plessite* 相, *Magnetite* 相 : *Kamacite* 相以外に  $550^{\circ}C \sim 570^{\circ}C$  に磁気変態点を持つ オート強磁性相がいくつかの試料に認められる。顕微鏡検査及び *Microprobe* 分析の結果によれば, この相は, *Kamacite* ( $\alpha$ 相) と *Taenite* ( $\gamma$ 相) の混在する *Plessite* であると考えられるが, *carbonaceous chondrite* である *Leoville* 隕石のオートの相は *Magnetite* を含む可能性もある。これ等の点を実験的に検討して結果を報告する。特に, 繰返し加熱によって, オート相の磁気変態点が鈍化する一方, 同時に超強磁性的性質をもったオートの相が発生する事実は, 平衡度の高い等の隕石中における不安定相の存在として注目する必要がある。

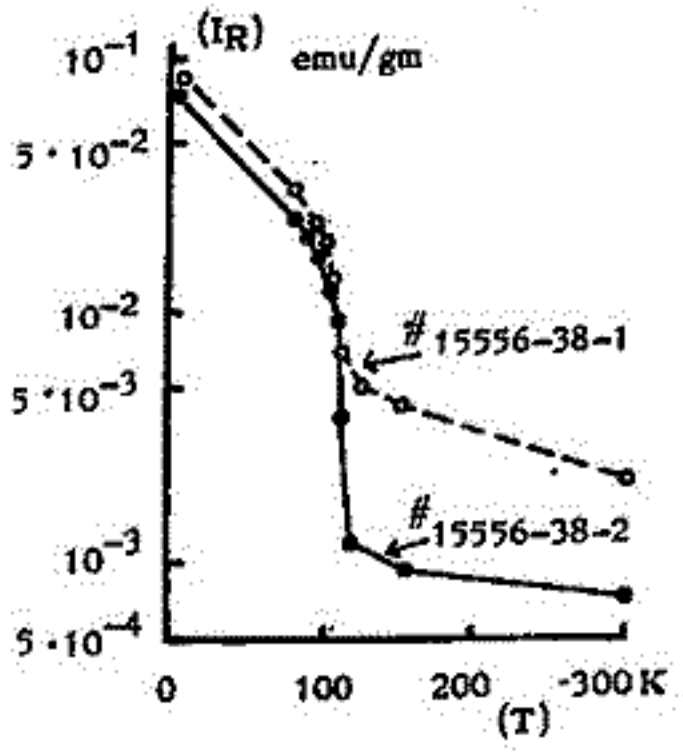
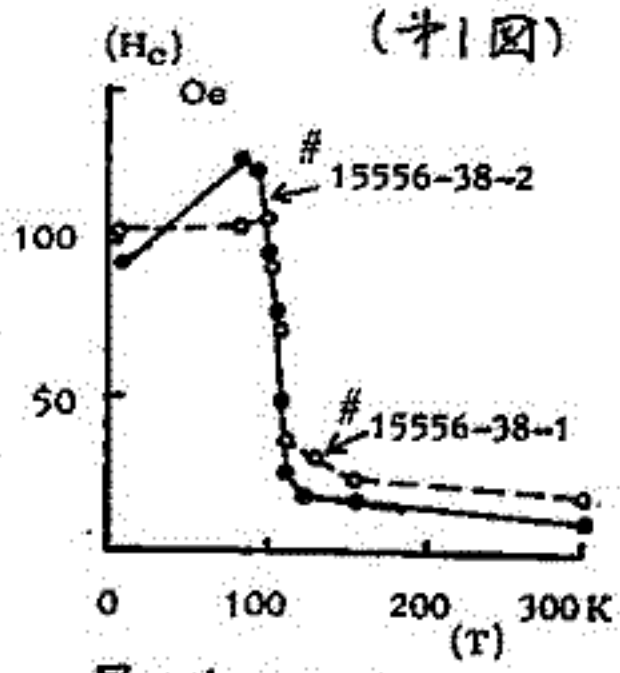
極微粒造岩 鉄合金粒子の磁气的性質

永田 武  
東京大学 理学部

(1) 月岩石中の強磁性鉱物は、熱磁気分析の結果によると純鉄、CO含有量1%以内の FeCO合金 及び Ni含量8%以内の FeNi合金の微粒子である。 これ等金属鉄粒子は 平均直径  $10\mu\text{m}$  程度のものもあるが、電子顕微鏡 ( $\leq 200\text{kV}$ ) を以てしても検出できない程度の極微粒子の総量が全体の半ば以上を占める場合も少なくない。

(2) 抗磁力 ( $H_c$ ) と 飽和残留磁化 ( $I_R$ ) の温度依存

$\pm 16\text{KOe}$  の磁場範囲での磁気履歴曲線を  $4.2^\circ\text{K}$  から  $300^\circ\text{K}$  の温度範囲で測定すると、第1図に例示する如く、 $H_c$  と  $I_R$  は、低温域のある温度以下にて急増する。 $10\text{KOe}$  磁場における熱磁化曲線からは、 $H_c$  及び  $I_R$  急変温度で何等の磁気変態は認められないから、この温度は、超常磁性極微粒強磁性粒子の 固着温度 と考えるのが最も妥当である。



(3) 抗磁力 ( $H_c$ ) と 残留抗磁力 ( $H_{rc}$ ) の比 ( $H_{rc}/H_c$ )

$H_c$  と  $I_R$  とが 低温域の異常増加を示す月岩石においては、 $(H_{rc}/H_c)$  比は、液体 He 温度に於いて、2~3 であるのに対して常温では 2~10 に達する。常温における磁化曲線は、残留磁気を再になし (従って  $H_c = H_{rc} = 0$ ) 超常磁性成分 ( $\alpha\%$ ) と、鉄合金粗粒子群の強磁性成分 ( $1-\alpha\%$ ) の重ね合せとして理解できる。

(4) 初帯磁率 ( $\chi_0$ ) と 飽和磁化 ( $I_s$ ) の比

月岩石のような鉄合金微粒子の多数を含む物質の  $(\chi_0/I_s)$  比は、近似的に  $(\chi_0/I_s) \approx (J_s^* \bar{N})^{-1}$  で表わされる筈である。ここに  $J_s^*$  は、鉄合金の単位体積飽和磁化、 $\bar{N}$  は、微粒子の反磁場係数平均値である。Fe 粒子の場合は  $(\chi_0/I_s) \approx 1.7 \times 10^{-4}$  の程度になる。然るに月岩石については  $(\chi_0/I_s) = (1-5) \times 10^{-3}$  と著しく大きな値になる。これは、鉄極微粒子成分の超常磁性帯磁率:  $\frac{1}{3} \bar{v} p (J_s^*)^2 / kT$  (ここに  $\bar{v}$  は極微粒子の平均体積  $p$  は、極微粒子の体積含有率) の附加に起因する。 $\alpha$  が大きい程  $(\chi_0/I_s)$  比も増加する。

(5) 室温における磁気粘性

超常磁成分の含有率  $\alpha$  の大きい試料は、室温にて著しい磁気粘性を示す。この粘性磁気余効は、従来ひろく採用されている Richter 型の  $\tau$  (緩和時間) 分布や、その特殊な場合である ( $S \log \tau$ ) 型の磁気粘性では表現できない。その分布函数を一般的に  $\varphi(\tau)$  にて表わせば、粘性磁化成分は、 $\int_0^\infty \varphi(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau$  で表現できるから、粘性磁化曲線の測定値から逆ラプラス変換によって  $\varphi(\tau)$  を求めることが出来る。(Richter 分布は  $\varphi(\tau)$  の極めて特殊な場合に相当する。)

(6) 総合的結論 : 上記4種の実験的吟味結果から、月岩石中の超常磁性粒子の平均直径は、 $140 \sim 190 \text{ \AA}$  と見積られ、又超常磁性成分の含有率  $\alpha$  は、岩石によつて 0.1 から 0.6 にわたる広い範囲に分布することが示された。



FORMATION OF A MAGNETIC SPINEL BY HEATING HEMATITE IN AIR AND WATER VAPOR

H.P. Johnson, R.T. Merrill and H. Kinoshita

Univ. Washington

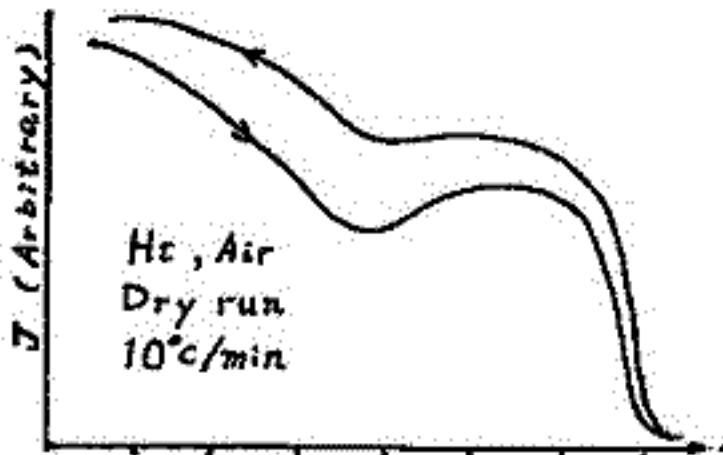
Abstract

The generally accepted assumption that hematite is crystallographically stable against heating in air to moderate temperature (300°C) is shown to be incorrect when small amount of water vapor are present in the sample. A metastable magnetic spinel with a  $595 \pm 10^\circ\text{C}$  Curie temperature is formed when either hematite or goethite is heated at  $10^\circ\text{C}/\text{min}$  in air or oxygen with water vapor present. The possibility that the magnetic spinel is either magnetite or a form of maghemite is discussed with the evidence being inconclusive.

Importance

It is no longer safe to conclude that hematite is stable against moderate heating in air or oxygen if water is present.

3) 測定結果 (I)



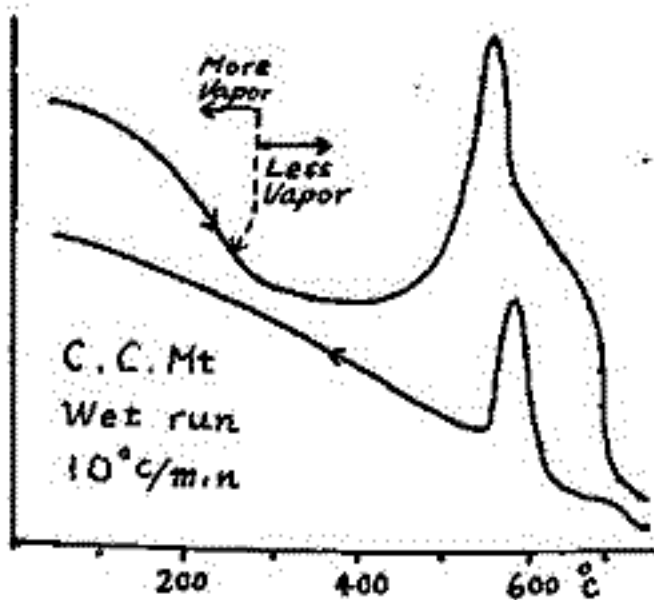
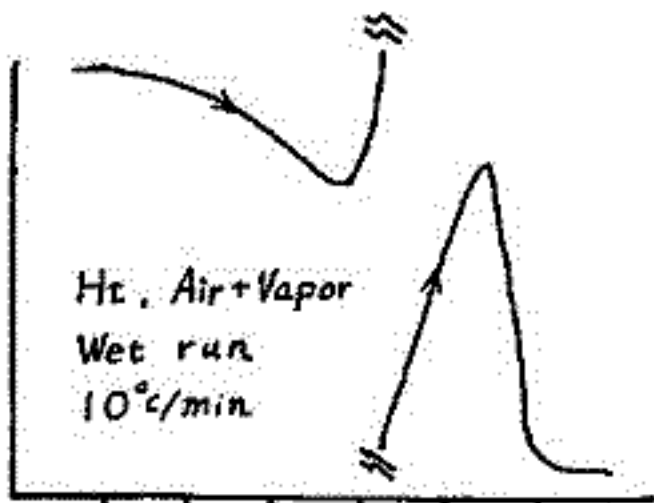
1) 使用サンプル

Columbia Carbon Magnetite  $\bar{d} \approx 1\mu$   
 Artificial Hematite (By heating C.C. Mt), Natural Hematite (Elba)  
 Artificial Goethite (試薬)

2) 実験手続

V.S.M. による磁化測定  $H_{ex} = 7\text{KOe}$   $T \leq 750^\circ\text{C}$   $H.R. 10^\circ/\text{min}$   
 $\text{Qz tube (open to Air) 中 2" 加熱}$   $H_{ex} \approx 0$   $T \leq 750^\circ\text{C}$   
 $H.R. 10^\circ/\text{min}$   $5^\circ/\text{min}$

X線分析



4) 測定結果 (II) Table

Starting Sample	$J_s(7\text{KOe})$ emy/gr before heating	$J_s(7\text{KOe})$ emy/gr after heating	$T_c$ new phase $\pm 10^\circ\text{C}$
Heating Rate $10^\circ/\text{min}$ <b>Wet run</b>			
— V.S.M. open to Air —			
C.C. Mt. I	0.43	3.3	598
II	"	10.5	592
VIII	"	—	596
*	"	9.0	593
DT	"	6.7	—
Elba Ht	0.45	3.7	597
Goethite	0.37	7.4	595
— Qz tube, open to Air —			
Ht (C.C. Mt)	0.43	2.4	—
Heating Rate $10^\circ/\text{min}$ <b>Dry run</b>			
— Qz tube, open to Air —			
Ht (C.C. Mt)	0.43	0.43	—
Heating Rate $5^\circ/\text{min}$ <b>Wet run</b>			
— Qz tube, open to Air —			
Ht (C.C. Mt)	0.43	0.44	—

V.S.M. 測定の場合



II-29 群馬県茶臼山溶結凝灰岩の磁化(その2)

野村 哲  
群馬大学教養部

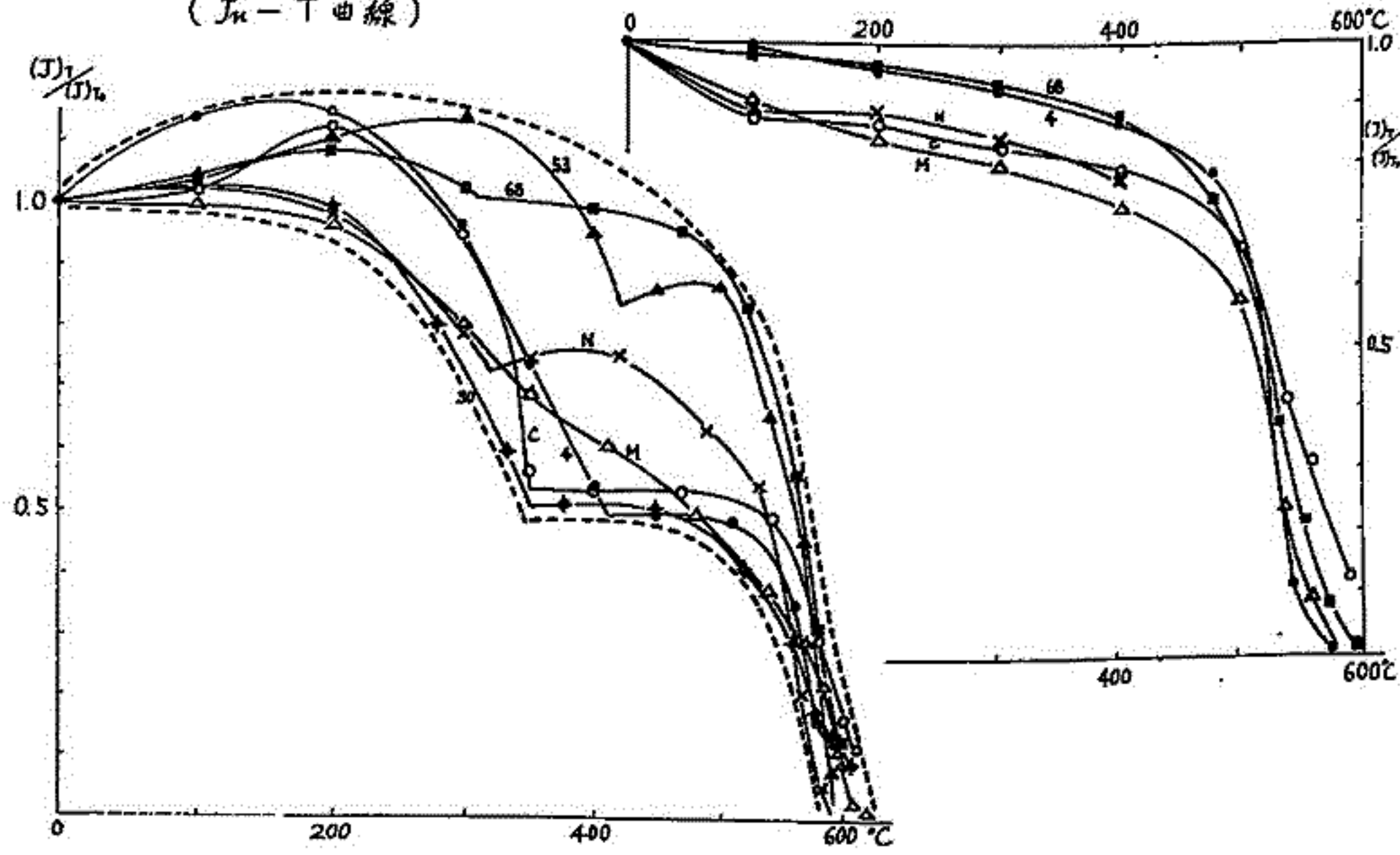
かつて、茶臼山溶結凝灰岩の磁化について報告したことがある。その内容は、1枚の溶結凝灰岩層(厚さ15~20m)が、東西15kmにわたって広く分布しているにもかかわらず、磁化方位は一定しており、くわえて、褶曲構造のあるところは、その屈曲の大きさに応じて、磁化方位も変化している、ということであった。

今回は、各地から、この溶結凝灰岩の試料をとり、磁氣的性質を調べてみた。熱消磁の結果は、第1、2図に示すとおりである。第1図をみると、キュリー温度は600°C付近に一致するが、 $J_n-T$ 曲線は、採取地点ごとに、いろいろな形を示すことがわかる。一方、 $J_r-T$ 曲線(第2図)は、どの曲線もほぼ一致している。これらの現象は、溶結凝灰岩が形成されて(熱残留磁化して)から、今日までのあいだに、強磁性鉱物(磁鉄鉱)が、第1図の破線でかこまれた範囲まで、磁氣的に変化をきたしていることを示している。しかし、前回に報告したとおり、自然残留磁気の方位をかえるところまでは変化していない。

今日までの、筆者を含めた秋間国研グループによる地質調査では、この溶結凝灰岩は、中新世末期に形成され、その上位には、ほとんど地層を累積することなく(厚くても50~100m前後で)、今日にいたっている、とみられており、切峰面図や火山性噴出物の分布産状などから、この溶結凝灰岩の分布地域は、奥曲山や浅間隠山を中心とする“火山”のすそ野であった、と考えられている。

第1図. 茶臼山溶結凝灰岩の自然残留磁気の熱消磁曲線 ( $J_n-T$ 曲線)

第2図. 熱残留磁気の熱消磁曲線 ( $J_r-T$ 曲線)



II-30 福井県丹生山地火山岩の古地磁気

広岡公夫, 奥出恒夫  
福井大学教育学部地学教室

西村進  
京都大学教育学部地学教室

福井市の西方に位置する丹生山地は、中新世火山岩類からなっている。特にこの地域の南半部は、中新世下部の火山活動による形成された糸生累層によるものである。今回は、この糸生累層について行なう古地磁気測定の結果について述べる。

糸生累層は、三浦静雄(1972)により詳しく調べられ、次のような6つに区分されている。

- VI. 梅瀬火山岩層
- V. 大天火山岩層
  - V<sub>2</sub>. 大天安山層
  - V<sub>1</sub>. 糸生湖成層
- IV. 布ヶ滝火山岩層
- III. 横山火山岩層
- II. 三尾野火山岩層
- I. 笹川火山岩層

各々の火山岩層は1枚から数枚の薄岩を含んでいる。これらの薄岩の古地磁気測定の結果、笹川火山岩層と梅瀬火山岩層はReverseの時期があること、更に、全体を通じて、intermediateの磁化方向を示すものが多いことが判明した。

また、笹川火山岩層と布ヶ滝火山岩層に含まれるものから得られたZircon について、fission-track 法による年代決定を試みた結果、

笹川火山岩層 18.6 m.y.  
布ヶ滝火山岩層 16.0 m.y.  
の値を得た。  
測定結果は図に示している。

		Direction of Magnetization			Age
Itô Formation	VI				18.0 ± 1.8 m.y.
	V	V <sub>2</sub>			
		V <sub>1</sub>			
	IV				
	III				
	II				
I				18.6 ± 1.7 m.y.	



## 地磁気永年変化による見かけの地磁気極の ばらつきとその緯度による違い

行武 毅  
東京大学・地磁研究所

古地磁気学の研究から、太平洋地域の地磁気永年変化は世界的平均より小さいのではないかと注目されている。現在の非双極子磁場の分布は、ランダムな時間変化の一断面を示すものと見做し、現在の磁場の空間平均より標準曲線を求める、古地磁気学の結果と比較する方法がとられている。その際、地球磁場を双極子磁場と非双極子磁場とに分類し、それぞれに異なる統計的処理を施している。しかし、非双極子磁場を一括して取扱うことは問題がある。非双極子磁場には、停滞性と移動性の二種類の性格の異なる磁場があるからである。これは赤道面内双極子といふことも例外ではない。ここでは移動性磁場と停滞性磁場との分類により、見かけの地磁気極 (VGP) のばらつきを計算してみよう。

### 1. 停滞性磁場の非定常性

停滞性磁場が時間的に全く変化しないとするとき、VGPのばらつきは移動性磁場だけによることになる。この場合、長期間の平均をとると、ある場所を求めるためのVGPの平均的位置は、停滞性磁場のための地理学的極とは一致しない。移動性磁場はVGPもこの平均的位置のまわりに分散させる役割もある。新芽三記佐までにはこのばらつき、各地で得られたVGPの位置を平均すると、停滞性磁場が時間的に変化しないとした時期得られたVGPの位置と必ずしも一致しない。これは停滞性磁場が長期的には時間変化していることを示唆している。

### 2. 移動性磁場と停滞性磁場によるVGPのばらつき

Gauss 係数  $g_n^m$  ( $n=1, 2, \dots$ ) とし 1945年の値を採用し、移動性磁場(赤道面内双極子をも含む)が自転軸のまわりを一回転したとき、各緯度でのVGPの変化を計算した。地理的極からVGPまでの距離の分散を求めるに、南北両半球で非対称になり、北半球の中低緯度で小さくなる。同様の傾向は停滞性磁場が時間変化可能としても現れる。両方の磁場による分散は約30°Nで極小となり、おおよそ10°である。このような標準曲線をとればハワイ島塔若より得られたVGPの小さな分散は必ずしも異常であるとは云えなくなる。

### 3. 南北半球の非対称性

上に述べたVGPの分散の南北両半球での非対称性は、zonal term  $g_n^0$ の影響であることが数値実験で確かめられた。古地磁気学のデータの集積によつて、南北非対称性が、さらに明確に実証されれば、地球磁場は遠く何十万年かにわたつて現在と同じような  $g_n^0$  磁場が存在したことになる。



## II-33 海山玄武岩の K-Ar zone dating

小嶋 稔・工藤和男 庵主肇男 (夏大・理)

海山岩石について K-Ar 年代値を求めるときには、次の点に特に注意を払う必要がある。すなわち、

- (1) 高静水圧下で噴出したため、初生プルゴン (Excess Ar) が噴出時に完全に逃げていない。
- (2) 海水中に保存されているため、海水中の K が岩石中に取りこまれる (K-fixation)。このうち (1) の Excess Ar の問題は、岩石の年代が数千年以上の古いものでは、多少程度大誤差を与えている。又 Excess Ar の影響をさけるためには  $^{39}\text{Ar}-^{40}\text{Ar}$  法を用いるのが有効である。ここでは (2) の K-fixation の問題につき検討を試みた。K-Ar 年代の信頼性をチェックするには、岩石から各微細相を分離し、それぞれに K-Ar 年代を求めその Concordance をみればよい。しかし海水中で急冷した海山玄武岩では微細相粒子が極めて小さくその分離は不可能に近い。このため、ここでは、いくつかの岩石試料でも、異なる部分 (周辺部および内部) により K-fixation のためが異なる K-含有量をもつことを利用し、それぞれの部分につき K-Ar 年代測定を行い、その値を比較検討することにした。いわゆる K-Ar zone dating である。この結果次のことがわかった。

- (1) K 含有量は岩石の周辺部が高い。このことは海水中から K が次第に岩石中にしみこむことを示している。
- (2)  $^{40}\text{Ar}/\text{rad}$  はやはり岩石の周辺部に比べ、周辺部が高い。
- (3) K-Ar 年代値は、したがって周辺部と中心部ではほとんど差がない。つまり concordant である。
- (4) 種々の拡散係数 (D) および噴出年代 (t) をパラメータとして拡散方程式を解き、実際の K,  $^{40}\text{Ar}/\text{rad}$ , K-Ar 年代値の分布に最もよく一致する D, t の値を求めた。この結果は、いずれの場合についても  $D \sim 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{sec}$ . には実際に求められる K-Ar 年代にはほぼ等しい。

以上の実験結果より我々は次の結論を得た。

- (a) K-fixation は岩石の噴出直後より急速に起った。
- (b) Zone dating で求めた年代は、ほぼ岩石の噴出年代を示している。

小嶋 祐, 齋藤 和男

東京大学理学部 地球物理学教室

海洋底拡大説によると、新しいプレートは海嶺から湧き出し左右に広がってゆくと考えられている。そして最近では地磁気の縞模様の研究から、同一年代を走る線が海嶺を軸にして年輪のように引かれている。しかし、海底をボーリングしたりドリッジしたりして得られた岩石を用いて、K-Ar法で年代測定したところ、そのいくつかは著しく古い年代を示すという結果が得られた。もしこの結果がそのまま正しいとすれば、海洋底拡大説に大きな疑問をさしはさむことになる。しかし海底の岩石の年代測定には次のような困難があって、得られた結果がそのままは受け入れられないという事情がある。

- i) ほぼ4°Cの海水中に出てくる溶岩は急冷するので、K-Ar法の根本仮定である、固結時にはArは含まれていないという仮定が<sup>厳密</sup>していない恐れがある。もしはじめからArが含まれているとすれば、K-Ar法で求められる年代は古くなる。このことは古い年代が求められる時、EXCESS Arであるとかたづけられる可能性のあることを示している。
- ii) 海底の岩石は急冷のため結晶の成長が悪く、鉱物分離は多くの場合不可能に近い。従って、全岩での分析以外行えないことがほとんどである。その上Rb, Srの含有量も一般に低いので、もし鉱物分離が出来てもRb-Sr法の利用もむずかしい。

最近K-Ar法の一変形である<sup>39</sup>Ar-<sup>39</sup>Ar法がアポロ試料の分析に威力を發揮している。この方法では原子炉中で試料に高速中性子を照射し $^{39}\text{K}(n,p)^{39}\text{Ar}$ の反応で<sup>39</sup>Arを作り、年代が知られたモニタ-試料の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ と試料の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ を比較することによって年代を知る。この方法の最大の利点はStep wise heatingが利用できることで、これによってExcess Arの困難を乗り越えられる可能性がある。

我々は大洗原研の原子炉を利用して試料を照射した。照射は90日に及び、Total Fluxは $10^{18}\text{n}$ に達している。モニタ-試料にはBern 4M (moscovite 18.5 m.y.)を用い、G 205, DR1, OS1, #16-2, の4つの海山試料を照射した。Step wise heatingでは700°C, 800°C, 900°C, 1000°C, それ以上の5段階に分けてFractionを集めた。

分析の結果 Bern 4Mについては大変信頼出来る結果が得られたので、これに基づいて他の試料の年代を求めた。しかし、DR1でも信頼できる結果が得られた他は、年代が真にならなくなってしまったり信頼のおける結果は得られなかった。年代が真となった原因は、原子炉中で、 $^{40}\text{Ca}(n,n\alpha)^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}(n,\alpha)^{39}\text{Ar}$ ,  $^{43}\text{Ca}(n,\alpha)^{39}\text{Ar}$ などの反応で生じるArを補正するために、外国の文献によるFactorを用いたためと思われる。これは、今回の試料の中に補正のための試料を入れなかったためで、今回新たに送った試料には、このための試料が加えられている。

実験をはじめる前の段階では、Excess Arを期待していたのだが、今回の実験で得られた範囲では、Excess Arの証拠は見つからず、DR1ではAr lossと見られる結果が得られている。この結果は以前行った、K-Ar法によるzone-datingの結果とあわせても確かだと思われる。

高温・高圧に於ける  $V, Q$  の測定

— 新型装置の簡略 —

藤沢英幸

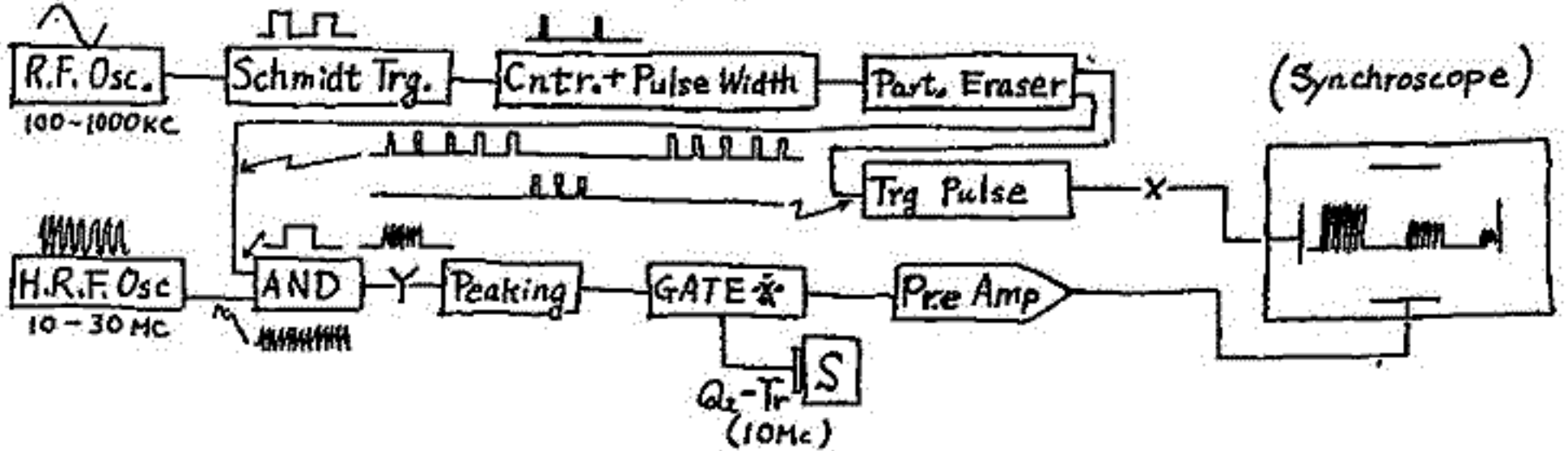
東大・地震研究所

木下肇

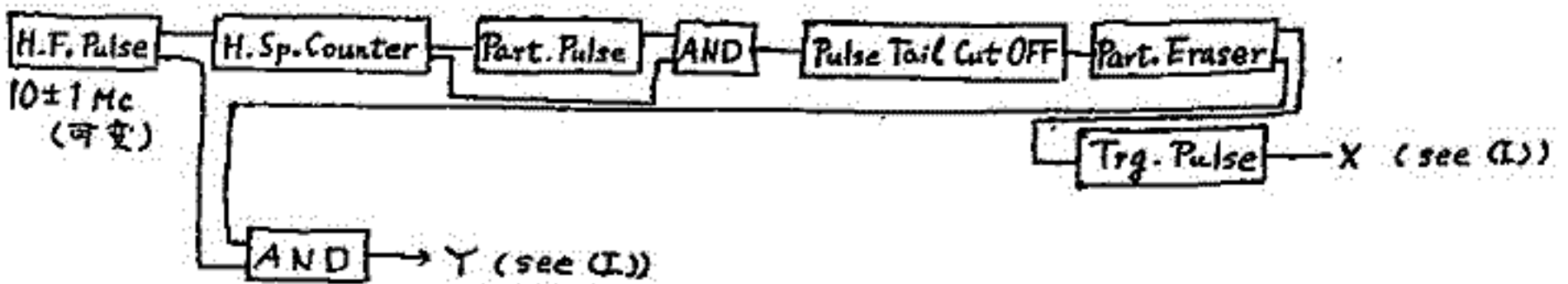
東大・理学部

(1) 計測回路

ブロックダイヤグラム (I) - 従来のも -



ブロックダイヤグラム (II) - 今回の試み -



- (2) 目的 …… 弾性波速度 ( $V$ ) とエネルギー伝達率 ( $Q$ ) の測定。
- (3) 応用 …… 磁気及び結晶変態等の捕捉。  
 $V, Q$  と強電磁場の相互作用。
- (4) 特徴 (II の場合) ……  $Y$  点をある Envelope 周波数の極微調が可能。  
Envelope の立ちりと Carrier の立ちりは一致する。  
故に反射波の Phase delay が読み取り易い。
- (5) 困難 …… GATE\* で Pre Amp. への混入雑音の問題  
Pulse Tail Cut Off が不完全 (= パルス中の調整難)
- (6) 現況 ……  $V_p/V_s$  と  $\pm 10^{-3}$  の程度 → GATE\* と Peaking を改善する  
 $Q$  は雑音で隠され困難 → 打動子の Peaking を改善する  
Phase shifter 用回路を用発中 → 特殊な AND (+1,  $\delta = \infty$ ) 回路を見つかる

Sept. 23, 1972.

歌代慎吉(海上保安大), 大島章一(水路部), 近藤 忠(水路部),  
 遠林一考(水路部), 塚本 徹(水路部)

日本周辺海上の航空磁気測量は1963~1964年に在野磁気測量計画の一環として水路部が実施した。今回は5年毎に水路部が実施している全国磁気測量計画の一部として1968~1969年にわたりYS-11機を用いて日本周辺海域の航空磁気測量を実施した。此の際同時に海岸に近しい陸上の磁気測量約40英点のSI磁気機, プロトン磁力計による成分の24時間連続観測も行った。

航空磁気測量は遠距離航空機YS-11機に新しく北極磁極を北にケロミンを用いた検出器によるプロトン磁力計, Fluxgate型三成分磁力計, 水平ジヤイロスコープ, 魚眼カメラを取付け地磁気の各成分(F, X, Y, Z, D, H, I)を測定した。測線間隔は平均10海里で測線は巨岸約800海里で日本海, オホーツク海, マリアナ海域, 南西海域を含む。飛行高度は約7,000m。航空機の海上での位置はロランA受信機で測定した。測定精度はプロトン磁力計は±1%, Fluxgate磁力計は±50%である。

測定値は1970.0年に reduce した緯度, 経度の二次の分布式を示すと次の様になる。

$$D = 5^{\circ}55' + 0.3664\phi - 0.0754\lambda + 0.0000007\Delta\phi^2 - 0.00009\Delta\lambda^2 - 0.00005\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 7'$$

$$H = 31.280^{\circ} - 6.187^{\circ}\phi - 1.910^{\circ}\lambda - 0.0011\Delta\phi^2 - 0.0001\Delta\lambda^2 + 0.0016^{\circ}\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 112''$$

$$I = 47^{\circ}06' + 1.288^{\circ}\phi - 0.111^{\circ}\lambda - 0.00029\Delta\phi^2 + 0.0000001\Delta\lambda^2 - 0.00002^{\circ}\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 13'$$

$$F = 46.070^{\circ} + 9.053^{\circ}\phi - 4.520^{\circ}\lambda - 0.0009\Delta\phi^2 + 0.00008\Delta\lambda^2 + 0.0003^{\circ}\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 122''$$

$$X = 31.080^{\circ} - 6.538^{\circ}\phi - 1.768^{\circ}\lambda - 0.0013\Delta\phi^2 - 0.0001\Delta\lambda^2 + 0.0019^{\circ}\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 176''$$

$$Y = -3.210^{\circ} - 2.657^{\circ}\phi + 0.816^{\circ}\lambda + 0.0007\Delta\phi^2 + 0.0007\Delta\lambda^2 + 0.0003\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 48''$$

$$Z = 33.660^{\circ} + 18.39^{\circ}\phi - 4.241^{\circ}\lambda - 0.0020\Delta\phi^2 + 0.00015\Delta\lambda^2 - 0.0015^{\circ}\Delta\phi\Delta\lambda$$

$$P = \pm 138''$$

$$\text{但, } \Delta\phi = \phi - 34^{\circ}00'$$

$$\Delta\lambda = \lambda - 136^{\circ}00'$$

尚 Secular Variation については次回に報告する。



## 日本の磁気異常分布について

水野浩雄

国土地理院

国土地理院の一、二等磁気測量のすべての成果を用いて、全国磁気図の作成とすすめてきた。そのために観測値の規準の統一、 $C_1$ 補正、 $C_2$ 補正による epoch reduction 等をおこなない、全成果を1970.0年化成値に統一した。このことにより、更に磁気図作成のための基礎資料がととのっただけでなく、日本の地磁気異常の分布について検討をおこなうことのできる段階に到達した。

日本の地磁気異常の分布については、二等磁気測量の資料により、原田美道氏が解析したことがある。(Bull. G.S.I. vol. 9, no. 1~2, p. 97)

今回は原田氏の解析のときにくらべて測定点数は2倍になっていゝ。原田氏は全国を7ブロックに分け、その各々について地磁気の分布を経緯度の二次式にあらわし、計算値と実測値の差を anomaly とした。今回は全国を単一の二次式であらわして anomaly と決定した。

anomaly の分布の特徴については目下解析中である。原田氏は anomaly の大きさの frequency distribution を作り、 $\Delta H$ ,  $\Delta Z$  の maximum が 300γ 近くにある(東北北海道地方において)との結論を45γのデータを用いて、上に記したデータと方法によつて、そのように大きな anomaly が数多くあらわされることは2γの見通しである。現在迄にデータ整理が一段落したところから、北海道において、anomaly が 0~10.0 の点が全体の約46%、10.0~20.0 の点が23%でこれですでに7割近くを占め、20.0~30.0 が19%、30.0 以上は12%にすぎない。二等磁気図のデータ、120点余を用いて分布式をつくり、residual を計算した結果を4γでも anomaly が偏角でとくに小さいことは2γなので、一、二等全点にのりておこなつても、 $H$ ,  $Z$  の anomaly の中心度分布は、上記偏角のものとは大差なくである。

原田氏の論文は、国土地理院の磁気測量のデータによる地磁気異常の分布の解析と手がけたといふ点では歴史的意義をもつとしても、その結論は変更を要せられぬとみられる。

## II-38

## 日本における全磁力経年変化 (1970.0年)

藤田尚美  
国土地理院

1969年1月～1970年12月の2年間の全国8ヶ所の全磁力から、1970.0年の全磁力経年変化を求めた。前述の equatorial Dst にあてはめて修正をほどこした。

$\dot{F}$  の  $\Delta\varphi, \Delta\lambda$  の2次式表示は、観測所の数が少ないので、 $\Delta\varphi, \Delta\lambda$  の2次項の係数の精度が悪い。そこで、1次表示を求めた。

$$\dot{F}(1970.0) = a + b\Delta\varphi + c\Delta\lambda$$

$$\Delta\varphi = \varphi - 37^\circ, \quad \Delta\lambda = \lambda - 138^\circ$$

$$a = -21.94 \pm 0.08$$

$$b = -0.579 \pm 0.030$$

$$c = +0.187 \pm 0.028$$

$$s.d. = \pm 0.20$$

NNW down, SSE up の傾向となり、IGRF による水経緯の 1965.0 年の  $\dot{F}$  の分布と異なり、特に西南日本はかゝる位置に直交する。

全磁力経年経緯変化は12は。

- 1) 大島にかゝるは、野嶺(西側)で  $-2^\circ/\text{yr}$ 、豊津(北側)で  $+1.5^\circ/\text{yr}$  である。この向きは、磁場の急激な増加しつゝあることを示す。その向きは、

$$\Delta M \sim 3 \times 10^{22} \text{ em}^3/\text{yr}$$

1950年代の  $\Delta M$  の増加量 ( $\Delta M \sim 5 \times 10^{22} \text{ em}^3/\text{yr}$ ) の約半分である。

これは、火山噴火の予報に役立つ。

- 2) 下里の700トンの  $\dot{F}$  は 1970年4月～1972年4月の2年間は  $-2^\circ$  である。この以前の變化計から求めた  $F = \sqrt{M^2 + Z^2}$  の経年変化には大きな変動がみられる。

藤田尚美  
□ 土地理院

地震予知計画地磁変動 -  $\gamma$  に よる全口 8 ヶ所の  $\gamma$  のトノ磁力計記録 (JST 040, 050, 100, 110, 120) を用いて、全磁力日平均値の変動を調べた。

全磁力日平均値  $F$  と  $\Sigma K$ ,  $K_p$ , equatorial Dst の間には、Dst との相関が最も強い。  
 $F$  と Dst の日平均値の変動比  $\alpha$  は、地磁変動度  $I$  の要、伏角  $\epsilon$  と  $I$  とで与えられる。

$$\alpha = -\cos \epsilon \cos I + 0.36 \sin \epsilon \sin I \quad (1)$$

とある。

各観測所の極周地磁変動観測所に対する全磁力日平均値の差  $F - F_{\text{eq}}$  と Dst の傾斜は、(1) の  $\alpha - \alpha_{\text{eq}}$  と与えられる。また、極周地磁変動観測所の日平均値に  $\alpha_{\text{eq}} \cdot \text{Dst}$  の補正を行なうと、極の  $\sim 24 - 28^\circ$  の曲線を得る。この値の  $\sim 70\%$  の  $\alpha$  は、近似的に正しく与えられる。

左の如く。

- 1) all days は与えられた (1) の値を以て近似的に算出するが、年周変化の  $\sim 10\%$  の可能性がある。
- 2) night values については、一般に  $\alpha$  が (1) の値より小さくなるが、 $\alpha - \alpha_{\text{eq}}$  は (1) を用いて差を計算する。

大地 沈 森 俊雄

地磁気観測所女満別出張所

北海道と南千島の太平洋岸沖から日本海溝の間の地震帯で、過去100年間根室沖の一地域に大地震震域の空白地帯のあることが宇津に基いて指摘されており、又、国土地理院の水準測量の結果でも北海道東部では過去60年間に北へ西に向う2cmあまりの水平変位のあることなど根室沖に近き将来大地震の起る可能性のあることが指摘されている。

このようになことから女満別地磁気観測所では北大横山教授と協力して、北海道東部太平洋岸と女満別を結ぶ線上に地磁気経年変化観測のための磁気点を設置し、毎年1～2回地磁気絶対観測を行うこととした。

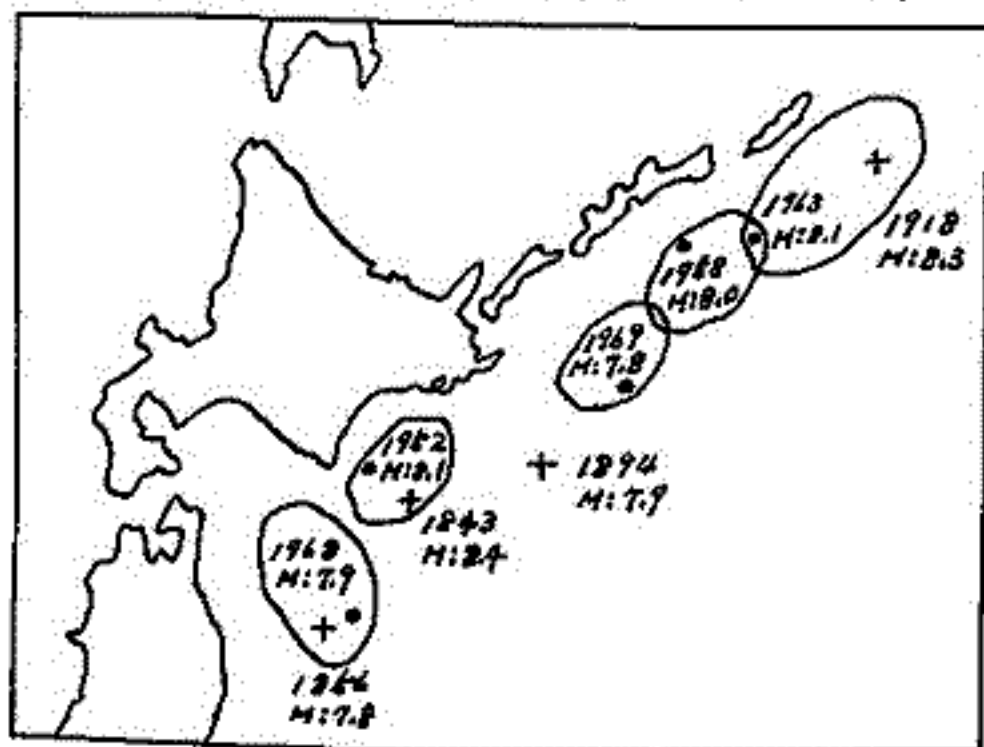
女満別地磁気観測所では昨年厚床と女満別を結ぶ線上に、厚床、上春別、緑の3点を設置し、北大では今年厚床、標茶、辰科路湖の3点を設置した。

女満別地磁気観測所では、観測点の設置にあたっては、なるべく公有地で将来人工擾乱の恐れが少なく、又、磁場傾度の小さい場所を選定した。

絶対観測にはGSI一等磁気儀と携帯式プロトン磁気計を使用するが、磁気儀検出器の再現性を確保するため、互に2cm離れた2つの磁気点のまわりに各磁気儀を三脚をのせて非磁性台をうめこんでおいた。又、位置の再現が数cmずれの場合でも精度が悪くならないうち、上下、水平共10cmずれでも1%以内におさまるよう磁気点を設置した。

第1回目の観測は71年9月と10月に実施したが、まず各地点の日変化の特徴を身につかむために各地点共18時(L.T)頃から翌日の18時頃までの24時間観測を行った。全磁力観測は10分毎に、成分観測はほぼ30分毎に行なった。

観測の結果、女満別と各地点との差日変化の振中は日変化の<sup>年</sup>越する6～7時(L.T)ではF、H、Zはそれぞれ13%/100km、15～25%/100km、40～60%/100km変化するが、上記時間以外では磁気嵐や湾型変化のない場合にはほとんど一定となる。72年10月8日と9日に各地点で18～23時(L.T)に5回程度の観測を行った。



第1図 北海道東部における近年の大地震の震源域(楕円)とその震央(黒丸)及び大正年代以前の大地震の震央(+印)  
(宇津統治による)

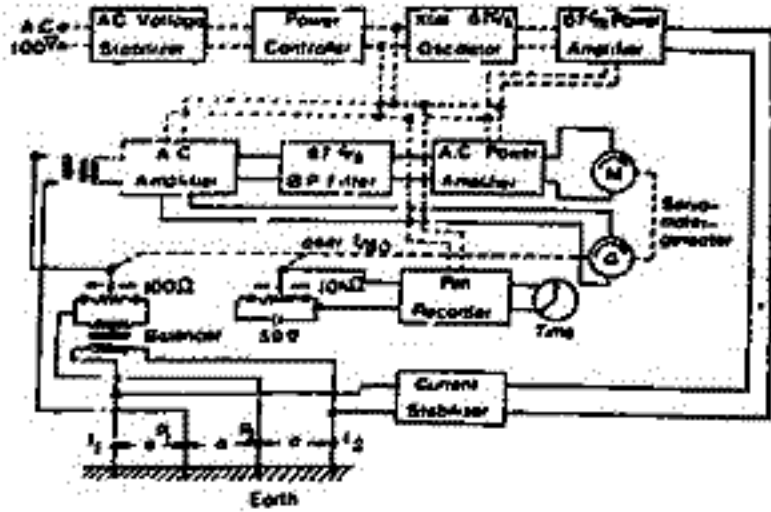


第2図 地震予知地磁気観測点(白丸は地磁気観測所、黒丸は北大の磁気点)



力 武 常 次 山 崎 良 雄  
東 大 震 研

1968年以降、神奈川県三浦市油壺の東大理学部付属、臨海実験所構内の特設観測坑において、土地の電気比抵抗の連続観測を実施している。回路の構成を第1図にてしめした。既に報告した通り、潮汐荷重による地殻変形に伴なり電気比抵抗の変化が常時記録されている。土地の比抵抗変化率はこの程度の歪（ $10^{-8}$ のオーダー）については約300倍に増倍されることがわかった。



第 1 図

筆者により開発された比抵抗変化計は、マグニチュード(M)が7が越えるような地震の際には震央距離が1,000km以上の場合にも、ステップ状の変化をしばしば記録している。また関東地方に起きたMが5~6の地震についても同様である。ステップは必ずしも瞬間的ではなく、Mが大きいほど立上りの時間が長く、約5分にも達するものもある。

地震に伴なり Strain step と同様に考えて、震央距離100kmにおけるステップに換算するならば、ステップの対数と(M)とは直線的関係にある。発震機構要素より計算された油壺における Strain step (金森博雄による)は、多くの場合に $10^{-6} \sim 10^{-8}$ であり、この場合の増倍率は $10^4$ を越えることになるが、これは油壺の観測坑付近から採取した岩石試料についての、圧縮実験結果を外挿した場合に予想されることである。

第2図にしめした記録を含む2~3の地震に際しては、地震発生の数時間前から前兆的变化がみられ、クリープ状破壊に伴なりものかもしれないと考えられるので、地震予知の立場から興味深い。

なお現在は千葉県白浜町塩浦と静岡県南伊豆町子浦にも比抵抗変化計を設置しており、油壺と共に3点連続観測を行っている。



第 2 図

# 柳岡における変化ベクトルの経年変化 — 電気伝導度異常CAの経年変化 —

久保木 忠大, 吉松隆三郎  
(地磁気観測所) (理科大学)

地磁気の変化ベクトルを赤いすのこ一般に次式を用いてみる。

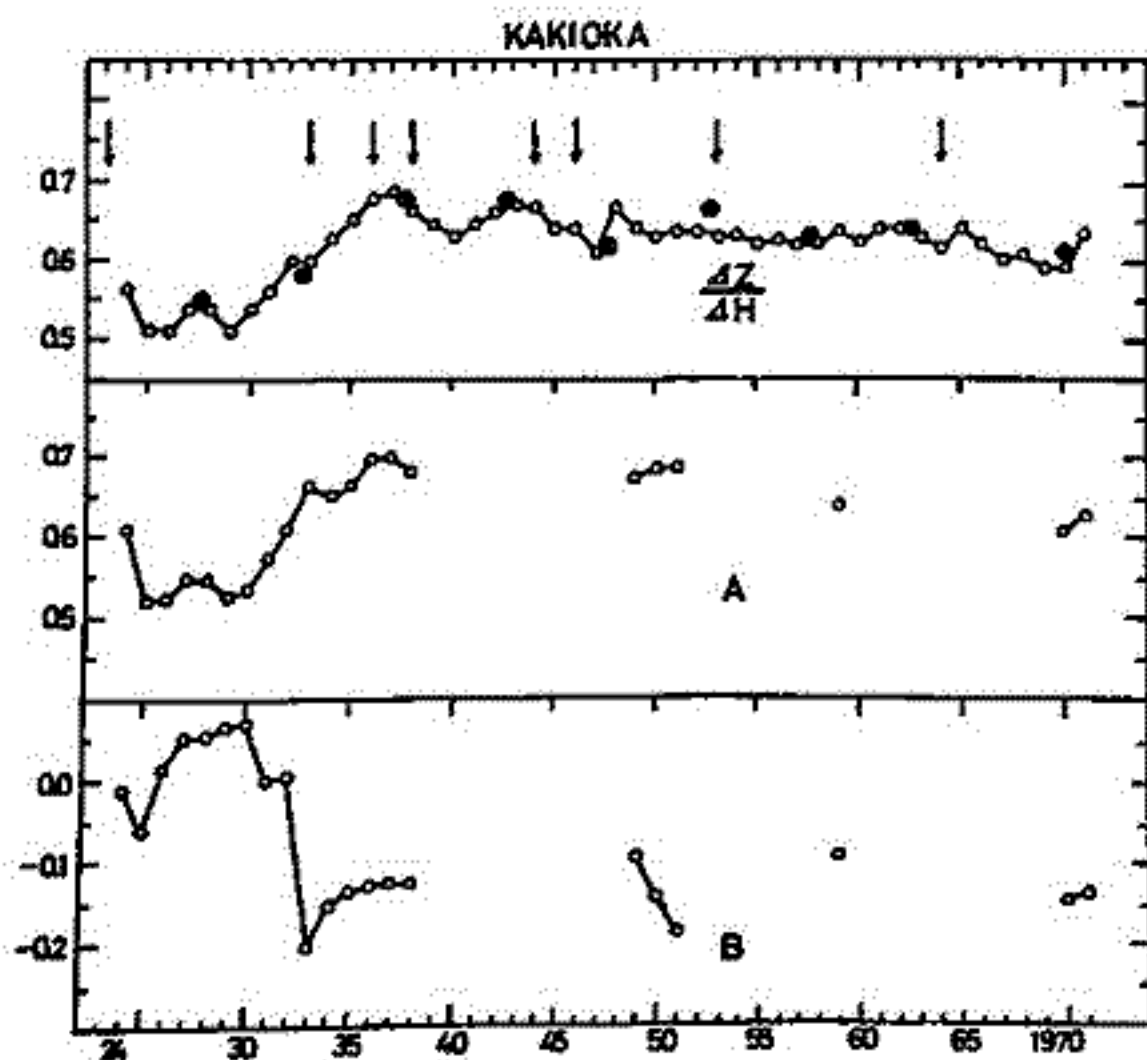
$$\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$$

神岡・女洞別・鹿屋および下里において、 $\Delta Z$ などが地帯の前に10~20%変化することは著者の1人(吉松)により(1964, 1965)述べられており、最近では柳原(1972)により神岡のSSCについて、Aが周東大地帯の前に減少し1923年から1940年にかけて大きく増加したことが報告された。

著者は神岡における $\Delta Z$ , A, Bの値についてDuration 1~40分の現象のすべてから求めてみた。この結果の一つを下図に示した。この図で $\Delta Z$ は $\Delta D$ の変化のムラを現象と採用したのでAに近い値である。A, Bについては非常に労力を要するが現在は1924~38, 1950, 1960, 1970と断片的にのみ求められている。またDurationが20~40分のものについて示してあるが、1~20分のものについても変化の様子は同じである。

A, Bは明らかに1924年から1938年にかけて大きく変化している。これは測定器や現象の特性によるものではないことはいろいろな面から検討した。この変化が↓印を示したM=7.5の地帯と直接に関係あるとはいえないが、興味ある事実である。

現在の所このA, Bの経年変化がなぜ起こるか明らかでない。今後は観測のない期間についてその機構を説明したい。



田 中 様  
国 土 地 理 院

日本におけるCA観測は CA研究者の会合が 柿岡と鳥取大学で、シンポジウムが 鹿野山測地観測所で開催された結果、地磁気変動に及ぼす離島効果、半島効果を明らかにし、地磁気短周期変化異常を説明するための地下構造モデル<sup>(1)</sup>等を明らかにして来た。

これにともない、地震活動との関係、地殻熱流量との関係が議論されたことはいうまでもない。CA観測より求められる電気伝導度異常面を示すパーキンソンベクトルは、殆んど海の方を向くので 海洋効果が相当寄与していると思われる。

本講演では、前回に引き続き、海の影響などの程度含まれていないかわからないけれども、パーキンソンベクトルの値をそのまま採用し、国土地理院で実施している明治以来の一等三角測量の成果から求められる地殻の水平歪の向きと比べてみたので報告する。東北地方では、加藤<sup>(2)</sup>により水平歪の向きとパーキンソンベクトルの向きが一致するらしいと示唆されていたようであるが、これとは別に同様の結果を前回、筆者らも報告している。

東北地方は弧状列島の典型的な型を示しているのでも上記の結果を示す傾向が見えるか、他の地域はどうであろうか。

パーキンソンベクトルのこれまで観測されてきた地域は少なく、許される範囲内で資料を集め、周期別に対応関係をみながら地殻水平歪と比較する。即ち、我々の実施している三角測量の変動結果は、広域性の現象か局地的な現象か、又、非常に浅い地殻の変動自身に対応するか深い対流的なプレートに対応するかを調べたいのである。

上記のことを調べるには目下のところデータが余りにも少ないので、代表例として、東北地方と北海道地方を構造的に連結させたため東北日本列島を選び、浅田周辺と東西一帯に切った観測計画について報告する。

1) 力武常次、シンポジウム「日本列島下の熱的構造」論文集(1970) 1~9

2) 加藤俊雄

森 俊雄 大地 流  
地磁気観測所女満別出張所

1970年より女満別附近から北海道東部太平洋岸にかけて、地電流観測を主体としてCA観測を行って来る。

女満別から上春別にかけての地電流主方向は $N25^{\circ}E \sim N45^{\circ}E$ とあまり差はないが、厚床での主方向は $N23^{\circ}W$ と上春別、厚床間35kmの間で約 $70^{\circ}$ のずれがある。しかし、地電流主方向とは同じでも、地磁気変化の方向によつては電流方向が反対向きになることもある。

今年太平洋岸の茶内では地磁気、地電流観測、上春別と厚床の中間附近の上風道で地電流観測をし、主に女満別の地磁気短周期変化と各地の地電流変化と対応づけて、地磁気変化の方向に対する地電流変化の方向及び変化比について調べた。

女満別から上風道にかけては地磁気と地電流変化の振中比は最大方向で $0.4 \sim 1.3 \text{ mV/km/}\gamma$ であるが、太平洋岸の厚床、茶内では $3.0 \sim 4.5 \text{ mV/km/}\gamma$ と変化が非常に大きい。変化方向も加味すると女満別から緑にかけての千島火山帯より北、根釧原野中央部及び太平洋沿岸ではそれぞれ異なる振舞をする。太平洋沿岸では地電流変化の主方向が非帯域は $0$ より $120^{\circ}$ の変化が大きいに対して、根釧原野中央部では主方向があまりはっきりせず変化も小さい。千島火山帯より北では両者の中間的振舞をする。

上春別、中標津附近は第4紀堆積層の厚さが $1300 \text{ m}$ 程であるが、太平洋岸は白亜紀砂岩花崗岩露出しており、始めは太平洋岸の比抵抗は大きいのは確かと考へて来たが、比抵抗測定の結果、太平洋岸の白亜系の比抵抗はむしろ第4紀堆積層よりも小さいという結果が出た。従つて太平洋岸では電流は海の方へ向つて流れると、地電流主方向が海岸線に対して垂直になると思われる。





本 殿 義 幸  
東京大学地電研究所

昨年の秋の学会で離島効果と上部マントルの良導層との関係と論じた際、current function 及び induced potential を求める式に誤りがあり、たのびで訂正した。即ち、induced potential は

$$W_{10} = B \sin \lambda x + 2\pi \bar{\epsilon} \psi$$

と仮定し、

$$W_{10} = B \sin \lambda x + 2\pi \psi$$

と仮定する。即ち、

$$B = ((2\pi k - 1)\bar{\epsilon} + 1)A, \quad \bar{\epsilon} = 1 + \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 + k^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + k^2}} e^{-2\lambda H}$$

以上訂正した上で、改めて離島効果に及ぼす上部マントルの良導層の影響を考慮する。まず最初に上部マントルの電気伝導度が一定であると考える。この時、coupling を考慮しない時の理論値が coupling を考慮しない時の理論値の約半分になることは、良導層が地表近くにあると、その影響は小さくなることを示す。しかし、一様モデルでは周期依存性を説明することができない。即ち、観測値は周期5分の120分まで、顕著な周期依存性は見られず、一様モデルでは周期が長くなるほど coupling が強くなり、顕著な周期性を示す。

このため、一様という仮定をやめ、 $\sigma$  (電気伝導度) は  $z$  の関数であると考える。次に離島効果と上部マントルの電気伝導度の関係と調べるため、 $Q$  という値を導入する。sheet 上下の potential を  $W_+$ ,  $W_-$  とすると、

$$W_+ = (Ae^{\lambda z} + Be^{-\lambda z}) \sin \lambda x, \quad W_- = (Ce^{\lambda z} + De^{-\lambda z}) \sin \lambda x$$

今、 $\lambda = \frac{r}{c}$  と仮定し、理論的観測値  $Q$  は、

$$Q = e^{-2\lambda H} \frac{\frac{dW_+(z)}{dz} - \lambda W_+(z)}{\frac{dW_-(z)}{dz} + \lambda W_-(z)} \Big|_{z=-H}$$

となる。

$$\frac{d^2 W(z)}{dz^2} - (\lambda^2 + z^2) W(z) = 0, \quad z^2 = 4\pi\sigma(z) \rho, \quad \rho = \frac{\rho_0}{\sigma_0}$$

したがって、観測値は、

$$Q = \frac{P_2 - (P_2 + \alpha + 2)F}{P_2 - (P_2 - \alpha + 2)F}$$

となる。

$$\alpha = \frac{r\lambda}{2\pi\rho}, \quad F = \frac{H\rho}{H_x}, \quad P_1, P_2 \text{ は } \psi \text{ の値}$$

したがって、 $Q$  の理論値が観測値と合致するモデルを求めると、 $z$ 、上部マントルの局所的な電気伝導度分布を推定することが可能になる。

行武 毅  
東京大学・地震研究所

従来、地球核は均質流体で満ちているとして取扱われてきた。しかし地球自転の影響のため、核内流体運動は *geostrophic mode* が卓越するという考えが支配的であった。すなわち、熱対流があったとしても Coriolis 力が大きいので、運動は自転軸に垂直な面内に限られ、軸に平行な column 状の流体があたかも剛体の如く軸の周囲を回転運動するという考えである。最近になって核内密度分布が再検討され、融点温度勾配の方が断熱温度勾配より緩やかであるとの主張もあこなわられている。これは地球核が熱対流も起り難い程安定な成層構造をなしていることとも意味している。

一方地震波の速度から核内の密度分布が求められているが、核表面近くの密度は構成物質を鉄と考えた場合より約10%軽いことが知られている。鉄のほかに *Sulphide* や *Silicate* のような軽い物質が存在するためであると説明されている。いま仮りに核表面の密度が僅かに1%だけ均質核モデルより小さいとして、Brunt-Vaisala frequency ( $N$ ) はごく大きか  
$$N = \sqrt{\frac{-g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r}} = 3 \times 10^{-4} / \text{sec.}$$
 であり、地球自転速度  $\Omega = 0.7 \times 10^{-4} / \text{sec.}$  よりやや大きい。 $(F = N/\Omega > 1)$  したがって不均質モデルでは核内流体は半径方向にかなり安定で、その運動の成層性を重視することは難しいと考えられる。とくに核表面近くでは不均質構造にもとづく密度差が大きく、安定な成層構造を形成していると推定される。したがってある深さより浅いところでは、流体運動は球殻内の運動となり、それより深いところでは、前に述べた Taylor column 型の二次元運動が卓越していると考えられる。

このような2種類の運動を考えると、観測された地磁気永年変化を説明できる。地球磁場の  $\Omega$  の停滞部分は、Toroidal 磁場と核内部の二次元流との相互作用によって、移動性部分は、双極子磁場と核表面附近の球殻状運動との相互作用によって発生すると考えられることが可能である。

小島正宜, 菅見治一, 村治隆清  
石大空電研

シンチレーションによって出来る diffraction pattern を 3 次元で観測して, pattern の速度, 形状を求めろ解析法に, Briggs, Phillips and Shinn (1950) 及び Phillips and Spencer (1955) 達が開発した方法 (以下 BPS 法と呼ぶ) がよく知られている。

しかしこの方法を我々の観測結果の解析に用いると, 多くの場合 pattern の速度, 即ち太陽風の速度が非常に小さく, 又 pattern の時間変化が異常に速くなり, 人工天体の観測結果と合わない。

この原因として以下の二つが考えられる。 i) BPS 法では自己相関  $A(\tau)$  及び相互相関  $C(\tau)$  を用いて討論するが, 惑星間空間シンチレーションでは我々の場合 (使用周波数 69.3 MHz), 0.1 Hz 以下ではシンチレーションのパワーがフレネル効果のため小さくなり, 又同時に電離層シンチレーションの影響が加わり, てくるので  $S/N$  が悪くなる。又 1 Hz 以下でも  $S/N$  が悪い。そのため 0.1 Hz 以下及び 1 Hz 以上の信号は積極的に cut せねばならない。この filtering のため  $A(\tau)$  及び  $C(\tau)$  がかなりの変形を受ける。

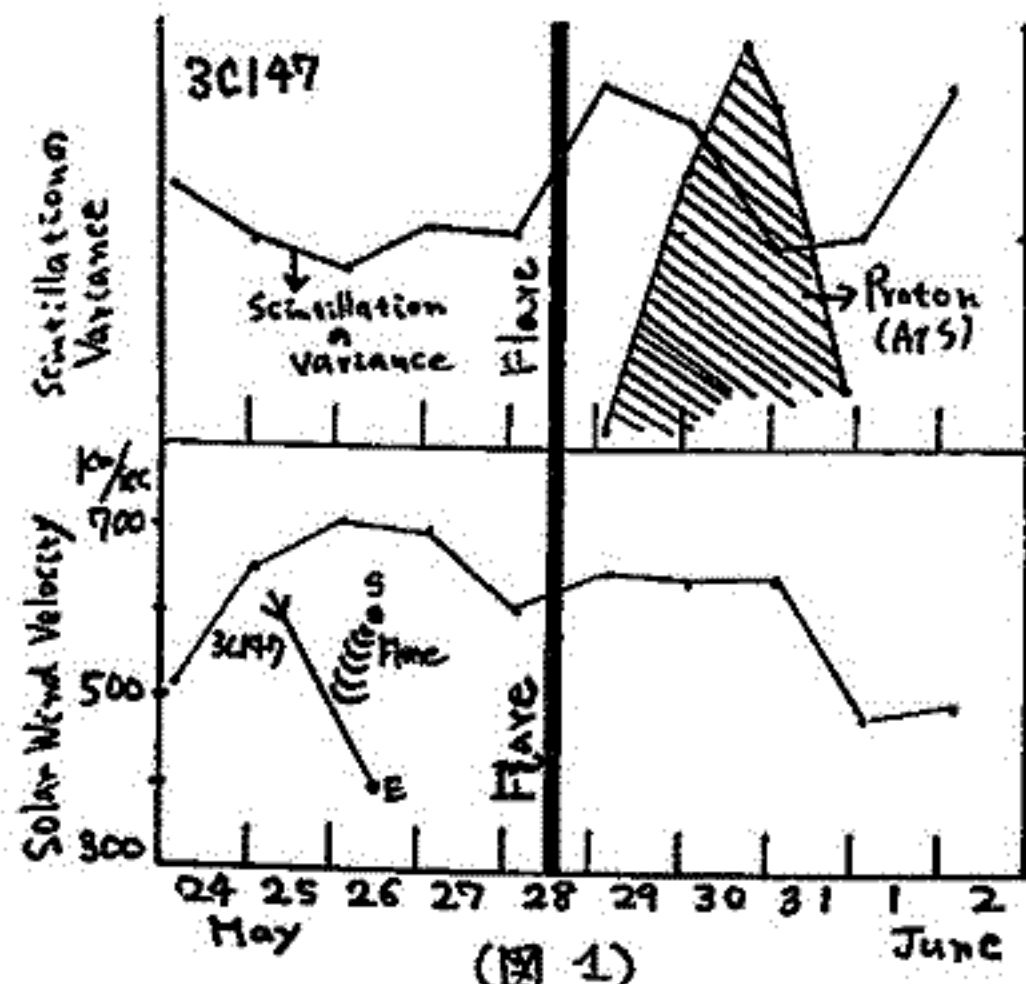
ii) BPS 法では pattern の '等相円線' を楕円と仮定している。しかし太陽風中ではそれが成り立つとしても, 電波長の長さが効果及び前述のフレネル効果により pattern は変形を受けるので, この仮定は適当でない。

又太陽風の解析の場合, 太陽風中のアルファ粒子速度又はイオン音波の速度は風自身の速度に較べて小さい。又観測方向の積分効果は実程度あるとしても, 普通の惑星間空間の比較的限られた範囲を見ておるとしてよいと思われるので速度の分散は小さいとしてよい。故に pattern の時間変化は, オート近似として無視してよいと思われる。

我々は以上の点を考慮して BPS 法とは別の解析法を開発した。これを観測結果と合わせて報告したい。

渡辺 亮 小島正宣 神沼隆清  
 名大空電研

1972年5月28日に起ったプロトンフレアにより放出されたプラズマ雲によると思われるシンチレーションの増大が3C147により観測された。(図1) 図に示した



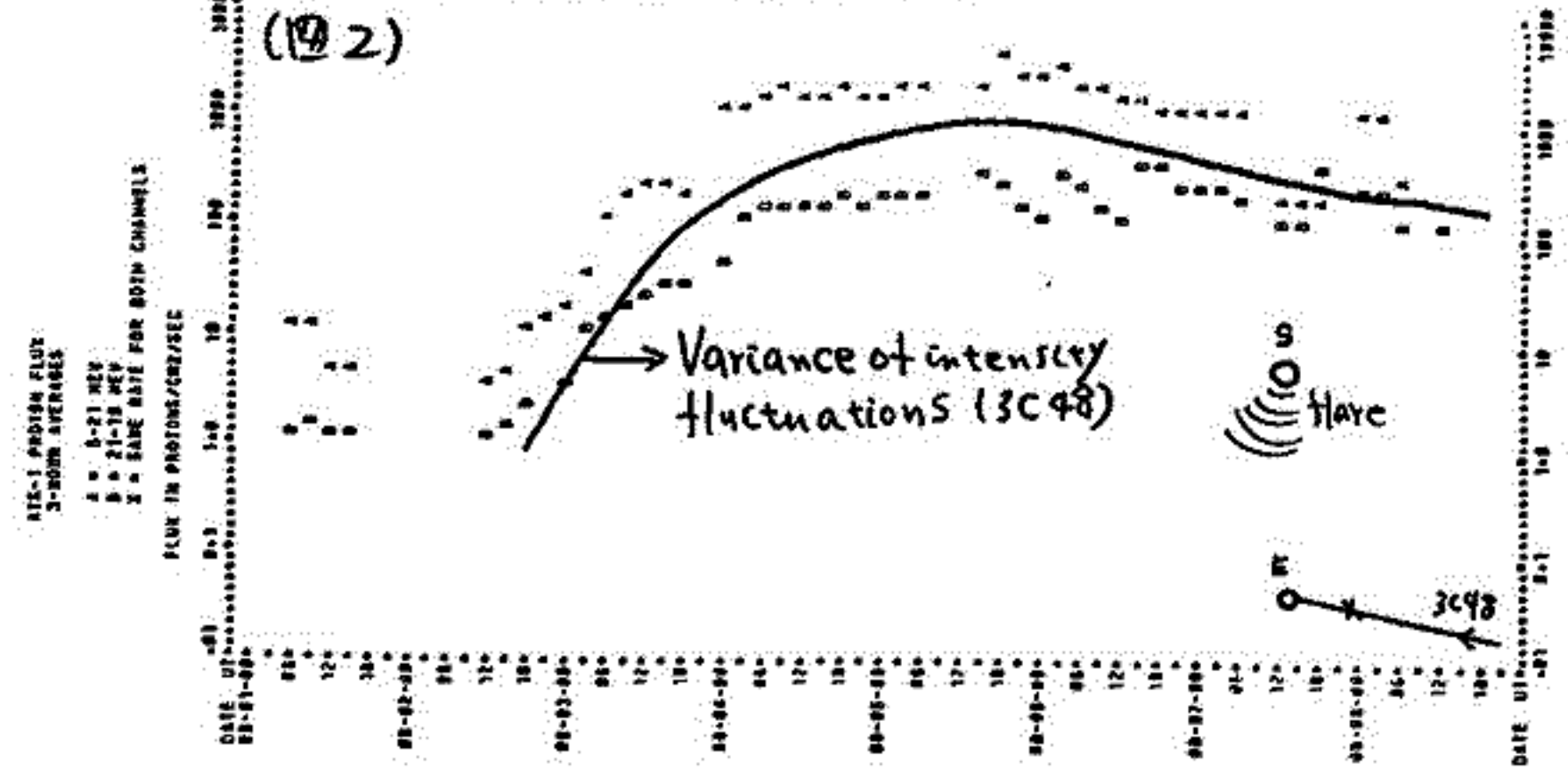
(図1)

よりに28日のフレアとATS 位置により観測された太陽プロトンの山(5月30日)との間の29~30日にかけてシンチレーションが増大しているのが認められるが、これはフレアにより放出されたプラズマ雲が3C147へのline of sightを横切ったために生じたと考えられる。しかしこの時の太陽風の速度は約640 K/secでSCの位置から予想されるプラズマ雲の速度740 K/secに比べて少しおそいがこれはプラズマ雲の速度ベクトルの方向がline of sightに対して直交しないためと考えられ、この結果を修正するに作者の他に極めて良く一致する。

1972年8月1~5日にかけて大きなフレア群があったが3C48により地球から約0.3 AU西側を見ていたためそのときのシンチレーションのvarianceの日変化と並べ図に示したようにATS-1にて得られたsolar protonの日変化に極めて良く対応した変化をしている。

以上の2例からわかるようにフレアの後のシンチレーションの増大はsolar protonを含んだプラズマ雲によって11日少し遅れがわかる。

(図2)





西田 篤弘 張 紹昌  
東大宇宙研 東海大理

In the Spring Meeting, we reported principal statistical characteristics of transverse oscillations in the interplanetary magnetic field. The main purpose of this report concerns the spatial structure of the variations and its dependence upon solar wind conditions. Again, the results presented here are based on the data obtained by Explorers 33 and 35. We used field measurements taken at 81.8 second intervals, plasma measurements at one hour intervals. The three components of the field were resolved in the conventional solar equatorial coordinate system.

For the study reported here, 22 cases were selected from ~ 6720 hours' data during the period August 22, 1967 to June 10, 1968 when both Explorer 33 and Explorer 35 are in the interplanetary space upstream the magnetosphere. In all 22 cases,  $\sigma_z/B_0 < 0.1$  and  $\sqrt{V_{F1}^2}/B_0 > 0.6$ . Therefore these cases are the transverse oscillations. The direction of the propagation vector  $\mathbf{k}$  determined by the minimum variance method is about 10 degrees to the average field vector.

We first compute the cross correlation coefficient  $\gamma[S_1(t), S_2(t+\Delta t)]$  for each component of the magnetic field at two satellites,  $S_1$  and  $S_2$  with a time delay  $\Delta t$ . We find that the maximum of the correlation curve of the  $B_z$ -component (thereafter referred to  $\gamma_{zmax}$  in this report) is usually higher than the peak correlation coefficients of the  $B_x$ - and  $B_y$ -components. Consequently, in the following the dependence of  $\gamma_{zmax}$  on other parameters will be examined.

To find the spatial extent of the transverse oscillations, we examine whether  $\gamma_{zmax}$  is dependent on the spatial separation,  $D$  (projected distance on the X-Y plane) of the two satellites. We find that there is a clear dependence of  $\gamma_{zmax}$  on  $D$ , but there are a few exceptional cases. When the solar wind's bulk velocity was taken into account, it was found that the solar wind with a speed,  $V_{sw} > 520$  km/sec, was associated for those exceptions. When we limit attention to the cases of low solar wind velocity,  $V_{sw} \leq 520$  km/sec, the decrease of  $\gamma_{zmax}$  with increasing  $D$  was noticed beyond  $D \sim 60 R_{sw}$ . Further, we have resolved  $D$  into  $D_{\parallel}$  and  $D_{\perp}$  components, where the symbols  $\parallel$  and  $\perp$  denote components with respect to the average field vector. The decrease in  $\gamma_{zmax}$  with  $D_{\parallel}$  is noticeable but the relation to  $D_{\perp}$  is less clear. This indicates that the waves propagate along the direction of the magnetic field.

The  $\gamma_{zmax}$  correlates with  $V_{sw}$  well with a relationship of lower  $\gamma_{zmax}$  related to higher  $V_{sw}$ , and the higher  $\gamma_{zmax}$  to lower  $V_{sw}$ . This appears to indicate that field fluctuations become unsteady or alternatively their scale length perpendicular to the field line becomes shorter when the solar wind's speed is relatively high. The relationship of  $\gamma_{zmax}$  to  $V_{sw}$  is particularly clear when the  $D$  is less than  $80 R_e$ .

The dependence of  $\gamma_{zmax}$  on other parameters of the solar wind such as proton  $\beta$  (the ratio of the proton thermal energy density to magnetic energy density),  $E_{th}$  (thermal energy density),  $E_m$  (magnetic energy density), and the Alfvén speed  $V_A$  are quite diverse. The correlation of  $\gamma_{zmax}$  with  $\beta$  is not as good as that with  $V_{sw}$ , but there is a possible tendency for higher  $\gamma_{zmax}$  at smaller  $\beta$  ( $< 0.5$ ). The  $\gamma_{zmax}$  correlates very poorly with  $E_{th}$ ,  $E_m$ , and  $V_A$ .

Regarding the earth bow shock effect, relationship of  $\gamma_{zmax}$  to the position of the satellite relative to the bow shock has also been searched for, since there has been an indication that whistler mode waves with group velocity larger than  $V_{sw}$  travels to the position of the satellite against the solar wind flow, or that waves are generated by particles moving upstream from the bow shock. From our data, relationship of  $\gamma_{zmax}$  to bow shock is not clearly recognized. It is therefore unlikely that the transverse oscillations included in this report are due to the processes associated with the bow shock. Instead, they would be generated preferentially closer to the sun, and are propagating outward with the solar wind to the earth orbit.

Finally, we test our data from theoretical viewpoint. Assume a transverse oscillation, with its front perpendicular to the solar-equatorial component of the average field, propagates away from the sun.  $\omega_{ak} V_{sw}$ , the time  $\Delta t$  between the times of observation of the same phase of the wave at the two satellites can be expressed by  $\Delta L/V_{sw}$ , where  $\Delta L$  is the X-component of the distance between the wave fronts which pass the two satellites. Since  $V_{sw}$  and  $\Delta L$  are known, one can compute  $\Delta L/V_{sw}$ . We have compared this theoretical quantity with  $\Delta t_{obs}$  estimated from correlational analysis for cases with  $\gamma_{zmax} \geq 0.5$ . A good agreement has been found.

齋藤 尚生  
(東北大学・理学部)

地磁気嵐はその発生の回帰性から、突発性地磁気嵐 (*sporadic storm*) と、回帰性地磁気嵐 (*recurrent storm*) の二種類に分けることが出来る。前者は *flare* に伴う *solar wind* の *momentum* の急増に起因し、*Sc* を以て開始されるのを特徴とする。これに反して後者は、必ずしも *momentum* の変化を伴わない。

最近の *magnetospheric substorm* の研究成果に基づくと、*recurrent storm* (或いは更に拡張して *recurrent disturbance*) は、*substorm* の際 *magnetosphere* 内に巻き起される種々の擾乱の累積効果として捉えることが出来る。*solar wind* の *momentum* の変動が大きい場合、*substorm* を巻き起す *trigger* として現在広く認められている現象として惑星間空間磁場 (*IMF*) の変動がある。従って *recurrent storm* の機構の研究は、*IMF* の南向き成分 (*ZSM*) の *recurrence* の機構研究に置き換えることが出来る。

この *recurrent storm* は、単に 27 日周期を示すばかりではなく、極めて特徴的 *seasonal variation* を示す。即ちある日面高度に相当する *disturbance* が Mar.-Apr. 付近に最大値を示すと、他の高度に相当する *disturbance* は Sept.-Oct. に最大になり、 $180^\circ$  位相の異った二つの *annual variation* が重畳して全体として *semiannual variation* の傾向を示す。従って *recurrent storm* の機構を解明するには、この様な *semiannual variation* の機構を同時に説明し得るものが必要とされる。

そこで *ZSM* の周期的な増大を巻き起す原因として次の様な 4 種類の効果が考えられた。

(1) ARS 効果

太陽の *source surface* 上の *active region* から強い磁場が巻き出される為に生ずる効果。

(2) SEQSM 効果

*solar equatorial system* に従う *solar wind* と、*solar magnetospheric system* に従う *magnetosphere response* の幾何学的関係による効果。

(3)  $\theta$ - $\phi$  効果

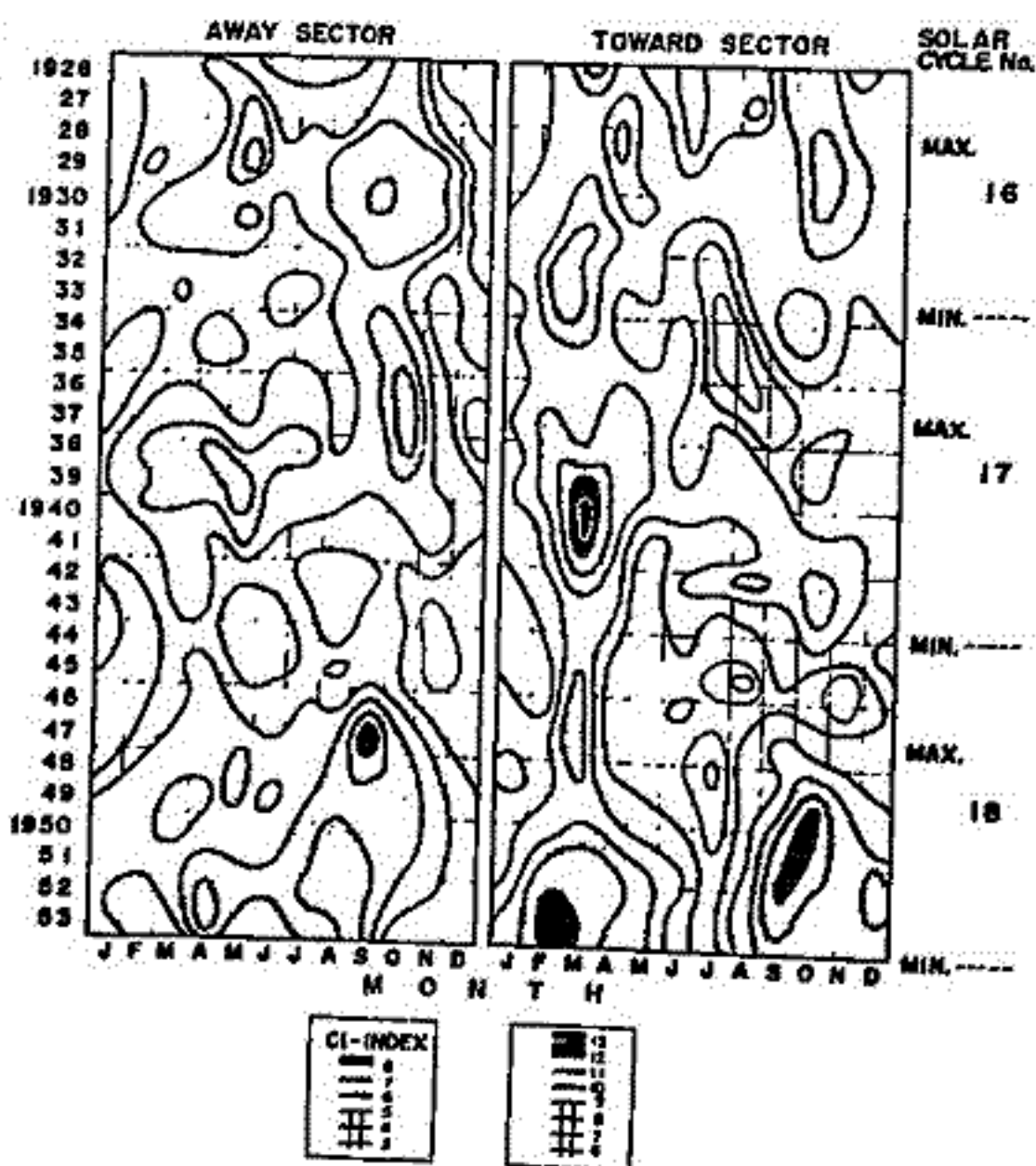
地球軌道付近での *IMF* の *skewing* による効果。

(4)  $\theta_0$  効果

太陽の *active region* の南北非対称性による効果。

大々の効果は、上記の原因だけでは充分大きな *ZSM* を持続的に生じないので、*sector* 方向に対する *IMF* 方向の *scattering* が起こる効果に対して考慮された。

ARS 及び SEQSM の複合効果が最も *probable* であるとの結論に導く為に *prehistoric IMF* の data に基づく *sector polarity* 別の地磁気擾乱度の統計 (右) が用いられた。



# II-51 太陽内のプラズマ変動解析 (主として波動)

渡辺 辰 昭 高部 政 雄  
電 波 研 究 所

太陽内内のプラズマ変動をIMP-8の観測結果より試論する。

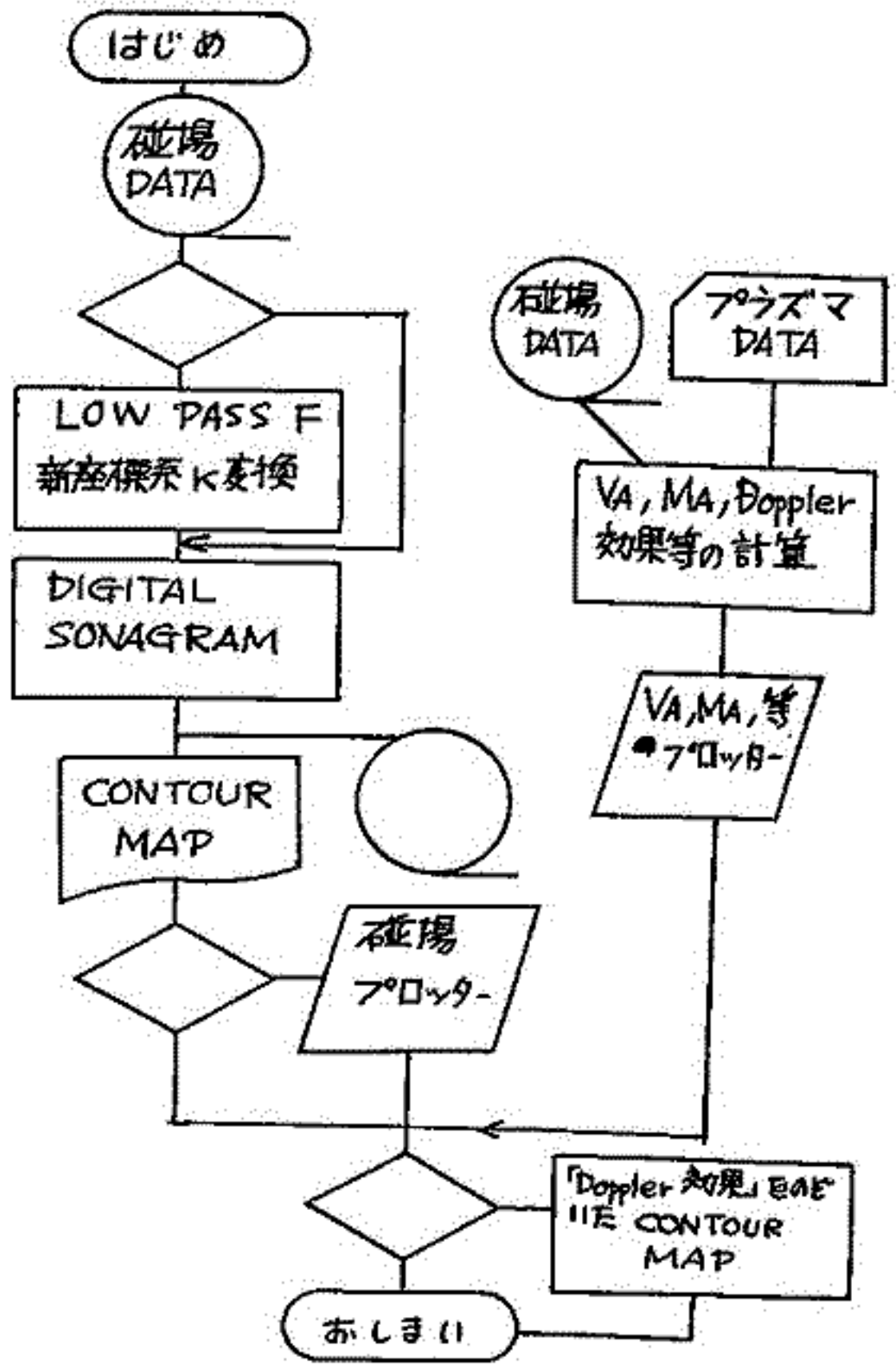
前回は、磁場変動のダイナミックスパクトルを主として試論したが、プラズマ(プロトン)のBulk Velocity, Alfvén Velocity 等、の基本的パラメーターと比較し、Doppler 効果を除いた、真の分散を持つ波があるかどうか、波の種類は何か等、太陽内のマイクロ構造を調べて見た。

磁場は5.1秒間隔でサンプルしているのに対して、プラズマのそれは約2.7分なので、Alfvén 速度、マッハ数等は、磁場のデータを、プラズマのサンプルに合わせて平均化して計算した。

Solar ecliptic Coordinates から  $(\theta_B, \theta_{BX}(r), \theta_{BX}(\theta_{BX}(r)))$  の座標系に移して、磁場のダイナミックスパクトルを算出する率と実行中である。 $\theta_B$  とは平均的磁場の方向で、Low Pass Filter を用いて算出し、 $\theta_{BX}$  とは太陽-地球方向である。この率によって、平均磁場に平行、直角な成分の変動を調べる率が出来、波の解析にはより合理的である。

左図は、概略の流れ図である。

(結果) Doppler Shift のもとで見かけ上、分散性を示しているアルフベン波と、簡単には説明出来ぬもの、真の分散性はあると考えた方が合理的であるものがある。





# 第52回講演会

## 講演予稿集

昭和47年10月23日～10月26日

於 岩手県自治会館

日本地球電気磁気学会



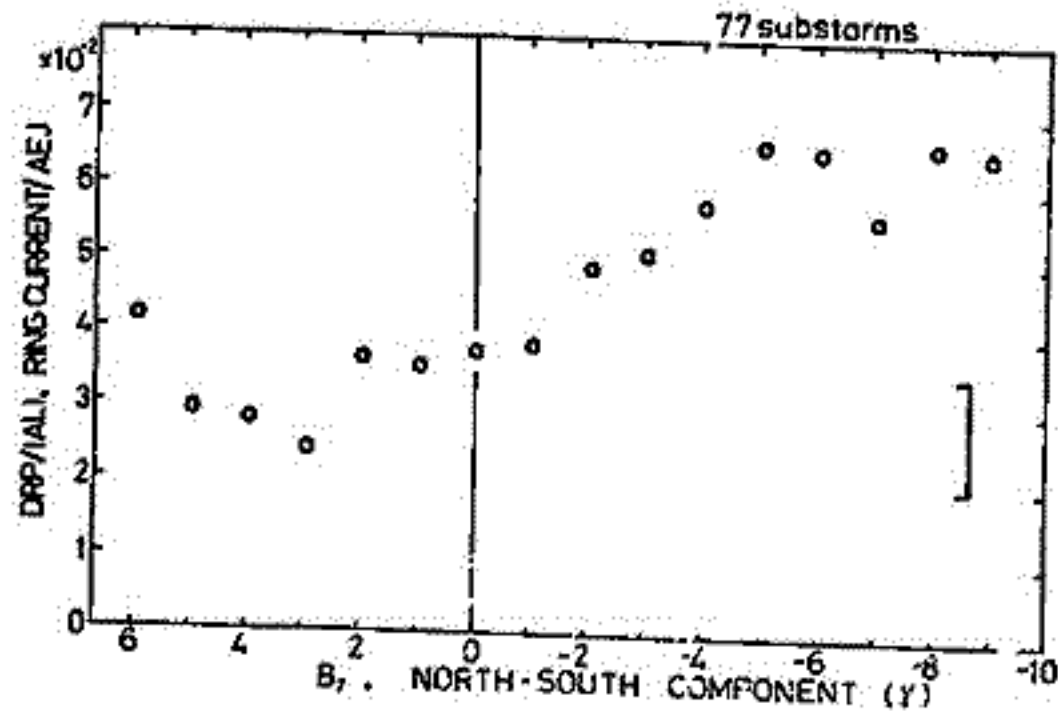
惑星間空間および磁気圏内の諸パラメータと磁気圏嵐との因果関係については、最近、人工衛星のデータをを用いた多くの研究があり、とくに惑星間空間磁場の南北方向成分  $B_z$  変化と地上で観測される極磁気・極光嵐の一般的発達関係は広く認められるに至っている。現在までの解析から、今後の問題点は次のようにまとめられる。

- (1)  $B_z$  の南向き変化が substorm のどの phase に対応するか、で研究者間に混乱がある。すなわち、南向き変化時から約 1 時間を growth phase と称する expansion phase と質的に全く異った phase を導入する必要性があるか。
- (2)  $B_z$  が時間的に一定でも、 $B_x, B_y$  の変動により、典型的な substorm がおこることが報告されている。
- (3) 今までは '典型的な' (well-defined, isolated, great) substorm、および惑星間空間磁場のふるまいが複雑でない区間のみを選んで扱ってきたが、AE-index の時間変化にみるように、大部分のじょう乱は孤立しておこらないし、小さい規模のものほど多く観測される。すべての substorm が今までの典型的 substorm の単純な重ね合わせで説明できるか。
- (4) 頻度は低いが、 $B_z$  が北向きでも substorm は観測されるが、これは南向きのときの多くの substorm と質的に同じか。
- (5) AE-index はその定義より明らかのように、観測点の空間分布に大きく依存している。Substorm の規模を factor 程度で議論するとき、AU, AL の別、UT 依存性を考慮すべきである。

今回は主として (3), (4) および (5) の問題に注目し、磁気圏嵐の大きさ (エネルギー) について考えてみた。扱ったデータ区間は 1965 年 1 月の 3-4 日連続の 3 区

間、計 11 日である。惑星間空間磁場は Exp. 33 のデータをを用いた。得られた結果は次のとおり。

(i) 下図は 11 日間におきた全極磁気嵐について  $DR/DP$  ( $DR = D_{min} - D_{st}$  at  $\phi_m \sim 30^\circ$ ,  $DP = |AL|$ ) を  $B_z$  の関数としてプロットしたものである。 $B_z$  は簡単のため、 $DP$  の最大時より 2 時間前の  $B_z$  の平均より、 $B_z = \bar{B} \sin \theta$  とした。明らかに、 $DR$  の大きさは  $B_z$  に依存していることがわかる。すなわち、AEJ が同じ 500  $\gamma$  でも  $B_z$  が南向きのときは中低緯度で 25~30  $\gamma$  の変動を観測するが、北向きのときにはその半分程度の DR-場しか発達しない。AE の値は



局所的な集中電流値に支配されるが、低緯度成分は磁気圏電流によるので大きいスケールでのじょう乱度を反映している。

(ii) 等価電流系で表現すれば、 $B_z$  が北向きのときは、auroral electrojet が極光帯の狭い領域に confine され、流線は低緯度まで広くのびない。

(iii)  $B_z$  の時間変化は、AE よりも DR の injection rate とよりよい相関がある。すなわち、 $B_z$  が大きいほど磁気圏にたまるエネルギーは大きい。これは必ずしも極光帯 AE の大きさに比例しない。

(iv) 静穏日にも  $B_z$  に対応した DR の変動 (IC) が見られる。

# 岩崎昇

相模工大・工・教理工学科

(著者は)、これまでは、極地域における地磁気変動について調査し、特に、非storm時に磁気極点の昼側の周辺(約83° Geomag. Lat.)に特異な変動が顕著に現われることを指摘した。(その変動を仮りにDP-poleと呼ぶことにする。)(註) その後、惑星間空間の磁場の豊富なデータが利用できるよりになつたので、あらためて、地上と惑星間空間(Exp. 35)における磁場の様相の関係を、DP-poleについて調査し始めた。ここで発表されるのは中間報告であるが、データの分析から;

- DP-poleが発生するとき、ほとんどの場合、惑星間空間磁場のZ-成分 $B_z$ (または $B_0$ (緯度成分))は正の値(北向き)である。
- $B_z$ が十分に大きければ(例えば数γ以上)、DP-poleは非常によく発生するが、仮りに $\theta \sim +90^\circ$ となつても、 $B_z$ が2γ程度以下のときは、DP-poleは発生しにくい(あるいは、記録の中から検出しにくい)。

などが解つた。その他、(DP-poleに対する)地磁気Z-成分、また、 $B_y$ (経度成分)とDP-poleとの関係についても触れる。

## [註] DP-poleについて

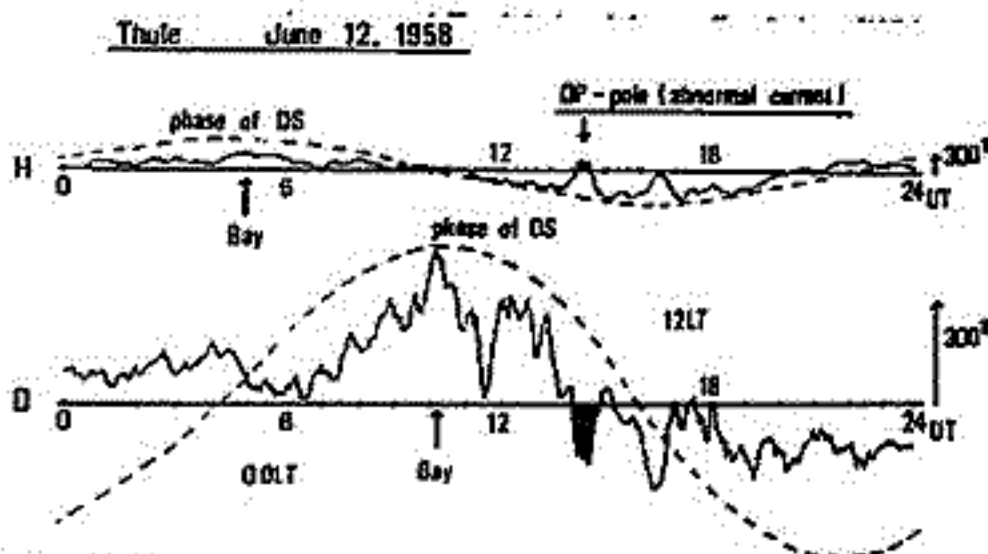


Fig. 1. Typical magnetic records at Thule near the geomagnetic north pole. The dashed sinusoidal curves show the mean daily variations. The shaded variation is the abnormal disturbance, designated as DP-pole.

(図1) Thuleにおける地磁気変動。DS変動などと比較したとき、基準線を越えて、一時的に、完全に逆向きになっている変動が見いだされる。

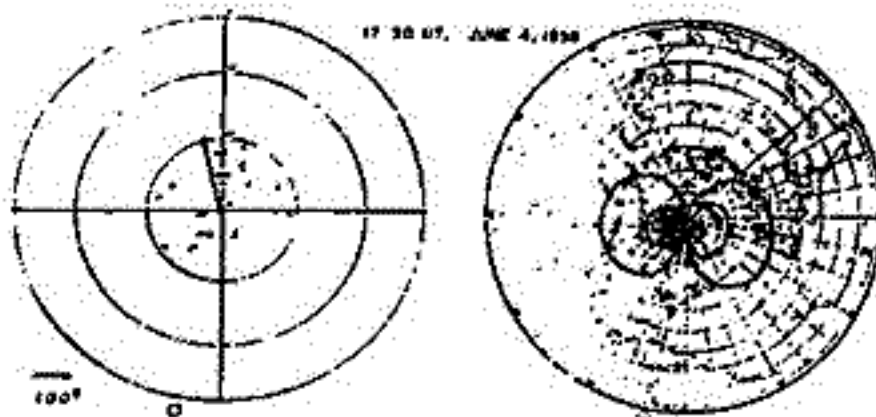


Fig. 2. Distribution in the northern hemisphere of the ionospheric equivalent current vectors, and the current-system for DP-poles at 17 h 30 min UT, June 4, 1958. The electric current between adjacent stream lines is  $9 \cdot 10^4$  amperes.

(図2) 逆向き変動(DP-pole)の最勢時における、等価電流の汎世界的な分布。極付近で大きくて、他の地域では十分に弱小になっていることが解かる。

須田 友宣  
気象研究所

宇宙線日変化については、Compton-Getting<sup>(1)</sup> の doppler 効果の考え以後、多くの仕事  
がなされてゐる。1950年代には ADN<sup>(2)</sup> の加速機構による非等方性の理論の展開があ  
つた。1960年代に入り、Ahluwalia-Dessler<sup>(3)</sup> は、太陽風に基因する co-rotation の磁場  
からくる非等方性の問題として取りとめた。これに対し、Stern<sup>(4)</sup> は非等方の原因とし  
て、非定常な場である事が必要條件であると指摘した。その後 Axford<sup>(5)</sup> は、惑星間空  
間が全伴として非定常であるとし、又 Parker<sup>(6)</sup> は、地球の orbit 以遠に非定常な場がある  
と考え、夫々 convection-diffusion model の理論を立ててゐる。一方 Jokipii<sup>(7)</sup> は、太  
陽風の磁場の乱れと、粒子の拡散係数を関係づけて、diffusion model に基づき、実証的  
な裏づけをふえてゐる。

前回の解析の続きとして、convection を理解する項として、日変化の太陽方向成分（  
12時成分）、diffusion を示すものとして、co-rotation 方向成分（18時成分）をとり、  
又地球近傍の乱れを  $\Sigma_{kp}$  で代表させ、より広い範囲の乱れを示すものとして、宇宙線強  
度の変動 ( $I_p$ ) を用い、これらの間の相関を求めた仕事を進めてゐる。Deep River の  
中性子成分の解析から、1964年の太陽活動静穏時には、振中及18時成分は、 $I_p$  との相関  
がよく、1969年の擾乱時には  $\Sigma_{kp}$  との相関が理ゆれてゐる。定性的には、Parker 型、  
後者は Axford 型と云へるが、これらの果を更に解析を進めてゐる。

- (1) Compton-Getting, *Phys. Rev.* 42, 817, 1925 (2) Alfven, *Cosmical Electrodynamics* 1960 ;  
Dorman, *Cosmic Ray Variation*, 1957 ; Nagashima, *J.G.G.* 2 51, 1955  
(3) Ahluwalia-Dessler, *Planet Space Sci.* 9 195-1962 (4) Stern, *Planet Space Sci.* 12 973, 1964  
(5) Axford, *Planet Space Sci.* 12 115, 1965  
(6) Parker, *Planet Space Sci.* 12 735, 1964  
(7) Jokipii, *Astrophys. J.* 146 480, 1966  
149 405, 1967.



和田雅美  
理化学研究所

名古屋大学による東経岳の高精度中間子計の18秒, 3分, 30分, 1時間値を用い, 藤井[宇宙線研究 16, 437 (1972)], 森[同441]が宇宙線短周期変動のパワースペクトルを出している。これは

$$P(f)df = 3 (f/10^4)^{-1.7} \quad \%^2/H_2 \quad 5 \cdot 10^{-5} < f < 10^{-3} H_2$$

とあらわせる。

一方惑星間空間の磁場は [J.R. Jokipii & P.J. Coleman, J.G.R. 73, 5495 (1968)]

$$P_m(f)df = 10^4 (f/10^{-4})^{-1.5} \quad \%^2/H_2 \quad 3 \cdot 10^{-5} < f < 10^{-2} H_2$$

が報告されている。

同じ周波数範囲で, 同じスペクトル型を示すことは, 何らかの関係を暗示させる。数10 GeV以上の宇宙線陽子は, 数 $\gamma$ の平均磁場で数100 km/sの太陽風と又にくむ上記の周波数範囲の渦をほとんど曲らず, かつその周期の1/1000の時間を通りすぎる。磁場変化の中を走る荷電粒子はベータトロン加速を受ける。  $rot E = -\partial B/\partial t$  の  $(\partial B/\partial t)$  はパワースペクトルと周波数の,  $f\sqrt{P_m(f)}$  に比例する。一方, 渦を通りぬける時間は渦の大きさに比例し, 大きさは $f$ の逆数に比例するので,  $\Delta E \propto (\partial B/\partial t)\Delta t \propto \sqrt{P_m}$  と, パワーのみに関係する加速がおこる。 $\Delta E$  はたゞちに強度変化につまざる上, 変化は $f$ の周波数の modulation となるから, 同じ周波数範囲で, 同じ型のスペクトルをもつことになる。

実際は多くの渦を通りぬけた, 多くの粒子をまとめて強度として測定しているのだから, 加速は統計的なものとなる。パワースペクトルはそのまゝ変動の分散(自乗平均)につまぶるので, 分散に関する統計を考へればよい。すなわち,  $1$ コの渦により加速されておこる強度分布を  $\Delta I(0, \sigma)$ , つまり平均ゼロ, 分散 $\sigma^2$  とすれば,  $m$ コの渦を通りぬけた場合の分散は  $m\sigma^2$  になる。一方, 測定から離れたほど, 異なる渦を通った宇宙線をあわせて見ることになり, この場合  $m$ コの渦を等分に通ったとみれば  $\sigma^2/m$  の分散になる。渦の数は距離の自乗で増えるので, 結局  $\frac{1}{2} \int_0^\infty dr/r^2$  の程度に  $\sigma^2$  が変わる。有効な立体角  $\Omega$  は今回の場合 1 steradian 前後であるが, 細くするほど分散が大きくなるといえる。

磁場の変動は等方的であるといわれている。磁場の強さの変動についてみたものがないので, 変動は磁力線の方向の変化による効果が大いと考えられる。この場合, 等方的な宇宙線強度成分に上記の機構はおこらぬ。非等方的成分は平均強度の2桁下なので, 短周期変動もその効果を含め入れる必要がある。いずれにしろ, 非等方的成分の modulation があり得るので, 日変化の大小と, 短周期変動の相関は興味がある。磁場スペクトルの変動と比べられようならばよい。

定量的には, 宇宙線の運動量を  $p$  として,  $\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = \frac{1}{2B} \frac{dB}{dt}$ ,  $dB/dt = f\sqrt{P_m(f)}$ ,  $\Delta t = V_w/cf$  から  $\Delta p/p = \frac{V_w}{2Bc} \sqrt{P_m(f)}$ 。一方, 宇宙線のスペクトル  $F(p)dp \propto p^{-\alpha}$  とすれば  $\Delta I/I = (\alpha-1)\Delta p/p$ 。  $\alpha = 2.7$ ,  $V_w/c = 10^{-3}$ ,  $B = 5V$  とすると,

$$\Delta I/I = 1.7 \cdot 10^{-4} \sqrt{P_m(f)}$$

$\Delta I/I$  もパワーにすれば  $P_c(f) = 3 \cdot 10^8 P_m(f)$ 。たとえば, はじめにのべたように  $f = 10^4$  では,  $P_m = 10^4$  なので  $P_c = 3 \cdot 10^8$ 。これを  $\%^2$  単位にすれば, 3 となる。上では  $3 \%^2/H_2$  に対比するので, よい一致といえる。定量的な式の問題はまだ残っているし, スペクトルの時間変化もあるので, さらに検討を要する。



太陽のまわりの地球の公転運動による宇宙線日変化の「年周変動」の研究は、宇宙線強度変動のモデリングと機構及び空間の物理的状態の解明に役立っているであろう。

Nagashima 及び Nagashima et al. (1972; Papers I-IV)\* はこれらの問題を理論的にも解析的にうまく説明している。特に Part III 及び IV に示されたように

- (i) 宇宙線平日変化の起源の究明と新しいモデルの提出
- (ii) 宇宙線極端時変化の解析の新しい方法の提出

は特記される。

この解析には「宇宙線中子成分」のデータ (ion chamber 及び気球(探査)高精度中子計) が使用され、anisotropy を特徴付ける「特殊日変化成分」 $D_2^1(t)$  及び「年周変動 (annual modulation)」の追究された。 $D_2^1(t)$  成分は通常のような年周変動と異なり、極端に小さくするなどの「逐日」の解析が可能である。

以上の結果に基づいて、今回は「過去の宇宙線中子成分」のデータを使用し、その「日変化、年周変動」を解析する二つを試みる。Part III 及び IV に説明されているように

- (1) isotropic 成分の寄与を小さくする、(2) 大気効果の影響を小さくする、(3) 日変化中、最も大きい co-rotational 成分の寄与を小さくする

のため、南北両半球の対称性を仮定して (巻1参照)、南北の差をとりこむように、上記(1)~(3)の除去と、 $D_2^1(t)$  の議論を行う。一例を示す (図1参照)。

図1では2月及び5月を例として示し、Part IV で予想されたように、極端な年周変動を見ることが出来る。各 Group 及び各年の解析による  $D_2^1(t)$  を求め、更に詳しく解析する。空間の source についての議論及びその予定がある。

表1

Groups	stations
I	McMurgo, ALERT
II	Wellcos, RESOLUTE BAY
III	Mauson, CHURCHILL, INUVIK
IV	SAWAS, GORE BAY Dulu, APATSY, Tix BAY
V	KERAGLON IS., CALGARY
VI	MT. WELLINGTON (HOBART) SUMMITMORE, DEEP REVER, KSEL

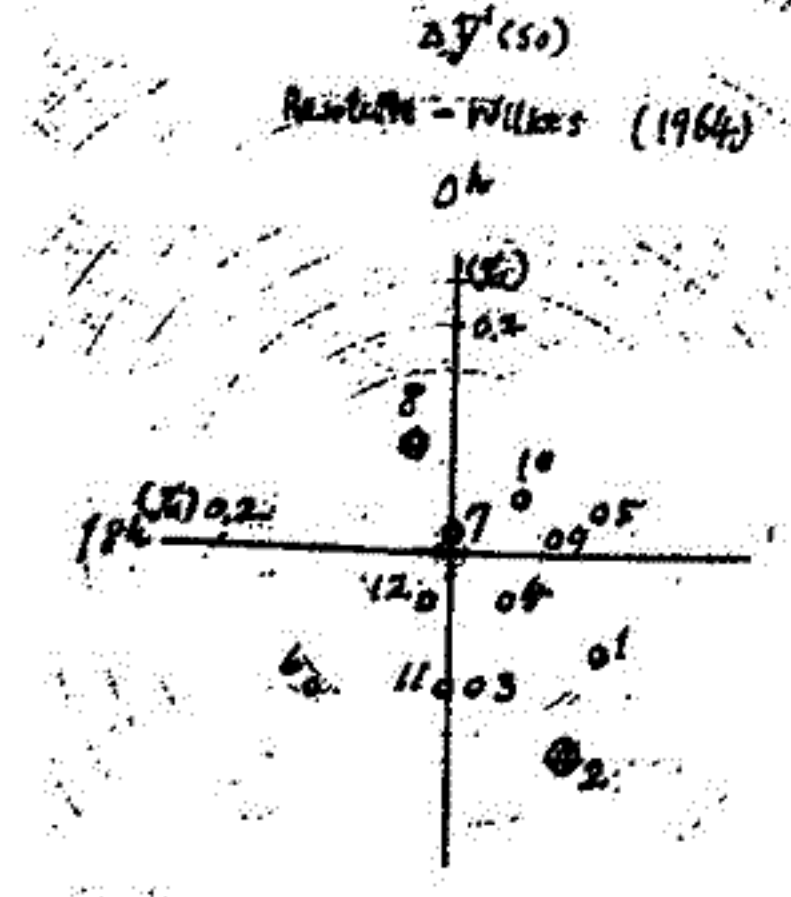


図1

\* Nagashima, Nagashima et al.  
Rep. Instos. Space Res. (1972)  
PART I ~ PART IV

安江新一\* 森 覚\* 一之瀬匡典\*\* 長島一男\*\*\*  
 信大理\* 信大教養\*\* 名大理\*\*\*

宇宙線3次元異方性の解析について、長島により新しい方法が提出されている (Three Dimensional Anisotropy in Interplanetary Space, Part I ~ IV)。この解析方法に基づいて3次元異方性を逐時解析することを試みる。

(1) 解析方法 空間における異方性による地上の強度分布は、時刻  $T$ , Station  $i$  では、

$$I(T, i) = D_0^0(T, i) \quad \dots \text{isotropic term に起因} \quad \begin{matrix} \text{(未知数)} \\ \uparrow \end{matrix}$$

$$+ D_{1,0}^1(T, i) \quad \dots \text{co-rotational anisotropy に起因} \quad \begin{matrix} \uparrow \\ x, y \end{matrix}$$

$$+ \sum_{m=1}^2 \sum_{n=0}^l D_n^m(T, i) \quad \dots \text{pitch angle 分布に起因} \quad \begin{matrix} \uparrow, \uparrow, t_R, \theta_R \end{matrix}$$

と表わされるを仮定する。ここで

$$D_n^m(T, i) = (c_n^m(i) x_n^m + s_n^m(i) y_n^m) \cos \frac{2n\pi}{24} (T + \psi_i) + (-s_n^m(i) x_n^m + c_n^m(i) y_n^m) \sin \frac{2n\pi}{24} (T + \psi_i)$$

$$\begin{pmatrix} x_n^m \\ y_n^m \end{pmatrix} = \gamma_n P_n^m(\theta_R) \begin{pmatrix} \cos m t_R \\ \sin m t_R \end{pmatrix} \quad \left| \begin{array}{l} \psi_i : \text{longitude of station} \\ T : \text{UT} \\ (t_R, \theta_R) : \text{reference axis の方向。} \end{array} \right.$$

$c_n^m(i), s_n^m(i) : \text{coupling coefficient.}$

次に各 Station の観測値を用いて、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N w_i [I(T, i)^{obs} - I(T, i)]^2 = \text{Min.} \quad w_i : \text{weight}$$

という最小二乗法により、3次元異方性の7つの未知数及びスペクトルを逐時求めたいことができる。

(2) 解析方法の Check. この方法により空間における異方性などの程度正確に求められるかをテストするため、予め一定の大きさの異方性を空間に仮定して上の解析方法を試みた。その結果を報告する。

(3) 解析例. 1966年8月の Forbush Decrease をとり上げ、現世界的中性子モメントのデータ (38 Station) による解析結果を報告する。

石田 喜雄\*, 菅野 常吉\*, 斎藤 俊子\*\*  
 福島大・教育\* 福島大・教養\*\*

I. 前回までの報告で、(a)宇宙線の日変化が存在すること、(b)多くの地点での結果によると、日変化のspaceでの異方向性は $\sim 1^h$ 、又は $\sim 5^h$ 方向にあること、(c)1962~1970の期間のDeep River(S)では、全期間での平均値としては $\langle T_{ms} \rangle \sim 1^h$ であるが、 $\langle T_{ms} \rangle$  (年平均)と太陽面緯度の太陽コロナ緑線強度(I5303)とは大変良い負相関があるが、この期間について毎年のヒストグラムをみると、spaceにおいて $\sim 1^h$ 方向のときと、 $\sim 5^h$ 方向のときがあること、を報告してきた。

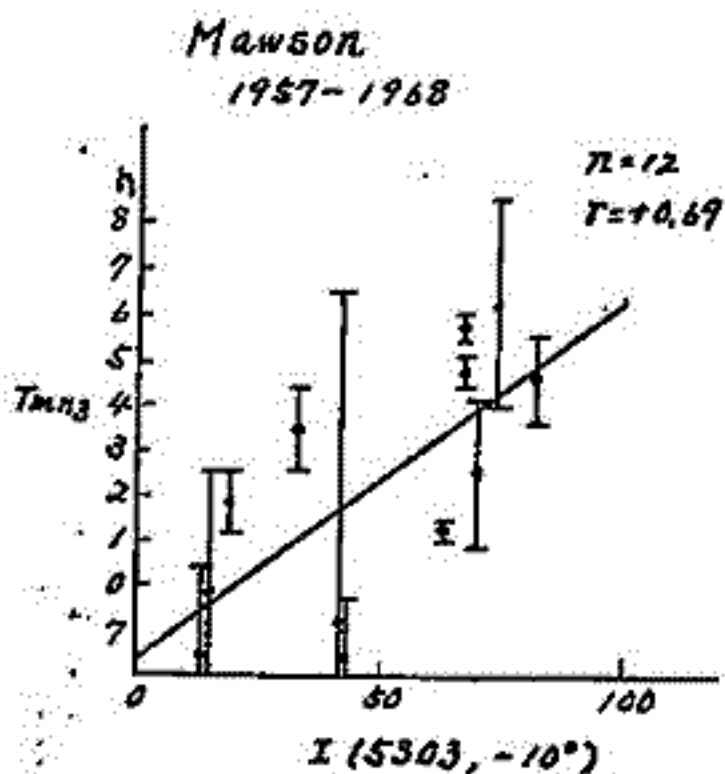


図1

Mawson  
1957-1968

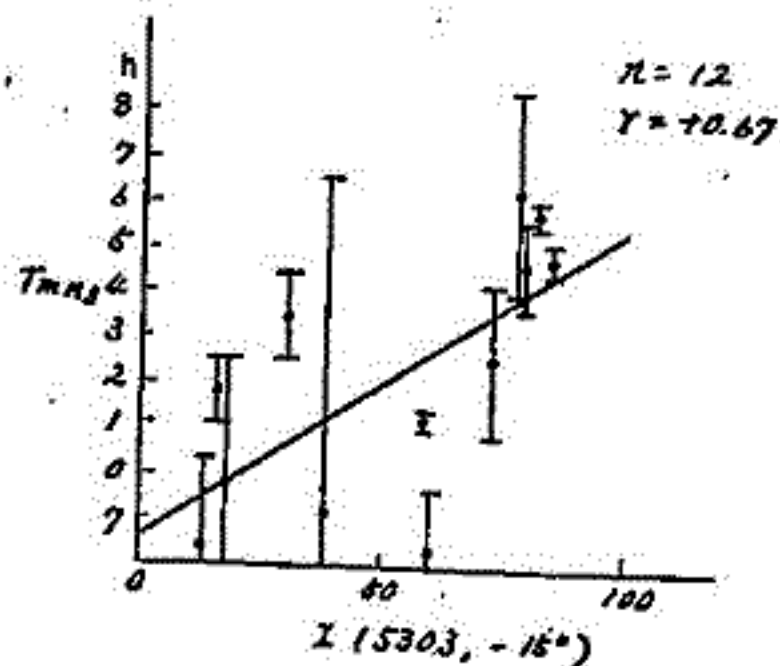


図2

II. Mawson における日変化

多くの地点では、 $\langle T_{ms} \rangle$  は太陽面現象と正相関を示すが、Mawson だけは正相関を示すらしいことを報告した。今回はこれについて1957年~1970年の期間の資料を解析した結果を報告する。

1.  $\langle T_{ms} \rangle$  と I5303 との関係は図1、図2のように明確に正相関があることがわかった。
2.  $\langle T_{ms} \rangle$  の毎年のヒストグラムの面よりみると、図1表のようになった。

なお、他にOttawaについても報告するつもりである。

図1表

Period	n	Peak of $T_{ms}$ in space (h)	Anisotropy of % diurnal variation in space (h)
1957	8	4.7	4.4
1958	12	4.3	5.9
1959	11	① 0.3 ② 3.5	2.2
1960	12	7.9	4.3
1961	12	1.5	0.9
1962	12	① 0.3 ② 4.7	6.8
1963	11	① 4.3 ② 2.1	3.1
1964	12	1.1	1.5
1965	12	7.9	6.1
1966	12	0.3	7.5
1967	12	7.9	6.1
1968	6	5.1	6.4

北村 正 丞  
(気象研究所)

宇宙線日変化のモデルとして、惑星間空間における 20 hr. 及び 8 hr. L.T. 方向の  
宇宙線異方性  $\Delta j_1$  及び  $\Delta j_2$  を考え

$$\begin{aligned} \Delta j_1(E, \psi) &= k_1 \cdot j_0(E) \left(\frac{E_0}{E}\right)^{m_1} \cos \psi && (E_{1L} \leq E \leq E_{1H}) \\ &= 0 && (E < E_{1L}, E_{1H} < E) \end{aligned} \quad \dots (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta j_2(E, \psi) &= k_2 \cdot j_0(E) \left(\frac{E_0}{E}\right)^{m_2} \cos(\psi - \phi) && (E_{2L} \leq E \leq E_{2H}) \\ &= 0 && (E < E_{2L}, E_{2H} < E) \end{aligned} \quad \dots (2)$$

とすると、日変化最大時刻 ( $T_{max}$ ) 及び 日変化振幅 ( $Amp$ ) は  $k_1$  及び  $k_2$  の関係は

$$k_1/k_2 = f(T_{max}) \quad \dots (3)$$

$$k_2 = g(Amp) \quad \dots (4)$$

が得られる。従つて、(3), (4) より

$$k_1 = f(T_{max}) \cdot g(Amp) \quad \dots (5)$$

この様にして、(1) 及び (2) 式の中における  $k_1$  及び  $k_2$  を求めようとする。

本論文においては、宇宙線日変化の 20 年変化における  $T_{max}$  及び  $Amp$  の観測値より、 $k_1$  及び  $k_2$  を求め、これより太陽活動の相対的値を日変化に与へることを述べる。



小玉正弘(理研), 境孝祐(日大), 玉井良次(日大), 高橋八郎(京大)

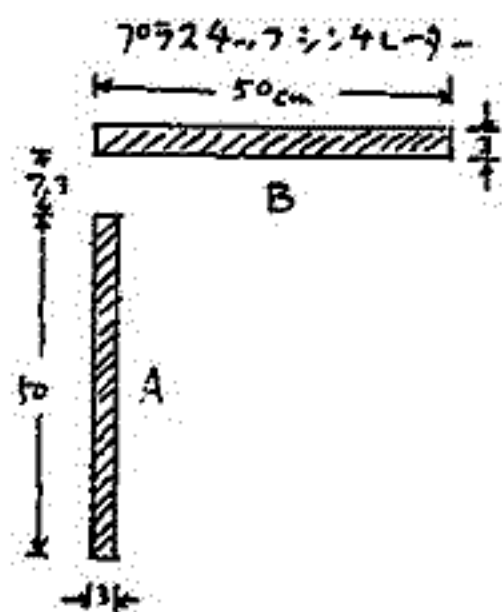
これまで地上及び山上での連続観測データによって議論しうる宇宙線強度の短周期変動は、せいぜい周期30分ぐらいまでであった。これを更に短く、数分の領域まで探るためには少なくとも  $\sim 10^5/\text{sec}$  の計数を必要とする。

このための high counting rate を地上で得るには巨大施設にたり得ず不可能に近いので、バルーン高度によって観測方法が実現し易い。その根拠は

1. 地上での全方向強度  $\sim 1.7 \times 10^4/\text{m}^2/\text{sec}$
2. 鉛直成分の高線効果  $\sim \times 15$  (Potzer Max.  $\tau$ )
3. Potzer Max.  $\tau$  の全方向強度  $\sim 2\pi \times 15 \times 1.7 \cdot 10^4$   
 $\approx 1.7 \times 10^6/\text{m}^2/\text{sec}$

故に有効面積  $6\text{m}^2$  以上の検出器を使用すれば  $\sim 10^5/\text{sec}$  とする筈である。この程度の装置はバルーン高度が低くて済むこと ( $\sim 20\text{km}$ ) を考えれば、浮遊は不可能ではない。

以上の想定の下に第1回のバルーン観測が1972年9月18日に岩手県三陸町の東大気球実験所において行われた。最初の試みとしては、いきなり所期の counting rate を狙うよりは、20km 高度付近でのバルーン波高分布、天頂角分布、保通特性などの基礎的資料を得ることを目的とした。測定装置の概要は下に記す。気球は放球後  $\sim 70$  分で高度 19.4 km のレベルフライトに入り20時間以上の受信に成功した。得られたデータの一部についての解析の結果を速報する予定である。



データ内容

1. A-counter,  $A_1$  (低),  $A_2$  (中),  $A_3$  (高)
2. B-counter,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$
3. coincidence ( $A_1+B_1$ )
4. 方位 電離画,  $\alpha$   $\beta$   $\gamma$   $\delta$   $\epsilon$
5. 温度  $A_1$   $A_2$

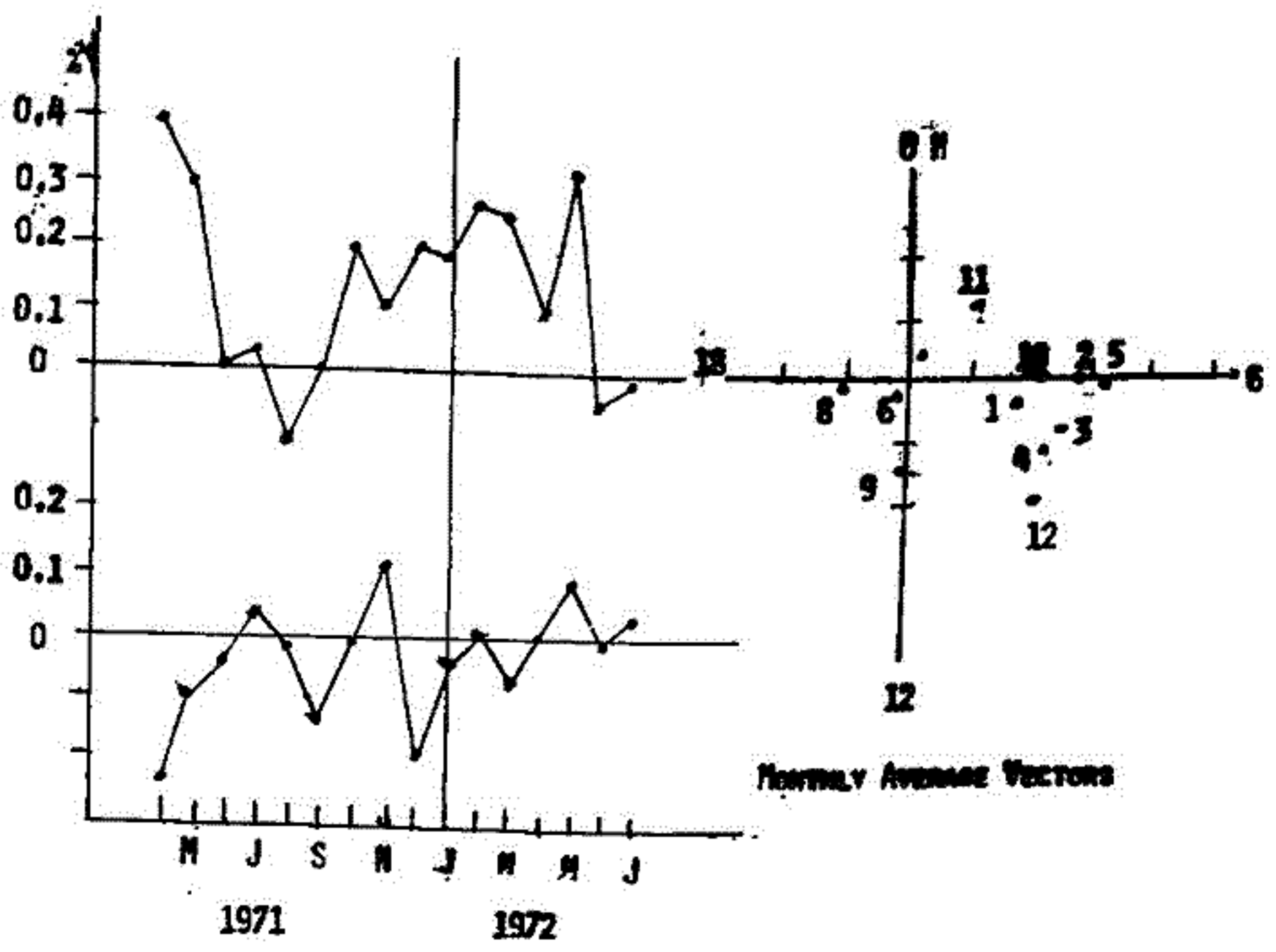
地上(三陸)でのカウント/分

$A_1$ :	1506	$B_1$ :	2760
$A_2$ :	1327	$B_2$ :	2094
$A_3$ :	241	$B_3$ :	52
$A_1+B_1$ :	388		

一 元 確 定 性 森 電 業 振 興 会 中 江 新 一  
 信 大 教 養 信 大 理

中自線異方性を惑星面空間で次元的にとらえ、*general formulation* の長距離によ  
 って作られた。実験値に与える精度を方向中間子計の *data* を用いた解析が右大グループ  
 に分けて種々作られている。このほかで、4方向の強度差から  $P_1$  型の日変化を殆んど消却  
 し、 $P_2$  型の日変化を強調する  $F$  及び  $G$  成分を用いた解析により中自線強度の平日変化は  
*pitch angle distribution* によることを示した。

我々も同様の方法即ち、天頂角が同じで、*cut-off rigidity* が  $(P_c)_2 = (P_c)_1 + (P_c)_3$   
 の関係を満たす成分をつくった。これらの成分は  $F$ ,  $G$  成分と同様観測年周変化を示す。  
 その一例を図に示した。これらの成分の特性について現在検討中であり、この結果と1日  
 変化、平日変化の解析を合せて報告の予定である。



藤本和秀 上野裕幸 近藤一郎 長島一男

片大塚

宇宙磁場の変動と地球磁場の関係. Interplanetary Magnetic Line of Force の変動と地球磁場の関係について.

この研究は電磁気学会の「高精度宇宙磁場観測計画」の Data 提供による.

1969 ~ 1971 年の Line of Force の変動と地球磁場の関係 (図 1)

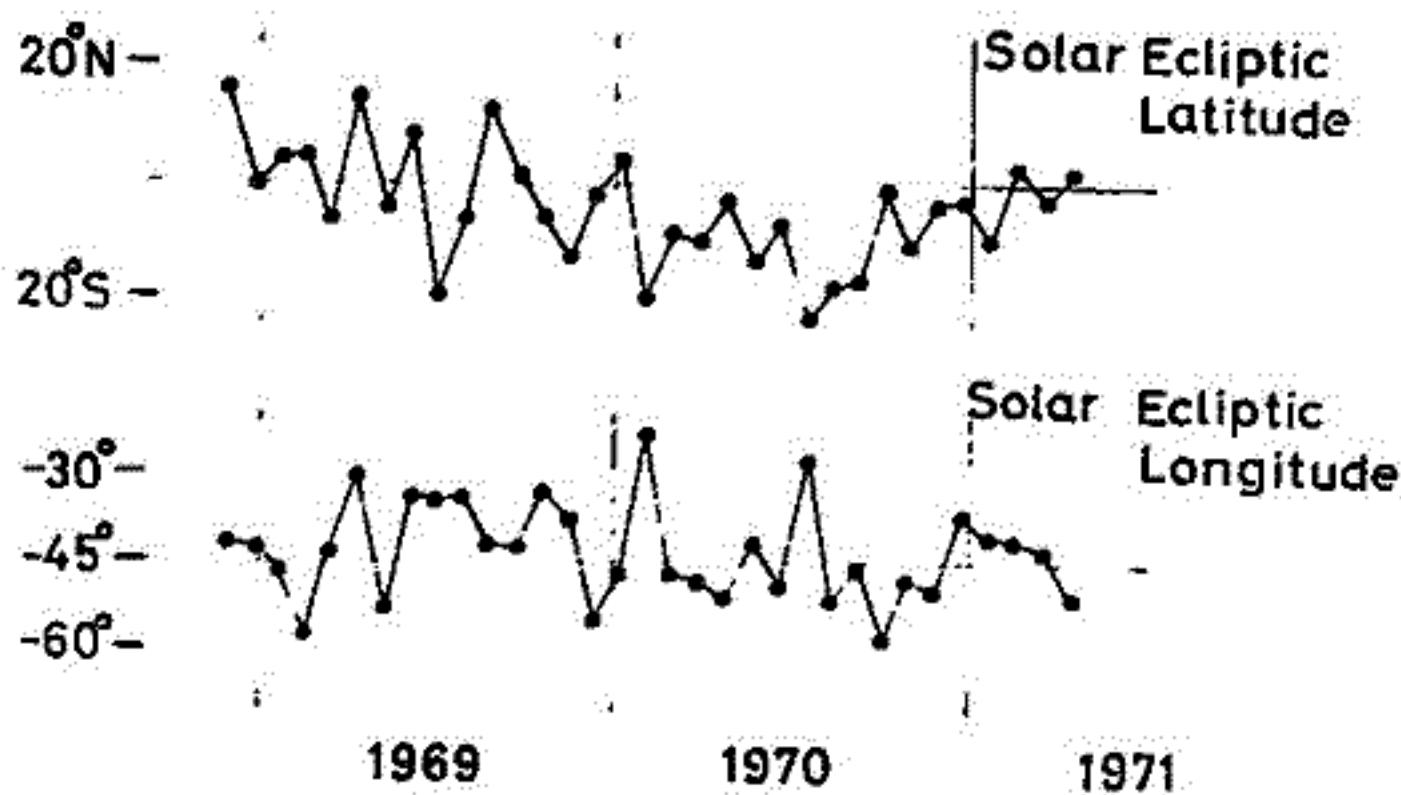
現在、この方法は、宇宙磁場の Data を提供し、Day to Day の Line of Force の変動と地球磁場の関係について、高精度の観測結果を、Interplanetary Magnetic Field の変動と比較して、その関係を明らかにする.

Aug 1972 Event の 今世紀最大の磁暴. 下の宇宙磁場の変動と地球磁場の関係.

この観測は、宇宙磁場の変動と地球磁場の関係について、高精度の観測結果を、Interplanetary Magnetic Field の変動と比較して、その関係を明らかにする.

図 1

Direction of Reference Axis of Anisotropy



矢作直弘, 千葉敏躬, 高橋八郎  
岩手大学

我々は, 今迄に, 数回にわたる報告で, Norikura の中性子, 中間子成分 data (1955年8月 ~ 1968年8月) を使った太陽自転周期の間の中高度 rigidity spectrum からこの期間内の地球磁気擾乱度,  $A_p$  (太陽自転周期の間  $A_p$  の算術平均値), と密接な関係を持ち, この関係の存在が太陽活動に依存することを示してきた。

なお, 最近更に, 1966年10月から1968年12月までの Deep River および ~~Chacaltaya~~ Chacaltaya の Super Monitor からの中性子成分 data を使った上記の関係の check を試みたが, 今回は更にこの期間を延長して1970年末までの data を用い, 今までの同じ解析方法により, この期間内における上述の関係を調べると共に, 今までの解析結果も合わせて考慮して, 全期間 (1955 ~ 1970) に亘ったこの関係を試みた結果について報告する。



# II-63 惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components

高橋八郎, 天作直弘, 長島一男  
 岩手大学, 名大. 理

惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components は次式によつて与えられる。

$$D^{\circ}(t) = \sum_{n=20}^{\infty} D_n^{\circ}(t) = \sum_{n=20}^{\infty} \{ \eta_n P_n^{\circ}(\cos \theta_R) \} C_n^{\circ} \dots \dots \dots (1)$$

ここで,

$D_n^{\circ}(t)$ :  $n$ -th zonal harmonic component.

$P_n^{\circ}(\cos \theta_R)$ : Spherical function by Schmidt.

$\theta_R$ : 赤道座標系における北の方向と cosmic-ray anisotropy の reference axis とのなす角.

$$C_n^{\circ} = \frac{\int_{P_0}^{\infty} Y(P) G(P) L_n^{\circ}(\theta_J) dP}{\int_{P_0}^{\infty} Y(P) dP} \dots \dots \dots (2)$$

$L_n^{\circ}(\theta_J) \equiv P_n^{\circ}(\cos \theta_J)$ : Declination distribution.

$G(P)$ : Differential rigidity spectrum.

$Y(P)$ : Yield function.

$\theta_J$ : 赤道座標系における北の方向と宇宙線の到来方向とのなす角.

我々は、ここでは、前回は引きつゝ、上記 (1) 式を用いて解析を行つた結果について報告する。

(1) 式における  $\eta_n$  は 2 章のとおり、 $C_n^{\circ}$  は (2) 式による宇江氏等の結果を用いた。採用した spectrum ( $G(P)$ ) も前回と同じである。

解析を行つた期間は次の通りである。(IGY 期間中の適当な Forbush decrease 時期)。

① March 25 ~ April 9, 1958.

② Feb. 9 ~ Feb. 18, 1958.

長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 近藤一郎, 柳原志津子.  
名古屋

東鞍に於ける Small AS の観測は, 山の上の巨大の高精度中間子計の一部を借りて, 1970年8月から続けられている。

このASのトリガー条件, カウント数等のこと, また1970年8月—1971年7月迄の一年間の解析結果は, すでにシンポジウム, 学会等に報告済みである。

今回は, 1971年8月—1972年7月までの一年間の解析結果, 専らASの気温効果係数, 気圧の測定値に対する風の影響について述べる予定である。

1970年10月—1971年7月の間の,  $I(AS)$ ,  $P$ (気圧),  $T$ (地表気温),  $V$ (風),  $V^2$ (風の) の天々の日平均値について 相関関係を調べた。

尤も,  $I, P, T, V, V^2$  の5変数間の偏相関係数および回帰係数を月別に求めた所,  $I$ と $V$ との相関は月々によつて正又は負となりその大きさは果ては,  $V$ を除いて,  $I, P, T, V^2$  の4つの間の相関を調べた。

偏相関係数  $R$  と  $\rho$

回帰線 
$$I = I_0 + \beta(P + \beta_2 V^2) + \alpha T$$

$P$  は 東鞍山の上の気圧,  $V$  は東鞍の風速,

$T$  については, 東鞍の外気温, 鞍馬の 700, 600, 500, 400 ミリメートルの高層気温の5種類について計算した。

Tのレベル	$R = IP(T, V)$	$R = IT(P, V^2)$	$R = IV^2(P, T)$
東鞍	-0.962	-0.673	-0.625
700 mb	-0.960	-0.682	-0.825
600 "	-0.964	-0.704	-0.605
500 "	-0.970	-0.728	-0.581
400 "	-0.970	-0.700	-0.546

Tのレベル	効果係数 $\beta$ (気圧)	$\alpha$ (気温)	$\beta_2$ (風の2乗)
東鞍	-0.706	-0.137	0.009
700 mb	-0.692	-0.145	0.009
600	-0.693	-0.146	0.009
500	-0.700	-0.141	0.008
400	-0.729	-0.127	0.007

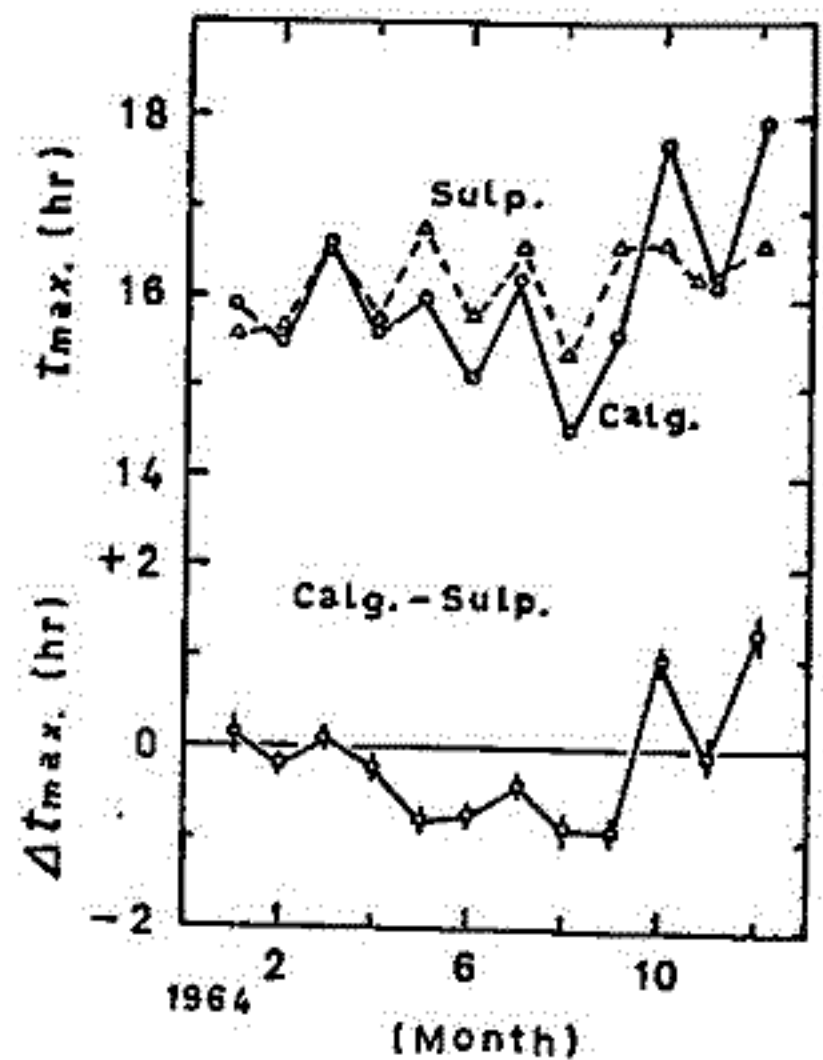
## II-65 地上および山上の宇宙線日変化の比較

千葉敏躬 (岩手大・教育)  
小玉正弘 (理化学研究所)

宇宙線日変化の anisotropy が one-way が multi-way かを論ずる一つの手がかりを得るため、著者らはまた、1966年12月からほぼ1ヶ年にわたっての東京・板橋と乗鞍とで同時に観測された neutron data を用いて日変化を解析しその component を求め、更に長島ら<sup>1)</sup>によって与えられた one-way anisotropy model の理論計算式に従ってこの両 station における日変化の component をも求めて、それらの比較検討を試みた。その結果はすでに報告されている<sup>2)</sup>が、例えばこれらの station の間で観測された日変化の phase difference,  $\Delta t_{max}$ , の値は統計上の測定精度からみると残念ながら有意であるとはいえない。

今回は、主に IQSY 期間の data を用いて、比較的計数率の高い monitor が設置されている station の pair を選り出し、その上更に、1970年にわたる東京・板橋と乗鞍および Calgary と Sulphur Mt. の pair についても、同様な解析を試みた。

日変化の phase,  $t_{max}$ , から算出される各月毎の  $\Delta t_{max}$  のそれぞれの値は、組み合わせの pair によっていぜんばらつきのあるものがあり得る。それ故、これらからは、ただちに明確な結論を見いだすことはむづかしいように思われる。しかしながら、図にみられるように一例として、1964年にわたっての Calgary と Sulphur Mt. の pair から得られた  $\Delta t_{max}$  の値は時間とともにある程度の systematic な変動を示しているようにみえる。このことは、まだ事例が少なく早急な方向づけは妥当でないかもしれないが、わずかではあるが seasonal change があり得るかもしれないということを暗示しているようにみられる。



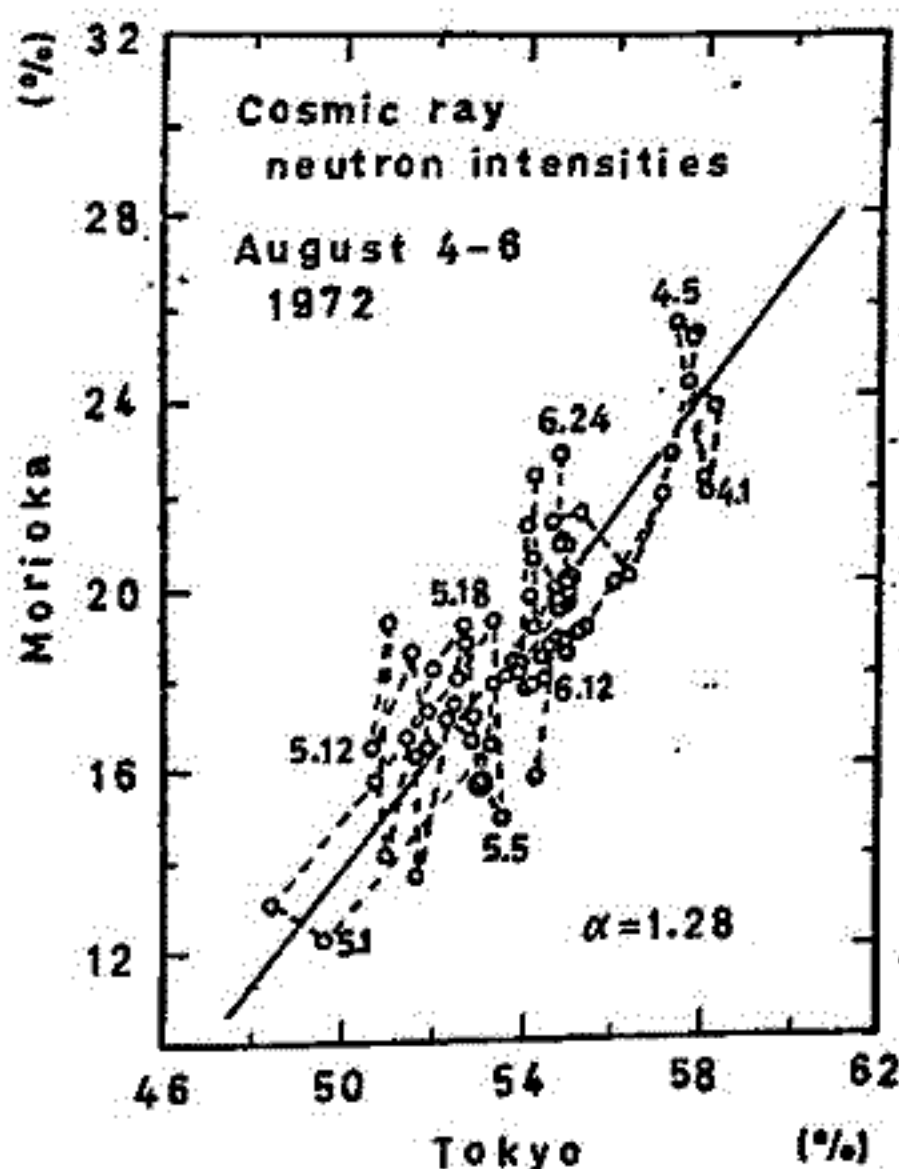
- 1) K. Nagashima, V.R. Potnis and M.A. Pomerantz: *Nuovo Cimento*, 19, 292 (1961).
- 2) T. Chiba and M. Kodama: *Sci. Papers I.P.C.R.*, 63, 83 (1969).

千葉敏躬, 高橋八郎 (岩手大・教育), 矢作直弘 (岩手大・教養)  
 小玉正弘 (理化学研究所)

盛岡における IGY type neutron monitor による宇宙線中性子連続観測は 1970 年 8 月から開始されている。以降, 1970 年 12 月までの期間に得られた観測 data をもとに, この monitor の計数率および気圧効果係数のそれぞれの値,  $1197.0 \pm 9.1$  X8/hr (1000 mb 換算値) および  $-0.689 \pm 0.022$  %/mb, が一応算出された。

更に, 1971 年 12 月までの観測 data をもとに, 上記のそれぞれの値を吟味するとともに, IASY 期間にちなんで盛岡における中性子強度の日平均値および太陽自転周期毎のその平均値を算出し, その期間の時間変化のたゞたゞの様相を, Deep River の観測 data と比較しながら, 調べてみた。

最近, 注目されている 1972 年 8 月上旬にわたっての宇宙線嵐がこの盛岡においても観測された。それらと東京・板橋とで同時に観測された data とを比較することにより, この両 station の間の rigidity dependence のおおよその値, 1.28, を知ることが出来た (国参照)。又, 上記 Deep River との間におけるそれは  $0.352 \pm 0.023$  の値が算出された。



なお, この盛岡で観測された宇宙線中性子成分の data をもとにして, 宇宙線日変化について各月毎に解析し検討を試みる。