

第62回講演会

講演予稿集

昭和52年11月8日～11月11日

於 京都府立勤労会館

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第62回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和52年11月8日(火)～11日(金)

講演会場 京都府立勤労会館  
 京都市中京区烏丸通竹屋町上ル  
 TEL 075(221)7821

懇親会場 京都大学楽友会館  
 京都市左京区吉田近衛町  
 TEL 075(751)1100  
 (市電東山線近衛通下車東入ル)

	AM				PM							
	9	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7	
11月8日 (火)	1	電離圏Ⅰ				磁気圏				運営委員会 (第6会議室 7F)		
	2	成層圏・中間圏				VLF・VHF						
11月9日 (水)	1	木星	広領域			波動解析・VLF				評議員会 (第6会議室 7F)		
	2	中間圏・電離圏				プラズマ 波動	古地磁気					
11月10日 (木)	1	太陽・惑星間空間				特別講演		総会		懇親会 (楽友会館)		
	2	岩石磁気										
11月11日 (金)	1	宇宙線				電離圏Ⅰ						
	2	波動実験・電波伝播				地磁気異常						

各講演は指定時間を守ること。  
 (会場およびその周辺には駐車場がありませんので御注意下さい。)

第1日 11月8日(火) 9:30~12:30

第1会場 5F

開会の辞

地球・惑星プラズマ圏(電離圏I)

- |     |  |  |
|-----|--|--|
| 1-1 | <u>麻生武彦</u> , 津田敏隆, 松田庄司, 米田与志朗, 高島洋典, 加藤 進(京大工)                     | 京都大学流星風レーダー観測(I)<br>(0930-0941)                              |
| 2   | <u>前田憲一</u> (京産大理)   | 電離圏内中性風の理論解析<br>(0945-0956)                                  |
| 3   | <u>加藤 進</u> , 津田敏隆(京大工)  | Electric field production by the tidal dynamo<br>(1000-1011) |
| 4   | <u>福島 直</u> (東大理)  | 電離圏ダイナモ作用に伴う電位分布<br>(1015-1026)                              |
| 5   | <u>中村純二</u> (東大教養)   | Ba シェープドチャージの基礎実験<br>(1030-1041)                             |
| 6   | <u>小川 徹</u> , 藪崎 努(京大工)  | K-9M-55号機による電離圏電流系の観測(II)<br>(1045-1056)                     |
|     | (休 憩 1100-1109)  |  |
| 7   | <u>荒木 徹</u> (京大理), <u>前川絃一郎</u> (京教大), <u>前田 坦</u> (京大理), 菊池 崇(電波研), | 電場による極電離圏と赤道電離圏の結びつき(II)<br>(1110-1121)                      |
| 8   | <u>前川絃一郎</u> (京教大), <u>前田 坦</u> (京大理)                                | 定常電流源に起因する電離圏電流の数値解析<br>(1125-1136)                          |
| 9   | <u>鈴木 亮</u> , <u>前田 坦</u> (京大理)                                      | 等価電流系のUT変化と日々変化<br>(1140-1151)                               |
| 10  | <u>竹田雅彦</u> , <u>前田 坦</u> (京大理)                                      | 赤道地帯における地磁気変化について<br>(1155-1206)                             |
| 11  | <u>白木正規</u> (地磁気観)   | 西太平洋域の地磁気太陽日変化の季節変化の異常<br>(1210-1221) (I)                    |

第1日 11月8日(火) 9:30~13:00

第2会場 6F

## 地球・惑星エアロノミー (成層圏・中間圏)

- 1-1 近藤 豊, 森田恭弘, 石川晴治, 高木増美, 岩田 晃 (空電研) 対流圏エアロゾル・NO<sub>x</sub>・オゾンの水平・垂直分布 (航空機観測結果) (0930-0941)
- 2 高橋文穂, 平尾邦雄 (宇宙研) 成層圏H<sub>2</sub>Oの気球観測(1) (0945-0956)
- 3 井口俊夫, 本田秀之, 伊藤富造, 中村良治 (宇宙研) 質量分析器による成層圏中性大気組成の観測 (1000-1011)
- 4 藤原玄夫, 長沢親生, 広野求和, 柴田 隆 (九太理) 成層圏エアロゾルのライダー観測 — 最近までの観測結果と観測装置の改良 — (1015-1026)
- 5 広野求和, 藤原玄夫, 長沢親生 (九大理) 成層圏昇温に伴うエアロゾル粒径分布の変化 (1030-1041)
- 6 板部敏和 (電波研), 藤原玄夫, 広野求和 (九大理) ライダー観測と二次元滴拡散モデルによる Fuego 以後の成層圏エアロゾル層の粒径分布の変化 (1045-1056)
- 7 内野 修 (九大工) 生成論からみた成層圏エアロゾル層の粒径分布 (1100-1111)
- (休 息 1115-1124)
- 8 内野 修, 前田三男, 宮副 泰 (九大工) 下部成層圏オゾン層のライダーによる観測誤差 (1125-1136)
- 9 市川敏朗 (岐阜歯大) レーザ・ヘテロダイン方式による成層圏大気微量成分のリモートセンシングについて (1140-1151)
- 10 北野正雄, 藪崎 努, 小川 徹 (京大工) 飛翔体搭載用色素レーザー(1) (1155-1206)
- 11 長沢親生, 藤原玄夫, 広野求和 (九大理) Tunable Dye Laser を用いた Lidar による中間圏ナトリウム層と成層圏エアロゾル層の予備観測 (1210-1221)
- 12 横井貞明, 深尾昌一郎, 加藤 進, 麻生武彦 (京大工), R. M. Harper (Arecibo Observatory), W. E. Gordon (Rice University) Jicamarca IS レーダーによる成層圏大気波動の解析 (1225-1236)
- 13 佐藤 亨, 横井貞明, 深尾昌一郎, 木村磐根, 加藤 進 (京大工) ヒカマルカ IS レーダーによる中間圏の観測 — 散乱電力と風速の解析 — (1240-1251)

第1日 11月8日(火) 13:30~17:30

第1会場 5F

## 地球・惑星プラズマ圏(磁気圏)

- 1-12 藤井良一(極地研), 飯島 健(東大理) Field-aligned currents and polar cap perturbations (I) (1330-1341)
- 13 佐藤哲也, 飯島 健(東大理) 異常粘性輸送, 磁気リコネクションと Field-Aligned Currents (1345-1356)
- 14 寺沢敏夫(宇宙研) サブストーム開始のメカニズムと粒子加速現象 (1400-1411)
- 15 山本 隆(東大理), 玉尾 孜(東大理) 磁気圏尾部におけるプラズマ粒子の対流による加速 (1415-1426)
- 16 飯島 健(東大理) Multispacecraft 観測による energetic proton bursts と substorm (1430-1441)
- 17 林 隆也, 佐藤哲也(東大理) 磁気リコネクションの数値解析 (II) (1445-1456)
- 18 西田篤弘(宇宙研), C. T. Russell (UCLA) On the Expected Signature of the Reconnection in the magnetotail (1500-1511)
- (休 憩 1515-1524)
- 19 井上雄二(京産大) 局所化された地磁気脈動(長周期) (1525-1536)
- 20 湯元清文(東北大理) HOT PLASMA 中における MHD-WAVES の VELOCITY SHEAR 不安定性 (1540-1551)
- 21 高橋主衛, 齋藤尚生(東北大理) 磁気圏境界領域における HM-wave の特性 (III) (1555-1606)
- 22 村山 喬, 中井 仁(名大理) Substorm 発達に対する太陽風密度の効果 (1610-1621)
- 23 桑島正幸(地磁気観) 極光帯における Pi 脈動と関連現象 (IV) (1625-1636)
- 24 加藤愛雄(東海大工) 高緯度及低緯度地帯に於ける Substorm に伴う Pi 2 の特性 (1640-1651)
- 25 桜井 亨, 齋藤尚生, 佐々木徹(東北大理) Substorm onset 決定における low-latitude Pi 2 の役割 (1655-1706)
- 26 齋藤尚生, 桜井 亨(東北大理) STUDY OF MINI-SUBSTORM DURING SUNSPOT MINIMUM YEARS (1710-1721)

第1日 11月8日(火) 13:30~17:40

第2会場 6F

## 地球・惑星プラズマ圏 (VLF・VHF)

- 14 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光, 篠馬 尚 (電波研) 沖縄におけるホイッスラーの方探計画その1 (観測とデータ処理方式) (1330-1341)
- 15 渡辺成昭, 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光 (電波研) 沖縄におけるホイッスラーの方探計画その2 (Digital 処理の予備結果と問題点) (1345-1356)
- 16 浅井浩暢, 鈴木国弘 (中部工大) ホイスラ自動認識のためのアルゴリズム (1400-1411)
- 17 田中義人, 早川正士 (空電研) ホイスラ発生数, 分散の経年変化 (1415-1426)
- 18 早川正士, 田中義人 (空電研) ホイスラ発生数日変化の経度, 緯度依存性 (1430-1441)
- 19 早川正士, 田中義人 (空電研) 母子里での ELF 放射観測 (1445-1456)
- (休 憩 1500-1509)
- 20 恩藤忠典, 中村義勝, 古関照男, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研) 静止衛星搭載用プラズマポーズ・サウンダー (1510-1521)
- 21 野崎憲朗, 丸橋克英, 藤井 周, 前田力雄, 古関照男, 五十嵐喜良 (電波研) 電離層斜めサウンディング(Ⅰ) (1525-1536)
- 22 前田力雄, 広沢 薫, 伊藤勝一 (電波研) 電離層交叉変調実験 (1540-1551)
- 23 坂 翁介, 石津美津雄, 飯島哲二, 糸長雅弘, 北村泰一 (九太理) 地磁気脈動と電離層 (観測計画について) (1555-1606)
- 24 新野賢爾, 菅 官夫 (電波研) 静止衛星きく2号 VHF 帯電波によるフェラデー回転およびシンチレーション測定 (1610-1621)
- 25 小川忠彦, 畚野信義 (電波研) ETS-Ⅰを用いた GHz 帯電波伝搬実験 1.実験概要 (1625-1636)
- 26 阿波加純, 藤田正晴 (電波研) ETS-Ⅰを用いた GHz 帯電波伝搬実験 2.全電子数測定 (1640-1651)
- 27 藤田正晴, 小川忠彦 (電波研) ETS-Ⅰを用いた GHz 帯電波伝搬実験(Ⅱ) 1.7 GHz シンチレーション測定 (1655-1706)
- 28 狩野哲也, 一ノ瀬琢美 (同志社工), 小川 徹 (京大工) TIDの三点観測と波形解析 (1710-1721)
- 29 奥沢隆志, 月尾 修 (電通大) 大気重力波の F<sub>2</sub> 領域電離層応答(Ⅰ) — HF ドップラ観測による — (1725-1736)

第2日 11月9日(水) 9:30~12:30

第1会場 5F

地球・惑星プラズマ圏 (木星)

- |    |   |   |
|----|---|---|
| 27 | <u>宮沢一郎</u> , 今井一雄, 斉藤 誠, 深井慎司<br>(電通大)       | 木星デカメートル波シンチレーションの観測(I)<br>— 観測システム — (0930-0941)   |
| 28 | <u>今井一雅</u> , 宮沢一郎, 斉藤 誠, 深井慎司<br>(電通大)       | 木星デカメートル波シンチレーションの観測(II)<br>— 観測結果 — (0945-0956)  |
| 29 | <u>森岡 昭</u> , 近藤哲朗, 大家 寛(東北大理)                | L-3H-9号機による自然ヘクトメートル波の観測<br>(1000-1011)   |
| 30 | <u>大家 寛</u> , 森岡 昭, 近藤 実, 近藤哲朗,<br>三浦俊一(東北大理) | Interferometer System for Jovian Decameter<br>Wave Observations of Tohoku University<br>(1015-1026) |
| 31 | 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, <u>近藤哲明</u><br>(東北大理)       | 木星デカメートル波偏波 (ストークスパラメータ<br>-)の観測 (1030-1041)  |
| 32 | <u>寺沢敏夫</u> , 前沢 洌, 町田 忍(宇宙研)                 | 木星デカメートル波放射と太陽風構造の関連につ<br>いて (1045-1056)  |
| 33 | 大家 寛, <u>青山隆司</u> (東北大理)                      | 木星磁気圏の dawn-dusk 非対称性と spongy 性<br>(1100-1111)  |
| 34 | 西田篤弘, <u>町田 忍</u> (宇宙研)                       | 木星プラズマ圏中の熱輸送<br>(1115-1126)   |
|    | (休 憩 1130-1139)                               |   |

広領域 (ちょう時間太陽地球惑星学)

- |    |                          |   |
|----|--------------------------|---|
| 35 | <u>桜井邦明</u> (神奈川大工)      | 太陽宇宙線と "Ancient Catastrophe"<br>(1140-1151)     |
| 36 | <u>柳原一夫</u> (名古屋気象台)     | 地磁気は地上気温変化に影響するか<br>— 観測所データから —<br>(1155-1206) |
| 37 | <u>斉藤尚生</u> , 大家 寛(東北大理) | 火星磁場観測と地磁気逆転機構の研究<br>(1210-1221)                |

第2日 11月9日(水) 9:30~12:40

第2会場 6F

## 地球・惑星エアロノミー (中間圏・電離圏)

- 30 柴崎和夫, 小川利紘, 鈴木勝久, 等松隆夫  
(東大理) 吸光法による大気NO<sub>2</sub>全量の測定  
(0930-0941)
- 31 近藤 豊(空電研), 岩坂泰信(水圏研),  
山下喜弘, 高柳明夫(気象庁) 1972年August Event時の成層圏, 中間圏NO<sub>x</sub>,  
O<sub>3</sub>の時間変動 (0945-0956)
- 32 小川利紘, 等松隆夫, 鈴木勝久(東大理) O(<sup>3</sup>P<sub>J</sub>)の微細構造分布温度  
(1000-1011)
- 33 鈴木勝久, 小川利紘, 等松隆夫(東大理) "TAIYO"衛星による真空紫外大気光観測  
(1015-1026)
- 34 斎藤文一, 渡部重十(新潟大理) 6300 Å昼間大気光の観測とその結果(速報)  
(1030-1041)
- 35 三沢清敏(防衛大物理), 竹内郁夫(託開  
高専数学) O<sub>2</sub>(0-1) 8645 Å Band, OH(8-3) Bandお  
び[OI] 5577 Å線の強度変化の相関  
(1045-1056)
- 36 奥田光直(弘前大教育) 大気光強度の時間・空間分布解析  
(1100-1111)
- (休 憩 1115-1124)
- 37 巖本 巖, 水津 武, 佐川永一(電波研) 電離層イオン組成の観測  
— L3H-9(CPI)速報 —  
(1125-1136)
- 38 相京和弘, 恩藤忠典(電波研) Millstone Hillにおける電離圏観測とISデータ  
解析 2.昼間の電子, イオン温度  
(1140-1151)
- 39 小山孝一郎, 平尾邦雄(宇宙研) 内之浦上空の電子温度の季節変化および時間変化  
(「太陽」のリアルタイム観測より)  
(1155-1206)
- 40 宮崎 茂(電波研) TAIYO衛星によるイオン密度温度観測結果  
(1210-1221)
- 41 加藤愛雄, 大西信人(東海大工), 平尾邦  
雄(宇宙研) 「たいよう」の軌道周期変化から求めた外圏大気  
の温度変化(最終報告)  
(1225-1236)

第2日 11月9日(水) 13:30~17:10

第1会場 5F

## 地球・惑星プラズマ圏(波動解析・VLF)

- 1-38 岩淵美代子, 藤井良一(極地研) グラフィック・ディスプレイによる会話型波動解析システム(Ⅲ) (1330-1341)
- 39 小寺邦彦(甲南大理), GENDRIN, Roger (CNET/CRPE), de VILLEDARY, Claude (CNET/CRPE) 時間一周波数平面における信号の構造の解析 — ULF/VLFエミッション解析への準備 — (1345-1356)
- 40 鶴田浩一郎(宇宙研) Siple VLF信号の周波数分析 — 計算機による数値解析 — (1400-1411)
- 41 池田 慎(宇宙研) デジタル処理によるVLF電波の到来方向解析 (1415-1426)
- 42 巻田和男(東大理), 福西 浩(極地研), 芳野赴夫, 仁木国雄(電通大), 山腰明久(電波研) みずほ・昭和2点に於けるオーロラ・ヒスの同時観測 (1430-1441)
- 43 巻田和男, 林 幹治, 小口 高(東大理), 福西 浩(極地研) 昭和基地に於ける自然電波到来方向の観測 (1445-1456)
- (休 憩 1150-1509)
- 44 佐藤夏雄, 福西 浩(極地研) VLFQPエミッションの昭和-みずほステーション同時観測結果 (1510-1521)
- 45 国分 征(東大理), 佐藤夏雄(極地研) 地磁気脈動とELF放射(Ⅳ) — QP放射強度変動と地磁気脈動との相関 — (1525-1536)
- 46 佐藤夏雄(極地研), 国分 征(東大理) 地磁気脈動とELF放射(Ⅴ) — Pc1帯脈動とELF放射 — (1540-1551)
- 47 林 幹治(東大理UBC), 小口 高(東大理), 鶴田浩一郎(東大宇宙研), 国分 征(東大理), T. Watanabe (UBC), R. E. Horita (U. Vic) 極光・地磁気脈動, VLFエミッションの相関 (1555-1606)
- 48 佐藤夏雄, 勝田 豊, 福西 浩, 平沢威男(極地研) アイスランドにおける共役点観測(I) (1610-1621)
- 49 福西 浩(極地研), 巻田和男(東大理), 尾崎孝之, 岩瀬政之, 芳野赴夫(電通大) 地上-ISIS衛星VLF同時観測データの相関 (1625-1636)
- 50 松尾敏郎(京大工), 芳野赴夫(電通大), 木村磐根(京大工) 昭和基地のISIS-VLF観測 (1640-1651)
- 51 木村磐根, 松尾敏郎(京大工), 鎌田哲夫(空電研) 南極ロケットによるVLFヒスの観測 (1655-1706)

第2日 11月9日(水) 13:30~17:10

第2会場 6F

## 地球・惑星プラズマ圏 (プラズマ波動)

- Ⅰ-42 Nguyen Thanh Hung, 奥沢隆志(電通大) 磁化プラズマ中の乱れによる電波散乱  
(1330-1341)
- 43 南部充宏(九大教養) 乱流プラズマのモード間結合理論  
(1345-1356)
- 44 熊谷 博, 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工) チェレンコフ不安定性の計算機シミュレーション  
(1400-1411) (Ⅱ)
- 45 松本 紘(京大工) Test Particle Study of Non-linear Wave-  
Particle Interaction in the Magnetosonic  
Mode (1415-1426)
- (休 憩 1430-1439)

## 月・地球・惑星内部 (古地磁気)

- Ⅰ-46 時枝克安(島根大文理), 広岡公夫(福井大教育), 中島正志, 川井直人(阪大基礎工) セイロン(スリランカ)の考古地磁気  
— 伏角の永年変化 —  
(1440-1451)
- 47 田中秀文(東工大理), 河野 長(東大理), 町田 洋(都立大理) 箱根, 富士の火山岩による古地球磁場強度  
(1455-1506)
- 48 広岡公夫, 長谷川英子, 広田智子(福井大教育), 横山卓雄(同志社大工), 中谷進(長野県富士見高校) 信州ロームの古地磁気(Ⅱ)  
(1510-1521)
- 49 林田 明(京大理), Charles R. Denham (Woods Hole Oceanographic Institution) 古地磁気極性反転の詳細な研究  
— 深海底コアKN25-4のBlake episode について — (1525-1536)
- 50 大久保修平, 竹内 均(東大理), 佐藤高晴, 末石 勉, 川井直人(阪大基礎工) 海底堆積物のNRM/SIRMのスペクトル解析  
(1540-1551)
- 51 上野直子(東洋大), 河野 長(東大理) ハワイの熔岩による古地球磁場強度  
(1555-1606)
- 52 堂面春雄(山口大教育) 山口県中北部新生代玄武岩の古地磁気学  
(1610-1621)
- 53 河野 長(東大理) スコットランドのデボン紀溶岩による古地磁気および古地球磁場強度  
(1625-1636)
- 54 新妻信明(東北大教養), 顧徳 隆(南加大地質) 地球磁場逆転時における生物量の変化  
(1640-1651)
- 55 斎藤尚生, 大家 寛(東北大理) 火星磁場観測と地磁気逆転機構の研究  
(1655-1706)

第3日 11月10日(木) 9:00~12:10

第1会場 5F

太陽および惑星間空間

I-52 桜井邦朋 (神奈川大工)

53 小島正宜 (空電研)

54 渡辺 晃 (空電研)

55 篤見治一 (空電研)

56 坂 翁介 (九大理)

57 寺沢敏夫 (宇宙研)

58 寺沢敏夫 (宇宙研)

(休 憩 1045-1054)

59 袴田和幸 (中部工大)

60 村山 喬, 中井 仁 (名大理)

61 前沢 冽 (宇宙研)

62 家森俊彦, 前田 坦 (京大理)

63 青木孝夫 (名大理)

コロナ・ホールと惑星間磁場 (0900-0911)

太陽風プラズマ密度の乱れの非等方的空間構造  
(0915-0926)

STIP II Interval (March-April 1976) における  
ショック波の観測 (0930-0941)

アルフヴェーン波のポンダラモーティブ力による太陽  
風の加速及び加熱 (0945-0956)

The thin layered field-aligned current in  
the solar wind. (1000-1011)

Corotating Interaction Region に伴う粒子加  
速現象 — 起源および heliosphere の構造推定  
(1015-1026)

Bow Shock 上流の 30-100 KeV プロトンの起源  
— Fermi 加速モデルと今後の問題点について  
(1030-1041)

惑星間空間磁場の東西成分と地磁気活動度の南北  
非対称性との関係 (II) (1055-1106)

地磁気活動度の半年変化に対する、太陽風の太陽  
面緯度依存性の寄与 (1110-1121)

地磁気擾乱 index からの太陽風速度推定  
(1125-1136)

太陽風速度の地磁気変動に対する効果  
(1140-1151)

AU, AL index の UT 依存性  
(1155-1206)

第3日 11月10日(木) 13:00~17:30

特別講演 寺本 英 (京大理)

佐藤文隆 (京大基礎物理研)

生物社会の安定性

膨張宇宙論

総 会

懇親会 (楽友会館) (18:00~20:00)

第3日 11月10日(木) 9:00~12:00

第2会場 6F

月・地球・惑星内部(岩石磁気)

- Ⅱ-56 西谷忠師(東大理) チタノマグネタイトの酸化に及ぼす粒子サイズの効果 (0900-0911)
- 57 浜野洋三, 西谷忠師(東大理) チタノマグネタイトの熱膨張の測定 (0915-0926)
- 58 河野 長(東大理) 空気中での加熱に伴なう玄武岩の磁性の変化  
2.保磁力およびブロッキング温度 (0930-0941)
- 59 乙藤洋一郎, 桂 郁雄, 笹嶋貞雄(京大理) 堆積物の残留磁化に及ぼすDRYINGの影響 (0945-0956)
- 60 新妻信明(東北大教養) 堆積物の残留磁気についての帯域磁化モデルと  
Depth Lag (1000-1011)
- 61 吉田和郎(東北大理) 房総半島大田代層中の偽礫の堆積残留磁気 (1015-1026)
- 62 桂 郁雄, 笹嶋貞雄(京大理) 塩基性捕獲岩(Granulite)の各種磁気測定 (1030-1041)
- (休 憩 1045-1054)
- 63 永田 武(極地研) やまと(j), (k), 及び(m)コンドライトの磁  
氣的性質とその意義 (1055-1106)
- 64 永田 武, 船木 実(極地研) やまと-74隕石の磁氣的性質 (1110-1121)
- 65 永田 武(極地研) 隕石及びに月岩石の基本的磁氣的性質 (1125-1136)
- 66 高岡寛雄(阪大理), 小嶋 稔(東大理) ダイヤモンド中の希ガス組成と同位体比 (1140-1151)

第4日 11月11日(金) 9:00~12:40

第1会場 5F

## 太陽および惑星間空間 (宇宙線)

- 64 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎 (名大理), 近藤一郎 (宇宙線研) 坂下における地下宇宙線観測 (0900-0911)
- 65 安江新一, 森 寛, 赤羽重信, 茅野 基 (信大理), 一之瀬匡興 (信大教養) 宇宙線データの集録・処理装置へのマイクロプロセッサの応用 (0915-0926)
- 66 須田友重 (気象研), 三島 靖 (愛媛大理), 村上一昭, 和田雅美 (理研) 宇宙線嵐と太陽風 (0930-0941)
- 67 高橋八郎, 千葉敏躬 (岩手大教育), 和田雅美 (理研) 地上 Neutron 並びに地下 Meson data を用いた 1972 August Cosmic Ray Event の三次元解析 (0945-0956)
- 68 北村正亟, 池上比呂志 (気象研) 宇宙線日変化の日々変化 (1000-1011)
- 69 一之瀬匡興 (信大教養), 森 覚, 安江新一 (信大理) 太陽活動と宇宙線異方性 (1015-1026)
- 70 安江新一 (信大理) 宇宙線粒子の太陽動径方向の密度勾配と拡散係数 (1030-1041)
- (休 暇 1045-1054)
- 71 長島一男, 藤井善次郎, 森下伊三男 (名大理) 宇宙線日平均強度の南北異方性 (1055-1106)
- 72 森 覚, 安江新一 (信大理), 一之瀬匡興 (信大教養), 宗像義教 (中部工大) 太陽活動極小期における宇宙線異方性 (1110-1121)
- 73 石田喜雄, 菅野常吉 (福島大教育), 齋藤俊子 (福島医大教養) 宇宙線日変化の長期変動 (Ⅲ) (1125-1136)
- 74 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎 (名大理), 近藤一郎 (宇宙線研) 宇宙線太陽時日変化 (1140-1151)
- 75 和田雅美 (理研) 宇宙線中性子強度の11年変化 (1155-1206)
- 76 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎 (名大理), 近藤一郎 (宇宙線研) Sidereal and Anti-Sidereal Variations observed by Mt. Norikura and Nagoya Meson Telescopes. (1210-1221)
- 77 高橋八郎 (岩手大教育), 矢作直弘 (岩手大人社), 長島一男 (名大理) 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components と惑星間空間磁場 (1225-1236)

第4日 11月11日(金) 9:00~12:30

第2会場 6F

## 地球・惑星プラズマ圏 (波動実験・電波伝播)

- Ⅰ-67 荒木 喬(弘前大教育)
- 68 高橋忠利, 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)
- 69 大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸, 宮岡 宏  
(東北大理), 鎌田哲夫(空電研)
- 70 筒井 稔, 平本和夫, 橋本弘哉, 木村磐根  
(京大工)
- 71 平本和夫, 筒井 稔, 橋本弘哉, 木村磐根  
(京大工)
- 72 鎌田哲夫(空電研), 大家 寛, 森岡 昭,  
小野高幸(東北大理)
- 73 大家 寛, 宮岡 宏(東北大理), 宮武貞  
夫(電通大)
- 73' 岡 博行, 村田 勝, 賀谷信幸, 松本治弥  
(神大工)
- 73'' 藤沢好孝, 賀谷信幸, 松本治弥(神大工)  
(休 憩 1109-1114)
- 74 田中敬史, 橋詰庄一郎(防衛技研)
- 75 乃川聖彦, 荒木 喬, 奥田光直(弘前大教)
- 76 馬場清英(中部工大)
- 77 丸橋克英, 野崎淑朗, 桜沢 晃(電波研)
- 78 柴田 喬(電通大)
- 姿勢センサデータによる人工衛星の軌道決定  
(0900-0911)
- TAIYO-IMPによる電離層観測について  
— ISISⅡの結果との比較及びWakeの構造 —  
(0915-0926)
- L-3H-9 プラズマ波動励起実験  
(0930-0941)
- 電離層プラズマ中における低エネルギー電子放出  
に伴うVLF波動励起(I)  
(チェンバーシミュレーション) (0945-0956)
- 電離層プラズマ中における低エネルギー電子放出  
に伴うVLF波動励起(II) (理論的考察)  
(1000-1011)
- L-3H-9号機によるVLF領域でのプラズマ波動  
励起実験結果の速報 (1015-1026)
- 極域電離層におけるBeam Instability  
— S310JA-2号機の観測結果より —  
(1030-1041)
- Plasma・Wakeの構造  
(1045-1055)
- 改良型keV電子スペクトロメータ (1057-1107)
- 日本上空のEs irregularities — 26MHz RA-  
DARによる観測 — (1115-1126)
- 1次/2次モードTweekによるConductivity  
Parameterの推測 — Tweekの発生頻度につい  
ての考察 — (1130-1141)
- NWC-223 KHz VLF電波の冬期における日出時  
の伝播について (1145-1156)
- 平磯で受信したWWVH局15MHz標準電波の電界  
強度及び受信時間の長期変化 (1200-1211)
- VLF電波でみた下部電離層日出効果(II)  
— 受信電界強度のオーバーシュート変化 —  
(1215-1226)

第4日 11月11日(金) 13:00~17:00

第1会場 5F

## 地球・惑星プラズマ圏(電離圏Ⅱ)

- 1-78 金田栄祐(東大理), 丹羽 登(宇宙研), 高木幹雄(生研) 科学衛星EXOS-A搭載オーロラ撮像装置(ATV) (1300-1311)
- 79 上山 弘, 岡野章一(東北大理) オーロラ温度の高さ分布について(1315-1326)
- 80 遠山文雄, 青山 巖(東海大工) 南極ロケットによる磁場測定 (1330-1341)
- 81 村田節夫, 久保治也, 伊藤富造(宇宙研), 国分 征(東大理) S-310JA-2号機によるオーロラ電子の観測 (1345-1356)
- 82 森田 護, 小川俊雄(京大理), 福西 浩(極地研), 芳野赴夫(電通大) S-210JA-24, -25号機によるオーロラ電場の観測 (1400-1411)
- 83 小川忠彦, 森 弘隆, 宮崎 茂(電波研) 第17次南極ロケット観測で得られた電子密度・温度プロファイル (1415-1426)
- 84 竹内 一, 小玉正弘, 今井 喬, 和田雅美, 奥谷昌子(理研) 南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測 (Ⅱ)オーロラ活動時における高速電子の特性 (1430-1441)
- 85 渡辺勇三, 大林辰蔵(宇宙研) K-9M-59号機とS-210-12号機による電子密度の観測結果 (1445-1456)
- (休 憩 1500-1509)
- 86 長野 勇, 満保正喜(金沢大工), 木村磐根(京大工) 地上局VLF波観測から高度90Km以上の実効衝突分布の推定(K-9M-53号機) (1510-1521)
- 87 長野 勇, 満保正喜(金沢大工), 木村磐根(京大工) S-210-11号機による17.4KHz強度観測値の解析 (1525-1536)
- 88 満保正喜, 長野 勇, 牧田 弘(金沢大工) 下部電離層電子密度推定のシミュレーション (1540-1551)
- 89 江尻全機(ISAS), J. K. Olesen, F. Primdahl (DMI), E. Ungstrup (DSR I) SEC/CUSP 1976 Rocket Program (Progress Report) (1555-1606)
- 90 米沢利之(中部工大) F<sub>2</sub>領域内標準電子密度プロファイル—電子イオンの鉛直流量など種々の因子が及ぼす効果 (1610-1621)
- 91 佐藤輝夫(兵庫医大) 中緯度地方における冬期電波異常吸収(Winter Anomaly)のMorphology (1625-1636)
- 92 井上隆義, 半田 毅, 前田佐和子(京大理) 中緯度F<sub>2</sub>層風の開始時刻依存性について (1640-1651)

第4日 11月11日(金) 13:00~16:30

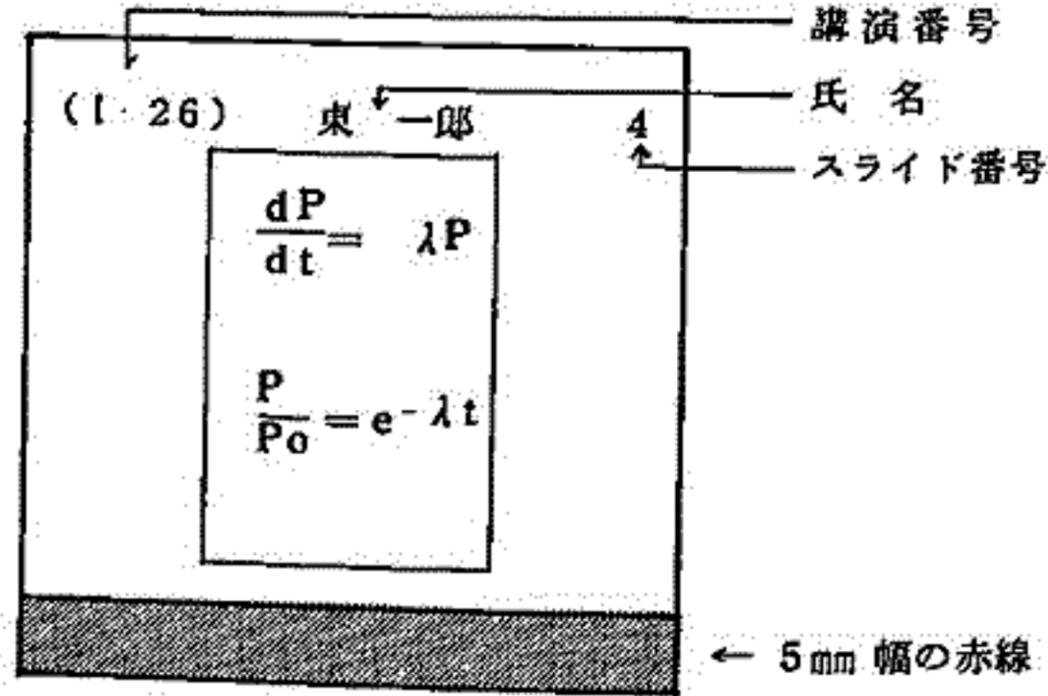
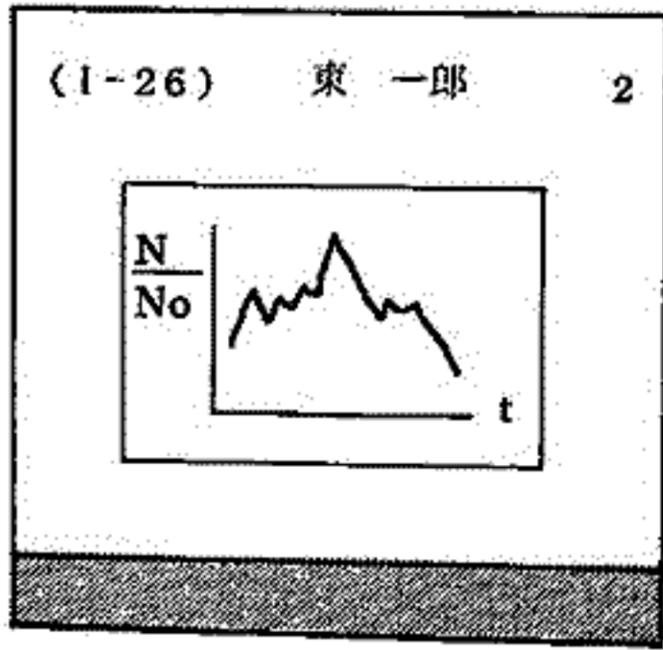
第2会場 6F

月・地球・惑星内部 (地磁気異常)

- -79 水野浩雄 (国土地理院) 1974~5年に生じた secular change impulse について (1300-1311)
- 80 歌代慎吉 (海上保安大), 兼子俊郎 (海上保安庁水路部) 1975.0年に於ける日本近海の地磁気積年変化の分布について (1315-1326)
- 81 笹井洋一, 石川良宣 (霞研) 伊豆半島東部地域における全磁力観測(2) (1330-1341)
- 82 本蔵義守, 小山 茂 (霞研) 八ヶ岳観測所における地電流変化の特性 (1345-1356)
- 83 吉野登志男, 歌田久司 (霞研) 伊豆大島, 三原山における比抵抗くり返し測定結果とその解釈 (1400-1411)
- 84 若林哲也, 田中秀文 (東工大理), 本蔵義守 (霞研) 伊豆大島西部地域における全磁力観測 (1415-1426)
- 85 本蔵義守, 小山 茂 (霞研) 東海地方浜岡観測点における地磁気・地電流観測(1) (1430-1441)
- 86 若林哲也 (東工大理) 地球磁場短周期変化に及ぼすCAの影響 (1445-1456)
- (休 憩 1500-1509)
- 87 伊勢崎修弘 (神戸大理) 船上地磁気分力測定装置の製作とそのテスト結果について (1510-1521)
- 88 宮崎光旗, 中条純輔 (地質調) 第一鹿島海山の磁気異常について (1525-1536)
- 89 中田正夫, 小林和男 (海洋研) 四国海盆における地磁気異常と構造発達史 (1540-1551)
- 90 三木弘之, 井口博夫, 松田准一, 伊勢崎修弘, 安川克己 (神戸大理) フィリピン海の地磁気異常 (1555-1606)
- 91 野村雅史 (海洋研) 海洋における中波長の地磁気異常とその地球物理学的考察 (1610-1621)

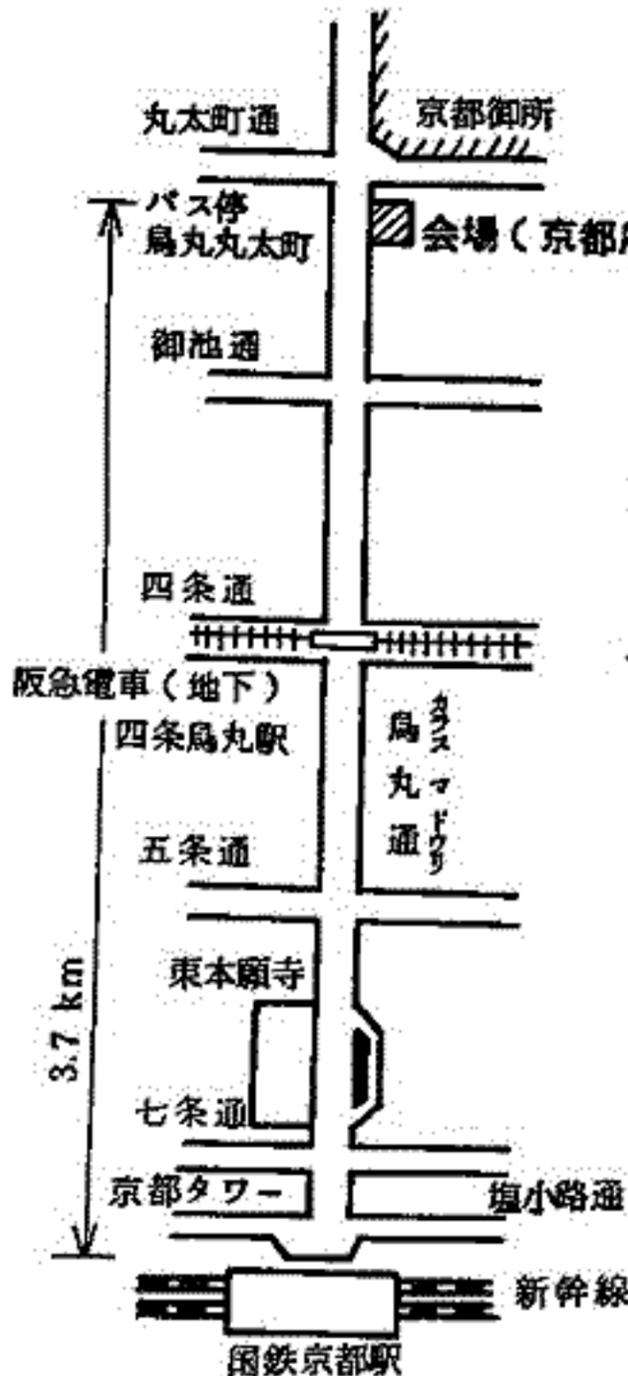
## スライドの様式について

学会講演の際のスライドの誤操作を防止し、講演が円滑に進行するように、下図のようにスライドを作成して下さい。



- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3, …… の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5mmの赤線をマジック・赤鉛筆等で記入。
- この規格は日本物理学会等と同様です。

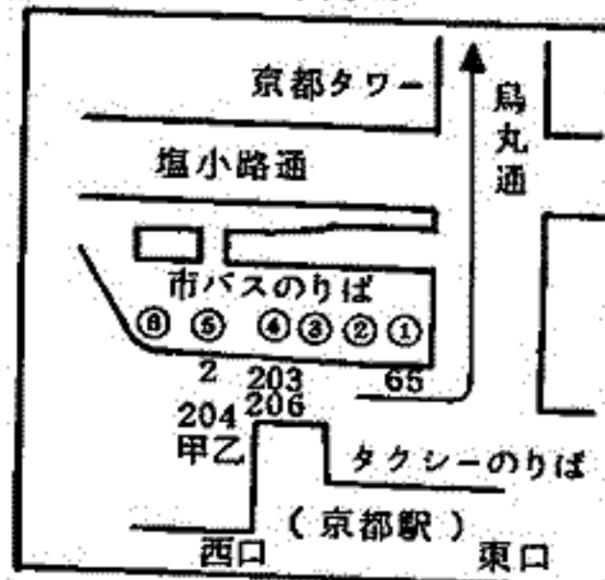
## 会場及び交通案内図



### 交通

国鉄京都駅又は阪急、四条鳥丸駅より  
市バス（2.65.203.204甲乙.206  
系統）で鳥丸丸太町下車。

### 国鉄京都駅前案内図

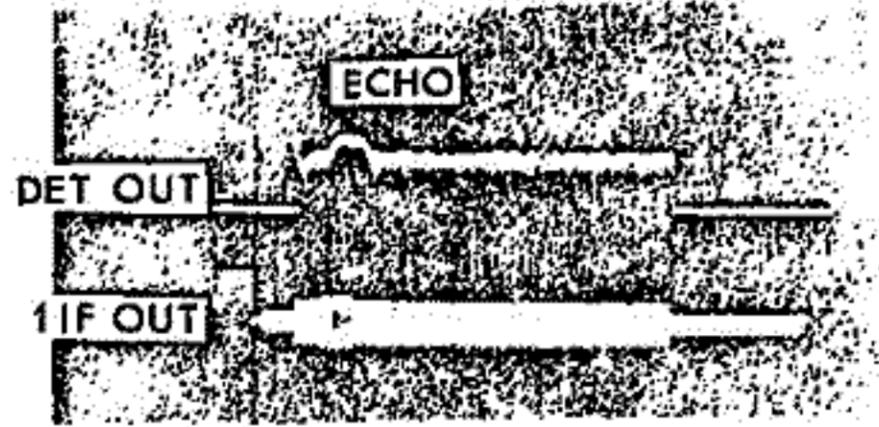


# 第 1 会 場

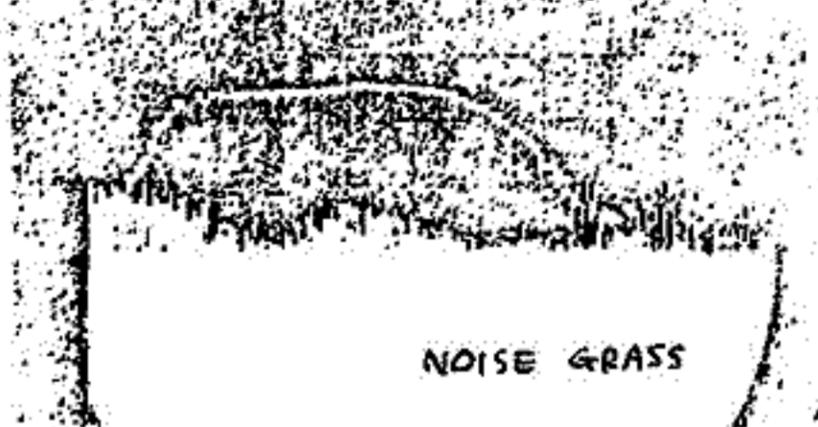
# 8A-I1 京都大学流星風レーダー観測(Ⅰ)

麻生武彦 津田敏隆 松田庄司 米田与志朗 高島洋典 加藤進  
 京都大学工学部電離層研究所

IMS計画課題Ⅰの地球プラズマ圏の構造及びダイナミクスの研究に対する有力な手段として京都大学で建設が進められた流星風レーダーシステムは愈々完成の運びとなり本年9月1日の電波検査を終え、本格的な観測まで1,2ヶ月にわたる最終調整及び校正が済むだけに至った。本レーダーの意義及びこのシステムのあらましについては前掲その他<sup>1)~3)</sup>に於て述べた通りである。ここでは簡単に概要を記す。システムは長さ9mのセミトレーサーに搭載された送信機と受信機との三脚山固有林内(34°51'N, 136°6'E)に常置され、送信機は送信アンテナと3本の受信アンテナからなるアンテナ系を設置された。送信パルス信号は周波数31.57 MHz, ピーク電力(最大)10 kW, パルス幅280 μsec, パルス繰り返し最大200 HzのEコ-割乗時には約半分の電力はパルス幅用に変調されたレンジ決走に供せられた。変調時の占有帯域幅はおよそ180 kHz以下, 又高調波放射は-80 dB以下に抑えられた。受信機は最小検出レベル-130 dBm以下(オ2 IF帯幅11 kHz)のダブルスーパーヘテロダイン方式の主受信機のオ1 IF出力がレンジ及びドプラ-検出用の位相検出器へ, オ2 IF出力はEコ-強度及び他の2本の副受信機のオ2 IF出力と共に南測走系へ導かれた。Eコ-の割乗角は位相検出型の電波干渉計システムにより行いがこの絶対較正が実験的に確かめられた測走精度0.5°を得る為には必要不可欠である。そのため宇宙電波或いはバルーン・人工衛星等に搭載したビーコン電波を用いた較正作業中である。レーダー管制はオンライン時はミニコンにより行われ同時にデータのフックアップと収録及び二次処理が並行して行われた。有意なデータは通常の観測平均(1分間当り1個以下)を見極め分散を考慮すると同期1時間以上の大気波動が観測の観測対象となるがシステムのレベルアップにより更に短同期変動の解析を進めようとする。図(a), (b)は試験電波発射により受信された流星跡Eコ-の例で(a)はFAST SCANのA2ユ-7°表示でレンジ120 kmのところは流星跡Eコ-がキャッチされた。 (b)はSLOW SCAN(全幅21 sec間)により得られたOVER DENSE型Eコ-の強度変化の様子を示した。我々としては今より早く装置の最終調整を終えURSI-IAGAのCTOP(Co-operative Tidal Observation Program)と予定された12月12-14日(Geminid meteor stream)のGlobal Obs. Periodsへの参加を準備として観測を行う準備に忙しんでいる。



図(a) 流星跡Eコ- 0.5 nsec/div



図(b) OVER DENSE型Eコ- 0.1 sec/div

## 文献

- 1) 麻生・津田・唐沢・加藤 第61回電磁気学会予講集
- 2) 麻生・津田・加藤 信学校報76(217), 9-10
- 3) 麻生・唐沢・加藤 信学校報77(26), 9-16

前田 憲一

京都産業大学理学部

電離層内中性風が back scatter 実験で求められるようになって以来、中性風の理論解析が多くの人的によって行なわれ、現在では一定の決着がついているように見えるが、まだ検討すべき点が残っている。殊に電子やイオンの drift には電場によるものと、中性風によるものとの区別があり、後者が抬頭する場合には中性風を適確に知る必要がある。

1. 中性風を与える基本式 多くの人は中性粒子の運動方程式を出発点としているが、これにはイオンの速度が含まれ、この影響を ion drag と呼び、これを無視するか、又は別途に求めて解析している。しかし中性粒子と荷電2粒子についての運動方程式から中性風の速度を与える式を求めると本筋で、その結果はつき通りである。

$$V = (\beta)E/B_0 + (\alpha)[- \nabla P/\rho + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}] / j\omega \quad (1)$$

$\nabla P/\rho$  は Jacchia の研究から松浦の与えた方法で求められ、 $E$  はダイナモ静電場が上に伝わるとして求められる。 $(\alpha), (\beta)$  は  $\omega, \Omega, \nu_e, \nu_i, N_e, N_p, m_e, m, B_0, \theta, I$  で与えられる無次元テンソルである。従来 ion drag と呼ばれているのは上式右辺第1項であって、場合によっては無視できる。解析の出発点を (1) 式とする：と仮定しよう。

2. 解析法  $V$  は水平風速で  $(\alpha)$  は  $2 \times 2$  の要素よりなる。対角要素が小さい場合は (2) 式、対角要素が無視できる場合は (3) 式の形式となる。

$$V = Q + g \frac{\partial V}{\partial z^2} \quad (2) \quad (\lambda)V = A + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial V}{\partial z^2} \quad (3)$$

$Q, A$  は source function,  $g$  は kinematic viscosity ( $\mu/\rho$ ) に関係する係数である。

2.1 finite-difference 近似 厚さ  $\Delta z$  の薄層にわけて、下から番号をつけて行き、 $n$  番目の層の粘性項を

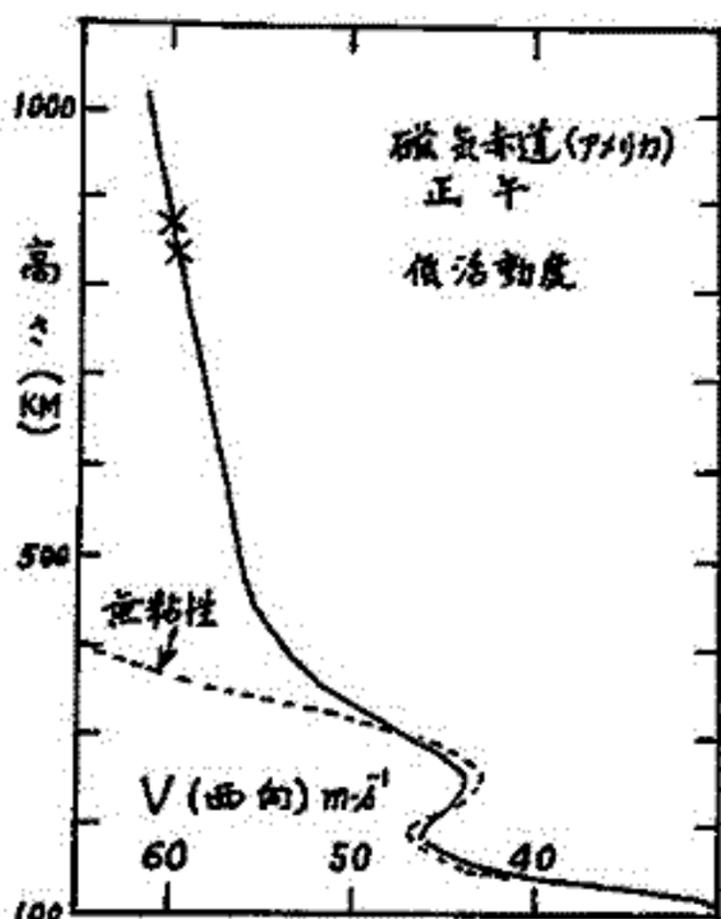
$$\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial V}{\partial z^2} = \frac{\mu}{\rho} [(V_{n+1} - V_n) - (V_n - V_{n-1})] / \Delta z^2 \quad (4)$$

とする。最下層の  $V$  を与えて順次上方へ計算を進め、最上層で  $\partial V/\partial z = 0$  とする。

2.2 Geisler の方法※ 彼は適当に変数変換して (2) 式を Bessel の微分方程式に似せ解析的に解を求めた。この場合の2個の未知定数を求めるため、 $z \rightarrow \infty$  で  $\partial V/\partial z = 0$  を用いる。

2.3 筆者の方法 上記2方法を併用する。なるべく高い所で Geisler の方法で解析解を求め、これを (4) 式 (隣接2層について) に適用して2定数を定める。結果の1例を同じ示す。曲線上の×英は2定数を定めた場所である。この例で見ると 1000 km 付近でも  $\partial V/\partial z$  はゼロでない。

※ JATP, 28, 703-720, 1966. 与えられた方法であるが、適用高さ範囲は：のより狭く、又モデルにも難点がある。



Susumu Kato and Toshitaka Tsuda

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Kyoto

The tidal dynamo theory and the observation is still finding a disagreement between them. The present work concerns a revise of the theoretical approach which has so far been only two-dimensional neglecting entirely the vertical electric current (e.g. Tarpley 1970). The atmosphere is assumed here to be a plane and have a horizontally uniform conductivity. Vertically both uniform and non-uniform conductivity are considered. The main point here is to find a rigorous solution of a three-dimensional problem thereby considering fully the vertical structure of the field.

It is found that the vertical current, though small, is important; The electric field and current, wave-theoretically, consist of two modes. One is tidal having the same dispersion with tide the other is hydromagnetic having the wave-number vector orthogonal to  $\underline{B}_0$ . The boundary in vertical direction generates the latter.

# 8A-I 4 電離層ダイナモ作用に伴う電位分布

福島直  
東京大学理学部

電離層内の大気運動  $v$  が地球磁場  $B$  を切ることによって生じるダイナモ起電力  $v \times B$  に伴い、電離層に Pedersen conductivity  $\sigma_1$  と Hall conductivity  $\sigma_2$  の二種の conductivities があることに対応して、 $-\nabla S_1$  と  $-\nabla S_2$  の二種の静電場が生じている。電離層内で磁場に垂直な方向に流れる電流  $i_{\perp}$  は、

$$i_{\perp} = \sigma_1 (v \times B - \nabla_{\perp} S_1) + \sigma_2 \nabla_{\perp} S_2 \times \frac{B}{B} \quad (1)$$

であらわされる。また  $v \times B - \nabla_{\perp} S_1$  による Hall 電流と  $-\nabla_{\perp} S_2$  による Pedersen 電流とが互いに相殺してゐることを表わす関係式は

$$\sigma_2 (v \times B - \nabla_{\perp} S_1) \times \frac{B}{B} + \sigma_1 \nabla_{\perp} S_2 = 0 \quad (2)$$

である。従って

$$\nabla_{\perp} S_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} B \times (v \times B - \nabla_{\perp} S_1) \quad (3)$$

この式は磁場に垂直な成分に関して成立しているものであるが、もし

$$\nabla_{\parallel} S_2 \ll \nabla_{\perp} S_2, \quad \nabla_{\parallel} S_1 \ll \nabla_{\perp} S_1$$

すなわち磁力線に沿ってほぼ等電位であるという条件があるならば、(3)式を代りに一般的な三次元で

$$\nabla S_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} B \times (v \times B - \nabla S_1) \quad (4)$$

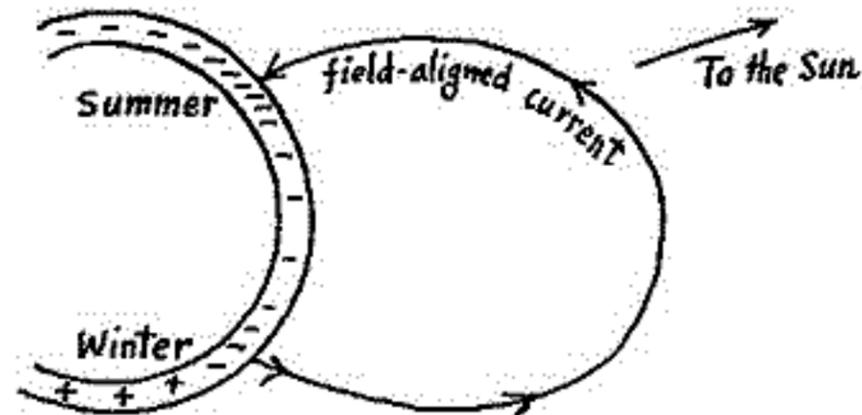
が成立してゐると考えてよからう。このような考えが許されるならば、 $-\nabla S_2$  電場をつくっている電荷分布  $\rho_2(r, \theta, \phi)$  は、(4)式の divergence をとることにより

$$\rho_2 = -\Delta S_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} B \cdot \text{rot}(v \times B) - \nabla \cdot \left\{ \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} B \times (v \times B - \nabla S_1) \right\} \quad (5)$$

と求められる。

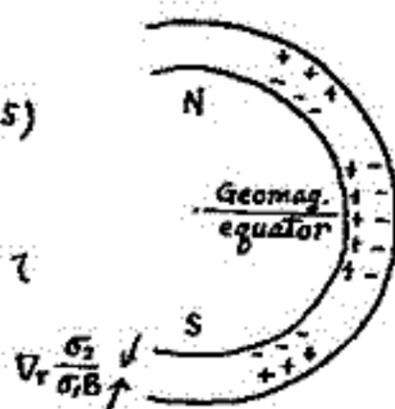
以下(5)式右辺の二つの項の性質について考察する。

(5)式右辺の第1項は、日照半球で negative potential を生じさせる項であり、下図に示す如く夏半球では冬半球よりも深い potential の沈みを生じさせようとする。この夏冬のポテンシャル差により、中低緯度においては冬半球から夏半球に向う沿磁力線電流が流されることになり、その強さは Sg 電流渦中心部付近で最も強い。Field-aligned current は電離層内電位の南北



差を殆んど打消すであらうが、磁力線が閉じてゐない極地方では夏季に負、冬季に正の電位が残り、極地域に北半の鉛直成分値の季節変化(観測事実あり)を生じさせる原因ではなからうか。

一方(5)式右辺の第2項では、 $\nabla \cdot \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} B \times (v \times B - \nabla S_1) \right)$  は鉛直成分  $\nabla_r \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 B} \right)$  のみが卓越して北り、日照部合では  $v \times B - \nabla S_1$  が Sg 電流渦中心部より低緯度側で西向き、高緯度側で東向きであるから、電離層内で定性的には下図に示すような電荷分布(極地方および Sg 電流渦中心付近では 0)をつ



くろうとする性質がある。しかし電離層内で上下の電荷分布が中和されるように電流が生じるであらうが、磁気赤道付近では電荷が中和されにくく、equatorial electrojet を強める働きをしてゐる可能性がある。

東大教養 中村 純二

Ba ライナーをシェープドチャージによって jet 状に噴射させ電界や磁界を観測するロケット実験は既に英、米、カナダで開発され、数回実施されている。これによれば地磁気共軌点間、あるいは磁気不安定領域における全長数万キロにおよぶ磁力線の幾つかが Ba<sup>+</sup> で彩られるので、一つの仮定もしないで光学的に直接磁力線の幾何学的形を捉えることができる。またその移動の様相から各都における電界を求め、さらにオーロラ帯や磁気中性面付近の current 乃至 jet の向きや強さを推測することも可能である。

我国でも Ba や Eu あるいは Li ビームを磁力線に沿って作る目的で、シェープドチャージ(成型薬)の基礎実験を開始し、10月には能代実験場で地上実験を行う予定である。その概要について報告を行う。

a) Ba liner の作製と弾性波速度の測定: 中空円錐状のライナーを作るため(金属 Ba) 空气中で溶融すると、酸素と激しく反応するので、ヘリウムガス入ドライボックスを用意し、この中で加熱した後圧搾絞り成型を実施し、表面の仕上げは旋盤を低速で回転させることによって行った。この場合 Ba ライナーは取出す前にドライボックス中でシナー脱脂を行った後エチルセルローズ系の防錆被膜剤であるカネパックのコーティングを行った。これによれば湿度 80% のデシケーター中に試料を 48 時間おいても全く腐蝕されず、また管体装着に際しコーティングの剥離が見られることもなかった。Ba jet を作るには成型爆薬として、金属 Ba 内の弾性波速度  $V$  の 1~2 倍の爆速のものを使用する必要がある。そのため先ず試料 Ba 中の  $V$  の測定を行い、 $V = 3.86 \text{ km/s}$  の結果を得た。

b) 成型爆薬とプースター: 成型爆薬の性能としては① Ba 弾性波速度  $V$  の 1~2 倍の爆速をもつこと ②真空中でも爆燃が持続すること ③少量でも完爆すること ④ロケット打上時の衝撃、温度並びに湿度変化に耐えること等を要求される。この結果ニトロセルローズと硝酸アンモニウム系の成型薬が試作され、その特性は酸素平衡( $O_2/g$ ) = 0, 発生ガス容積( $l/g$ ) = 0.853, 燃焼熱( $kcal/g$ ) = 1.342, 爆燃温度( $^{\circ}C$ ) = 314.0 であった。図 1 に示すように問題の  $V$  は装填比重を変えることにより必要な値が得られる。雷管の火をこの成型爆薬に伝える場合、

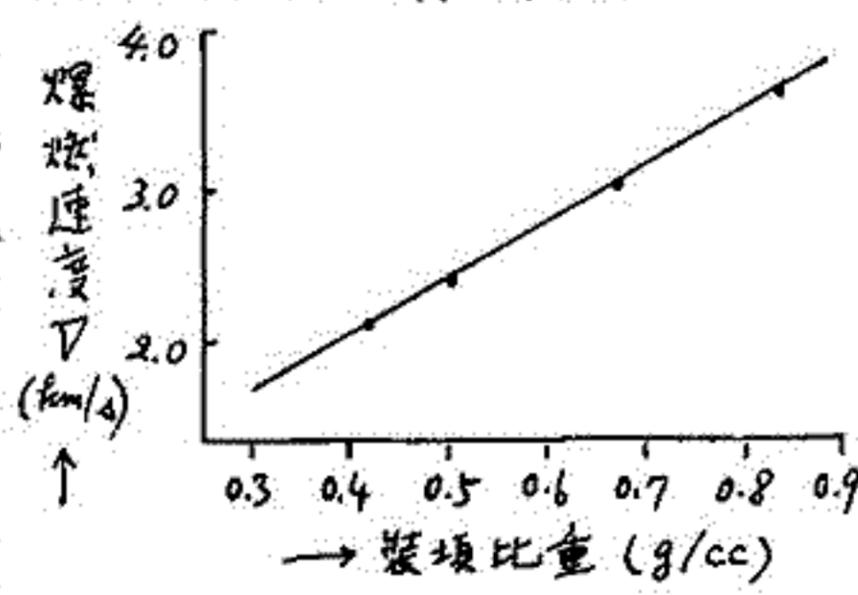
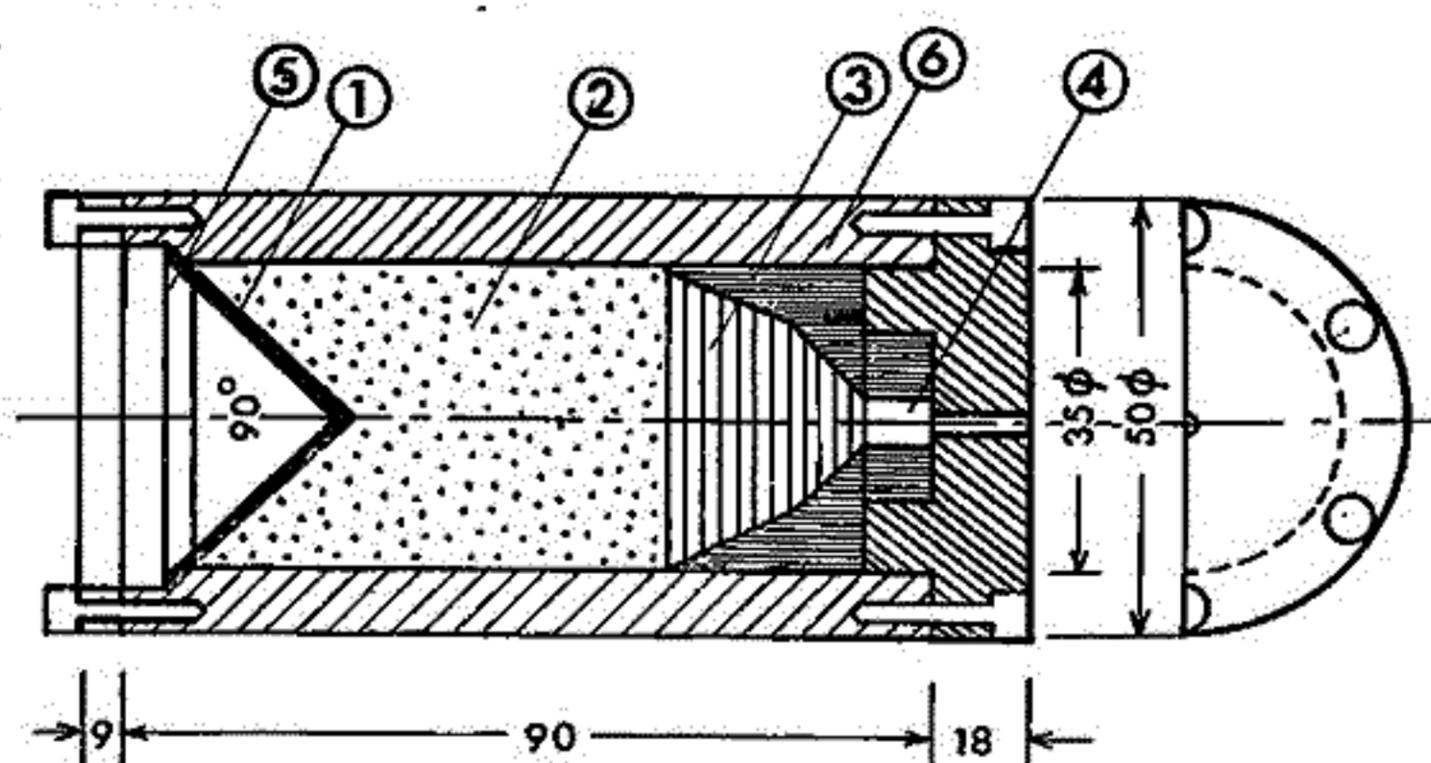


図 1

ライナー部分で平面衝撃波をつくるためのプースター(補助爆薬)を雷管と成型薬の間に図 2 のようにおいた。

- 図 2
- ① Ba ライナー
  - ② 成型薬
  - ③ 平面波レンズ
  - ④ 電気雷管
  - ⑤ ライナー側パッキング
  - ⑥ Ba 弾管体



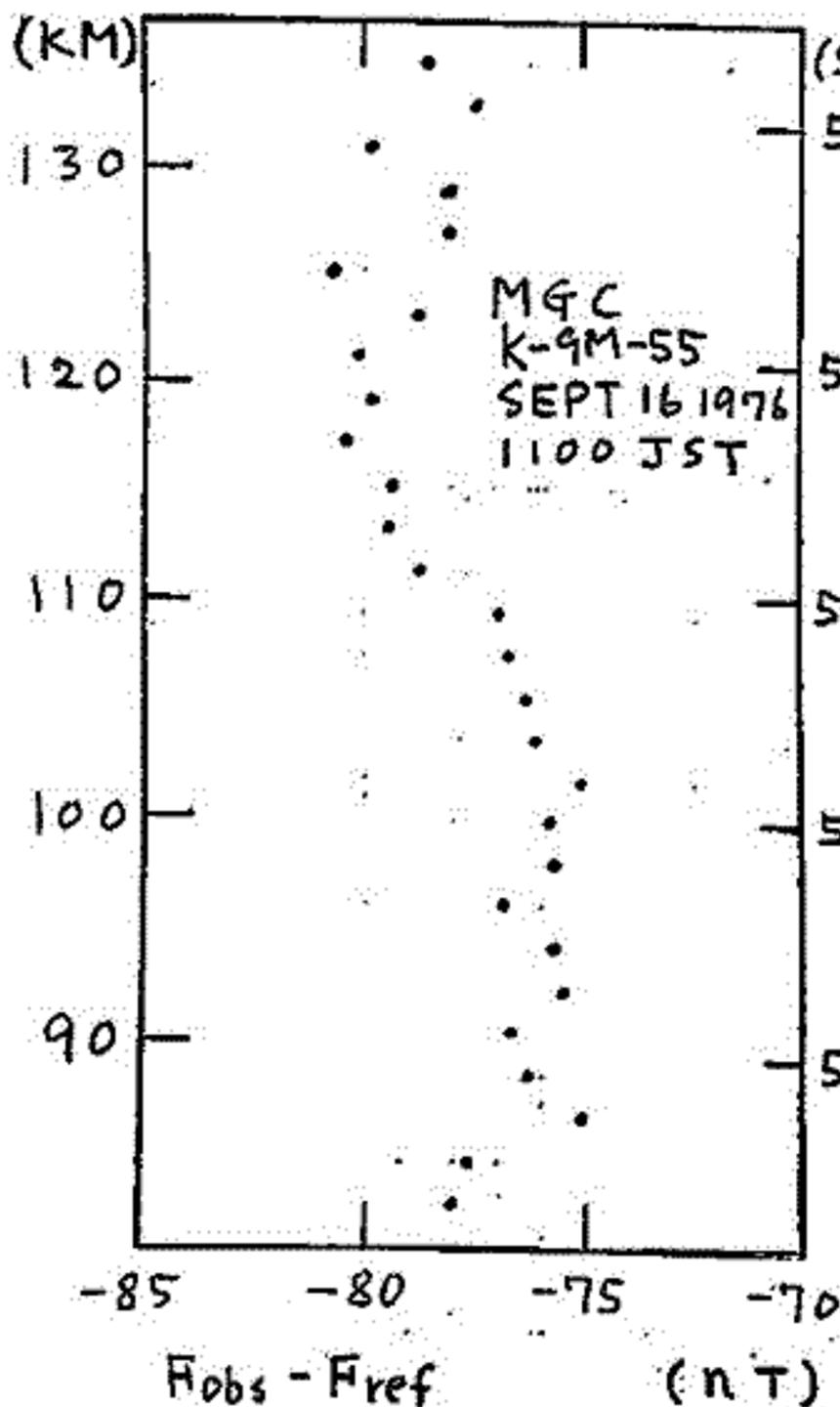
小川 徹・数崎 努  
京都大学工学部

1. まえがき

従来、電離層電流系の研究は、地上における地磁気日変化の観測を基にしたいけばモデル的構造に関するものが多く行われてきた。しかし、この様な地上観測を基にした研究では常に、電流が水平に流れている事、大気の流れや電場が高さに無関係で一定であること等、多くの仮定を強いられ、また電流系の高層分布については全く情報が得られない。また地磁気日変化から仮想した電離層平面電流を求める際に、base lineをどこにとりという点も大きな問題点であったと思われる。この様なことから、ロケットによる磁場測定から電流系を直接測定することが世界各地でなされてきた。しかし多くのロケット観測は電流の比較的強い赤道及び極地方で行われ、equatorial electrojet, auroral electrojet や field aligned current 等に関して多くの結果が得られているが、電流の弱い中緯度での観測は極めて少ない。

我々は既に、K-9M-32号機による観測(1970年9月27日15時42分 JST)で、電流系による磁場変化を0.1ガウスの精度で測定することができ、中緯度に於ける夕方の電流系の高層分布を高精度で得る事ができた。

ALTITUDE



ここで報告するのは1976年9月16日11時00分 JST に打ち上げた K-9M-55号機による観測結果の中で下降時のものである。

2. 観測結果

K-9M-55号機では、ロケットの全機翔時中磁力計はほぼ正常に作動した。下降時に観測された全磁力から残留磁場の成分を引き去ったものを  $F_{obs}$  とし 1975 IGRF から計算した  $F_{ref}$  との差を図に示す。

デー9にはかなりのバラツキが存在するが、これは磁気センサー付近の不均一磁場のため、磁力計の発振が弱くハリスピン周期の一部で僅かではあるが発振停止が見られたためと思われる。

しかし図よりこのロケットは下降時に電離層電流系の中心付近を通過したものと推定出来る。上昇時と下降時との磁気緯度差は約3°、また上昇時の電流系による磁場変化は20nT程度であったから、両者は矛盾したものである。

参考文献

- 1) T. Kubuzaki and T. Ogawa, J. Geophys. Res. D, 1979 (1974).
- 2) 小川, 数崎, 宇宙研報告(印刷中)

# 8A-I7 電場による極電離層と赤道電離層の結びつき(II)

黒木 徹, 前川 敏一郎, 前田 坦, 菊池 崇  
 京大理 京大教職 京大理 電研研大収

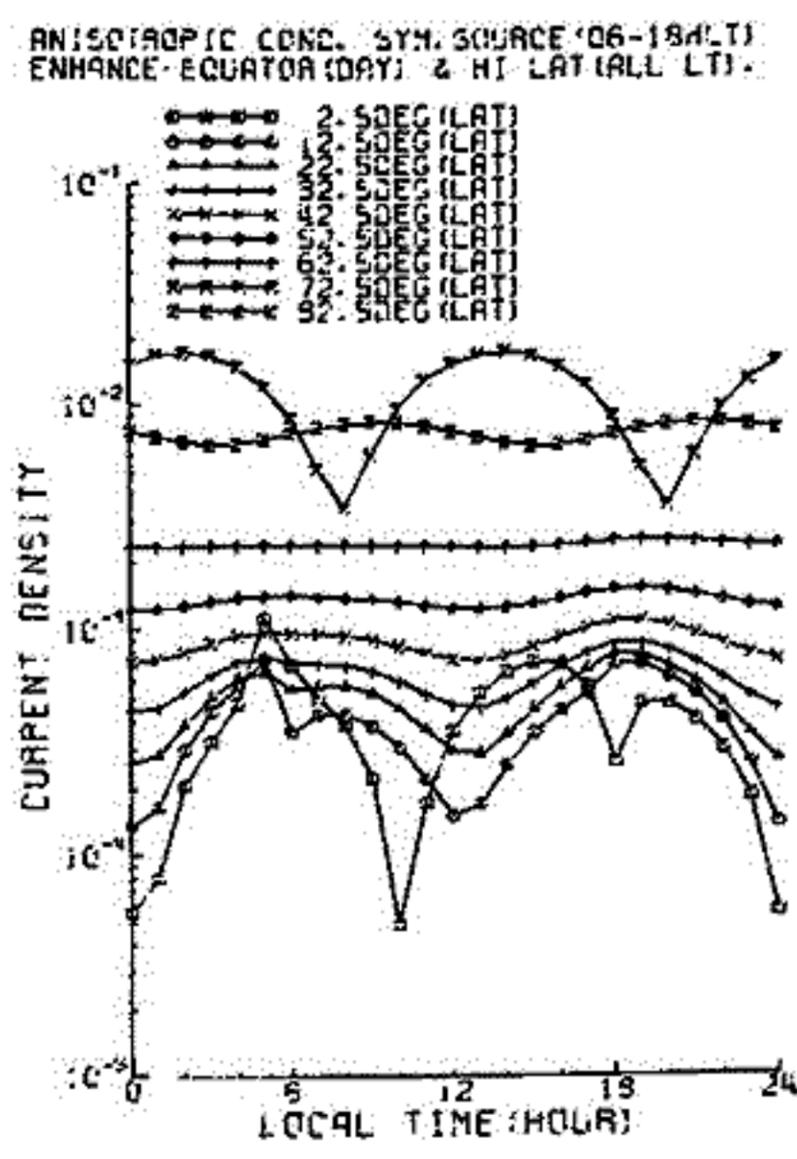
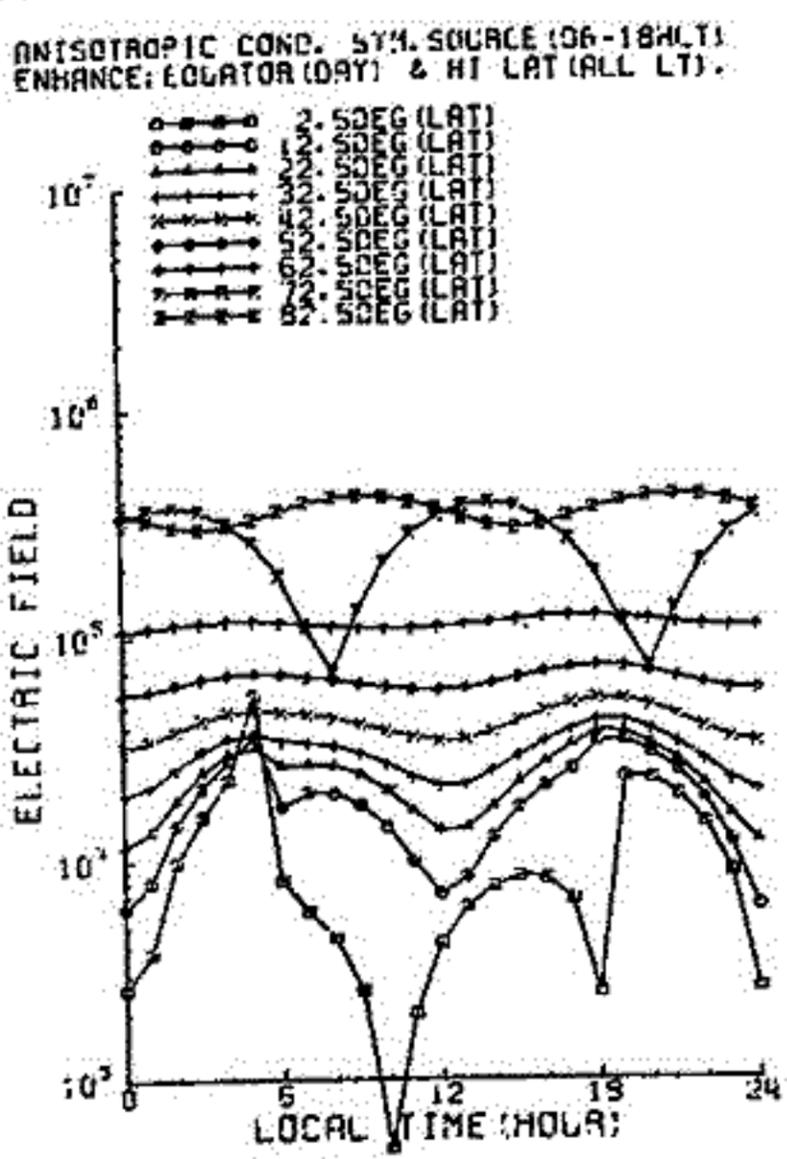
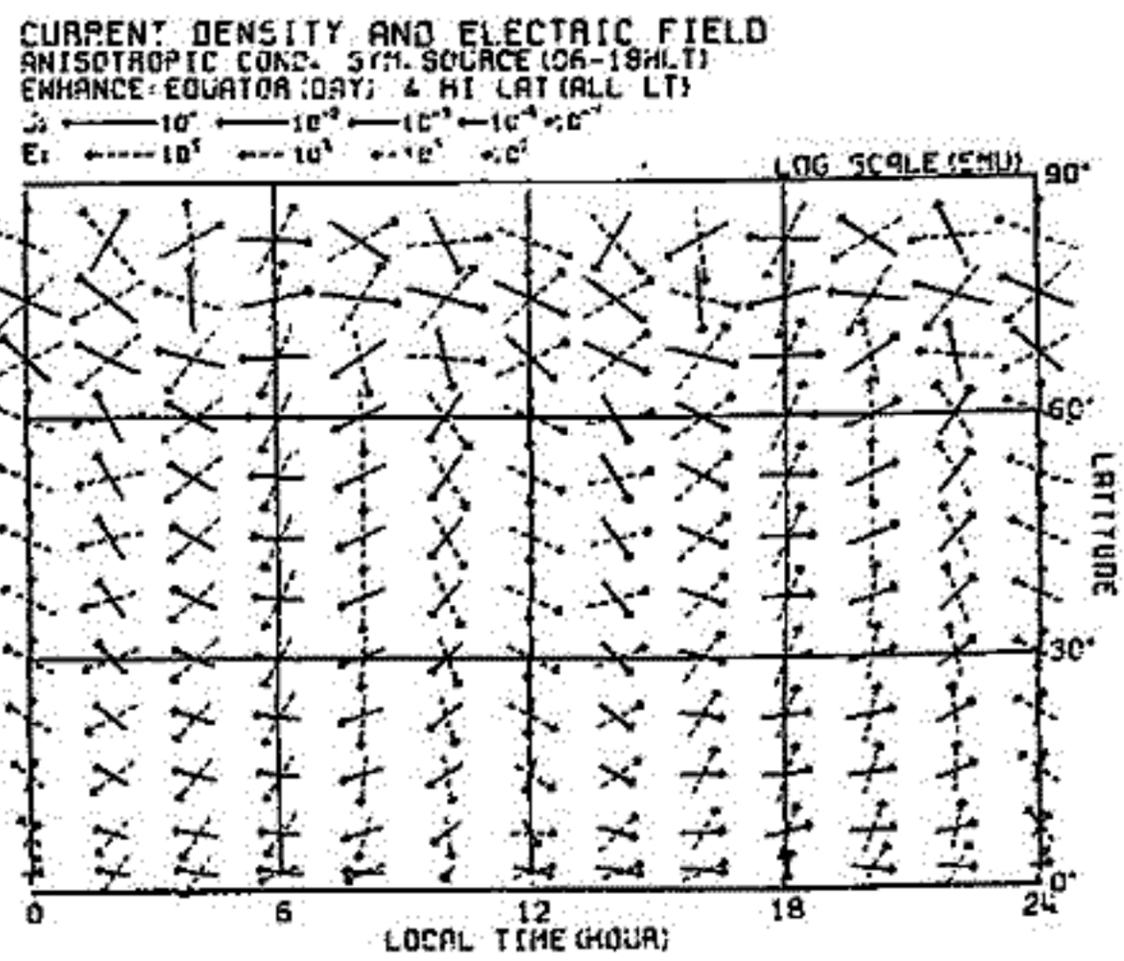
前回に引き続き 下記の数値実験の結果を報告する。

[目的] SSCの Preliminary Reverse Impulse や Main Impulse, DP-2型地磁気変化, Pc5 E1 他9  
 地磁気脈動等 顕著な equatorial enhancement を示す地磁気変化は 高緯度地方に印加し  
 れた電場による電離層電流により生じると解釈するのにおもふべきである。これらの現象の  
 緯度変化, LT変化, 特に赤道での現われ方を調べるための source と電場伝導度のありよう  
 を分析するために モデル計算を行

[方法]  
 $\nabla \cdot \vec{J} = \vec{J}_s$  ( $\vec{J}_s$ : source current)  
 $\vec{J} = [\alpha] \vec{E}$

と数値的に解く。  
 [ $\vec{J}_s$  の分布]  
 緯度  $75^\circ$  を中心とし  $\pm 5^\circ$  の領域で  
 正弦的に LT 変化する。LT 変化は  
 ① 対称 ( $6^h = \max, 18^h = \min$ )  
 ② 非対称 ( $\max, \min$  を  $6^h, 18^h$  とずらす)  
 の二通り  
 [電場伝導度分布]  
 ① isotropic ② anisotropic  
 ③ 赤道帯での enhance  
 ④ 高緯度での enhance

①②, ③④, ⑤⑥  
 五通りに組み合  
 わせて計算。  
 結果の一部  
 を右図に示す。



定常電流源に起因する電離層電流の数値解析

前川 誠一郎・前田 坦  
(京都教育大) (京大・理)

電離層に定常電流源 (Source or Sink) がある場合、その電流系の世界分布を、数値計算により求めた。

電流源

- 高緯度側:  $I_N$   
緯度  $75^\circ$  帯に  $2 \times 10^9$  A の間に  $\sin \pi t$  の source,  $12^\circ \sim 24^\circ$  の間に  $\sin \pi t$  の sink
- 低緯度側:  $I_S$   
緯度  $45^\circ$  帯に  $2 \times 10^9$  A の間に  $\sin \pi t$  の sink,  $12^\circ \sim 24^\circ$  の間に  $\sin \pi t$  の source

計算結果によれば、高緯度側と低緯度側の電流源電流の量的な相違が、電流系(特に低緯度領域)に著しい影響を及ぼすことがある。右図の例では、図1, 2と

- (a) 電気伝導率分布が同一であり ( $\Sigma_{xx} = \Sigma_{yy}$ ,  $\Sigma_{xy} = 0.0$ ) (b) 電流源分布も同じであるが、高緯度電流源の電流量が、低緯度側に対してそれぞれ2倍, 8倍となる点に異なる。

この結果、二つの電流系分布は、緯度  $45^\circ$  付近以上の領域では、高緯度側の電流源を反映してほぼ類似の分布を示すが、低緯度領域では、赤道付近に至るまで電流の分布が逆向きとなる。このように、低緯度電流系が互いに逆方向になるのは、 $\Sigma_{xy} \neq 0.0$  の場合で見られるので、電流源電流の量的な影響について報告したい。

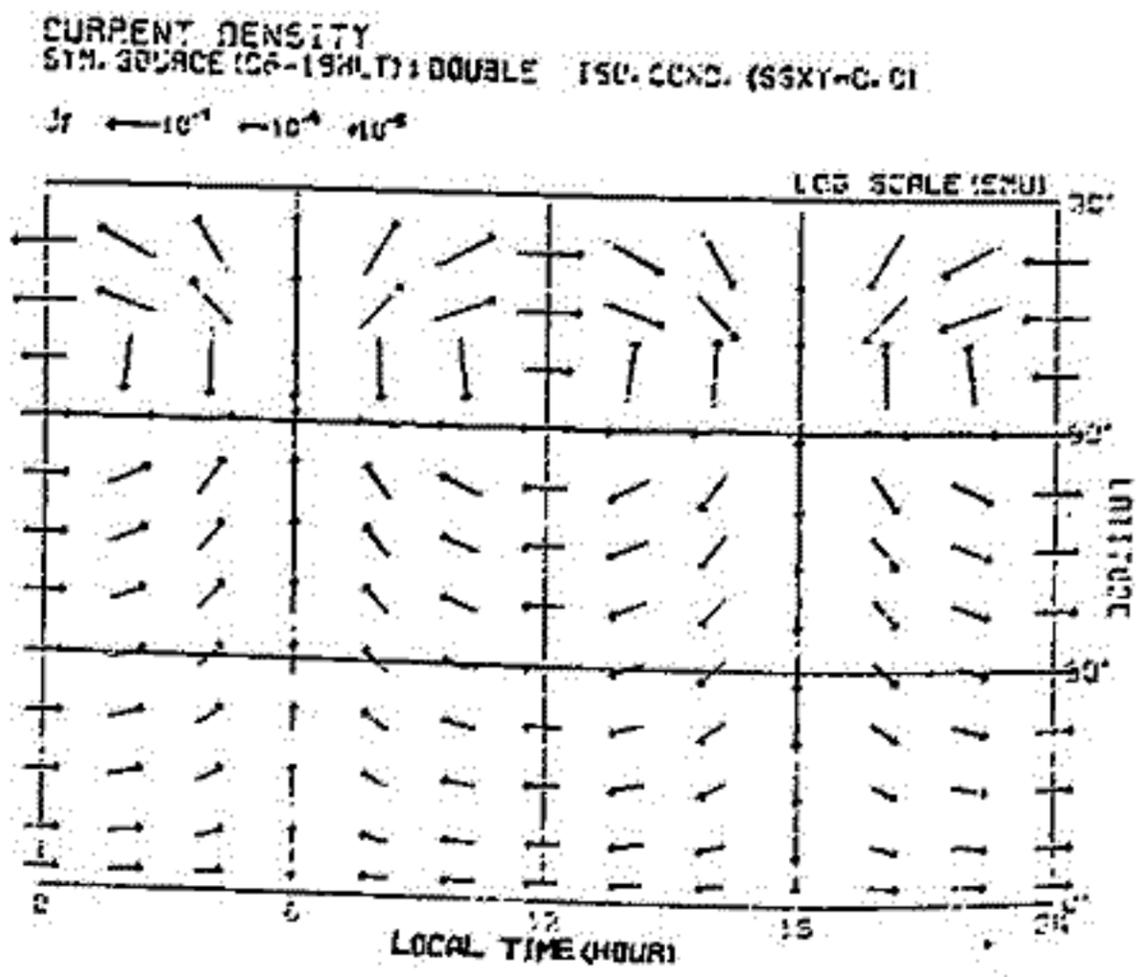


図1  $I_N/I_S = 2.0$   
( $\Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} = 9.0 \times 10^9$ ,  $\Sigma_{xy} = 0.0$  e.m.u.)

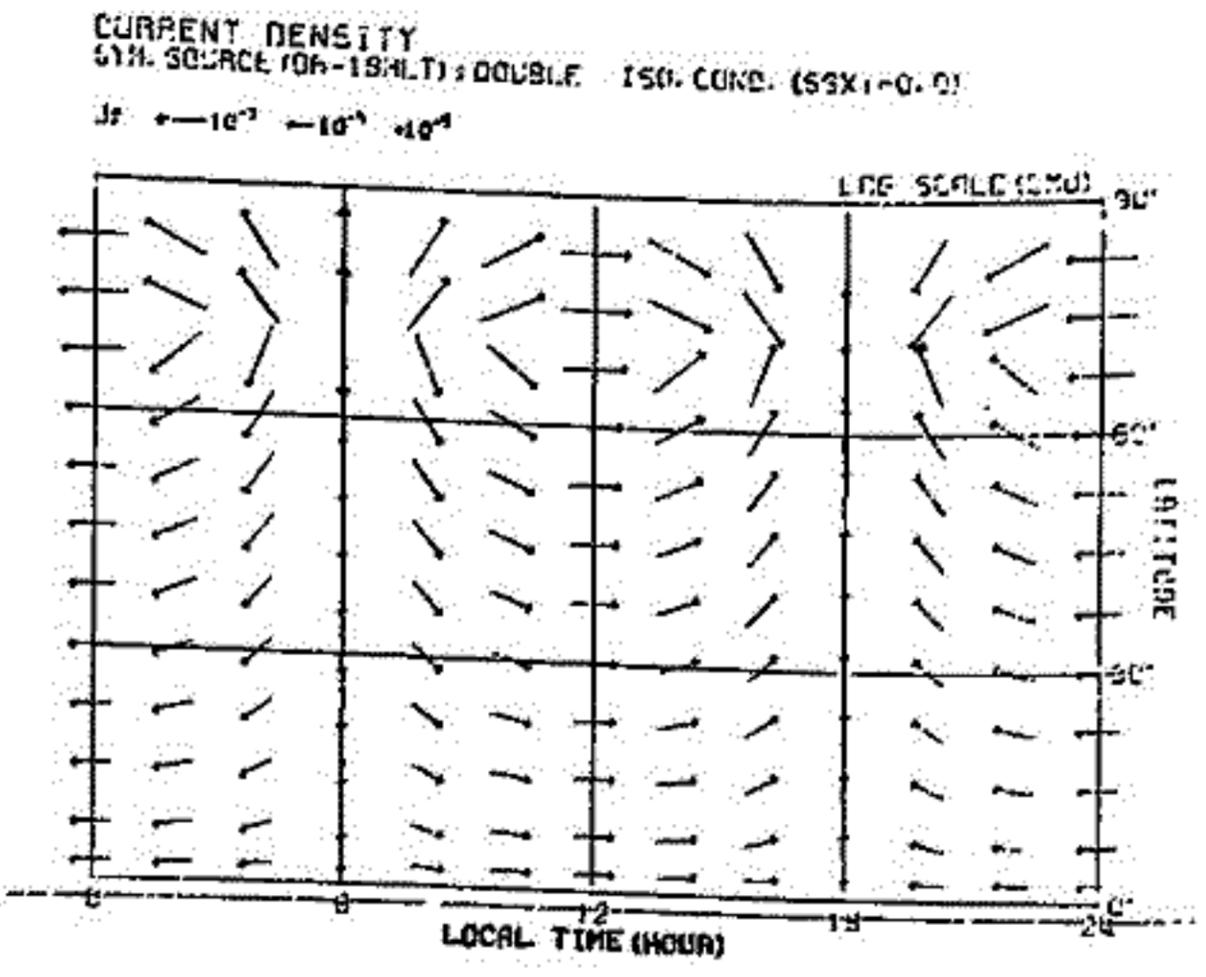
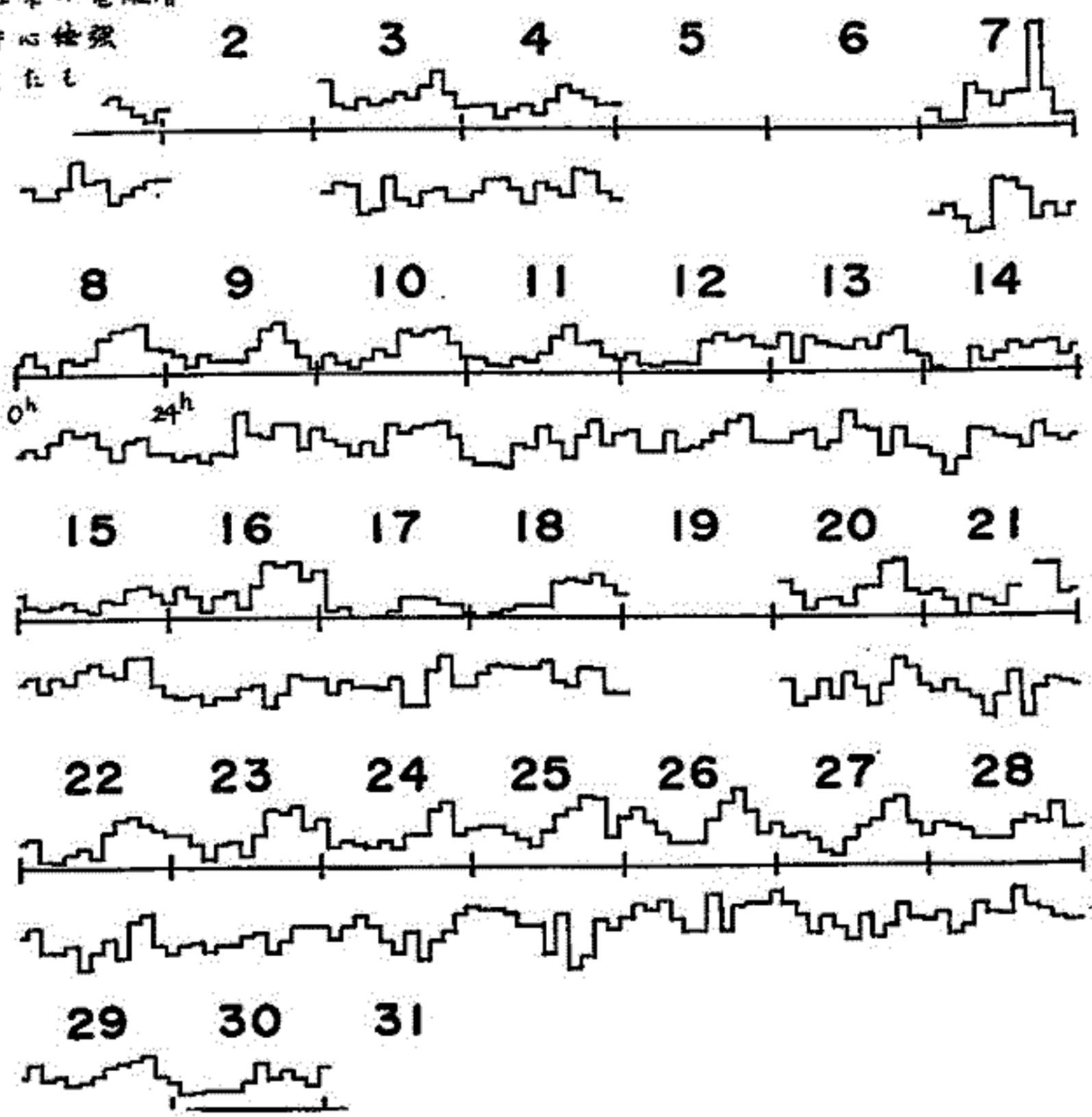


図2  $I_N/I_S = 8$   
( $\Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} = 9.0 \times 10^9$ ,  $\Sigma_{xy} = 0.0$  e.m.u.)

鈴木 亮, 前田 坦  
(京大 理)

ある UT における電離層と地球内部の等価電流系を求めた方法は、過去何回がこの学会で発表した。その方法による、1964年9月の6日間の解析を2時間毎に行ったが、その結果についても一歩発表し、全結果のまとめは目下印刷中である。その結果によると、電離層の電流系については、かなり規則正しく毎日繰り返される regular な変化と、一度必ずやると数時間から7,8時間続くが、それでも occasional な変化とが共存しているように思われる。また、地球内部の電流系は、今まで  $S_q$  として知られていたものよりずっと変化に富む。形のはっきりしたもののようで、地球内部には、電離層のようには伝導層(赤道ジェット領域や極ジェット領域)がないために、電流が奔放に流れているのではいかと考えられる。しかし、このようにして得られた結果は、6日間のみの解析によるので、更に調べるためにはより長期間の連続解析を必要とする。今回その目的のため、長期にわたりかなり静穏で、かつ地磁気データのそろっている1964年12月が一歩目的に適うことがわかり、解析を完了したので、その結果を報告する。

右図は解析結果の電離層電流系のうちの中心緯度の変化を示したものである。今までによく知られた性質として、南半球の夏には南の電流系が強いことがよく知られている。右図は日平均値を規準値として計算したものであるが、目下夜間値を規準にしたものとの違いを見るべく計算中で、あわせて報告したい。



# 8A-I 10 赤道地帯における地磁気変化について

竹田雅考・前田坦  
(京大・理)

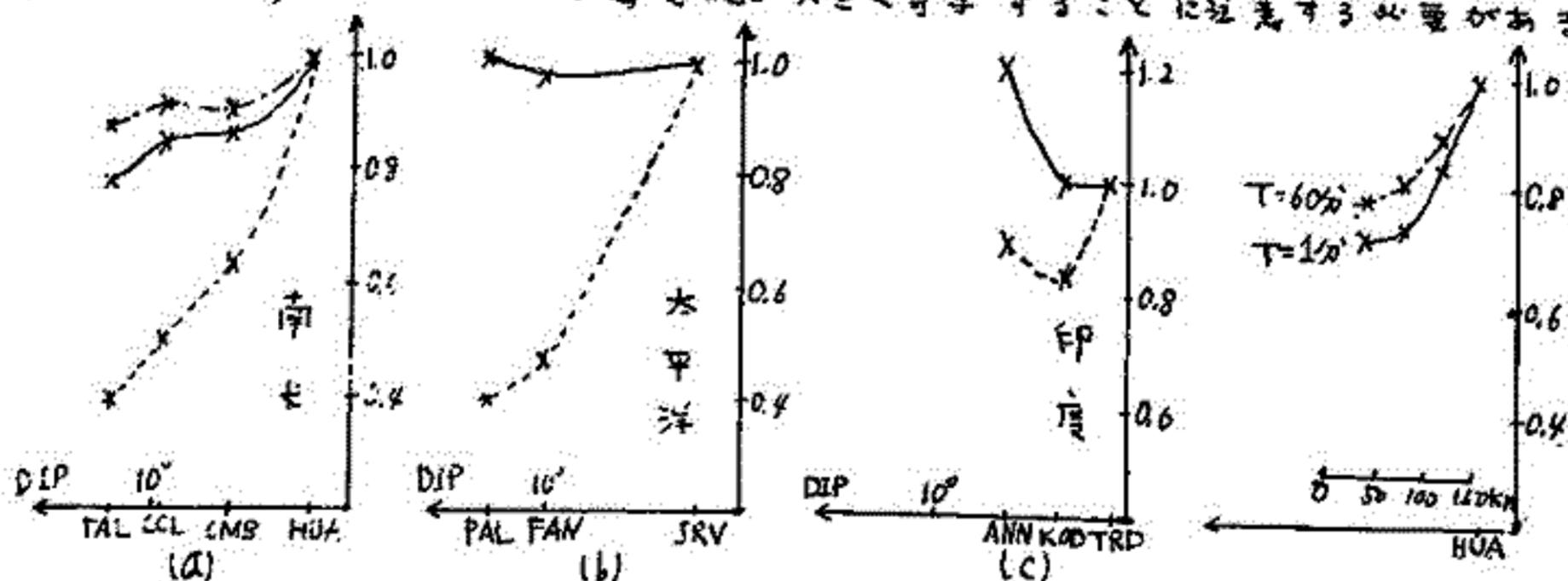
前回の講演において、赤道地帯における各種の地磁気変化の緯度分布が昼と夜とで異なることや、日期によって異なることを指摘した。

一般に、地上で観測される磁場変動は、電離層電流、磁気圏電流、地下電流によるものと考えられる。赤道地帯では、特に昼間は電離層のジェット電流と、そのイメージ地下電流が主であり、磁気圏電流や電気伝導度異常による付加的地下電流は比較的小さいであろう。それに反して夜間は、電離層電気伝導度の低下(約1/50)のため、磁気圏電流と誘導地下電流の寄与が優勢になろう。このため昼と夜とでは地磁気変化の分布の主原因が異なり、特に夜間のデータの解析においては、地下の電気伝導度異常に注意する必要がある。ここでは南米、太平洋、印度の3地域での10観測所のIGYデータを用いて、SSCについて調べた結果を報告する。

第1図はこれら3地域でのSSC振巾の昼(点線)と夜(実線)の分布を示す。この図から昼間については赤道ジェットの効果は明らかであるが、印度地域の異常が目立つ。しかし夜間には、3地域それぞれ異なった分布がみられる。すなわち太平洋ではほぼ一様であるが、南米では僅かな緯度変化がみられ、印度では昼間と似た異常がみられる。第1図(a)の鏡線は、Schmucker等(1966)による夜間のbayの変化を示す。彼等は、導電異常によるものとした。我々が求めたSSCの結果がこれと似ていることは、このようなSSC分布も地下電流に原因することを示すのかもしれない。

太平洋でのほぼ一様な分布は、外部・内部電流がほぼ一様なことを示唆するものとみられ、印度の異常分布が昼・夜似ていることは、セイロン島-印度間の強化効果のようにも思われる。

第1図(a)での夜間のSSCとbayの分布のちがいを説明するため、Schmucker等(1966)のモデルを用いて、南米地域での磁場分布におよぼす、異なる日期(1分と60分)の場の影響を計算した。その結果は第2図に示すがもしSSCが1分変化に、bayが60分変化に対処するとすると、それらの緯度分布の違いは、誘導電流の日期依存性によるものでできよう。これからの考察から、赤道地帯の地磁気変化の分布には、昼間は電離層電流が、夜間は地下の誘導電流が大きく寄与することに注意する必要がある。



第 1 図 第 2 図

# 8A-I11 西太平洋域の地磁気太陽日変化の季節変化の異常(II)

白木正規  
地磁気観測所

我々の三つの観測所(柿岡、女満別および鹿屋)における1958-73年の地磁気資料から太陽日変化(S)と太陽日変化(L)が解析され、Lの季節変化がSと比べて異なっていることが見出された(Shiraki 1977)。Sの季節変化は、

冬<春秋<夏  
であるが、Lの季節変化は、  
春秋<冬<夏

である。また、Sの場合には、季節による位相の違いは小さいが、Lの場合には、冬と夏では位相が著しく異なっている。

このSとLの季節変化の違いの原因として、これまで学会(76年秋、77年春)で、海洋ダイナモ、潮汐、Sの半月周期変化、地磁気擾乱などについて調べられた。そして、これらによってLの季節変化の異常が説明できないことが報告された。

今回は、柿岡における長期間の資料(1913~76年)から、更に詳しく季節変化の異常について解析を行なう。また、日本の観測所で見られる季節変化の異常が、西太平洋域の他の観測所(Guam)でもみられるかどうか調べる。更に、北アメリカ域のLの季節変化についても調べ、季節変化の地域性について報告する。主な結果は次の通りである。

## 柿岡の長期間の資料によるLの季節変化の解析

1913~76年(ただし、1917~23年は欠)の57年間の地磁気三成分の毎時値をChapman-Millerの方法で解析し、先に得られた季節変化の異常が確かめられた。

## GuamにおけるLの季節変化

日本の三地帯と同じ期間(1958-73年)の地磁気毎時値を同じ方法(Chapman-Millerの方法)で解析し、日本で見られる

季節変化の異常は、Guamにおいてもみられることがわかった。

## 北アメリカ域におけるLの季節変化

Sitka, Fredericksburg, Tucson, および San Juanの1958~73年の資料の解析から、北アメリカ域の季節変化は、西太平洋域と異なり、

冬<夏<春秋

であることがわかった。ヨーロッパ域のGreenwichやSan Fernandoの季節変化は、冬<春秋<夏

である(Chapman & Fogle 1968)ことから、Lの季節変化は地域によって非常に異なっていることが明らかである。

Shiraki, M., 1977, Geophys. Mag., 38, 37-70.

Chapman, S. and B. Fogle, 1968. Abh. Akad. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Kl., No. 6.

[謝辞] 解析に用いたGuamなどの地磁気資料は、京都大学・前田垣教授より磁気テープによりいただいたものであり、によりお礼を申し上げます。

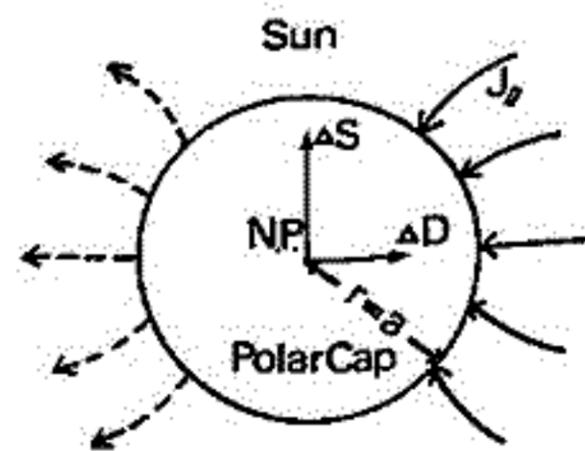
# Field-aligned currents and polar-cap geomagnetic perturbations

藤井良一・飯島 健\*  
 国立極地研究所 \*東大理学部

前回の学会では、オーロラ帯の高緯度附近に存在する Region 1 current と呼ばれる field-aligned currents の強度と polar cap で観測される地磁気変動との関係を、地上観測点として Thule を用いて報告した。今回の講演もひきつづき field-aligned currents が地磁気変動に与える影響を調べるのが主眼であるが、特に以下の点に留意した。

- ① 前回は地上観測点として Thule (磁気緯度  $\theta_m \sim 89^\circ$ ) のみを用いたが、これでは電離層 polar cap 内の等価電流系全体を十分に表現できないので、今回は、新たに Alert ( $\theta_m \sim 86^\circ$ ), Mould Bay ( $\theta_m \sim 79^\circ$ ) の2観測点を加えて解析を行う。
- ② 地磁気活動により field-aligned currents 分布は変化することが分かっているので サブストームの諸段階 (静穏, expansion, recovery) による区別も行う。
- ③ field-aligned currents の出入する領域の緯度 ( $\sim$  polar cap の大きさ) は、電流強度とともに、polar cap 内の地磁気変動に対して影響をもっているはずであるから、その点も考慮に入れる。具体的には Region 1 current は磁気緯度線 ( $r=a$ ) に沿って存在し、その強度は 6, 18 MLT 付近で最大・最小 (但し下向きを正) になるように仮定した。

尚 field-aligned currents のデータとしては、TRIAD 衛星 1973, 1974年 北半球のものを使用した。

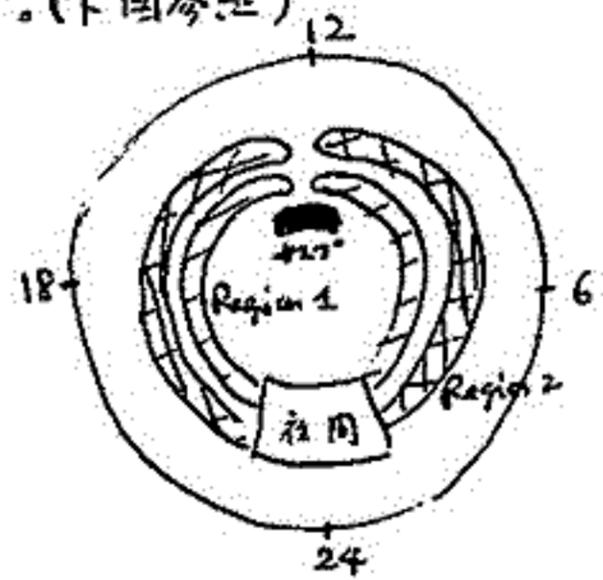


# 異常粘性輸送、磁気リコネクション と Field-Aligned Currents

佐藤 世・飯島 健  
東大理

大規模 field-aligned currents の統計解析の結果、電流系は4つのグループから成ることを明らかにした (Iizumu and Potemura, 1977)。(下図参照)

1. 'Region 1' 電流 (☉): オーロラ・オーバルの極側境界付近にはほぼ定常的に存在する dawn 側から電離層に入り、dusk 側から出ていく電流系。
2. 'Region 2' 電流 (☉): オーロラ・オーバルの赤道側境界に沿って出入する 'Region 1' 電流系と極性が逆の電流系。その分布はオーロラ活動に強く依存している。
3. カスプ領域電流系 (■): カスプ領域 ('Region 1' より少し極側) に局在する電流系で、その極性は dusk 側から入り dawn 側から出ていく。
4. 夜間電流系 (□): この電流系はオーロラ活動と密接に関係しており、その分布は複雑で、他の3つの電流系ほど明瞭ではないが、大体、dawn 側から入り、dusk 側から出ていくと考える。



このような体系的な大規模電流系の存在が明らかになったことは、太陽風-磁気圏-電離層系の基本的なエネルギー伝達プロセスを知る上で大きな意義がある。この論文では、これらの4つの基本的な大規模電流系と密接なエネルギー伝達のモデルを提唱する。

### Region 1 電流の原因

その定常性から、リコネクションに伴う電流と考える。磁気圏境界面における Anford-Hinus 流の異常粘性による太陽風からの運動量輸送の結果生じる渦対流対の目から出入する電流系と考えるのが妥当である。最近のニア-不安定による異常粘性の定量的解析の結果 (Miyada Sato, 1977) によると  $\nu_{eff} \sim 4 \times 10^9 \text{ m}^2/\text{sec}$  と取り、field-aligned currents の電離層でのジュール加熱を十分説明できる。

### カスプ領域と夜間電流の原因

Hayashi & Sato (1977) の磁気リコネクションの数値シミュレーションの結果は、リコネクション過程が、境界条件に大きく依存していることと示している。一般には、リコネクションはプラス2次元加速機構の一つであると信じられているが、この論文では、リコネクション過程は、境界条件によれば、加速にも、減速にも行けるという立場をとる。カスプ領域の電流系は、リコネクションの減速の結果であり、夜間電流系はリコネクションの加速の結果であると考えると、これらの電流系の極性は説明され得る。

### Region 2 電流の原因

Field-aligned currents のもう一つの原因として、OB-電流と curvature 電流の電流  $j_{||} \propto (\vec{v}_{OB} + \vec{v}_c) \cdot \nabla p / p$

此の方向のプラス2次元圧力分布の不均一性から生じる。Region 2 電流の原因は恐らく、ring current と磁気圏プラス2次元圧力の不均一性の結果と考える。講演では 'Region 1' 電流、カスプ領域電流を中心にもう少し詳しい議論を行う。

# 8P-I 14 サブストーム開始のメカニズムと 粒子加速現象

寺沢敏夫  
(東大宇宙研)

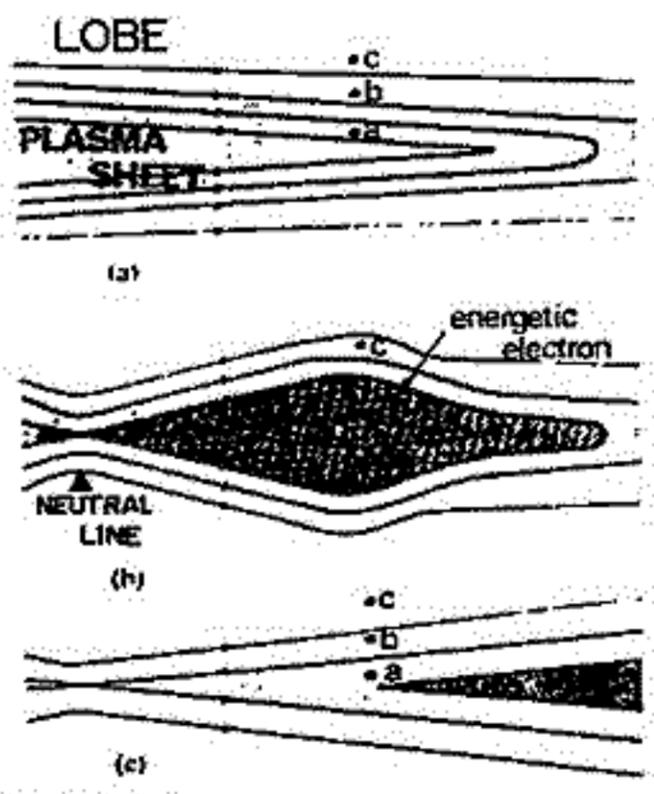


FIG. 16. (a) BEFORE THE EXPANSION-PHASE ONSET THE SATELLITE IS SITUATED INSIDE THE PLASMA SHEET (POINT a) OR OUTSIDE IT (POINT b, c). (b) AT THE EXPANSION-PHASE ONSET THE PLASMA SHEET THINS NEAR THE RECONNECTION REGION BUT EXPANDS IN THE MORE DISTANT TAIL REGION BECAUSE OF THE EJECTED PLASMA. RELATIVISTIC ELECTRONS ARE DISTRIBUTED IN THE DARK-SHADED REGION. (c) AS TIME GOES ON, THE PLASMA SHEET THINS AT THE SATELLITE POSITION (POINT b). RELATIVISTIC ELECTRONS ARE TRANSPORTED FARTHER TAILWARD.

↑  
高エネルギー電子の発生と  
プラズマシート構造の変化  
の関連を示す。この描像<sup>1</sup>は  
最近の Hones の見解と一致し  
ている。

以前の学会で磁気圏尾部における neutral line 形成に伴って相対論的電子 (数百 keV - 数 MeV) が発生することを報告した<sup>1</sup>。その後の 2 年間に、IMP7, 8 等の衛星による粒子観測がなされ、サブストームの各 phase における各種の粒子 (thermal or non-thermal, 電子 or 陽子) のふるまいが詳細にわたって知られるようになった<sup>2</sup>。しかし未だ、これらの観測を全てまとめた統一的なサブストーム像は描かれていないように思われる。ここでは一つの作業仮説として次のようにまとめてみる。

## (1) neutral line 形成時 (expansion phase onset) にみられる粒子加速

数十 ~ 数百 keV (時に ~ 数 MeV) の電子バーストが dawn ~ dusk にわたり一様に出現する。観測が 5 期待される電子の  $\alpha$ - $z$  面分布を左図に示した<sup>1</sup>。また、この phase に 35 Re では数十 ~ 数百 keV の陽子が dusk 側に出現することがある。

## (2) recovery phase における粒子加速 (もしくはサブストームの期間中ず、と続く統計的加速)

(1) に比べエネルギースペクトルは一般にソフトである。

数十 keV の電子が dawn 側に出現し、18 Re では数百 keV ~ 数 MeV の陽子が dusk 側に出現することがある。

粒子の種類、エネルギーにより形態が異なり、加速機構も一様ではなさそうである。ここでは一つの可能性を探る意味で、neutral 形成時に期待されるプラズマシートのミクロな不安定性について考察する。プラズマシートの不安定として例えば tearing mode 不安定が考えられているが、線型の範囲で期待される成長率は小さく、高エネルギー電子バーストを説明できそうにない<sup>1</sup>。プラズマシートの条件 ( $T_p \sim 10 T_e$ ) では、tail 電流の大部分はイオンがなるから、基本的な不安定モードはイオンのドリフトによるものである。ドリフト速度 ~ イオンの熱速度の条件で期待される Lower Hybrid Drift 不安定<sup>3</sup>につき論ずる。

1. Terasawa and Nishida, PSS, 24, 855, 1976.  
2. Sarris, Roelof, Keath... (John Hopkins Univ.); Hones et al. (Univ. Calif.); Baker and Stone (Caltech);... 等の報告を参照されたい。(JGR, 1975~1977)  
3. Davidson and Gladd, PF, 18, 1327, 1975; Huba and Wu, PF, 19, 988, 1976; Huba et al., GRL, 4, 125, 1977.

# 8P-I 15 磁気圏尾部におけるプラズマ粒子の対流による 加速

山本 隆(東大理) 正尾 孜(東大理)

## 1 Introduction

Jailの中を、対流電場によって地球方向へ運ばれる粒子の運動が調べられた。基本的な仮定として、①断熱不変量  $\mu$  が保存される。② Jail の磁場は Beaulieu (1975) によって与えられたものを採用する。③ 粒子のエネルギーがある程度小さくて ( $\sim 100 \text{ eV}$ )、mid-night meridian plane 内での二次元の運動として近似されるものを扱う。④ 電場は一律に (Down SW 方向) にかかっているとし、大きさは  $0.1 \text{ volt/Em}$  程度を想定する。ただし、以下の計算結果は、explicitには電場の大きさには依存しない。

## 2. 赤道面上でのピッチ角変化の計算

対流電場によって、赤道面上で  $X = X_0$  から  $X$  まで輸送される粒子の速度が  $v_0$  から  $v$  まで変わるとすれば、

$$\frac{v^2}{B} = \frac{v_0^2}{B_0} \quad \text{の または } \int m v_{\parallel} ds = \text{const} \quad (2)$$

$$\text{から} \quad \frac{I(X, \alpha)}{\sin \alpha} = \left(\frac{B_0}{B}\right)^{1/2} \frac{I(X_0, \alpha_0)}{\sin \alpha_0}, \quad I(X, \alpha) = \int_c^{s^*} \sqrt{1 - B/B^*} ds \quad (3)$$

(\* は mirror point に対応する値を示す。)

③は  $X_0 \rightarrow X$  に対応するピッチ角の変化  $\alpha_0 \rightarrow \alpha$  を決定する。

## 3. Bulk Parameter 変化の計算

$X_0 \rightarrow X$  に対応して電子のピッチ角と速度が  $(v_0, \alpha_0) \rightarrow (v, \alpha)$  と変化するとすると

$$v(\alpha) = v_0 \frac{\sin \alpha_0 (B/B_0)^{1/2}}{\sin \alpha}$$

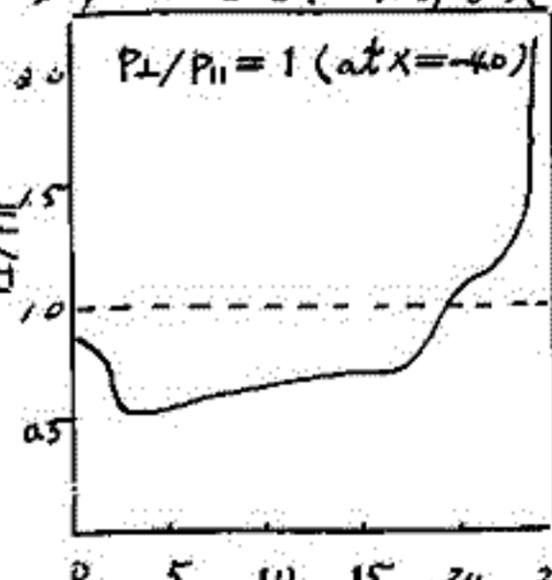
上に述べたように  $\alpha_0$  は  $\alpha$  の関数として決まるので、 $v$  は  $\alpha$  の関数となる。  $g(\alpha) = v(\alpha)/v_0$  から velocity moment  $Q(v, \alpha)$  に対応する Bulk parameter 変化を計算する事ができる。  $v \sim v_0 + dv$  の速度空間上の Shell に対応する電子の Bulk parameter は  $X = X$  では

$$4\pi v_0^2 dv f_0(v) \int d\alpha \sin \alpha g^2(\alpha) Q(v, \alpha)$$

これは、赤道面上の Bulk parameter についてであるが、一本の磁力線に沿ってピッチ角がのびて変わるとすれば、赤道面から離れた任意の場所での Bulk parameter も計算する事ができる。下図は  $X = -40 \rightarrow -20$  の場合で、 $X = -20$  (赤道面) 上の磁気線上、赤道面

からの距離に対して  $P_L/P_{\parallel}$  をプロットしたものである。  $P_L/P_{\parallel}$  は空間的にかなり激しく変動しており、  $P_{\parallel} > P_L$  の部分が生じる事が、双極子磁場の場合と大きく異なる。

4. Discussion: 我々が採用した Jail の磁場モデルにおいて、  $P_L = P_{\parallel}$  が仮定されているので、  $P_L \neq P_{\parallel}$  の部分が出てくる事は、最初仮定されなかった電流  $= Q(P_{\parallel}) \times (P_{\parallel} - P_L) / (E \cdot \nabla B/B^2)$  が流れている事を意味する。この電流は元の磁場分布をかえってしまうであろうから、この種の Bulk reaction を取り入れた扱いが必要となってくる。



8P-I 16

# Multispacecraft 観測による energetic proton bursts & substorm

飯島 健 (東大・理)

energetic proton bursts の現象が magnetosphere の dynamics と  
 関係する重要性が広く認識されたのはこの1~2年である。この7月23日以上の  
 spacecraft が magnetosphere 内の比較的広い位置にあり  
 同時に proton bursts を観測したことが、burst の発生、  
 onset times, intensity gradient などの burst の source 及び source の  
 移動が substorm の発達とどう関係しているかを明らかにした。Data is AP6/  
 Johns Hopkins Univ. group の IMP 6 ( $\sim 350 \text{ km} \times 32 \text{ RE}$ ), IMP 7 ( $\sim 32 \times 38 \text{ RE}$ ),  
 IMP 8 ( $\sim 25 \times 43 \text{ RE}$ ) が測定した energetic ( $E_p \geq 0.21, 0.29 \text{ MeV}$ ) proton である。  
 Sarris et al., (1976) による preliminary work と今回の結果  
 を合せて見ると substorm 時 magnetosphere 内の種々の場所から  
 観測された bursts は、すべて共通の source を共有する plasma sheet 上  
 での加速によるものであることが明らかとなり、substorm 時 plasma  
 sheet 変形に伴う picture による説明が成り立つことが明らかになる。  
 (なおこれは Krimigis' company による共同研究である。)

Sarris, B.T., S. M. Krimigis, T. Iijima, C.O. Bostrom and T. P.  
 Armstrong, Location of the source of magnetospheric energetic  
 particle bursts by multispacecraft observations,  
Geophys. Res. Letters, 3, 437, 1976.

林 隆也, 佐藤 哲也

(東大理)

Fig. 1-a

$J_y$

Fig. 1-b

$p$

磁気線再結合の時間発展に関する数値シミュレーションについて、その3次元表示を行なった。その一例を示す。

右図において座標軸は  の様になっている。

計算モデルは、反平行磁場をもつプラズマシートという初期条件に対して、 $z$ 軸方向の両側の境界から磁化プラズマを流入させることにより再結合を誘発させている。

時間のスケールとしては、fast modeが時間 $T \sim 2$ 程度で $z$ 軸方向に境界から中央まで垂直伝播する。

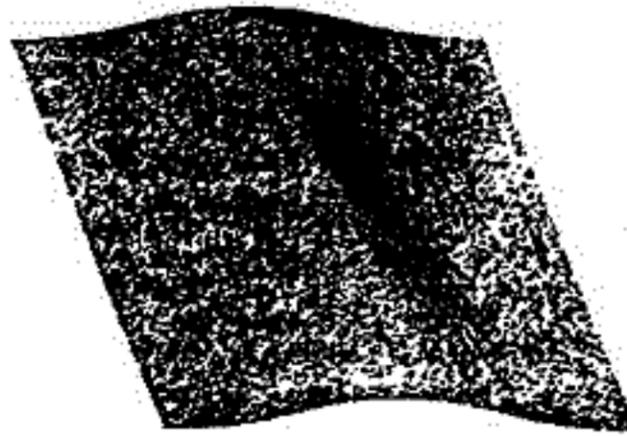
Fig 1-a; 電流密度  $J_y$   
まず電流は $x$ 軸に沿って増加する。このモデルではある電流値以上で抵抗が発生するとしており、再結合が誘発されてX型磁気線ができる。その後顕著なslow mode shockが発達してゆく様子が示されている。

Fig 1-b; プラズマ圧カド  
プラズマシートが thinning を受けている

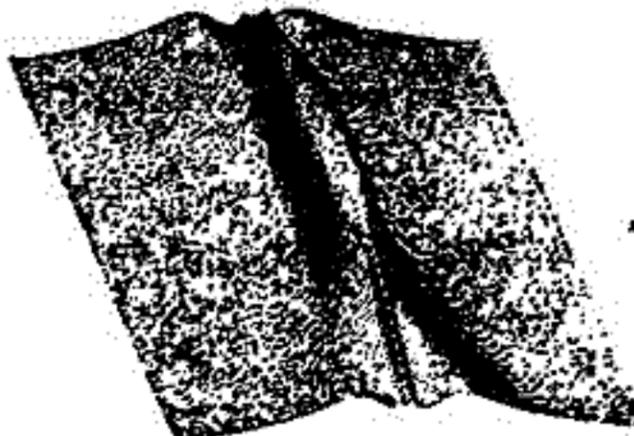
その他、粘性項の影響や、lower hybrid insta のモデル等を新たに計算した。



$T=0.0$



$T=4.4$



$T=8.4$



$T=12.4$



$T=16.4$



( $A_0=0.2$ )  
( $J_c=3.0$ )

On the Expected Signature of the  
Reconnection in the Magnetotail

A. Nishida<sup>(1)</sup> and C.T. Russell<sup>(2)</sup>

- (1) Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo, Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153  
(2) Institute Geophysics & Planetary Physics, University California, Los Angeles, California 90024, U. S. A.

The idea that the expansion phase of the magnetospheric substorm corresponds to the field-line reconnection in the near-earth portion of the magnetotail has recently been questioned by Akasofu et al. who claim that the magnetic field observations in the magnetotail during expansion phases are not compatible with the above interpretation.

In order that their critical argument be valid, it is essential that the reconnection process is correctly understood. Their criticisms, however, appear to be based instead on insufficient understanding on the physics of the reconnection. Hence in order to avoid further misunderstanding we wish to enumerate some basic features of the reconnection in the magnetotail.

- (1) Beyond the distance of the near-earth neutral line the plasma sheet should thin. Hence the probability is quite high that the satellite observes the lobe-type field when the near-tail reconnection is in progress.
- (2) As a consequence of (1) and high speed of the plasma flow inside the thinned plasma sheet, the magnitude of southward  $B_z$  (i.e. the component of  $\underline{B}$  perpendicular to the tail midplane) has to be low ( $|B_z| \lesssim 1 \gamma$ ).
- (3) Presence of the field line kink (i.e. the slow shock) that characterizes Petschek, Sonnerup etc's theoretical models is an artifact that results from the assumption of the incompressibility. More refined theory of Hayashi and Sato shows no sign of such a kink.
- (4) Similarly the perpendicularity of the flow with respect to the magnetic field predicted by earlier "incompressible" theories is an artifact. Compressible theories predict that plasma flow in the thinned plasma sheet is almost parallel to the magnetic field direction.
- (5) Behaviours of plasma and magnetic field earthward and anti-earthward of the neutral line are distinctly different. Hence data obtained by Vela satellites should not be regarded to represent the behaviour of the very near-earth portion of the plasma sheet.

井上雄二

京都産業大学理学部計算機科学

長周期の地磁気脈動の南北方向の局所化および東西方向の伝播が、地上で観測される水平成分の偏波の地理的・地方的変化に直接関連していることを筆者が示した(Inoue, 1973)。その後Chen and Hasegawa (1974a, b)およびSouthwood (1974; 1975)が局所化されたHM波の励起は磁気圏境界面で発生したKelvin-Helmholtz波の磁気圏内部への浸透と局所的なField-line共鳴によって説明されることを提案した。また彼等はField-line共鳴地点の近傍で偏波楕円の主軸がEW方向から大きく傾くことを示した。彼等の計算は磁気圏赤道面近傍の条件でなされたが、その結果を地上観測の結果に適用し、理論の妥当性を証明しようと試みた。この論文において、FLR理論の不完全さと予備があることを示し、局所化された脈動の発生機構について一つの考えを提案する。

1. FLR理論においては、Field-aligned電場 $E_{||}$ は完全に零であると仮定し、純粋にHM波動として取扱っている。然し磁気圏はプラズマで構成されており、電磁流体ではないから、 $E_{||}$ の大きさは小さくとも、Field-alignedの変位電流は無視出来ない。 $E_{||}$ を考慮に入れて、局所化された波動方程式を樹立してみると、 $E_{||}$ と $E_{\perp}$ とは相関連し合ってくる。同時にFLRの条件は局所化された脈動に不可欠なEW方向の伝播を考慮に入れると重要なものになり、Closed Field-lineに沿った定在波の存在とFLRの条件とは同意義ではない。定在波は南北両半球の電離層・地上からの反射の良好のために発生する。

2. FLR理論は買った局所化係数をもつ二つの波動によって、偏波楕円の主軸がEW方向から大きく傾くことを説明している。両者はEW方向の伝播において、 $90^{\circ}$ の位相のずれを伴っている。一つの波動はFLRの近傍で極大を示す局所化係数をもっているが地上付近では脈動磁場はポインティングから導出されるだけならばならない(Inoue, 1973)ことを考慮すると、二つの波動の局所化係数を予備なく決定することは困難である。以上二つの理由からFLR理論は局所化された脈動の発生機構として承認し難い。偏波楕円の傾きは伝播方向がEW方向からずれていると考えらるべきである。

3. 他の途で局所化された脈動の発生を説明するために次のモデルを提案する: 磁気圏のある特定の磁気殻に高温プラズマが侵入する。周囲の磁気殻は主として低温プラズマである。高温プラズマが脈動発生のエネルギー源である。高温プラズマの脈動に対する応答は複雑であるので、低温プラズマ特性と誘起電流とによって代用される。脈動波動は方位方向に高温プラズマの磁気殻に沿って伝播し、磁力線に沿って定在波を形成する。周囲の低温プラズマ内においては磁気面を横切った伝播はevanescentである。従って高温プラズマからの距離と共に脈動電磁場は指數的に減衰し、局所化された脈動が発生する。扱いはFull Wave方式によってなされ、境界条件より高温プラズマによる誘起電流を決定した。誘起電流としてField-aligned型とAzimuthal型が考えられる。定在波のモードによって、基本定在波でも磁気圏赤道部で最大になるものと、電離層上部で最大になる二つのモードが考えられる。基本的波動モードとしては四つが現れる。これらの定在波によって、磁力線に沿ってTE( $E_{\perp}$ ,  $B_{||}$ )とTM( $E_{||}$ ,  $B_{\perp}$ )の電磁場振動成分が直交して現れる。このことは磁気圏赤道部で脈動的変化が観測されず地上では観測されない場合もあり得る; また地上で大きな脈動が観測されず磁気圏赤道部では静電的波動として現れる可能性をもっている。

湯元清文

(東北大学・理学部)

地磁気脈動の発生源の1つとして、velocity shear の存在する領域 (例えば、magneto-sheath など) が考えられる。そこで MHD-wave の velocity shear による不安定性について数値解析をおこなった。才1図に示す様に磁化 plasma は、x-方向に磁場  $B_0$ 、y-方向に bulk flow  $V_0$  があり、x-方向に磁場や bulk flow の非一様性が存在する場合を設定した。考えている MHD-wave の周波数が  $\omega \sim 10^2 \text{ Hz}$  の近傍である事より、frozen-in が成り立つときの MHD 方程式は次の様になる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \zeta(\Omega^2) \frac{\partial \eta_x}{\partial x} + g(\Omega^2, \frac{\partial \Omega^2}{\partial x}, \frac{\partial B_0}{\partial x}) \eta_x \right] + \chi(\Omega^2) \eta_x = 0 \quad \dots (1)$$

但し、 $\Omega \equiv \omega - k_y V_0$ 、 $\eta_x$ ; x-方向の変位

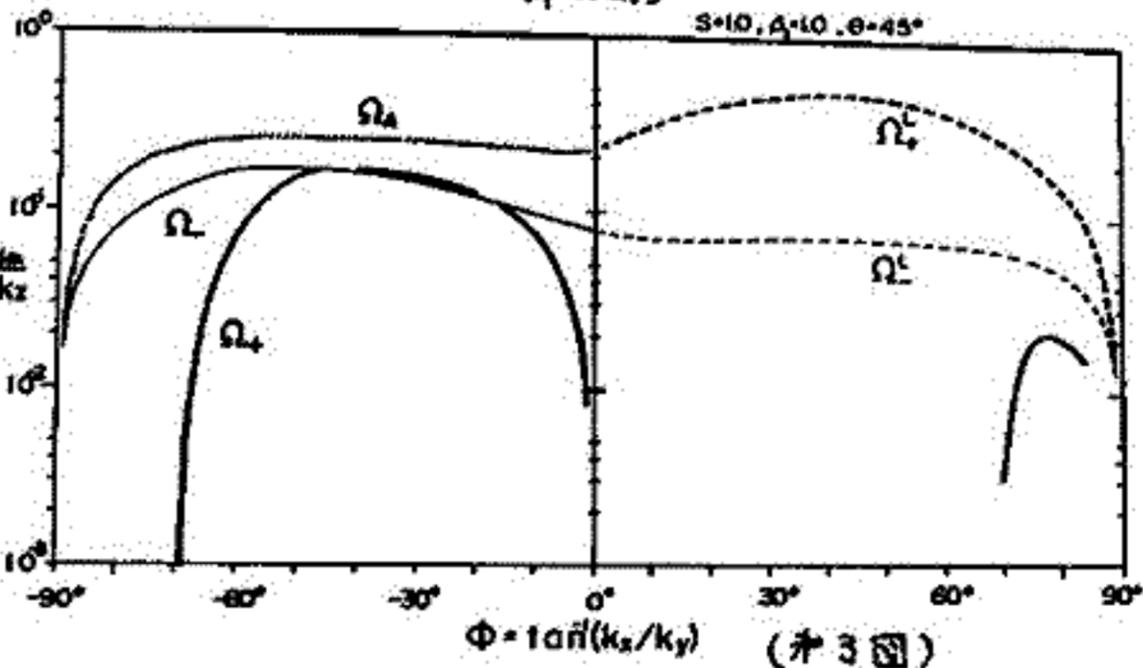
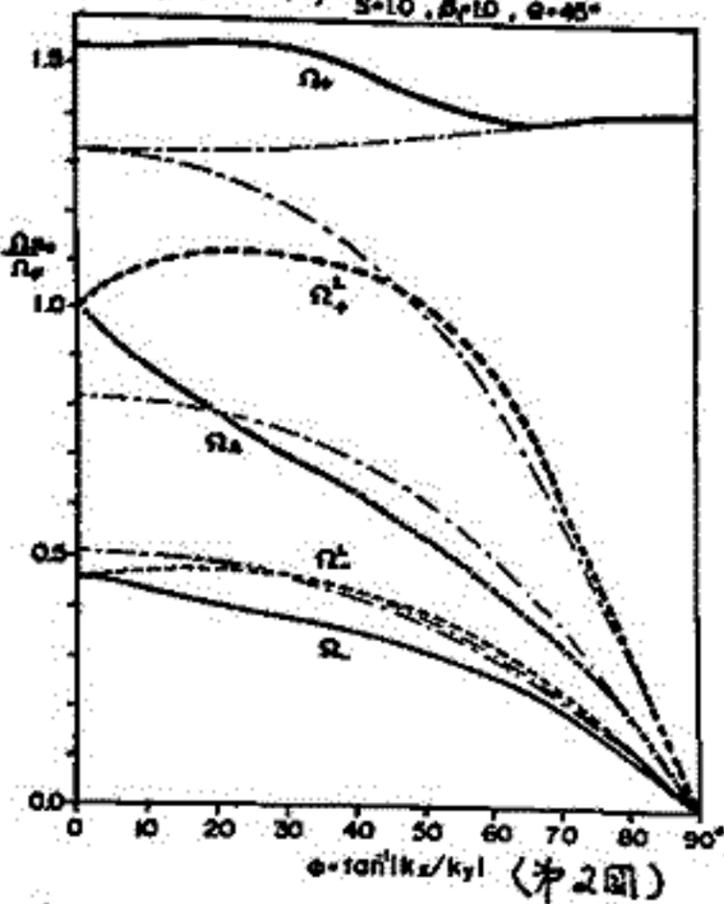
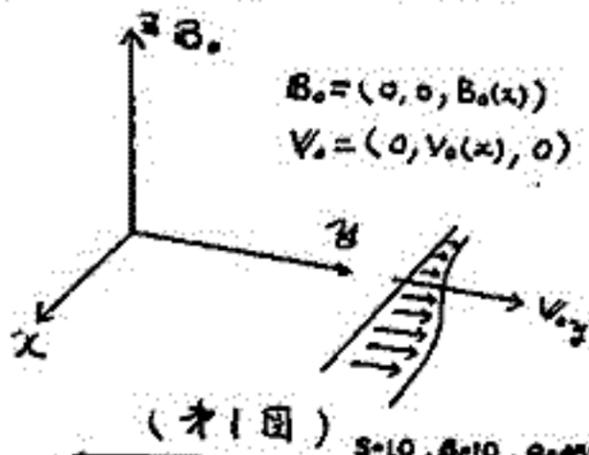
今、簡単の為に hot plasma 中で且、 $\frac{\partial \Omega^2}{\partial x} / \Omega^2 \gg \frac{\partial B_0}{\partial x} / B_0$  であると仮定して、分散式を求めると、

$$F(\xi) = (\xi - 1)(\xi - \omega_+) (\xi - \omega_-) (\xi - \omega_+^+) (\xi - \omega_-^+) - (1 + \beta) \tan^2 \theta \cdot S \left[ (\xi - 1)(\xi - \omega_+^+) (\xi - \omega_-^+) \left\{ i \tan \phi \frac{\xi}{\xi - 1} - (2 + \frac{\beta}{1 + \beta}) - \frac{\beta}{1 + \beta} S \right\} + 2 \left\{ (\xi - \omega_+^+) (\xi - \omega_-^+) - 2(\xi - 1) \cdot (\xi - \omega_+^+) \right\} \left\{ i \tan \phi \frac{\xi}{\xi - 1} - \frac{\beta}{1 + \beta} S \cdot \xi \right\} \right] \quad \dots (2)$$

$$\text{但し、} \begin{cases} \xi \equiv \frac{\Omega^2}{\omega_A^2}, \omega_{\pm} \equiv \frac{\omega_{\pm}^2}{\omega_A^2}, \omega_{\pm}^+ \equiv \frac{\omega_{\pm}^2}{\omega_A^2}, \omega_+^+ \equiv \frac{1 + \beta}{2} (\tan^2 \theta + 1) \\ \tan \theta = \frac{B_0}{B_2}, \tan \phi = \frac{k_x}{k_y}, S \equiv \frac{\partial \Omega^2}{\partial x} / \omega_A^2, \omega_{\pm}^{\pm} = \omega_{\pm}^2 |_{k_x=0} \\ \omega_{\pm}^{\pm} = \frac{1}{2} (\omega_{\pm}^2 + \lambda \pm \sqrt{\omega_{\pm}^4 + 4\lambda \omega_{\pm}^2}) \left[ 1 \pm \left( 1 - \frac{4\beta \omega_{\pm}^2 \lambda}{(\omega_{\pm}^2 + \lambda)^2 + 4\lambda} \right)^{1/2} \right], \beta = \frac{V_0^2}{v_A^2} \end{cases}$$

を得る。この分散式を Newton-Raphson 法により  $\Omega = \Omega_{Re} + i\Omega_{Im}$  の解を求めた。  $S=1.0, \beta=1.0, \theta=45^\circ$  のときの、5つの modifyされた mode の分散曲線を才2図に示すが、 $S_{Im} \equiv \left[ \frac{1}{2} (\omega_{\pm}^2 + \lambda) \pm \sqrt{\omega_{\pm}^4 + 4\lambda \omega_{\pm}^2} \right]^{1/2}$  で規格化してある。又、才3図は、そのときの  $\Omega_{Im}$  を  $\omega_A = v_A k_z$  で規格化してある。ここで注目すべき事は、 $\phi$ 、即ち、velocity shear に対する  $k_x$  の符号に因り、卓越 mode が異なる事である。(注;  $S_{Re}$  と  $S_{Im}$ 、 $\Omega_{-}$  と  $\Omega_{-}^+$  は連続に見えるが、 $\phi$  が小さくなるに、才2図においてそれらの一実線に近づく事が全く別の mode である。)

講演では、この他に  $S, \theta$  依存性、波動特性の見地からも物理学的に考察をする。



高橋 主衛・斎藤 尚生  
(東北大・理)

序 IMF の方向に強く依存する magnetosheath 中の磁場変動(解析周期10秒以上)について前回の学会で報告した。これは地上の ULF の起源を考える上でも重要である。magnetosheath 中の磁場変動の原因としては

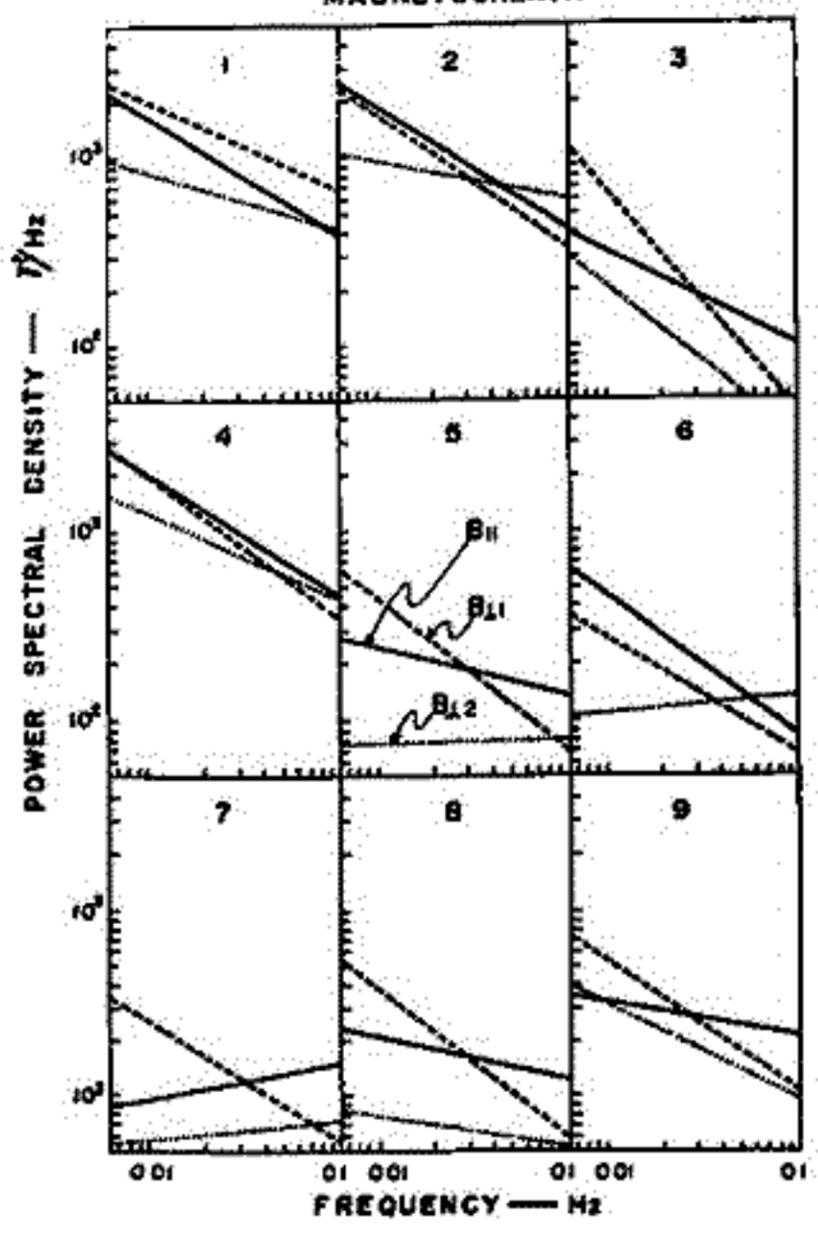
- i) solar wind 中の磁場変動, 例えば, bow shock origin の upstream wave, あるいは, さまざまの discontinuity
- ii) bow shock での発生
- iii) magnetosheath での発生

等が考えられる。どれが重要であるかを知る上でも, magnetosheath での磁場変動の性質を さらに くわしく 調べる必要がある。

データ解析の方法 sun-earth line と satellite (Explorer 33) を含む面に X, Y 軸をとり, X 軸は sun-earth line と一致させ  $\hat{z} = \hat{X} \times \hat{Y}$  とする。この系において緯度  $\theta$ , 経度  $\varphi$  を定義し, IMF の方向 (Explorer 34 で観測) の方向を  $\theta, \varphi$  についていくつかに分割し, それらに対応する magnetosheath での磁場の power spectrum を計算する。ただし, 異方性の原因としては 平均磁場 及び boundary (bow shock, magnetopause) が考えられるので spectrum は次の成分について計算する。

- $B_{||}$ ; 平均磁場方向
- $B_{L1}$ ;  $\hat{B}_2 \times \hat{E}_{||}$
- $B_{L2}$ ;  $\hat{E}_{||} \times \hat{n}$ ,  $\hat{n}$  は magnetopause normal

EXPLORER 33 AUG. 18, 1968  
MAGNETOSHEATH



結果 上記の方法で解析した例を左に示す。区分けは 右方向へは  $\varphi$  が増加し, 下方向へは  $\theta$  が増加するようにしてあり, 1 ( $101 < \varphi < 30^\circ$ ,  $0 < \theta < 60^\circ$ , or  $180 < \varphi < 240^\circ$ ), ..., 9 ( $60 < \theta < 90^\circ$ ,  $120 < \varphi < 180^\circ$ , or  $300 < \varphi < 360^\circ$ ) である。1, 2, 4 において power の増大していることは, これまでの結果と一致しているが, 他と比べても spectrum の形の上で大きな違いが見出され, 周期 100 秒前後でも  $B_{||}$  に大きな power をもっていることがわかる。

村山 喬, 中井 仁

名古屋大学

Solar Wind parameter と substorm activity との相関を追究する我々の一連の研究の中で、太陽風密度 ( $D$ ) の効果については、 $AE \propto D^\beta$  としたとき  $0 \leq \beta \leq 0.3$  という予備的な結果を得たに止まっている (Murrayama and Habamada, 1975)。これは密度の効果は小さく、効果の大きい他の量 ( $B_z, V, \text{etc.}$ ) の影響を注意深く取り除く必要があるために、取り扱うデータの選択がきびしくなるからである。

最近の space data の充実を背景に進行中の解析では、Solar wind data 及び  $AL$ -index の三時間平均値につき、 $-10^\circ < \gamma < 20^\circ$  ( $\gamma$ : dipole tilt angle),  $-5.0^\gamma \leq B_z \leq -1.5^\gamma$ ,  $350 \text{ km/s} < V < 450 \text{ km/s}$  の制限のもとに

$$AL^* \propto V^\alpha D^\beta$$

とおき、 $\log AL^*$ ,  $\log V$ ,  $\log D$  の間の重相関によって  $\alpha, \beta$  を求める方法を用いている。ここで  $AL^*$  は  $B_z$  の効果を取り除いた  $AL$  の値で

$$AL^* = AL / (-B_z + 0.17^\gamma)$$

を用いる。

現在 1968 年の 60 個のデータについて得られた予備的な結果は  $\alpha = 2.51 \pm 0.65$ ,  $\beta = 0.06 \pm 0.07$  で、従来の結果と矛盾していない。最近 Svalgaard (Stanford Univ. preprint) は  $am$ -index を用いて  $am \propto D^{1/3}$  の結果を得ており、これは我々の値よりかなり大きい。これが統計処理の差によるのか、用いた index の差によるのか現在統計量を増して検討中である。

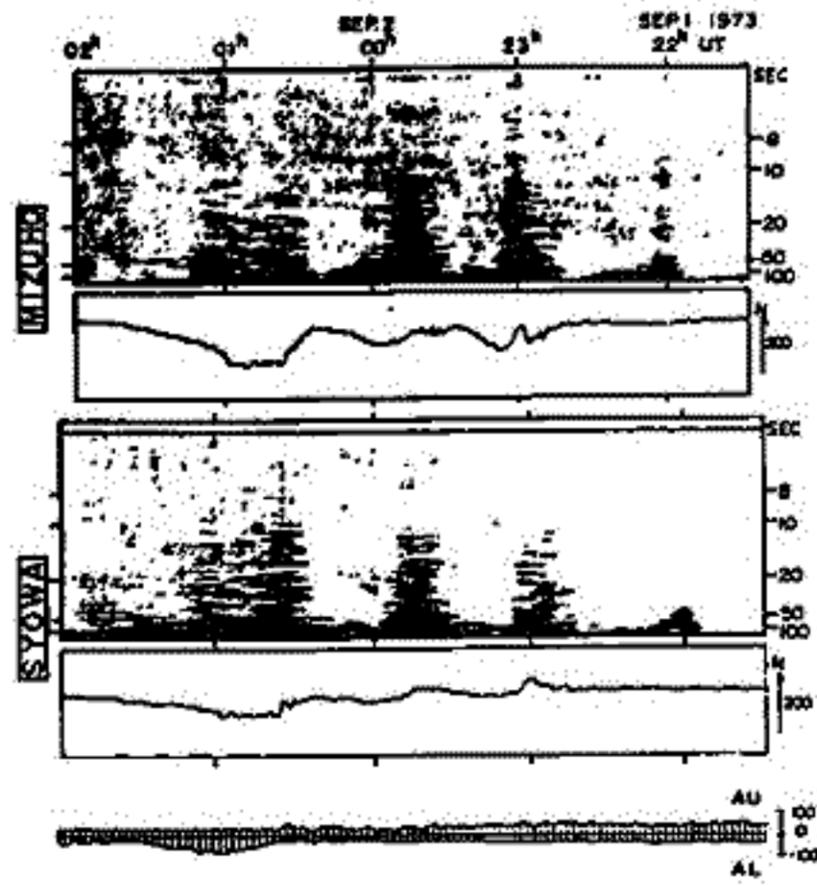
桑島正幸  
(地磁気観測所)

極光帯に位置する昭和基地(-66.7° in corrected geomagnetic latitude), みずほ基地(-68.7°)で観測された資料を基にして、磁気圏サブストームに伴って発生するP<sub>2</sub>脈動と他の地磁気変化、オーロラ活動等との関連を調べ、磁気圏に発生する超低周波プラズマ波動の特性を明らかにすることがこの研究の目的である。この数回の学会では、P<sub>2</sub>脈動の中でも、極光帯のみでなく中低緯度でも同時に観測されるP<sub>2</sub>型脈動に焦点を合わせて継続的に発表をしてきた。

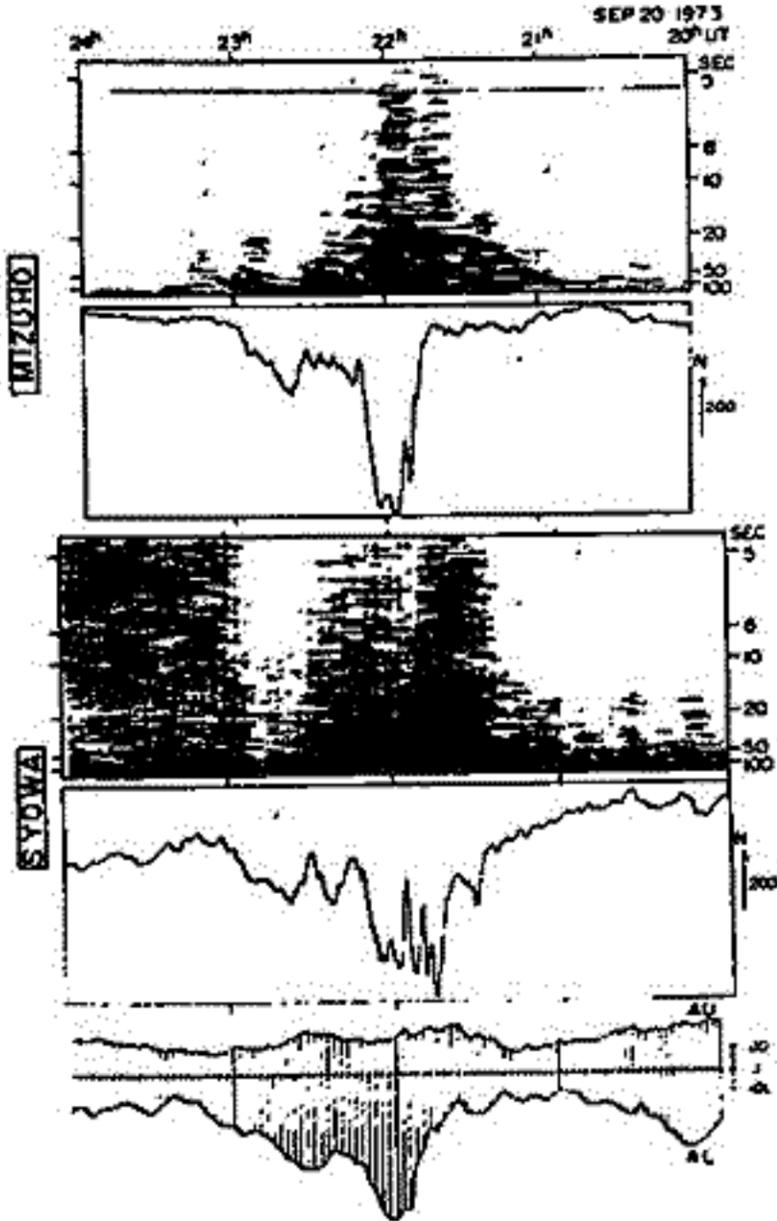
これまで明らかにされたことは、P<sub>2</sub>はオーロラ・オバルに根を持つ磁気圏の fundamental torsional oscillation であるということである。これはP<sub>2</sub>がオーロラ・オバルで振動の最大を持つこと、南北交点で同時に出現すること、オーロラ・オバルのところで系統的な polarization の変化を示すという観測事実からも裏付けられる。

さらに、最近 Wilson and Restrepo (1977), Wilhelm et al. (1977) によって、P<sub>2</sub>の発生源として Birkeland sheet current のゆらぎを注目し、ともうひとつある、もしも、ionospheric-magnetospheric current system が P<sub>2</sub>の発生に関与しているならば、current が強い時 かなりの大きな地磁気変化やオーロラ活動時には、大きな振動を持った P<sub>2</sub>が観測されるであろう。この関連を確かめるのが今回の発表のテーマである。

(図 1)



(図 2)



8P-I 24 高緯度及低緯度地帯に於ける Substorm に伴う

$pc^2$  の特性.

加藤愛雄

(東海大.工)

North polar Cap 内の Cambridge Bay 及び Auroral Oval 内の Fort Smith に於ける地磁気変動の解析については、既に報告したように Fort Smith で明らかに  $pc^2$  が観測されたから、約 20~30 分後に Cambridge Bay で長周期変動を作る  $pc^2$  が観測される。これは Substorm の各 phase に伴うものとして説明がつく。

一方、低緯度、例えばハワイのマウイ島での  $pc^2$  の解析によつて Substorm に伴う特徴的な変動が観測される。

低緯度では、粒子の極帯への侵入率による複雑な変動が減少されて、基本的な変動のみが観測されるので、今後低緯度での地磁気変動の観測の重要性を提言したい。

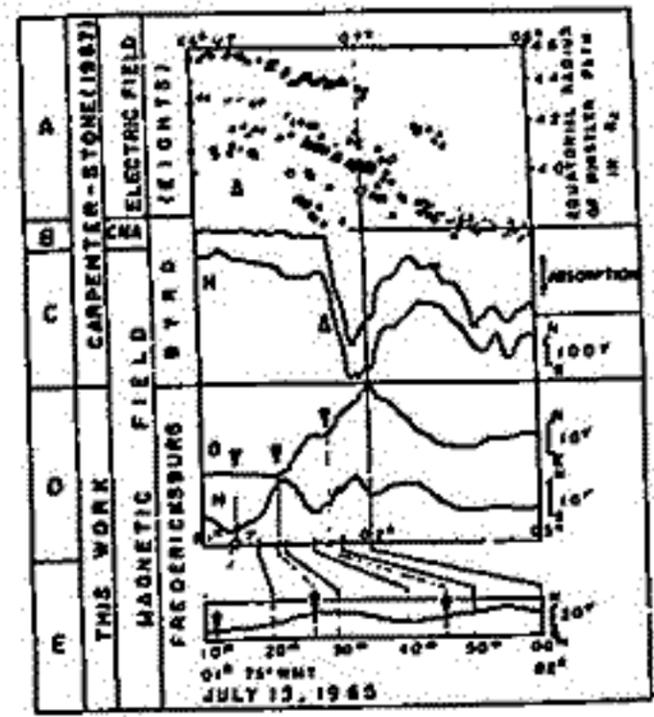
桜井 亨・斎藤 尚生・佐々木 徹  
 東北大・理学部

Substorm onset と正確に決定する事は substorm の物理的機構 (growth phase or expansion phase 等) と明確する上で極めて重要な問題の一つである。本講演は substorm onset を決定する最良の indicator は何であるか? と明らかにする事を目的とするが、この命題に関しては 1951 年以來東北大ケル-フは数多くの論文で検討してきた。今回は更に最新のデータと00之現時点での substorm onset 決定における low-latitude P<sub>2</sub> の役割について明確にしたい。議論を独善的ではなくするために現時点で substorm onset 決定に用いられる色々な方法と比較検討しその merit 及び demerit を明確にする。

- 1) low-latitude P<sub>2</sub> の次の諸特性を認識する事は substorm onset 決定における low-latitude P<sub>2</sub> の役割を理解する上で極めて重要である。
- 2) multiple onset substorm において P<sub>2</sub> と substorm は一対一の対応関係にある。
- 3) Alaska chain station での all-sky camera data と Onagawa での P<sub>2</sub> data との比較により aurora の breakup を決定した substorm onset time と low-latitude P<sub>2</sub> の onset time とは幾分の精度内で一致する。
- 4) 地球の夜半球の殆んど全この地域で同一の P<sub>2</sub> が同時に観測される。
- 5) P<sub>2</sub> の onset time はその波動的特性から一合の精度内で決定出来る。
- 6) low-latitude では NS-comp. より EW-comp. が卓越するので P<sub>2</sub> は induction / rapid-scan magnetogram の NS-comp. を見る事により容易に substorm onset と決定出来る。

更に幾例の substorm event に関して substorm onset 決定における low-latitude P<sub>2</sub> の有用性を具体的に示す。図はその一例で 図-A から C は Carpenter and Stone (1961) の仕事で substorm (図 B, C) に伴う electric field の発達 (図-A) と whistler propagation path の drift motion から求めたものとしてのものである。Carpenter and Stone は substorm onset (図-C中 Δ印) の約30分前 (図-A中 Δ印) からすでに electric field の発達が始行していること結論した。この substorm onset 直前の electric field の発達は後年 substorm の growth phase での E-field の発達として認識されたが、しかしこの substorm event と P<sub>2</sub> の立場で調べると 図-E に示す ▼印の如くこの growth phase と考えられた。時間的に3個の P<sub>2</sub>-substorm の onset が認められ、天々の ▼印に示す図-A では E-field の顕著な発達が認められる。即ち substorm onset は Carpenter and Stone の決めた substorm onset より以前に substorm onset が起るとあり、これらの onset は high-latitude ordinary magnetogram でのよりと認識出来た事に原因するものであり、この例は substorm onset の決定を明確にすることの重要性を示唆する事例としてあげられる。

講演では更に具体例を00之 substorm onset 決定における low-latitude P<sub>2</sub> の有用性を述べる。



STUDY OF MINI-SUBSTORM  
DURING SUNSPOT MINIMUM YEARS

TAKAO SAITO and TOHRU SAKURAI

Onagawa Magnetic Observatory and Geophysical Institute, Tohoku University

Discrepancy among the mechanisms of magnetospheric substorms is mainly due to difficulty in identification of substorm onset. Since low-latitude Pi2 is very useful for the identification, and since most small-magnitude substorm has a single onset, analysis of low-latitude Pi2 associated with mini-substorm is very useful to investigate the substorm mechanism.

The electric field applying on the magnetosphere is transformed into the magnetic energy that is stored in the magnetotail and is dissipated during substorm. The electric field Bsv is expected to be weak during IMS, therefore, we could have a good chance to study mini-substorms during IMS. The period of Pi2 tends to become longer with decreasing of substorm magnitude, especially during sunspot minimum years. Occurrence of Pi2 becomes frequent during sunspot minimum years. Consequently, long-period Pi2 is expected to occur frequently during IMS associating with mini-substorms. This inference suggests that Pc5-like Pi2 with very weak background perturbations tends to take place during IMS. Actually such Pi2's did take place during the last sunspot minimum years and during magnetically quiet periods as shown in Fig.1.

The following two points are very important when the mechanism of substorm is studied by analyzing long-period Pi2 associating with mini-substorm.

- (1) From both observational and theoretical viewpoints, there is no any remarkable discontinuity in the characteristics between the long-period Pi2 associating with mini-substorm and short-period Pi2 associating with jambo-substorm.
- (2) Mini-substorm possesses all the fundamental features that jambo-substorm possesses.

The study of the mini-substorm and the long-period Pi2 that occurred during IMS has the following merits :

- (1) The substorm mechanism can be revealed in the simplified form in contrast to the jambo substorm which tends to mask the mechanism because of its complex multiple-onset structure.
- (2) The substorm onset time can be clearly identified by the onset of the clearly sinusoidal Pi2.
- (3) Sinusoidal waveform of Pi2 is readily entracted out of the background magnetic perturbations because of the small magnitude of the associated substorm.
- (4) Owing to the long period of Pi2 and the small magnitude of the associated substorm, ordinary magnetograms can be used for the analysis of Pi2. This means that station distribution is much denser than in the case of the short-period Pi2 associated with jambo-substorm whose wave characteristics can be analyzed only with induction magnetograms.

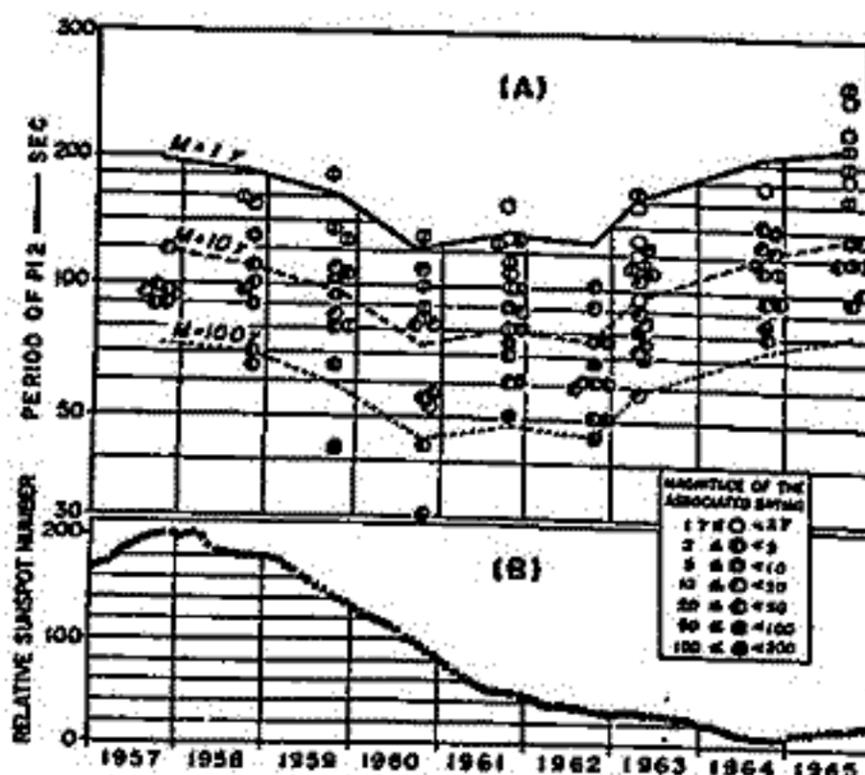


Fig.1

富沢一郎, 今井一雅, 斎藤誠, 深井慎司  
(電気通信大学)

木星デカメートル波放射を地上で観測すると、その強度が時間的に大きく変動する。そのうち、数秒から0.1秒程度のものは、放射源の大きさが小さいことによる惑星間空間シンチレーションであることがわかった。<sup>1), 2)</sup> 私たちは、こうした変動を調布と菅平の2地点(距離約160km)で観測し、太陽風速ならびに放射源の諸特性を調べる観測システムを設計した。このため、これを用いて試験観測に入ったのでその概要を紹介する。

**受信システム** 図1(a)に、受信システムの概要を示す。両地点のアンテナ系、受信系、記録系は同一のものを用いている。受信周波数は、21.87MHz、帯域幅は、12kHzである。両地点と同時に、木星放射強度、JJY信号、1kHz信号をデータレコーダに記録する。現在、毎日木星の南中前後1時間タイマーを用いて、自動観測を行なっている。また、ダイナミックスペクトラム観測を同時に行ない、木星電波が否かをいろいろ確認している。

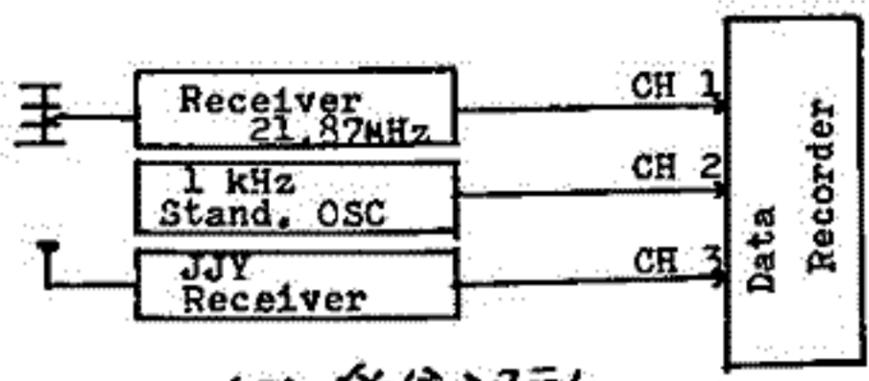
**解析システム** 図1(b)に、解析システムの概要を示す。記録された2地点のデータを再生し、これを0.1Hz~7HzのBPFを通した後、再生レタ1kHzからつくった20Hzのサンプリング信号でA/D変換し、計算機で処理する。このときのスタート信号は、JJY信号を用いてつくる。これは、5msec以内の同時性をもっている。現在、相関関数や、パワースペクトラム等の計算には、データ窓を約100秒ほど、2048ポイントの標本点をとって行なっている。

**観測例** 図2に、観測データの例を示す。この場合には、菅平のほうが調布に比べて、少し事象が遅れて起こることがわかる。

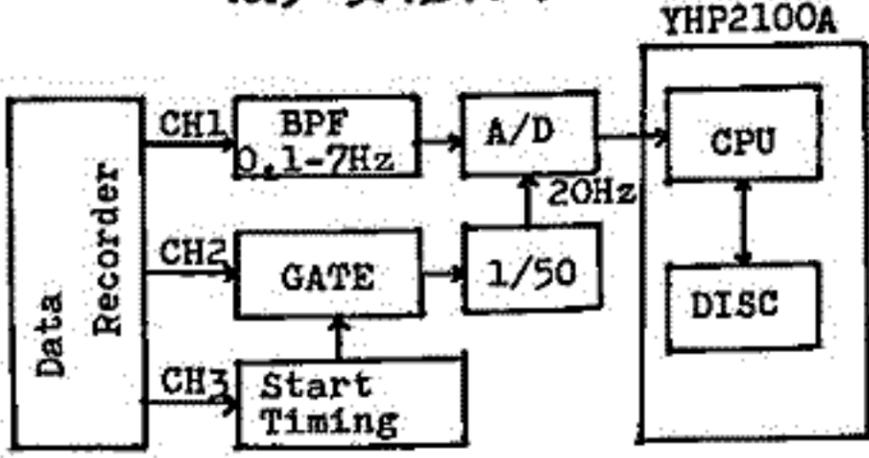
**参考文献** 1). Douglas, J.N., and Smith, H.J. (1967), *Astrophys. J.*, vol. 148, p. 885  
2). Dulk, G.A. (1970), *Astrophys. J.*, vol. 151, p. 671

図1. 観測システム

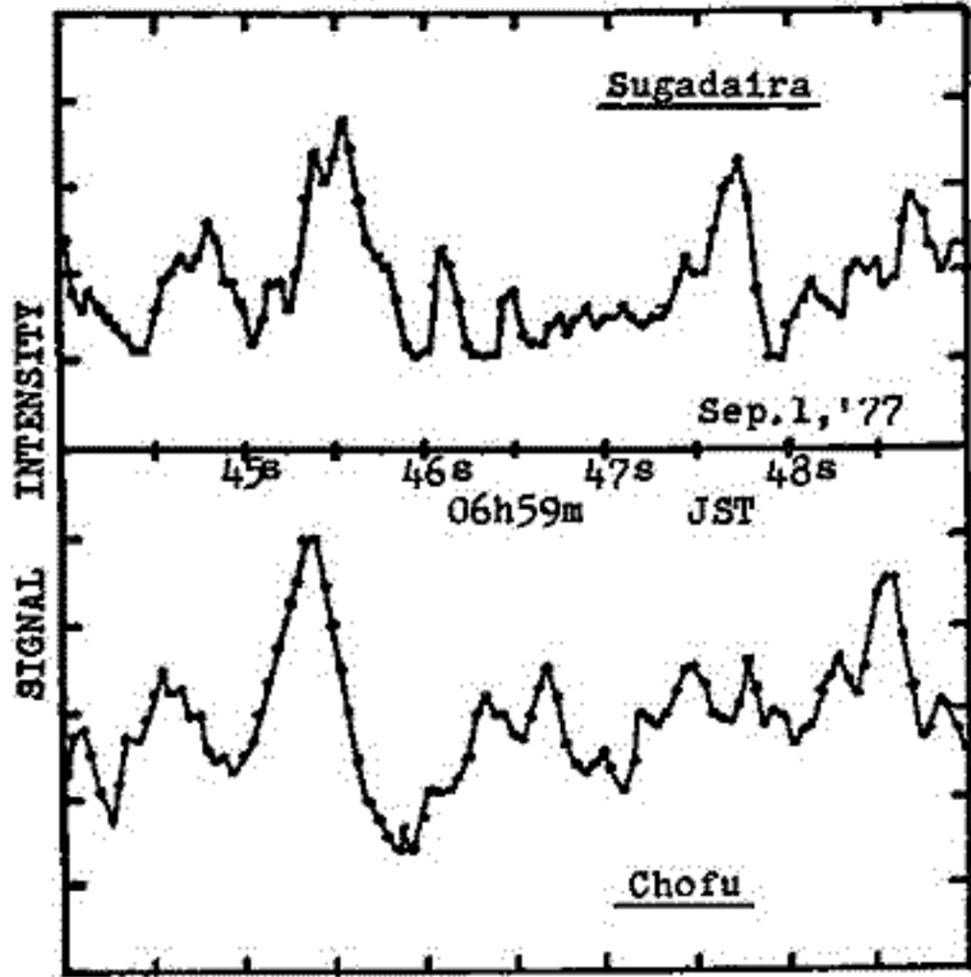
図2. 観測データの例(52年9月1日)



(a) 受信システム



(b) 解析システム



今井一雅, 富沢一郎, 斉藤誠, 深井慎司  
(電気通信大学)

**解析結果** 9月1日、早朝観測された1時分に及ぶ木星デカメートル波の強度変動のデータを用いて解析を行なった。その中でS/Nのよい103秒間のデータについての管平→調布基線の相互相関係数を図1に示す。これからわかるようにピーク値は0.24と小さいが形は正常である。このピークのずれより調布に対して管平の変動波形が、250 msec遅れていることがわかる。また、このデータのパワースペクトルを図2に示す。これよりこの変動では、0.1Hz~2Hzの範囲の周波数成分が卓越していることがわかる。

**解釈** (1) 太陽風に関して 以上の結果は、木星デカメートル波が太陽風によってシンチレーションを起こし、その回折パターンが調布から管平方向に動いているとすれば説明される。図3は、約30分間のデータの dynamic cross-correlation の計算によるもので、上段にピークの相関係数、中段に0.2以上の係数値をもちかつ形の正常な相関係数の形から求めた遅れ時間、下段は太陽風がラジアル方向に吹いているという仮定のもとで求めた回折パターンの速度の時間変化を示している。図3から、約30分の間にパターンの速度のゆらぎが見られるが、平均すると約430 km/sec の速度であるといえる。  
(2) 木星電波放射源について この日の放射に関するかぎり、現在までの私達の観測から推して Main Source のなかの IO 衛星にコントロールされている放射と考えると矛盾がない。一般にシンチレーションを起こす電波源は、数秒以下の大きさであると知られているので、これは非常に小さな電波源による放射であることがわかる。

**結び** 木星デカメートル波シンチレーションの観測により太陽風の速度と木星電波放射源の規模の大きさに関する情報を得られる見通しがあった。今後、太陽風に関しては短時間変動および Elongation が90度以上の場

合について、放射源については、Main Source の IO に無関係な成分のシンチレーションの様相に注目していきたい。

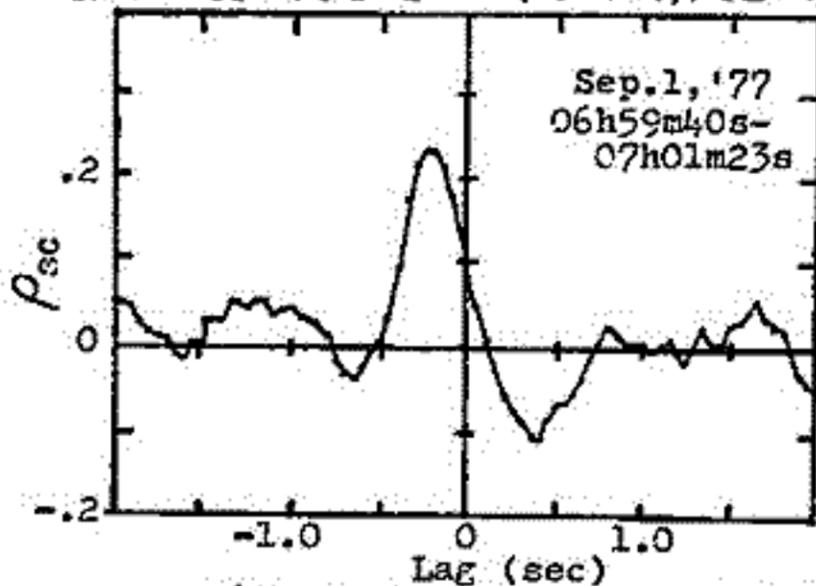


図1. 管平と調布のデータの相互相関係数

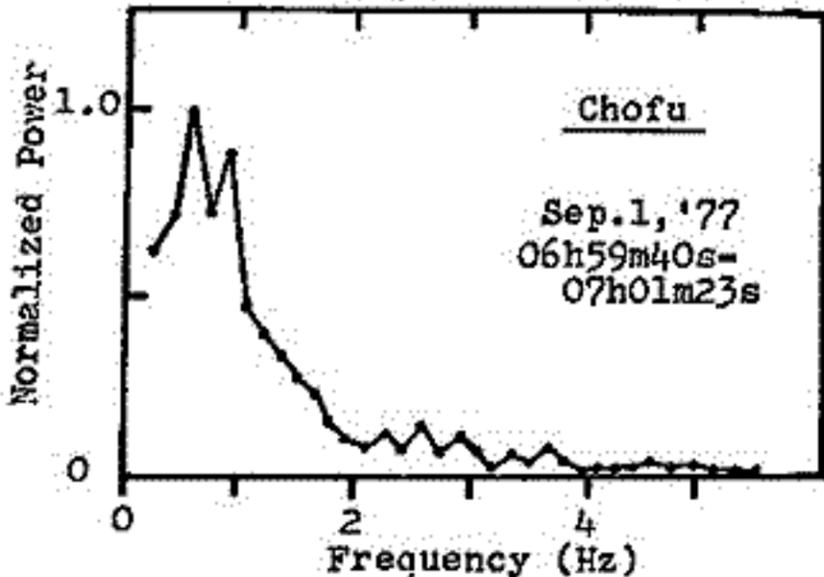


図2. 調布のデータのパワースペクトル

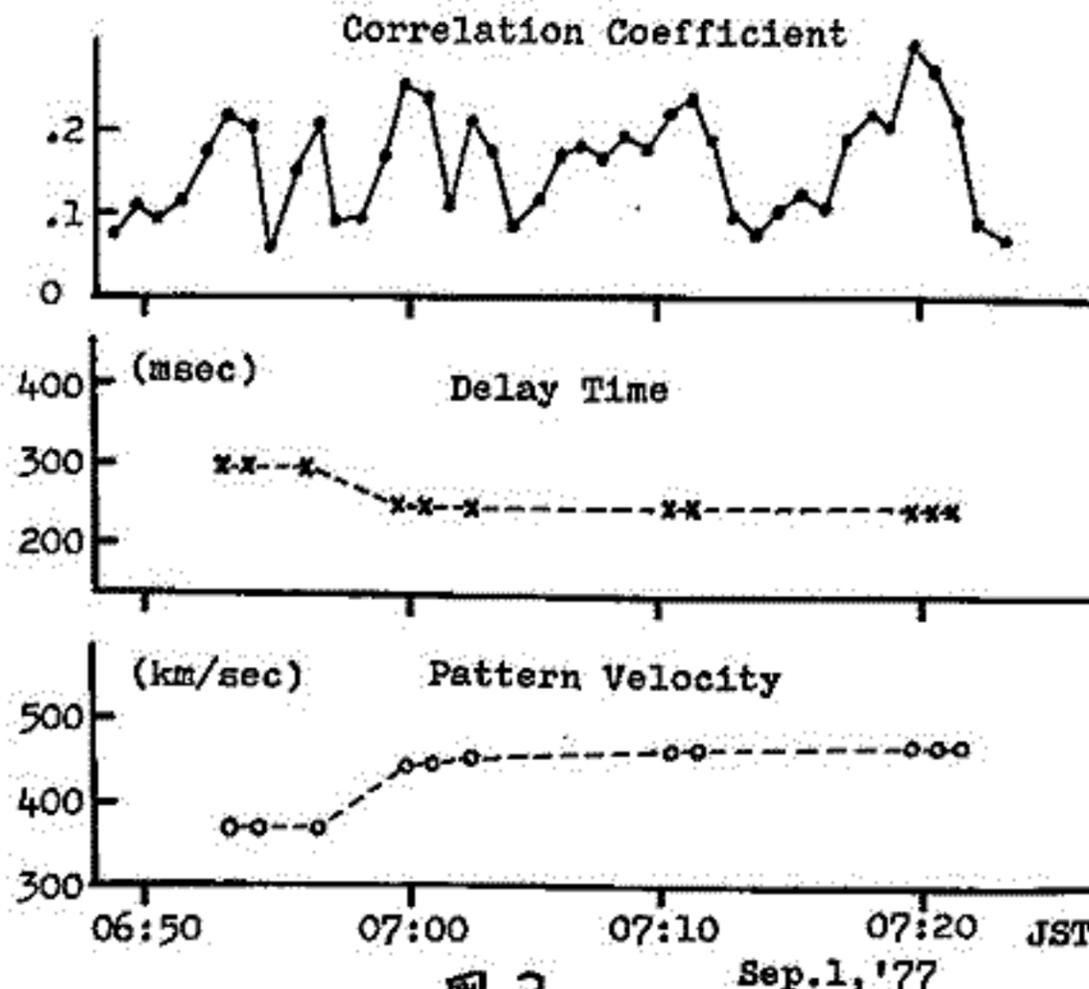


図3.

自然ヘフトメータ波の観測

森岡 昭, 近藤 哲朗, 大塚 寛  
東北大学 理学部

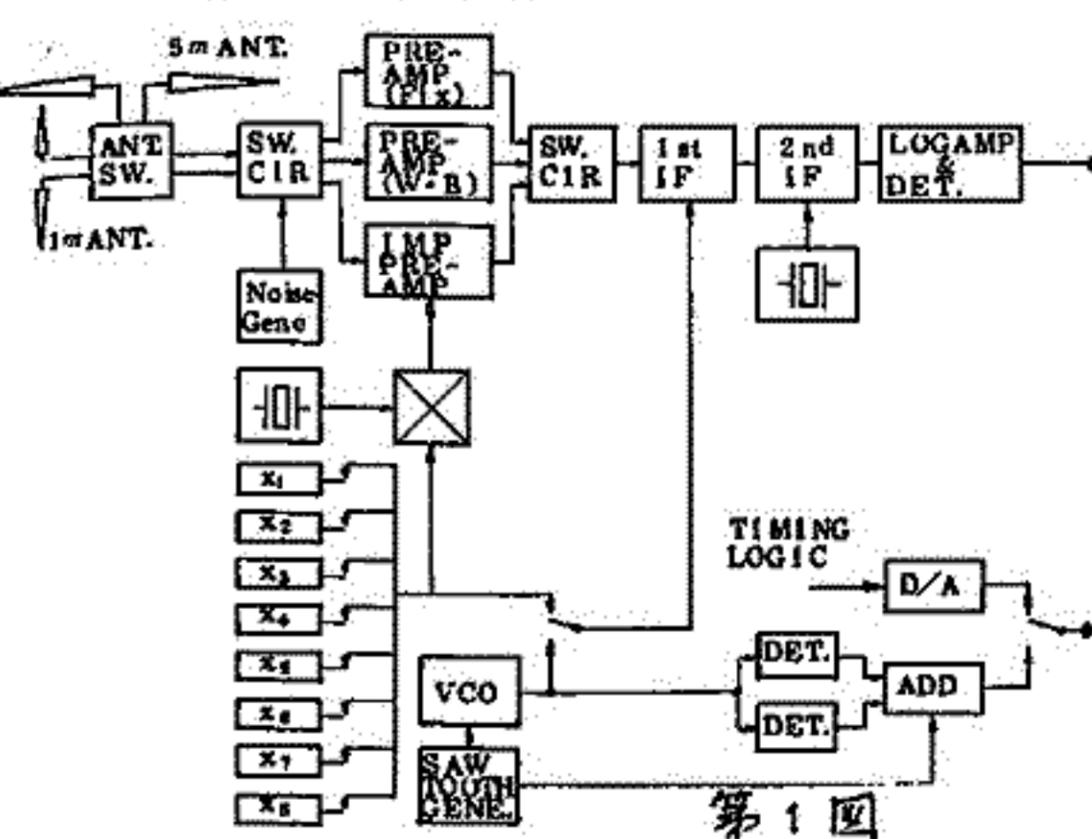
1) 序 惑星(木星・土星)のプラズマ圏はデカメータ帯からヘフトメータ帯の電磁波を放射している。これらの電波の大部分は地球電離層による減衰のために地上には伝わらない。今回 L-3H-9号機(Main)に狭帯域高感度の惑星電波観測装置(JDR)を搭載し、電離層上部においてデカメータ帯からヘフトメータ帯にわたる広い周波数領域での自然電波の観測を行った。この実験は惑星電波観測の目的に加え、EXOS-B衛星で計画されている木星を中心とした惑星電波観測に必要な基本的データの取得、さらにはプラズマ中でのアンテナの性能、前置増幅機を中心とした特性の確認、更に背景となる銀河電波や地球放射帯・電離層内で発生する電波の強度スワットルを明らかにすることも目的としている。

2) 観測装置の概要

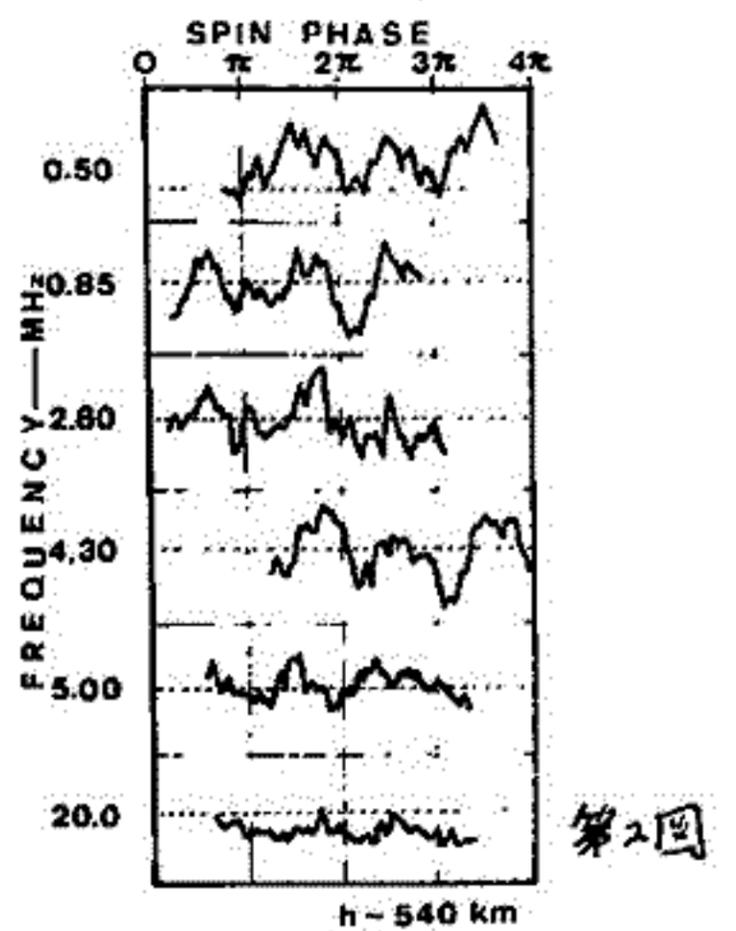
(a) アンテナ部; 5mアンテナ1対とこれに直交する1.5mアンテナ1対とで構成され、この2対のアンテナを交互に切換えて受信を行う。

(b) 受信部; 高感度(-140dBm)狭帯域(1kHz)受信機によりアンテナ出力を受け2段の間周波段を経て検波してテレメータへ送られる。なお5mアンテナのインボージンス計測およびロケット内蔵のNoise Generatorによる受信機の較正も観測のモードに組み込まれている。第1図にブロック図を示すが受信周波数は300kHz~6MHzの掃引受信および、500kHz, 860kHz, 1.7MHz, 2.8MHz, 4.3MHz, 6.0MHz, 8.0MHz, 20.005MHzの8波固定受信の2方式をとる。

3) 観測 L-3H-9号機は8月16日20時15分=打ち上げられ、惑星電波観測装置は正常に動作し、電離層上部における自然電波の観測を行った。第2図に記録の一例を示す。ロケットのSPINに変調された受信番号は空間の特定の方向からの電波源によることを示すが、図中で全周波数にわたってロケットSPINの180°周期と大きく変動している成分は銀河電波である。更に細かいSPIN変調された成分については現在姿勢データ解析を行う天球上での電波源位置を同定中である。



第1図



第2図

Hiroshi OYA, Akira MORIOKA, Minoru KONDO, Tetsuro KONDO, Shunichi MIURA

(Geophysical Institute, Tohoku University)

大 家 量 森 岡 昭 近 藤 実 近 藤 哲 朗 三 浦 俊 一  
( 東 北 大 理 )

Interferometer system that consists of 40 m spacing antennas and 1030 m spacing antennas for the observation of Jovian decameter waves has been built in Zao observatory of Upper Atmosphere and Space Research Laboratory with cooperation of Geophysical Institute in Tohoku University.

The interferometer of 40 m spacing started prior to the development of 1030 m interferometer on Dec. 5, 1975. Using this interferometer, the data of the Jovian decameter waves have currently been accumulated with complete identification that the decameter waves are emitted from Jupiter. An example from observation data is given in Figure 1.

A new system with long baseline (1030 m spacing) started the operation from Sept., 1977; the observational technique of the Jovian decameter wave is advanced by this long base-line system so as to detect the position of the emissions that have intensity up to  $10^{-23}$  Watt/  $m^2$ Hz.

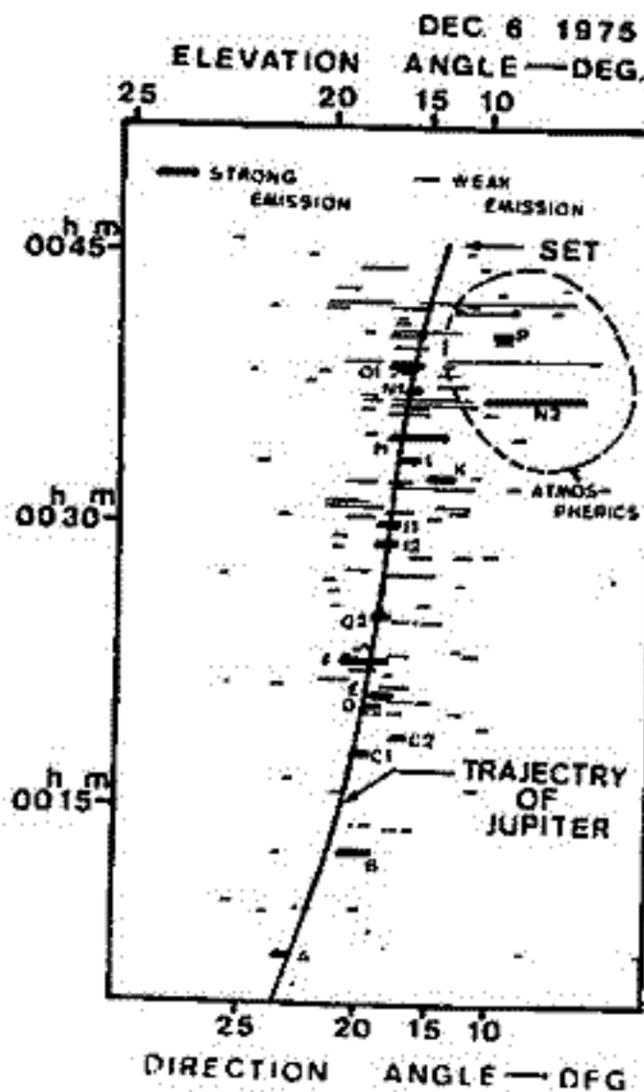


Figure 1

Result of the interferometer observation carried out on Dec. 6, 1975; the format is given as a directional angle  $\theta_{EW}$  (Oya et al., 1976) versus the local time that is given in the ordinate. The observed peak values of the signal are plotted by piece of lines for the signal intensity above a threshold value. The thick lines are used for the strong emissions and the thin lines are used to indicate the weak emissions. The results of Plotted data indicate that the directional angle of the emissions coincides with the optical position of Jupiter.

# 9A-I31 木星デカメータ波偏波

(ストークスパラメータ)の観測

大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤哲朗  
(東北大・理)

## §1. 序

東北大理学部では、木星デカメータ波の偏波の観測を、1976年10月より行っている。今回、機器の改良を行い、偏波状態を完全に記述するものとして著名なストークスパラメータの導出が可能となり、1977年9月より連続観測に入った。すなわち従来の右旋円偏波および左旋円偏波の強度の観測に加え、両偏波間の相関ならびに位相差の測定を加えることにより、ストークスパラメータの導出を行った。今回は各バーストにおけるストークスパラメータの観測結果を発表する。

## §2. ストークスパラメータ

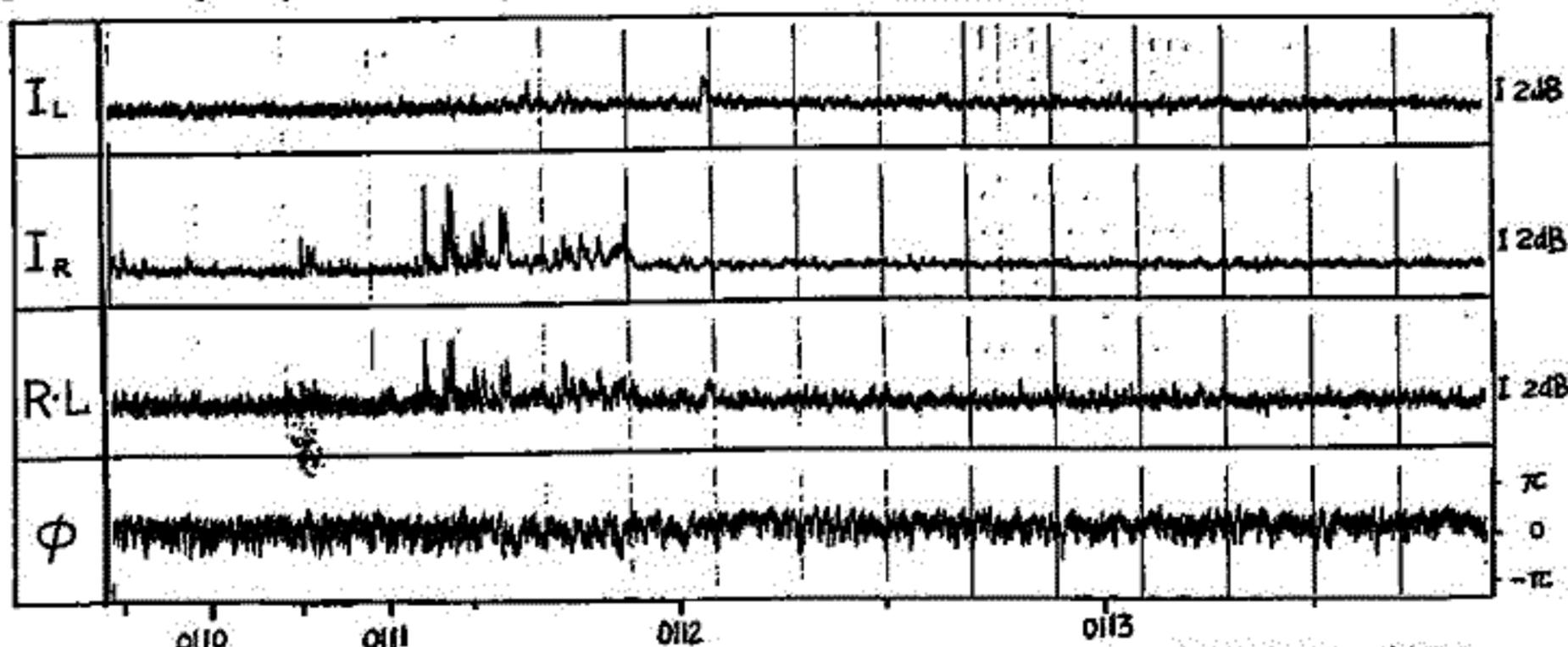
右旋円偏波、左旋円偏波の強度および両偏波間の相関係数ならびに位相差を、それぞれ  $I_R$ ,  $I_L$ ,  $R \cdot L$  および  $\phi$  とすると、ストークスパラメータは下式のように求められる。

$$\begin{aligned} S &= I_L + I_R & \text{ただし } I_R &= R^2 \\ Q &= 2R \cdot L \cos \phi & I_L &= L^2 \\ U &= 2R \cdot L \sin \phi \\ V &= I_L - I_R \end{aligned}$$

これらから、受信電波の偏波率、*axial ratio* および偏波面を知ることができ、木星デカメータ波バーストの発生メカニズムの検証にあたえ、さらにこの物理的プロセスをより詳細に追求することができる。

## §3. 観測

新しいシステムでの観測は、1977年9月より開始されデータの集積を行っている。第1図に主電波源に伴うデカメータ波バーストに対してストークスパラメータの基礎となる  $I_L$ ,  $I_R$ ,  $R \cdot L$  および  $\phi$  の観測結果を示す。



第 1 図

SEPT. 17 1977

寺沢敏夫・前沢 湧・阿田 忍

(東大宇宙研)

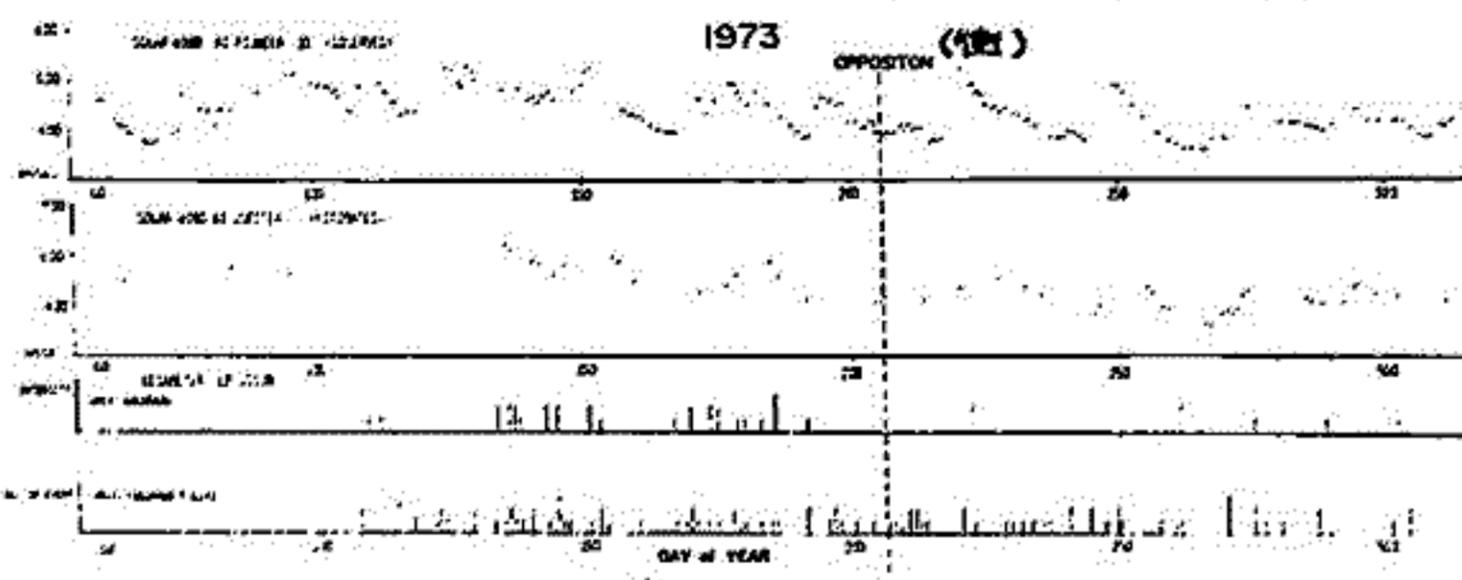
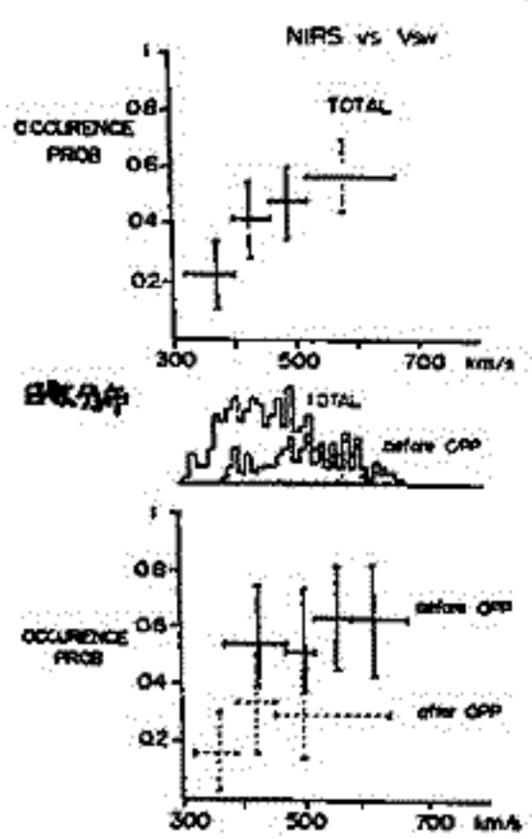


図1. 上段. パイオニア10号の太陽風速度データ (半日平均値)

中段. 木星における太陽風速度の推定一日平均値

下段 (1) コロラド大学のデータ (強度)  
(2) コロラド+GSFCデータ (event数)

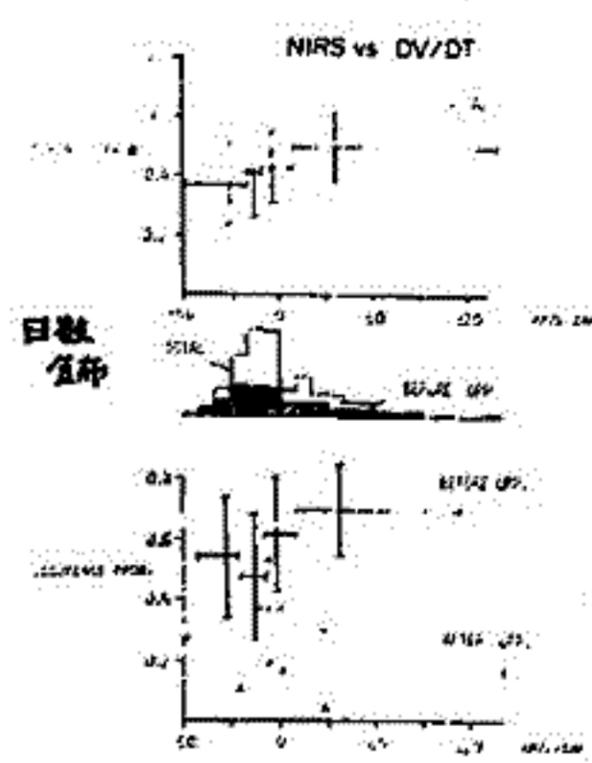
図2. 太陽風速度と放射確率 (Non-Is-Related Sourceのみ)



木星デカメータ波放射と太陽活動の相関については Carr et al. (1961) 以来、何人かの人々により調べられてきたが<sup>1</sup>、未だ最終的な結論は出ていないように思われる。<sup>2</sup> 我々はパイオニア10号の太陽風速度データ<sup>3</sup>を用いて、木星における太陽風速度を推定し、デカメータ波との相関をとることを試みた。

図2に太陽風速度  $V_{sw}$  とデカメータの放射強度の相関を示す。上段は '73. 3/1 ~ 10/31 の全期間について示した。中段は  $V_{sw}$  の日数分布を示す。'73年の Opposition (衝) 前4ヶ月は  $V_{sw}$  が異常に大きかったことがわかる。衝の後には急に放射強度が落ちることが知られている<sup>4</sup>ので、上段の一見明らかなる正の相関は偽物である可能性がある。下段には衝の前後に分けて示した。日数が減るため統計精度が落ちるが、一定それぞれの期間について独立に、正の相関がみられる。同様に  $dV_{sw}/dt$  と放射強度の相関をと

図3. 速度変化と放射確率



った結果を図3に示す。Totalと衝前については正の相関がみられるが、衝の後3ヶ月についてはむしろ負の相関になっている。

以上、パイオニア10号のデータだけではデータ数が不足のため、他の衛星データ (IAU附近の観測) を用いて同様の解析を行うべく努力中である。

1. Carr et al. (1961) Ap.J. 134, 105; Kovalenko (1971) Sov. Astron. 15, 478; Kaiser and Alexander (1973) Ap. Lett. 14, 55; Sastry (1968) PSS 16, 1147; Kennedy et al. (1974) Bull. Amer. Astron. Soc. 6, 431; Oya et al. (1976) 木星シンポジウム (天王), 秋の学名 (福岡)  
2. Carr and Desch (1976) Jupiter, p. 693.  
3. J.H. Wolfe (NASA-ARC), 宇宙観測データニュース No. 4, 1977, S. 1参照  
4. Gruber and Way-Jones (1972) Nature 237, 137

(\* error barは95%の信頼区間を示す)

大塚 寛・青山 隆司  
東北大学 理学部

〔序〕 木星の外部磁気圏は、電流層の存在により Disc 構造を呈している。我々は前学会において、Disc 内プラズマの運動に着目し、数値計算を行なった。その結果、1 図の如き supersonic outflow (以下 Jovian Wind と呼ぶ) の存在が示された。そこでこの Jovian Wind を考慮し、木星の magnetopause の計算を行なったので、その結果を報告する。

〔基本式〕 magnetopause を、太陽風動圧  $P_{sw}$  と、木星磁気圏内(赤道面)の Jovian Wind 動圧  $P_{JW}$ 、プラズマ静圧  $P_s$ 、および磁気圧  $P_m$  との圧力バランス点であると仮定すると、

$$P_{sw} = P_{JW} + P_s + P_m \quad (1)$$

となる。ここで、(1) の各項を極座標  $(r, \theta)$  で表現し、整理すると、

$$A \left( \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \theta} \right)^2 + 2B \left( \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \theta} \right) + C = 0 \quad (2)$$

となる。ここに

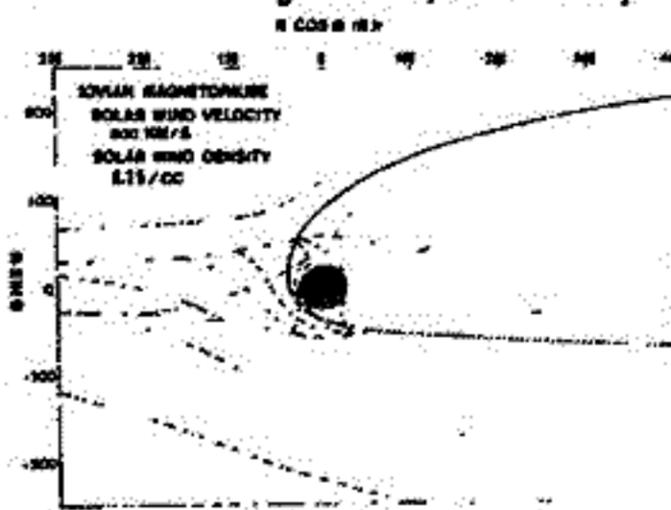
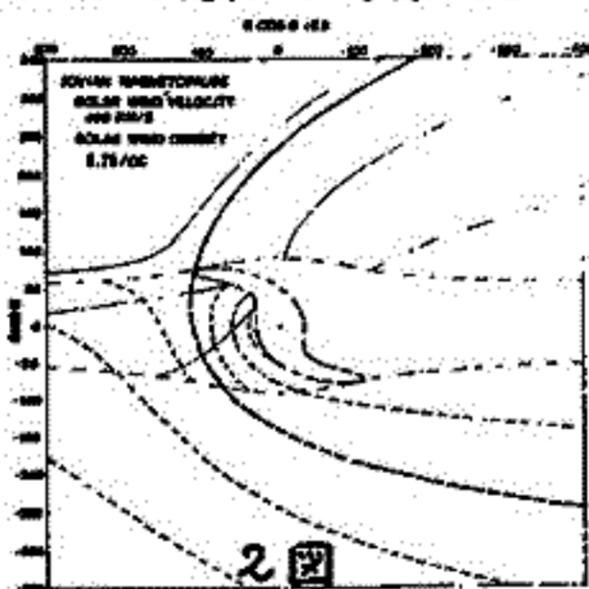
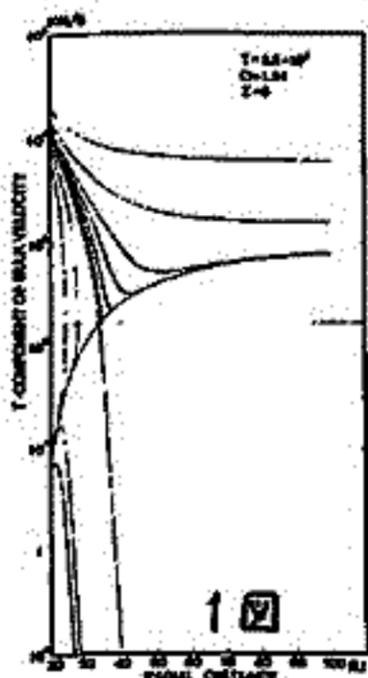
$$\left. \begin{aligned} A &= n m v^2 \cos^2 \theta - \frac{\Phi m}{r V_r} V_\theta^2 - \frac{4 B_{\theta 0}^2}{2 \mu_0} \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 - \frac{\Phi K T}{r V_r} \\ B &= -n m v^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{\Phi m}{r} V_\theta \\ C &= n m v^2 \sin^2 \theta - \frac{\Phi m}{r} V_r - \frac{4 B_{\theta 0}^2}{2 \mu_0} \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 - \frac{\Phi K T}{r V_r} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

である。 $n, m, v$  はそれぞれ太陽風の粒子密度、陽子質量および速さである。 $V_r, V_\theta$  は Jovian Wind 速度の  $r, \theta$  成分である。 $\Phi (= N_0 r_0 V_{r0})$ 、 $B_{\theta 0}$  は、Jovian Wind の吹き出し点での粒子束および磁束密度である。

〔結果〕 (2) 式の数値解を 2 図および 3 図に示す。この (2) 式は、2 本の 1 階 1 次微分方程式に分離されるが、それぞれに対応する解を実線と破線を用いて、左側から太陽風が侵入する場合を示している。ここで、全ての解曲線は  $180^\circ$  回転に対し対称であり、中央の閉曲線(一点破線)は、その内部には解曲線が存在しない禁止領域を示しており、二点破線は (3) 式の  $A=0$  の線を示している。図中 magnetopause として安定な唯一の解は、太い線で示されている。まずこの解曲線は、dawn 側 tail から入ると、上記禁止領域に、L.T. 9 時近傍で接し、その接点で、第 2 の方程式の解に移って dusk 側、tail へとつながる。太陽風動圧を 4 倍にした場合が 3 図である。この場合も基本的には 2 図と同様なパターンを示すが、L.T. 17 時付近から、Jovian Wind が magnetopause に接して流れる解となり、点線で示される線につながる。この流れのある場合の禁止領域は中央の内である。2 図および 3 図からわかる様に、木星磁気圏は Jovian Wind の  $\theta$  成分  $V_\theta$  の寄与により、

dawn-dusk 非対称性を示す事が判明する。又、Pioneer 10, 11 の観測で示された magnetosphere の spongy 性は、太陽風動圧の

reasonable な変動範囲で十分説明し得ること自判明した。



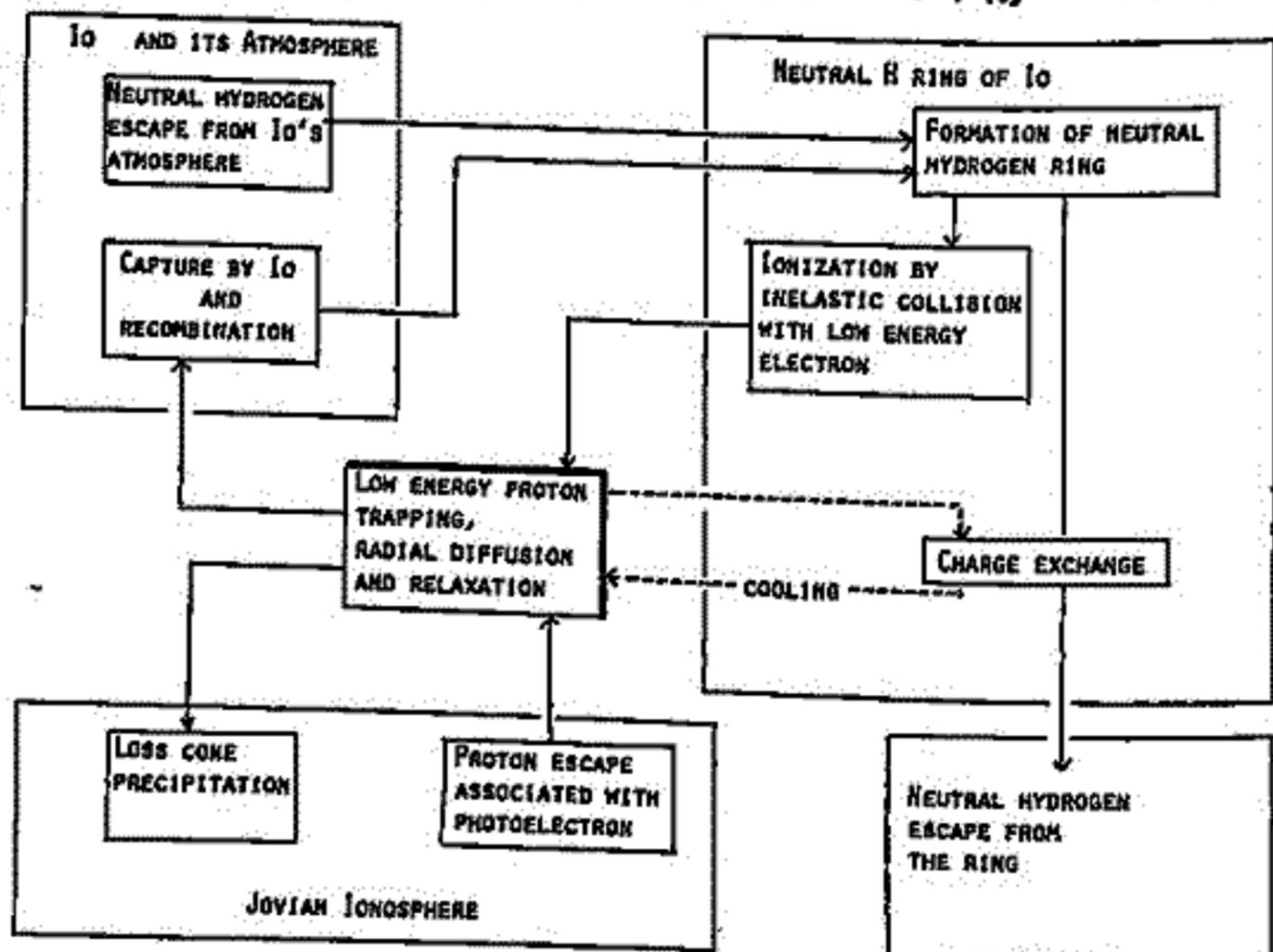
3 図

木星の内側の磁気圏に存在する ambient proton の密度やエネルギーはパイオニア10号による直接探査以前に考えられていたものより、実際には1桁はいし2桁程度高いものであった。[Frank et al. 1976] 同時に、木星の第1衛星Ioは大気を有している。そこから逃逸した中性の水素ガスがIoの軌道に沿ってトーラスを形成している事が明らかにされている。[Carlson and Judge 1976] このような事実を踏まえた上でプラズマの熱輸送のモデルを組立てるのが我々の目的である。考慮すべき現象を挙げる。

- ① トーラスを形成している中性水素ガスの電離(低エネルギー電子との非弾性衝突による。)
- ② 木星電離層から光電子に伴って供給される proton
- ③ radial diffusion による密度変化とエネルギー変化
- ④ Coulomb 衝突による relaxation と loss cone precipitation
- ⑤ Io による sweeping loss
- ⑥ 中性水素と proton の間の荷電交換反応
- ⑦ Io に関連した local な加速現象

これらの Mechanism の相互関係を示したのが下図である。まず最初に我々は①~⑥までの効果をとり入れたモデルを検討してみたが、Ioの粒子源が低温である( $\sim 17\text{eV}$ ) 為と荷電交換反応が有効に働く為、バックグラウンドの成分としてははかばか高エネルギー

と言えらる部分の粒子密度  $n_{\text{obs}} (10^8 \text{ eV} < E < 4.8 \text{ keV})$  のプロファイルを再現する事はできなかった。次に、我々は⑦の効果も新たにつけ加えてみたのであるが、これにより初めて観測を説明するようなモデルを得る事ができた。



桜井邦朋

神奈川県大学工学部

Wolfendale 他 (1977) の考之によると、長い地質時代を通じて、地球生命の進化にしばしばみられる Catastrophe は、太陽宇宙線の異常な多発生により引き起こされたものである。過去 20 数年に亘る太陽活動に関する観測結果の解析から、この考之の可能性を検討すると、彼らの解釈を否定しえないことが明らかとなる。

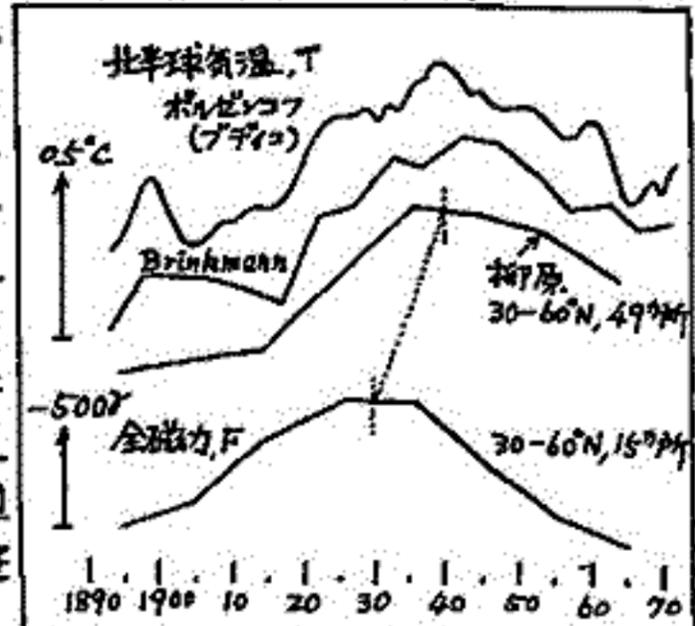
更に、太陽活動の長期変動に関する研究は、中世の Grand Maximum や、17 世紀の Maunder Minimum のような異常活動期の存在を確立している。上記解析結果は、長い地質時代のある時期には、現在の太陽活動から予測されるよりもはるかに外れた事態が、太陽に現実に起つていた可能性を強く支持する。

最近の太陽活動は異常に低い傾向を示し、サイクル No. 20 には、大きなフレアは余り起らなかつた。また、太陽の自転速度の増加傾向も最近観測されている。これらの諸事実を、太陽活動は長い地質活動を通じてほぼ一定していたというのではなく、時には地球生命の進化過程に大きな影響を及ぼしてきた可能性のあることを示唆しているのである。

柳原一夫

名古屋地方気象台

古気候と古地磁気との相関が議論され、さらに近代のそれぞれの直接観測値にまで拡張されている。Wollin 等によれば10年平均値数値をとっても全磁力と気温が世界各地で見事に逆相関にあるとのことである。しかし長く継続している地磁気観測所の永年変化から目につく地磁気変化の分布パターンからは、気温が長期間にわたってそのよゝうな変化をしていくとは到底考えられない。また Wollin のとり上げた期間に対して気温の10年平均値の変化の世界分布が Mitchell により報告されているが、これと同期間の全磁力永年変化分布と比較してみると両者の分布パターンは全く相似性がたつ。Wollin のとり上げた地帯は両分布の中で逆相関でうまく合っている所もとり上げたものといわざうをえない。更に地上気温には局地性の強い所があることを無視している。(Mitchell の分布図と Wollin の気温データでは相反する変化を示す地帯がある。これを Wollin のデータ中には30の気温10年平均値のうち最初と最後をとり違えていっているものもあるがこれでは変化が全く逆になる!) 要約すれば、都合のよい期間と都合のよい地帯をとり上げれば Wollin のいゝよゝうに全磁力と気温は逆相関であるが、そうならない又は全く逆になる期間、地帯も同様に多数存在する。



そこで積極的に観測所データから全磁力と気温の無関係を立証しようと試みた所、うまく行かなかった。それは気温(北半球)にはブヂニコ等の示すよゝうに、20世紀前半は増加1940年頃の極大を境に以後減少という平均変化があり、一方地磁気には60年周期変化(Curie, 行武, 柳原)が認められるので、気温・全磁力のそれぞれにおける一杯増加(又は減少)分を除去して考えると、10年位位相をずらして比較した場合、少くとも平均においてはいゝ一致(逆相関)がみられるためである(図)。即ち Wollin 等の直接逆相関は否定されるが、地磁気と気温の関係の原点に帰れば、このよゝうな関係の存在する可能性のあることとなる。地上気温 T, 又は全磁力 F を年 t に対して今後、

$$T \text{ (or } F) = d + \beta t + R \cos(2\pi t/P - \theta) \quad (1)$$

と表わせるものとし、定数  $\alpha, \beta, R, P, \theta$  を図の北半球中緯度(30-60°N)の平均データを用いて最小二乗法により求めてみると、振幅 R は T で 0.18°C, F で 328γ、周期 P は両者一致して 69年となる。位相  $\theta$  は気温極大、全磁力極小の年で表わすと T で 1939年, F で 1930年となる。

周期 P が一致する点が注目すべき点があるが、これだけでは単なる「偶然」かもしれないので地磁気と気温の関係を主張することは無理である。そこで次に地磁気の60年周期変化には経度による位相の違ひがある(柳原)ことに目を着けて、気温変化にも同様のことがあるか調べた。北半球中緯度(30-60°N)の気温49カ所、地磁気15カ所を分布も考え、60の経度に分けて、前記と同様(1)式により  $\alpha, \beta, R, P, \theta$  を求める。振幅、位相は下表の通りである。経度による位相のずれは両者平行し、相関係数は 0.89 と大変良く、振幅もまた相関係数 0.82 と良好である。

このよゝうに経度に分けて考えても、同じよゝうなずれで逆相関の関係が保たれるとすると全磁力と気温の前述の関係、それぞれ一杯増加(減少)を除く左部分が約10年のずれで逆相関の関係にあることは否定し難くなる。

経度	350°~0°	0°~30°	30°~70°	70°~160°	230°~260°	260°~290°	
振幅	気温°C	0.36	0.17	0.19	0.06	0.35	0.47
	全磁力γ	367	331	410	252	360	580
位相	気温極大年	1947	35	29	35	40	43
	全磁力極小年	1933	27	21	29	32	37

齋藤 尚生・大家 寛

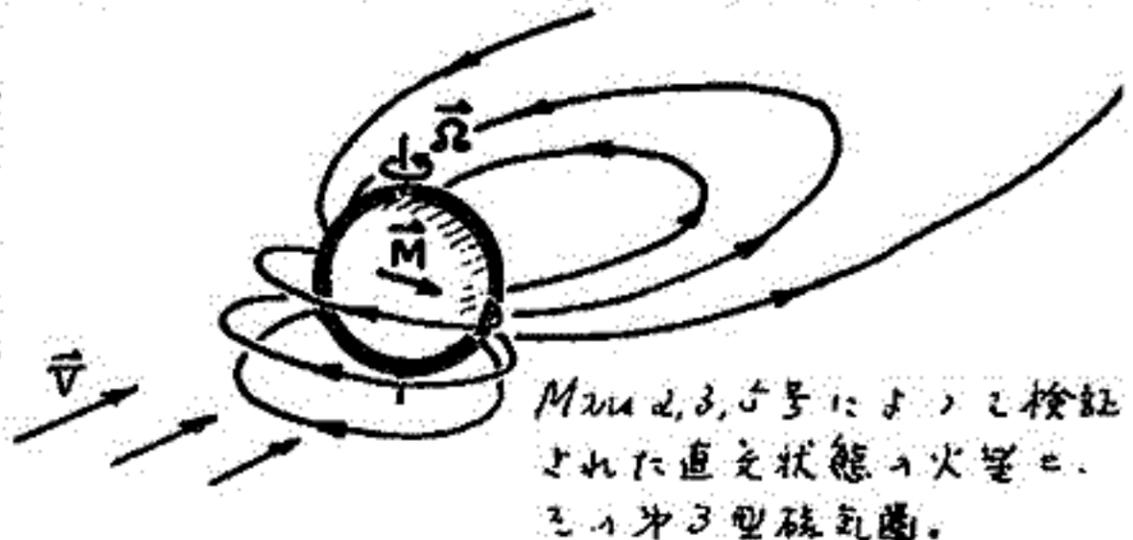
(東北大・理)

昨年の春および秋の学会において、固体地球電磁気学と Space Physics の間の重要な境界領域問題の一つとして、地球の古磁気圏 (Paleomagnetosphere) について論じた。先づ地磁気の極性が normal と reversal の間を切り変える期間、および geomagnetic excursion の期間を総称して 遷移期 と呼ぶ事にすると、Ry から N3 に至る3回の地磁気逆転遷移期における Sigurgeirsson, Brynjolfsson, Wilson, Shaw 等の測定、Brunhes-Matuyama transition における Cox, Nitsuuma 等の測定の結果、何れも遷移期間中に必ず VGP が地球赤道を横切る時期がある事に着目した。即ち、遷移期には地球の virtual dipole axis が自転軸と直交する時期が必ず存在し、この時期を perpendicular stage と名付けた。一方地磁気反転に関する三種類の数学的 model (最大効果・最小効果、および非双極子 model) を考慮し、数学的にも 遷移期には perpendicular stage に入るべきである と結論した。房総半島と Tecopa 湖での古地磁気学的測定の喰違いは、古地磁気学的には非双極子成分を考慮する余地があるが、Paleomagnetospherology の立場からは、微少な equatorial comp. が存在すれば充分である事を示唆した。

地磁気遷移期に上記の様な直交状態に入ると、惑星磁気圏の立場からは、古地磁気圏は第3型と呼ばれる極めて奇妙な磁気圏となり、オーロラ等極域現象が赤道地方にまで現れる可能性がある。そこで Laschamp-Gothenberg Event に生じた Cro-Magnon 人達が Lascaux や Altamira 等の洞窟群の壁画に、太古のオーロラを描き残したという可能性を論じた。

遷移期に地球の自転軸が dipole 軸と直交し、磁気圏が奇妙な第3型になるという説は、第1型磁気圏の中の平行状態の地球上に現在住んでいる我々にとつては極めて奇異に感じられるが、銀河系中の パルサー や 磁変星 に充分この様な直交成分が考えられる。而して太陽では dipole の極性が約 11 年毎に必ず反転しているが、その 太陽極性反転遷移期には現実的に直交状態になっている 事実が観測的に確かめられている。

更に興味深い事には、最近 Vaisberg が火星を探索した Mars 2, 3, 5 号の資料を詳細に調べ直した結果、火星が現在直交状態にある という新説を提唱し、下図の様な第3型磁気圏の図を発表している。火星は地球に非常に近い軌道要素や自転要素を有しているにもかかわらず、地球の  $10^3 \sim 10^4$  の磁場しか観測されていない。この事実と、火星が直交状態にあるという説から、火星は、その磁場が目下反転しつつある最中の惑星である という仮説 (大家・1977) が導き出せる。若しこの仮説が正しいとすると、我々の一生の間には到底実験し得ない地球磁場反転の様相を、現実に目の前の兄弟星である火星を実験台にして、つぶさに研究できる事になり、地球の磁場およびその変動機構を明らかにする為に火星の磁場観測とすることが極めて有用であるを考へられる。尚、天王星の磁場反転を考慮する説 (Siscoe, 1977) も紹介する。



# グラフィック・ディスプレイによる 会話型波動解析システム (そのⅢ)

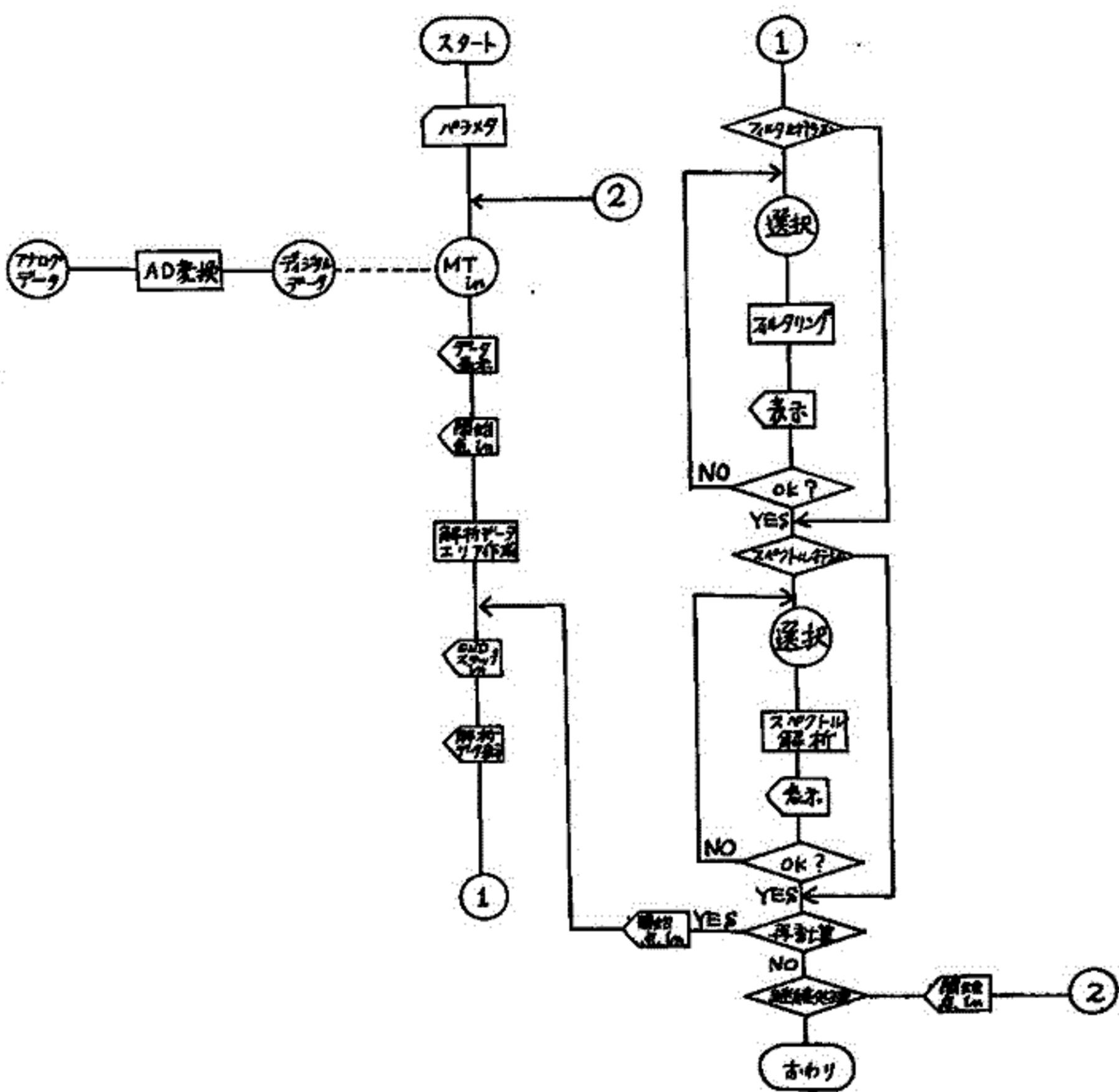
岩淵 美代子・藤井 良一  
国立極地研究所

前回及び前々回の学会で、当研究所に導入された 計算機システム (HITAC M-160II) を用いた 会話型波動解析の紹介と実際の解析法、表示法等を述べた。

今回の講演では、アナログデータを取り入れデジタル化するミニコン (HITAC 10II) による前処理の段階をも含めた一貫したシステムが完成したので、その紹介を行なう。

又、今回は発表しなかった フィルター部分も、「チェビシェフ・フィルター」を導入したので、cut off frequency ( $F_1, F_2$ ; c/s), half power point ( $F_H$ ; c/s) とフィルターをかけた結果の波形のむずみとの関係等を考察する。

完成したシステムの処理フローの概略図を以下に示す。



小寺邦彦 Roger GENDRIN Claude de VILLEDARY  
(甲南大・理) (CNET/CRPE)

Stacey によるホイッスラー空電解析の例に見るごとく、信号の周波数の時間変化一分散一の測定は、地球物理的パラメータ、あるいは、信号の発生、伝搬機構を知る上で重要である。時間-周波数平面における信号の構造は、周波数の変化に比べて、振幅の変化が無視でき、また、近くに他の信号が存在しないような場合には、比較的容易に決定できる。しかしながら、そうでない場合には、得られる信号の構造は、用いる方法と、フィルター（或いはウィンドウ）幅に大きく依存する。コーラスの微細構造の発見が、実は、用いられたフィルター幅内における二つの信号の干渉によることが後に示された例がある。従って、注意深い解析が必要となってくる。

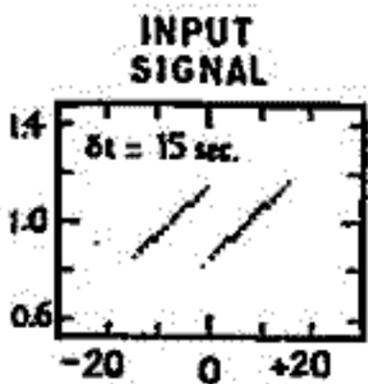
ここでは、振幅がガウス関数的に、周波数が直線的に変化するような信号；

$$x(t) = \exp[-\pi\gamma t^2] \cdot \exp[2\pi j(\mu t + \beta t^2/2)]$$

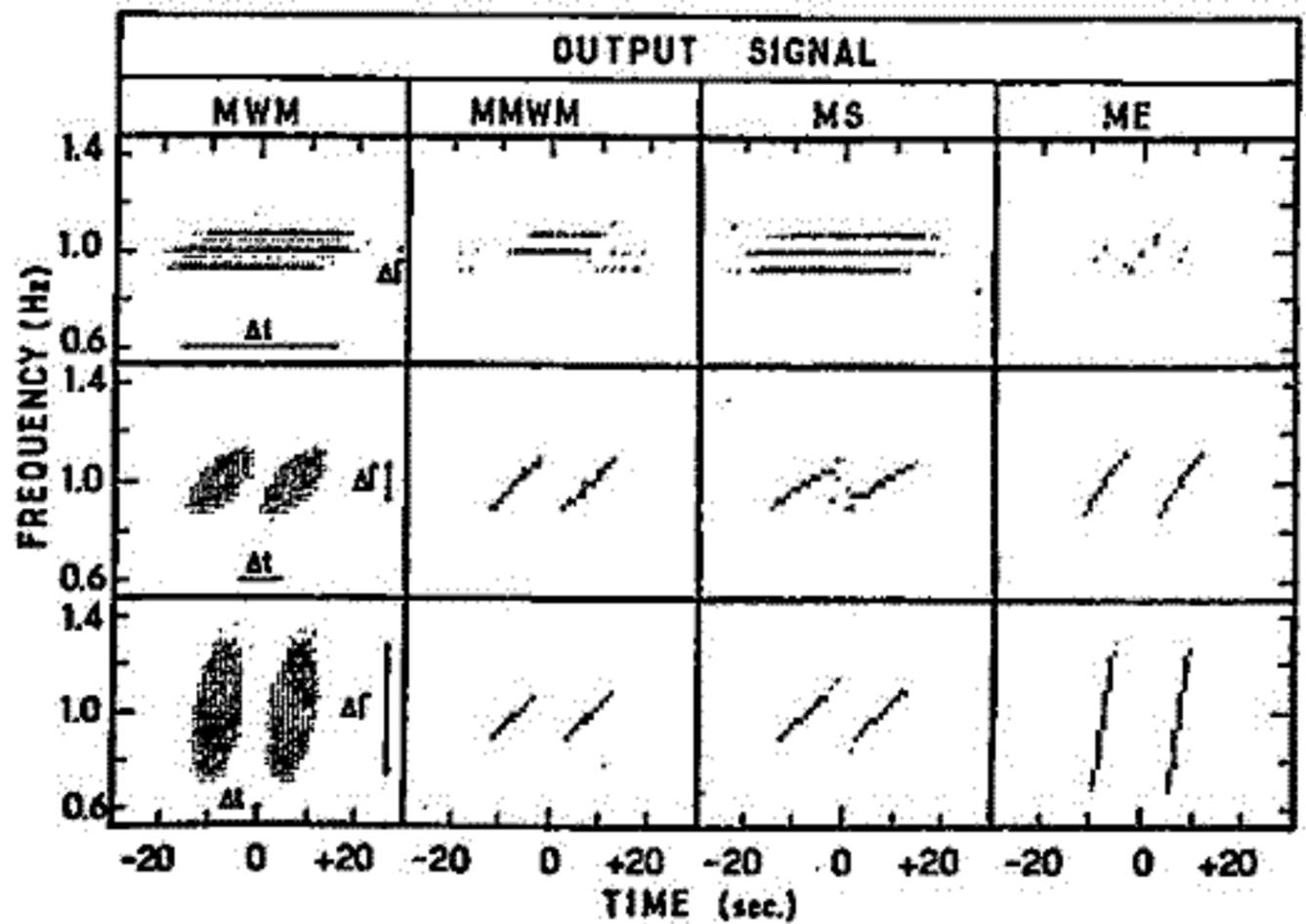
を用いて次に述べる4つの方法による解析の結果の比較吟味を行った。

- i) ソナグラムに直接よる方法 (MWM)
- ii) ソナグラムから得られるエネルギー分布と、同時に得られる位相の情報により再分布する方法 (MMWM)
- iii) 信号をウィンドウを用いて、各時間ごとのセグメントとし、それぞれに対するパワースペクトラムからその最大となる周波数を得る方法 (MS)
- iv) 信号をフィルターに通し、その結果得られた信号の振幅が最大となる時刻を求める方法 (ME)

以上の方法を用いて解析した例を図に示す。図aは、解析に用いた信号、図bは、得られた結果で、各列は解析方法、各行は用いたフィルター幅の違いに対応している。方法、フィルター幅により、信号の傾き、即ち周波数の時間変化、が異なり、また、その構造も著しく違ってくるのがわかる。



(図 a)



(図 b)

鶴田 浩一郎  
(東大宇宙研)

先の学会に引き続いて、カナダで受信した Siple からの VLF 電波の ASE の解析結果について報告する。Siple からの VLF 電波は以下に述べるような特徴をもっている。アナログフィルターによる解析でわかっており、先の学会でも簡単に示しておいた。即ち、

- (1) 受信信号の振中の時間的変化を調べると、A, B, C の三つの相に分類することができる。A 相の振中は一般に小さく、振中変動も小さい。この相は欠落していることもある。通常 50 ~ 200 msec の継続時間を持つことが多いとみられる。B 相は急激に振中の増大する相で、おおよその生長率は  $\sim 100$  db/sec 程度である。B 相で増大した振中が飽和すると C 相に移行する。C 相の特徴は大きな振中振動である。振中振動の周期は数 10 msec 程度であり、このとき、周波数も中心周波数のまわりを振動している。トリガー・エミッション現象をも、この相である。
- (2) トリガー・エミッションは別の送信波の周波数と  $\omega$ - $f$  図上で一致すると、しばしば周波数変化が小さく、とらえらる。
- (3) 送信波の FM 成分を持つといえるとき、即ち、 $df/dt$  成分があるとき、受信強度は  $df/dt$  の値に反して大きくなる。

以上の結果を精密化する目的で、計算機による周波数解析も行っている。使用した方法は FFT 法、Maximum Entropy 法である。今回はその結果を報告し、先般提唱した作業仮説的モデルとの関連について議論する。

# デジタル処理による VLF 電波の 到来方向解析

池田 慎 (東大宇宙研)

今回は、主に、到来方向測定 (DF) に関する精度の問題について報告する。その方法として、ホイスラ波について、そのノース周波数から見積もった磁力線と、DF によって見積もった電離層出口を通る磁力線とを比較する。又、ホイスラ波の upper cutoff 周波数との関連性についても検討する。

特に今回は、アナログ演算器自体に含まれる誤差を疎くために、DF はすべて、信号をデジタル処理して計算した。サンプリング周波数は  $25\text{ kHz}$  で、 $1024$  個のデータ FFT で変換した。

このデジタル化により、計算過程に含まれる誤差は、十分小さくなると考えられ、誤差の含まれる部分は、演算処理以外の部分に限られる。例えば、データレコーダの記録再生の際の位相ずれ、アンテナなどの受信機系による信号のひずみ、さらに、同じ周波数の波が、空間的にひろかった領域から同時に来る場合の演算結果の不正確さ、候補してきた磁力線と電離層出口の磁力線が一致しない場合などがある。さらに、この方法により、データの質の不良のためアナログ演算のできなかったユース観測の結果が、ある程度処理可能になった。

今回は、VLF エミッション、ホイスラ波、サイクル VLF 信号のデジタル処理した計算結果のいくつかを報告する

志田和男, 浦田 忠, 湯野 正人, 山本 剛雄, 山崎 明彦  
(棟大塚) (探地所) (電通大) (電通大) (電通大)

この観測は、前回は、オオロラヒスと英人於けさオーロラヒスとの同時観測に失敗した。今回は、オオロラヒスと英人於けさオーロラヒスとの同時観測に成功した。今回は、オオロラヒスと英人於けさオーロラヒスとの同時観測に成功した。今回は、オオロラヒスと英人於けさオーロラヒスとの同時観測に成功した。

観測装置

観測は、以下データはループアンテナにより得られたもので、昭和・みずほ基地にアンテナの指向性を南北方向にかさように設置した。受信装置として用いた、ブリ・メイン・アンテナ、フィルター、テープレコーダーは内地より同機種を用いた。オオロラヒス観測基地が氷上にあるため、アースがとれず、発電機等の反荷電流がノイズを起し、リコーラス帯の現象を発生するに及ぶ。困難であった。後半には、カウンタ・ボイスをアースとしておけばこの問題は解決された。オオロラヒス観測は、防初基地にオーロラヒス観測機を設置し、観測を行った。防初基地では従来通り全天カメラによる連続写真撮影及び掃天型フォトメーターによる観測を行った。

観測データの解析

オオロラヒスに二つのタイプがあることは、小日他がオオロラヒス観測結果でも指摘しているが、今回の英人観測データの解析でもそのことが明らかになった。観測された南緯度側に帯状のアーチが存在する時に受信されるヒスと、北緯度側のアーチが存在する時に受信されるヒスとは多くの点で異なる。この二つのタイプのヒスについてまとめた結果は次のようになる。

南緯度側に帯状のアーチが存在している時に受信されるヒス  
昭和・みずほ基地に似たようなヒスの強度変化が見られることが多く、全般的にヒスの強度が強く、長時間受信される。南緯度側のアーチの強度変化とオオロラヒスの強度とが良く相関を示すことが多い。しかしながら、北緯度側に存在するようになると、オオロラヒスの強度は弱くなる。ヒスとヒスとはほとんど存在しない。ヒスのスペクトラムの特徴は、中心周波数付近に中心を持った、比較的平坦なスペクトラムを示している。

北緯度側のオオロラヒス

オオロラヒス観測は、観測された数分間から、比較的短い時間、スペクトラム的にヒス強度が弱く、特徴的である。観測されたオオロラヒスに近いほど、強度が弱くなる傾向がある。オオロラヒスの観測は、防初基地からみずほ基地に移動して行くにつれて、ヒスの強度は弱くなる。ヒスとヒスとはほとんど存在しない。ヒスのスペクトラムの特徴は、広い周波数範囲に分散し、時間的に変動が大きいことになっている。

この二つのタイプのヒスとは、ヒス観測機や観測条件の違いによるものか、あるいは、オオロラヒスと英人於けさオーロラヒスとの同時観測の結果や、観測機や観測条件の違いによるものか、については今後、オオロラヒス観測機や観測条件の違いについて検討していきたい。

巻田和男, 林幹治, 小口高, 福吉浩  
 (電大埋) ( ) ( ) (電地所)

ノク次隊に於いて昭和基地に設置したVLF到来方向観測装置は巻田・林氏式、開発した装置と同じ設計に基づいて製作された受信機である。すでにノク次隊に於いて佐藤氏が同様の観測を行なっているが今回は、装置の改良を含め以前の観測結果の不足面を補うよう配慮した。

**観測体系:** 三角ループアンテナ(面積1000<sup>2</sup>m)とホイップアンテナ(長さ6m)により、自然電波を受信し、ブリ-メインアング 誘導回路を経てチャートレコーダ、ミニクロスエープに到来方向の結果を表示させた。ホイップアンテナのアーチとして、初期カウンタ-ボイスを用いた式ノイズレベル式高く良質なデータが得られなかつた。アーチ探を海中に沈め、芝巻をアーチとしたところ支障が少くなつた。エライナー部の揺動・歪相特性及び誘導回路の精度については受信装置としてほぼ信頼し得る特性を示していた。

最終打ち出し結果に対する判断はΩ局のシグナルを受信し、方探装置の打ち出し結果に対する妥当性によつた。なお昭和基地で受信されるΩ局は王ビラ-ルニオンとリベリ下局でアルゼンチン局と弱く受信された。

**観測データ解析:** VLFエミッション全般について現在データを解析中であるが、今回の観測結果の中で特にオーロラ現象<sup>オーロラ現象</sup>について、その途中結果を報告する。オーロラヒスの到来方向の動きを見ると、低緯度領域から到来するものと、天頂から低緯度領域にかけて到来するものがある。その各々の場合について、まとめると次のようになる。

- 1) 多くの場合オーロラ・ヒスは低緯度領域から到来する。この時昭和基地でのヒスは、かなり強くオーロラは高緯度に安定したアーチが存在しているようである。これは昭和基地付近でアクティブオーロラが見られるような場合である。
- 2) 数は少ないがヒスの発生と共に天頂から高緯度領域にかけて到来方向を示すことがある。この時は必ずしも基地近辺でアクティブオーロラが見られることである。必ずしも基地のヒスの強度が昭和基地に比べかなり強い場合にこのよう動きが見られる。又20 MHz以上の高い周波数帯域まで広がっているようである。

# VLF QPエミッションの昭和-おきほステーション 同時観測結果

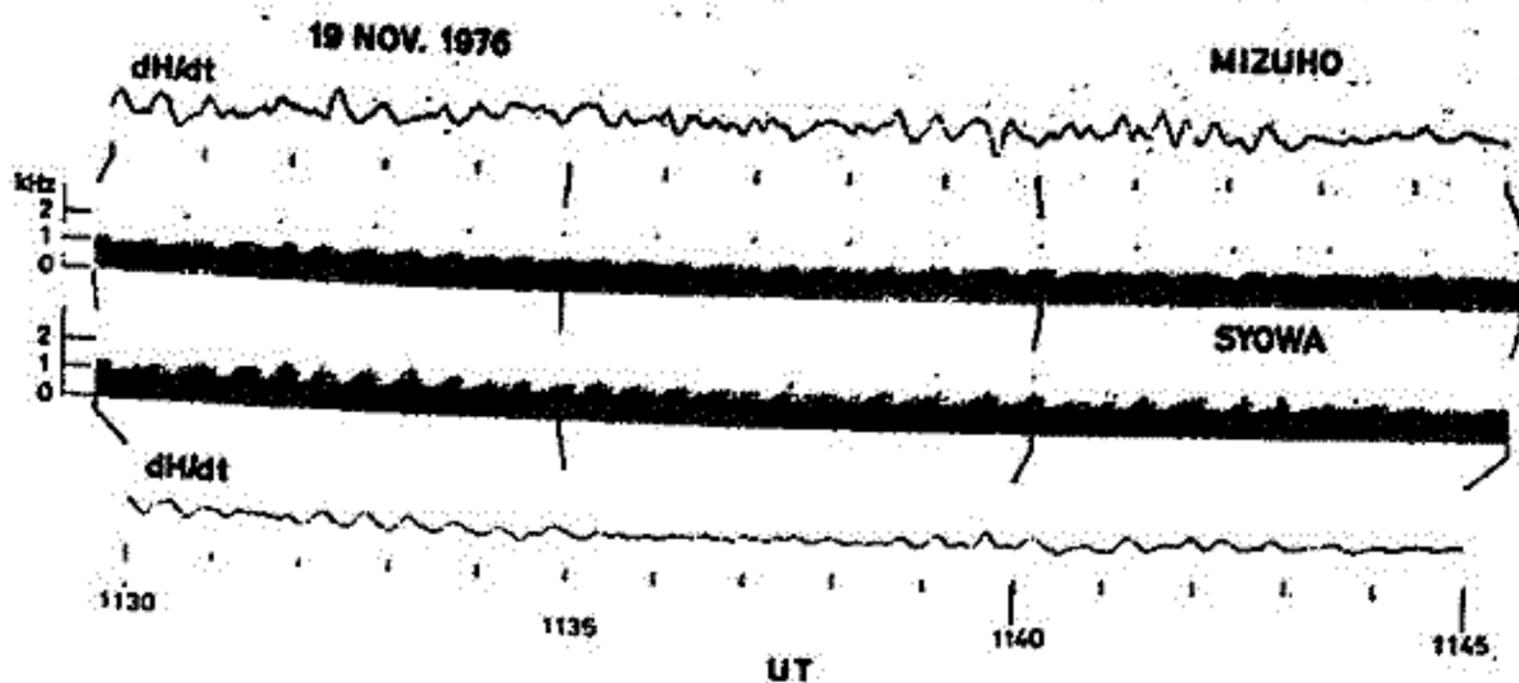
佐藤 夏雄 福西 浩  
国立極地研究所

南極におけるIMS観測計画の一環として、1976年6月より、おきほ内陸ステーションと昭和ステーションで、オーロラTVカメラ、リソメータ、フラックステート磁カ計、インダクション磁カ計、VLFワイドバンド受信機による同時観測が実施された。VLF受信機の本機は、中心周波数0.75, 1, 2, 8, 20 kHzのバンドパスフィルタに送られ、その強度がチャート紙上に連続記録される。この他に、テープレコーダに50ワイドバンド本機の連続記録も行われた。これらの記録を用いQPエミッションのステーション間のステーション間でのどのように変化するかを調べた。その結果

- 1) おきほステーションは、昭和に比べ一般に低い周波数成分の強度が強く、逆に、昭和ステーションは、おきほに比べ高い周波数成分が上昇する。
- 2) QPエミッションは同時観測両ステーションで変化しない。

図1は、その代表的例で、図2は、図1のステーションの一部を拡大し、2つの差を示す。これは、おきほと昭和の間の差を示している。VLF波が、おきほの中を伝播するのではなく、磁気圏の内側になるに従って発生するVLFエミッションの周波数が上昇する。つまり、おきほの方がよく説明がつかないと思われる。

これはQPエミッションの経路によるステーション間の差は、VLF波が、おきほの中を伝播するのではなく、磁気圏の内側になるに従って発生するVLFエミッションの周波数が上昇する。つまり、おきほの方がよく説明がつかないと思われる。



と、磁気圏の内側になるに従って発生するVLFエミッションの周波数が上昇する。つまり、おきほの方がよく説明がつかないと思われる。

図1

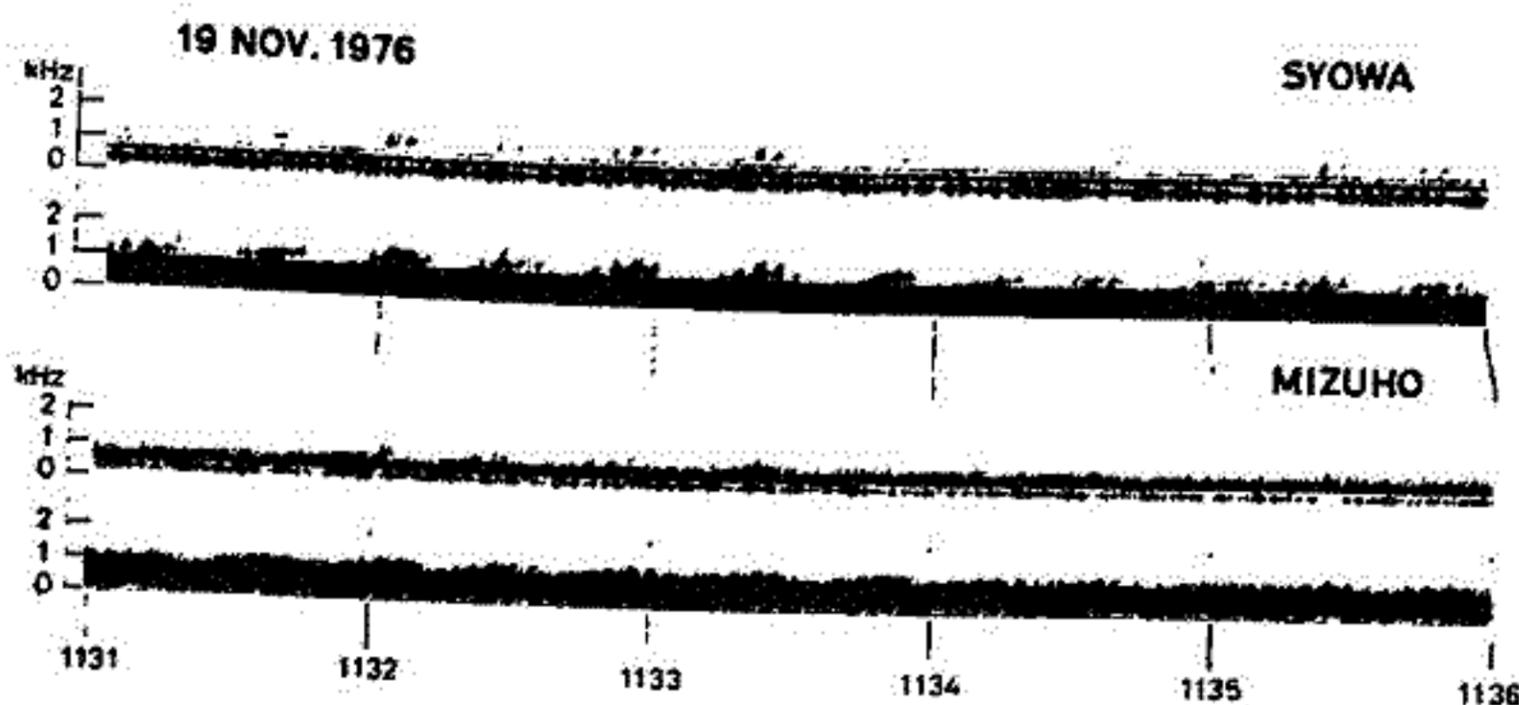


図2

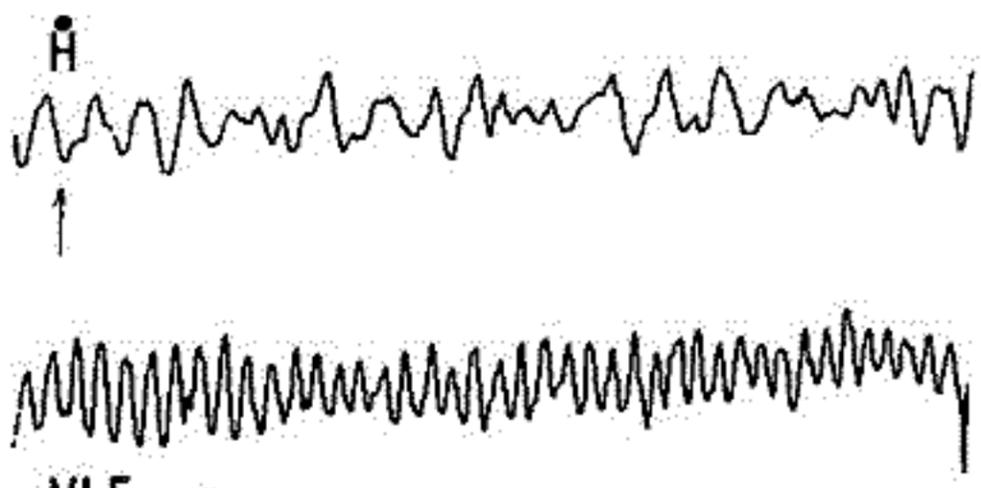
— Q P 放射強度変動と地磁気脈動との相関 —

國分 征 佐藤 夏雄  
(東大 理) (極地研)

高精度地域では、しばしば QP 放射と呼ばれる周期 10 ~ 50 秒の E L F 放射が、主に  
 帯電の現象として観測される。このうち地磁気脈動 (GP) と良相関を示すもの (Type I),  
 そうでないもの (Type II) があり、これらのスペクトル構造の相異などが調べられてきた。  
 これまでの解析では、波形の比較から相関の有無を分類し、統計的取扱い Type が行われて  
 きた。しかしながら、高精度地域における GP は帯電に出現するものでも一般に複雑な  
 波形を示し、いわゆる P 型 GP と P i 型 GP とが混在した形で現われることが多い。  
 従って、本相互に関連している場合でも、関連のない GP 成分が大きい場合は、両者の相  
 関がないと見なされる場合が生ずる。また、QP 放射と GP がどの程度の相関をもつも  
 のか、定量的に調べることは、この二つの現象の相互作用の機構を考察するためにも重要  
 なことである。ここでは、E L F 強度変動と GP との coherence 解析を行い、両者の相  
 関の度合いを調べた結果を報告する。データは 1973 年 1 月に昭和基地で同一の磁気テープ  
 に収録されたものであり、Blackman-Tukey 法、FFT 法、AR モデル (示波法) によるスベ  
 クトル解析を試みた。

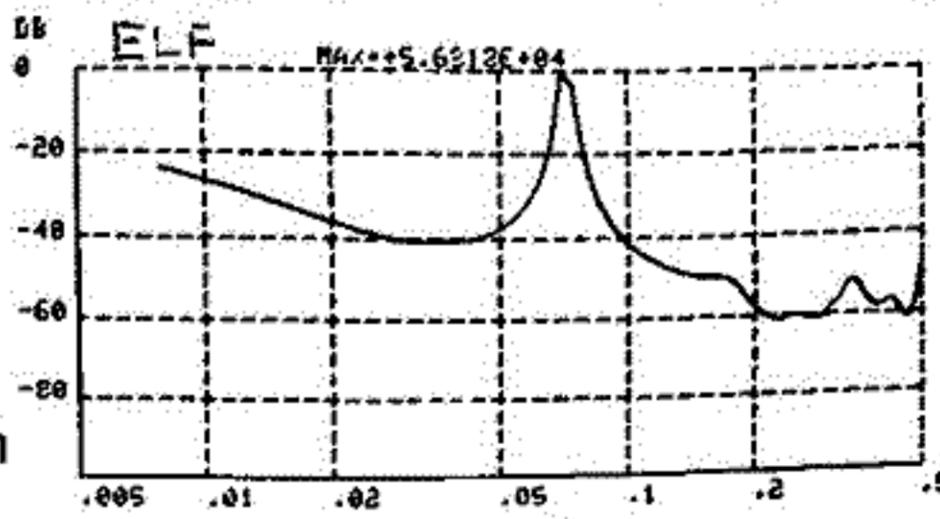
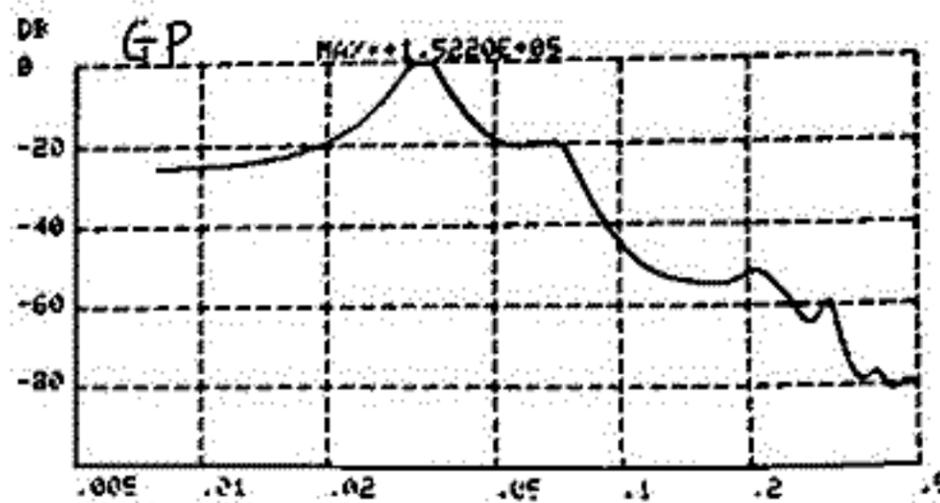
下図は結果の一例であり、波形の比較からは両者の相関が認めにくい場合でも、スベ  
 クトル解析により E L F 放射に対応する GP のスペクトル成分が見出された例である。  
 この例は二つの解析を行った結果、波形の比較からは相関が認めにくい P i  
 型脈動に対しても、GP スペクトルに関連した成分が存在する場合がしばしば見出され  
 ることがわかった。

GP・E L F 強度変化とそのスペクトル  
 スペクトルは AR モデル (示波法) で  
 求めた。



45m      50m      55m      UT 15h

JAN. 6, 1973



↑ 45 mHz

9P-I 46

地磁気脈動と E L F 放射 (V)

— P C 1 帯脈動と E L F 放射 —

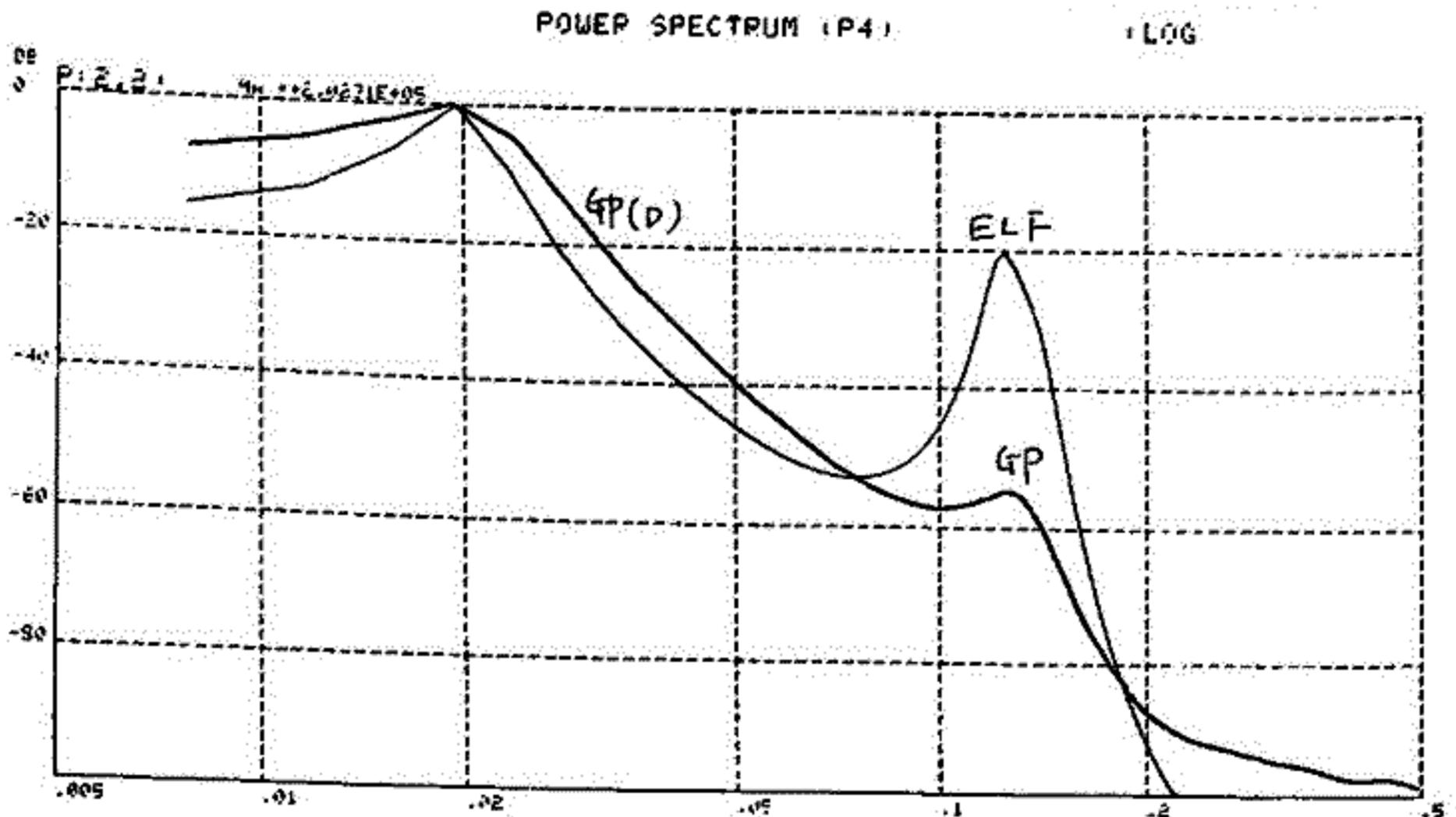
佐藤貞雄  
(理地研)

國分征  
(東大理)

前の講演で述べたように地磁気脈動と良相肉をもつ QP 放射は、周期 10~50 秒のものが多い。これより 10 秒より周期の短い PC1 帯の脈動と関連した E L F 放射についての報告は無い。ここでは、昭和基地で得られたデータを詳しく調べた結果、数秒の周期をもつた E L F 放射も、地磁気脈動と良い対応を示す場合があることが見出されたので、その解析結果を報告する。

下図に示したものは、E L F の動スペクトルと  $\omega$  によるその強度と脈動の動スペクトルとを比較する。動スペクトルにみられるように、周期約 40 秒の QP 成分と共存して、周期 3 秒のレジューションが 1~2 kHz 帯にみられる。この短周期成分は、periodic emission と呼ばれ、ホイッスル波束の bounce 運動の周期を示すものと考えられているものの説明に入るものであるが、図にみられる如く、弱ながらも QP に同じ周期の動スペクトル成分がみられる。QP の 3 秒成分は非帯域小電圧観測器のノイズレベルに近いため、いわゆる PC1 型の脈動かどうかわからない特徴は以下のとおり明らかである。

この様な現象は、あまり多くないが、その他の例について解析した結果とともに、PC1 帯脈動と E L F 放射の関連の可能性について述べる。



# 9P-I 47 極光・地磁気脈動・VLF Emission の観測

林 幹治 (東大理・UBC), 小口 高 (東大理), 鶴田浩一郎 (東大宇宙研)  
国分 征 (東大理), 渡辺寛也 (UBC), R. E. HORITA (U. Victoria)

IMS観測の一環として実施してきた極光・地磁気脈動・VLF Emission 観測の総合観測の本年度観測は次の通りである。

- 1. ULF観測点 Baker Lake, Thompson, Island Lake, Riverton, Star Lake, Primrose Lake.
- 2. 極光観測点 Riverton, (Primrose Lake = U. Calgary)
- 3. VLF・DF Riverton

本年度の観測は主として極光帯付近緯度側の諸現象、特に極光脈動に伴うコーラス Emission に重点をおいて実施した。その結果は従来知られてきた非活動型極光に伴うコーラスの分布を確認するものである。即ち

- 1. オーローコーラスはオーロー脈動、特にフラッシュ型に伴って現われる。
- 2. その分布は概してオーロー脈動の分布に似る。
- 3. コーラス分布は広範囲にわたって現われ、オーロー分布より広い。

領域の広さの違いを徹底に読み取るためには、TVカメラの感度の Threshold の検討が必要であるが、一般の傾向としてコーラスの分布が広いことは、1. non-directed 分布、2. 稀な場合、フラッシュ型オーロー、3. 対応する磁気圏バックグラウンドの存在、などと理解されよう。

佐藤 貞雄 勝田 豊 福西 浩 平沢 威男  
国立極地研究所

IMS計画の一環として、ヨーロッパ共同体の静止衛星 GEOS が、昭和スターシオンを通る磁力線上にシフトした時期に、フランスと共同して、昭和スターシオンととの共役観測を本邦アイスランドで、各種超高層現象の同時観測を行うことが計画された。1977年4月20日 1015 UT に打ち上げられた GEOS は、静止軌道に乗りこえに失敗し、この計画の実施が危ぶまれたが、幸い 12 時間軌道に乗り、APCGEE の前後斜土する時間は、静止衛星に近い軌道に落ちることが明らかになった。そこで、当初の計画通り、GEOS は、西向きのシフトを6月27日に開始し、シフト前 37°E にあった APCGEE の位置は、7月5日、6°E の位置に固定された。この時の GEOS を通る磁力線の地上と交わる点は、図1に示されるように、おろは内陸スターシオン付近に位置し、衛星-地上の共役観測は、非常に望ましい状態になった。

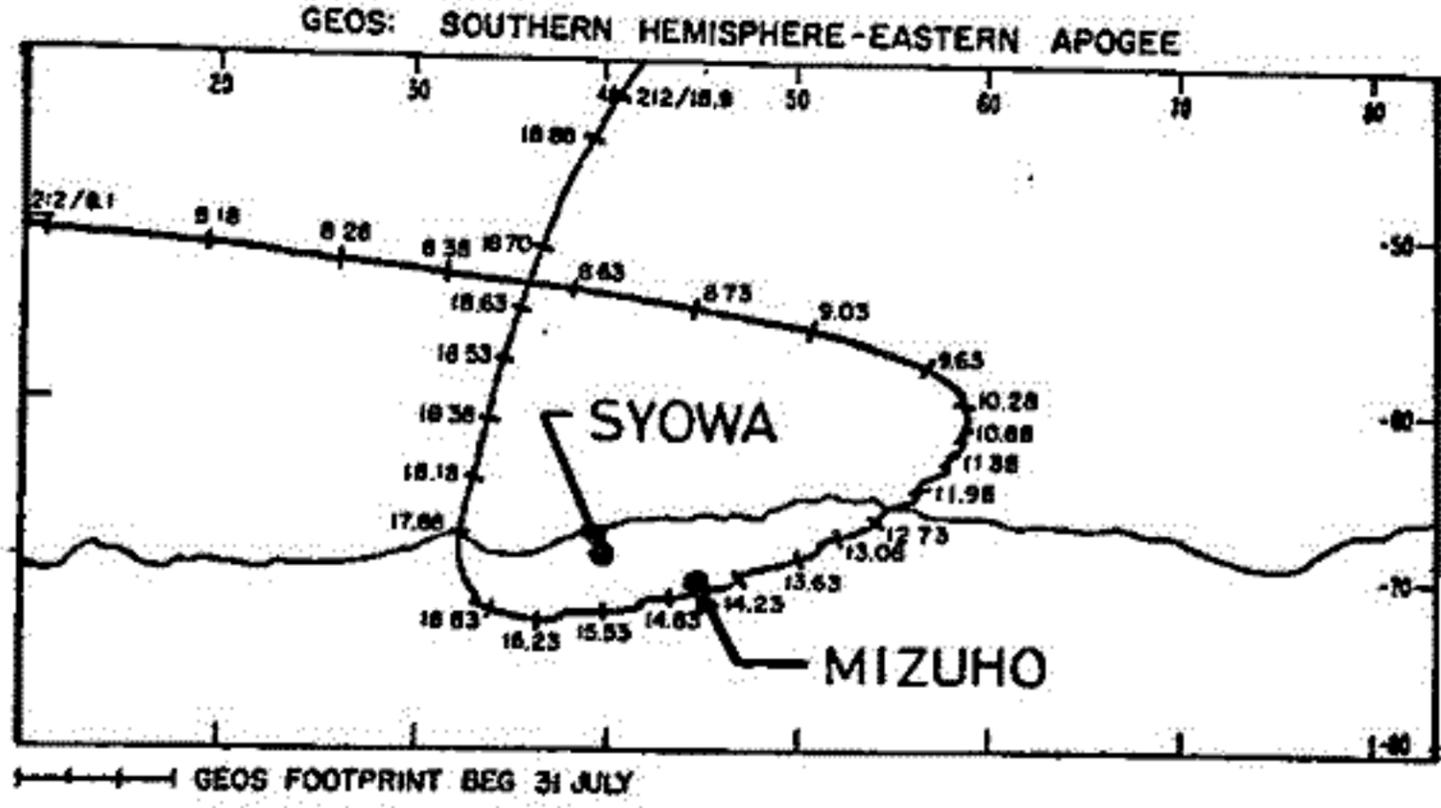
6月下旬より観測準備を行ったフランスは、7月20日より、アイスランド Husafell 2 観測所に入った。観測項目は、以下の通りである。

- 1) オーロラ TV カメラ / フォトメータ : G. Weill, M. Fehrenbach
- 2) リオメータ : J. Lavergnat
- 3) 3成分フラックスゲート磁力計 : R. Schlich, IPG Saint Maur
- 4) ULF フラックスメータ (P2-P4, 2成分) : F. Gangeaud
- 5) " (P1, 3成分) : R. Gendrin, S. Perraut
- 6) VLF 受信機 : Y. Coucuff

日本側からは、以下の観測器を持ち込み、7月31日より観測に入った。

- 1) インテグレーション磁力計 (2成分)
- 2) VLF 強度記録計
- 3) VLF ワイドバンド記録計
- 4) 固定フォトメータ (2台)
- 5) オーロラ TV カメラ

観測は、9月まで続けられる予定  
2. これらのデータにより、オーロラ、VLF、ULF 波動の地上-磁気圏の相関、及び南北両半球の共役観測の強度、位相の相関が明らかになり、これらの現象の機構解明に大いに役立つことが期待される。  
今回はこの序報として、アイスランドでの観測経路、および得られた記録の一部を紹介する。



GEOS FOOTPRINT BEG 31 JULY

# 9P-I 49 地上 - ISIS 衛星 VLF 同時観測データの相関

福西 浩 卷田 和男 尾崎 孝之 岩瀬 政之 芳野 勉夫  
 (国立極地研) (東大・理) (電気通信大)

昭和ステーションにおける ISIS 衛星のテレメトリー受信は、1976年4月5日  
 ルーチン観測に入った。1977年1月より開始、17次観測隊による2記録2本の軌道  
 数は、ISIS-1が121、ISIS-2が237である。この中で、VLFワイ  
 ドバンド記録は、ISIS-1が77軌道、ISIS-2が97軌道得られている。  
 このうちのデータの中で、ISIS衛星が昭和基地上空付近を通過した軌道を選び出し、地  
 上のVLFロスイミッションの記録と比較した。

図1, 2は、その一例。25kHz 帯の衛星、地上同時スเปクトルである。図2  
 の地上記録は17kHz 付近に連続して強いノイズがみられるが、これはVLF局からの電  
 波である。

地上で観測されたスเปクトラムが、衛星で観測されたスเปクトラムのどの部分に類似し

ているかを調べた結果、  
 地上で観測されたス  
 ペクトラムは、磁力線  
 方向に近く、昭和基地上  
 空付近で観測された衛星  
 のスเปクトラムにほぼし  
 ていることが明らかにな  
 った。この結果は、地上  
 に透過するVLFロスイ  
 は、電離層に対し、ほぼ  
 垂直に入射し受け取らな  
 るという理論結果と  
 一致している。

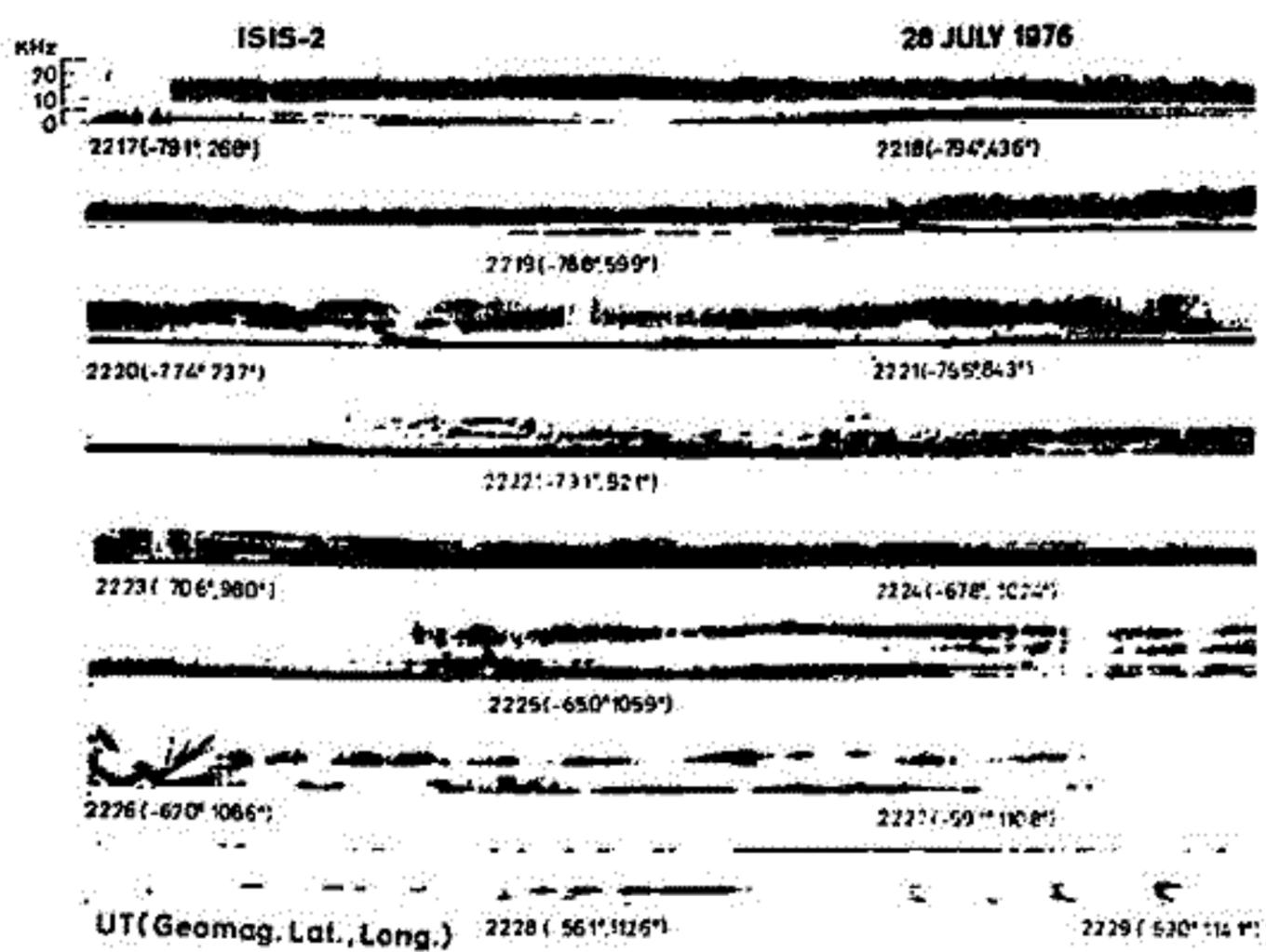


図1

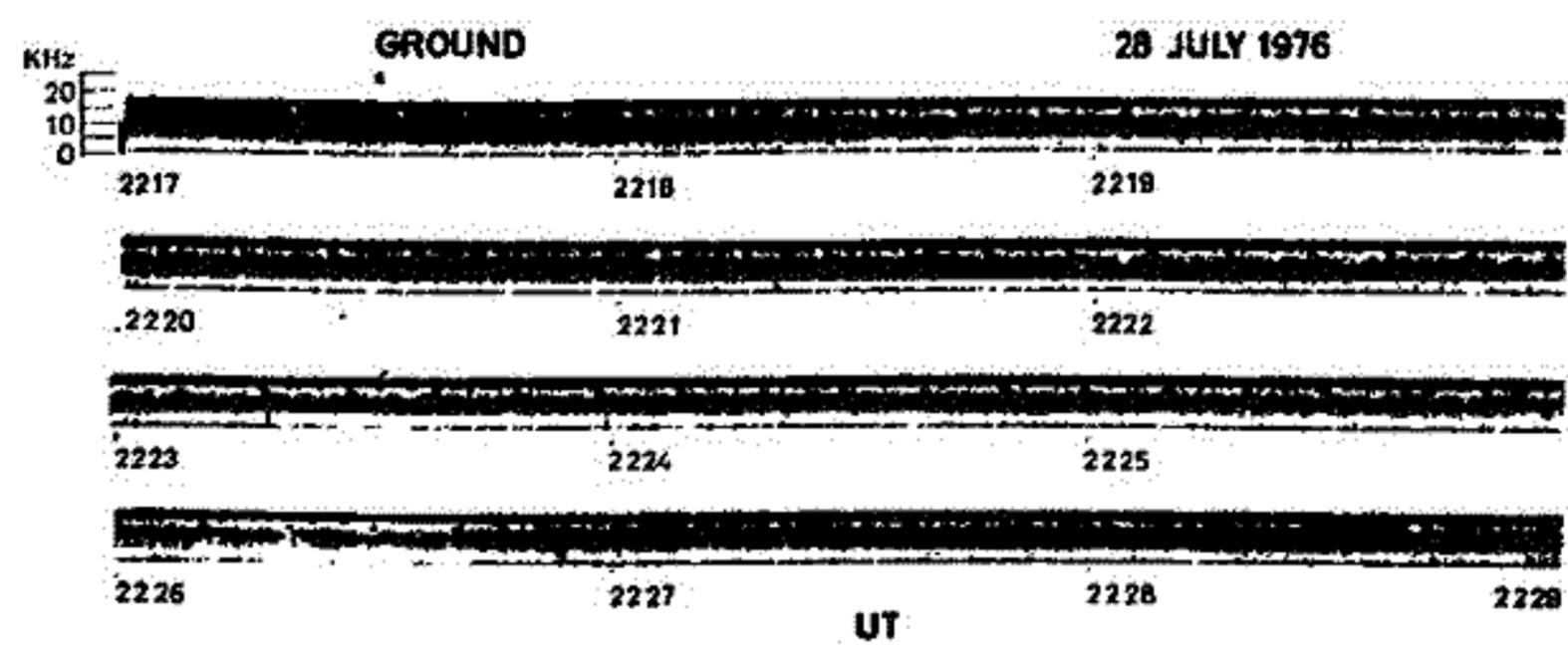


図2

松尾敏郎・芳野起夫・木村磐根  
(京大・工) (電通大) (京大・工)

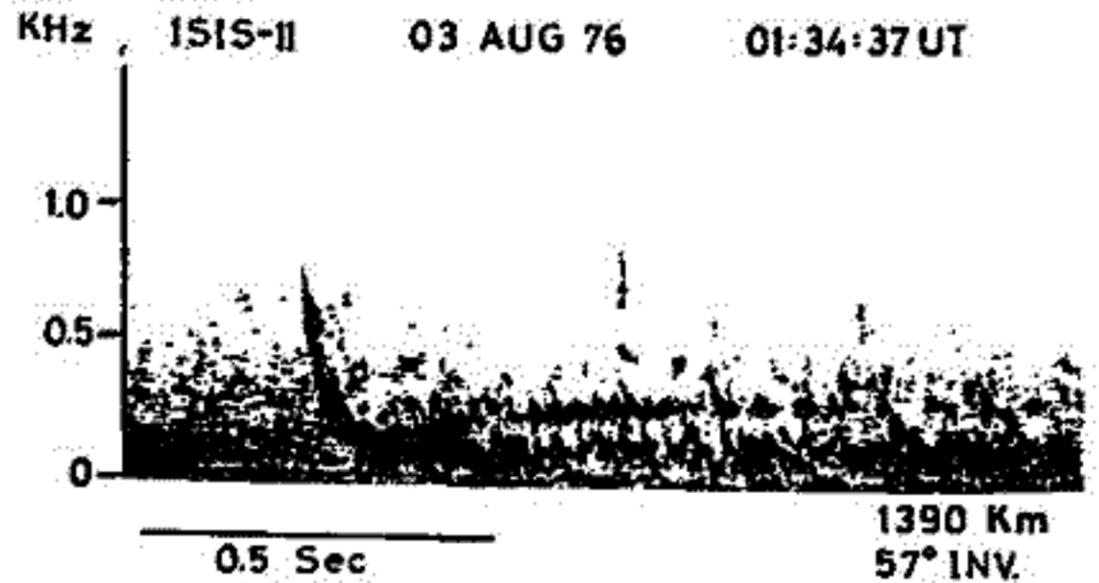
昨年、17次南極観測隊により、初めて昭和基地に人工衛星テレメーター受信装置が設置された。今年一月末までの約九ヶ月間のISIS-I, II号のテレメーター受信により極域に於けるVLF波動現象、トップサイドサウンダーの興味あるデータを得ることができた。このうちVLF波動現象について、衛星観測特有の現象の概要を報告する。

ISIS-I, II号は夫々、高度565~3500 Kmおよび1360~1440 Kmの極軌道衛星でVLF観測用のアンテナとしてダイポールアンテナを有し、受信器のバンド中は50 Hz~27 KHzである。他局からのコマンドによりリアルタイムのデータが送信された。データレコーダーには衛星のデータとともに地上観測のVLFデータも同時に記録された。今回は冬の夜間のパスが多かったが、7月の約20パスについて報告する。

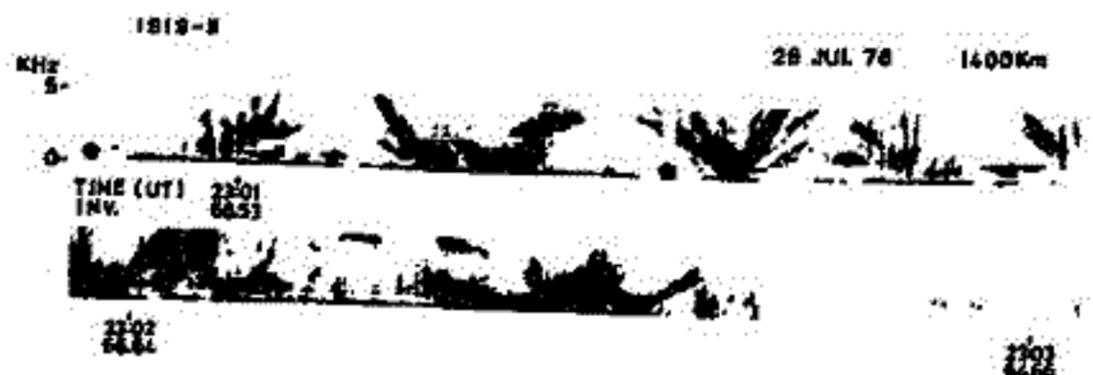
高緯度での衛星観測特有な現象としてLHRカットオフをもつたVLFヒスとVLF saucerがある。前者はそのカットオフがlocalのLHR周波数に一致すると仮定すれば、イオンの情報がかかることになるが同時の電子密度の情報がないのであいまいが残る。

後者はオーロラ帯に特有な現象で、冬の北半球では夜間側に多く、昼間側では観測されてはいない(H. G. JAMES, 1976)が南半球では昼間側でも2~3例観測され、しかもその発生緯度は昼間側よりも高緯度で観測された。観測されたSaucerのうちSymmetric, local hyperbolicなものはいくつかほとんどが多重構造をしていいる。

プラズマポーズの内側ではホイスター、ELFヒスのほかにプロトンホイスターも多く観測されており、プロトンホイスターのセパレーションの時間周波数特性とクロスオーバー周波数から衛星の高度でのH<sup>+</sup>の濃度を求めることができる。また、ホイスターとVLF放射の受信される緯度が夫々はっきり異なることから、その境界をプラズマポーズとすると、その位置の時間、季節による変化などが求められる。このほかに種々興味ある現象が観測されている。



ISIS-IIで観測されたプロトンホイスターのソナグラム。



ISIS-IIで観測されたVLF saucerのスペクトラム

木村 繁 振・松尾 敏 郎・鎌 田 哲 夫  
(京大工) (名大空電研)

オ17次南極観測隊によるロケット実験のうち波動-粒子観測はS-310JA-1(既報<sup>1)</sup>)に続いてS-210JA-20, 21が, 又オ18次隊ではS-310JA-2, 3が用いられたが, 本報告ではS-310JA-2(1977. 2. 10, 0322 LT発射)で観測されたVLFヒスについて述べる。

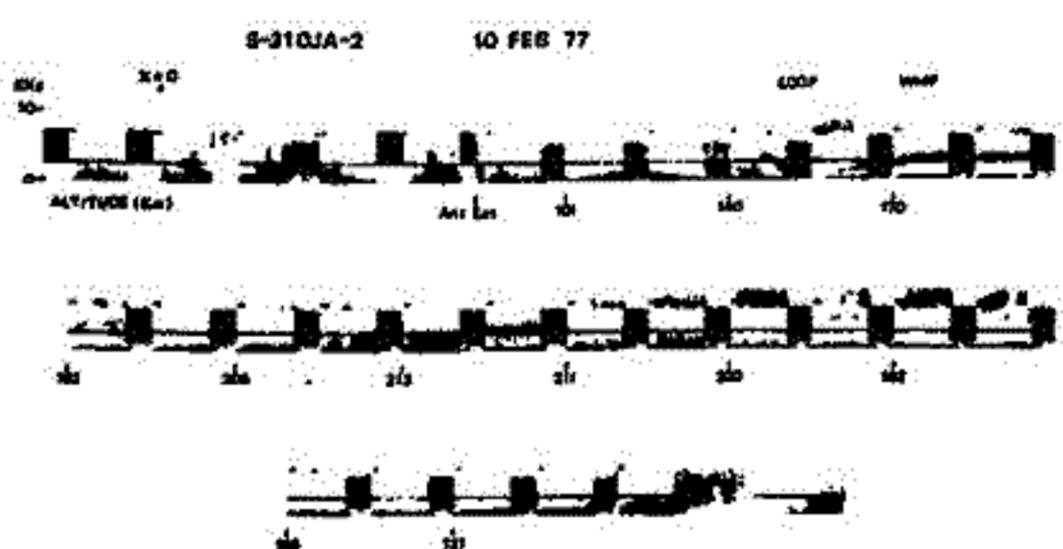
本ロケットでは電界センサーとして2.4mダイポールアンテナが, 磁界センサーとしてコア形ループアンテナが用いられ, VLF広帯域(10kHz)のスペクトルが電界10秒, 磁界5秒の時分割でテレメータされた。オ1図には全飛翔時間にあたるVLFスペクトルを示す。ここで特に注目すべきものは上昇時150kmから210km位まで, 下り210kmから150km位までに5~6kHzより上側に現われ, 下限がシヤープなヒス状の現象である。この時対応する地上観測では全く現われていないが, これは上記の現象がLHRヒスであるとする考之と, 一方ロケット飛翔時は大きなサブストームの最中で電離層遮蔽効果が大きかつたため現象は通常のヒスと見え考之もあるが, スペクトルの形からは前者の可能性が大きい。しかしロケットでのLHRヒスの観測は今回はない。

今この現象をLHRヒスと考之ると, サイクロトロン周波数は既知のため, プラス2周波数 $f_p$ がわかれば実効イオニ質量 $M_{eff}$ がわかる。しかしこのロケットでは $f_p$ の観測ができていないので,  $M_{eff}$ を仮定して $f_p$ を求めてみる。極地域では200km以下150km以上の電離層中では, イオンは主に $NO^+$ と $O_2^+$ と考之られるから $H^+$ に対する相対的 $M_{eff}$ は $\sim 31$ とすることができ, 先の観測の下限周波数5.5~6.2kHzを $f_{LHR}$ として $f_p \approx 0.7 \sim 2.4 \times 10^6 cm^{-3}$ の範囲が得られ妥当な値となる。

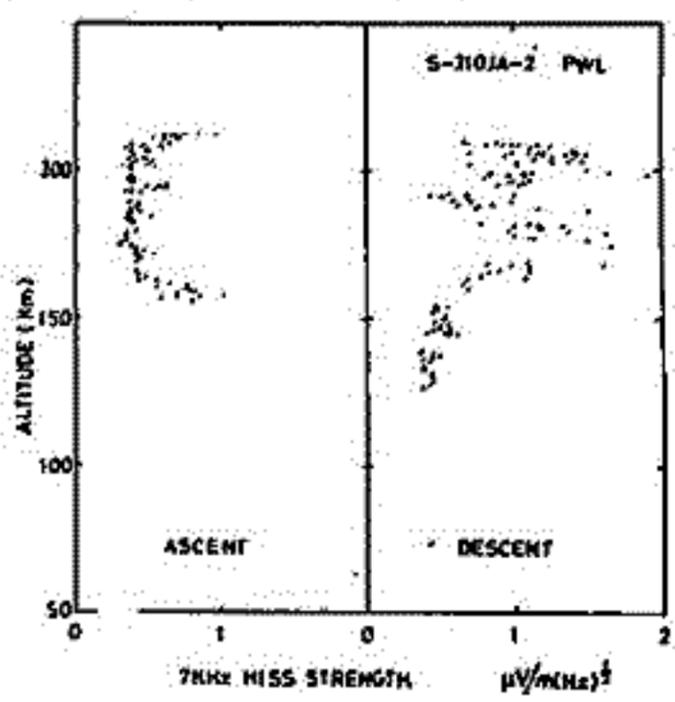
このヒスの強度の7kHz成分を抽出して描くとオ2図のようになり, 上昇より下降時に強くなる。同時搭載の他の観測データとの比較では10keV以下の電子の観測(ESL)で740eV以下の電子が上記のLHRヒス強度との定性的相関がよいが1keV以上では逆相関になっている。もしLHRヒスがこれら粒子に関連するヒスならば発生機構のヒントとなる考之られる。

最後にこれらのロケット実験および地上観測をやってくれたオ17, 18次観測隊の方々に深甚の謝意を表します。又ESLのデータは宇宙研伊藤, 久保両氏に頂いた。VLF周波数解析には極地研の周波数分析装置を使わせて頂いた。あわせて感謝する次第である。

文献 1) 日本地球電気物理学会 59回 I-80



オ1図 S-310JA-2によるVLF広帯域スペクトル



オ2図 VLFヒスの7kHz成分強度

## 10A-I 52 コロナ・ホールと惑星間磁場

桜井邦明  
神奈川大学・工学部

コロナ・ホールの性質などに関する詳しい観測データは、Skylab 実験によって得られた。これらのデータを用いて、現在までに既に多くの研究成果が上げられている。ここで研究の対象となるのは、コロナ・ホールと惑星間磁場との関係と、この関係が銀河系宇宙線にみられる20年周期変動とどう関係するかという点である。

Skylab 実験からのデータを見ると、コロナ・ホールの発達に著しい南北非対称性があることがわかる。この性質は、1970-1974の5年間に亘るデータをみると、太陽の極磁場逆転後、1-3年は持続されるように見える。ところが、N極ではS極の惑星間磁場セクターの回歸傾向には、この南北非対称性の影響は殆ど現れないようである。例えば、1973年6月から1974年2月に到る時期におけるコロナ・ホールの発達を見ると、この非対称性が顕著である。このことが、南北両極磁場逆転のパターンに関係していることが、光球磁場の観測結果とコロナ・ホールの発達の仕事とから論証される。Forsusk (1973) 他によって明らかにされた銀河系宇宙線にみられる非等方性の20年周期変動の原因は、太陽極磁場の逆転とコロナ・ホール発達のパターンから決まる惑星間磁場の構造の変化に、強く依存しているといえるようである。

小島正宣

(名古屋電研)

電波源 30° の惑星間空間シンチレーションによる Solar Wind Plasma Irregularity (scale ~ 100 km) は空間的に非等方的な分布をしていて次の様な特徴のあることが分かった。(irregularity の非等方性をここでは楕円で近似し、長軸の方向は太陽風の速度ベクトルを基準にし図の様に計る。)

## (1) Long Term Variation

長軸の方向は低緯度帯においては  $\vec{v}$  (radial direction) 方向を中として広く広がった分布をするのに対し、高緯度帯においては

$\vec{v}$  方向に対し磁場ベクトル (アルキメデス・スピラル) 方向に

偏った分布をする。そしてこの偏りは電波源が太陽に対し東側にある時の観測でも西側にある時の観測でも同じである。(※58回講演予稿集)



## (2) Short Term Variation

(1) で記した如く  $\theta$  は平均値のまわりに広く広がった分布をし、short term variation のあることが分る。名古屋電研予稿集で Long term variation は惑星間空間プラズマの乱れの非等方性にあることを示したが、short term variation についてもやはり惑星間空間プラズマの乱れの変化によることが分った。 $\theta$  を  $\vec{v}$  に対し磁場方向 (アルキメデス・スピラル方向) にすれば  $\theta$  を正に、その反対にすれば  $\theta$  を負として、 $\theta$  の日変化と  $|v|$  の変化との相互相関を調べてみると、正の相関が有って両者の変化は時間的にほとんど一致して居ることが分った。

高緯度帯においては太陽風の速度が早くなることを考えると、全方向を通じて、流れの速さと  $\theta$  の変化との間には (1) で記した様な正の相関があることが分る。もし、irregularity が磁場の方向に伸びているとすると高緯度帯の観測結果は説明できるが低緯度帯での観測結果はうまく説明できない。しかし、 $\theta$  と  $|v|$  の関係を見ると、低緯度帯においても流れの早い時は高緯度帯同様に irregularity が磁場方向 (スピラル方向) に伸びていることが分かる。

10A-I 54 STIP II Interval (March-April 1976) における

ショック波の観測

渡辺 堯  
名古屋電研

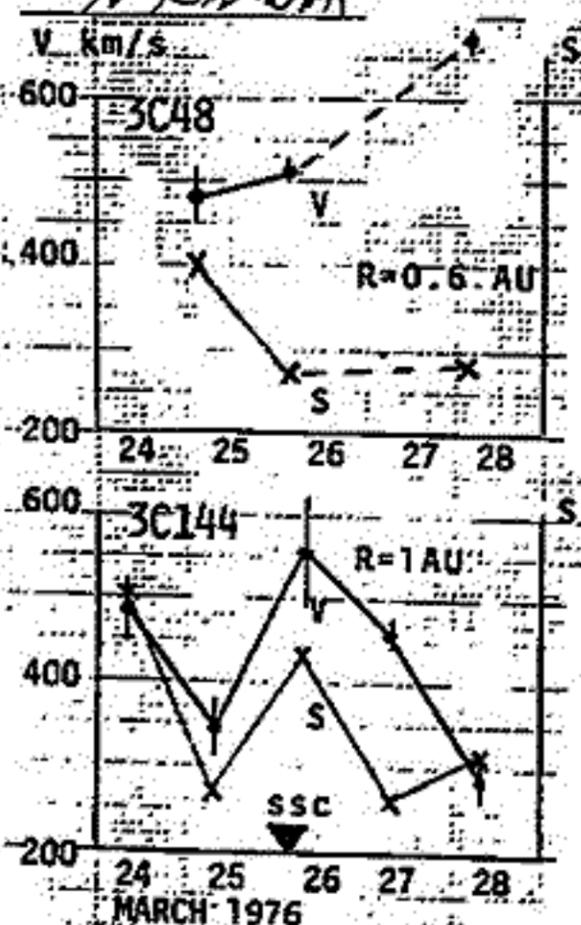


Fig. 1

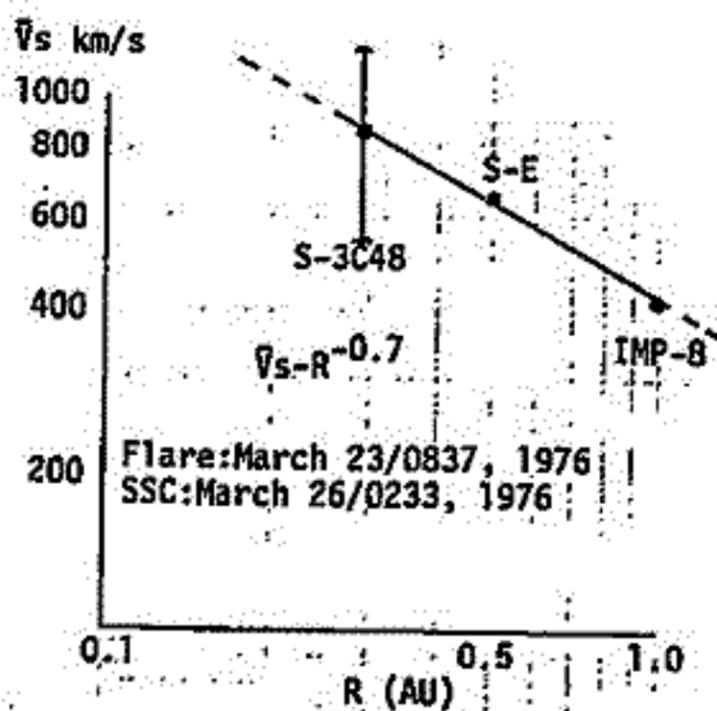


Fig. 2

第2回目のSTIP (Study of Interplanetary Travelling Phenomena) 期間内に生じたショック波のシンチレーション (IPS) 観測の結果を示す。最初のイベントは3月26日に生じた太陽東縁におけるフレアによるもので SSC は3月26日に観測されている。3C48と3C144のIPS観測の結果を Fig. 1 に示す。それによると各々3月25日と26日とに太陽風の

の速度 (V) と IPS のレベル (S) との上昇が見られる。図中 R はモニターしている場所の太陽からの距離を示す。このショック波の、太陽と各観測点間の平均速度 ( $\bar{V}_s$ ) の減少の様子を Fig. 2 に示す。それによるとこのショック波は太陽からの距離 R について  $\bar{V}_s \propto R^{-0.7}$  であらわされるような減速を受けている。IMP-8 衛星のデータを用いて求めた 1 AU におけるショック波の速度は約 410 km/sec であり上記の方法による推定値と良く合う。

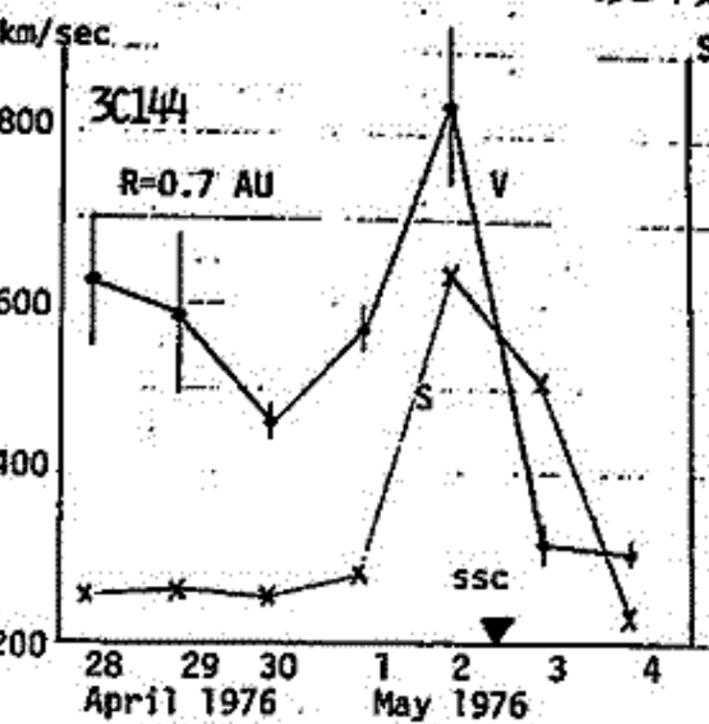


Fig. 3

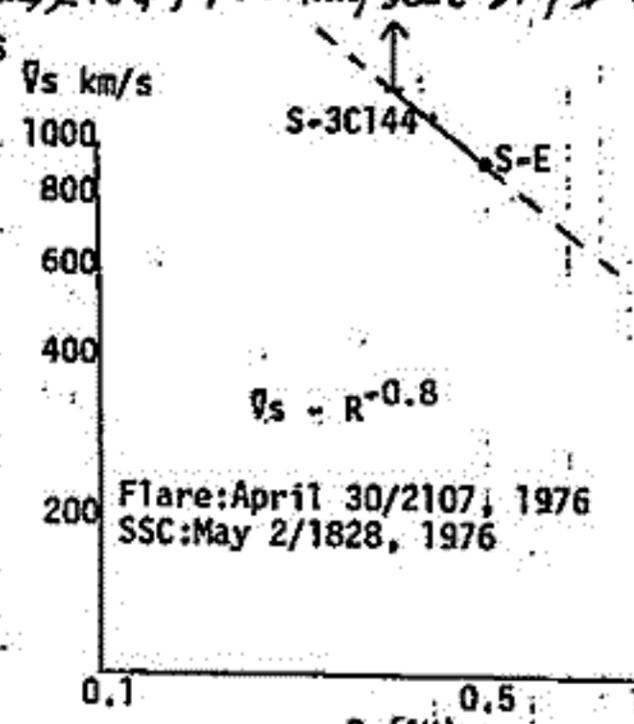


Fig. 4

2つ目のショック波は 1976年4月30日に生じた II, III 型バーストを伴ったフレアによるもので SSC は5月2日に観測されている。Fig. 3 に示した 3C144 の観測結果によると SSC の起る約12時間前に 800 km/sec 以上に達する太陽風の速度の増大と強いシンチレーションが観測されており太陽から約0.6 AU におけるショック波の通過を示

している。前の例と同じようにこのショック波の減速を検討してみると Fig. 4 に示したようにこのショック波は強く見られる  $\bar{V}_s \propto R^{-0.8}$  で表わされる減速を受けている。

# 10A-I 55 アルフヴェーン波のポンドラモーティブ力による太陽風の加速及び加熱

藤見 治一  
(名古屋電研)

太陽風の加速の研究では、Parkerの理論により、太陽コロナの熱エネルギーとエネルギー源として超音速流(≒400 km/s)になる過程が理解されて来た。しかし、最近の観測ではParkerの理論だけでは理解出来ぬ事柄がいくつか出て来た。即ち、(1)太陽風は高速(≒900 km/s)の流れが現れること、(2)しかもそれがコロナルホールから出てくるらしいこと、である。又、温度に關しても、(3)2流体モデルによるプロトニ温度 $T_p$ が地球軌道では約5000Kで観測より1桁、特に高速流の所より2桁小さいこと、(4) $T_p$ と速度 $V$ の間に正の相関があること、(5) $\alpha$ 粒子の温度 $T_\alpha$ が $T_p$ と較べ $T_\alpha \approx 4T_p$ であることが得られてゐる。これらの観測事実は互に相違してゐると思われるので、統一的に説明されるべきものと考えられる。

まず加速を考えると、太陽風プラズマに働く力として、Parkerが考へた圧力勾配による力や重力だけでは不十分なことは明かである。太陽風中の準定常磁場 $B_0$ によるローレンツ力 $F_L$ は、太陽近傍では $B_0$ がほぼ径方向であるので、加速には効かない。他に考へられる力としてポンドラモーティブ力があるので、これを検討する必要がある。我々はBelcherとDavis<sup>(1)</sup>により発見された、 $B_0$ に平行、外向きに伝搬する大抵中のアルフヴェーン波に着目する。ポンドラモーティブ力の一般化は既に得られてゐる<sup>(2)</sup>ので、それをアルフヴェーン波( $\omega \approx c^2 / (V+V_A)^2$ )に適用すると、流れ $V$ の方向(2)の力は、 $B_0$ が $B_0$ に平行の場合、

$$F_z = (1/16\pi) \{ \omega |B|^2 / \omega z + (2/(V+V_A)) \omega |B|^2 / \omega z \} \quad (i)$$

この力は波のわたまりの速度 $(V+V_A)$ で動く系で見れば、 $-(1/16\pi) \omega |B|^2 / \omega z$  となる。従つて波のわたまり(巾 $l$ )の前面では $t=t_0$



太陽風流は加速を受け、後面では減速を $t=t_0+\Delta t$  受ける。しかし、このプラズマ要素を考えると、波の通過する時間 $\Delta t \approx l/V_A$  の間に $\Delta z \approx V \Delta t \approx (V/V_A)l$  だけ外向きに動いてゐるので、その間の波の減衰(波が太陽から放射状に拡がる効果)を考へれば、差し引いて、加速を受けることになる。このように波のわたまりが太陽から惑星間空間へ次々と出て来ると考へて加速の割合を計算すると、  
 $\Delta V / \Delta z \approx [ (|B|^2 / 4\pi \rho / 4V_A) / \{ 1 + |B|^2 / 4\pi \rho / 5VV_A \} ] \cdot (2/l) \quad (ii)$

なお、アルフヴェーン波による加速機構はAlazrakiとCouturierやHellweg<sup>(3)</sup>も考へたが、後者のポンドラモーティブ力の表式が間違つてゐるため、コロナ領域で既に超音速となり、観測と矛盾してゐる。一方(ii)の表式では、 $V$ がある程度大で $V_A$ の $T$ からいへば、この加速機構が効くことが示される。

加熱機構としては波の(2)に考へる。波のわたまりが次々と太陽風プラズマを、速度差 $V_A$ で進み越して行く過程でプラズマが加速を受けらるわけであるが、上で考へた $F_z$ は、その加速は決して一様なものではなく、波のわたまりの巾 $l$ に依じた速度のふるつきがある。その速度のふるつきは、プラズマ要素が他の要素と混じる過程で、結局は温度に反映されると考へられる。以上の考へで解析を直めると、(1)と(5)までの観測が統一的に説明される。

(1) Belcher and Davis, J. G. R., 24, 230, 1969  
 (2) Washim. and Karpman, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 2, 1010, 476 (Soviet Phys JETP, 44, 528, 1977)  
 (3) Hellweg, Rev. Geophys. Space Phys., 11, 202, 1973

O.SAKA

Department of Physics, University of Kyushu

The distribution of thin layered field-aligned currents (current layers) in ten interacting regions (IR's) of the solar wind at 1 AU is investigated. Each IR is identified as either a stream interface or an interplanetary shock.

In seven IR's, a very high occurrence of the current layers is found, particularly in high proton temperature regions. Using the data from two satellites, it is suggested that the current layer is expected to be small in spatial extent and composed of a short-lived field-aligned current.

In three IR's, however, the occurrence of current layers is very low, even if a high proton temperature is observed. These low activities are found to be partly attributable to the low density plasma which can not carry enough current to cause strong field disturbances.

No definite conclusion regarding the generation of the current layer emerges but it is suggested that the current layers are able to be interpreted in terms of the field-aligned thermoelectric current caused by the local heating processes.

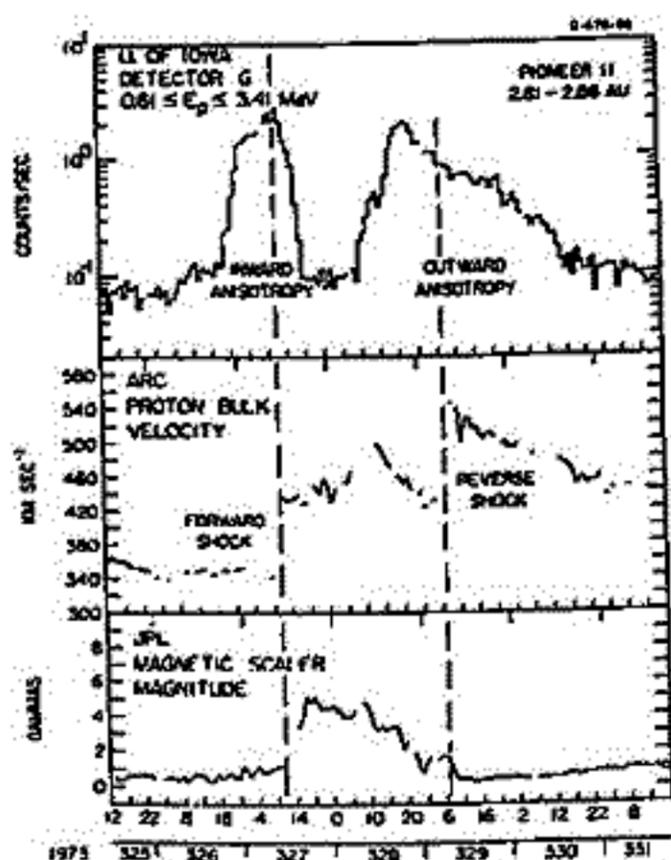
#### Acknowledgements

I would like to express my sincere thanks to Dr. H.Washimi (RIA, Univ. of Nagoya) and to Drs. A.Nishida, K.Maezawa and T.Terasawa (ISAS, Univ. of Tokyo) for their stimulating discussions and comments.

# 10A-I 57 Corotating Interaction Region に伴う 粒子加速現象

—— 起源および heliosphere の構造推定への応用について  
寺沢敏夫 (東大宇宙研)

図 1



3 AU より外側では太陽風の stream structure が発達して、forward-reverse shock の対を形成することがパイオニア 10, 11 号の観測から明らかにされた。<sup>1</sup> このような shock pair は 25 日の回帰性 (慣性系) をもち、heliosphere の共回転構造をあらわしている。更に、この shock pair に伴って数百 keV へ数 MeV のプロトンの加速がみられることが報告されている。<sup>2, 5</sup> 観測例を図 1 に示した。2 つの shock (速度と磁場のジャンプから同定) それぞれに伴ってプロトンフラックスの増大がみられる。この現象について定説は未だないが、ここでは shock 前面における Fermi 加速モデル<sup>3, 4</sup> の枠内で、この現象を説明することを試みる。

0 次近似のモデルとしては、太陽風は厳密に共回転構造をもち、すなわち太陽面上の特定の場所からはいつも同じ速度、密度、温度、 $\alpha$  の太陽風が吹き出す、と考えるよいだろう。そうすると共回転座標系では shock 構造は静止していて、ある一本の流線 (≡ 磁力線) はいつも決まった位置で shock を横切ることになる。Shock 前面における Fermi 過程は、パラメータが一定ならば、ある時間後には飽和して、被加速粒子のフラックスは一定レベルに落ちつくことが知られている。<sup>3</sup> 従って、今考えている状況では、被加速粒子の共回転系における空間分布は、定常的になることが期待される。プロトンフラックスのピーク値は殆ど radial dependence をもたないことは、モデルから期待される被加速粒子フラックスの飽和と矛盾しない。

3 つの衛星 (IMP 8, P11, P10) を用いた観測結果が報告されている。<sup>5</sup> このデータから heliosphere の構造を推定する試みについても期待される予定である。

1. Smith and Wolfe, G.R.L., 3(3)137, 1976.
2. Pesses et al., preprint, 1976, 1977.
3. Terasawa, ISAS RN-22, 1976.
4. Terasawa, ISAS RN-47, 1977. submitted to PSS.
5. Barnes and Simpson, Ap.J. 210, L91, 1976.

寺沢 敏夫

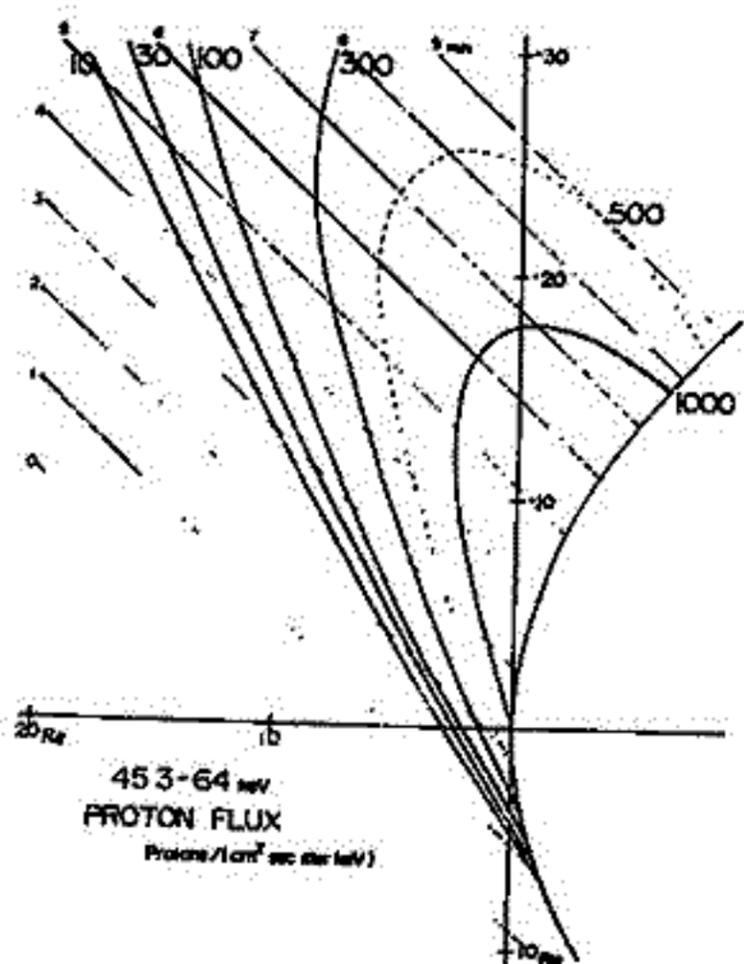
(東大宇宙研)

昨年夏の月惑星シンポジウムで長連の同題についての予備的な結果を発表した。パラメータの検討を行ない、現時点における最終的な結果を得たので、ここに報告する<sup>2</sup>。

Lin et al.<sup>1</sup> により Bow Shock 上流で数十 keV プロトンが観測されることが報告されているが、起源については明らかになっていない。Shock 前面で働く Fermi 加速プロセスをこの場合に適用して、観測結果をほぼ説明することができた。

モデルの基本的な考え方は、

- (1) Shock における加速……  $V \times B$  電場の存在のため shock front での反射に伴う加速は、shock が perpendicular shock に近いほど効率が大きい。そのため Bow Shock では午後側ほど効率が大きく、午前側に向うにつれて効率が下る。加速効率を決めるための shock の諸量(形状,  $B_2/B_1$ )については Spreiter<sup>3</sup> の結果を用いる。
- (2) 被加速粒子の源について……被加速粒子の源は Bow Shock におけるミクロな粒子加熱プロセスであると考え、すなわち、shock の形成過程で作られた数十 keV のプロトンが上流側に吹き出し、散乱を受けて再び shock に入射する。一部の粒子は shock で反射・加速をうけて再び上流側に吹き出す。以下、この繰り返しで、粒子は有効に加速される。源である数十 keV のプロトンのフラックスには観測値 ( $\sim 10^5$  proton/cm<sup>2</sup>sec.ster.keV) を用いる。



- (3) 散乱体…… Bow Shock から吹き出した粒子はビーム不安定にまじり、magnetic wave を励起し、粒子自身は散乱される。特徴的自散乱の時間スケールの推定には Barnes<sup>3</sup> の結果を用いる。以上を仮定し、数値計算を行なった。結果の一例を左図に示す。観測される数十 keV のフラックス  $10^3 \sim 10^7$  proton/(sec.ster.cm<sup>2</sup>keV) を再現している。またエネルギースペクトルの観測値  $\gamma = 2 \sim 6$  もモデルの結果とよく合う。午後側から午前側に向か、てスペクトルがソフトになる事実は、Bow Shock における加速効率の低下で説明しうる。

1. Lin et al., J.G.R. 79(4) 489, 1974.  
 2. Terasawa, ISAS RN-47, submitted to PSS, 1977.  
 3. Barnes, Cosmic Electrodynamics I, 90, 1970.

# 惑星間空間磁場の東西成分と 地磁気活動度の南北非対称性との関係(III)

袴田 和幸  
中部工大

地磁気活動の南北非対称性と惑星間空間磁場(IMF)の東西成分との関係については、以前より  $A_n, A_s$  インデックス および地磁気観測点にある Weller, Macquarie Is. での水平成分等の限られた期間のデータを用いて調べてきた。今回は1966年より1973年までの8年間にわたる期間についての解析結果を報告する。今回の解析には  $A_n, A_s$  インデックス, IMFの  $B_y, B_z$  成分, および太陽風の速度( $V$ )の各3時間平均値を用い本年7月のIMSシンボでの報告( $A_L, A_U$  インデックスを用いた)と同じ解析方法を用いた。地磁気活動度は  $B_z, B_y, V$  以外にも  $\alpha$  (地磁気双極子の軸の太陽方向への傾き) や  $\sigma$  (IMFの時間変動度) にも依存していることが指摘されているので次のようなDataの選別の条件を設ける。(1)  $5^{\circ} \leq \alpha \leq 10^{\circ}$  (2)  $\Delta B_z \leq 4^{\circ}, \Delta B_y \leq 6^{\circ}$  (3)  $\sigma/B \leq 0.5$  (4)  $|\alpha| \leq 15^{\circ}$  (ここで  $B$  は IMF の強度,  $\sigma$  は  $B$  の標準偏差,  $\Delta B_z, \Delta B_y$  は3時間の間の最大と最小との差を示す) (4)の条件にすれば解析に用いる期間が1月-春秋に限定され  $A_n, A_s$  の持つ夏冬の季節変動もほぼ除かれる。

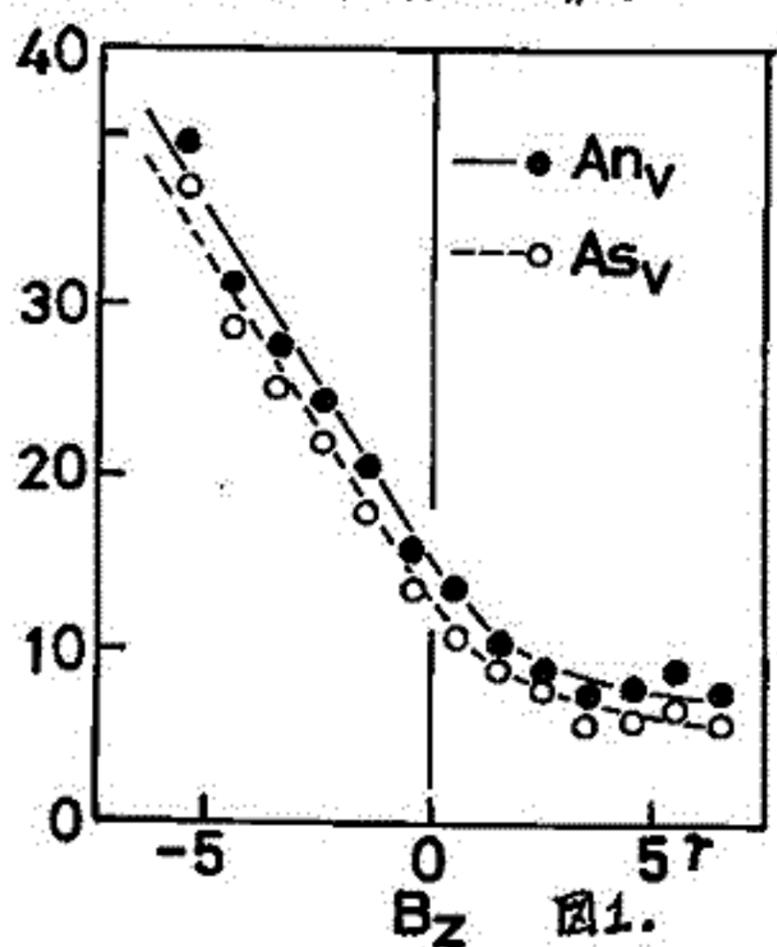


図1.

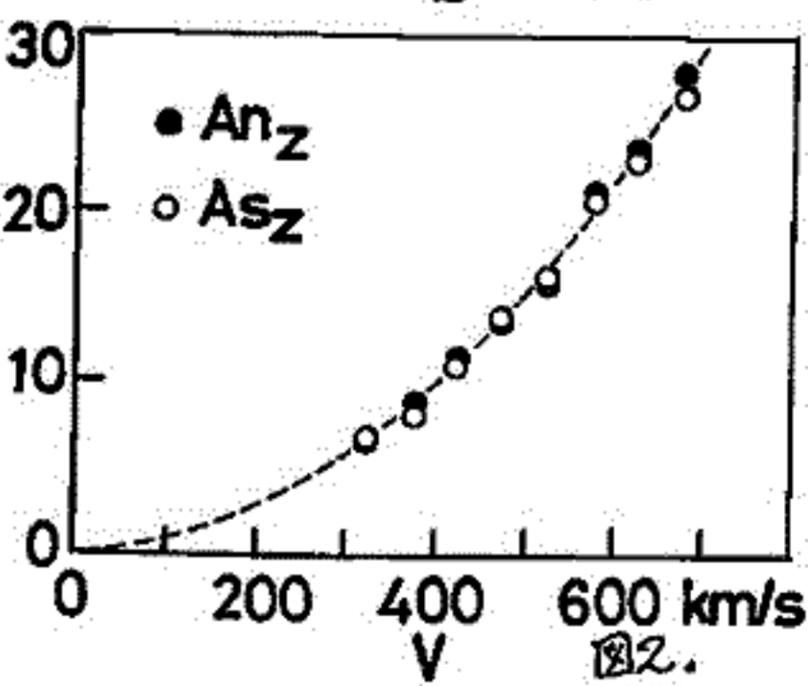


図2.

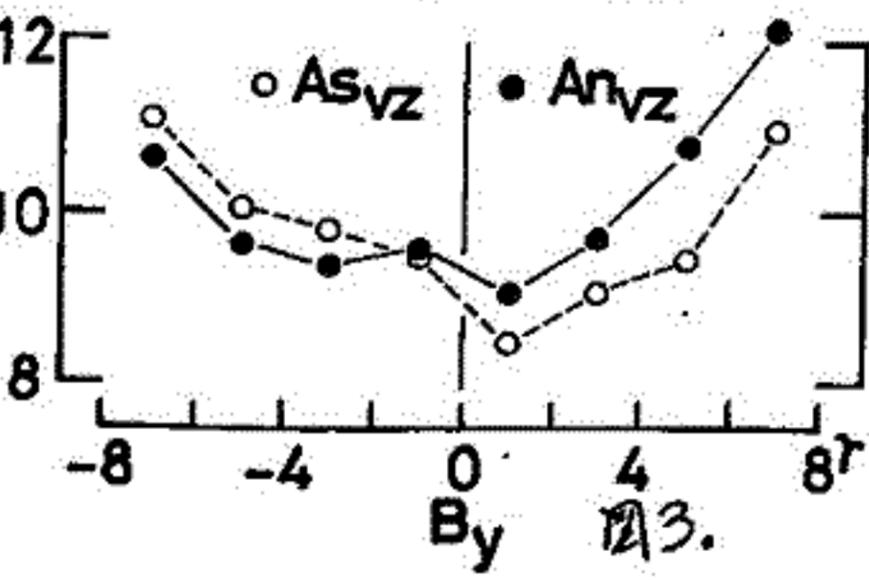


図3.

まず  $B_z$  をパラメータとして  $A_n, A_s$  と  $V$  との関係を探ると  $B_z$  のどの範囲でも  $A_n, A_s$  は  $V^2$  に比例しているように見える。そこで  $A_n, A_s \propto V^2$  を仮定しこの関係が正しいものとして出発する。次に  $A_{nv} (= A_n/V^2), A_{sv} (= A_s/V^2)$  との関係を探る、これらの間、関係を双曲線で近似する(図1)。

この経験式で計算される値を  $A_{n'}^*, A_{s'}^*$  とするとこれらの値と元の  $A_n, A_s$  との比をとることにより  $B_z$  の効果を補正した値が得られる。(これを  $A_{nz}, A_{sz}$  とする) この  $A_{nz}$  と  $A_{sz}$  と再び  $V$  と比較したものが図2である。この図より最初仮定した  $A_n, A_s \propto V^2$  の関係が正しいことが確認された。以上の解析より  $A_n, A_s \propto f(B_z) \cdot V^2$  の関係があり  $f(B_z)$  は双曲線で近似できることがわかった。そこでこの経験式を用いれば我々は  $A_n, A_s$  に対して最も大きな影響を与えている  $B_z, V$  の効果を補正することができる。この補正をほとした後の両インデックスを  $A_{nvz}, A_{svz}$  とする。この  $A_{nvz}, A_{svz}$  と  $B_y$  との関係が図3に示されている。

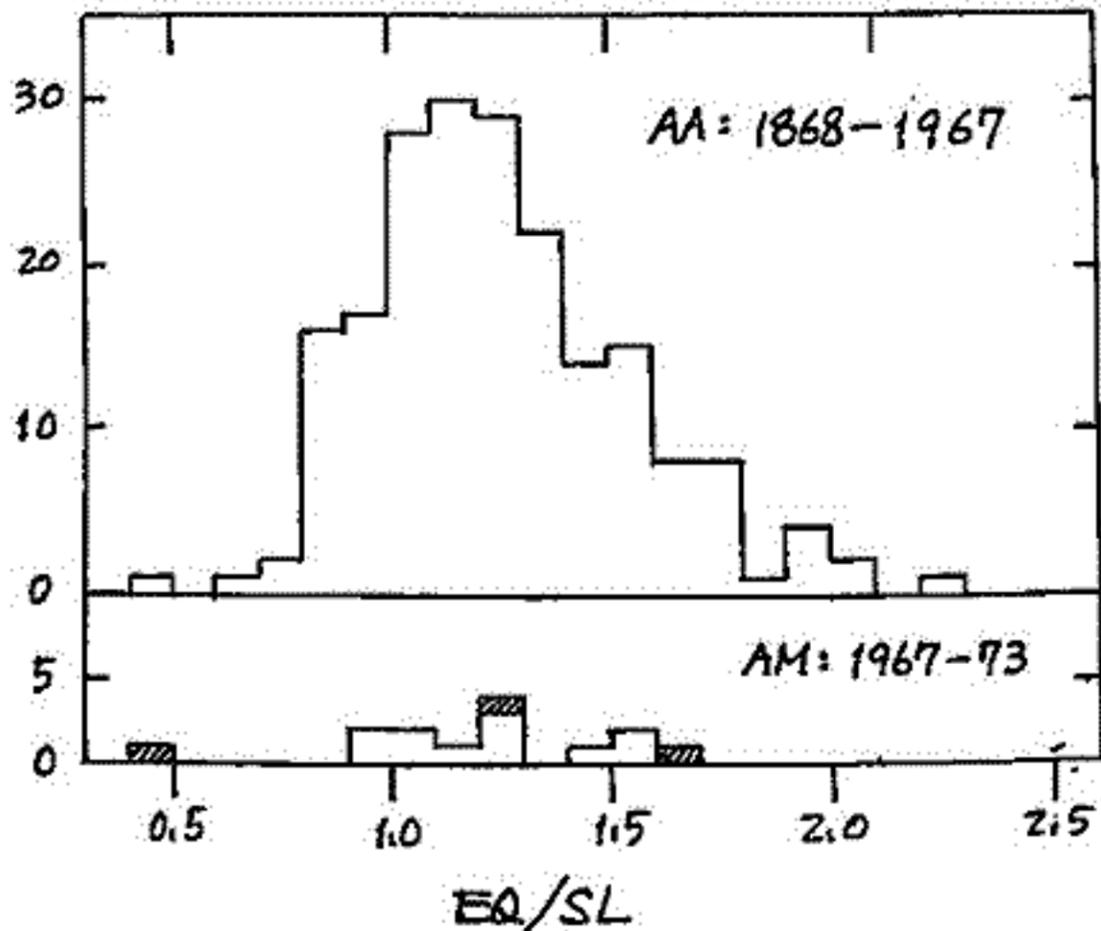
$A_{nvz}, A_{svz}$  に対する顕著な Gonzalez-Mozer 型の  $B_y$  依存性が見られるのは  $|B_z| \leq 2^{\circ}$  の範囲であり、 $B_z < -2^{\circ}$  では  $B_y$  依存性が直線に近い形になっていることがわかった。しかし  $B_z < +2^{\circ}$  の範囲ではいずれにも  $A_{nvz}, A_{svz}$  は  $B_y$  の符号に関して非対称な形を持っており、これが今まで多くの人達によって指摘されてきた IMF の  $B_y$  (あるいは Polarity) に関する地磁気活動度の南北非対称性の原因であると考えられる。

# 10A-I 60 地磁気活動度の半年変化に対する、太陽風の太陽面緯度依存性の寄与

村山 喬, 中井 仁  
名大 理

## (1) 半年変化中の variability

右図上半は、AA-index の 1868-1967 の 100 年間に、solstice から solstice までの半年づつに分け、それぞれについて、equinox 近傍の 54 日間と solstice 近傍の 54 日間の index の平均値の比 (EQ/SL) の値の頻度分布を示したものである。この値は 0.47 から 2.28 の、極めて広い範囲に亘って分布している。この variability は、地磁気活動度を支配している太陽風 parameter (主として太陽風速度  $V$  と IMF 南向き成分  $B_s$ ) の variability を反映している。現在 1967-73 の期間も、ほぼ連続的に、かなり充実した太陽風データが利用出来るが、この期間が半年変化の性格を調べるのに適当な sampling になつていようかどうかは、注意を要する。図の下半はこの期間の AM-index の EQ/SL の値の分布で、100 年間の分布の最小値 (1967 年前半の 0.47) が含まれていない。我々の解析では、この期間と 1973 年 (図中の  $\square$  で示したものを) を除き、5.5 年のデータを用いた。(1973 年を除いたのは、 $V$  の平均値が他と比べて異常に高いことによる。)



図の下半はこの期間の AM-index の EQ/SL の値の分布で、100 年間の分布の最小値 (1967 年前半の 0.47) が含まれていない。我々の解析では、この期間と 1973 年 (図中の  $\square$  で示したものを) を除き、5.5 年のデータを用いた。(1973 年を除いたのは、 $V$  の平均値が他と比べて異常に高いことによる。)

## (2) $B_s V^2$ の太陽面緯度依存性

上記の 5.5 年間で、solar-equatorial coord. での  $B_s V^2$  の EQ/SL は約 1.15, これは solar-magnetospheric coord. に変換すると、Russell-McPherron 効果により約 1.20 になる。AM-index の半年変化の幅中の約 1/2 は、これによって説明出来る。残りは、Bartels 以来の equinoctial 効果と考えられるが、その機構は、まだ不明である。

## (3) 位相について

かつての axial-equinoctial controversy において、半年変化の位相の長い期間に亘る平均がほぼ equinox (年の前半では Mar. 22 頃) にあることが、後者を支持する証拠の一つと教えられることになった。たしかに太陽面緯度 max. は Mar. 5 頃で、半月ほど早い。これは Russell-McPherron 効果 (max.  $\approx$  Apr. 5) が加わると、定性的には位相が遅い方にシフトされる。この点につき、適当な IMF 方向分布のモデルを用いて定量的計算を行ない、(2) で得られた程度の太陽面緯度効果がある場合は、半年変化の位相が Mar. 21 頃になることを確かめた。

前沢 冽  
(東大宇宙研)

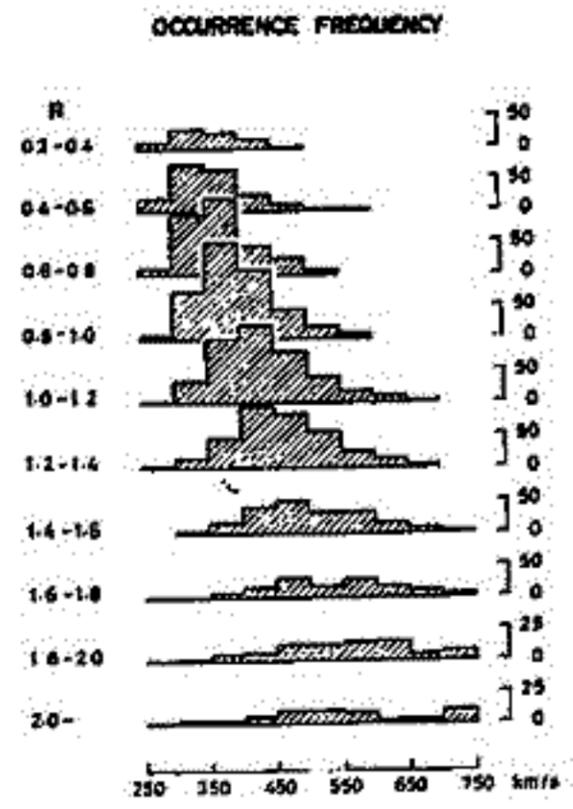
地磁気擾乱の大きさは、太陽風のいくつかのパラメータ、すなわち、 $V$  (太陽風速度)、 $B$  (惑星間空間磁場 (EMF) 強度)、 $\theta$  (EMF の緯度角)、 $\sigma$  (EMF の Variance) 等に依存することが知られているが、これらのパラメータがある特定の形で結合した形で地磁気擾乱を決定しているのか、それとも、それぞれのパラメータが独立に地磁気擾乱に寄与しているのかは、今までの解析からは不明である。もしいくつかのパラメータが独立に寄与しているものなら、地磁気擾乱に及ぼす影響のし方 (場所、時間等) が、それぞれのパラメータによって異なることが期待でき、そのことを逆に用いて、地磁気擾乱データから太陽風の各パラメータの値を推測できる可能性もあるわけだ。これは非常に重要な点である。

上記のことを調べる目的で、約10年間 (約  $3 \times 10^6$  時間) の太陽風データと地磁気データの AE (AU, AL) 及び Am index を用い、上記の4つの太陽風パラメータの値によって地磁気データを分類し、各パラメータに対する依存性を分離することを試みた。

結論としてわかったことでは、Am, AU, AL Index の  $B$  (EMF 強度) 依存性はどれも大体同じであるのに、 $V$  (太陽風速度) 依存性が異なることである。特に、AU と AL index を比べると、ともに  $B$  にはほぼ比例するのに対し、 $V$  に関しては  $AU \propto V$ ,  $AL \propto V^2$  の関係がある。このことは、AL と AU の比をとると、 $B$  に対する依存性が消え、 $V$  に対する依存性のみが残ることを意味する。つまり、この比をとることによって、 $B$  の値に影響されず太陽風速度  $V$  を推測する手段ができたことになる。

実際に  $AL/AU$  の比  $R$  を作って、どの位太陽風速度と対応が良いかを見れば、下図である。  $R$  の値を 0.2 ずつの段階にくぎって、その各段階に対して、観測された太陽風速度の Histogram が描かれている。(ただし、 $R$  を計算するとき、AU, AL index の UT Variation, Seasonal Variation, Sector Dependence については補正してある。) ざらんのように、 $R$  からかなり良く太陽風速度を推定できることがわかる (相関係数の値は 0.64 程度)。また  $B$  と  $R$  の相関をとると、0.23 というかなり低い値で、 $B$  に対する依存性がとり除かれていることがわかる。

上記の結果を応用して、1959年～1974年の AU, AL index のデータから、この期間の太陽風速度をだし、27日 Recurrence Diagram を作成した。と中、1966年を境に AU, AL index の作成に用いる地磁気 Station の分布が変わったので、データは均質とはいえないが、人工衛星のデータのない期間について、太陽風速度変化の手がかりが得られたことは、太陽磁場構造を考えると、地磁気擾乱を考えると、意義深いことと思う。27日の Recurrence Pattern は Solar Cycle 19 の後半と Solar Cycle 20 の後半が良いようであり、黒点極大期には Recurrence Pattern がくすむ傾向がうかがえる。



# 10A-I 62 太陽風速度の地磁気変動に対する効果

家森俊彦・前田坦  
(京都大学・理学部)

最近、太陽風の磁気圏に対する粘性的作用が再び注目されてくる。その場合、太陽風速度( $V$ )は、重要なパラメータであるかもしれない。我々は、前回の学会で、磁気圏や、惑星間磁場(IMF)南向き成分( $B_z < 0$ )に対して、定係数線型系として応答し、地上での磁場変動をもたらすと考え、IMF- $B_z$  に対する  $Dst$ ,  $AL$ ,  $AU$  各指数のインパルス応答を求めた結果を報告した。今回は、同様な方法により、太陽風速度  $V$  の地上磁場変動に対する影響を中心に調べた。使用データは、1967年から1969年にかけての期間から、比較的連続(約10日程度)して IMF データと太陽風プラズマデータの得られる区間を選択し(合計約200日)、それらをつなぎ合わせて、連続した時系列と見做し、解析を行なった。データはすべて hourly value である。

## 1. IMF- $B_z$ の効果と太陽風速度 $V$

入力  $V \times B_z$  (又は  $V^2 \times B_z$ ) に対する各地磁気指数のインパルス応答を求め、次に、それらと太陽風データのほか、各指数を逆に予測(再現)する。どのような場合に予測のはずれが大きいかを見る。結果によると、(例えば図1)、 $V$  が大きいとき、予測値よりも実際の地磁気指数のほうが大きく出る傾向が一般的に見られる。このことは、入力を  $V \times B_z$  とするか、 $V^2 \times B_z$  とするかには依るなり。また、比較的大きな  $V$  ( $\bar{V} = 502 \text{ km/s}$ ) の期間から求めたインパルス応答の大きさと、比較的小きな  $V$  ( $\bar{V} = 410 \text{ km/s}$ ) の期間から求めたそれとは大きさがあまり異ならぬことから、 $V$  は、 $V \times B_z$  (又は  $V^2 \times B_z$ ) で地磁気変動を起す場合の「効率」に、さらに非線型な関与をしているのではないかと考えられる。この解釈として、例えば、day side での再結合によるもの以外に、 $V$  のみに関連した磁気圏へのエネルギー又は粒子の輸送過程が存在して、IMF- $B_z$  ( $V \times B_z$ ) は、主として磁気圏にたくわえられたそのエネルギーを解放する役割をしていこうと考えることができる。つまり、太陽風エネルギーの磁気圏への輸送はふたどおり(day side での再結合と、 $V$  に依存した粘性的作用)で、その解放は、tail に作用した  $V \times B_z$  による tail での再結合であるとする。

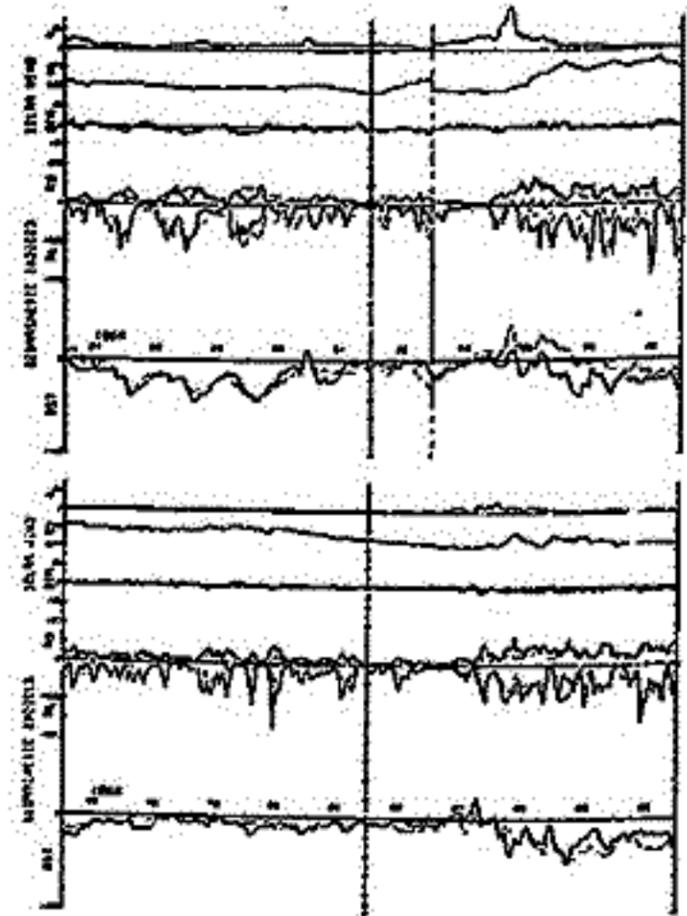


図1 (点線が予測値)

## 2. $V$ のみに対する線型応答

$V$  が IMF- $B_z$  とは独立に別の線型系を通して地磁気指数に効いてくると仮定して、そのインパルス応答を求めた。(図2, 図3)。これによると、 $V=400$  とした入力に対する応答は、各指数とも時間おくれなしで鋭いピークをもつ。但し量的には小さく、 $V$  が  $100 \text{ km/s}$  増大すると、 $Dst$  で約8r,  $AL$  で約50r,  $AU$  で約30r 程度、いずれも発達する方向に動く。これは太陽風  $V$  の大きさが、磁気圏内対流の強さに関係していることを示すのではないかと考えられる。

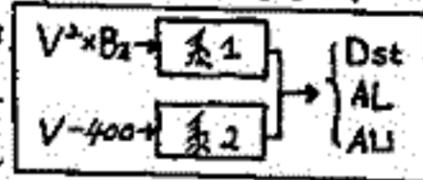


図2

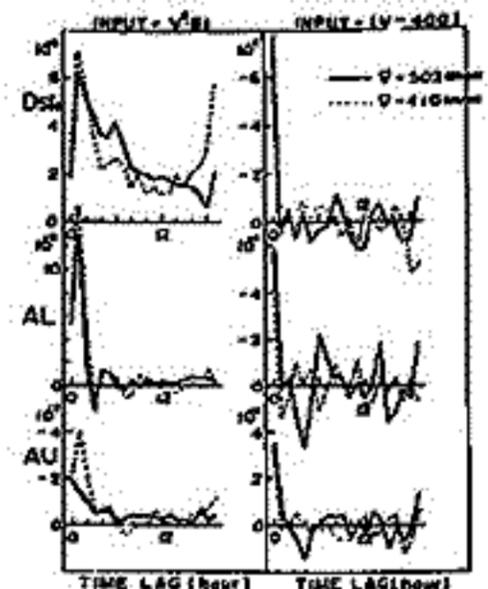


図3

青木 孝夫  
名大理

AU, AL の UT (Universal Time) 変化を調べ、次の様な予備的結果を得た。

(1)  $AU/B_s V$  及び  $AL/B_s V^2$  (ここで、 $B_s$  は GSM 系における、IMF の南向き成分、 $V$  は太陽風速度) の UT 依存性を、太陽方向の地磁気緯度  $\lambda$  について、 $-20^\circ \leq \lambda < 20^\circ$  の範囲の各 5 度間隔ごとに、かつ IMF の  $B_y$  の符号別に調べた際の結果 (解析に使われた期間は 1967 年 1 月より 1968 年 6 月まで) :

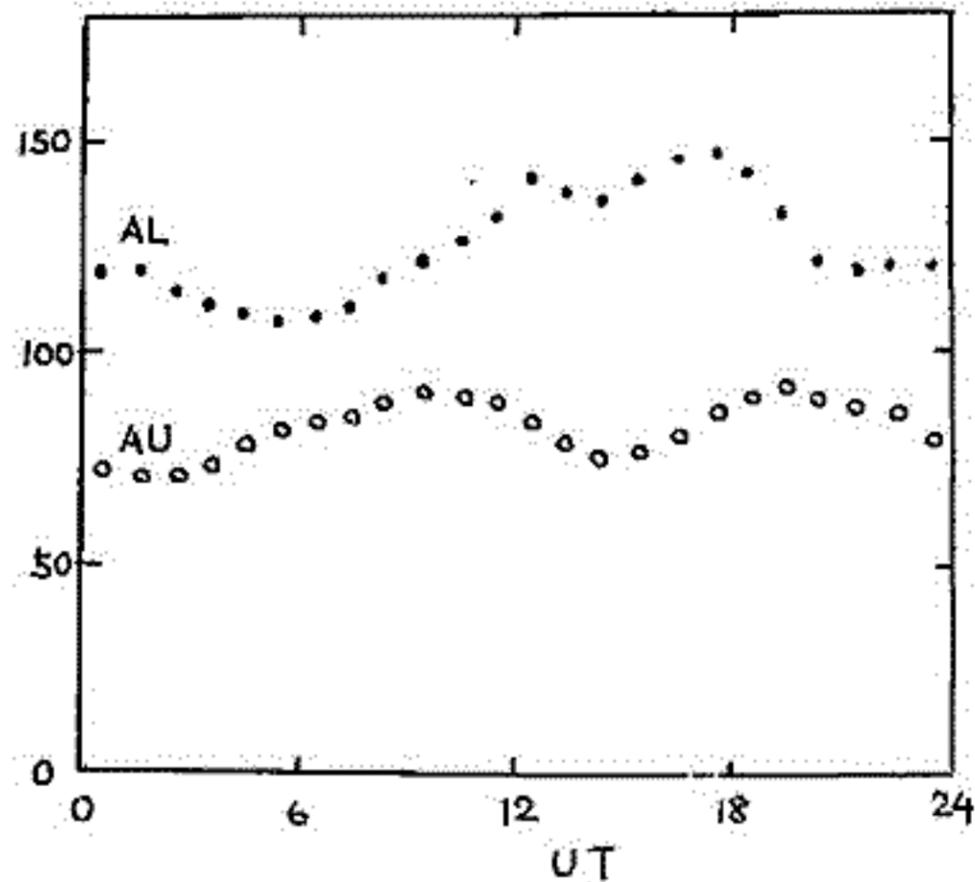
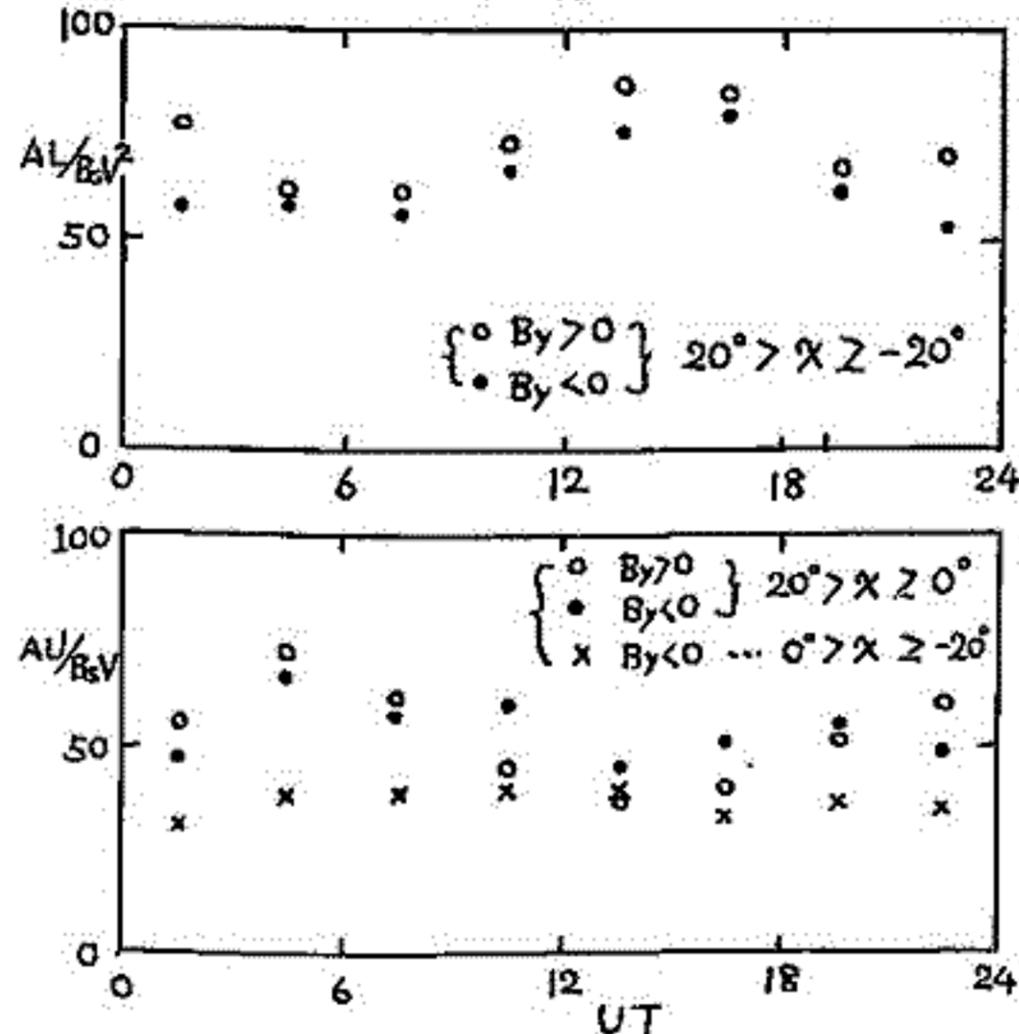
$AL/B_s V^2$ ,  $AU/B_s V$  とともに かなりはっきりした UT 依存性を示す。 $AL/B_s V^2$  の場合は、 $12^h \sim 18^h$  UT 付近で、平均値に対して 20% 程度の増加を示し、これは、 $\lambda$  の値及び  $B_y$  の符号に依らないように見える。 $AU/B_s V$  の場合は、 $3^h \sim 6^h$  UT 付近に同じ程度の増加を示し (すなわち、 $AU/B_s V$  の UT 変化は、 $AL/B_s V^2$  のそれにくらべてほぼ逆位相である)、これは、 $B_y$  の符号には依らないが、 $\lambda$  が負のときには認められなくなる。(a) 図参照)

(2) 上の解析は、AU, AL の大きさに影響を及ぼすことが確認されているパラメータ、 $B_s$ ,  $V$ ,  $\lambda$ ,  $B_y$  の符号について、その影響を考慮に入れての解析であるが、かなり長い期間のデータを用いれば、これらの効果はならされるであろうと期待される。この観点から、1968 年から 1973 年のデータに全く条件をつけずに UT 変化を求めてみた。その結果は (b) 図に示されているが、AL の UT 変化は (1) の場合と、振幅ならびに位相ともよく似ているのに対して、AU のそれは (1) とは全く異なっている。

AU, AL index の UT 依存性を生じさせる可能性をもつものとしては、これらの index を導く際に用いられた station の経度ならびに緯度方向の分布の非一様性が、まず考えられるが、それを原因と考えるには AU の UT 依存性は奇妙なものであるように思われる。

(a) 図

(b) 図

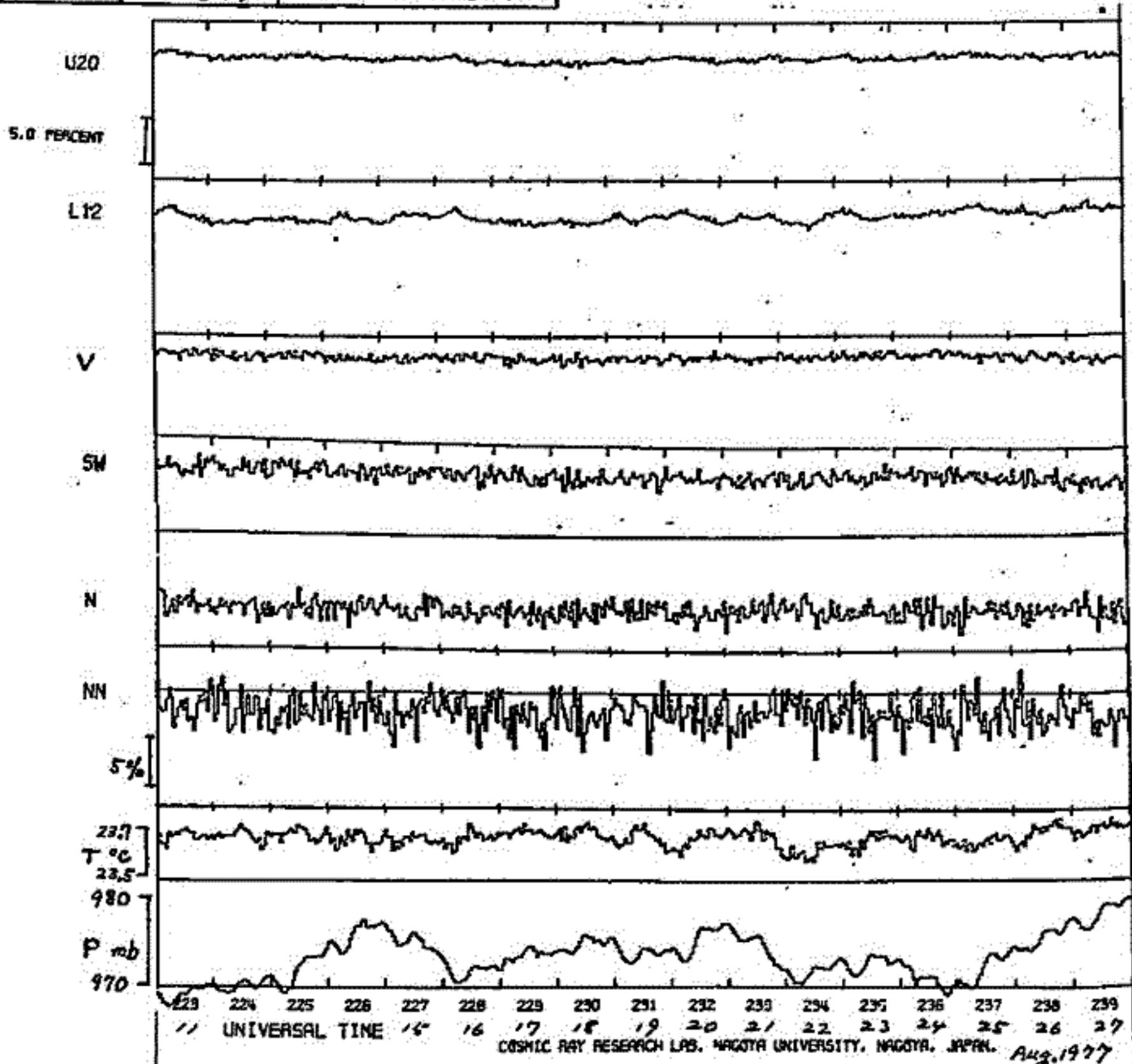


11A-I 64 坂下におけ3 地下宇宙線観測

	Median Rigidity GV	U20/L12 Counting Rate $\times 10^4/\text{hr}$
U single		46.0
L single		33.3
$V = \Sigma 22^\circ$		10.6
22° NE	334	2.85
ES	333	2.96
SW	346	2.64
WN	350	2.62
41° N	409	1.42
E	392	1.93
S	395	1.50
W	448	1.39
60° NN	607	0.36
SS	547	0.42

長島一男 上野裕孝  
 藤本和寿 藤井英次郎 (名大理)  
 近藤一郎 (東大宇宙線研)

坂下の地下宇宙線観測は、8月から上層20個、下層12個(1m<sup>2</sup>)の検出器で観測を開始した。左表は、この装置の性能を示すもので、今秋には検出器が60個になる予定で、Counting Rateは2倍になる。下図は、観測結果の未修正プロットの結果と統計的なものである。



# 11A-I 65 宇宙線データの集録・処理装置へのマイクロ

## プロセッサの応用

安江新一、森 覚、赤羽重信、茅野基、一之瀬匡興  
 (信大理) (信大教養)

宇宙線連続観測に使われる計数記録装置やデータ処理装置に、最近急速に普及し始めているマイクロプロセッサを活用することにより、柔軟性、拡張性に富んだ装置の製作が容易になると期待される。

我々は次のような方法で開発を進めた。

- 1) 開発用としてミニコンスタイルの8080Aマイクロコンピュータを設計、製作する。
- 2) 次にそれを用いてマイクロコン内蔵計数記録装置の製作とデバッグを行う。
- 3) 開発用マイクロコンは、メモリ、周辺機器、ソフトウェアなどを充実させ、データ処理装置兼開発用コンピュータとして活用していく(下図参照)。

マイクロコンはデータ処理装置としては複雑な計算には向かない(現在使用出来る言語は、アセンブラとBASIC)が、簡単な一次処理などを行う際は威力を発揮している。

計数記録装置の設計にあたって、次のような仕様をあげている。

- 1) 一つの筐体に16チャンネルのカウントを收容し、この筐体をつぎにいくことにより数十チャンネル、又はそれ以上に拡張出来ること。
- 2) 入力チャンネル数と出力チャンネル数はスイッチで指定出来ること。
- 3) 個々のカウンタ回路は出来るだけ簡略化して、コスト的にも拡張性を持たせる。
- 4) パネルスイッチのみでカウンタ・ロックのセット、自動計測など、すべての操作が出来ること。

数ヶ月にわたる試運転の結果では、十分実用化出来るとの自信を得ている。

計数記録装置にマイクロプロセッサを用いたことによる新しい可能性の例として、

- 1) 入力チャンネル数を大きくすることが容易になり、宇宙線望遠鏡を構成する個々の検出器の特性を常時モニターすることも可能になる。
- 2) 必要に応じて、負圧補正、偶然同時放電カウンタの補正などの計算処理を行わせることが出来る。
- 3) 電話回線を利用して遠隔地の観測所と方向をマイクロコンを通して直接することが出来、リモートコントロールも可能になる。

なお、このような装置は開発、製作等に手間がかかったため、ある程度規模の大きなものに適用していると思われる。

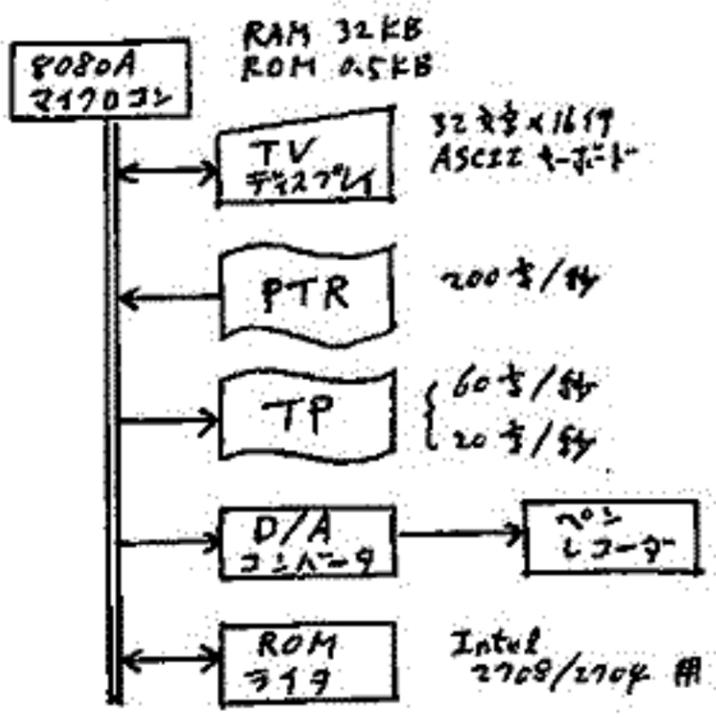


図. 開発用兼データ処理用マイクロコンピュータ

## 宇宙線嵐と太陽風

須田 友重, 三島 靖, 村上 一昭, 和田 雅美  
 (気象研) (愛媛大理物理) (理研) (理研)

宇宙線嵐は、太陽フレアにともなう、Shock wave によるものと、太陽接乱部より来る、Co-rotation Stream によるものからなされる。この2つの存在を明らかにしたのは、Bukata 等(1967)の pioneer の7による観測で、53.2度離れた所で、4日の間隔を置いて、それぞれに co-rotate した、全く同じ形をした宇宙線嵐を観測した。フレアにともなうものは、太陽宇宙線現象ともなうことが多く、より同時的なものとして観測された。地上での観測で、Kame(1977)は、この2つの Type の差をみたが、大きな差はみられなかった。右表は、Hunthausen (1970), Montgomery et al. (1972) が示した Stream 及び Shock wave を基にして、みた宇宙線現象である。Shock wave の方がいくらか、大きな宇宙線嵐をみこしてはいくらにもよるが、嵐の形なども比べて大きな差があるようにもみえない。

太陽風の特徴として、低い温度のもの、Gosling et al. (1973) は、宇宙線嵐との対応はよい。が Density spike, Gosling (1974), との対応はみられない。

コロテーション, Warner et al. (1974), は 1972 Jan. - 1973 Jan. の間に27コ報告されているが、この中 宇宙線嵐と関連づけられるのは、3例で、他のものは関連がみられない。傍加粒子, 日変化の関連とは 関係がある場合がある。

1967		ΔI	Stream	Shock
II	7-11	3		9
II	17-21	3		9
III	17-21	1	35	
IV	1-	2	1.6	
IV	4-8	2		5
IV	23-25	1	23	
IV	29-	2		0.6
V	1-6	3		20
V	20-	12		4
V	25-			50
V	30- <sup>VI</sup> 4	2		20
VI	5-11	3		3
VI	25-	4		12
VI	26- <sup>VI</sup> 3			3
VII	11	-	46	
VII	18	-	1.2	
VII	23-26	0.5	1.6	
VII	28- <sup>VII</sup> 12	4	2.3	
VIII	30- <sup>VIII</sup> 6	5	0.2	
IX	3	-	0.5	
X	11	-	1.6	
XI	22-	4	1.6	
XI	23-		1.4	
XI	29- <sup>XI</sup> 14	0.5		2
XII	4	-	11	
XII	8	-	0.3	
XIII	15-	3	0.7	
XIII	18-23	1		5

11A-I 67 地上 Neutron 並びに 地下 Meson data を用いた  
 1972 August Cosmic Ray Event の 三次元解析  
 高橋 八郎・千葉敏躬・和田雅美  
 京大教育 理研

最近村上等により地下 meson 成分に対する Response function が計算され、これにより  
 名古屋グレイブ (Fujimoto et al) のデータが、世界の主要地上並びに地下宇宙線観測所にお  
 けるこれらの meson 成分に対する Coupling coefficients の計算を行った。

我々は、今までの neutron 成分とこれらの meson 成分に対する Coupling coefficients を使って  
 1972 August Cosmic Ray Event の三次元解析を行った、その結果を過去 2 回はわたって  
 報告してきた。

今回はその 3 回目計算結果を示す。今回は今までの解析方法を若干改良、また、  
 用いた cosmic ray stations の数を変え、かつ、その組合せを 2 通りにして、meson 成分の  
 化負向と neutron 成分の正負の違が見られるようにした。結果は下図 (Fig. 1~3)  
 の通りである。

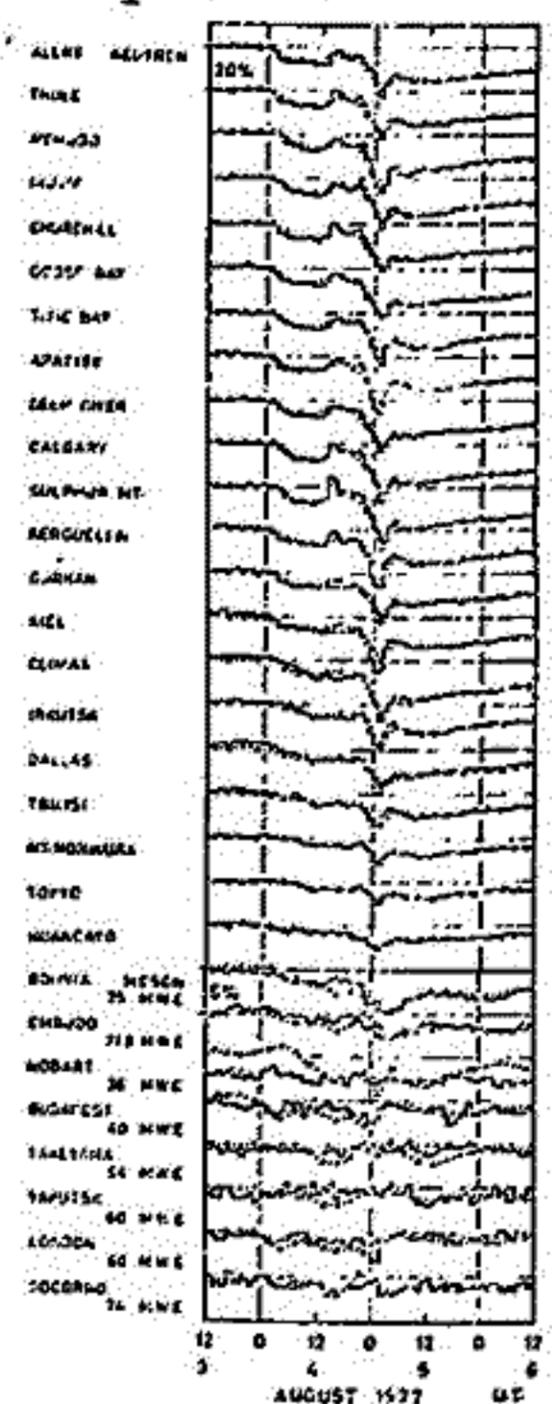


Fig. 1

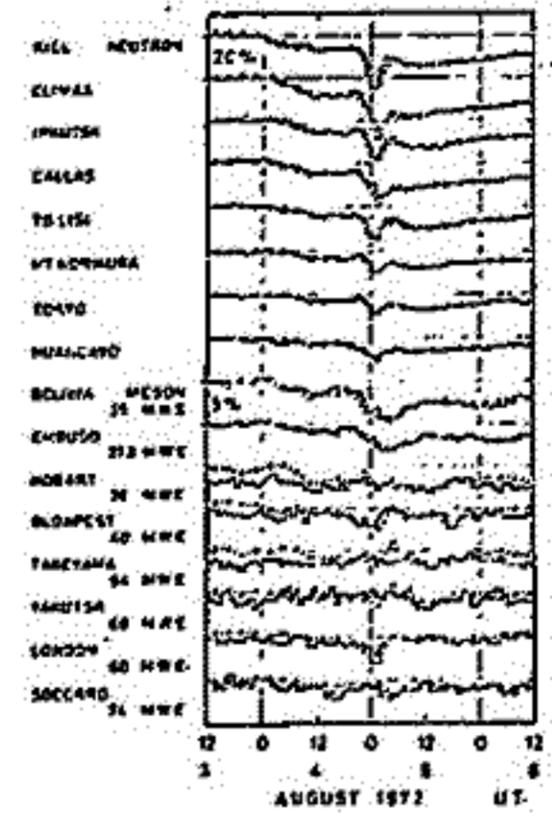


Fig. 2

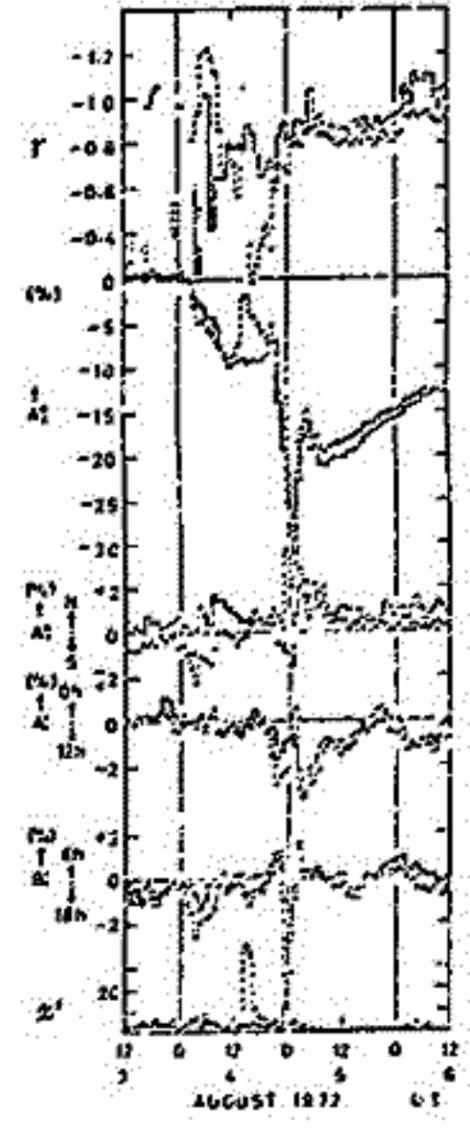


Fig. 3

Fig. 1 と Fig. 2 は実測(実線)と期待値(点線)との比較を示す。  
 地下 stations は場所も数も両図とも同じである。地上 Neutron stations  
 は Fig. 1 では Fig. 2 の 2 倍以上に多い。

Fig. 3 は解析結果の spectrum ( $r$ ), Isotropic comp.  $A_0$ , N-S  
 Asymmetry  $A_1$ ,  $0^h$ (LT) 方向非零成分  $A_1'$ ,  $6^h$ (L.T) 方向非零成分  $A_1''$   
 および  $\chi^2$  を示す。同の点線は Fig. 1 の stations の data を使って解析した結果を示し、実線は  
 Fig. 2 の stations の data を使った場合の解析結果を示す。実線の場合、地下 meson data の  
 欠乏が強く反映しているものがある。

# 11A-I 68 宇宙線日変化の日々変化

北村正通, 池上比呂志

気象研究所

宇宙線日変化の日々変化について解析を行... 1日変化及び半日変化についてその結果を述べる。用いた資料は1974年の板橋, 中核子成分, 名古屋, 中間子成分強度資料である。これは24時間移動平均を15分値にして, 1日変化及び半日変化の最大時刻( $T_{max}$ )の出現時刻分布を示す。 $T_{max}$ の値は四捨五入した。

図N1, N2; M1, M2は夫々中性子成分の1日変化, 半日変化及び中間子成分の1日変化, 半日変化の $T_{max}$ 出現時刻分布である。

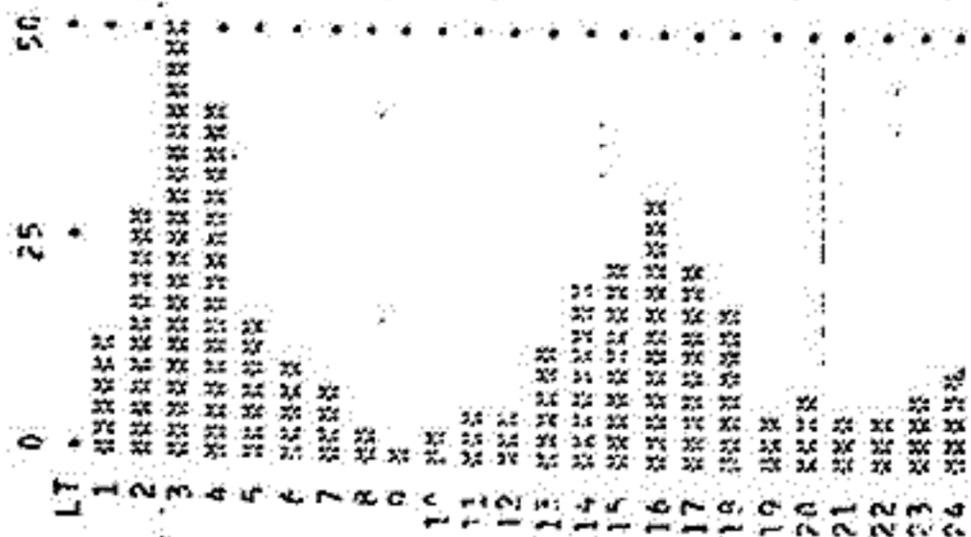
図より明らかなように, 中性子, 中間子両成分は, 1日変化及び半日変化の両方とも $T_{max}$ の出現分布はdouble peakを示していることが特徴である。夫々のpeak時刻は下表の如きである。

両成分のpeak時刻は1日変化, 半日変化は大体一致している。1日変化の2つのpeak時刻のうち中性子成分の中間子成分より1時間早い。

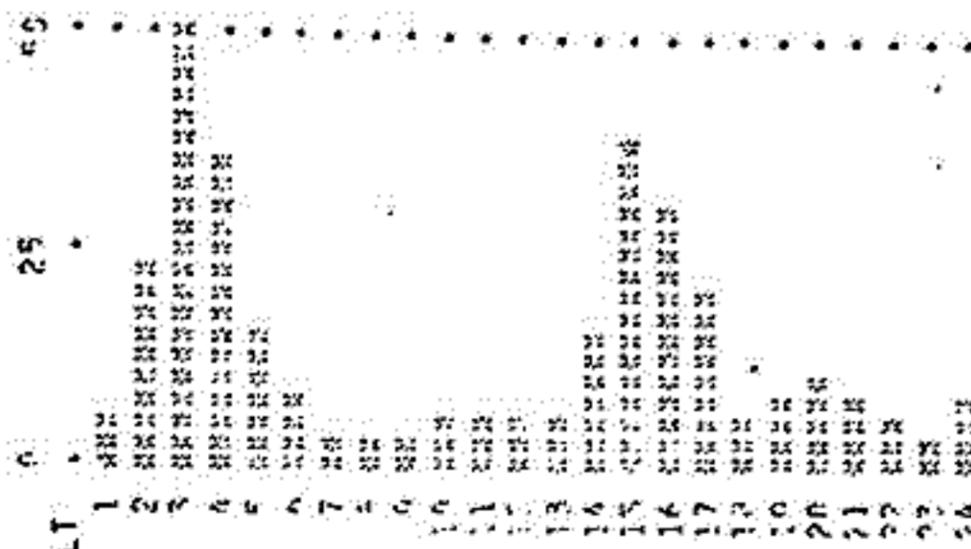
	中性子成分のpeak時刻	中間子成分のpeak時刻
1日変化	3 <sup>h</sup> LT 16	3 <sup>h</sup> LT 15
半日変化	1 6	1 6

宇宙空間における宇宙線変位のエネルギースペクトルが次第に平坦化する; こと以上の出現時刻と単純に結びつけることは出来ない。6時間のdeflectionを起し, 1日変化のSourceは $9^{\circ}$ 及び $21^{\circ}$ 方向である。

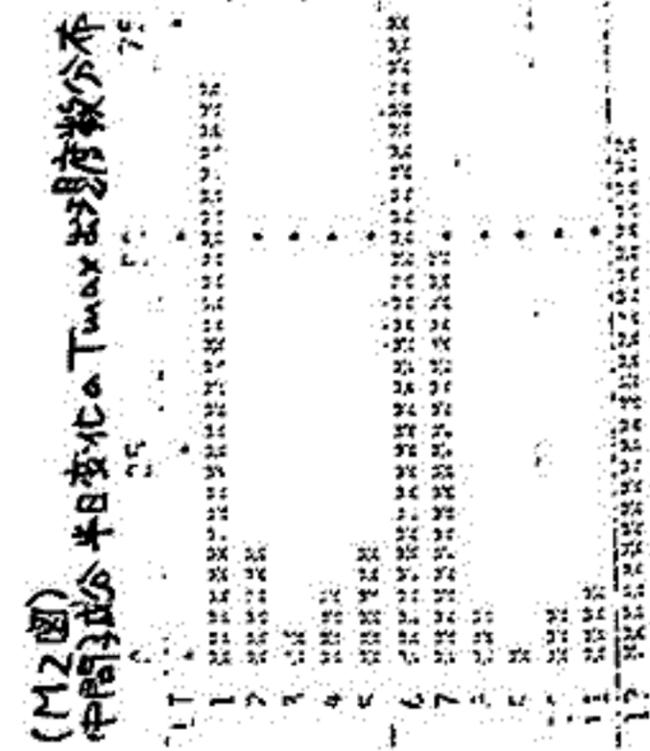
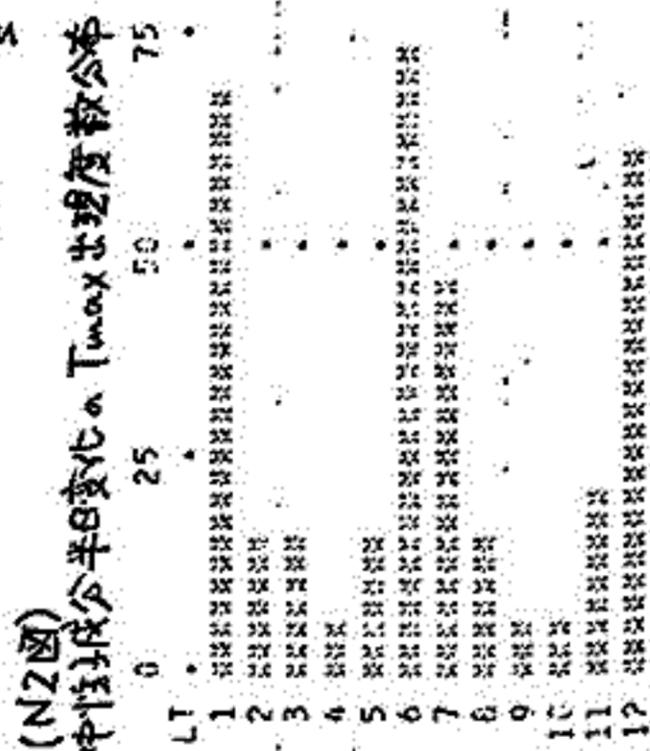
半日変化の成分は1日変化の成分より硬いと見て, 3時間のdeflectionを起し $9^{\circ}$ - $16^{\circ}$ 方向及び $9^{\circ}$ - $21^{\circ}$ 方向である。今後他の期間及び他の地点について同様の解析を進めよう予定である。



(N1図) 中性子成分1日変化の $T_{max}$ 出現度数分布

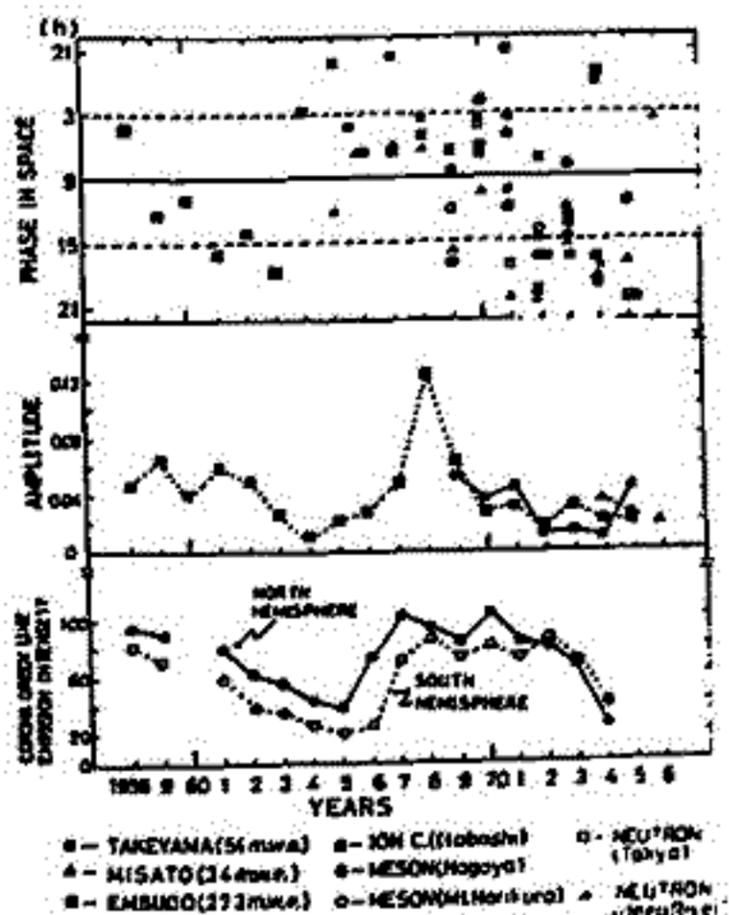


(M1図) 中間子成分1日変化の $T_{max}$ 出現度数分布



一之瀬 匡興, 森 覺, 安江 新一  
信大教養 信大現 信大現

黄道面に垂直方向に宇宙線密度勾配(∇<sub>N</sub>)が存在すれば、惑星間空間磁場(EMF)によつてIBX∇<sub>N</sub>の宇宙線の流れが生ずる。この宇宙線の流れによる宇宙線日変化の異方性の方角は、宇宙線密度が黄道面の南側か北側に比較して高く、EMFのpolarityが towardのときは3h LT, awayのときは15h LTとなる。この異方性のみをとり出すためには、宇宙線異方性の他の成分(Corotational, Radial gradient 等)を消却する必要がある。そのためには宇宙線日変化とEMFのpolarityが towardと away の2つのグループに分けてその年平均をとり、この差引き即ち toward-away Vector をつくればよい。このように得られた差引き Vector の方向は、この場合3h LTとなる。また宇宙線密度分布の南北非対称性が前述と逆転した場合は toward-away Vector の方向も逆転して15h LTとなる。このように toward-away Vector の向きを調べることによつて、黄道面に垂直方向の宇宙線密度の南北非対称性を知ることが出来る。図に地下、地上における宇宙線観測の data を用いた経年変化の結果を示す。図中、上から phase (宇宙線日変化 Spectrum P<sub>0</sub> を仮定し、 $\delta=0$ ,  $P_0=100\text{GeV}$  とし space もとしを結果)、Amplitude (観測値)、および Corona green line の emission intensity である。図にみられるように、phase は70~71年を境として3h LTから15h LTに逆転し、太陽活動の南北非対称性によく対応している。更に Amplitude も太陽活動に依存している。



# 11A-I 70 宇宙線粒子の太陽動径方向の密度勾配と 拡散係数

安江新一  
信大理

宇宙線の太陽動径方向の密度勾配と惑星間磁場(IMF)によって生ずる宇宙線粒子の黄道面に垂直な方向の流束の存在と其の性質について、これまで多くの解析がなされてきた。これらの解析は IMF の極性の変化により、north-south asymmetry 又は、sidereal diurnal variation の向きが反転する二つを利用しているが、我々の方法の特徴としてその両者を組みにして、3次元的に扱っていることが上げられる。

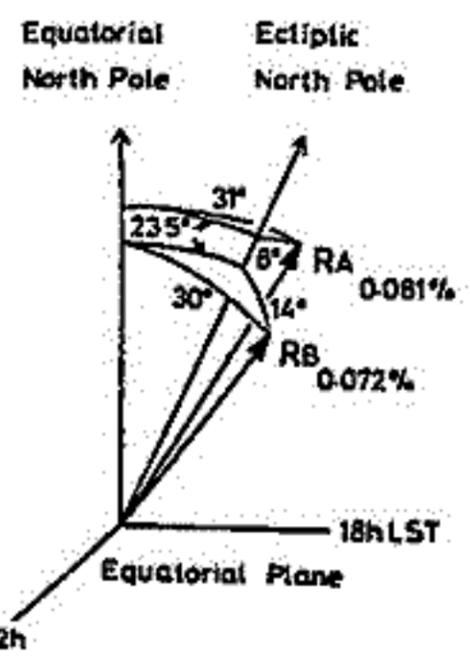


Fig. 1 Direction of determined anisotropy in space for 1969-70 ( $R_A$ ) and for 1971-73 ( $R_B$ ).

今回の解析では Table 1 に示されているように、二つの期間 (A), (B) について、中性子  $\pi^+$  及び  $\pi^-$  乗粒、武山の meson telescope の  $\pi^-$  を使用することによって、黄道面に垂直な方向の流束の存在を確認することが出来た (Fig. 1 参照)。又、その大きさや rigidity dependence も求めたことが出来た。

次に Forman-Gleeson の式に基づき、太陽動径方向の宇宙線密度勾配の大きさと rigidity dependence を求めたことを試み、

$$11 P^{-0.7} \% / AU \quad (P: \text{rigidity in GV})$$

という結果を得た。更にその結果と、Jokipii-Coleman の式とを用いて、宇宙線粒子の拡散係数を rigidity の関数として求めたこと、及びその結果をほかの方法で得られた二つの結果と比較して検討することを試みた予定である。

Table 1. List of Stations

(A) 1969-70		(B) 1971-73	
N-S Asym.	Sidereal D.V.	N-S Asym.	Sidereal D.V.
Thule-McMurdo Mt. Norikura G GG	Deep River Mt. Norikura V N S E W	Thule-McMurdo Nagoya G GG	Deep River Nagoya V N S E W
Takeyama N-S V-S W-S E-S	Takeyama V N S E W	Takeyama N-S V-S W-S E-S	Takeyama V N S E W

Note; G = (30°N-30°S)+(30°E-30°W)  
GG = (49°N-49°S)+(49°E-49°W)

長島一男、藤井善次郎、森下伊三男  
(名大・理)

Free Space に於る宇宙線の異方性に関して、調和解析を通じて、既にいさうな事柄が明らかにされ、あるいは明らかにされつつあるが、我々は、宇宙線の日平均値の強度変化を解析する事により、2-nd space distribution まで ( $F_0(x), F_1(x), F_2(x)$ ) の zonal component  $\alpha_{00}, \alpha_{10}, \alpha_{20}$  を各々の space distribution に伴う differential rigidity spectrum の power index  $\gamma$  及び upper cut-off rigidity  $P_u$  を parameter set として求める事を試みた。今回は、その preliminary な解析結果の報告を行なう予定である。

解析には、名古屋高精度多方向中間子計の 17 の方向成分 (V, E, S, W, N, ...) のデータを用いた。各成分について、27日の running average からの差  $\Delta I_i$  ( $i$ : 成分) とすると、 $\Delta I_i$  は次の様に表わされる。

$$\Delta I_i = C_{0i} \alpha_{00} + C_{1i} \alpha_{10} + C_{2i} \alpha_{20} + U \quad \dots (1)$$

ここで  $C_{ji}$  は  $j$ -th distribution と  $i$  成分との coupling coefficient であり、 $U$  は unknown value である。spectra は space distribution  $F_0(x), F_1(x)$  に対しては power type とし、

$$G(p) = \begin{cases} (P/10GV)^\gamma & \text{for } P \leq P_u \\ 0 & \text{for } P > P_u \end{cases} \quad (P: \text{rigidity})$$

また、 $F_2(x)$  に対しては power exponential type の spectrum

$$G(p) = \left(\frac{P}{P_u}\right)^\gamma \exp\left[\gamma - \frac{P}{P_u}\right]$$

を与え、parameter set は 各々の type の spectrum に対して

$$\text{power type } \begin{cases} \gamma = 0.5, 0, -0.5, -1.0, -1.5, -2.0 \\ P_u = 30, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000, 9999 \end{cases}$$

$$\text{power exponential type } \begin{cases} \gamma = 2.0, 1.0, 0, -0.5, -1.0, -2.0 \\ P_u = 10, 20, 30, 50, 100, 200, 500, 1000 \end{cases}$$

を考えた。

$\alpha_{00}, \alpha_{10}, \alpha_{20}, U$  は spectra の parameter set ( $\gamma_0, P_{u0}, \gamma_1, P_{u1}, \gamma_2, P_{u2}$ ) (添字 0, 1, 2 は各 distribution を示す) に対して いろいろ計算した。これによる (1) の値を  $\Delta I_i^{cal}$  とし、一方、測定値を  $\Delta I_i^{obs}$  とし、

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Delta I_i^{obs} - \Delta I_i^{cal})^2}{\sigma_i^2}$$

が minimum になる様な parameter set ( $\gamma_j, P_{uj}; j=0 \sim 2$ ) 及び  $\alpha_{00}, \alpha_{10}, \alpha_{20}, U$  を求めた。

上記の様にして得られた  $\alpha_{10}$  及び  $\alpha_{20}$  を一般に南北異方性を良く反映してゐる GG-factor と関連させて議論し、又、関係式 (1) のみならず、別の関係式 (例えば、unknown value に成分依存性を持たせる等) を用いて解析を行なひ、合わせて報告する。

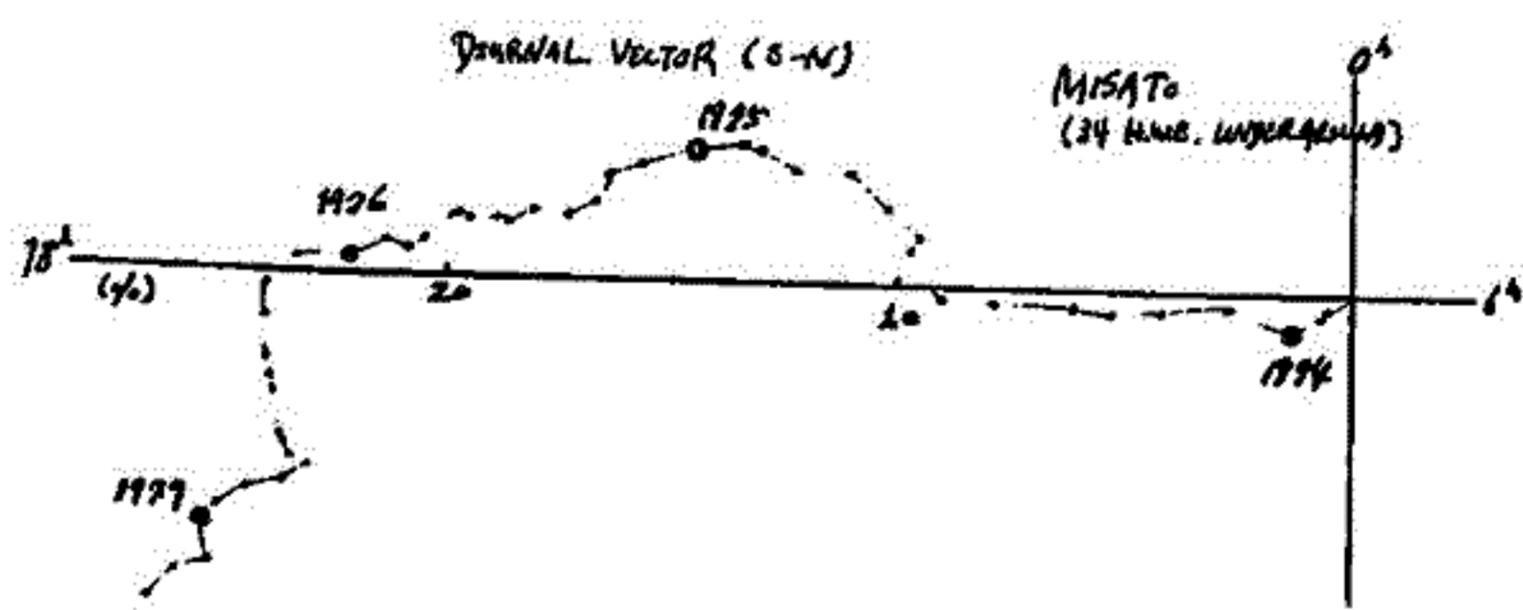
# 11A-I 72 太陽活動極小期における宇宙線異常性

再定 寺江 新一 (信大理) - 2 龍匠 健 (信大教養) 宗原 義敏 (中部工大)

太陽活動極小期における宇宙線日変化異常性を長期変動の観点から議論する。今太陽活動極小期 (1974-1977) は、1950年代極小期より22年周期より長し、宇宙線日変化異常性の modulation の一方向性が明瞭な点に特徴がある。可成り

- i) Forbush (1969) の議論から、総論日変化は11年変化と22年変化とも日変化異常性を示し、これら2つの可成り効果がある。2点を支持する解析も多し (例: Dussan & Penneront, 1970)。
- ii) 最近 Tarkenton & Humble の Hart による解析から1953-1964 は日変化は太陽 150° LT 方向であり、1975-1976 年 F2 層は 80° LT 方向にあると示唆している。これは、orbital flow と radial flow の卓越 (21日と22日) (Humble, private communication)。
- iii) Bulgaria Conf. (1977, Aug.) の Ahluwalia による問題をとりあげ議論している。Corona Velos との関連を示している。
- iv) L. S. 両者とも、日変化の異常な変動を upper limiting modulation rigidity  $R_U$  の star cycle dependence に帰するとしている。

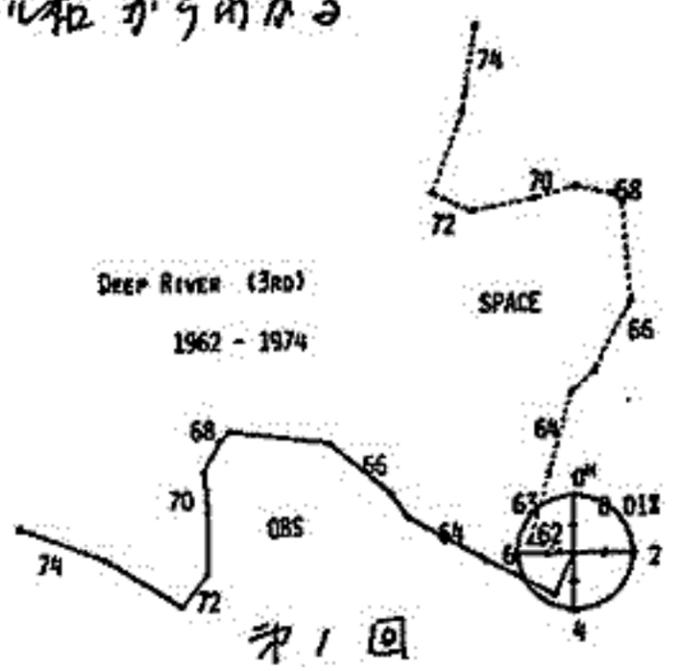
我々信大と龍匠博士による解析から1974-1977年4年間にわたる長期変動を議論する。1976年見られた異常な日変化異常性の変動は、上記の報告と同様のものである。この議論の参考を不能に示すこともあつた。下記に図1と図2以下を添えて、2方向の解析の日変化の異常性を示すこともあつた。このことは、太陽活動の変動を議論する上で、上記の議論は役立つ。



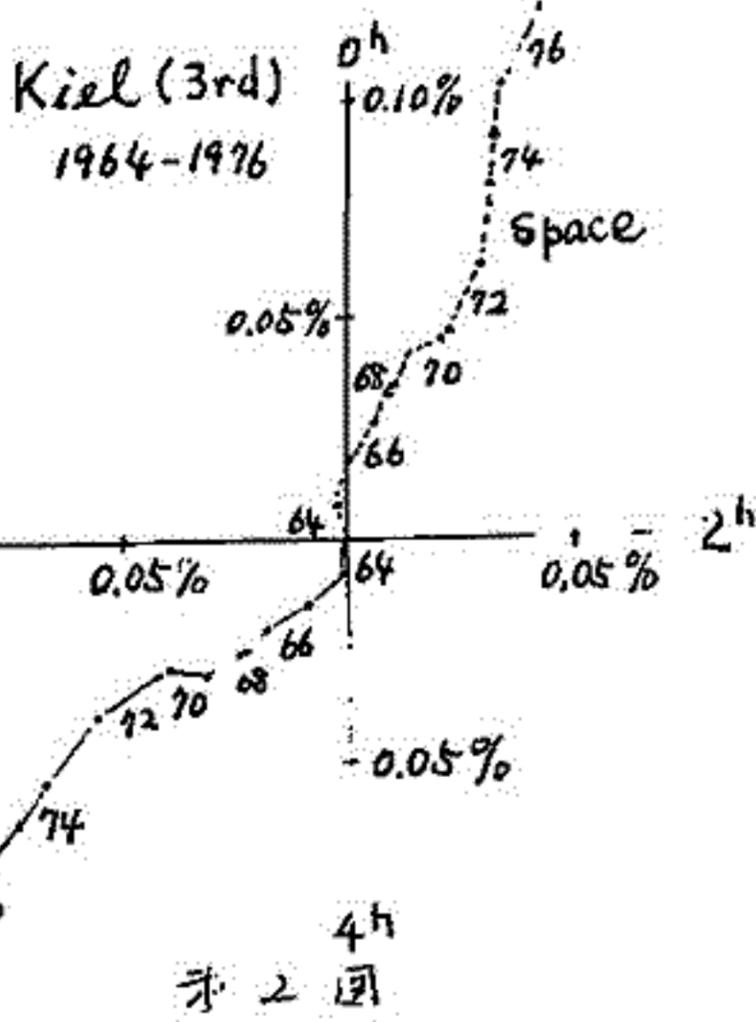
石田喜雄, 菅野席吉, 斎藤俊子  
 福島大・教育 福島大・教養

I. これまで、宇宙線日変化の異方性を space で平均として  $\sim 1^h$  又は  $\sim 5^h$  方向にあり、 $\langle T_{mn3} \rangle_Y$  (ベクトル年平均値) は太陽コロナ緑線強度 (I5303) (太陽面低緯度) と大変強い相関があり、半日変化と日変化の space での異方性より、太陽活動期では Loss cone の半開角 ( $\alpha_c$ ) は  $0^\circ < \alpha_c < 63^\circ$ 、太陽静穏期では  $63^\circ < \alpha_c < 90^\circ$  になること、又、日変化の異方性 (space 上) は、太陽活動期には  $\sim 5^h$  方向に、太陽静穏期には  $\sim 1^h$  方向にあるが、1968 年以降は変化が生じ、ヒストグラムから見た平均の異方性は ( $6^h \sim 7^h$ ) (space 上) の方に変化すること、 $\langle T_{mn3} \rangle_Y$  も 1968~1974 の期間は  $\langle I5303 + 05 \rangle_Y$  (太陽面北緯  $5^\circ$  の I) とは位相がかわること、並に、宇宙線日変化と IMF の構造より、経年変化が太陽一般磁場の遷延と関連があること (T. Saito との共著) 等を報告してきた。

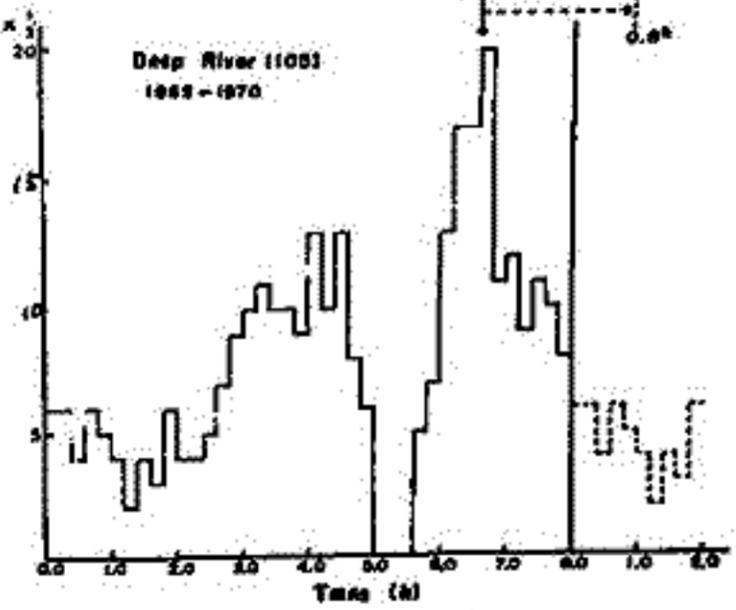
II. 又、第1図に示される  $\langle T_{mn3} \rangle_Y$  (Deep River) のベクトル相からわかるように、1963~1967 と 1973~1974 はほぼ同じ方向を向いているが、1968~1972 の期間だけ、ほぼ2時間進んでいる。その後入手した Kiel のデータも第2図に示すが、Kiel では Deep River で見られたような変化を見出すことが出来なかった。第1図、第2図共に、実線は obs. 値を、点線は、これを space に直したものを示す。



III. ヒストグラム、 $T_{mn3}$  のヒストグラムによると、一例性第3図に示す(これは Deep River のデータ)と、長期間  $T_{mn3}$  が一度もあつた方向(時間)が必ず存在する。ここには Deep River の一例を示したか、他のすべての地点でも同じ傾向を示している。ヒストグラム、Kiel については 1968~1971 の期間については他の地点と同じであったが、上記期間のみは  $T_{mn3}$  があつたか、1972 以後はまた消えてしまった。



これらのことについて、今後の研究より STP について考察した結果を報告する。



第3図

第2図

11A-I 74 宇宙線太陽時日变化

名古屋一宮\* 上野山\* 岐阜\* 岐阜\* 藤井\* 近藤\*  
 \* 天文学, \*\* 名古屋大学

資料 (1969~1976), 及び 1 年 (1971~1976) 年同子計, a yearly averaged  
 Data である. 宇宙線太陽時日变化  
 a year-to-year 变化 である.

Space Distribution  $F_1(x)$  is  
 associate した 太陽時日变化  $f_1$  を考慮した  
 場合は  $f_1$ .  $F_2(x)$  is associate した  $f_2$   
 を考慮した 場合 の 方式. 観測結果 である. 非常  
 に 良く 説明 する ことが 判った.

このことは  $f_2$ -type の 日变化 一年平均値  
 である.  $0.12 \times 10^{-2}$  である. 主として  
 この 成分 である ことが 判った.

Fig 1 は 1 年 平均 同子計 観測 した  
 太陽時日变化 a vector summation dial である

Fig 2 は 名古屋 及び 岐阜 同子計, 13  
 方向 での  $f_1$  type の 日变化  $f_1$  を考慮した 場合  
 の Space harmonic component ( $S_1$ )  
 a Vector summation dial である  
 (Spectrum is power type  $v=0$ )

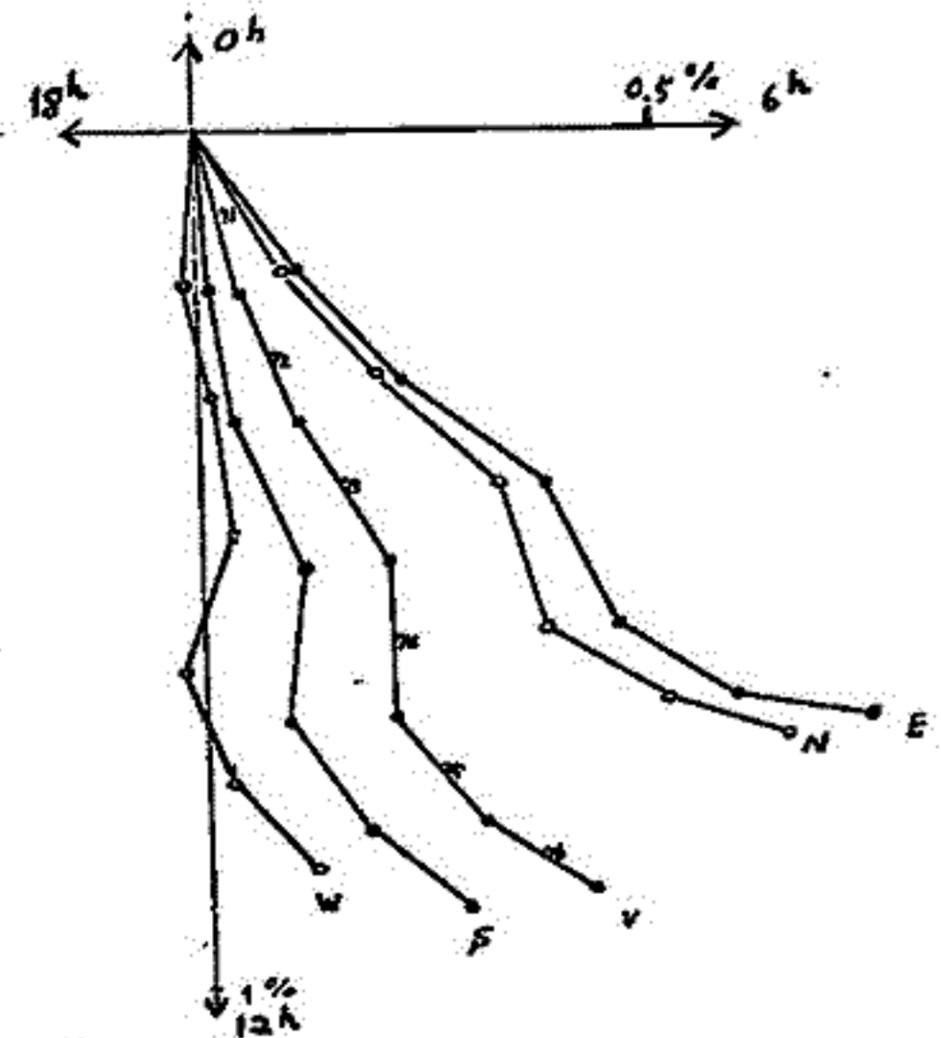


Fig 1 Vector Summation dial of the diurnal variation at Nagoya

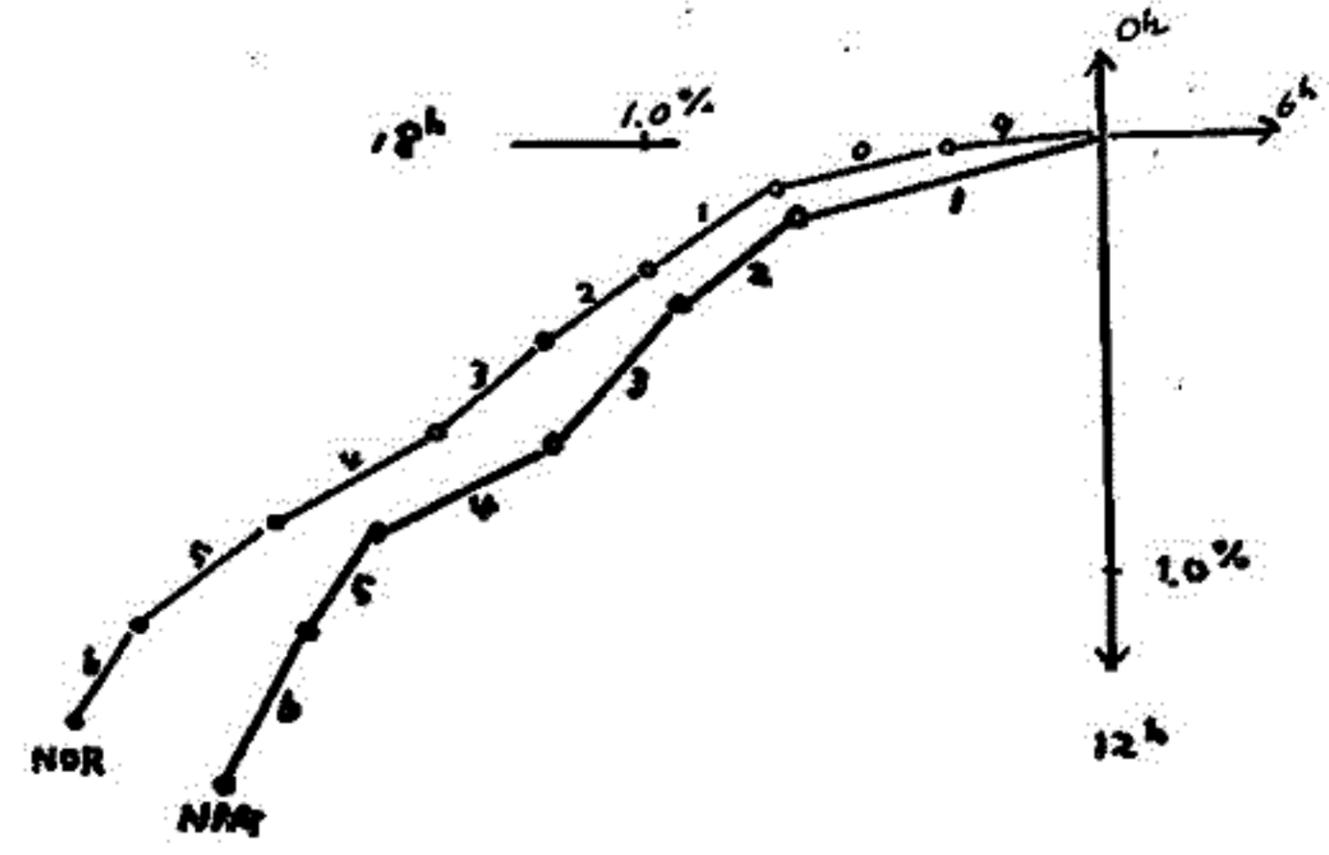


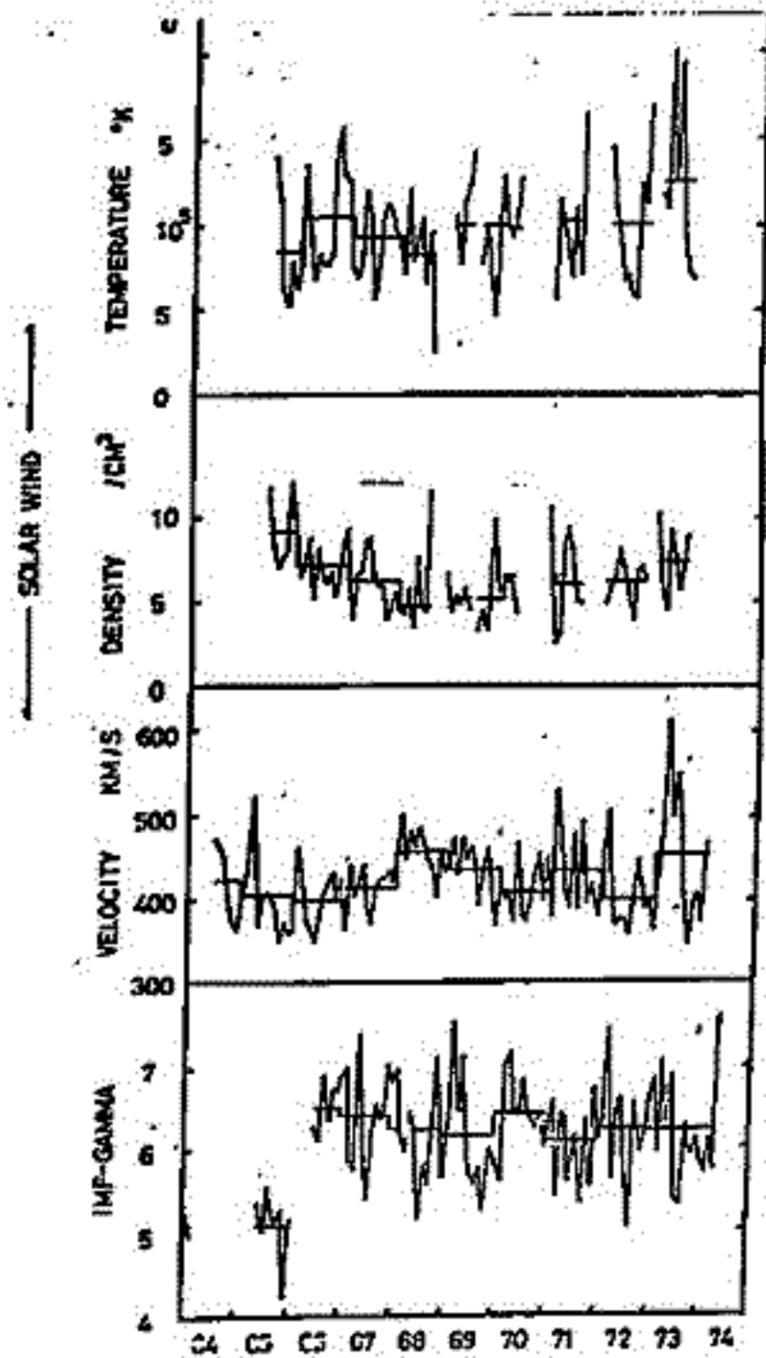
Fig 2 Vector Summation dial of the 1st space harmonic component ( $S_1$ ) at Nagoya and Mt. Norikura

初田雅美(理研)

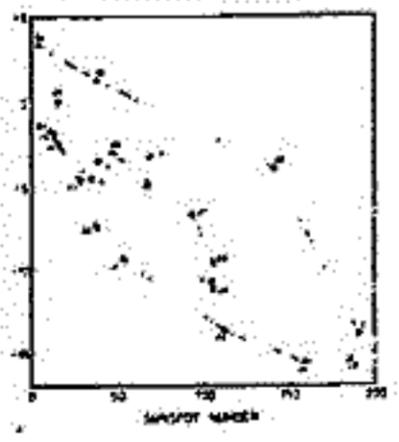
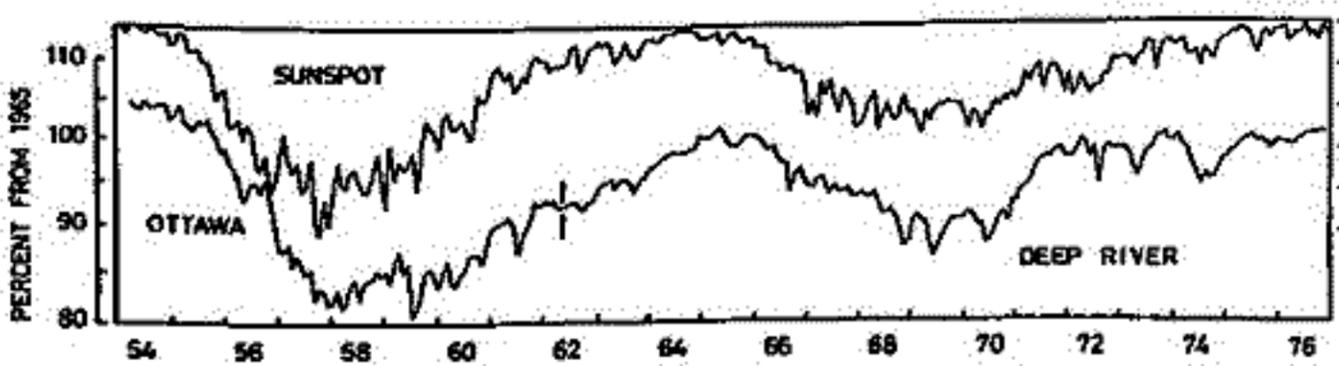
太陽周期20が終った機会に、中性子強度の11年変化をしらべた。中性子計はSimpsonが1951年にChicagoで始めた。IGY 1957/58にはその型がIGY型又はSimpson型として標準化され、各地で用いられた。Carmichaelはより大型の計数管により新型をつくり、これがIGY型、NM-64、Super neutron monitor等と呼ばれ現在広く用いられる。才1回はOttawaのデ-9に、Deep RiverのNM-64をつたひだものである。高精度地上のものとして、ひとつの規準にしよう。矢張り太陽風と磁場を才2図に示す。中性子計の計数を長期にわたり安定に保つことは中性子計より容易とはいえず、各観測者の苦心するところである。一方高精度地上のものは何10ヶ所か存在している上、一次線に対して極大428 G<sub>e</sub>V、P<sup>+</sup>変化スベクトルで220 G<sub>e</sub>Vの中央値という同じ基底を持つので、その比較により、標準的は時間変化をつくり出す可能性が

ある。しかし、1971/73の物は、観測29メートルでもおえるが、異常である。黒点の減少が単純でひかた二とに連びると考えられるが、ヒステリシスと見ると、宇宙線先行という方向である。

これには必ず年差の値を求め、その年差をとった。年差の分布から、大きくずれる地帯を捨てる。残りの23%に割ったものから平均値を得る。この年差を加算してゆけば、もとの時間変化を得る。こうしてある特定の中性子計に表われる短期、長期のずれは除かれるが、小さくおえられる。1965年を100として、線型の相対値に直しおものを、黒点との相関図にしたものが才3図である。1954~69年まで、ヒステリシスが見え上、黒点との相関比は19.20周期とも同じで



ある。しかし、1971/73の物は、観測29メートルでもおえるが、異常である。黒点の減少が単純でひかた二とに連びると考えられるが、ヒステリシスと見ると、宇宙線先行という方向である。



# 11A-I76 Sidereal and Anzi-Sidereal Variations Observed by Mt. Norikura and Nagoya Meson Telescopes

長島一男<sup>A</sup>, 上野裕幸<sup>A</sup>, 藤本和彦<sup>A</sup>, 藤井善次郎<sup>A</sup>, 辻藤一郎<sup>B</sup>  
<sup>A</sup> 名古屋大, <sup>B</sup> 東大多角線研

乗鞍 ('69~'75), 及び名古屋 ('71~'76) 高精度多方向中間子計により観測された sidereal, anzi-sidereal 日変化 (Fig. 1) の解析結果について報告する。  
 宇宙線異方性の三次元 formulation (長島, '71) は 太陽時日変化 (空間分布  $P_2^2$ ) の存在は, 一般に  $P_2^2$ -type 空間分布の異方性の存在を示し, 又  $P_2^2$ -type 異方性が, Sidereal, Anzi-Sidereal の日変化として観測されることを示した。

今回は, この formulation に基づいて観測された sidereal 及び anzi-sidereal 日変化を,  $P_1^1, P_2^2$  の空間分布を仮定して 最小自乗法により解析した。この解析は  $P_2^2$  による  $\sim 18^\circ$  方向の sidereal,  $\sim 0^\circ$  方向の anzi-sidereal 異方性が '69~'75 にわたり persistent に存在する (Fig. 2.3) ことを明らかにした。これらの結果について報告する。

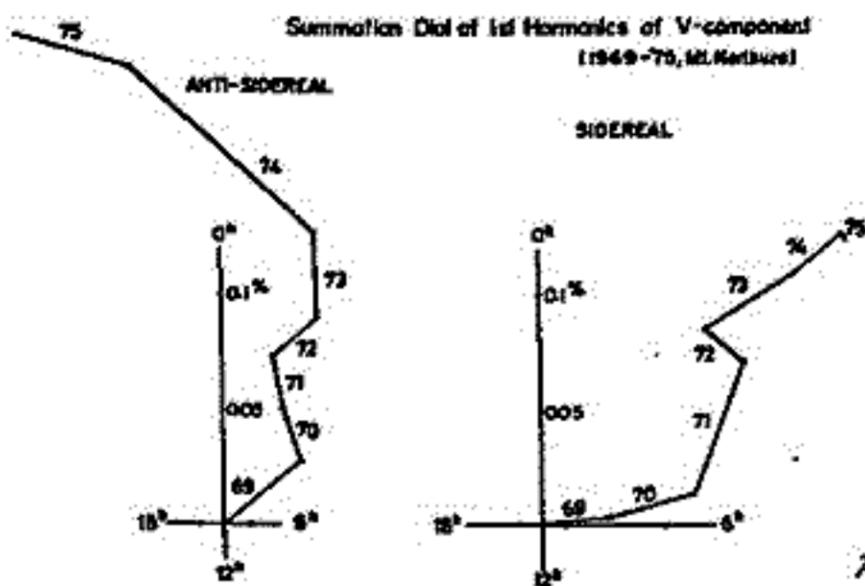


Fig. 1

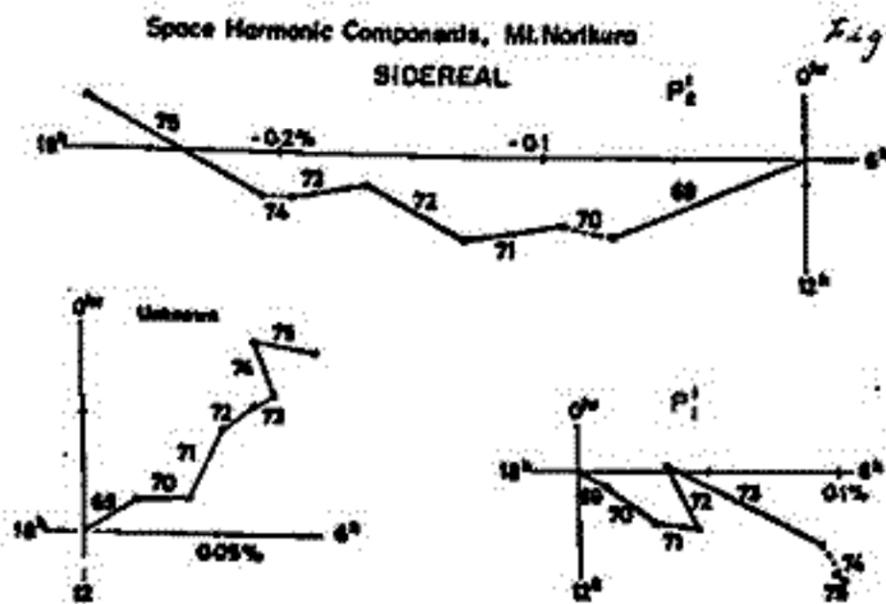


Fig. 2

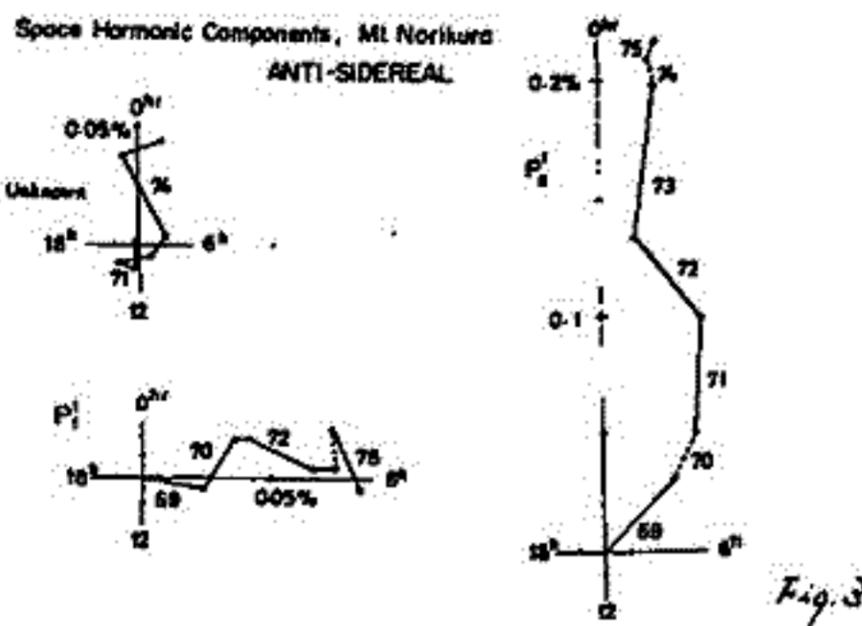


Fig. 3

# 11A-I77 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components と 惑星間空間磁場

高橋 八郎 矢作直弘 長島一男  
音大・教養 音大・人社 音大・理

長島による宇宙線三次元異性解析方法により、在昇ネイトワークの宇宙線観測所からの宇宙線中性子成分データを用いて、1967年9月5日の4つの Solar Rotations (Rot. Nos. 1826, 1827, 1830, 1831) の期間内の宇宙線の Spherical Zonal Components ( $Q_0^\circ, Q_1^\circ, Q_2^\circ$ ) に対する Best-fit の宇宙線変化スペクトラム ( $P_0^\circ, P_1^\circ, P_2^\circ$ ) を求め、検討を加えた結果も、今までの数回にわたって報告してきた。

今回は上記4つの Solar Rotations のうち2つに欠けている (同様に欠けている) Rot. Nos. 1828 ~ 1829 の解析を行ない、これを追加して1967年前半と後半間の解析結果を総合し、特に  $Q_1^\circ, Q_2^\circ$  と 惑星間空間磁場との関連の検討を深める。

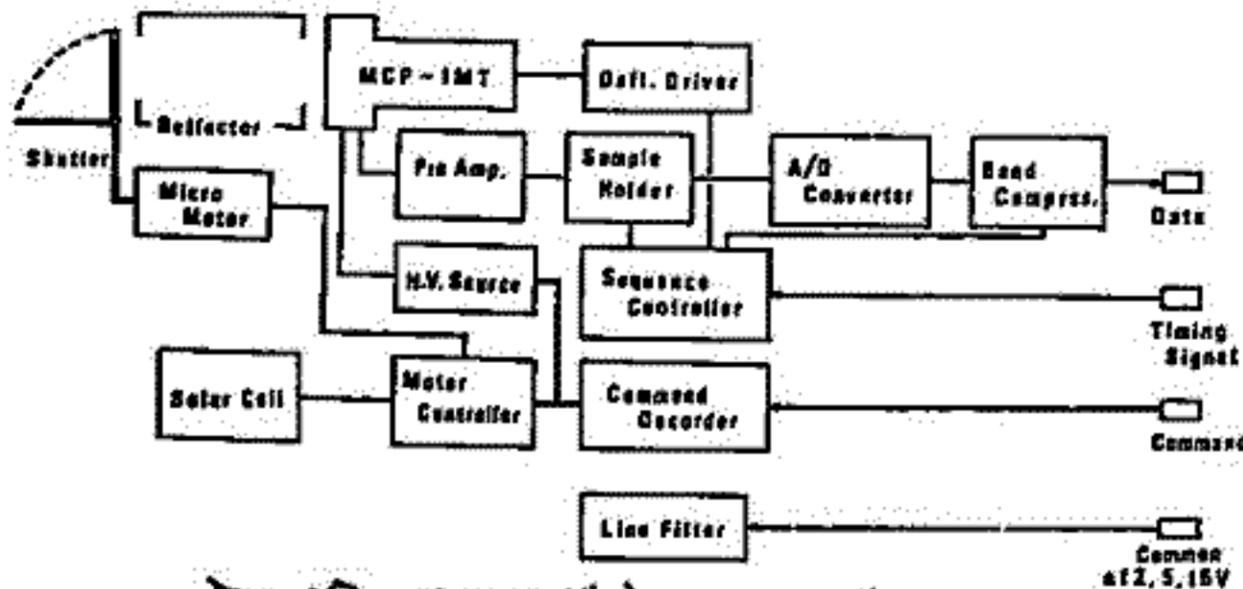
今までの結果では、 $Q_1^\circ$  は 惑星間空間磁場と強んじて関係がある、 $Q_2^\circ$  の負の値については、密接な関係がある。正の  $Q_2^\circ$  についてはデータが少なく、このように関係に若干のばらつきがある。今度データが少なくなるのでこの検討結果も所収えらる。

# 11P-I78 科学衛星 EXOS-A 搭載 オーロラ 撮像装置 (ATV)

金田栄祐 (東大理), 丹羽登 (東大宇宙研), 高木幹雄 (東大生研)

本観測装置は、サブストームの生成機構解明の一つのアプローチとしての auroral substorm の総観的観測を目的とするもので、明春に打上げが予定されている科学衛星 EXOS-A に搭載される北半球高緯度地域のオーロラの総観的様相と真空紫外領域の光に於いて TV 観測するものである。本学会に於いては、適宜にプロトタイプモデル完成時に、装置概観を報告してあるので今回はプロトタイプモデルの概略と、打上げ後の観測計画、コンピューターに依る画像処理計画等に関して報告を行う。

1. ATV  
テレビカメラとしては低速走査型の狭帯域テレビであり、撮像装置としては、1150-1600Å の波長範囲の光で視野 60° 内のオーロラを観測するものである。装置重量 4.0 kg 弱、消費電力 4.7 W 弱であり、左図の如き構成となっている。観測装置の制御には 20 項目の定時周コマンドの他に、起動・停止のみを制御する遅延コマンドの 4 項目設定されている。

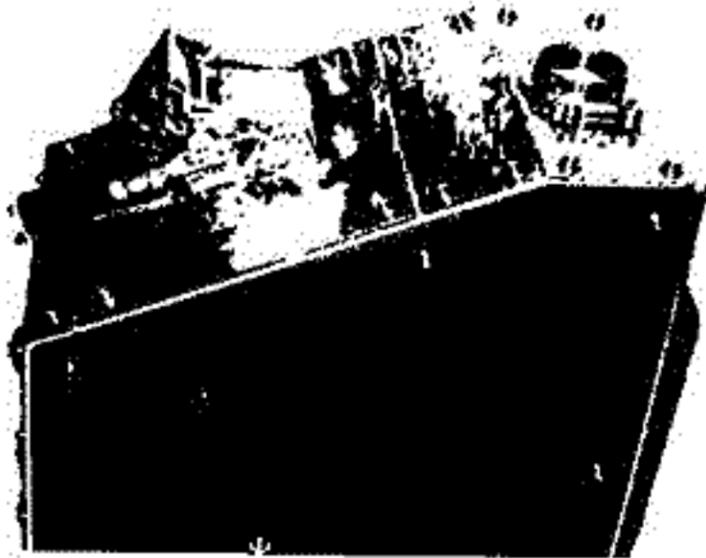


オ1図 ATV 構成ブロック図

2. 観測計画

EXOS-A は、軌道傾角  $\sim 66^\circ$ 、遠地点高度 3900 km、近地点高度 600 km 程度で、 $\omega$  (Perigee Point)  $\sim 330^\circ$  の楕円軌道と見ると思われる。打上げ後、約 1 年間の観測に適當な高度で観測が可能である。それ以後は、観測時の高度が下る為、むしろオーロラの局所的な特徴の研究に適する傾向になる。

前記の遅延コマンドは衛星搭載のプログラマブル・タイマーに依って、約 9 時間後迄の範囲で実行される為、国内からは非可視となる軌道に於いても観測が可能である。この他、EXOS-A の観測実験期間中、Fort Churchill に設置される移動局に依る制御を併せると、データ取得は全く衛星の電力事情にのみ依存する事になる。



オ2図 ATV 外観図

## 参考文献

1. 科学衛星 EXOS-A 中間報告書 1.1 オーロラ撮像 (ATV) 金田栄祐他, P1~16.
2. " " " " " " 金田栄祐他, P244~267.

上山 弘, 岡野 幸一  
(東北大学理学部)

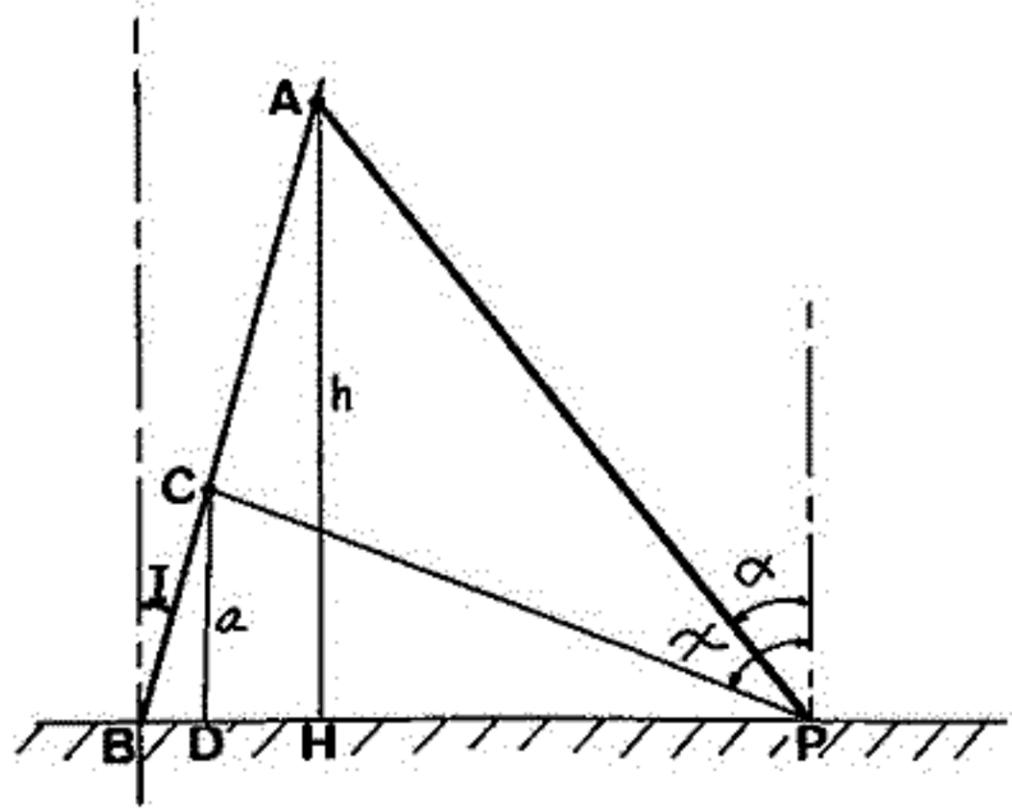
今年1月、アラスカ大学の Poker Flat 観測基地において、オーロラ輝線(5577および6300 Å)のドップラー中の測定からオーロラ発光層の温度を求める観測を行った。観測の方法については既に前回の学会で報告したのでここでは省略し、主として解析の結果について報告する。

フーリエペロー干渉計による観測は原則として2 fringe ずつ記録することにし、最も速い scanning でも2分、光が弱いときは10分間ぐらいの時間を必要とするので、瞬間的な温度を求めることは不可能である。しかし、この2 fringe のデータを効果的に用いるため、1/4サイクルずつずらせ、合計5つの部分についてフーリエ解析を行い、夫々についてドップラー中を求めた。従って、5つの解析値は完全に独立でないが、測定中の時間経過による変化をいくらか表わしていることになる。

一方、アラスカ大学の好意により、Poker Flat および Fort Yukon における全天カメラの写真を得たので、我々の観測中のオーロラの状態を把握することが可能となった。オーロラの活動が複雑な場合には、全天カメラの写真があっても、地表一点からの観測結果が、超高層大気などの場所のドップラー温度を測定したのか認定することは困難である。しかし、極めて単純な形のオーロラ、例えば、カーテン状の arc の場合に、カーテンの厚さを無視すれば測定高度を認定することが可能である。すなわち下図において AB は磁力線で、これに沿って出現したカーテン状オーロラの最も明るい点を C とする。P 点を天頂角  $\alpha$  の方向の観測をした場合、全天カメラに写った最も明るい点 C の天頂角  $\gamma$  を求めれば、測定高度は

$$h = \frac{a(\cot I + \tan \alpha)}{\cot I + \tan \alpha}$$

となる。但し、 $I$  は地磁気伏角の余角で、 $a$  の値は理論的根拠から磁線の場合 110 km、赤線の場合はその都度検討して決めた。このようにして比較的静かな、しかも単純なオーロラの場合に限って求めたオーロラ温度の高さ分布について報告する。



遠山文雄, 青山 巖  
(東大・工)

第17次南極越冬隊によって昭和基地から打ち上げられた。S-210 JA-24号機及び25号機に、オーロラによる電流系観測のために搭載されたフラックステート型磁カ計のデータ解析結果の速報を報告する。

### 観測機器

使用された磁カ計はいづれもデジタル形式の三成分フラックステート型磁カ計で、感度は各成分共±50γである。測定方式は同時サンプリングで約0.2秒間隔測定であり、測定範囲は各成分共±51,150γである。従来のロケットのスピンを考慮した感度±5γ位のデジタル-アナログ併用方式であったが、極域での磁場変動が大きいため、このようなデータ取得量の拡大の点から第17次及び18次隊での磁カ計は感度を下げた三成分型とされている。

### ロケットの姿勢

地磁気姿勢計(GA)によるS-210 JA-24号機の姿勢はコーニング半角で約13°、周期は約2.12 Hzであった。また25号機はコーニング半角約8°、周期は約2.27 Hzであった。これらの姿勢は従来の同型機にくらべて良い姿勢で飛翔したといえる。

### 観測経過

S-210 JA-24号機は1976年8月17日2時54分(現地時間)に発射され、オーロラの端にかかって飛翔した様であった。磁カ計は正常に動作し三成分観測ができた。データは約0.2秒毎に得られたが各成分共磁気的バイアスがあり、それらをすべて一定値として補正を行った。そのバイアス量は、ロケット機軸成分のZ成分で約3500γ、機軸に直交する成分Xで-300γ、Y成分550γ程度であった。ロケットスピンの2 Hz以上であるのでXY成分の補正が困難であるが高度95kmからの磁場変動が認められ、更に厳密な解析も行っている。またS-210 JA-25号機もほぼ同じ様な磁気的バイアスがあり、やはり95km位からの磁場変動が見られる。同時搭載した月センサーの結果と合わせて、ロケットの絶対姿勢が得られれば、より一層厳密な成分解析が出来るものと期待される。またGAによる他の南極ロケットの姿勢結果も併せて報告する。

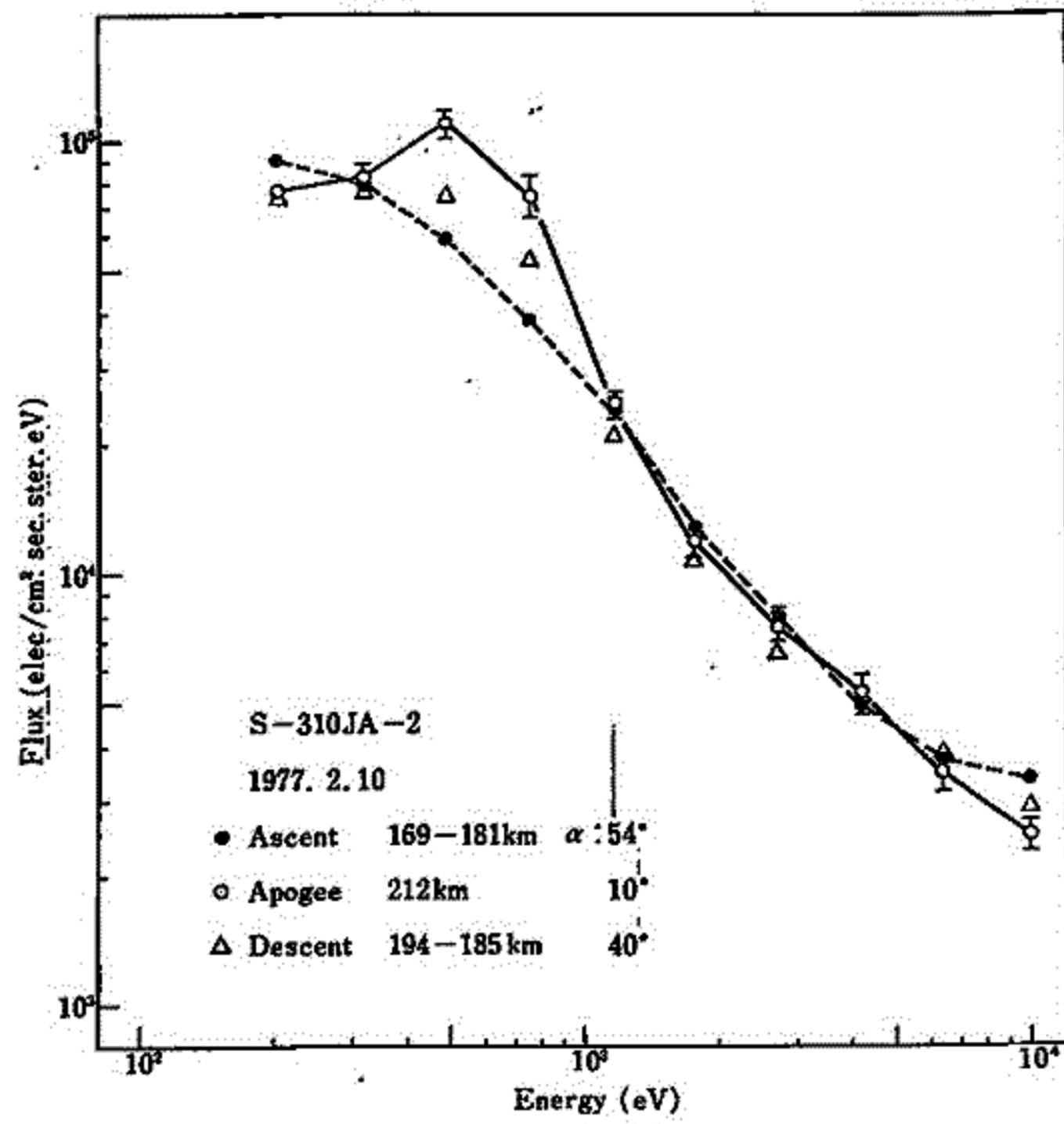
村田節夫, 久保幸也, 伊藤富雄 (宇宙研)  
岡分征 (東大理)

S-310JA-2号機は1977年2月10日, 地方時3時22分50秒に昭和基地から打上げられた。打上げ時の太陽天頂角は89.97°であった。従って, オーロラが存在して12と12も, 太陽光のEのに見える様な状態である。又, 地磁場の状態は, polar magnetic substormのexpansion phaseにある。観測器は中心角60°同軸円筒型静電エネルギー分析器である。

昨年のS-310JA-1号機で行った観測データが太陽光に汚染されたので, 今回は background countをばりばりさせるために, 分析器に印加する電圧の極性を逆にして, 電子が分析器空間を全く通過出来ない様な phaseを掃引電圧の sequenceの中に作り, その時の count 数を太陽光以外の background count とする事にした。実験の結果, その phase では count 数は完全に0となり, 今回は全データが有用である事がわかった。

本日は観測結果の一例を示す。頂上近傍では, 磁場と観測器の方位角がほぼ10°で, ピッチ角は逆側の電子を観測している事になる。4keV, 7keV, 11keVの電子の可成り強い磁力線に沿ったフラックスが観測された。Choy et al. が報告している数keV電子の磁力線に沿ったフラックスはここでも観測された。この相異は, 磁場の変動がオーロラワーク中で行なわれ, 我々の実験は diffuse オーロラ中で行なわれたためであろうと思われた。

本図 エネルギースペクトルの一例



オーロラ電場の観測

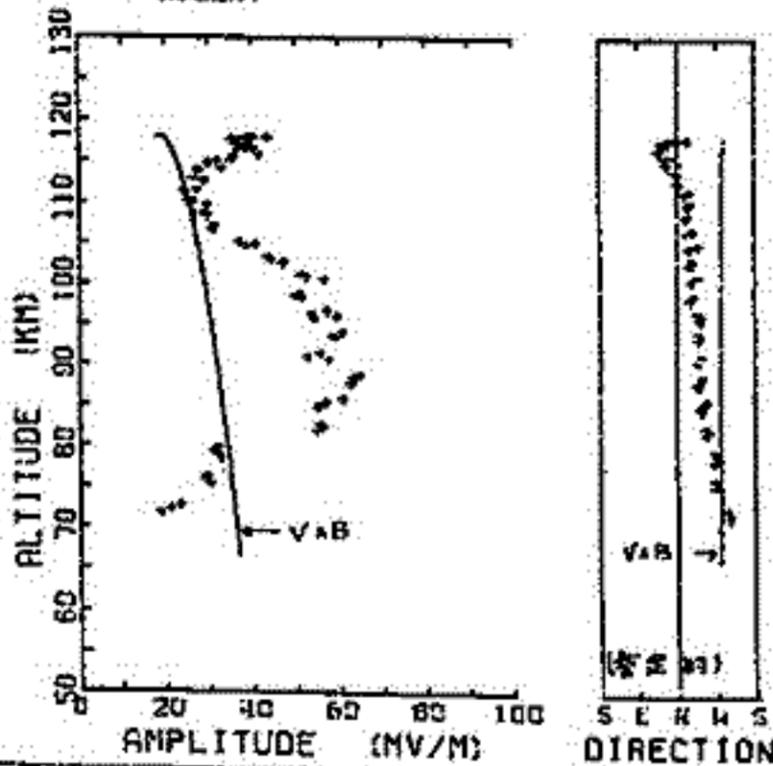
森田 護 小川俊雄 福西 浩 芳野越夫  
 (京大・理) (京大・理) (極地研) (電通大)

S-210JA-24 (1976年8月17日, 0254LT, 方位角135°), -25 (同年9月1日0300LT, 方位角315°) に搭載された1対の球フローラを用いて, オーロラ中のDC及びAC (8-110 Hz) 電場を観測した。テレメータ出力に sine fitting を行って求めたDC電場 (1, 2図) は, 90 km 付近と 115 km 付近にそれぞれ 30-60 mV/m の極大を示した。24号機の観測は約200 μ のサーストーム時に当たった。25号機は電子密度の極大に対応してそれぞれ電場の極大があるように見える。AC電場については両号機とも, 高さと共に変化するスペクトルをもつノイズが観測された。特に, 上昇下降時とも90-110 km のオーロラ下端付近に強いノイズがあった。またDC・ACとも伝入力抵抗を用いた時, floating の場合よりも大きい出力が得られることがあり, これらはオーロラ粒子のフローラへの直接の影響と考えられる。3図に記録の一例を示す。

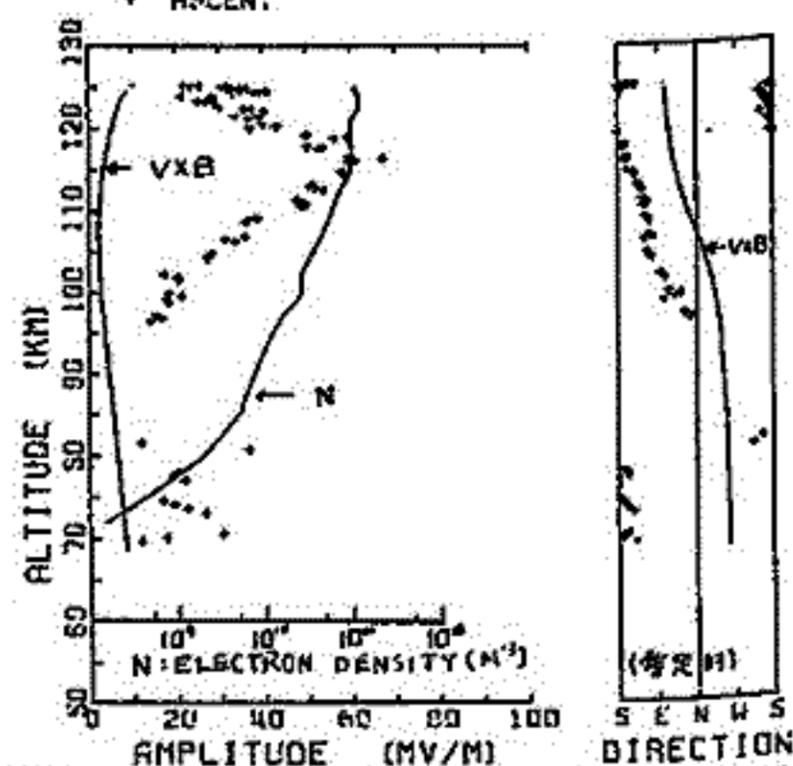
S-210 JA-24 REF ASCENT

S-210 JA-25 REF ASCENT

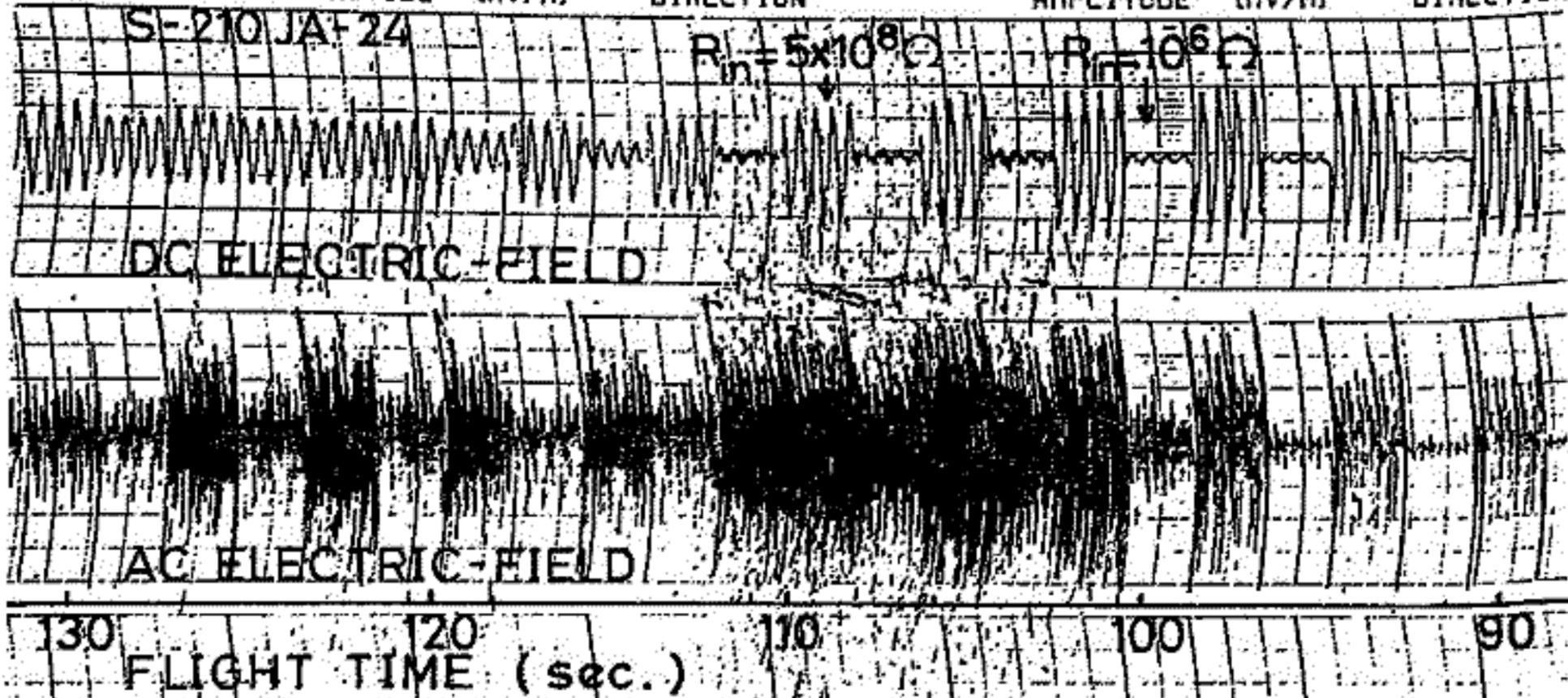
1図



2図



3図



# オ17次南極ロケット観測で得られた 電子密度・温度プロフィール

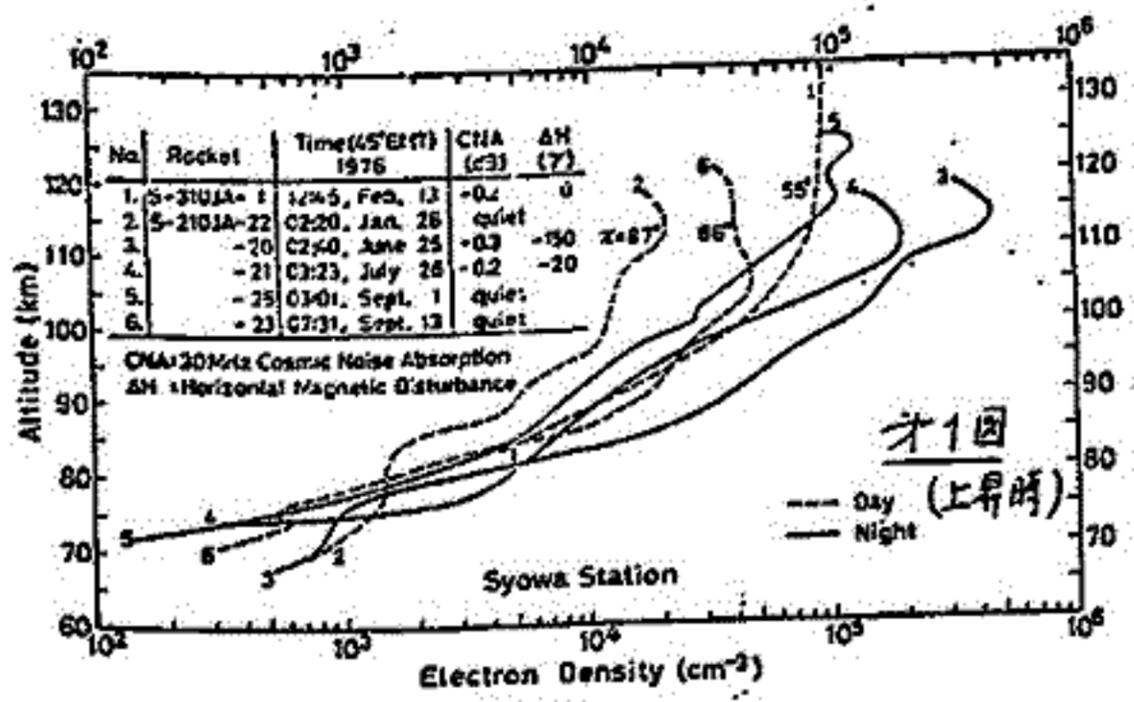
小川忠彦 森 弘隆 宮崎 茂  
郵政省電波研究所

オ17次南極観測隊の御努力により1976年に7機のロケット(S-210型6機とS-310型1機)が昭和基地より成功裡に発射され、この中の6機について電子密度と温度の高度プロフィールを得るニヒができた。昨年の秋の学会では昼間に発射されたS-310JA-1とS-210JA-22の結果について報告した。測定用プローブとして宇宙研の平尾研究室で開発されたガラス封じ型円筒プローブ(直径3mm,長さ20cmのステンレス製)を用いており、7機のロケット総てに同一仕様に基づく2本のプローブが搭載された。2本のうち1本はリングミューアプローブとしてNeとTeを求め、他の1本には約6Vの固定電圧を印加して電子電流を連続測定した。リングミューアプローブは4秒毎に4秒間固定電圧モードに切替えて電子密度の揺動を測定できるようにになっている。

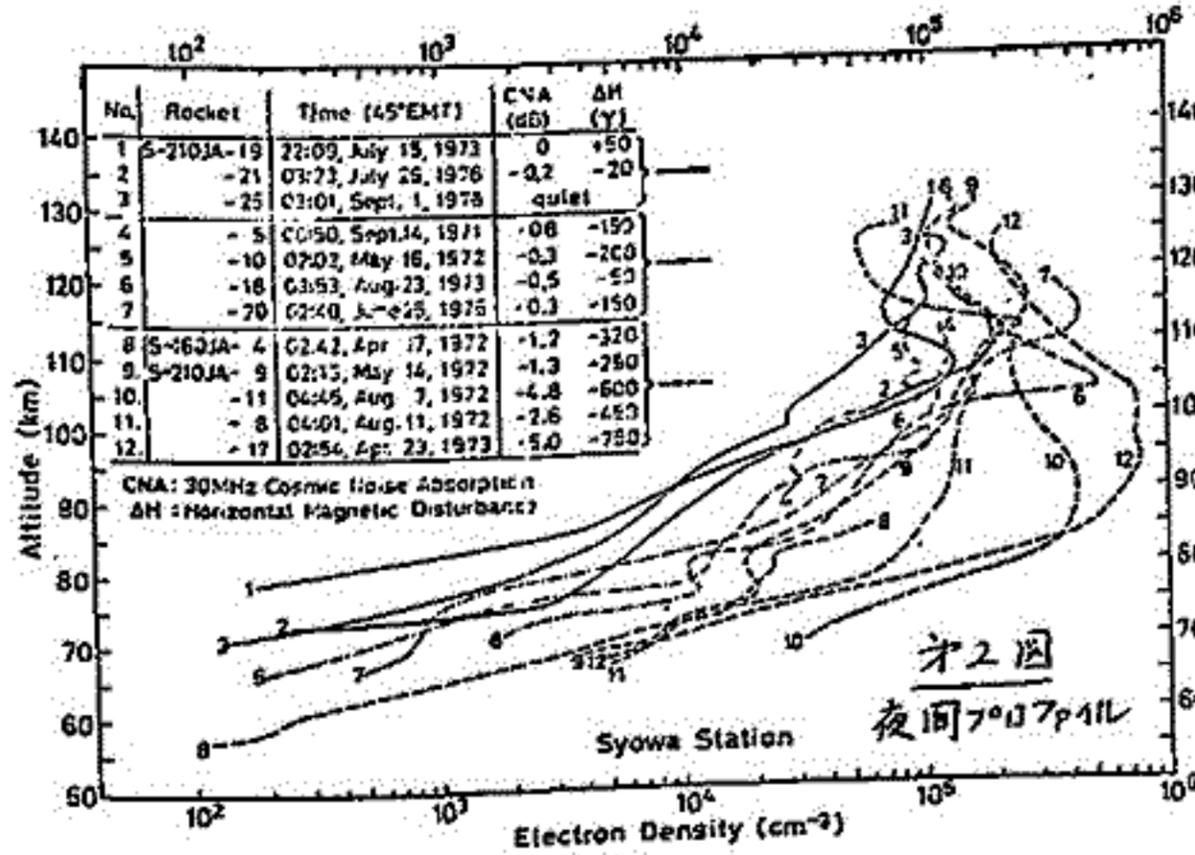
オ1図にロケット上昇時の密度プロフィールを示す。S-210JA-24号機の測定は若干不具合が生じ電子電流分布のみが得られているが図には示してない。図中実線は夜間の、破線は昼間のプロフィールで、 $\alpha$ は太陽天頂角である。また図中の表はロケット発射時の地球磁場水平成分変化量( $\Delta H$ )と30MHz Cosmic Noise Absorption量(CNA)をも示しており、

'quiet'とあるのは $\Delta H$ とCNAがほとんど静穏時レベルにあったニヒを意味している。全天カメラ記録によるとJA-20, -21, -25のうち前者2機はオーロラに命中し、25号機はオーロラ近傍を通過した。従って20と21号機の100-120km高度のプロフィールはオーロラ中のものを表している。またCNAが大きいほどD層のNeは大きい。3機のプロフィールを比べると $\Delta H$ とCNAが大きほど全体の密度も大きい。昼間プロフィールはいずれも静穏時のものであるが、又依存性が見られる。Teはロケット姿勢が影響してばらつきが大きい。100~120km高度で600~1100Kであった。図2は1971~1976年に得られた夜間の密度プロフィールを総て集めたものである。 $\Delta H$ とCNAが大きければ密度は大きくなるニヒが明らかである。この図から極域電離層の電離過程について興味ある事実が見い出せる。

謝辞 オ17次観測隊の御努力に感謝を表す。CNAデータは電波研究所の大瀬氏から頂いた。



オ1図



オ2図

夜間プロフィール

# 11P-I 84 南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測

## Ⅲ. オーロラ活動時における高速電子の特性

竹内 一, 小玉正弘, 今井 喬, 和田雅美, 奥谷昌子(理研)

1976年以來, 南極昭和基地においては, S-210, S-310型観測ロケットによる高エネルギー (>40 KeV) 電子の観測が行われている。これまでに打上げられたロケット杆種と搭載計器の内容を表1に示す。

表1 高エネルギー電子観測ロケット

号種	打上げ日	到達高度	検出器
S-210JA-22	Jan. 26, 1976	119 Km	PS (90°), PC (45°, 90°)
S-210JA-20	Jun. 25, 1976	118	PS (90°), PC (90°)
S-210JA-21	Jul. 26, 1976	116	" "
S-210JA-23	Sep. 13, 1976	120	" , PC (45°, 90°)
S-310JA-2	Feb. 10, 1977	212	PS (65°, 65°), PC (65°, 65°) Magnet 7リ. 7シ

PC: Proportional counter

PS: Plastic scintillation counter 取付角

( ): ロケット軸に対する取付角, (45°, 90°) は 45°, 90° のもの各1+7つの意味

これらの中, 22号杆のみはオーロラの出現していない静穏時に打上げられたが, 他はすべてオーロラ出現中であつた。22号杆による観測結果はすでにお回学会で報告したが, その特徴を要約すると,

1). 最大フラックスは  $10^3 / \text{cm}^2 \cdot \text{str.} \cdot \text{sec.} \cdot \text{keV}$  で, サブストーム中の他観測に比べ1~4桁小さい。

2). ピッチ角分布は90°を中心に左右非対称で, 90°以下すなわち磁力線に沿って上から降下してくる分が, 下かうのものより約30%多い。ピーク位置は90°より若干下におれる。

3). ピッチ角分布の幅は高度が高いほど大きく, 低くなるにつれ isotropic に近づく。

4). エネルギースペクトルのベキは4~6で, ピッチ角が大きければベキは小となる。

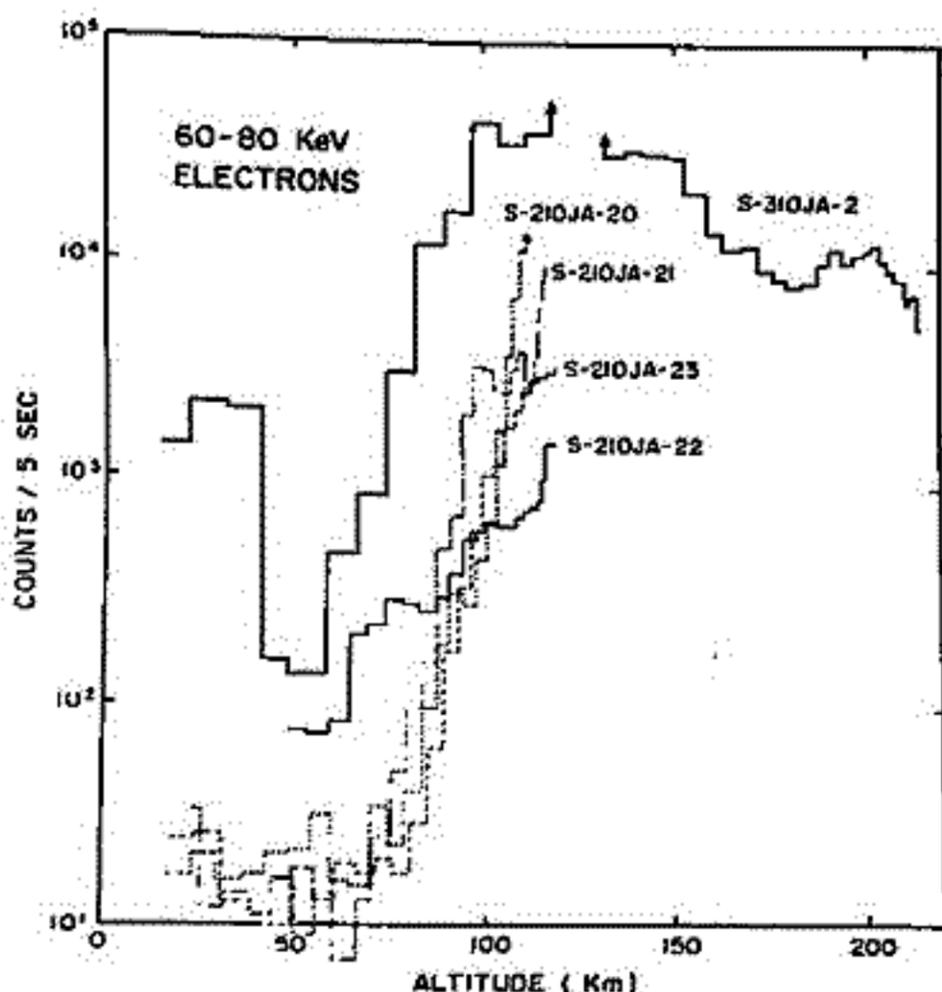
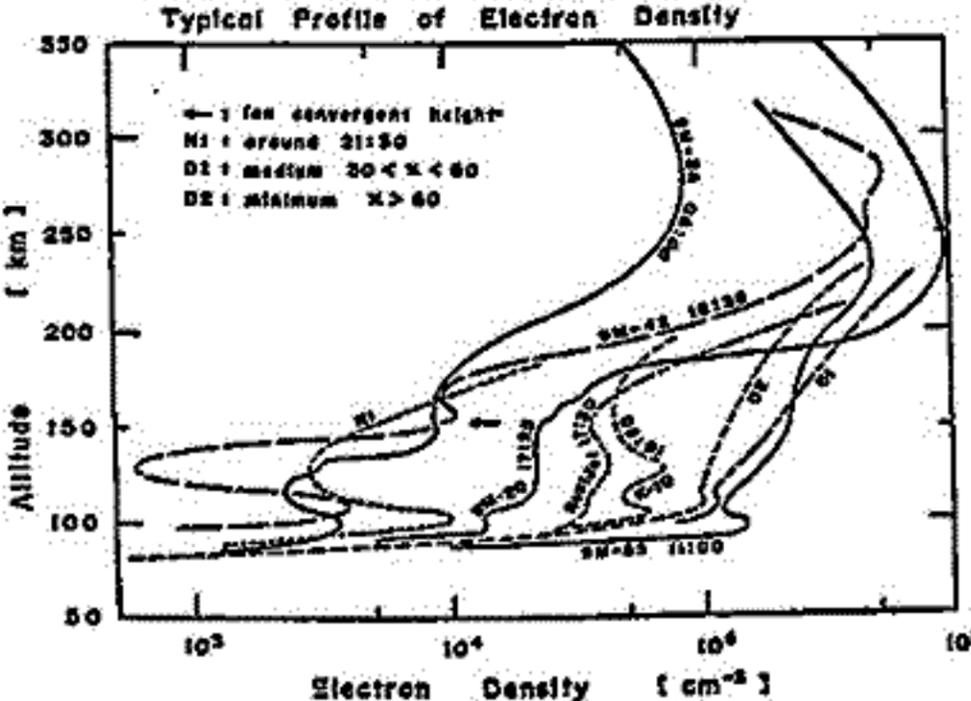


表1 高エネルギー電子の高度変化

以上の静穏時における基本的な性質と比較して, 他号杆によるオーロラ活動時の結果について報告する。表1図はその高度変化の1例である。90 Km 以下の低高度では, 22号杆による値が他よりも必ずしも低くないことに注意を要する。検出器のSSDは各号杆を通じて同じにとつてあるので, このままの形で相互比較できる。

# 11P-I 85 K-9M-59号機とS-210-12号機 による電子密度の観測結果

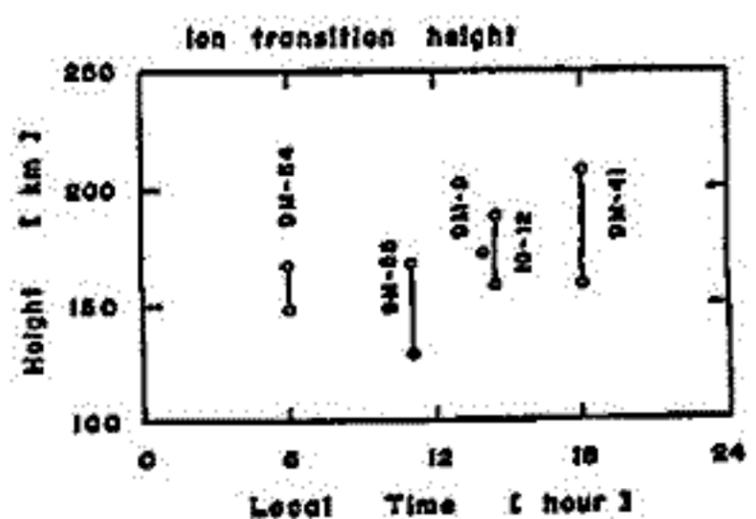
渡辺勇三 大林辰蔵  
東京大学宇宙航空研究所



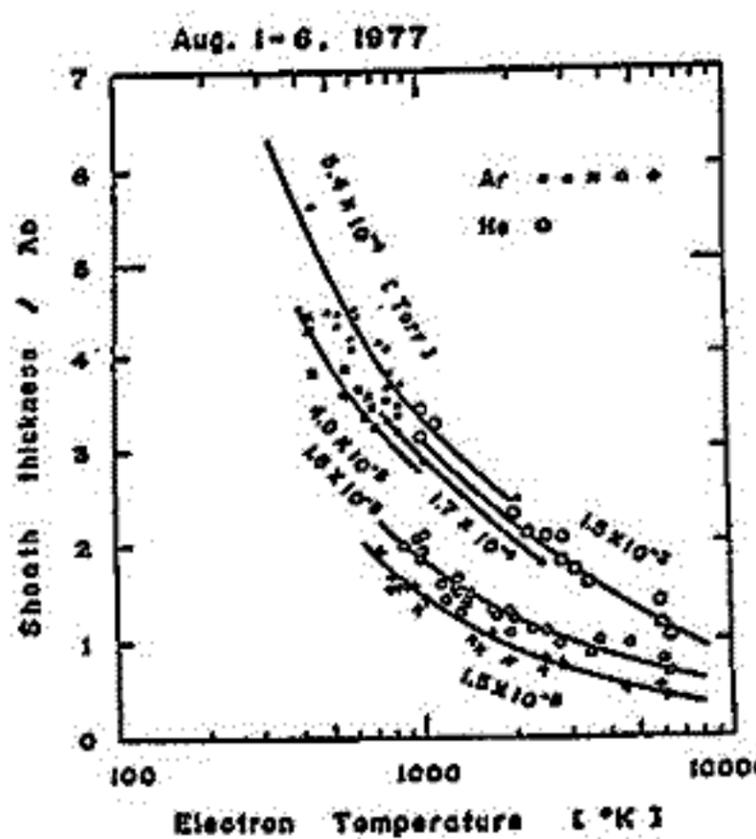
[1] 左図は、昼型、夜型、混合型、及び、中間型の電子密度 (Ne) の高度分布の測定結果で、昼型では、E層、F1層、F2層が、又、夜型では、E層、E/F valley、M層 [ Tokumatsu ]、F層が微細に観測されて、それぞれの平均分布曲線 [ Maeda ] に良く一致しているが、両者の中間の時間帯で、太陽天頂角 (X) ≈ 90° の Ne の垂直構造は、電子生成率の特異な高度分布と風による力学的効果が作用して決まると考えられる。今回は、K-9M-

59号機 (X ≈ 96°) の結果が検討される。

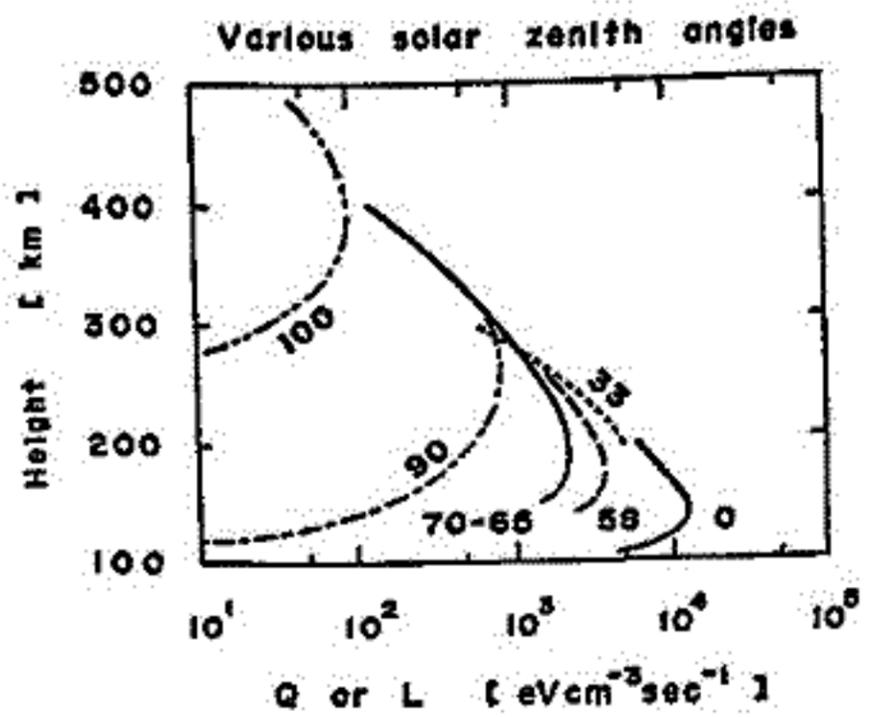
[2] 電離EF領域のイオン組成の遷移 (NO<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup> → O<sup>+</sup>) する高度がインピーダンスプローブで測定されるシースの厚さと領域のデバイ長の比 (S/λ<sub>0</sub>) の高度特性が求められる。ここでは、他の方法による観測結果と59号機 (19時頃) による結果が用いられてその日変化が調べられる [ 右上図 ]。



[3] 予エンバ-実験の結果から、S/λ<sub>0</sub>の電子温度 (Te) 依存性に関して、ガスの圧力、及び種類による特性の相違が検討される [ 右下図 ]。



[4] EUV光により作られた光電子が電子ガスをクーロン衝突で加熱する率 (Q)、あるいは電子ガスがイオンとの弾性衝突や中性大気の励起で冷却する率 (L) のX特性が吟味される。左下図は、その高度分布で、0°, 90°, 100°の曲線は、Qの理論値 [ Ogawa ]、58°, 65° ~ 70°の曲線は、Explorer 51の測定結果から得たQ [ Brace ], 33°の曲線は55号機



機 (夕方) の結果が加えられる。 [5] S-210-12号機の結果が

地上局VLF波観測から高度90 Km以上の実効衝突分布の推定 (K-9M-53号機)

長野 勇 満 保 正 善 木 村 磐 根  
(金沢大工) (京大工)

我々はすでに、K-9M-53号機によるVLF偏波強度観測から、高度90 Km以下の低電子密度分布を得ることが出来た。(1) 今回は、同機で測定した高度90 Km以上のデータを使って、実効衝突回数 ( $N_{eff}$ ) を推定し、CIRA (1972) の大気モデルから計算したものと比較したのでご報告する。

40 KHz 強度分布データだけからでは、 $N_{eff}$  の推定は困難である。そこで、観測時の電子密度として、高度90 Kmで同偏波法、山川でのイオノグラムから  $E_s$  層、そして、高度260 Kmでは同機の Gyro plasma probe (文表) データを用いた。

推定方法は、概ね次のようである。観測した磁界強度分布 (図1) の増減から、WKB近似によって電子密度を求め、その際に、計算した電子密度が観測時の電子密度と一致するように、仮定した衝突モデルの倍率を求めた。我々は電子のエネルギー分布を考慮しない衝突モデルとして次式を用いた。

$$N_m = 3.6 \times 10^5 p \quad (2)$$

ここに  $p$  は大気圧  $N/m^2$  だ。CIRA, 1972 の大気圧モデル (1 Aug. 30°N) を使用した。

このようにして、高度90 Km ~ 106 Km までと、高度106 Km 以上の2段階において  $N_{eff}$  を推定し、次のような結果が得られた。(図2)

$$N_{eff} = 1.9 N_m \quad (90 \text{ Km} < z < 106 \text{ Km})$$

$$N_{eff} = 4.2 N_m \quad (z > 106 \text{ Km})$$

40 KHz に対する衝突効果は、高度130 Km 以上ではほとんどないので、それ以上の高度で  $N_{eff}$  は不明確である。しかし同時に得られた電子密度分布は Gyro-Plasma probe 法と良く一致している。衝突理論<sup>(3)</sup> では、 $N_{eff} = 2.5 N_m$  ( $|w - wH| \gg N_m$ ) の関係が知られている。これに従えば、我々の推定した  $N_m$  は、高度106 Km 以下では、CIRAモデルから計算したものと同じで、約15%小さい。また、E層以上では、CIRAモデルと大きく違っている。時間的、季節的な変化があり、CIRAモデルと違った値になったものと考えられる。これらについて検討する。文献① Nagano et al P.S.S. (in press)

② Thrane and Piggott JATP 28 1966

③ Sen and Wyller JGR 65 1960

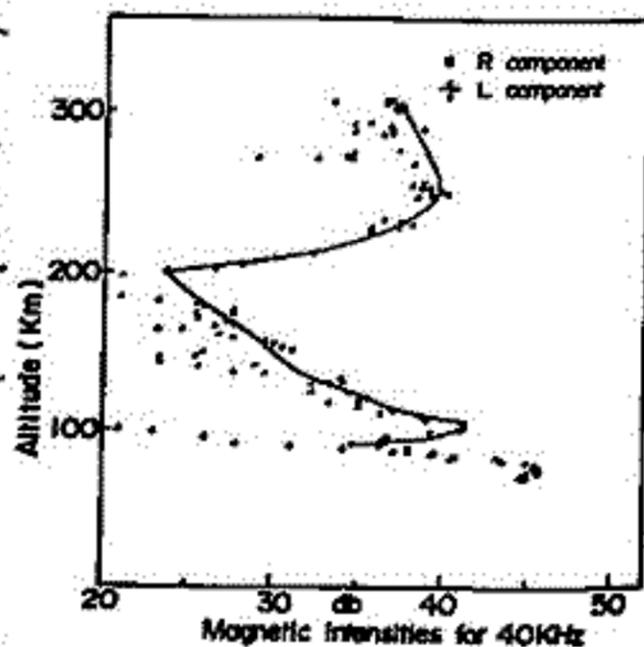


図1. 磁界強度観測値  $N_{eff}$  (K-9M-53) 0db 1 $\mu$ m

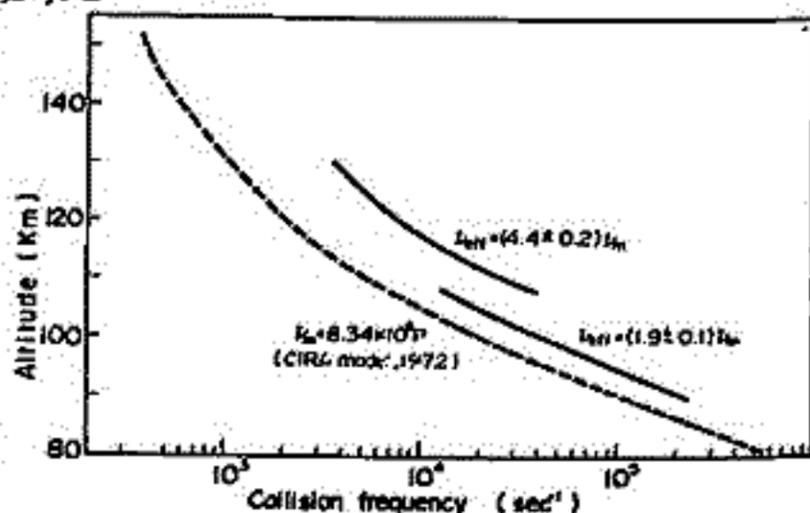


図2.

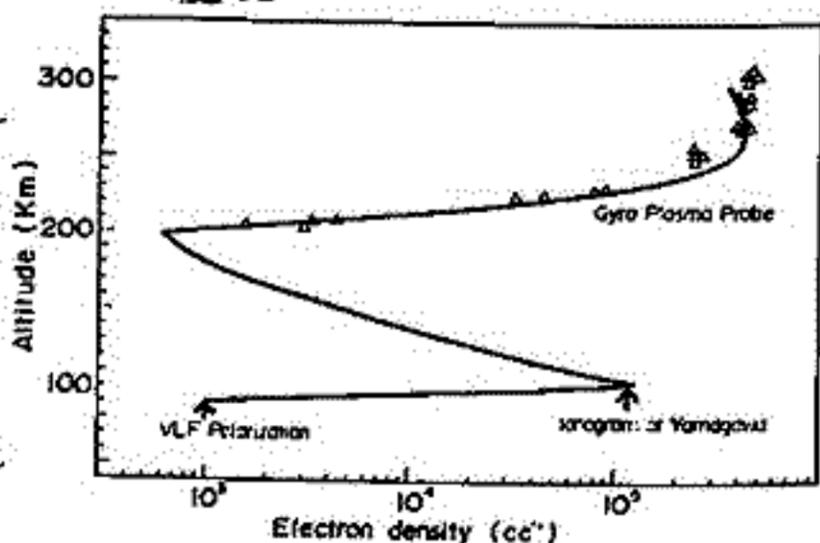
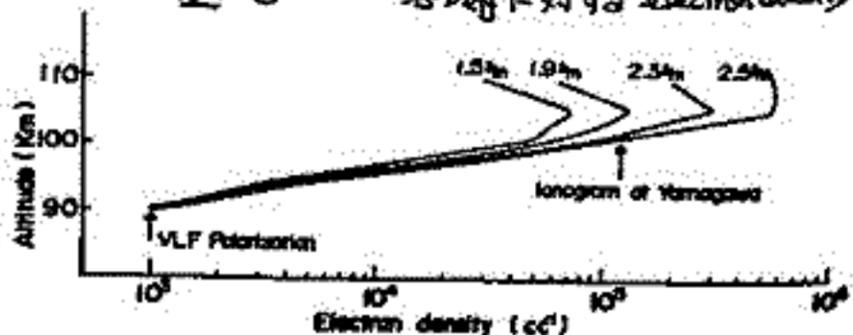


図3 各  $N_{eff}$  に対する electron density



長野 勇 齋 保 正 善 水 村 碧 根  
( 金 沢 大 工 ) ( 京 大 工 )

前々回の諸君とは、S-210-11号機で40KHzの掃波強度観測による低電子密度の測定について報告した。同ロケットには、40KHz掃波法を得た低電子密度の信頼性を確かめるために、依佐見台17.4KHzの磁界強度も同時に観測していた。図1に観測した強度分布を示す。同図には、高度90km~109kmにわたって、約3dBの振幅振動が見られる。これは、電子密度の急勾配によって分反射が生じ、定在波が立ったものと考えられる。VLF下電波における分反射のメカニズムを知る重要なデータであるが、今回は、この定在波を長から電子密度を推定し、同様に搭載されていた標準型プローブによるものと比較する。

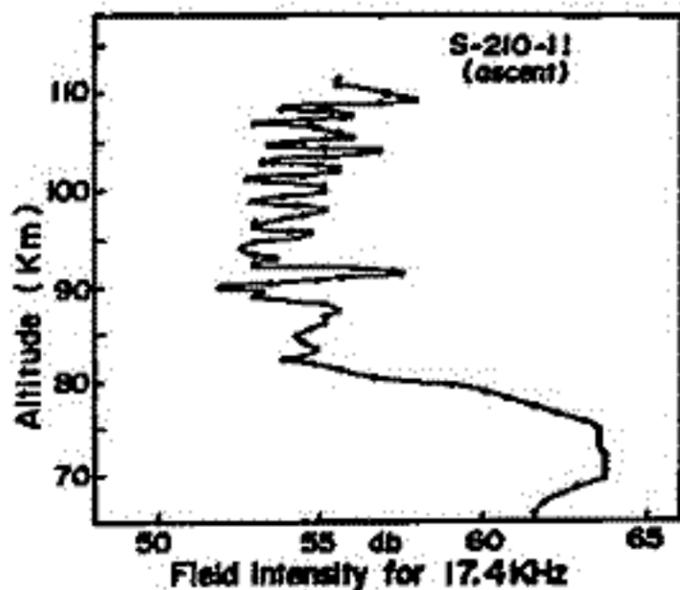


図1 磁界強度 21.0 db 1μV/m

高さ方向の定在波を長から電子密度を推定し、同様に搭載されていた標準型プローブによるものと比較する。

高さ方向の定在波を長は、波の位相定数で決る。内、海-依佐見間の Ray path はほぼ東西振動であり、上昇波と下降波の位相定数は等しいと見做せる。したがって、上方向定在波を長は次式となる。

$$\lambda_z = \frac{\lambda_0}{\eta} \approx \frac{\lambda_0}{n} \quad (1)$$

ここに、 $\lambda_0$  は自由空間波長、 $\eta$  は Booker 方程式の根、 $n$  は屈折率である。 $n$  と電子密度 ( $N$ ) は Appleton-Hartree 式で与えられ、 $Q-L$  近似を用いると (1) から電子密度は

$$N = \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \right)^2 \frac{f_{HL} f}{81} \text{ cc}^{-1} \quad (2)$$

となる。ここに、 $f$  は使用周波数 (KHz)、 $f_{HL}$  はKベクトル方向のジャイロ周波数 (KHz) である。

$N > 10^3/\text{cc}$  では、衝突回数、電波の入射角などの誤差に対する上式の誤差は大きく見換って、約5%以内である。また、分反射高度での磁界強度の増幅から電子密度の比かわかり、(2)式と合わせて全体の電子密度が推定できる。さらに、Full wave法による計算値と観測値の定在波位相が一致するように、上述で得られた電子密度分布を少し修正した結果を図3乗像を示す。同図には、標準型プローブによる電子密度分布も示してある。また、その時の計算値と観測値の比較を図4に示す。

図4は、標準型プローブによる計算値と観測値の比較である。

これらについて検討する。

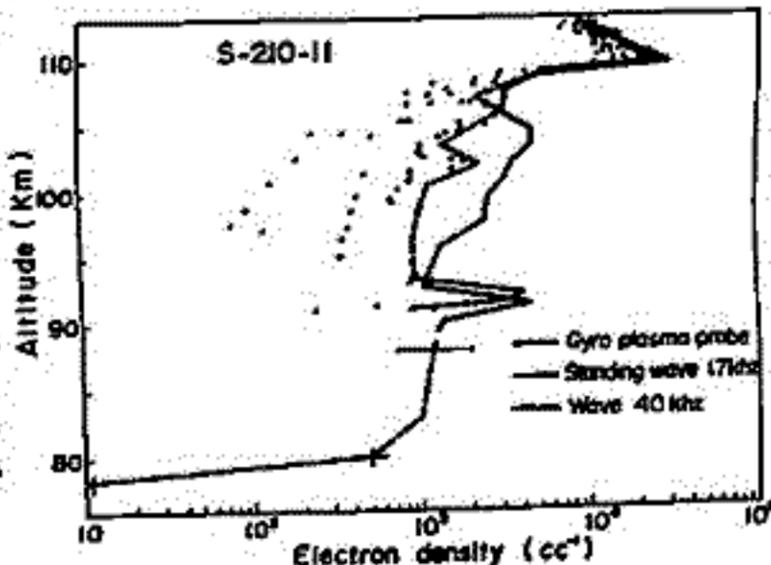


図2

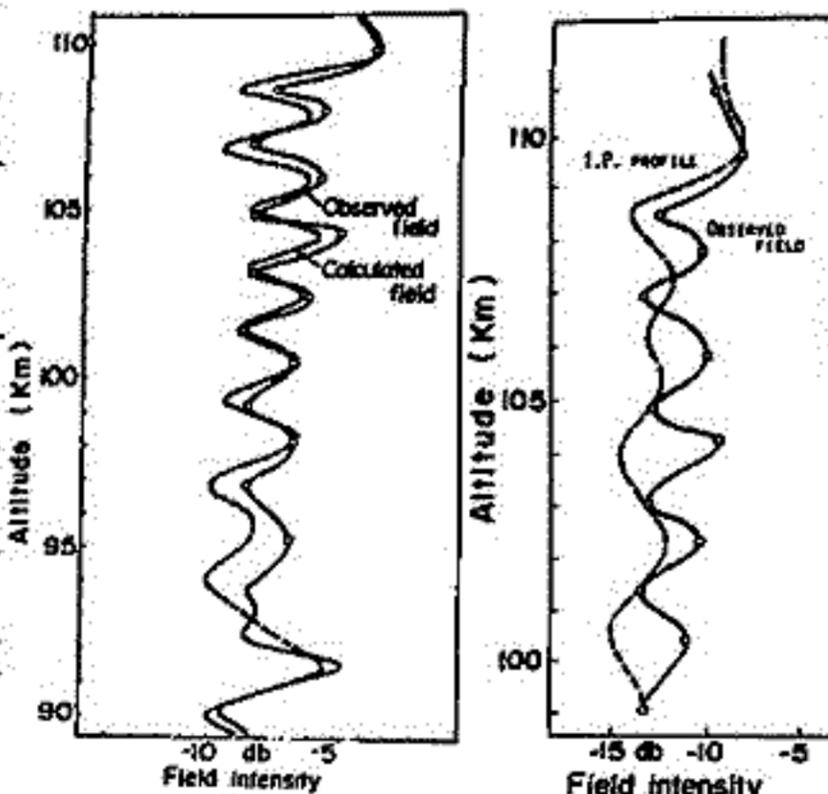


図3

図4

満保正喜 長野勇 牧田弘  
(金沢大学工学部)

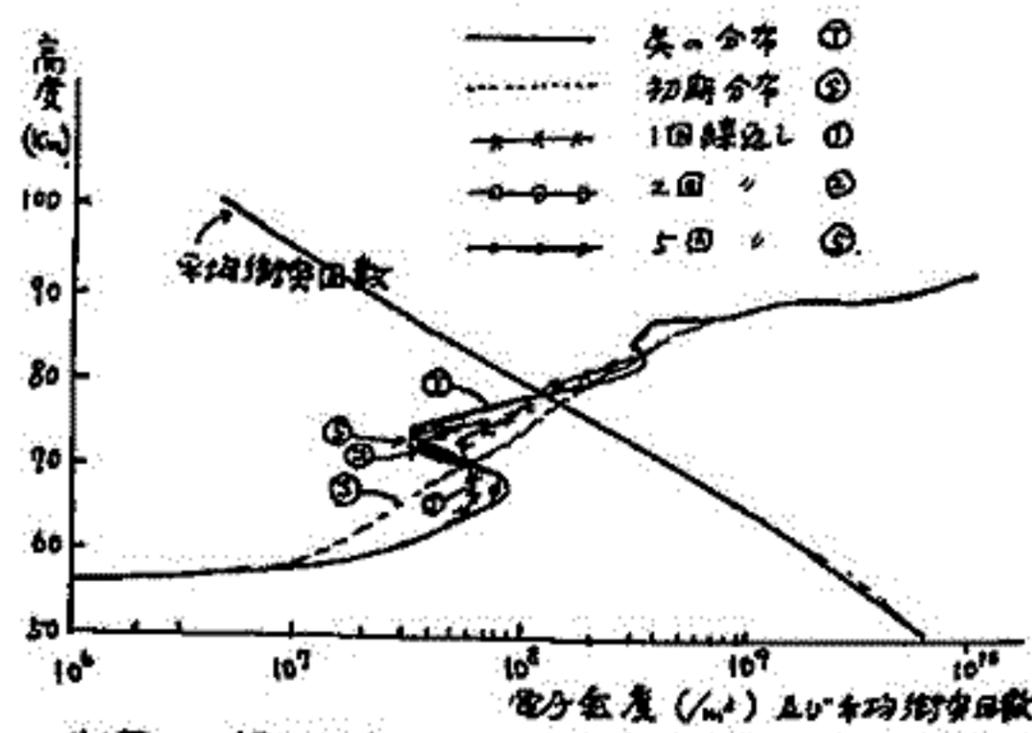
先に、地上観測による電離層反射電磁界と、適当な電子密度分布した電離層モデルより得られる理論電磁界との差分から繰返し計算を行って、電離層の真の電子密度分布を推定する方法について報告した<sup>(1)</sup>。そこでは積分方程式の核を計算するのに次のような考え方を行った。即ち理論計算において得られる反射係数は複素量であり、その中に位相の実測値はすべて実数であるという点を考慮して、核を途中核と位相核に分けて計算した。この方法は再計算を行う際、第一次近似になる。そして初期の電子密度分布を決定する時、それに対応する核計算に大きな誤差を生ずる場合があるため、電子密度推定の可動範囲が小さくなる。従って、ここでは核計算を実数部、虚数部に分けて厳密に計算するようにした。このミュミレーションの一例は第1~第3図に示す通りである。

$f = 16 \text{ kHz}, 30 \text{ kHz}$ 。横見川一谷状向の伝搬路で、真の電子密度分布として Mechtley & Smith の profile<sup>(2)</sup> (图中①曲線) をとり、初期 profile (图中②曲線) として指数分布をとった所、第1回の繰返し計算で得られた③曲線に収束して居る。これに対応する反射係数  $|R|$  の途中は第2回のとおりである。真の分布と対応する反射係数の位相と考へてこの分布に対応する反射係数の位相との差は第3図に示す通りである。

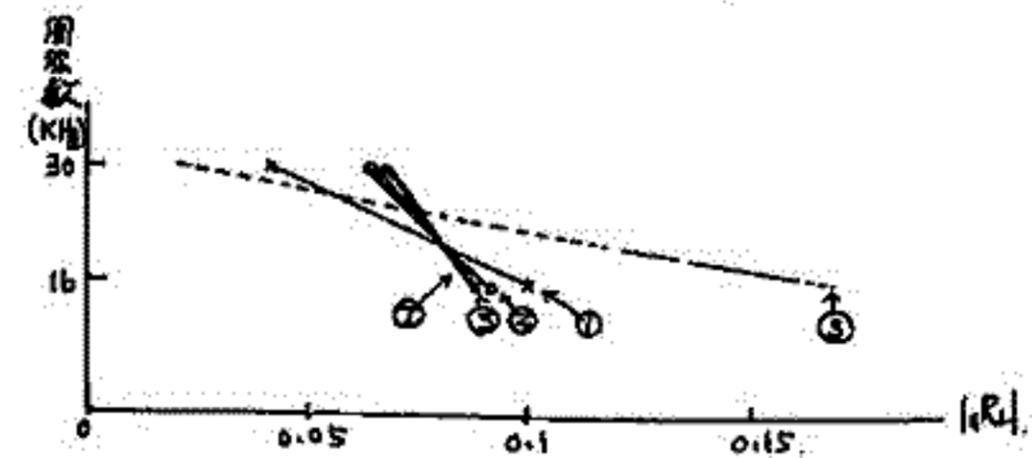
これらによると、わが国への周波数で、ほんの二回の繰返し計算で、電子密度分布の推定がよく行われるという事を実している。

文献  
(1) 満保正喜、長野勇、中村：「VLF下波地上観測による下部電離層電子密度の推定」  
電気学会電磁界理論研究会資料 EMT-76-37.

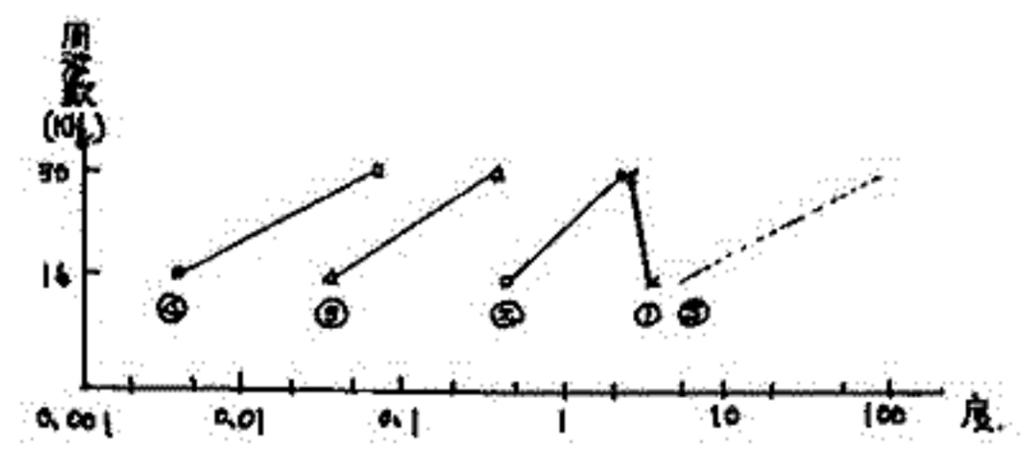
(2) E. A. Mechtley & L. G. Smith:  
"Changes of lower ionosphere electron densities with solar zenith angle"  
Radio Science Vol. 5, No. 12 p1407-1412 (1970)



第1図 繰返し計算後の電子密度分布



第2図 繰返し計算後の反射係数



第3図 反射係数の位相の差分の絶対値

M. EJIRI, J.K. OLESEN, F. PRIMDAHL, E. UNGSTRUP  
ISAS DMI DMI DSRI

Two rockets, SEC II and CUSP II, were launched at 8:08 Aug. 27, 1976 and 14:55 Aug. 22, 1976 from Sondre Stromfjord, Greenland. The University of Tokyo/ISAS and DMI proposed to measure the electron density, its fluctuations associated with ionospheric plasma instabilities, and electron temperature with the impedance probe ( IP ), the fixed-voltage Langmuir probe, and the electron temperature probe ( TEL ).

CUSP payload : The payload did penetrate the Cusp. The on-board instruments showed typical heating of electrons inside the Cusp and enhancements of electron density at the Cusp boundaries. The E-region showed distinct fluctuations in the electron density. An upward ( along B ) electric field of the order of 10 mV/m might be inferred and a downward ( along B ) flux of low energy electrons was observed.

SEC payload : The payload was successfully launched during SEC in Godhavn and Sondre Stromfjord as observed by ionosondes. The payload measured fluctuations in electron density in the E-region, and a northward electric field of 30 mV/m was measured, which is above the threshold for the Farley instability.

Fig. 1  
CUSP payload

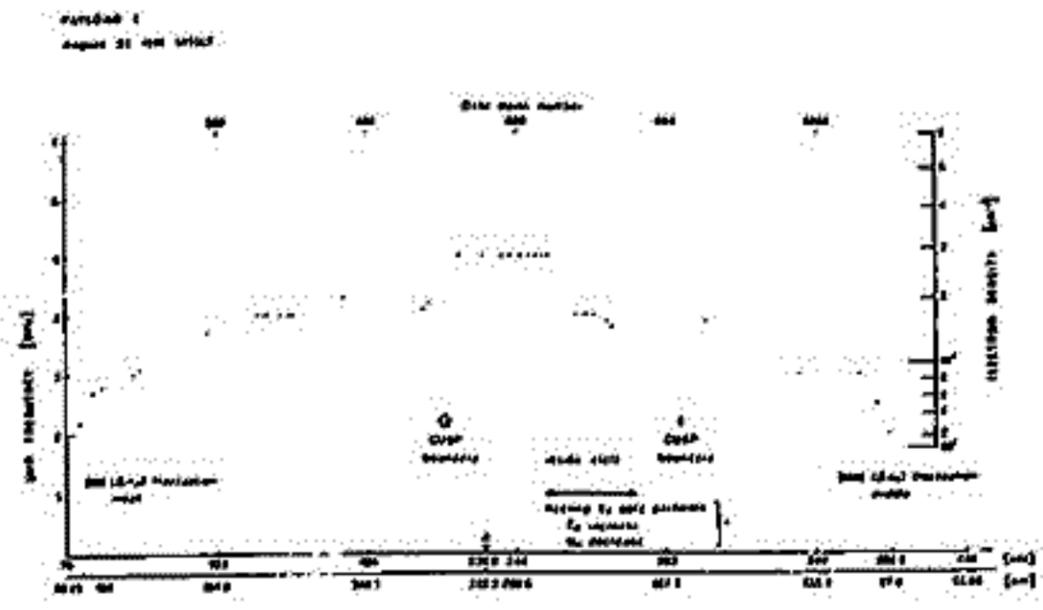
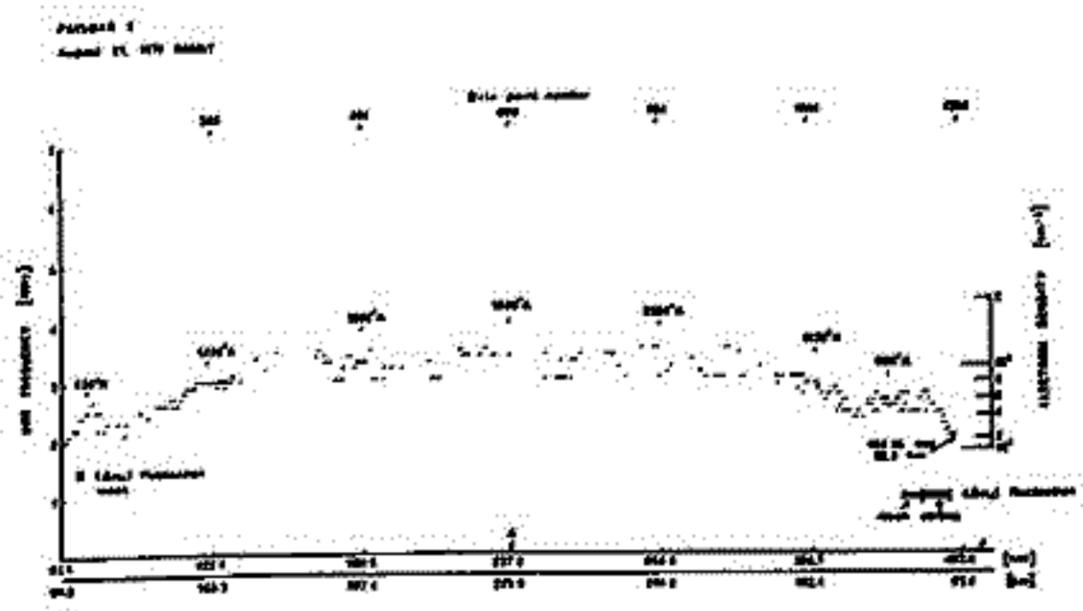


Fig. 2  
SEC payload



11P-I 90 F<sub>2</sub>領域内標準電子密度プロファイル—電子イオンの鉛直流量など各種の因子が及ぼす効果

米沢 利之 (中部工大)

要約

F<sub>2</sub>領域内電子密度プロファイルの解析的表現式が、次に列挙する7個の仮定の下に得られることは、すでに発表した通りである<sup>(1)</sup>。

- (1) 酸素原子のみが電離される。
- (2) 電子消滅率BはO<sub>2</sub>またはN<sub>2</sub>の数密度に比例する： $B \propto [O_2]$  或  $[N_2]$
- (3) 電子イオン気体の両極性拡散係数D<sub>a</sub>は中性大気温度Tの平方根に比例し、酸素原子の数密度[O]に逆比例する： $D_a \propto T^{1/2} / [O]$
- (4) 中性大気温度、電子温度、イオン温度は互に異なっているとしてもよいが、それらの比はここで問題とする全領域を通じて一定値を保つ。
- (5) 定常状態のみを考える。
- (6) 重力に伴う電場の変化は無視する。
- (7) 中性大気温度Tおよび酸素原子のスケールハイトHの高さに対する勾配は一定値を保つ ( $dT/dz = \text{const.}$ ,  $dH/dz = \text{const.}$ )

大気と多数の薄い水平な層に分けて、その各々の中では上の仮定(7)が成立つと見なすことはすれば、前に得られた解析解を、各層の境界のところでおよそ十分高いところと低いところと境界条件を満足するようにつなごうとすれば、任意の温度分布をもつ大気モデルに対して、F<sub>2</sub>領域内電子密度プロファイルを計算することが出来る。

このようにして、CIRA 1972 大気モデルについてF<sub>2</sub>層標準的電子密度プロファイルを計算した結果は、第55回講演会(1974年春季)で報告したが、今回は、このプロファイルが、電子イオンの鉛直流量などの各種のパラメータの値の変化に伴い、どのように変化するかについて考察する。

無限に高いところには電子とイオンの湧き口またははけ口が存在し、従ってそこには電子イオンの下向きまたは上向き流量が存在する場合に、電子密度プロファイルの上部部分は、それぞれ上方に拡大または下方に縮小するのに対し、下部部分は主として化学平衡により決定されるので、その形は流量の影響をあまり受けない。かくてピークの電子密度とそのレベルの高さは、下向き流量に対しては同時に増加し、上向き流量に対しては同時に減少する。上向き流量があまり大きい場合には電子イオンの安定な定常分布は存在しない。

次にプラズマスケールハイトの中性スケールハイトに対する比が増加する場合に、電子イオン気体の膨張の結果、中性大気に相対的に上昇するが、高さが増すと電子消滅率が減少するため、定常状態においては、ピークの電子密度の値とそのレベルの高さは共に増大することになる。ただしこれは定常状態に到達した時の話で、それに至る途中の過渡的状態においては、電子密度は膨張のため減少するはずである。これはF<sub>2</sub>層でよく見られる *te-out* の現象を説明するものではないかと思われる。

最後に熱拡散の影響であるが、熱拡散因子 $\alpha_T$ の値はR. W. Schunk and J. C. G. Walker (P. S. S. 18, 535, 1970) に従って0.37と取れば、結果は次表に示す如くになる。外気温度T<sub>∞</sub>が低い場合にはその影響は必ずしも無視できない。

T <sub>∞</sub> (°K)	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600
Δh <sub>m</sub> (km)	(6.2)	3.0	2.2	1.5	1.2	1.0	0.8	0.8
ΔN <sub>m</sub> (10 <sup>4</sup> cm <sup>-3</sup> )	(23.1)	8.0	5.1	3.9	3.2	2.7	2.4	2.1
ΔN <sub>m</sub> / N <sub>m</sub> (%)	(24)	8.2	4.9	3.4	2.5	1.9	1.5	1.2

(1) T. Yonezawa: J. Radio Res. Labs. 19, 109 (1972).

佐藤輝夫  
兵庫医大 物理

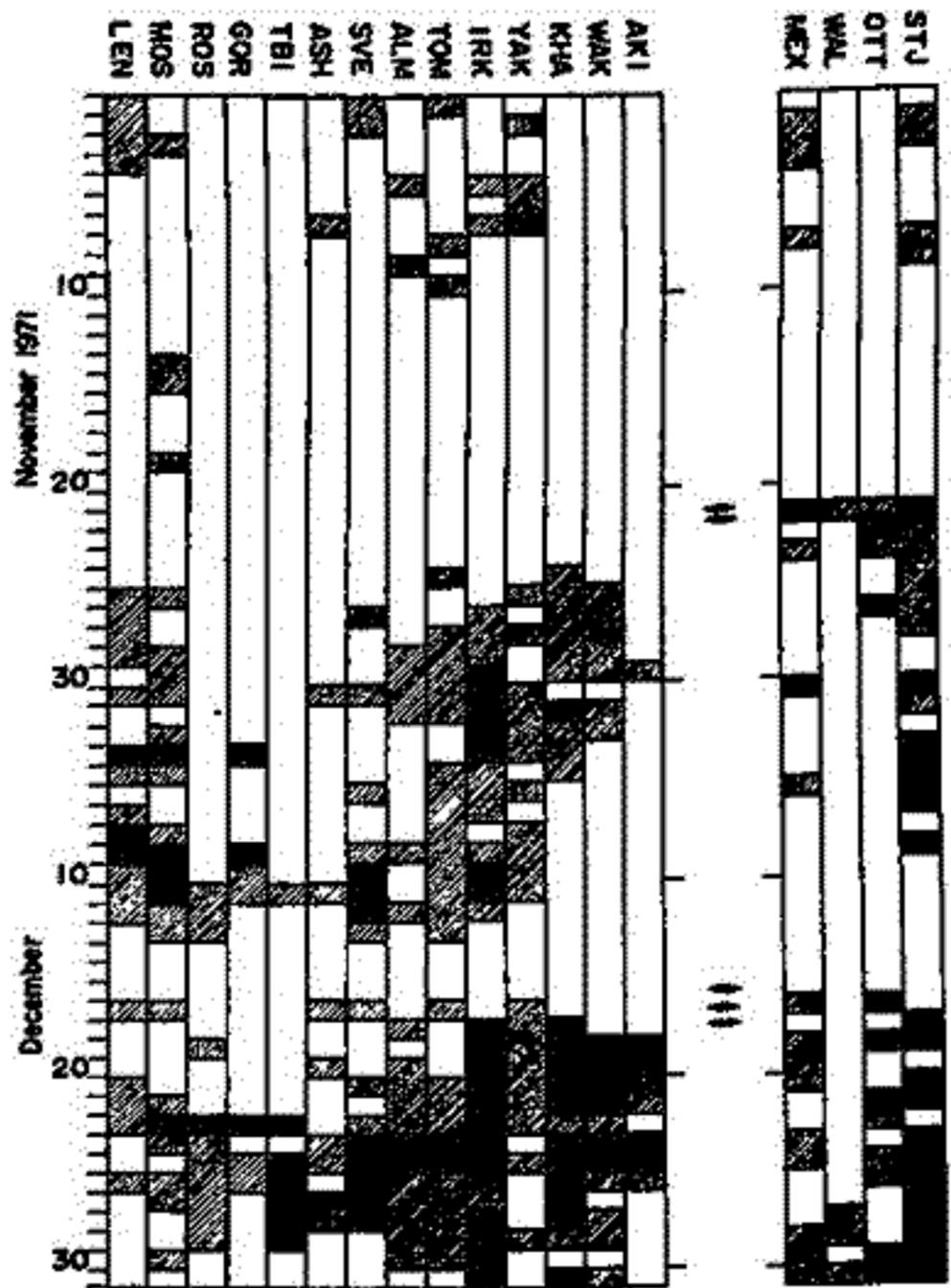
$f_{min}$  の異常増加の地域では MF, HF 電波の吸収が増大するとの仮定のもとに、昼間の  $f_{min}$  ( $f$ -plot) を用いて中緯度地方の冬期電波異常吸収 (Winter Anomaly) の特性を調べた。用いた資料は、ソ連圏 12ヶ所、日本 2ヶ所、北米 4ヶ所のもので、これら Station の地理的緯度範囲は  $62^{\circ}-19^{\circ}N$ 、経度は  $30^{\circ}-135^{\circ}E$ ,  $45^{\circ}-90^{\circ}W$  であり、地磁気緯度は約  $58^{\circ}-25^{\circ}$  範囲である。調べた期間は Oct. 1971 - Mar. 1972, Oct. 1972 - Mar. 1973 である。

現在までに得られた結果は次の通りである。

1. 昼間  $f_{min}$  の異常増加 (従って電波吸収増加) は storm, 特に SC storm に伴って発生する。多くの場合 SC (或は Si) storm の発生後 1~3 日の間におこり始め、数日から十数日つづく。従ってこの間他に storm がなければ地磁気静穏日におこっていることになる。
2. ある SC storm に対し、 $f_{min}$  増加は最大数 4 km にわたる太陽の日照側に同時におこる。このことは従来予想されたより広範囲に Winter Anomaly のあることが予想される。ただし全地域内で一様に増加がおこっているかどうかは明らかでない。

3. 中緯度地方 Winter Anomaly の現象は電波の post-storm effect と考えられる。原因としては主として radiation belt の slot region からの drizzle 的な電子降下による D層電離が考えられる。即ち VLF phase 変化の post-storm effect と同じ原因かと思われる。

図 1.  
 $f_{min}$  異常増加の日  
 片斜線  $\Delta f_{min} > 0.5 \text{ MHz}$   
 両斜線  $\Delta f_{min} > 1.0 \text{ MHz}$   
 ← SSC



井上隆義, 半田 毅, 前田佐和子  
京大理 京大, 理

下領域電離層の磁気嵐時の変動現象(電離層嵐)は, 磁気嵐の位相, 緯度, 経度, 地方時等に依存してきわめて複雑な様相を呈する。電離層嵐の研究は観測的にも理論的にも解決されていない問題が少なからずある。(Review として MATSUURA:1972, RISHBETH:1975 参照)

統計的解析に関しては, MARTYN(1953)が地磁気擾乱の解析方法にならって, 電離層パラメータ( $f_oF_2, h'F_2$ )を storm-time 変化成分(Dst)と擾乱日変化成分(SD)に分離する方法を提出した。この方法を用いた解析結果によると, 一般に, 磁気嵐時にみける Dst( $f_oF_2$ )は季節によらず高緯度では静穏時と比べて減少し(negative storm), 低緯度では増加する(positive storm)傾向を示し, 中緯度においては夏・春秋季に高緯度に似た negative stormを, 冬季には低緯度と似た positive storm を示すことがわかっていいる。ところで, 地磁気変化の場合と違って,  $f_oF_2$ 等の Dst, SD 成分がそれぞれ独立する2つの源に必ずしも対応するわけではないこと, 及び電離層擾乱の source や response する側の電離層自身の局地性や地方時依存性等を考えると, case study 等の多様なアプローチが必要に思われる。

我々は, 一つの試みとして, 磁気嵐が日中に開始した場合と夜間に開始した場合とに分けて, それぞれに対して中緯度電離層( $f_oF_2$ )が季節毎にどのような変動を示すかを調べた。

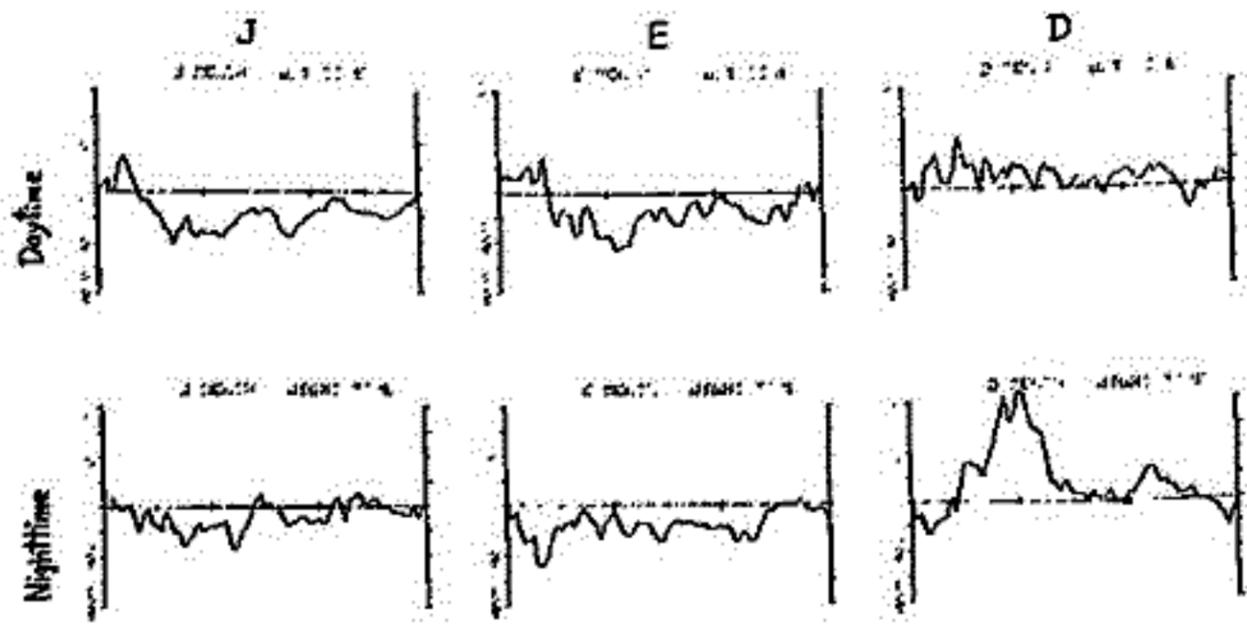
- ・データ AKITA (Dip 53°N), WAKKANAI (Dip 58°N) における  $f_oF_2$  データ
- ・期間 1957-1960, 1967-1970 (higher solar cycle) の計8年間
- ・方法 合計93個の S.C. を伴う磁気嵐時の  $\Delta f_oF_2 / \overline{f_oF_2}$  値の storm-time 変化(72時間)  
(ただし,  $\Delta f_oF_2 = f_oF_2 - \overline{f_oF_2}$ ,  $\overline{f_oF_2}$  はその月の monthly median value )  
S.C. の開始時刻が 09~16 LT. の間にある events (Daytime event) と 21~04 LT. にある events (Nighttime event) に分けて, J, E, D-month 毎に解析する

解析結果

- (1) J, E-month で negative storm, D-month で positive storm になる傾向は開始時刻で分けると変らず, これまでの結果(前述)を支持する。
- (2) Daytime event の場合は最初の10~12時間に, どの季節にも positive の変動を示し, nighttime event の場合は negative の変動を示す。
- (3) D-month 時の Daytime event には通常みられる顕著な positive 変化はないが, Nighttime event にはこれがみられる。この Nighttime event の positive 変化は strong magnetic storm の寄与によることがわかった。

(4) 以上の結果は AKITA, 及び WAKKANAI とで顕著な差違は認められない。

\* 図の横軸は storm-time  
縦軸は  $\Delta f_oF_2 / \overline{f_oF_2}$  (%)  
AKITA (Dip 53°N) の場合。



# 第 2 会 場

対流圏エアロゾル・NO<sub>x</sub>・オゾンの水平・垂直分布  
(航空機観測結果)

近藤 豊・森田 恭弘・石川 晴治・高木 増美・岩田 晃  
名大空電研

今年の春の学会で報告したように1977年3月21日・26日の両日に東海地方を中心に陸海上においてNO, NO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, エーロゾル(大粒子及びCN)の濃度の水平・垂直分布の測定を行なった。今回はエアロゾルのデータの解析が蒸気ガスの測定との比較ができるようになつたので特にその長を中心に報告する。

**1. 垂直分布** 垂直分布は3月21日9h50m-12hの間に愛知県の上空2点A, Bにおいて測定された。Aは陸上でBは陸上である。図1に示したようにエアロゾルとNO<sub>x</sub>・NO<sub>2</sub>の垂直分布の形は極めて似ている。Aでは陸上のため500m付近では高濃度になっているが500-1000mで急速に減少しており、それより上ではほぼ一定の濃度になる。これに対しBでは1000m位までは濃度の減少は小さく、1000-1700mに濃度の減少がみられる。これらの結果は同時に測定された温度の傾き、あるいはdθ/dz(θ:温度)と密接な関係があることが判明した。すなわち、これらの物質の垂直分布は大気の安定度に大きく左右される。

**2. 水平分布** 3月26日9h~13h30mの間に高さ1000mで測定したエアロゾルの水平分布を図2に示す。陸上ではそこそこ大きなsourceがあり考えられるので大きな値を示すのは当然と思われすが、ここで注目すべきことは測定領域の中央で低い値になり、外側の上で再び大きな値をとっている点である。この傾向は先に報告したNO<sub>x</sub>についても全く同じことが言え、両者は水平分布においても似たパターンを示していることが分る。この原因については現在気象のデータを解析中であるが、この時南の海上を東に移動しつつある高気圧が関連しているのではないかと考えている。内側の周は後の時刻の測定になっているため次第に強まりつつある下降流の空気の入れ換え効果で低濃度になっている可能性がある。同時に測定されたオゾンは海上に出る程大きな値をとっており下降流の1つの支持となりと思われる。

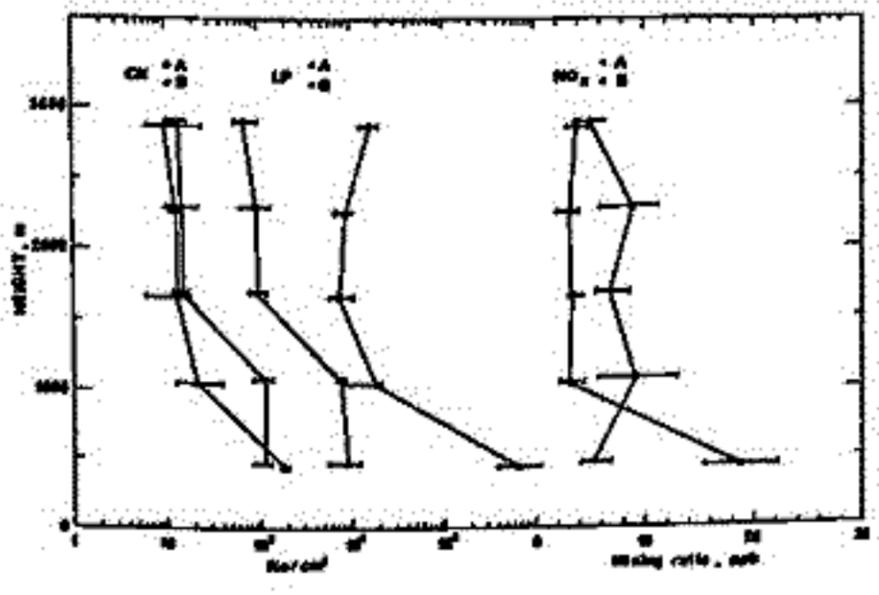


図1

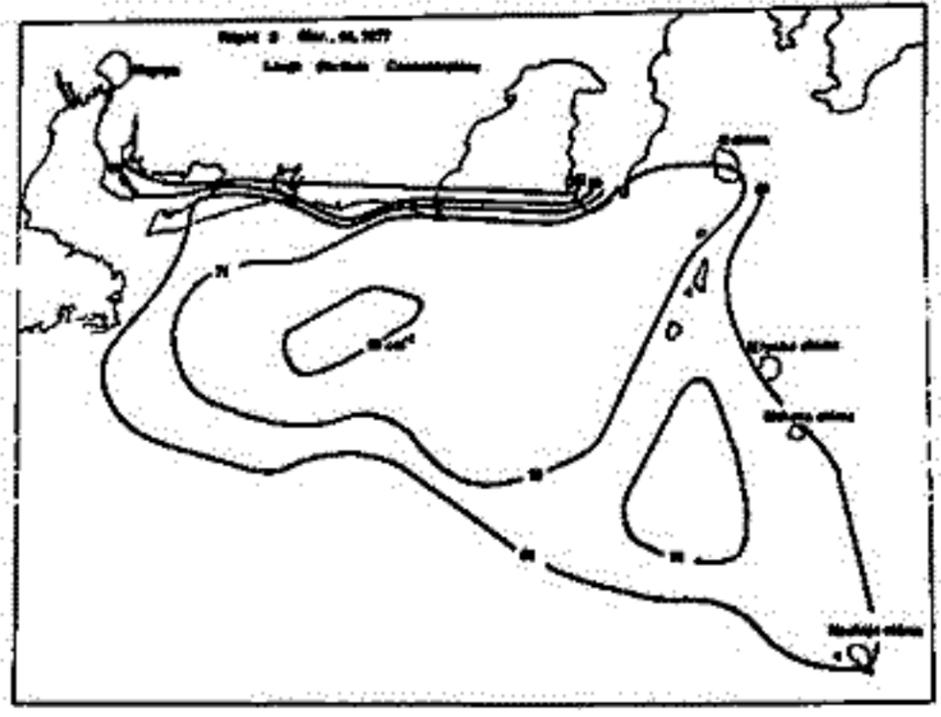


図2

# 8A-II2 成層圏 H<sub>2</sub>O の気球観測 (I)

高橋丈穂・平尾邦雄  
(東大宇宙研)

H<sub>2</sub>O分子は、Fig 1. に示す様な、3種類  
の symmetric, anti-symmetric, それに、  
bending の基本的な振動モードを持つが、  
それらの振動量子数は、それぞれ  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$   
とすると、H<sub>2</sub>O の振動状態は、 $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  と  
指定する。これは、 $x, y, z$  二次量子。今回の観測は

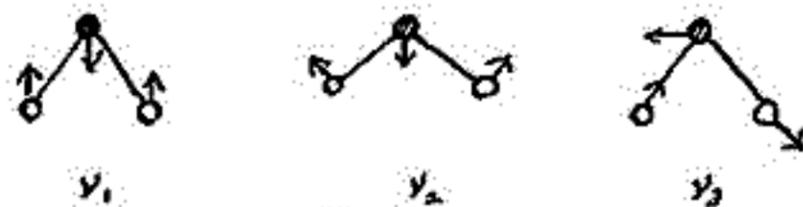


Fig 1.

用「よ」で示す line は、基底状態  $(0,0,0) \rightarrow (2,0,2)$  励起状態に遷移する際に、吸収され、  
942 nm 付近の  $\sigma$ -band であるが、この band は、overtone である。比較的に、強<sup>い</sup>吸収帯を構成している。さらに、940 nm 付近は、Ga-As 発光  
ダイオードの発光ピークに、当てはまり、光源として、質<sup>量</sup>のよい材料を提供する。更  
に、この波長域には、他の大気成分の吸収がなく、解析も、比較的、簡明<sup>に</sup>出来る。こ  
う利点がある。

Fig 2. は、室内実験で得られた、H<sub>2</sub>O  $\sigma$ -band  
の吸収スペクトルの一部を示す。これは、Mecke によ  
り得られた理論値と比較的、良く合っている。  
実際の観測では、Beer の法則

$$I = I_0 \exp(-N \sigma_{H_2O} \Delta L)$$

$I$ : received intensity,  $I_0$ : transmitted intensity

$N$ : H<sub>2</sub>O number density (molecules  $\cdot$  cm<sup>-3</sup>)

$\sigma_{H_2O}$ : H<sub>2</sub>O Absorption cross section (cm<sup>2</sup> molecule<sup>-1</sup>)

$\Delta L$ : path length (cm)

と原理的に用いる。成層圏 H<sub>2</sub>O 数密度  $N$

$$N = \frac{1}{\sigma_{H_2O} \cdot \Delta L} \ln \frac{I_0}{I}$$

を求めるには、 $\sigma_{H_2O}$  の pressure depen  
dence、 $\Delta L$  と  $I_0/I$  の値が必要である。大抵の場合、  
講演の際は、報告するつもりである。大抵の場合、  
は、 $I/I_0$  は、Electronics の方が、概ね、 $I_0 - I \approx 10^{-5} I_0$

で、抑えられる。また、 $\sigma_{H_2O} \approx 3 \times 10^{-21}$ ,  $\Delta L = 10$  m とすると、 $N \geq 3 \times 10^{12}$  (cm<sup>-3</sup>) とする。

よって、気球高度 ( $\leq 30$  km) で、観測可能である。

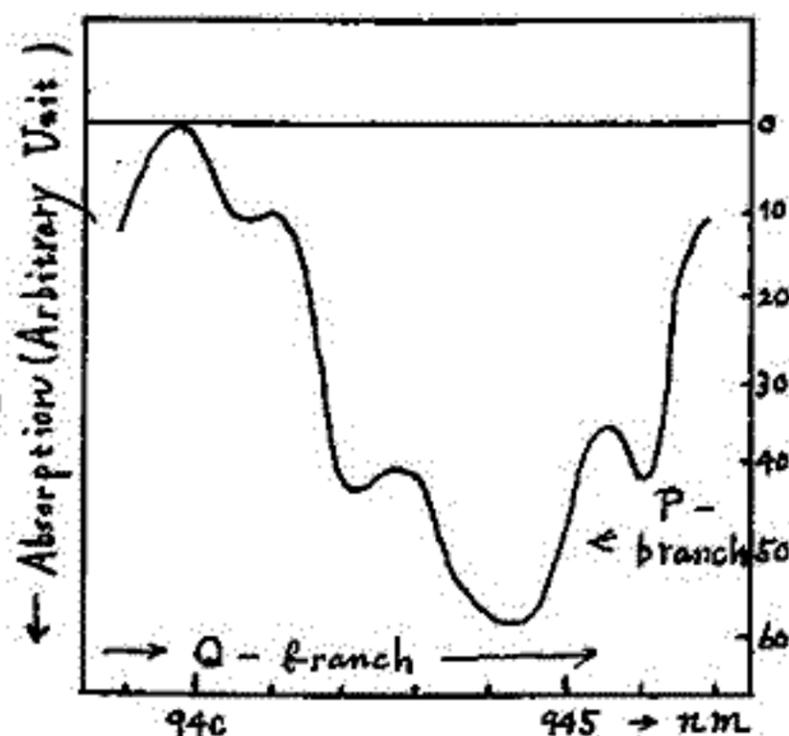


Fig 2.

## (References)

R. Mecke ; Zeitschrift. f. Phys. 81, 313 (1933)  
W. Baumann and R. Mecke ; Z. f. Phys. 81, 445 (1933)  
A. L. Buck; Bulletin, Amer. Meteor. Soc. 57, #09, 1113 (1976)

井口俊夫・本田秀之・伊藤富造・中村良治  
(東京大学宇宙航空研究所)

一昨年、昨年に引き続き、本年8月末気球に搭載した質量分析器により成層圏中性大気組成の観測を行った。観測に用いた装置は昨年まで使用していたものに種々の面で改良を施したものである。最も大きな改良点は、質量分析器を磁場偏向型のものから四重極型のものにし、感度及び分解能の向上を図ったことである。この分析器部分の構成を図1に示す。また今回の改良により得られた性能を昨年のもものと比較して表1に示す。

この装置を搭載した気球は1977年8月30日午前7時43分三陸大気球観測所より放球され、最高高度27.5kmに達した。その後気球を徐々に下降させながら高度約23kmまで観測を行った。この観測によって得られたデータは現在解析中である。

講演では、解析の結果を昨年及び一昨年の結果と比較・検討し報告する予定である。

	Last Year	This Year
Type	Magnetic Type	Quadrupole Type
Sensitivity	Several ppm	~ 1 ppm
Resolution	$M/\Delta M = 40$	$\Delta M = 1$ (a.m.u.)
Sweep Range	14 - 78	1 - 151 (a.m.u.)
Power Dissipation	30 W	110 W
Attainable Height	28.5 km	27 km

表 1

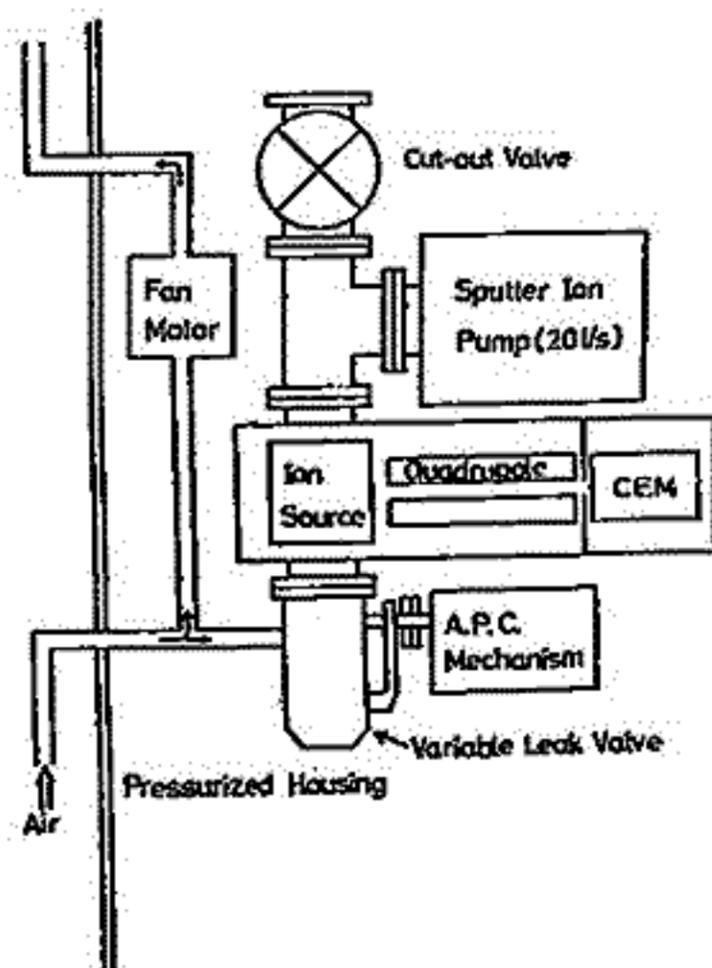


図 1

## 8A-II4 成層圏エアロゾルのライダー観測

### 最近までの観測結果と観測装置の改良

藤原玄夫・長沢親生・広野未和・柴田隆  
九州大学理学部

Fuego火山噴火(1974年10月)に伴う成層圏エアロゾルの突然増加以来、最近に至るまでの長期的変動を、ルビーライダーで追跡してきたが、徐々に減少してきたエアロゾルの後方散乱係数は、噴火約一年半後にピーク値で最大時の1/4程度の値( $\beta_M = 2 \sim 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ )に達し、以後冬から春にかけて若干の増大の傾向を示している。このことはすでに成層圏エアロゾル層が火山擾乱時から静穏時へと移行し、それに伴ってこれまで擾乱にかくされていた季節変動などが顕われてきたものと考えられる。特に成層圏突然昇温に引き続いて今年1月にはかなり顕著に減少した例があり、1973年1月のときと同様、成層圏突然昇温との関連を伺わせる。

エアロゾル量の減少による受信光子数の低下と規準レベル設定の困難化で、静穏時の詳細な変動を捉えるには現有装置では測定精度が充分でないので、測定装置の改善を進めてきたが、最近屋上観測室が完成し、新しく50cmφ受信望遠鏡を設置すると共に20チャネルの光電子計数装置を作成したので、現在この新しいライダー系で予備観測と実行中である。

今回はこれまでの長期的変動の観測結果をまとめて述べ、更に新しいライダー系を用いた実験結果を報告する。なお本年8月の有珠山噴火による影響は、現在までは殆んど顕われていない。

8A-II5 成層圏昇温に伴うエアロゾル粒径分布の変化

広野 求和 藤原 玄夫 長沢 親生  
九州大学理学部

成層圏エアロゾル生成論は従来未開拓の領域とされてきたが最近 Hamill (177) の努力によりようやく定量的な議論もできるような段階に進みつつあり興味深い展開をみせている。ここでは約10°~20°C昇温した際のエアロゾル粒径分布の変化をこれらの理論にもとづいて考えてみる。昨年7月IMSシンポジウムで Fujiwara et al (177) によって発表されたように77年1月成層圏突然昇温が高緯度地方に発生し、その向成層圏エアロゾルのライダー観測値  $\beta_H$  のピーク値は減少を示している。30m/sの天気図でみれば福岡に達する流線はやはり昇温した領域を通過してきているようである。一般に成層圏突然昇温は数日間に40°Cの变化を示すこともある。また火山大爆発の直後エアロゾルの異常増加の際は太陽の輻射を吸収して約10°C昇温の可能性がある。然し中緯度での平均的年昇温は意外に小さく夏の約5°Cない程度である。エアロゾルの主成分は  $H_2SO_4$  (以下  $a$  とかく) と  $H_2O$  (以下  $b$  とかく) であつて、 $a, b$  の(飽和)蒸気圧  $P_{as}, P_{bs}$  は温度と  $a, b$  の組成によって著しく変化する。その変化の様子は Gmitro et al. (164), Gianguue et al. (60) や上記 Hamill (177) の計算値を利用してみる。下部成層圏での  $a, b$  の分圧はおおよそ  $10^{11}$  mmHg,  $10^{10}$  mmHg の程度であるので  $b$  分子は  $a$  分子よりエアロゾルに5千万倍多く衝突する。それで温度の上昇と共に  $P_{bs}$  は著しく  $P_{as}$  より大きくなり  $a$  の蒸気圧に限り  $a, b$  組成は変化し  $P_{as} = P_{bs}$  の成立する組成に移行する。この変化は速やかであり、ほとんど瞬間的に上記等式成立する組成であるといふ。これに反し  $a$  分子の行動は遙かに遅やかである。  $P_a/RT = N_a, P_{as}/RT = N_{as}$  etc. とすればエアロゾル粒径  $r$  の変化はこのような一定の組成のまま次のまうに進行する:

$$dr/dt = (\bar{v}/\chi) (kT/2\pi m_a)^{1/2} (N_a - N_{as}), \quad \chi = n_a / (n_a + n_b) \quad (1)$$

$n_a, n_b$  は液滴中の分子数,  $m_a$  は  $a$  分子の質量,  $(4/3)\pi r^3 = (n_a + n_b)\bar{v}$  で  $\bar{v} \sim 4 \times 10^{-23}$  cm<sup>3</sup> である。ここで次の二つの Case を考える:

Case 1. エアロゾル粒子の総表面積を  $S$  とし  $a$  分子の平均速度を  $\bar{v}$ , 生成量を  $Q$ /cgs 拡散などによる損失を  $L$  とすれば  $dN_a/dt = -(1/4)S\bar{v}(N_a - N_{as}) + Q - L$  (2)

この場合は昇温による蒸気は僅少にとゞまる。

Case 2 粒径の分布を次の三つの領域に分ける  
I:  $r_1 < r < r_2$ , M:  $r_2 < r < r_3$ , II:  $r_3 < r < r_4$ ,  $r_1 = 5 \times 10^{-3}$ ,  $r_2 = 2 \times 10^{-2}$ ,  $r_3 = 0.08$ ,  $r_4 = 1$  (何れも  $\mu m$ )。エアロゾル粒子は最初の生成の際 塵石または対流圏起流の外來微粒子を核として成長するものが多いので、以後の成長は  $a, b$  の凝縮を主とするとするれば I の粒子は II の粒子に比し  $a, b$  以外の不純物のモル分率  $\epsilon$  が約1000倍多く,  $P_{as1}, P_{as2}$  をそれら粒子の蒸気圧とし上記の記法に

従い  $N_{as1} = \epsilon N_{as2}$  とすれば  $\epsilon \ll 1$  ということか Result の法則によ

$$り推定される。このとき  $dN_a/dt = -(1/4)S_1\bar{v}(N_a - N_{as1}) - (1/4)S_2\bar{v}(N_a - N_{as2}) + Q - L$  (3)$$

$\epsilon \sim 1/10$  とする。昇温のときは (3) の  $N_{as1,2}$  を含む項は  $Q$  に比し充分小さいので (2) と同じ結果を与える。昇温の際  $N_{as2}$  は著しく増加し II 粒子から  $a$  が蒸発し、I 粒子には  $a$  の凝縮が進行し 結局: ライダー観測値  $\beta_H$  は減少するがフィルターで捕集した硫酸塩総量は不変という状況に発展する可能性が出てくる。

文献 Fujiwara et al., IMS Symposium (77), Gianguue et al. J. Am. C. Soc. 82 62 (60), Gmitro et al., A.I.Ch.E.J. 10, 740 (64), Hamill et al., J.A.S. 34 150 (77).

ライダー観測と二次元渦拡散モデルによる

Fuego 以後の成層圏エアロゾル層の粒径分布の変化

板部敏裕 藤原玄夫 広野末和

\*電波研 \*\*九大理

Fuegoの火山噴火後の成層圏エアロゾル層の時間変化については、福岡(九大)でのLidar観測による結果が、これまでの学会で報告されている。それらの報告は、Gudiksenらによる、二次元渦拡散モデルと、Lidar観測とを比較して、'75年三月以降、渦拡散モデルによる予想と比べて、Lidarによる観測されたradar cross section β<sub>M</sub>の減少が著しくゆるやかなことを示している。これは、成層圏中で何らかのgas-to-particle conversionの結果が重要であることを示唆している。

今回は、Fuegoの火山の噴出物(気体成分及び、粒子成分)を含む空気塊を考え、この中で、SO<sub>2</sub> → H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> → particleの変換が起こっているとして上記の観測結果の説明を行う。火山の噴火によって、成層圏に入った、気体及び粒子を含む、空気塊がすべて同じ状態(空気塊の大きさや成分の密度等)から、成層圏で輸送され始めたと仮定し、また空気塊の大きさは輸送中変りないと考えた。それらの空気塊の地球上での分布(β)の変化は、二次元渦拡散の方程式で記述される。

SO<sub>2</sub> → H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>の変換は、SO<sub>2</sub>の空気塊内での密度をM<sub>2</sub><sup>\*</sup>とすれば、

∂M<sub>2</sub><sup>\*</sup>/∂t = -KM<sub>2</sub><sup>\*</sup> (1)

で表わされ、変換率Kは一定であるとする。

H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>の空気塊内での密度M<sub>a</sub><sup>\*</sup>の変化は、粒子への変換による損失と、SO<sub>2</sub>からの生成であり、次の様に書ける。

∂M<sub>a</sub><sup>\*</sup>/∂t = -∫<sub>r<sub>min</sub></sub><sup>r<sub>max</sub></sup> πr<sup>2</sup> · m<sup>\*</sup>(r,t) dr + KM<sub>2</sub><sup>\*</sup> (2)

m<sup>\*</sup>(r,t)は、空気塊内でのエアロゾルの粒径分布である。M<sup>\*</sup>(r,t)はcoagulation, condensationなどの過程があるが、coagulationは、元の学会で述べたように、Aitken領域に極めて多数の粒子がないとせば、無視できるので、粒径分布はこの場合condensationによって決まり、

∂M<sup>\*</sup>(r,t)/∂t = R · ∂M<sup>\*</sup>(r,t)/∂r (3)

で記述される。Rは、エアロゾル粒子の成長率である。β<sub>M</sub>はこのより小さなエアロゾルの時、次のように書かれる。

β<sub>M</sub>(y,z,t) = 4π · ρ(y,z,t) · ∫<sub>r<sub>min</sub></sub><sup>r<sub>max</sub></sup> m<sup>\*</sup>(r,t) · σ(r) dr (4)

σ(r)は、Mie散乱後方散乱断面積である。エアロゾルは、Fuego以前と同じ、75%の硫酸水溶液としている。そしてGudiksenらによる二次元渦拡散の計算値と、β<sub>M</sub>として福岡での観測結果を用い、空気塊内での初期分布(m<sup>\*</sup>(r,t<sub>0</sub>)) t<sub>0</sub>(Apr. '75)として、HaseH. とLognormal分布を仮定して解析可能な1つの空気塊内でのすべての粒子の半径が0.1μm程度大きい粒径に与えられること、最初述べた観測結果を説明できる。H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>のmixing ratioは、10<sup>-8</sup>(Aug. '75) - 10<sup>-6</sup>(Apr. '76) ppb程度でK ~ 6 × 10<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>, SO<sub>2</sub>の濃度は10<sup>10</sup>(Mar. '75) - 10<sup>9</sup>(Apr. '76) cm<sup>-3</sup>と仮定。

# 8A-II7 生成論から見た成層圏エアロゾル層の粒径分布

内野 衛  
(九大工)

成層圏エアロゾルの生成論には次の二つが考えられていて、どちらも対流圏からやってきた  $SO_2$  の化学反応 ( $SO_2 + OH + M \rightarrow HSO_3 + M$ ,  $HSO_3 \rightarrow H_2SO_4$ ) によって  $H_2SO_4$  に変換されることを基本としている。

(1)  $H_2SO_4 + H_2O + HNO_3$  の三成分の vapor の homogeneous nucleation を起す (Kiang et al., Geophys. Res. Letters, 2, 41 (1975))

(2) 対流圏や地球外からやってきた particle の  $H_2SO_4 + H_2O$  の vapor の heterogeneous nucleation を起す。

(Hamill et al., JAS 24, 150 (1977), ibid 24, 1104),

いづれの場合も核生成論に必要に熱力学的パラメータや  $H_2SO_4$  の量など理論的に予想されたもので、確定的なことにはわかっていない。二つの立場から見たエアロゾル層の粒径分布の議論ができる。図1は(1)の立場で、図3は(2)の立場で計算した結果である。大まかには  $r \lesssim 0.05 \mu m$  以下に(1)の場合多くの particle が期待されることである。  $r \gtrsim 0.1 \mu m$  では(1)よりもむしろ(2)の方がよい。これはこの領域の粒子は凝縮による成長と拡散による loss がより大きいからである。図4は観測データを示す。



図4. impactor による各高度の粒径分布 (Bigg, JAS 22, 910 (1975))

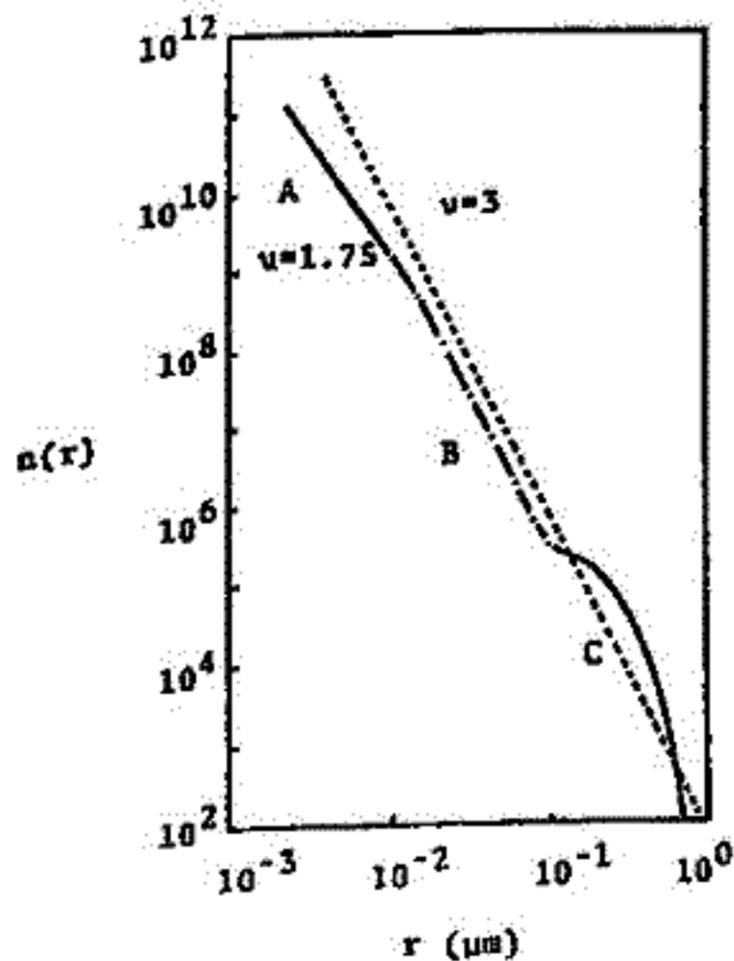


図1. (1)の立場における粒径分布  
(A) coagulationの拡散による領域  
(C) condensation growth  
拡散による loss がより合う領域  
(B) 混合領域

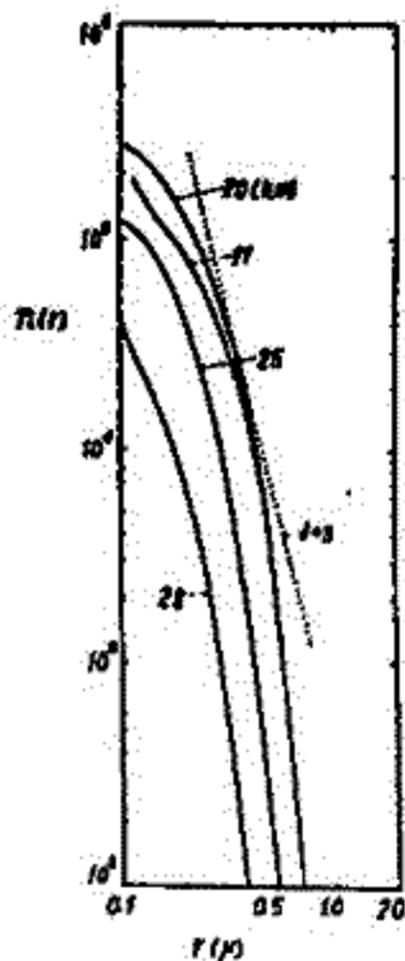


図2. Cの領域と各高度で計算したものの

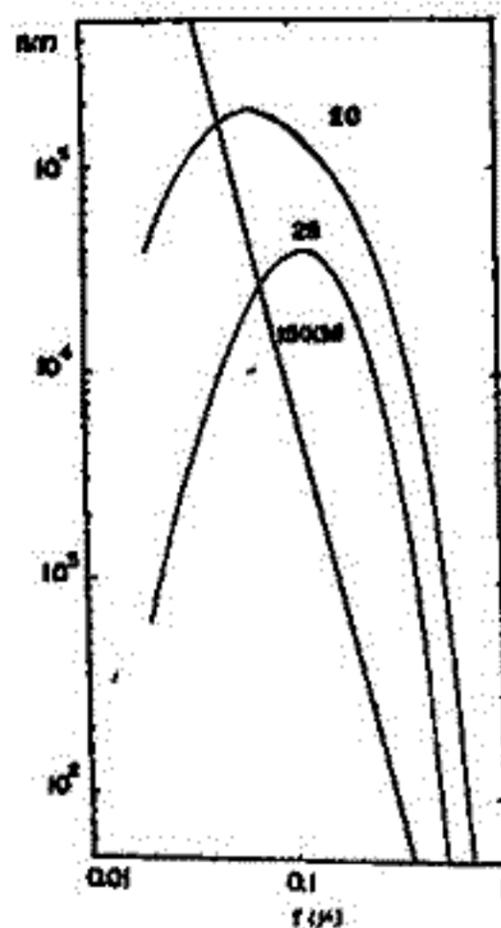


図3. (2)の立場から計算した粒径分布  
粒子は対流圏から拡散でやってくると仮定する。

# 8A-II8 下部成層圏オゾン層のライナーによる観測誤差

内野 修 前田 三男 宮副 泰  
(九大工)

九大理学部では現在ルビールレーザで成層圏エアロゾルの定常観測を行っているが、我々はさらに色素レーザの第二高調波を用いてオゾン層の観測を計画している。エアロゾルとオゾン層の負の相関関係を示し、これはエアロゾルがオゾン破壊の触媒作用<sup>2)</sup>と考えられていることから、同時観測は重要である。Gibson<sup>3)</sup>らはR64の第二高調波をO<sub>3</sub>の吸収帯中305.5nmと308.0nmに同調して二波長の吸収の差からO<sub>3</sub>の観測をおこなっているが十分な精度に達していない。ここでは気象学的に有効な観測を行うための目安をレーザの式から考えてみる。

今波長λの送信エネルギーEを鉛直に打ち上げたとき高さhの所のδhの範囲からレーザとミミの後方散乱によって得られる受信光子数C<sub>λ</sub>は、

$$C_{\lambda} = K(\alpha_{\lambda}/h\omega_{\lambda}) A \beta_{\lambda}/h^2 \cdot \exp\{-2 \int_0^h (\tau_{\lambda} + n\sigma_{\lambda}) dh\}$$

となる。ここでA=受信望遠鏡の有効面積、K=フォトニルの量子効率(η<sub>1</sub>)×ライナー系の透過率(η<sub>2</sub>)、β<sub>λ</sub>=単位体積当りの後方散乱係数、τ<sub>λ</sub>=レーザ Mie 散乱による減衰係数、n=オゾン密度、σ<sub>λ</sub>=吸収断面積である。今ある距離範囲h~h+Δh内のオゾンのcolumn密度をN(h, Δh)とすると

$$N(h, \Delta h) = \frac{1}{2\sigma_{\lambda}} [\ln C_{\lambda}(h) / C_{\lambda}(h+\Delta h) + \ln \beta_{\lambda}(h+\Delta h) / \beta_{\lambda}(h) - 2\tau_{\lambda}(h, \Delta h) - 2 \ln(h+\Delta h/h)]$$

ただしC<sub>λ</sub>(h, Δh) = ∫<sub>h</sub><sup>h+Δh</sup> τ<sub>λ</sub> dh である。

今P回のパルスEを打ち上げたときの総受信光をP<sub>r</sub>(h)、背景光をP<sub>b</sub>とするとNの平均誤差μ<sub>N</sub>は 
$$\mu_N^2/N^2 = \frac{1}{(2\sigma N)^2} \left[ \frac{P_r(h)+P_b}{P_r^2(h)} + \frac{P_r(h+\Delta h)+P_b}{P_r^2(h+\Delta h)} + 2 \left( \frac{\Delta P_r}{P_r} \right)^2 + 4 \Delta C_{\lambda}^2 \right]$$

となる。ここでλは波長に對し10%の精度に考化しているのよによる誤差は考慮しない。第3項のΔβ<sub>λ</sub>/β<sub>λ</sub>による誤差は可視に比し紫外域ではエアロゾルによる寄与は成層圏ではレーザ散乱の数%以内であることから観測時の大気密度がわかれば1%以内である。第4項は(ΔC<sub>λ</sub>/2σN)<sup>2</sup>(σC<sub>λ</sub>/C<sub>λ</sub>)<sup>2</sup>と書き直してτ<sub>λ</sub> ≪ 2σNにすれば無視できる。(3)式で重要なことはオゾンの光学的深さ=2σN(h, Δh)が小さく、誤差が大きくなるので2σN ≃ 0.5~1が望ましい。これを大きくすれば広い距離内のO<sub>3</sub>の観測できるが高所ではいまいましい。今λ=3014Å (Δλ=2Å)のレーザ光を考えると、吸収係数はκ=Nσ<sub>λ</sub>=8.29cm<sup>-1</sup>で、表1に示した様にEllermanのオゾンフィルを用いると、Δh=3km程度のO<sub>3</sub>の光学的深さ(2σN)が0.4~0.96となる。なおこの波長はSO<sub>2</sub>の吸収帯の谷に當りその影響をなるべく小さくできる。表2に示したUVライナー系を用いて1000発のレーザを打ち上げたとき、パルス幅5μsの中にはいつてくるフォトニ数を表3に示した。このときエアロゾルの光学的深さ(10-24km)=0.16、大気密度は1962のUSモデルを用いた。なおP<sub>b</sub> ≪ P<sub>r</sub>を仮定してμ<sub>N</sub>を計算した。3km程度の誤差は4%程度以上10~6km程度のO<sub>3</sub>のcolumn densityは3%以内で測定できる。 2) J.G.R. 20, 3381(1975). 3) Nature, 256, 561(1975)

Height interval	2σN(h, Δh)
12-15 km	0.40
15-18 km	0.52
18-21 km	0.71
21-24 km	0.96

1) J.G.R. 23, 3523(1967)

表2. UVライナー系のパラメータ  
 波長(幅) 3014Å (Δλ=2Å)  
 出力エネルギー E<sub>λ</sub>=5mJ/10μs  
 望遠鏡の面積 A=0.196m<sup>2</sup>  
 フォトニルの量子効率 η<sub>1</sub>=0.32  
 ライナー系の透過率 η<sub>2</sub>=0.2  
 パルス幅 5μs (δh=750m)

表3. 1000発レーザ光を打ち上げたときの受信光子数P<sub>r</sub>(h)とO<sub>3</sub>のcolumn densityの測定誤差μ<sub>N</sub>/N(h, Δh)

高さ h	P <sub>r</sub> (h)	μ <sub>N</sub> /N(h, Δh)
12 km	71900	4.2%
15	16100	
18	3780	4.4
21	785	
24	138	9.7

2.9% }  
 2.2% }  
 2.4% }  
 3.3%

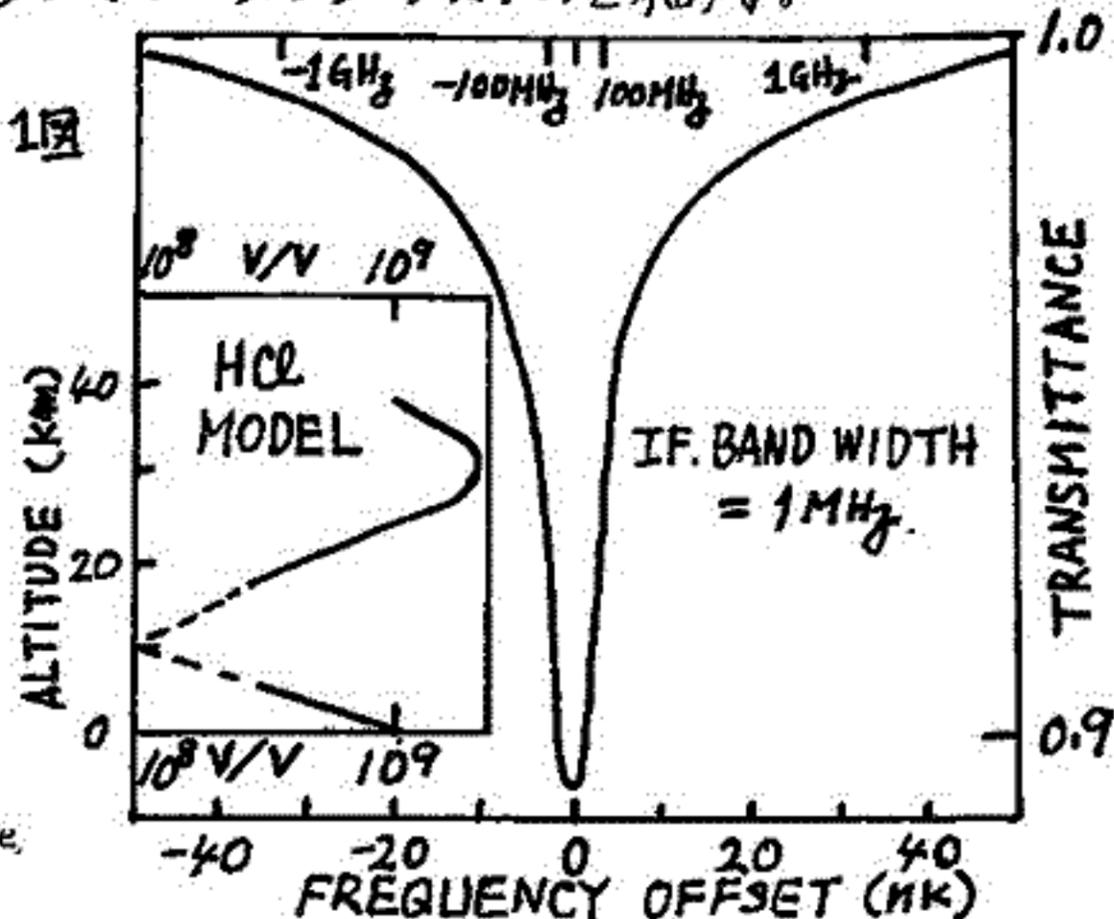
# レーザー・ヘテロダイン方式による成層圏大気 微量成分のリモートセンシングについて

市川 敏朗  
岐阜医科大学

Tunable Diode Laser を局部発振に用いた赤外ヘテロダイン受信器による成層大気微量成分の測定について考察する。Tunable Diode Laser 素子は現在発振周波数  $3300\text{cm}^{-1}$  から  $33000\text{cm}^{-1}$  ( $30\mu\text{m} \sim 3\mu\text{m}$ ) の範囲で任意の周波数のものを入力することが出来る。又素子の温度 ( $10^\circ\text{K} \sim 100^\circ\text{K}$ ) 及び電流を変化することにより、発振周波数を約  $2500\text{cm}^{-1}$  の範囲で変化させることが出来る。出力は通常2~3個のモードであるが、そのモード間隔が  $0.5 \sim 2.0\text{cm}^{-1}$  あるので、容易に分離して単一モードの出力を用いることが出来る。単一モードの光の単色性は非常に良く、 $10^{-4}\text{cm}^{-1}$  の帯域幅を得ることは容易である。ただ出力が現在の所  $1/4\text{mW}$  程度なので、吸収スペクトル計の光源として用いるときは、他端に反射鏡を置いて、光路中の光のロスを出さなければならぬ。又PPMオーダの微量成分を測定するのに必要な光路長は数百メートルから数キロメートルとなるので、光源と対向して反射鏡をセットすることは成層圏の測定では不可能である。したがって、成層圏の測定には光源に太陽光を利用して、これを Heterodyne 受信方式で受ける方式が考えられる。地上から太陽光の吸収スペクトルを測定する場合、地上でほぼ一定の混合比で存在する成分については、その分子の数密度は、地上付近で圧倒的に多いことになり、測定不能に思われるが、地上付近では圧力効果のために、吸収スペクトルの線幅は  $\approx 3\text{GHz}$  にもなるのに対し成層圏下部では、いわゆる Voigt lineshape の領域で、気圧によって線幅が変化している。又上部成層圏ではドップラー幅となり、 $\approx 100\text{MHz}$  程度となるので、受信器の中心波数及びそのバンド幅を適当に選択して測定すると、単に微量成分の総量だけでなくその高さ分布も或る程度算出することが出来る。この場合 Tunable Diode を局部発振に用いた受信器は、その光学的分解能を、中間周波増幅器のバンド幅を切り変えるだけで、GHz オーダーから、MHz まで自由に選択出来るので理想的な受信方式と云える。その上信号対雑音比も、スキヤニング・マイケルソン干渉計に比べ、分解能が  $0.01\text{cm}^{-1}$  ( $300\text{MHz}$ ) のとき、理論計算では30倍ぐらい良くなる。第1表に Diode Laser の発振範囲に吸収線をもつ物質を示めし、第2図には HCl を地上より測定したときの吸収線の形をコンピューターシミュレーションしたものを示す。

1 表

$\text{O}_3$	HCN
NO	HCHO
$\text{NO}_2$	$\text{HNO}_3$
$\text{N}_2\text{O}$	HCl
CO	ClO
$\text{CO}_2$	$\text{CF}_2\text{Cl}_2$
$\text{SO}_2$	$\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$
$\text{NH}_3$	$\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$
$\text{C}_6\text{H}_6$	$\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_2$
$\text{C}_2\text{H}_4$	$\text{CCl}_3\text{F}$
$\text{C}_2\text{H}_2$	PAN
$\text{CH}_4$	$\text{CCl}_4$



1) R.T. Menzies, Laser Monitoring of the Atmosphere, Ed. Henkley (ed), P. 326 (1976), Springer-Verlag

北野正雄, 藪崎 芳, 小川 徹

(京都大学工学部)

共鳴散乱は与の散乱断面積が非常に大きく、大気中に微量存在する物質を高感度で検出するのに役立つ。また共鳴散乱は各原子・分子に固有の共鳴周波数付近でのみ生ずるので特定の原子・分子あるいはイオン・基などの密度を選択的に測定できる。さらに特定の励起状態にある原子・分子の測定ができるのも大きな特長である。

レーザーによる超高層大気中のNa層の観測は共鳴散乱利用の例である。近年色素レーザーの発達により広い波長域で同調可能なコヒーレント光が得られるようになり、多くの物質の高感度検出が可能になりつつある。従って色素レーザーを飛翔体に搭載し、共鳴散乱を用いた観測を行えば超高層の微量大気成分を詳細に調べることができると期待される。搭載に当っては軽量化、省電力化が大きな課題であるが、さらに大きな問題として機械的振動や温度変化の影響を受けにくい波長選択素子の開発がある。我々は種々の波長選択素子について検討したが、Faraday filterによる方法が適当と考へ予備的な実験を行なった。

この方法は観測対象と同じ原子をレーザー共振器内に導入し、その共鳴線に共振周波数を固定化するものであり、回折格子、プリズム、エタロンなどを用いる方法に比べ機械的振動に強いという特長を持つ。Faraday filterによる周波数固定化はSorokin<sup>1)</sup>らによって最初に試みられたが共鳴線の中心での共振は得られず、中心から8~17 GHz離れた両翼での共振を得るに留まっていた。そこで我々は共鳴線の中心での共振が可能かどうか簡単な解析を行なって調べてみた。その結果、適当な条件の下では中心での共振が可能であるという結論が得られた。

実験としてまずArレーザー励起のRhodamine 6G色素レーザーをNaD線に固定化するに試みた。(図1) Faraday filterは両端に偏光軸が直交するBrewster窓を持つNaセルと軸方向の磁場(0~3KG)を発生するソレノイドコイルから成っている。磁場とセルの温度、すなわちNa蒸気圧を変化させレーザー光のスラウトルを観測した。その結果、480K, 490K付近の狭い範囲でD<sub>2</sub>, D<sub>1</sub>線の中心での共振が与れとれ得られた。(図2) D<sub>1</sub>線では1.67KG, D<sub>2</sub>線では2.36KGを単一モード共振させていることがわかる。500K, 505K以上ではD<sub>2</sub>, D<sub>1</sub>線の両翼での共振が得られた。この場合、2つのモードは共鳴線の中心から10数GHz隔っている。次に励起状態からの遷移に周波数を固定化する試みとしてNeの放電管をNaセルの代わりに用いて実験を行なった。そしてNeの1sから2pへの遷移のうち8本の共鳴線の中心での共振を得た。

このようにFaraday filterを用いるのは比較的簡単に共振波長を共鳴線に固定化できることがわかった。今後はさらにレーザー自体を含めた小型化、省電力化を図り飛翔体への搭載の可能性を探りたい。

1) P. P. Sorokin et al. Appl. Phys. Lett. 15, 179 (1969)

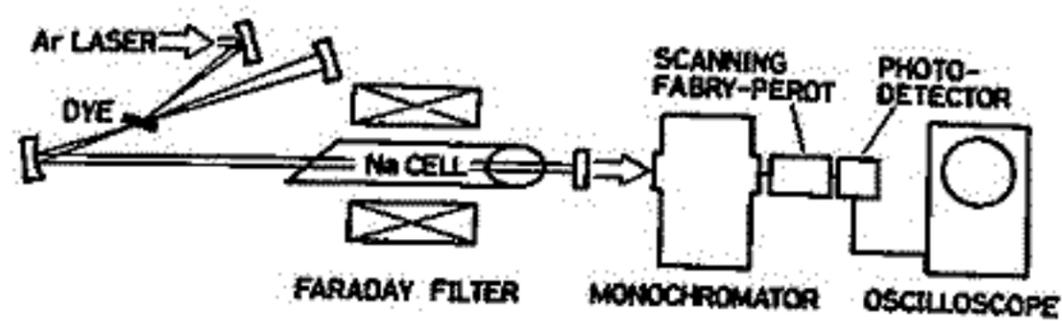


図1. 実験アロウ図

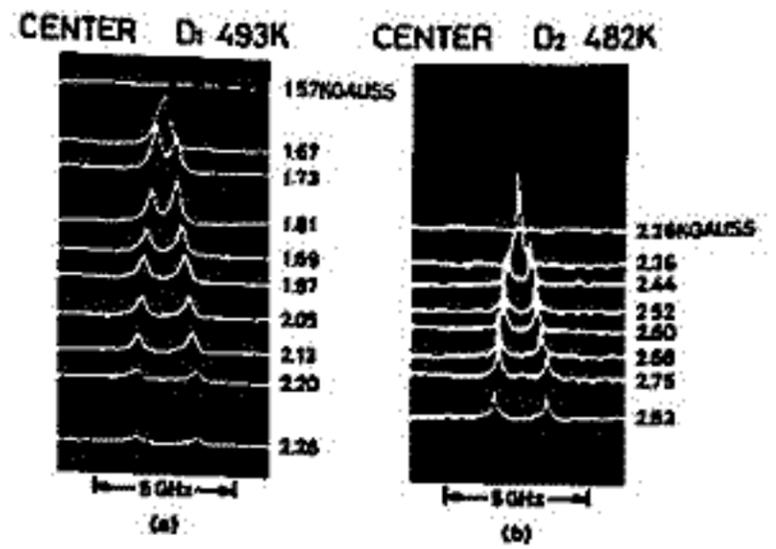


図2. 共振スラウトル

# Tunable Dye Laser を用いた Lidar による中間圏 ナトリウム層と成層圏エアロゾル層の予備観測

長沢親生, 藤原玄夫, 広野求和  
九大・理学部

中間圏ナトリウム層のレーザーによる観測は, Megie (1975) などによって, かなり精度の高い, 長期的観測が, おこなわれている。

我々は, 中間圏ナトリウム層と, 成層圏エアロゾル層の worldwide における観測網の必要性からレーザーシステムを整備をおこなってきた。受信鏡は, 口径 50 cm 中のニュートン式望遠鏡を設置し, 送信装置としては, Na 層の観測のために, Na-D 線に狭帯域化して tuning できる強力なレーザーの開発をおこなってきた。

レーザー発振波長の狭帯域化は, Fabry Perot エタロン板などを用いておこなわれるが, 出力が, きわめて弱くなることから, さげられない。これを補うためには, この出力を増やすほかない。

今回は, この目的のための初段の dye レーザを用いて Na 層の予備観測と, dye レーザの, 発振波長による成層圏エアロゾル層の観測について, 報告する。

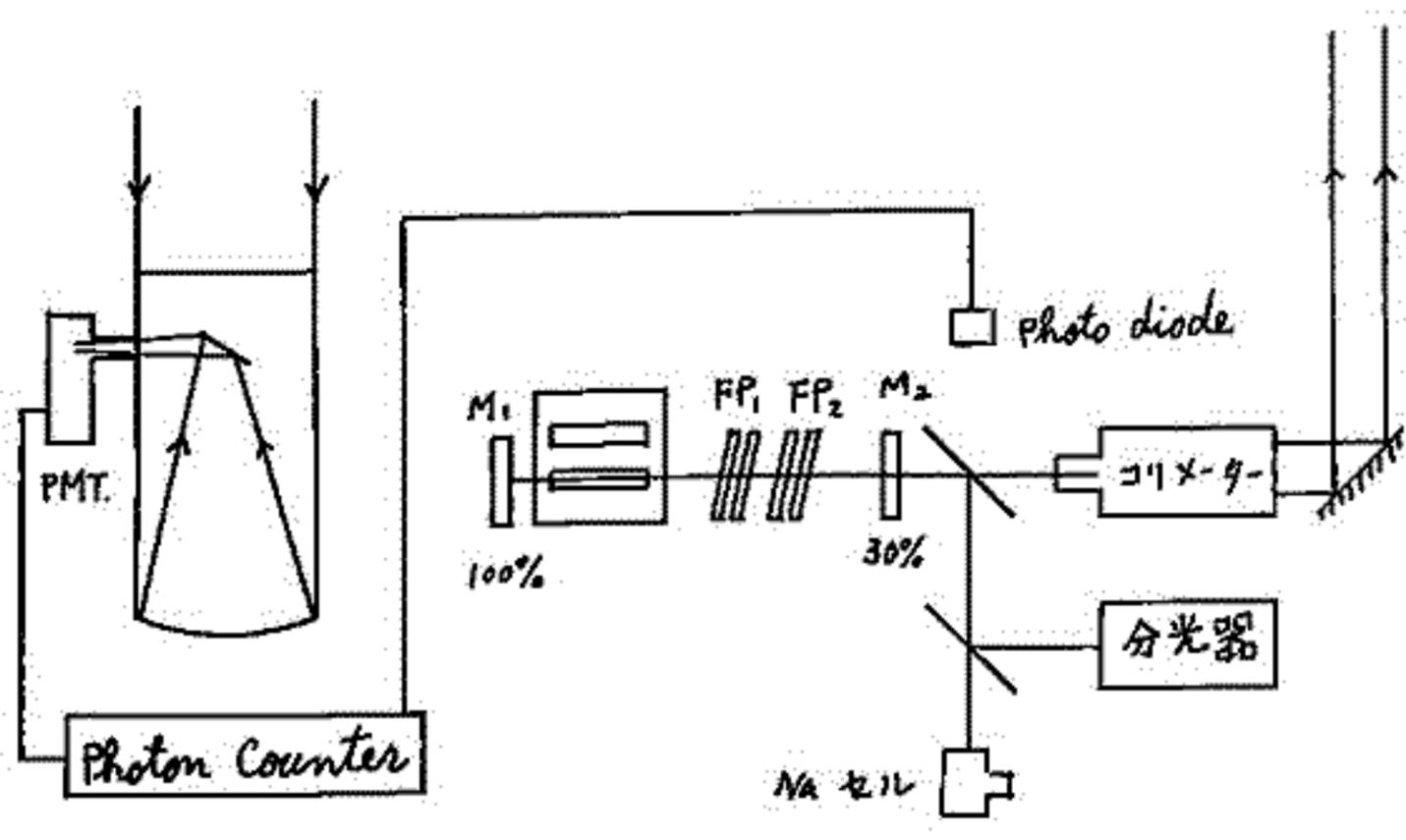
初段の dye レーザの入力エネルギーは, 約 500 J で, 狭帯域化しない場合 300 mJ の出力が得られた。また 2 枚の Fabry Perot エタロン板 ( $d = 10 \mu m$ , free spectral range =  $200 \text{ \AA}$ ,  $d = 0.15 \text{ mm}$ , f.s.r. =  $15 \text{ \AA}$ ) を入れて, 約  $0.5 \text{ \AA}$  に狭帯域化して, Na-D 線に tuning した結果約 10 mJ の出力を得た。

この出力で中間圏ナトリウム層が, detect 可能なので, 現在それを試している。また増中段を加えて, より強力な出力を得る予定である。以上の結果は, 会場にて詳細に報告する。

### 参考文献

J. Megie

Paper presented at the IAGA Symposium (1975)



成層圏大気波動の解析

横井貞明・深尾昌一郎・加藤進・麻生武彦<sup>1)</sup>, R. M. Harper<sup>2)</sup>, W. E. Gordon<sup>3)</sup>

1) 京大・工, 2) Arecibo Observatory, 3) Rice University

前回までは, Jicamarca ISレーダで観測されたデータを最大エントロピー法(MEMと略す)を用いて解析した結果について述べた<sup>1)~3)</sup>。今回は, 受信散乱電力の日変化およびモーメント法(R. F. Woodman and A. Guillen, 1974)に基づいて推定された風速とMEMの結果とを比較検討する。

モーメント法は, パワースペクトル  $F(\omega)$  の一次モーメントで平均的なドップラーシフトを求める方法である。

$$\omega_d = \int \omega F(\omega) d\omega / \int F(\omega) d\omega$$

観測された自己相関関数の遅れ時間  $\tau$  が十分小さいと仮定すれば, 近似的に次式が成立する。

$$\omega_d = \phi(\tau) / \tau$$

但し,  $\phi(\tau)$  は遅れ時間  $\tau$  での位相成分を表わす。

図(a)および(b)に, MEMとモーメント法で推定された風速の時間変化を示す。MEMで推定された風速の方が激しい時間変化をする。しかし, 1時間の平均操作をした結果および各高度での off set の値は, 両者とも同等しくなる。図に示されるような短時間の変動については, 別の観測手段による結果と比較する必要がある。

受信散乱電力は, 激しい時間変化を示す。Vertical および off vertical の両方向, 高度 10 ~ 22.5 km のすべての高度について顕著な日変化が観測された。電力最大となるのは18時頃である。

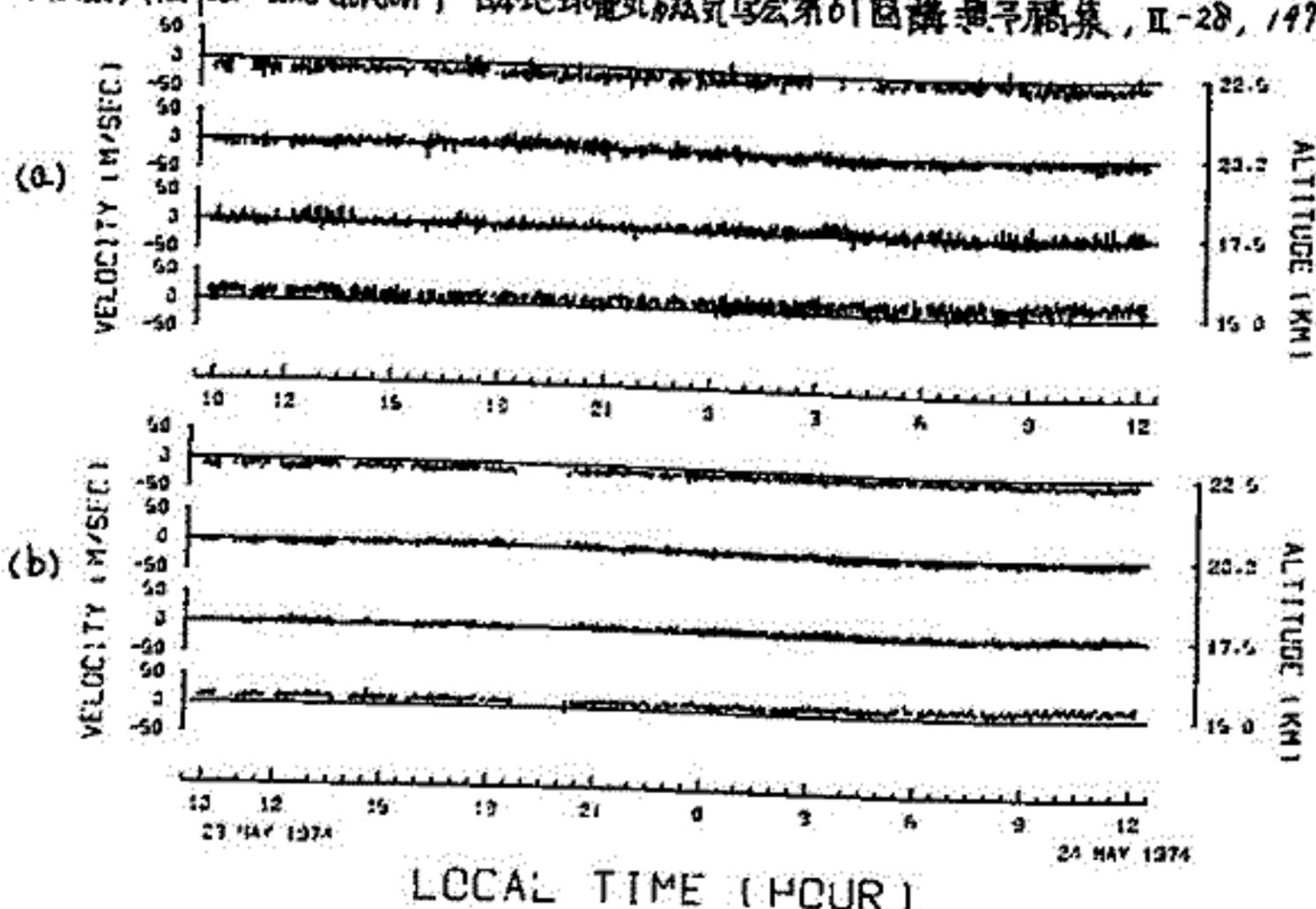
参考文献

- 1) 津田, 加藤, 麻生, 深尾, Harper and Gordon, 日本地球電気磁気学会第59回講演予稿集, I-25, 1976
- 2) Kato, Fukao, Aso, Tsuda, Yokoi, Harper and Gordon, 日本地球電気磁気学会第60回講演予稿集, I-23, 1976
- 3) 深尾, 加藤, 麻生, 横井, 伊藤, Harper and Gordon, 日本地球電気磁気学会第61回講演予稿集, II-28, 1977

成層圏の風速の東西成分

(a) MEM

(b) モーメント法



## ——散乱電力と風速の解析——

佐藤 亨・横井貞明・深尾昌一郎・木村馨根・加藤 進  
(京大・工)

前回までは、Jicamarca ISレーダーを用いて1974年5月23日9時55分～24日12時27分に観測されたMiddle Atmosphereのデータ(散乱電力及び自己相関関数)のうち主に成層圏のデータを解析し、風速の高さ及び時間変化等を報告した(1)。

ここでは、同時に観測された中間圏のデータ(高度62.5～90km)から得た散乱電力及び風速について報告する。

中間圏からの電波の散乱源は大気乱流による電子密度の擾乱であると考えられ、その間歇性や夜間における散乱エコーの消滅等がすでに報告されている(2)。我々の解析においても高度75km以下の領域では散乱電力には顕著な日変化が見られるが、それ以上の高度では日変化が消失し、高度90kmでは非常に強い非日周期変動が見出された。このことと、信号の相関時間が高度と共に急速に減少することから、中間圏上部においては異なった電波の散乱機構が存在することが考えられる。

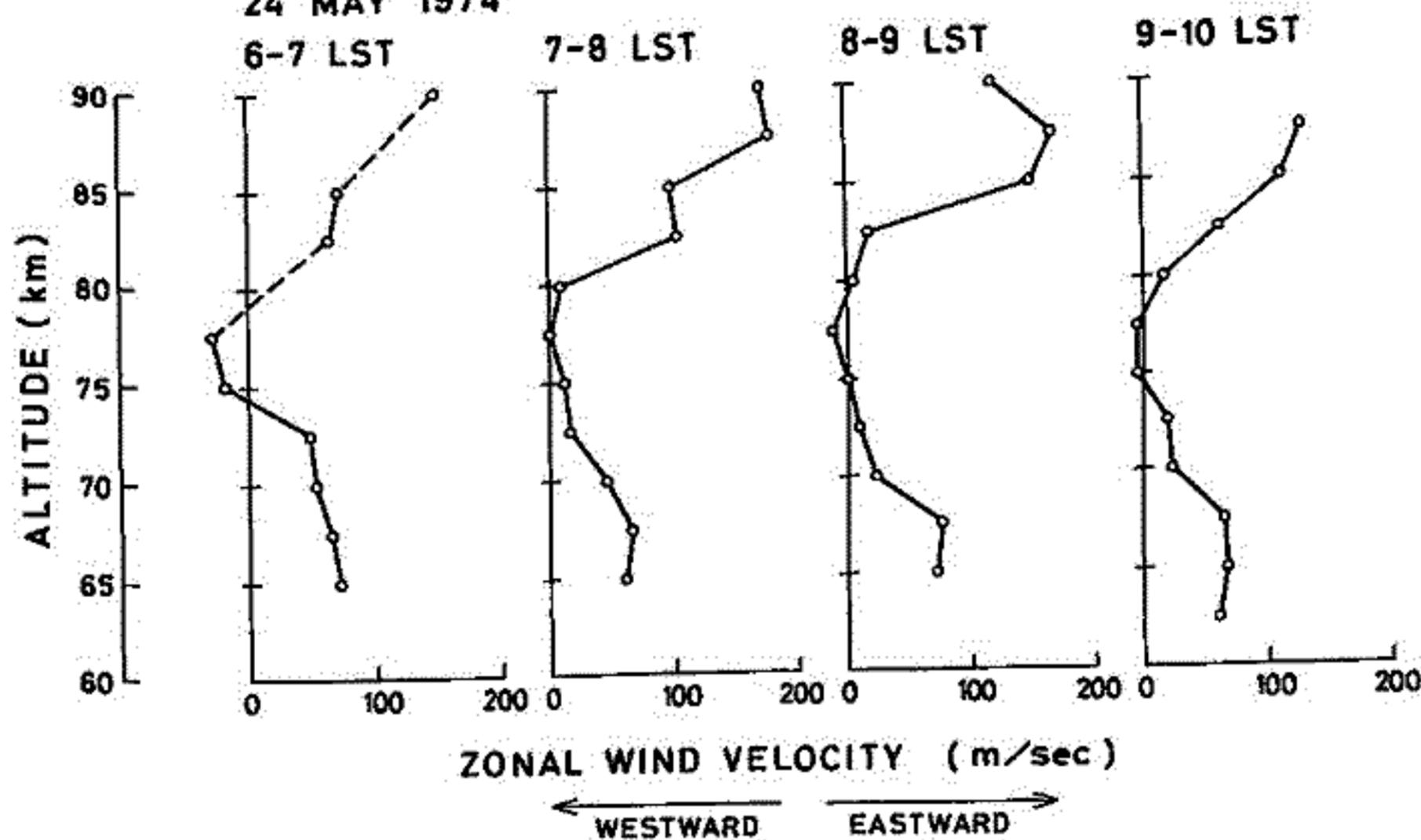
また、平均ドップラー偏移から求めた風速(東西及び垂直方向成分)も顕著な高さ変化を示した。日中のみの観測しか行なえない高度75km以下では日変化は見られず、80km付近に存在する風速の極小も1日を通じてあまり変化しないが、85kmより上の高度では風速は激しい日変化を示す。西向き(左向き)の平均風速の最大は夜半過ぎ、東向き(右向き)の最大は日出直後に見られ、その値は共に100m/sec程度である。下図は風速の東西方向成分を日出後の数時間について高度に対して描いたもので、各図は1時間の平均値である。

なお、使用したデータはArecibo ObservatoryのR. M. Harper博士に提供して頂いた。ここに感謝する。

参考文献：(1) 深尾他、日本地球電気磁気学会第61回講演会予稿集、II-28, 1977.

(2) R. F. Woodman and A. Guillen, J. Atmos. Sci., 31, 493-505, 1974.

24 MAY 1974

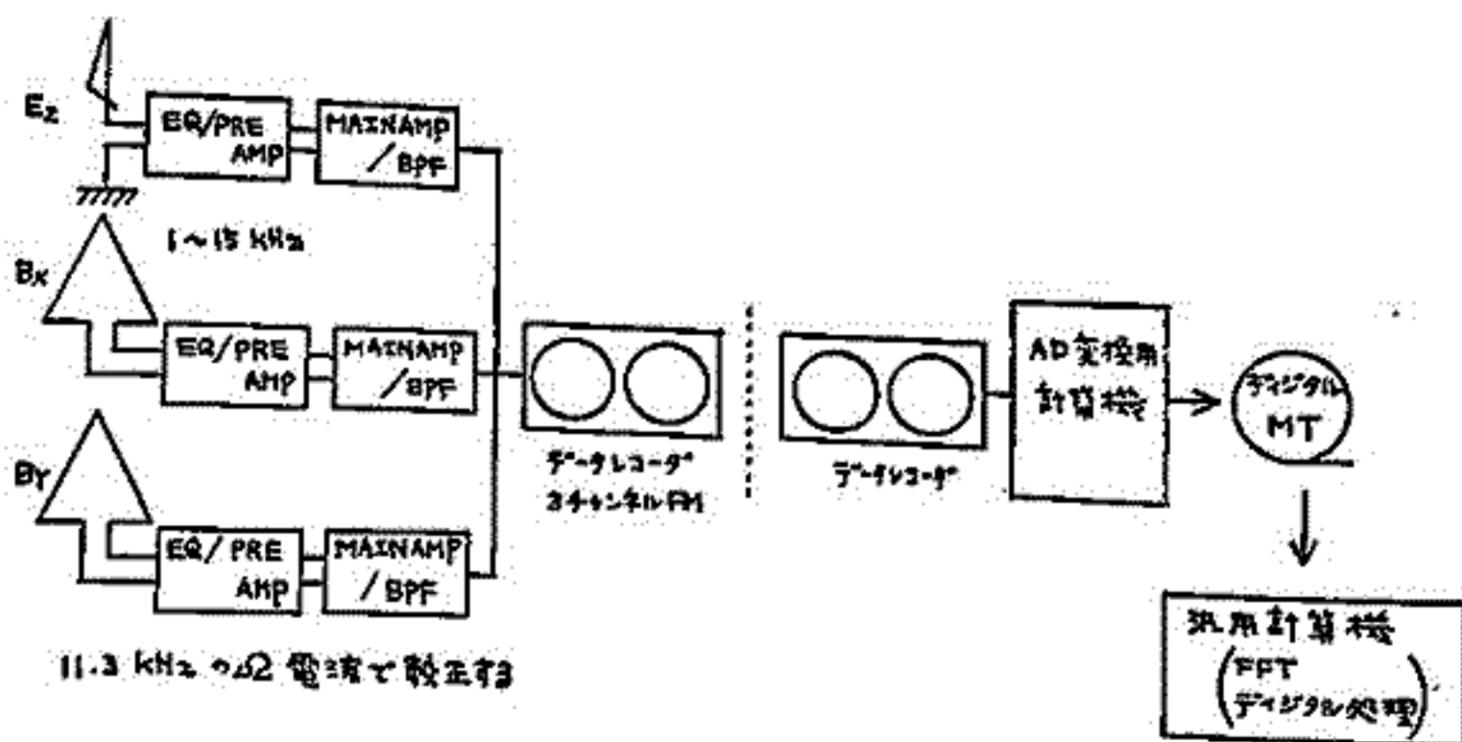


風速の東西方向成分の高さ変化(1時間の平均値)。

# 8P-II14 沖縄におけるホイッスラーの探査計画その1 (観測とデータ処理方式)

中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光 篠馬 尚  
電波研究所

この計画は低緯度でのホイッスラーの伝搬機構を解明するために沖縄でホイッスラーの探査観測を行うものである。ホイッスラー波の垂直電場成分  $E_z$  を垂直アンテナで受信し、水平磁場の直交成分  $B_x, B_y$  をループアンテナで受信する。構内偏波したホイッスラー波はTEモードの直線偏波成分とTMモードの直線偏波成分に分解できる。TEモードが  $E_z$  成分を持たないことを利用し  $B_x, B_y$  に寄与するTEモードの成分を消去する。残ったTMモード成分から伝搬方向ベクトルを求める。データ処理方式を下図に示す。  $E_z, B_x, B_y$  の成分は受信後振幅比、位相差をイコライザ(EG)で受信前と等しくされた後増幅された3チャンネルのデータレコーダにそれぞれワイドバンドでFM収録される。収録されたテープの各信号成分は10Kサンプル/secのサンプル速度でAD変換専用の小型計算機によりデジタルテープに編集される。このデジタルテープを入力として汎用計算機で各成分をFFTし所要の計算を行う。このような方式を取るのは少量のデータを処理するには汎用計算機によるデジタル処理が有効であろうということと観測地が常時沖縄であること及び解析場所の国分寺と離れていることに基づく。沖縄のホイッスラーをワイドバンドで解析し周波数成分による電離層下端のホイッスラーの出口の差異の存否を調べることにより、低緯度ホイッスラーがダクト伝搬か否かを決定することも期待される。沖縄のホイッスラーの到来方向が周波数に依存しない場合はダクト伝搬、依存する場合はノンダクト伝搬と推論される。



# 8P-II15 沖縄におけるホイッスラーの方探計画その2

(Digital 処理の予備結果と向題点)

渡辺隆昭, 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光

電波研究所

沖縄におけるホイッスラー方探計画の特徴の一つは, メインアンテナの出力をデータレコーダーで広帯域録音し, 東京へ輸送した後, A/Dして汎用計算機によって解析する事にある。録音は, 電場の垂直成分, 磁場の南北, 東西の3成分をFM録音する。  
(SONY DFR 4515 - 3515; 0~10KHzの帯域である)

再生出力のS/H, A/D (12ビット), 及びDFT (FFT), その他の計算過程にはあまり向題点なく予測可能と云う意味)。方探と云う目的により3成分間の位相はきわめて良く再現されねばならない。

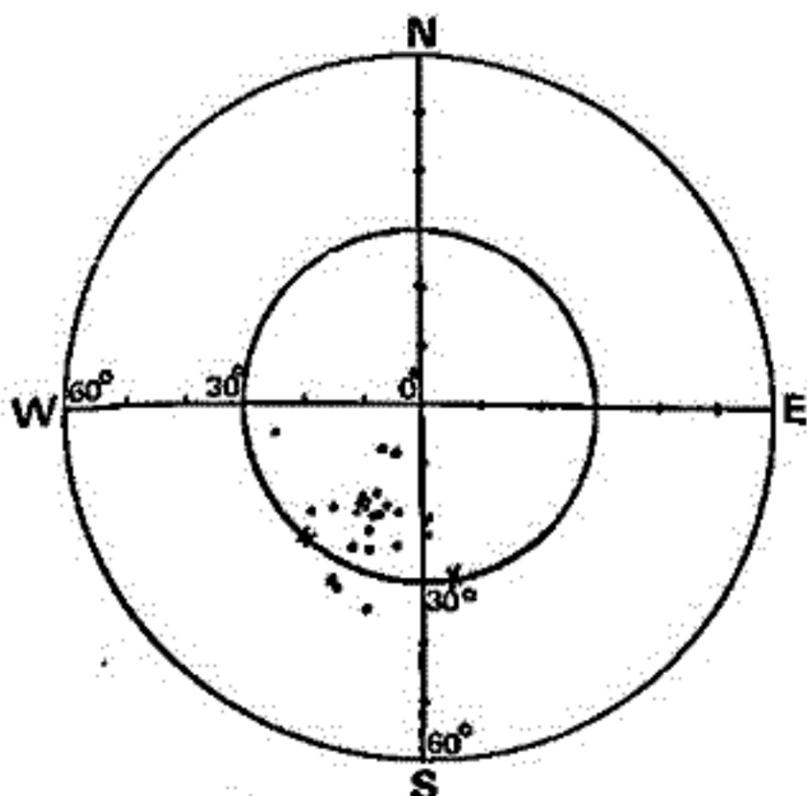
- 主要な位相ズレは
- ① 受信, 増中, BPF系によるもの。
  - ② データレコーダーによるもの。

①のズレは最小限(2°)にあてえる事とするが, ②によるズレがあり, 計算機のソフト上での補正, レコーダーの補正を行った。主要な補正は, DFT出力に行う。

a) Amplitudeは, Calibration信号による増中比を一樣に乗ずる。

b) 位相は, 各周波数ごとに $\omega\phi$ を乗ずる。但し中は成分(4チャンネル間)の位相差であって, ハッドの物理的位置によるものは周波数に比例(一次)して増大する。

これ等, システムに固有のものであるが, MT温度にも若干左右されるので, 観測前には必ずCalibration信号を録音する。

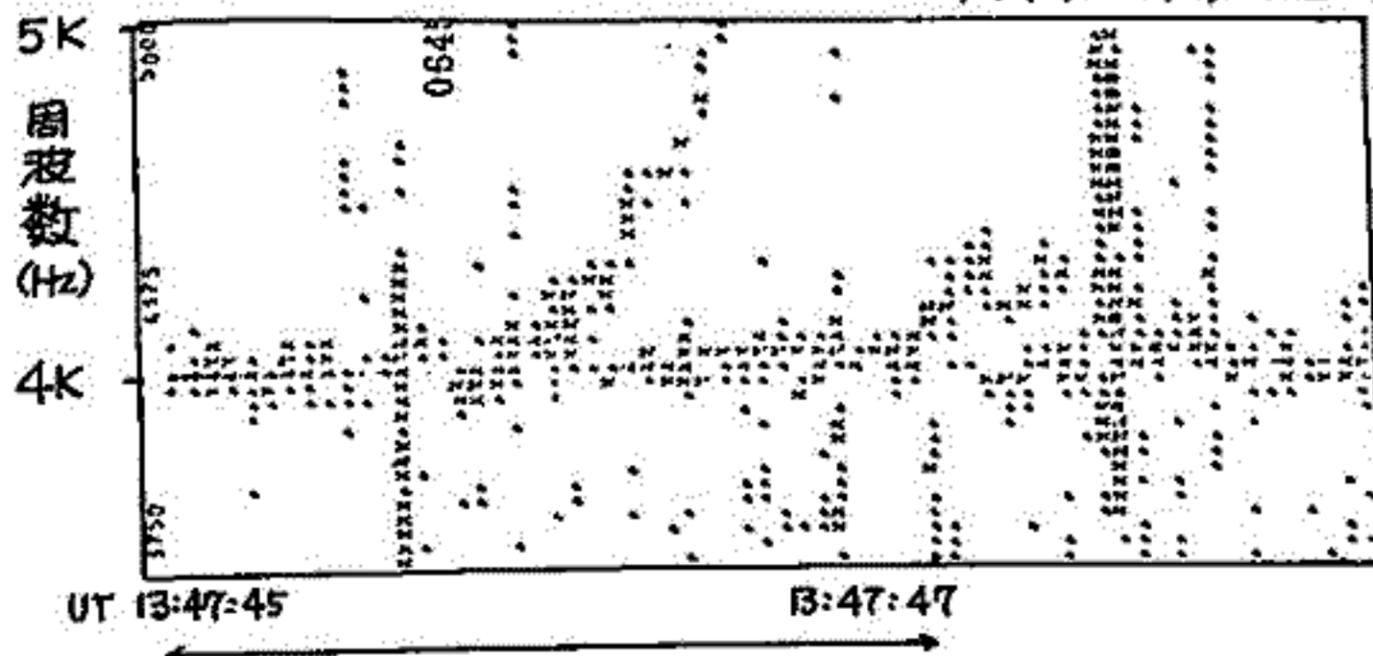


25 JULY 75 13:47:45 - 47

4KHzの方位

図は, 宇宙航空研究所の鶴田氏より提供されたカナダでのサイプル信号の観測データにシステム4エック用として解析したものである。

ほぼ鶴田氏の解析結果と同じであり, 十分奥用になるものと思われ, さらなる改良を施している。



極グラフの解析周波数

ダイナミックスペクトルの一部

浅井浩暢 鈴木国弘

中部工業大学

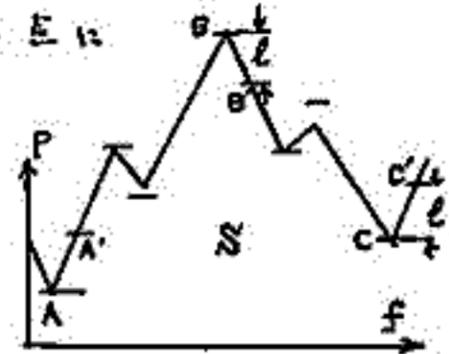
ホイスラデータの処理はその検出や解析に労力、時間を要するか。本研究はその処理を一括、実時間で小規模なシステムを用いて実現することを目標にしてきた。計算機によるシミュレーションではその能力が認められたのでここに述べる。

1. システム概要 この認識アルゴリズムを考える上で想定したシステムは次の通りである。A/D変換されたホイスラ信号はバッファを経てフーリエ変換され、時間-周波数に関する電力としてバッファに蓄えられ解析部に与えられる。解析部ではこのデータ中にホイスラを検出し、この時刻、強度、分散値などを出力する。段間のバッファは前後の処理遅延の差を吸収するもので、実時間処理の場合は前段ほど高速でなければならぬ。

2. 解析部 このブロックの機能は前述したが、主なものはホイスラの検出であり処理時間の大部分がこれに費やされるので構造は単純でなければならぬ。処理対象はフーリエ変換出力を周波数方向に移動平均をとりスパイク的なノイズを除いたものである。この時間と周波数の平面に並べられた電力のデータからホイスラの始点を検出し、この点を通る様々な分散値のホイスラパターンと比較し最も一致したものでその度合が大きいものをホイスラとして出力する。比較の対象は時間、周波数に対する電力をそのする用いることも、始点を検出するのと同様の手法で、大きな電力の山をとりそれ以外をのりとし量子化した平面を用いることもできる。

1) 始点検出及び情報圧縮のアルゴリズム 前述の移動平均された電力平面において、時間を固定し、周波数に沿って次の走査を行なう。図において、仮にAから始まるとする。Aは前の走査の終止点であり、最大値

とA-A'までのPの和が引き継がれる。電力値が増加するに従い最大値を更新し、電力が最大値よりとだけ下まわる点(B)からは最小値を更新していく。そして最小値よりとだけ上る点(C)でその走査を終了し、A-Cまでの電力の和がしきい値を越えるとき、最大値が存在する点とB点あるいは量子化された平面に対応する点に1として記録する。



この手法は周波数の昇順、降順どちらでも同様の結果となりハードウェアで実現できる他、低レベルでバンド幅の広いホイスラも同等に評価するなどの長所を持つ。

2) 直接電力を用いる検出方法 アルゴリズム自体は後者より簡単であるがデータの桁数が大きいため処理時間が大きく、ハードウェアにしにくい上、巾広いホイスラに対しては正しく評価できない欠点がある。しかし十分な一致した時の電力の和はそのまゝホイスラ的全受信エネルギーに相当するので強度を出力できるのが特徴である。

3) 圧縮されたデータを用いる検出方法 量子平面で1の点かパターンと重なった時最大となり、ある程度はずれると零となるような評価関数の値の和がきめられたしきい値を越えたときホイスラを認め最大のときの分散値を採用する。この手法は高速でありハードウェアで実現可能である上、広がりを持ったホイスラも同等に評価する。

3 結び 両者の検出能力はほぼ同等であった。処理を終了し次のホイスラ始点の検出に移るとき、前のホイスラにかからないために6kHz以上ではホイスラのパターンがほとんど直線であることを利用している。この手法はその他波形やスワクトルが連続的に変化するような特定波形の検出に適用することもできる。

## ホムツスラ 発生数, 分散の経年変化

田中義人, 早川正士  
名古屋電研所

母子星観測所 ( $L=1.59$ ), 依久島観測所 ( $L=1.28$ ) の太陽黒点周期 No. 19 ~ 20 (1957年7月 ~ 1971年) の観測によるホムツスラの発生数及び分散の経年変化を調べた。その結果は以下の様である。

1. 発生数は太陽活動と負の相関を示す。
2. 一方, 分散は正の相関を持つ。
3. 分散値と  $f_0F_2$  (透明度) 間には、正の相関がある。
4. 分散の経年変化は、磁気圏内の磁子線に沿った tube 内の全電子数の変化と関連するものと思われる。
5. ホムツスラの観測, 特にルーチン観測を行う場合観測条件(機材, 入射観測サットの適否)によるばらつきが大きい。観測条件により発生数は 1~2 桁も変りうる。

ホウツスう発生数日変化の経度、緯度  
依存性

早川 正工 田中 義人  
名古屋電研所

電研所、舟子里(L=1.59)、佐久島(L=1.28)、鹿兒島(L=1.22)で観測したホウツスうの日変化、特に冬季の日変化パターンを調べた結果、次の様な特徴が見られる。

1. late afternoon (14h~16h JST) での dominant peak と夜間のグロートは subsidiary peak が見える。
2. 佐久島は、late afternoon peak が顕著である。
3. 分散度 ( $s_n, M_0$ ) の比較の結果、late afternoon には、佐久島では小さな分散度 ( $\sim 25 \text{ sec}^2$ ) をもつ multi-fused type が卓越する。一方、舟子里では分散度はかなりの値を持つ。

late afternoon peak に関する我々の赤道帯電層との関係を示した (Hayakawa & Ohtsu, Ducted propagation of low latitude whistlers deduced from the simultaneous observations at multi-stations, J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1685, 1973)

本報告ではホウツスうの発生数を決める要素として示す。

1. source region (雷の発生領域) での電磁環境、電離層-地殻間の waveguide loss
2. 下部電離層の乱気
3. magnetospheric ducting の条件の適否、

このうち、若干の定量的検討を行い、又経度、緯度の異なる観測点での日変化パターンを相違させる。我々の観測したホウツスう日変化パターンの特徴、特に late afternoon peak を説明する。

早川 正士 田中 義人  
名古屋大学 空電研究所

我々は北海道母子里観測所(磁気緯度  $34^{\circ}07'N$ ,  $L=1.594$ )において, VLF/ELF放射の観測を1964年以來続行している。従来我々の発表した論文はすべてヒスコーダによる結果で, しかもVLFバンドに限られていた<sup>(1,2,3)</sup>。

本報告で取り扱うELF放射は, 29周波数の2~3 kHz バンドのもので, この周波数レンジのELF放射は, IONO衛星<sup>(4)</sup>とISIS衛星<sup>(5)</sup>によるほぼ一年程度の短期間観測により認められていたのみで, 磁気圏波動としては新しい種類の放射と考えられ, それらの地上, 特に母子里の如き低緯度で受信されるか否かは極めて興味深い問題であり, その発生, 伝搬機構を研究する際には極めて重要だと考えられる。

従来のヒスコーダによるELF放射(1.5, 0.8 kHz)観測においては, 顕著なイベントを見出すことは, バックグラウンドとの判別が真から困難であった。本報告では磁気圏観測データを長期間(1973年1月から1976年12月までの4年間)にわたって調べた結果で, 約160例のELF放射を受信されたことを述べた。その特性を列記する。

- (1) 周波数スペクトルは2~3 kHz の狭帯域のものが多い。  
(1.5 kHz周波数下限は電離層下の導波管伝搬と関連する。)
- (2) スペクトルはヒスコーダのものが多い。
- (3) 発生頻度の日変化は,  $5^h \sim 18^h$  LT に集中し, daytimeの現象がある。
- (4) 発生頻度は  $k_p=4$  の最大を示す。
- (5) 周波数スペクトルは,  $k_p$ , LT等には顕著な依存性はない。

References : (1) Iwai, Otsu, and Tanaka, Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ. 11, 29-40 (1964).

(2) Tanaka, Hayakawa, and Ohtsu, Rep. Ionos. Space Res. Japan 28, 168-172 (1974). (3) Hayakawa, Bullough, and Kaiser, Planet. Space Sci. 25, 353-368 (1977). (4) Kimura, and Matsuo, Proc. IASY, 183 (1970).

(5) Ondoh et al., J. Radio Res. Labs. Japan 29, 23-51 (1972).

恩藤忠典、中村義勝、古岡照男、渡辺成昭、村上利光 (電波研究所)

赤道面で半径方向に約600 km の間に電子密度が $100/\text{cm}^3$  から $1/\text{cm}^3$  へ急減少するプラズマポーズは、平均して地球中心から地球半径 ( $R_E = 6370 \text{ km}$ ) の約4倍、即ち静止軌道 ( $6.6 R_E$ ) の内側にある。

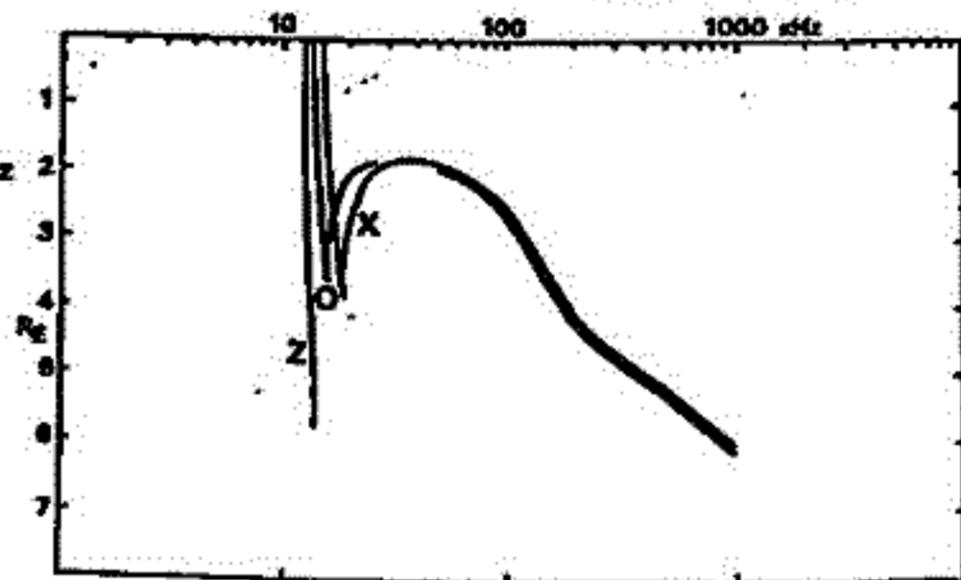
三軸制御の静止衛星から、直径1.2 cm、長さ400 m ( $=2 \times 200 \text{ m}$ ) のBeCu のダイポール・アンテナを軌道面に垂直に出して、10 kHz - 2 MHz のパルス電波を発射し、プラズマポーズからの反射波を測定する プラズマポーズ・サウンダーを考察した。

第1図は電子密度分布モデルを用いてレイトレーシングによって計算したプラズマグラムの例で、エコーの最大遅延時間は $2 \times 6 R_E / c = 0.25$ 秒とっておけば、測定上十分と思われる。又平均電力をおさえるためにもパルス 間隔を0.5秒 (PRF=2 Hz) とした。パルス幅としては、20 kHz の10波長分として0.5 msec とした。これによる距離分解能は75 km で、プラズマポーズの幅より十分小さく、プラズマグラムの読取精度  $R_E/100$  と同程度である。

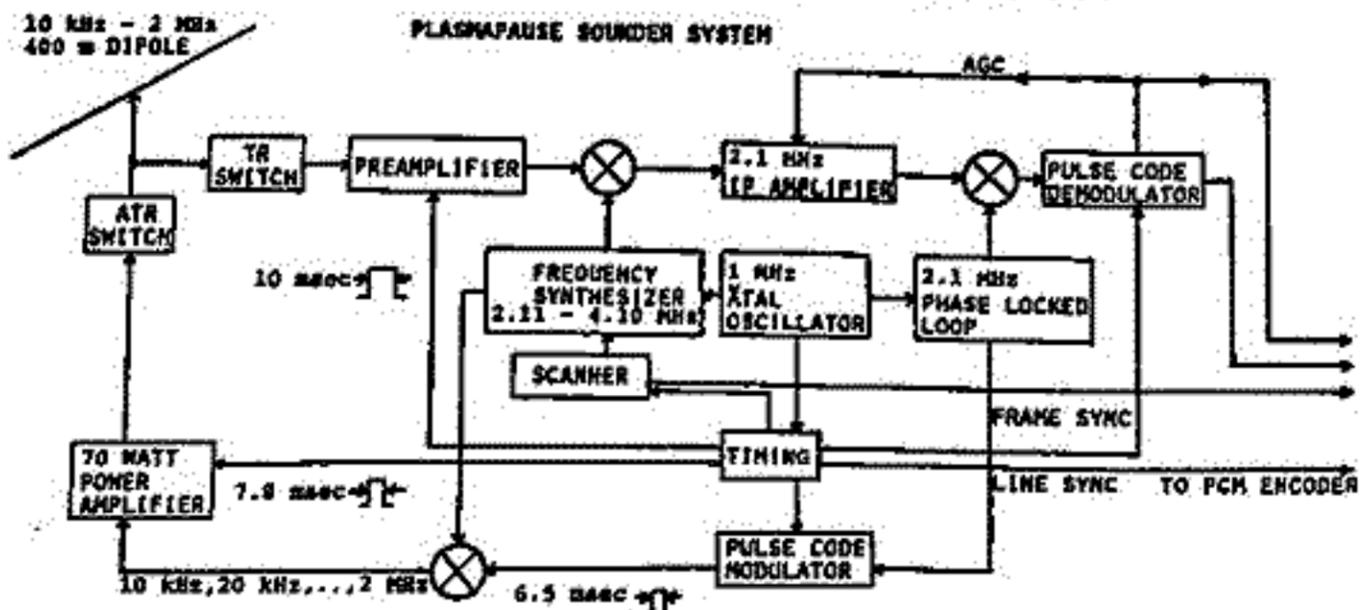
赤道面の  $5 R_E, 6.6 R_E$  における  $f_H$  は 7.2 kHz, 3.4 kHz 及び  $f_N$  は  $90 \text{ kHz}$  ( $100/\text{cm}^3$ )、 $9 \text{ kHz}$  ( $1/\text{cm}^3$ ) だから、 $f = 10 - 2 \text{ MHz}$  は  $f \geq f_N, f > f_H$  の関係にある。これは短波による電離層の地上観測と周波数関係が同じで ( $f_N = 4 - 14 \text{ MHz}, f_H = 1 \text{ MHz}, f = 2 - 20 \text{ MHz}$ )、地上観測所も静止衛星も地球中心に相対的に止っているから、静止衛星によるプラズマポーズ観測と短波による電離層地上観測とは、原理的に同一とみなされる。又静止軌道では  $f_N = 2.8 - 9 \text{ kHz}$  ( $0.1 - 1/\text{cm}^3$ ) だから、 $f_{UHR} = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2} = 4.4 - 9.6 \text{ kHz}$  となり、 $f > f_{UHR}$  が成立つ。従ってアンテナ入力インピーダンスへのイオンシース効果は無視できる。電波の平均伝搬距離を  $2 \times (6.6 - 4.0) R_E$  とし、受信機のS/Nを10 dB として求めたプラズマポーズ・サウンダーの諸元を Table 1 に示す。データはデジタル化してPCM伝送を考えている。第2図はこのサウンダーのブロック図である。総重量及び消費電力(約 24 WATT)を考慮した結果、Nロケットでこのサウンダーを十分静止軌道に投入できると思われる。

Table 1

Sounding step-frequency	10 kHz, 20 kHz, ..., 1.9 MHz, 2.0 MHz
Pulse modulation	13-bit Barker Code
Pulse width	$13 \times 0.5 \text{ msec} = 6.5 \text{ msec}$
Receiver IF bandwidth	2.4 kHz
Pulse interval	0.5 sec (PRF 2 Hz)
Transmitter peak power	70 Watts
Antenna	400 m cylindrical dipole (diameter of 1.2 cm, BeCu)
Data transmission rate	4 Kbits/sec



第1図 プラズマグラム



第2図 プラズマポーズ・サウンダーのブロック図

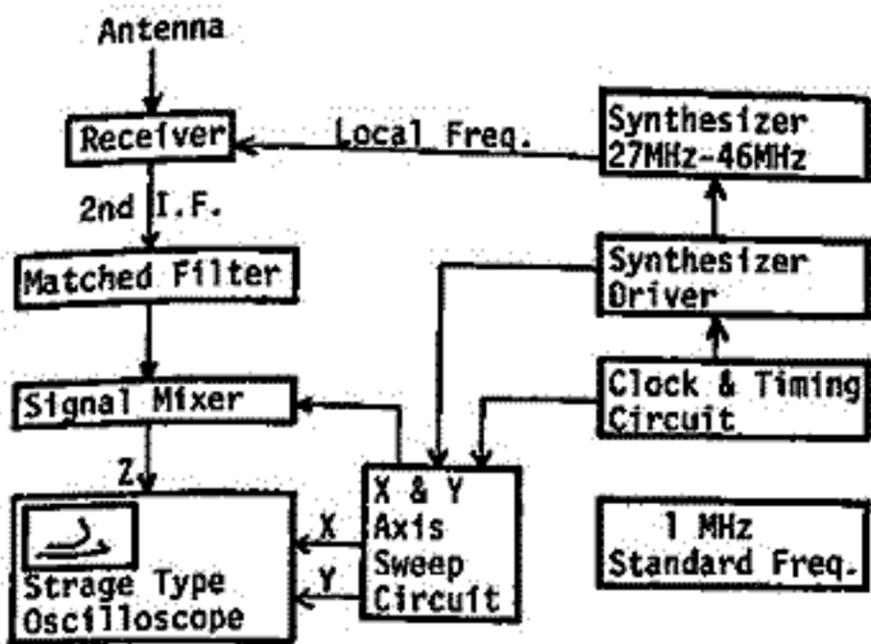
野崎寛朗\* 丸橋克英\* 藤井周\* 前田力雄\*\* 古閑照男\*\* 五十嵐喜良\*\*  
 \* 電波研究所平磯支所      \*\* 電波研究所電波部

斜入射のサウンディング装置に符号化パルス変復調装置を付加し、性能の改善を計った。使った符号は Barker 系列 13 ビットで 0-π 位相変調をかけ送信した。復調は受信機の 2nd IF を Matched Filter に入れて相関検波を行った。Matched Filter に TTL シフトレジスタを用いた方式と BBD 素子によるシフトレジスタを用いた方式を比較実験した。

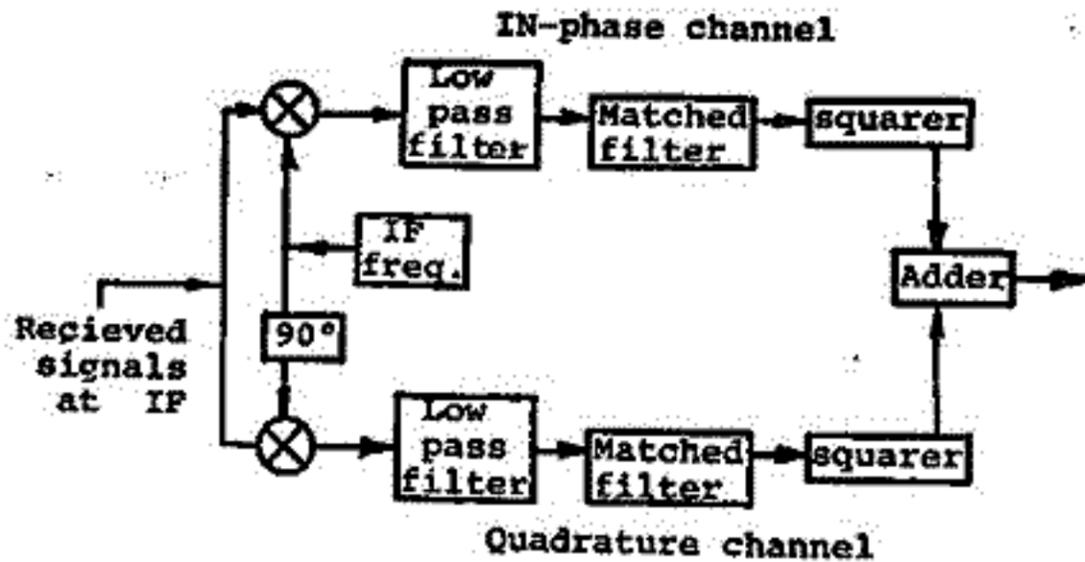
符号化パルスを用いる事により理論的には感度が 22.3dB および S/N も 11.1dB 改善される。これによって送・受信点が離れたところのイオノグラムの劣化を防ぐ事が期待できる。

本装置を用いて 口分寺 → 平磯 (126 km)、口分寺 → 秋田 (450 km) 回線で実験を行い、符号化をかけた場合とかけない場合の比較を行った。送受信機、アンテナ系は定常観測と同じものを用い、符号化パルスによる改善により、実用できるイオノグラムを得た。これにより通常使われる装置で日本上空の電離層を実時間でモニターできる見通しを得た。

Receiving System Block Diagram



Matched filter for phase-coded signals at video frequencies



前田力雄 石沢薫 伊藤勝一  
電波研究所

1933年、B. D. H. Tellegen によつて見出されたヒルツェンブルグ効果は Barmünster 放送を妨害する Luxembourg 放送の作用であった。この効果は妨害波が電離層を媒介として被妨害波に及ぼす交叉変調である。効果の大きさは被妨害波の周波数や受信位置に依存する。電離層が加熱されると、電離層の電子温度が上昇して衝突回数が増加する。1955年、J. A. Fejer はヒルツェンブルグ効果の振幅変調効果と、1964年には S. Weisbrod が位相変調効果を確認した。

正常波と異常波とは効果の現れ方が独立であるから、それぞれを振幅と位相に別けて、それぞれを測定すれば、電子の密度や衝突回数の分布を積分的に与えることが出来る。したがって、人為的ヒルツェンブルグ効果を作り、それによる変調を測定して電子密度等の高土分布を求めることが出来る。この方法は、通常のイオンソフ法とは異なる。電離層状態を變化させ、その大きさから状態を動的に測定するものがある。D層の探測には有効である。

1972-1976年に電離層変調実験を行った。変調波には波峰から無指向的に放射された電波を利用し、被変調波には国分寺から垂直に放射された試験電波を使用した。その装置を次に示す。

変調波送信	
送信機	浪崎口三二局 (140°44'E, 35°49'N)
周波数	1.85 MHz
10 Hz 以下	20 Hz
10 Hz 中	40 μs
出力(実効値)	130 kW
空中線	λ/4 垂直
被変調波送信	
送信機	電波研究所 (139°29'E, 35°42'N)
周波数	2.385 MHz
10 Hz 以下	40 Hz
10 Hz 中	80 μs
出力(実効値)	8 kW
空中線	λ/2 水平

電離層交叉変調度は  $10^{-4}$  程度であるから、その検出器は精密を要し、試作に多大の努力が払われた。観測に用いた測定精度を維持するに必要構造が安定した時期と S/N の小さい場所とが選ばれた。本実験では受信時刻は 10-15時、受信場所は村山市、国分寺市とした。振幅実験は 1972年12月、位相実験は 1976年8-10月に行われた。振幅実験および位相実験から求めた変調最大高は 82 km および 75 km である。この測定から電子密度と衝突回数の高土分布はついで若干の推論を試みることにする。

## 地磁気脈動と電離層 (観測計画について)

坂 翁介, 石津美津雄, 飯島哲二, 系長雅弘, 北村泰一  
(京大・理学部)

電離層内の電子密度, 温度, 運動の非一様性が, 地磁気脈動の中・低緯度帯での伝播方向の様な影響をおよぼすのが, というのは電離層をプラズマ物理の1つの実験室として理解しようとする場合, 面白い問題を含んでいる様に思える。

Ichinose and Ogawa (1974) は脈動と電離層下部から反射してくる HF 波のドップラーシフトにより相関があるという面白い結果を指摘した。これは脈動にともなう磁場変化が水平方向の電場を作り, それがプラズマの上下方向の運動を起すという Jacobs and Watanabe (1966) の理論によって説明されている。又, Pc 1 Range の比較的高い周波数の脈動についても, その伝播特性が電離層の状態に強く影響しているといわれている。オーストラリアの B. J. Fraser (1972) は Pc 1 脈動の伝播方向が時々からその到来方向が日照とともに回転し, それが電離層電子密度の増加に強く関係していることを示した。以上のごとく, 脈動にともなう電流系, あるいは伝播方向のプラズマの変化に強く影響を受けると考えられている。

我々は現在, 京大火山研(阿蘇)で SQUID による磁場観測を続けている。このデータは九州上空を流れる電流系のモニターの役割をもっている。同時に HF ドップラーの観測(電波から)の信号)を始めようとしており, これにより電離層下部の運動についての情報が得られる。又我々は東経 130° 及び 140° にある2つの静止衛星 (ETS-II, GMS) からのテレメトリ (136 MHz) のコンドレクションとパラディ回転の測定を計画中である。これにより電離層プラズマの運動及び全電子数の変化の情報が得られる。又衛星にも, これらの静止衛星からの電波が通る Sub-ionospheric point が山川の上空にあり, これの垂直打上と併用すればより面白い情報が得られるであろう。

### References

- Ichinose, I., and T. Ogawa, J.A.T.P., 36, 2047, 1974.  
 Jacobs, J.A., and T. Watanabe, Radio Science, 1, 257, 1966.  
 Summers, W.R., and B. J. Fraser, Planet. Space Sci., 20, 1323, 1972.

# 8P-II24 静止衛星きく2号 VHF帯電波による

## ファラデー回転およびシンチレーション測定

新野賢雨 菅 官夫  
電研研究所

本年2月にきく2号静止衛星打上げにともない、そのテレメータに使用している136 MHz帯電波の電離層による強度シンチレーションの観測を同分帯において開始した。また、シンチレーションの直接の原因と思われる電子密度の不規則な変動を知るために、同一電波の偏波面の測定、すなわちファラデー回転を測定する為の急ぎよ測定材を整備して4月中旬から連続観測を始めることが出来た。

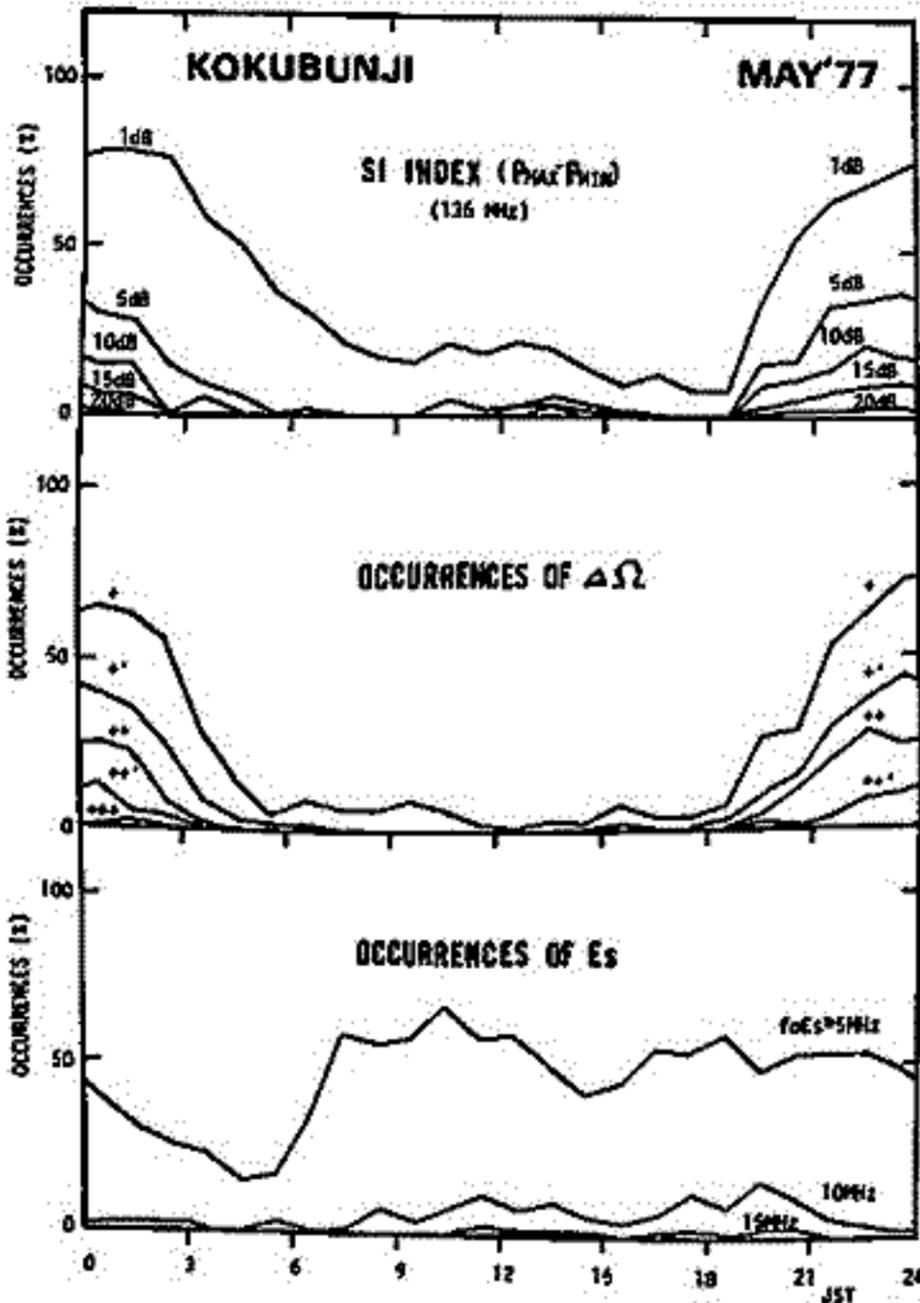
これらの資料の解析から、136 MHz帯のシンチレーション発生の日変化特性を明らかにするとともに、シンチレーションは主として夏季夜間に頻出するファラデー回転の不規則な変動（スプレッドF と密接に関連）に伴うことおよび昼間にみられる短時間継続するものはスホラディックE層の出現に伴って起こることを報告する。

図1.

1977年5月に於けるシンチレーション、ファラデー回転の不規則変動と電離層  $f_oE_s$  の発生百分率を示す

こゝに  $SI = P_{max} - P_{min}$  (dB)  
ファラデー回転の変動  $\Delta\Omega$  として下記のようにならした

	振幅 $\Delta\Omega$
+	2.5° ~ 5°
+'	5° ~ 10°
++	10° ~ 20°
++'	20° ~ 40°
+++	40° ~ 80°



1. 実験概要

小川忠彦 春野信義  
郵政省電波研究所

近年、商用あるいは実験用通信衛星が打上げられるようになつたが、これらの衛星では通常、通信容量を大きくするためGHz帯の電波が使われている。しかしGHz帯電波伝搬にはその特性上からしていろいろの制約がある。10GHz以上の電波は対流圏の構成分子や気象条件に左右される。一方10GHz以下では対流圏の影響が現われないうが、インテルサット衛星が打上げられてから、4と6GHzの電波が電離層(特にF層)に存在する電子密度の不規則構造(Irregularities)で散乱され、いわゆるシンクレーションを起すことが発見された(VHF帯波の電離層によるシンクレーション現象は古くから知られている)。このようにGHz電波を衛星通信に利用していく為には、下層あるいは上層大気中の伝搬特性を明らかにしていく必要が生じている。

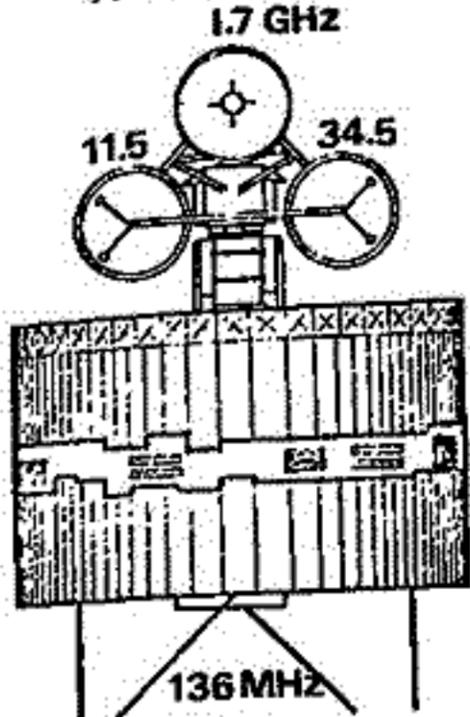
技術試験衛星II型(Engineering Test Satellite Type-II: ETS-II)は1977年2月23日にNロケットで種子島宇宙センターから宇宙開発事業団によって打上げられ、3月5日130°Eの赤道上空に静止し「さく2号」と命名された。ETS-IIは静止軌道への投入技術の習得が主目的であったが、郵政省の依頼により1.7, 11.5 & 34.5 GHzのビーコン発振器が搭載され、これらの伝搬特性を明らかにする実験目的をも有している。図1に実験のシステムを示す。ETS-IIは直径約1.4m, 高さ約1.8m, 軌道上重量約130kgのスピン安定形衛星で、円筒形の上に3つのディッシュ形反射鏡を持つデスペアンテナから右旋円偏波を放射している。受信局は電波研の鹿島支所(地理座標: 35°2'N, 140°40.0'E)に設置され5月初旬から24時間運用で計算機とデータレコーダ及びチャートレコーダで種々の伝搬データが取得されている。実験は来年5月まで継続される予定である。

現在までに34.5と11.5 GHz波伝搬については主として降雨の影響を受けたデータが蓄積されつつある。一方1.7 GHz波の受信強度は6月に入ってから、その微小信号変動をチャートレコーダ上に高感度記録を開始したが、予期した通りこの波は気象条件に影響されず、電離層の影響が重要であることが判った。すなわち

- (1) 1.7 GHz シンクレーション: 発生時刻 = 2000 - 0300 LT (22:30 LT頃にも起こる)。  
シンクレーション振幅と周期 = 最大 2~3 dBm.p.p. 卓越周期 ~ 1分。

- (2) 1.7と11.5 GHzの位相差から求めた全電子数の変化: 両波と34.5 GHz波は同一の原発信器(17.7604 MHz)から逸倍され互いにコヒーレントな性質を有している。この性質を利用して1.7と11.5 GHzの differential phase から全電子数を求めることができる。

ETS-II実験システム図



GHz波を使うと地球磁場の影響が無視でき、ファラデー回転などの手法よりも精度がよい。また全電子数の変動と(1)のシンクレーション発生の因果関係が見られた。これを次の詳しい内容については別に講演がある。上記(1)と(2)の事実を更に詳しく調べGHz波を用いた電離層プラズマの診断が今後の目標である。

# 8P-II26 ETS-IIを用いたGHz帯電波伝搬実験

## 2. 全電子数測定

阿波加 純, 藤田 正晴  
(電波研究所)

ETS-IIは一つの局発信号を連倍したコヒーレントな電波を送信しているため、各信号間の位相差を測定できる。鹿島地上局の受信系では、基準信号(1.7 GHz)にロックしたVCXOより各ローカル信号を再生し、衛星の運動に伴う位相差の変化を打消している。測定している位相差 $\Delta\varphi$ は次のように書ける;

$$\Delta\varphi = \int_{\text{path}} (k_2 - \alpha k_1) ds \quad \dots (1)$$

ここで、 $k_1, k_2$ は伝搬係数、 $\alpha$ は二信号間の周波数比( $\alpha = f_2/f_1$ ;  $f_1$ : 基準信号の周波数)である。電離気体中の分散式  $k_2 = k_{20} (1 - 40.5N/f_2^2)$  (ここに、 $k_{20}$ は真空中の伝搬係数、 $N$ は電子数密度 [ $\text{m}^{-3}$ ],  $f_2$ は周波数,  $i = 1, 2$ )を用いると、伝搬路に沿う全電子数(TEC; Total Electron Content)は次のようになる。

$$N_T = \int_{\text{path}} N ds = \Delta\varphi / \left\{ \frac{81\pi}{c} \frac{1}{f_1} (\alpha - \frac{1}{\alpha}) \right\} = \Delta\varphi / 1.05 \times 10^{-5} \pi \quad [\text{m}^{-2}] \quad \dots (2)$$

ただし、 $f_1 = 1.7 \times 10^9 [\text{Hz}]$ ,  $\alpha = f_2/f_1 = 11.5/1.7$ を用いた。この式より、地球磁場の影響は無視できることがわかる。図1は測定した値を1時間毎にプロットしたものである。 $\Delta\varphi$ は $200\pi$ 〜 $300\pi$ ラジアンの変化をしており、高感度の測定をしていることがわかる。ただし、位相比較器の特性により $2\pi$ ラジアン程度の不定性があるので、4月22日午前0時を原点に取った。比較のために、国分寺の電離層垂直打上げ観測にて得られた $(f_oF_2)^2$ のプロットも一緒に載せてある。全電子数と $(f_oF_2)^2$ の相関が良いことは広く知られているが、この図よりそのことがわかる。

全電子数の測定は従来Faraday回転によるものが主流であったが、コヒーレントな電波を用いることによりさらに高感度の測定ができることがわかった。コヒーレントな電波を用いたものとしてはATS-6のビーコン実験(VHF帯)<sup>2)</sup>などがあるが、SHF帯の電波を用いた測定は今回のETS-II実験が最初であると思われる。

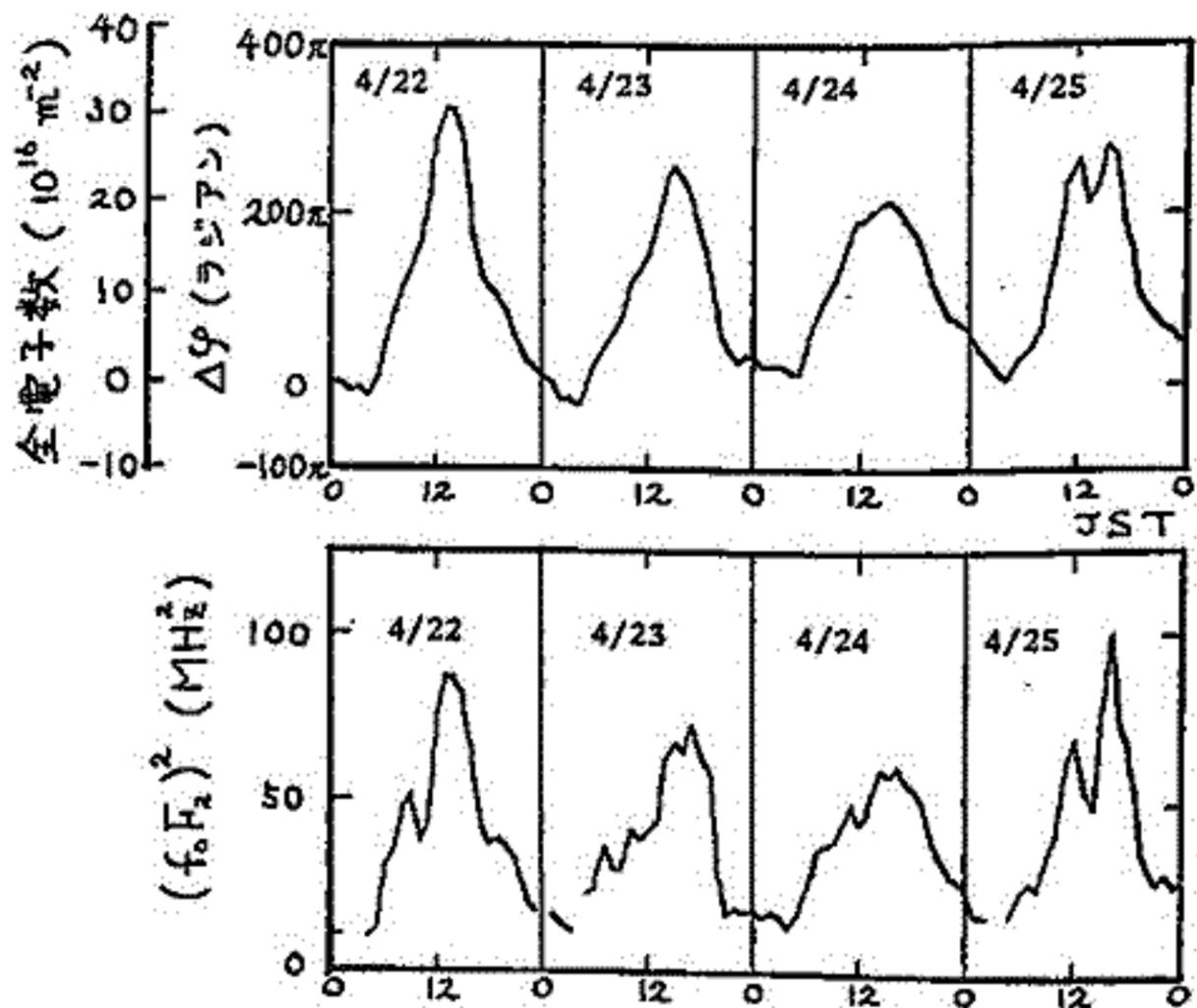


図1 鹿島で得られた全電子数(相対値)と国分寺で得られた $(f_oF_2)^2$

### 参考文献

- (1) Kane R.P. J. of Geophysical Res. vol.80, p.3091, 1975.
- (2) Davies K. et al. Radio Science, vol.10, No.8,9, p.785, 1975.

3. 1.7 GHz ミニチュレーション測定

藤田 正晴 ・ 小川 忠彦  
(電波研究所)

E T S - II を用いた電波伝搬実験において、1.7 GHz の受信レベルは  $2 \text{ dB (P-P)}$  を越えミニチュレーションが観測された。インテルサット回線の 4, 6 GHz での電離層オリジンのミニチュレーションについては、Skinner et al. (1971), Craft and Westlund (1972), Taur (1973, 1974) などの報告があり、この現象は主に夜間 20 時以降に発生し、サブレット F との相関が比較的良いとされている。又、地磁気緯度で、 $\pm 30^\circ$  の範囲内で発生頻度が高いとされている。鹿島支所の地磁気緯度は約  $25^\circ N$  でミニチュレーション領域の北限に近い方が、ミニチュレーションの振幅は周波数が低いにも拘らず前述の報告に比べて小さい。ここでは、1977 年 5 月 1 日より 8 月 3 日までの観測結果について述べる。図 1 に観測されたミニチュレーションの一例を示す。この例ではミニチュレーションは 6 月 8 日 21 時頃に始まり、6 月 9 日 1 時頃に鎮静に向かっている。この間、電波通路に沿った全電子数は時間的に非常に激しく増減しており(典型的な例では  $5.5 \times 10^{12}$  個/cm<sup>2</sup>/min)、電子密度の *irregularities* の通過を示している。鹿島より E T S - II の仰角は約  $47^\circ$  であり、この附近での地磁気緯度は非常に近い。下層に発生する *irregularities* は *field aligned* であるといわれており、そうだとすると、このような *irregularities* を軸方向よりながめているとなる。このような場合は、全電子数の時間変化が急激になりかとも知られない。

ここで、ミニチュレーション発生の時間依存性を調べるため、P-P 値で  $0.5 \text{ dB}$  をこえるミニチュレーションの発生確率をプロットした。これを図 2 に示す。図より明らかになるように、ミニチュレーション発生のピークは、22 時 30 分頃にある。これはサブレット F の発生確率の時間依存性に類似しており、前述の文献の場合と同様の原因によるものと考えられる。ミニチュレーションの発生は、5, 6, 7 月を比べてみると 6 月が最大であり、22 時 30 分における発生確率は  $41.2\%$  となっている。赤道サブレット F は、太陽黒点最小期には、その発生確率が 6 月頃にピークを持つので (Manasigan 1960)、その効果が表れているのかも知られない。

ミニチュレーションは昼間にも発生しており、全電子数の変化を伴っている。これらのうち、7 月 14 日午前 11 時頃に発生したミニチュレーションは、P-P 値で  $2 \text{ dB}$  の振幅を持っていった。このとき全電子数は大きく変化しており、層の厚さを  $20 \text{ km}$  と仮定すれば、バックグラウンドの電子密度より 50% くらい電子密度の高い *irregularities* が通過したものと推定される。この時間附近で、周回するアイオノグラムによれば Es が発生しているが、両者の因果関係はまだはっきりしない。

(References)  
 Skinner et al. 1971 Nature 232  
 Craft et al. 1972 AIAA paper 72-179  
 Taur 1973 Compt. Rend. Acad. Sci. 271  
 Taur 1974 Compt. Rend. Acad. Sci. 272  
 Manasigan 1960 JATP 18

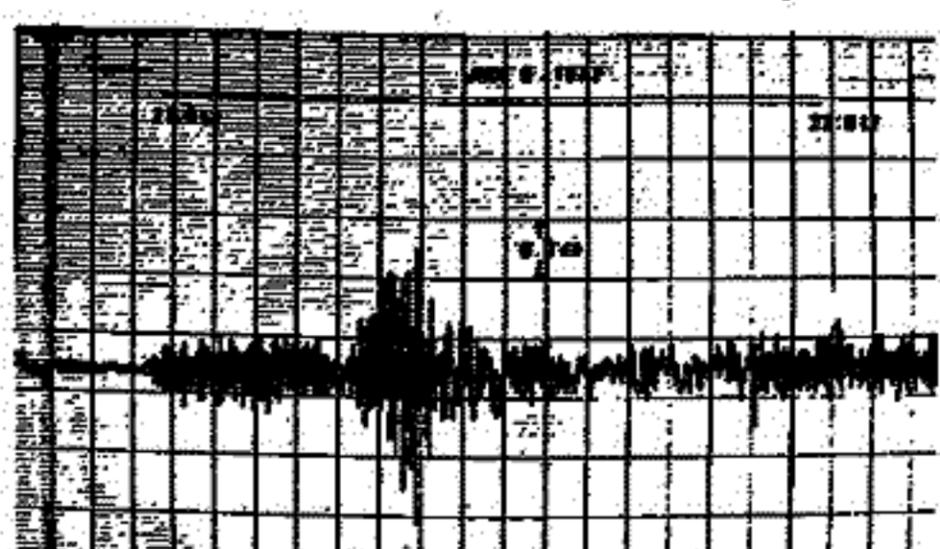


図 1. ミニチュレーションの例

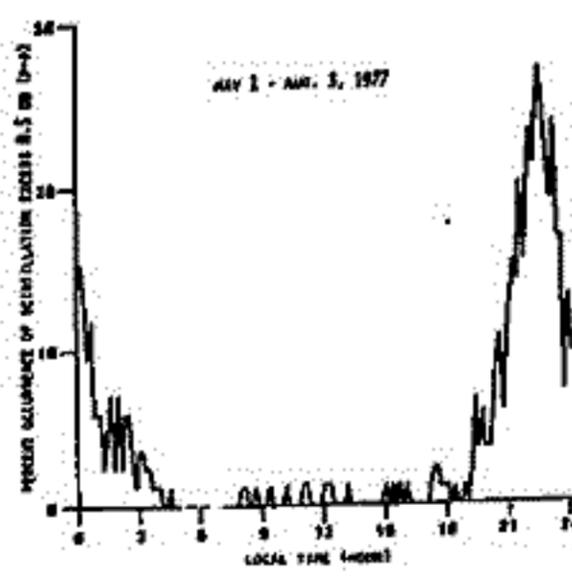


図 2. 発生時刻分布

狩野 哲也 一ノ瀬 琢英 小川 徹  
 (同志社大工) (京都大工)

。まえがき 従来、TID(移動性電離層擾乱)の伝搬速度を決定する方法として、HFドップラー法では、2点観測による方法、正弦波モデルによる方法さらに側方備倚による方法などがあり、これらの方法により数例の結果を報告してきた。今回は従来の観測地点であるKyotoとUjiに加えてOtsuに新たに5.8.10MHzの観測装置を設置して三点観測を開始したので、その結果について報告する。又、得られたドップラーシフトから伝搬しているTIDの波形(等電子密度面)を計算することを試みたのでこの方法及び結果についても報告する。

。三点観測 Otsuの観測装置の設置により、三点観測の配置図は第1図のようになる。それぞれの地点のTID現象の時間差から伝搬速度Vと伝搬方向θの式によって求める。

$$V = \frac{l_1}{2} \frac{1}{x_1} \cos \alpha_1 = \frac{l_2}{2} \frac{1}{x_2} \cos \left\{ \tan^{-1} \frac{\frac{x_2}{l_2} - \cos B}{\sin B} \right\} \quad (1)$$

$$\theta = \alpha_1 - \theta_0 = \tan^{-1} \left\{ \frac{\frac{x_2}{l_2} - \cos B}{\sin B} \right\} - \theta_0 \quad (2)$$

ここで Kyoto-Uji及び Kyoto-Otsu の時間差及び地上距離を $t_1, t_2, l_1, l_2$ と置いている。

。TIDの波形解析 実際のTIDのドップラーデータをある時間毎にサンプリングし、式を計算する事によってTIDの波形(等電子密度面)の解析を行った。

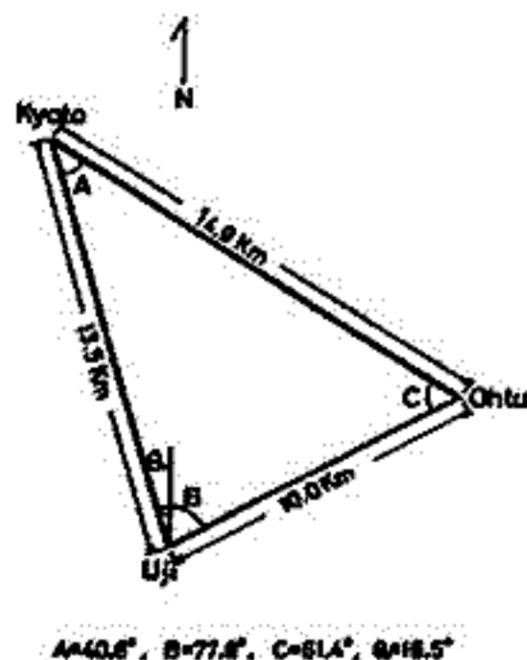
$$r = \sqrt{\left( -\frac{c}{2f} \int A f \omega d\omega + \sqrt{r_0^2 + D^2} \right)^2 - D^2} \quad (3)$$

$$\sin \varphi = \frac{1}{V} \frac{df}{dt} = -\frac{c}{2fV} \frac{\sqrt{r_0^2 + D^2}}{r} A f(\omega) \quad (4)$$

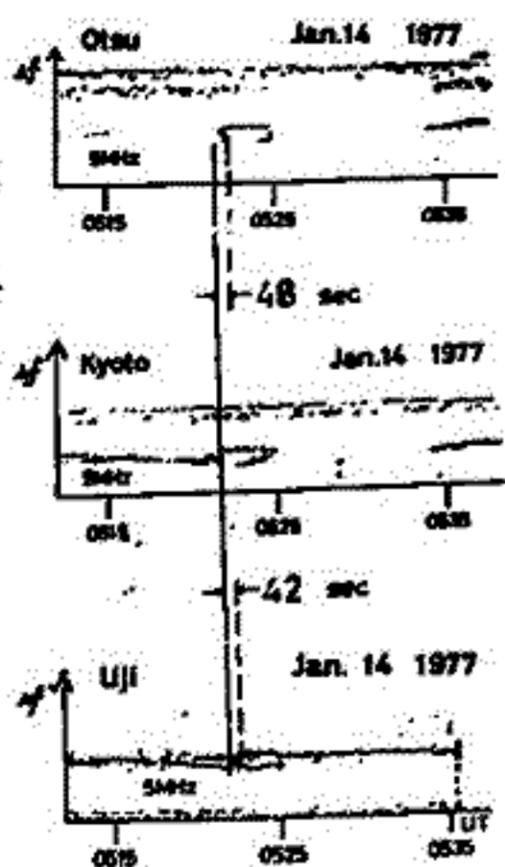
ここで VはTIDの伝搬速度、Dは送受信点間の水平距離の1/2、 $r_0$ は電離層が平穏な場合の反射高度、Cは真空中の光速、fは受信周波数である。

。結果 三点観測により得られたデータの一例が第2図で Kyoto-Uji、Kyoto-Otsuの時間差が42sec、48secであり地上距離が13.5Km、14.9Kmであるのでこれらの値を(1)及び(2)式に代入して  $V=102 \text{ m/sec}$ 、 $\theta=141^\circ$  という値を得た。

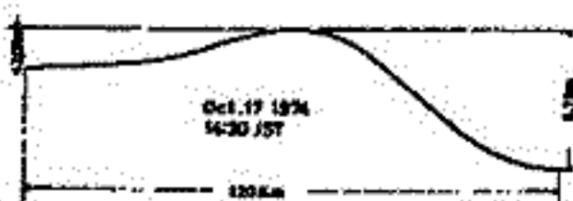
次に第3図は Oct. 17, 1974 KyotoのTIDのドップラーデータを10sec毎にサンプリングして求めたTIDの波形である。Vの値は側方備倚と時間差から求めた  $V=150 \text{ m/sec}$  の値を採用した場合のものである。なおこの波形は(3)及び(4)式を直接に計算した場合の結果であるので、見掛けの反射面を表わしている。其の波形は図のものより振幅が小さくなるものと考えられる。



第1図. 三点観測の配置図



第2図. 三点観測により得られたTIDドップラーデータ



第3図 TIDの波形

奥沢隆志・月尾修  
(電気通信大学)

さきの学会では、HF ドップラ偏移の波動状データを MESA (Maximum Entropy Spectral Analysis) で処理する試みを紹介した。今回は、同時刻帯の国分寺の (1)  $f_oF_2$  および  $h'F_2$  が明確であること、(2) E<sub>s</sub> 事象には無関係であること、をデータ選択の条件として課すとともに、データ個数を大幅に増して refine した結果について述べる。さらに、他者の結果との比較、ならびに直面する問題点に触れたい。

**データと MESA** HF ドップラデータは、JJY-8MHz (6月分で一部 5MHz)、菅平-小金井間 (地表距離 160km) 伝搬に関する '76年 (9月は欠測) の連続観測に基づく。上記の選択基準に照らして、7, 8, 9月を除く9ヶ月から総計 120系列 (102時間) が処理の対象となった。いずれも、昼同時、波動状構造を示す連続背景成分である。MESA (Burg法を採用) の諸元等は以下のとおりに選ばれた。データ窓 = 51分; 標本抽出間隔 = 1分、したがってナイキスト周波数 =  $8.3 \times 10^{-3}$  Hz; Trend除去は平均値減算; 最適予測誤差フィルタ長の決定は Akaike の FPE criterion によった。

**結果** 120個のデータ系列のうち、9例 (単一ピーク性) を除く 111例 (92.5%) のパワースペクトルには、(1) 少なくとも二つの顕著なピークがある、(2) 一つのくぼみがある、(3) 10分以下にオ3の小さなピークの出ることがある。最大周期のピークが時間窓長を超える 40例をひとまず除いて、残り 71個のスペクトルのピークと谷の位置をまとめて図解したのが下図である。このスペクトル特性は、(3) を除けば、Hooke<sup>1)</sup> と Sterling etc<sup>2)</sup> による大気重力波の F<sub>2</sub> ピーク領域での応答を表す電子密度変動に関する予測スペクトルに矛盾しない。

**比較** Variable frequency ionosonde 法によるインドの結果<sup>3)</sup>、ならびに CHU-3.33 MHz, Ottawa-Bedford 間 (地表距離 480km) 伝搬に関するドップラ法によるもの<sup>4)</sup> の一部スペクトル特性は、本論文の結果と小異を残して基本的に一致する。

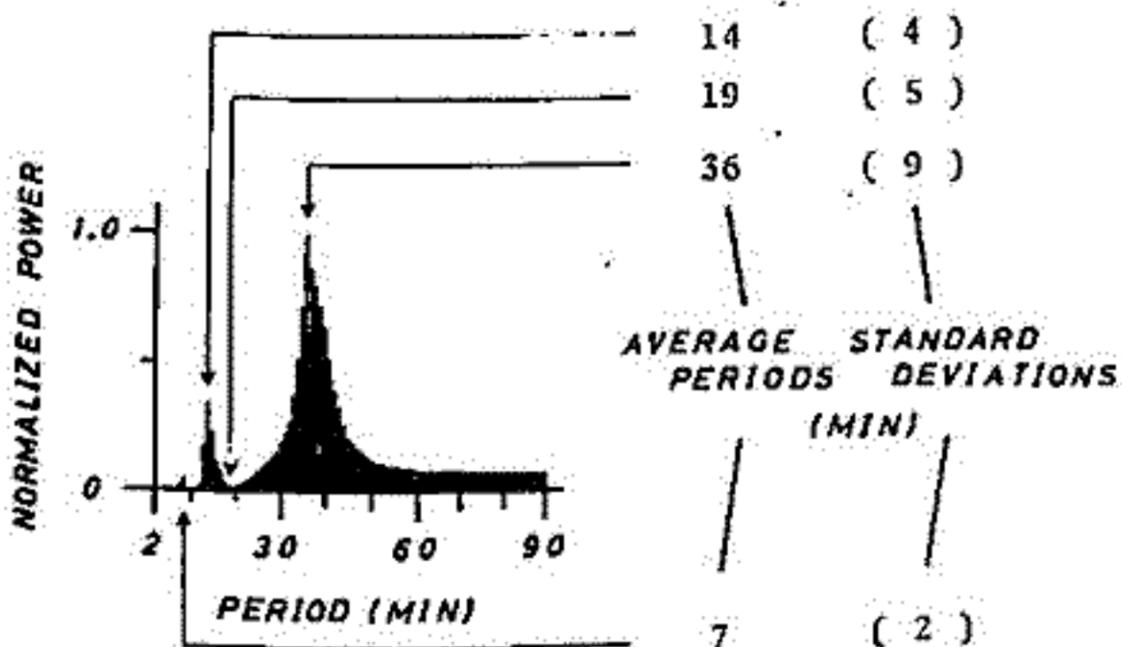
**問題点** おもなものとして、

- (1) MESA 自身にまつわる問題
  - (a) 高周期域ピークの有効性、(b) Akaike の FPE criterion の客観性、
  - (2) 10分以下にあるオ3のピークの物理的解釈 (a) もっと低高度 (Brunt 周期小) からの部分反射か?、(b) 対流圏の各種じょう乱の上向きエネルギー

—伝達? ……), (3) HF ドップラ偏移は ①電離層高の時間変動, ②電子密度の時間変動, を複合要因とすること。

### References

- 1) Hooke, W.H., JGR, 75, 5535, (1970)
- 2) Sterling, D.L., W.H. Hooke, and R. Cohen, JGR, 76, 3777, (1971)
- 3) Gupta, A.B. and O.P. Nagpal, Ann. Geophys. 29, 307, (1973)
- 4) Toman, K., Radio Sci., 11, 107, (1976)



柴崎和夫・小川利紘・鈴木勝久・等松隆夫  
(東大・理)

NO<sub>2</sub>は可視光の領域に連続的な吸収帯を持つ (~10<sup>19</sup> cm<sup>2</sup> の吸収断面積)。430nm - 450nm 付近では図1に見られるように吸収帯は特徴的な構造を有している。そこで、この領域での太陽(月)の連続スペクトルを取り、そこに現われる吸収線の構造を調べれば昼間(夜間)のNO<sub>2</sub>の柱状密度を求めることができる。

しかしながら、この領域は太陽のフラウン・ホーファー線の構造が複雑で直接にNO<sub>2</sub>の吸収を見ることは難しい。そこで2つのスペクトルの比を取り、フラウン・ホーファー線の影響を消して、NO<sub>2</sub>に特有な吸収を見出しとやる。

$$\frac{I_{obs}(\lambda)}{I_{ref}(\lambda)} = f(\lambda) \exp\{-N_{NO_2} \sigma_{NO_2} g(\chi)\}$$

- N<sub>NO<sub>2</sub></sub>: NO<sub>2</sub> 柱状密度 (/cm<sup>2</sup>)
- σ<sub>NO<sub>2</sub></sub>: NO<sub>2</sub> 吸収断面積
- g(χ): 球面大気故の補正項
- χ: 太陽天頂角
- f(λ): 分光感度 × 強度変化 × 減光 (Rayleigh 散乱, Mie 散乱) 等の項

f(λ) は実験的に決められるので、さらに σ<sub>NO<sub>2</sub></sub>, g(χ) も既知、N<sub>NO<sub>2</sub></sub> を求めることができる。

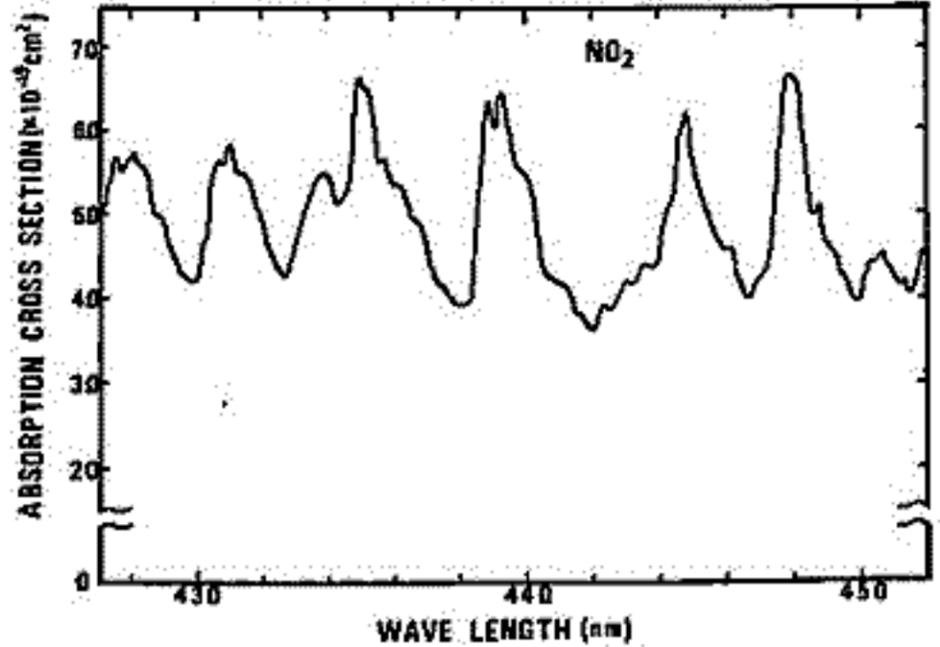


図1 430nm ~ 450nm 領域の NO<sub>2</sub> 吸収断面積

図2と図3には、東京と柿岡での観測例を示した。天候の制約が厳しく(快晴) また充分な観測数ではないが、今まで得られた結果について述べる。

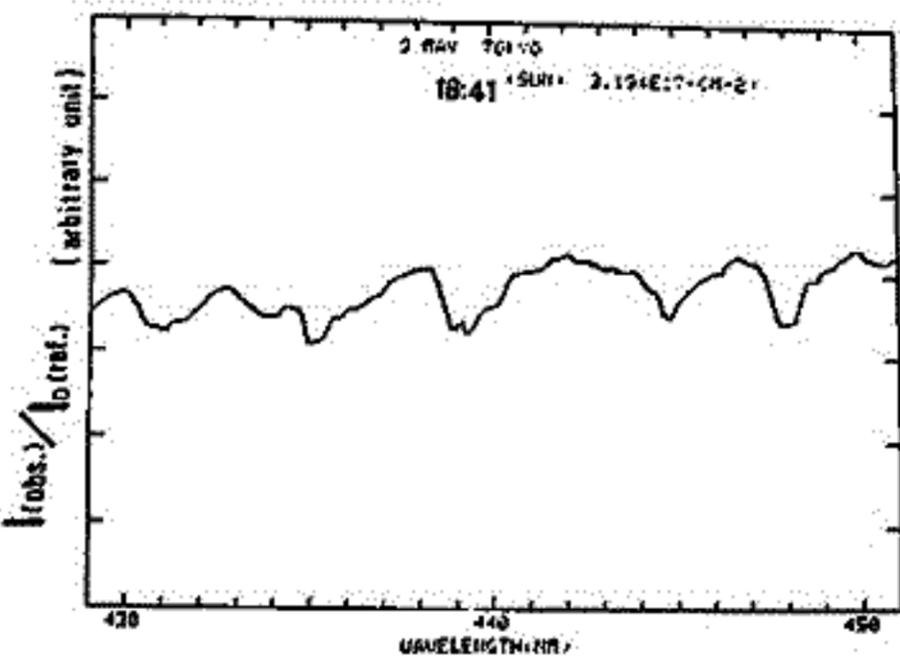


図2 '77 5月9日 東京  
東京の大気が汚染されていることが分かる

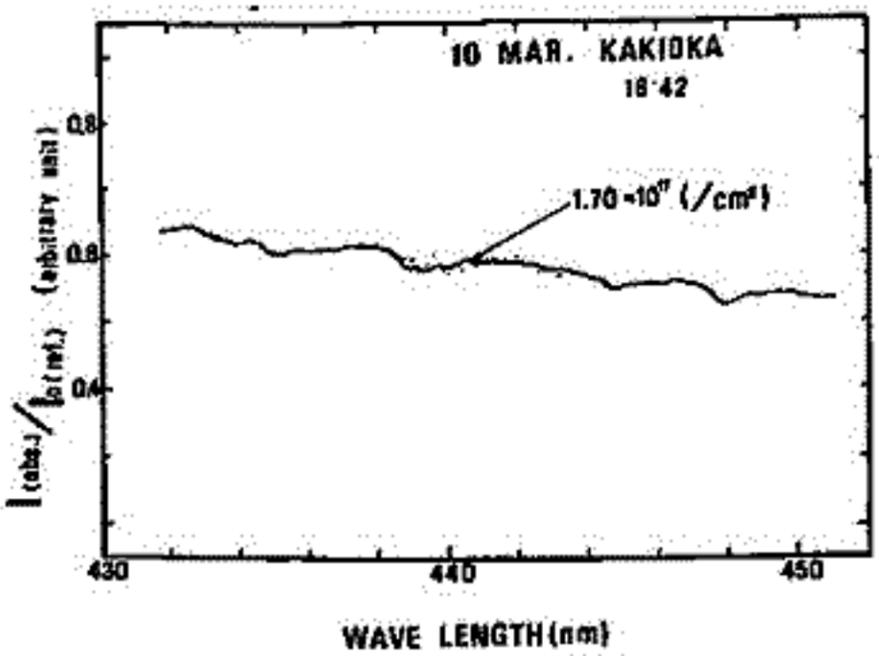


図3 '77 3月10日 柿岡

9A-II31

1972年 August Event時の成層圏・中間圏  $\text{NO}_x$ ,  $\text{O}_3$  の時間変動

近藤豊・岩坂恭信・山下亨三・高柳剛夫  
 (石大電研) (秋本園研) (経研) (〃)

太陽フレアに伴い放出される高エネルギー太陽プロトンが地球大気に入射し大気の解離や電離により  $\text{NO}_x$  を生成し上部成層圏・中間圏のオゾンに影響を及ぼすことがCrutzenらにより言われている。ここでは1972年のAugust Event時のProtonの降下による上層大気へのAeronomicalな影響を1次元のモデルを用いて詳細にその時間変化を計算することにより調べた。

**Model** 高さ20-70kmにわたる、 $\Delta z=1\text{km}$ ,  $\Delta t=120\text{sec}$ の条件下、 $\text{O}(1D)$ ,  $\text{O}(^1P)$ ,  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}(^4S)$ ,  $\text{N}(^2D)$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ を計算する。ただし時定数が長い  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  は観測値を与え、 $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  は初期値として  $\text{NO}+\text{NO}_2$  を観測値により与えた。温度はUS大気モデルを用い、70°N equivalentの条件下で日夜化を最初に求めた。

**結果** 今までに報告されている太陽プロトンのfluxのデータからそれに伴う  $\text{NO}_x$  の生成率を計算し、これと  $\text{NO}_x$  の生成項にだけ加えることにより、 $\text{NO}_x$ ,  $\text{O}_3$  の時間変動を調べた。 $\text{NO}_x$  の変動の様子を図2に示した。4日目以降は化学的損失や拡散のため  $\text{NO}_x$  が減少を始める。図3は増加した  $\text{NO}_x$  の影響による  $\text{O}_3$  の減少を示した。 $\text{O}_3$  は45km付近を中心に30-40%の減少に達する(図4)。ただし20km以上にはほとんど影響を及ぼさず、20-30%程度の減少。夜射場に対する影響はこれと計算を行った。

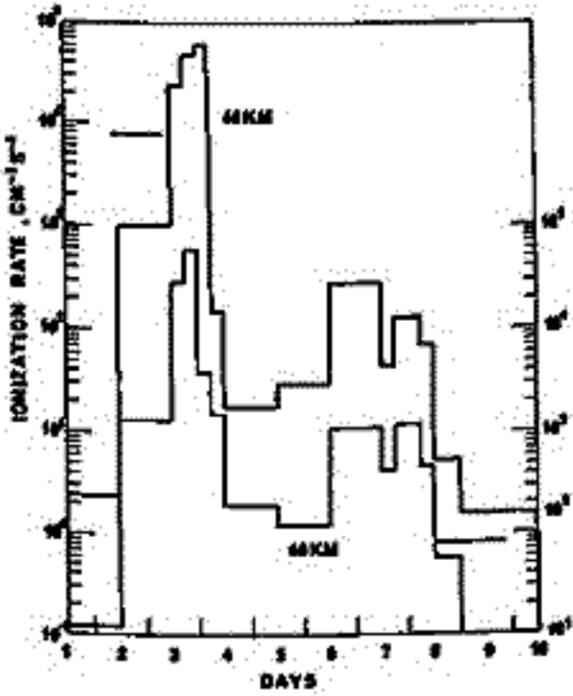


図1

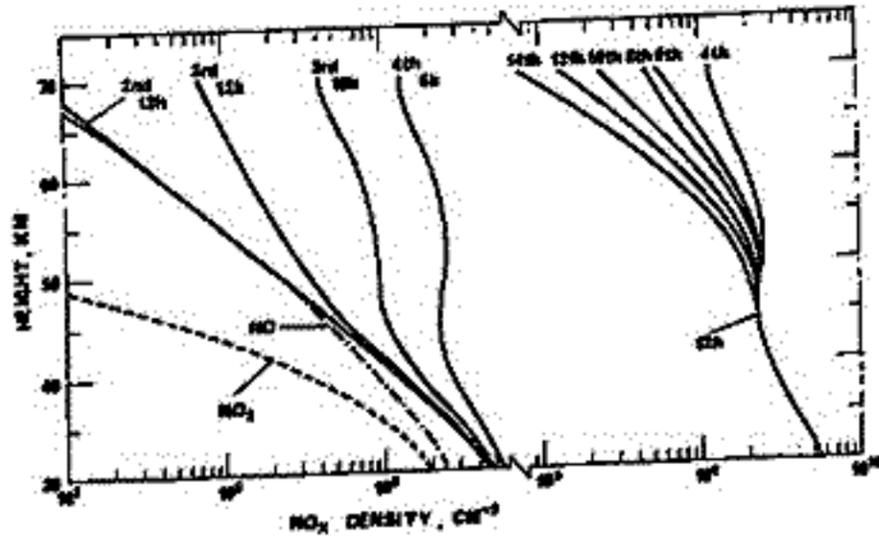


図2

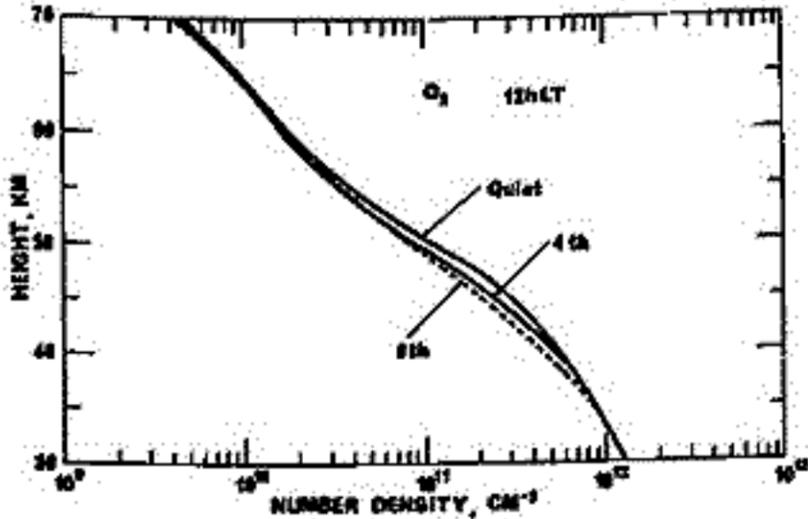


図3

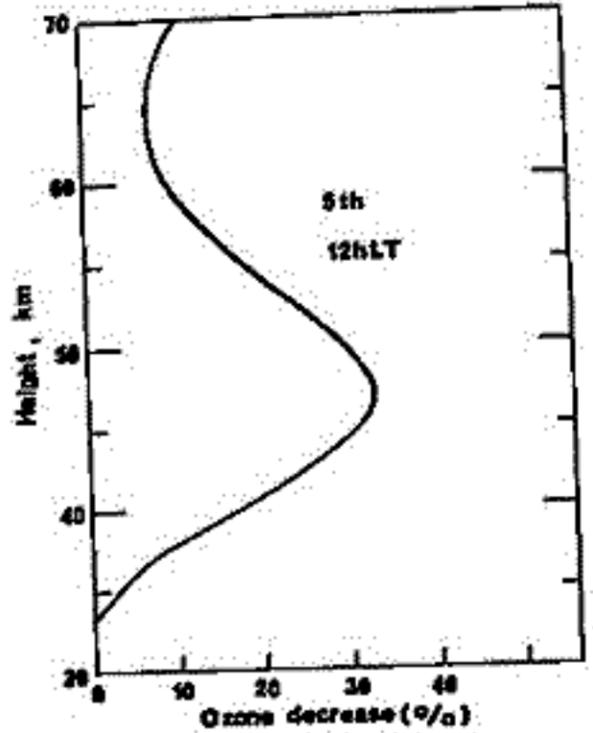


図4

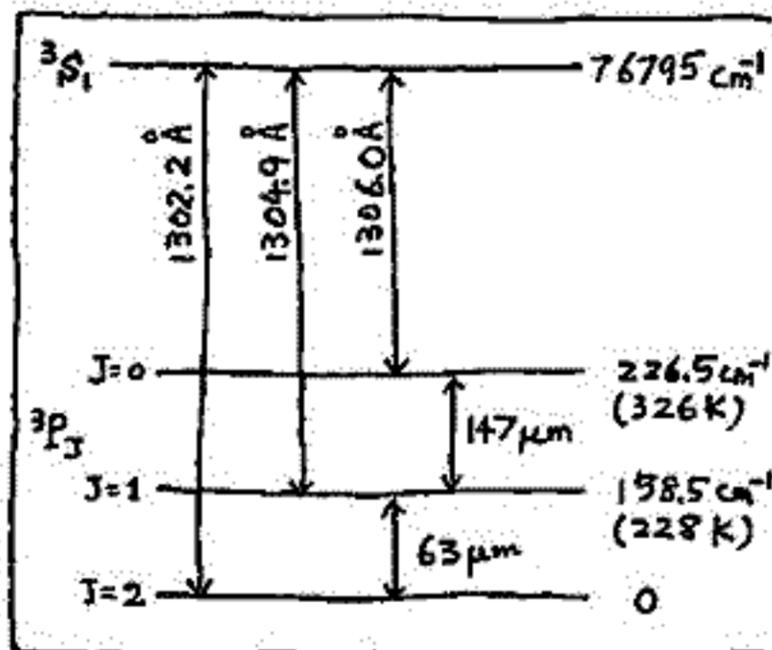
小川利紘・筥松隆夫・鈴木勝久 (東大理)

①酸素原子の基底状態  $2p^4\ ^3P$  のスピン多重項  $^3P_J$  ( $J=0,1,2$ ) は、エアノロミ-の立場からみると次の役割がある。

- (I) 63 $\mu$ m, 147 $\mu$ m 輻射の放出による熱圏大気の冷却,
- (II) 衝突による電離圏熱電子の冷却,

また (III) 酸素原子大気光 1302-46 $\text{\AA}$  三重線の強度比は  $^3P_J$  の多重項内の分布と直接関連がある。

② ここで、1302-46 $\text{\AA}$  三重線の強度比は測定値があり (FASTIE & CROSSWHITE, 1964), 輻射輸送方程式の解に基づいてこれを説明するには、 $^3P_J$  内の分布温度  $T_x$  が 2000 K が必要で、これは熱圏中性ガス温度  $T_g$  というより電子温度  $T_e$  に近いではないか (TOHMATSU, 1964, 65).  $^3P_J$  内の分布は中性ガスとの衝突で決まるといふという (BATES, 1951) よりも、電子との衝突で決まるといふらしい。その後、 $^3P_J$  の分布を決めるいろいろなプロセスも理論的に検討してみると、そういう場合も理論的には不可能ではない、ということであった (SUZUKI, 1968)。



③  $T_x$  が  $T_e$  に近いとどういふ真の問題となるかということ。(I) の中性大気の冷却率の方は  $T_x \sim 1000$  K 程度であれば  $^3P_J$  内の分布函数はほとんど温度依存性がないので問題外。(II) の電子の冷却率の方は、通常  $T_x = T_g$  として見捨てていすが、 $T_e$  と  $T_x$  の差が効くから  $T_x$  が  $T_g$  より大きくなって  $T_e$  に近づくと電子冷却率はかなり小さくなる。Atmospheric Explorer-C の電子温度の測定値と太陽 EUV の加熱率を解析してみると、電子の冷却率の理論値は少々大きくなる点が出た。この不整合は、上記の真を考慮すれば解決できるかも知れないという (BRACE & OTHERS, 1976)。

④ そこで、改めて  $^3P_J$  の分布に関わる次のような各種プロセスの大きさを評価しなおしてみた。(1) 自然放出 (2) 熱電子との衝突による緩和 (3) 1302-46 $\text{\AA}$  を介した再分配 ( $^3P_J$  から  $^3S_1$  への励起とこれに続く  $^3S_1 \rightarrow ^3P_J$  遷移) (4) 酸素原子同志内の衝突緩和 (5)  $N_2, O_2$  との衝突緩和。各プロセスの時定数を比較してみると、(1)(2)(3) は、 $\tau_1 \sim 10^4$  s,  $\tau_2 \sim 10^{4-5}$  s,  $\tau_3 \sim 10^4$  s とほぼ同程度。(4) は ALLISON & BURKE (1969) の理論計算によると  $\tau_4 \sim 10^{-1 \sim +2}$  s で圧倒的に早い。この種の他の理論計算の例でも、これと同程度の早さになる。また (5) もおおよそ (4) と同程度と推論される。従って  $^3P_J$  の分布は中性ガスとの衝突で決まり、 $T_x = T_g$  はやはり成り立つ、という結論に誤りはなさそうである。そこで (I), (II) の真については変更の要なし。

⑤ しかし、(III) の OI 1302-46 $\text{\AA}$  大気光の強度比の問題が残る。これは輻射輸送の取扱いを改善すれば解決される。従来のモデルは「ドップラー輪廓内での完全再分配モデル」であったが、これは光学的な厚さが  $10^2$  以上になると、輝線のスリの部分における散乱が効くのでドップラー輪廓の近位は段々悪くなる。実際の光学的厚さは  $10^5$  にも達するので、スリ部分のローレンツ輪廓を考慮に入れた「Voigt 輪廓での完全再分配モデル」で計算をやり直した。新しい計算値は、測定値の誤差  $\pm 20\%$  の範囲内に入り、 $T_x = T_g$  として何ら矛盾は起らない。

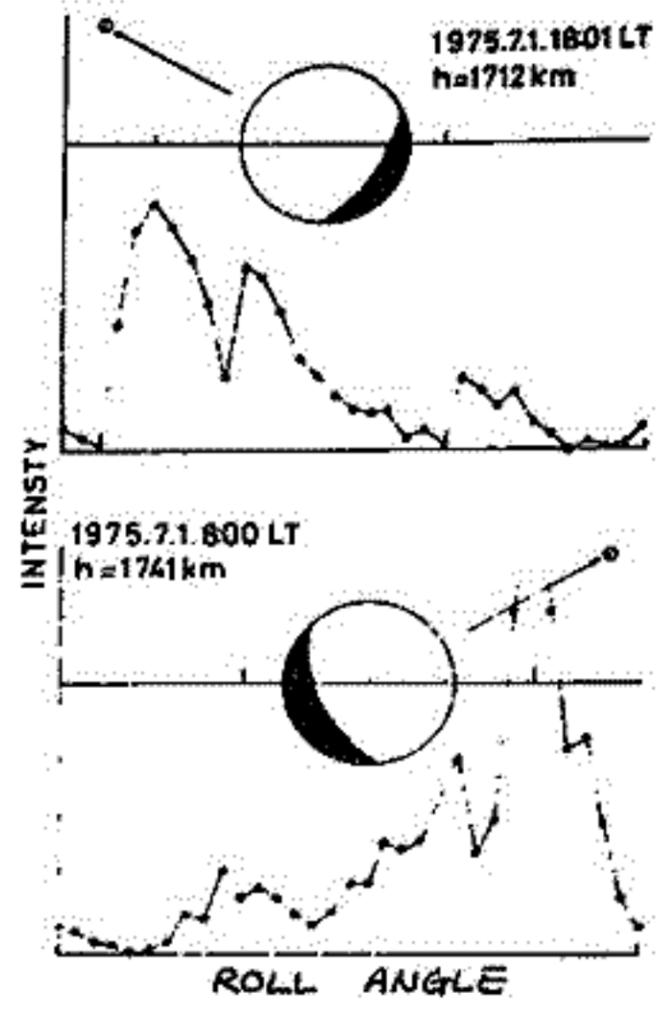
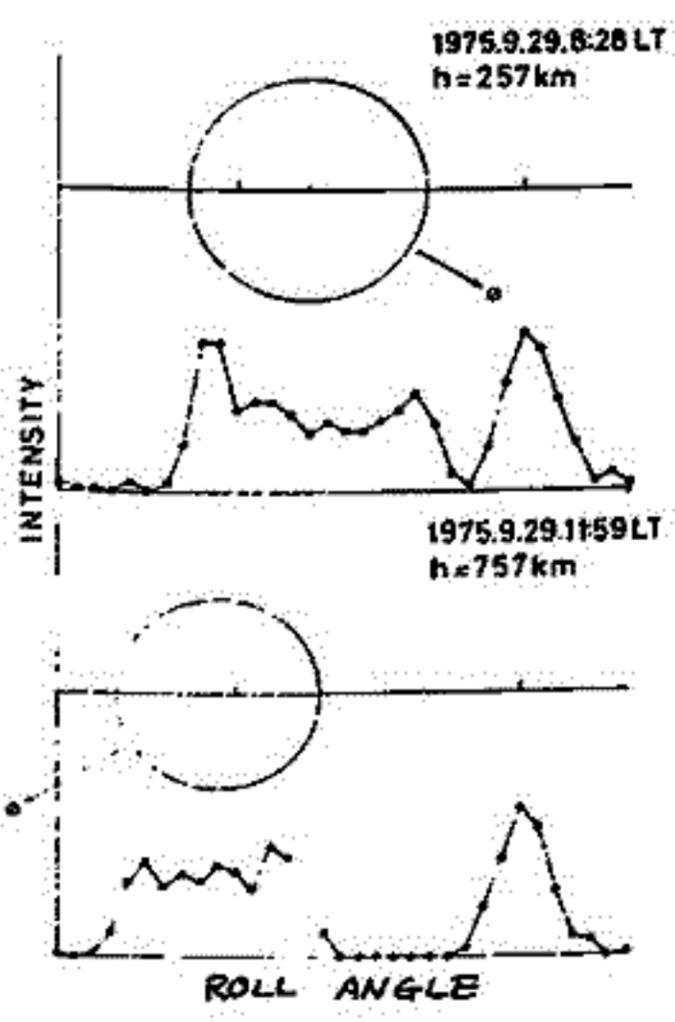
高度(KM)	I(1302)/I(1304)+I(1306)		
	測定	理論(I)	理論(II)
180	0.52	0.377	0.545
190	0.51	0.381	0.524
200	0.49	0.384	0.506
210	0.49	0.387	0.489
220	0.51	0.392	0.475

鈴木勝久、小川利純、等松隆夫  
 東大理学部地球物理研究施設

科学衛星TAIYOに搭載された真空紫外大気光観測器によって得られたデータの解析を行った。観測波長域は750~1050Åである。測定器の不調な期間があり、データ取得が充分でないので統計的な処理をするまでにいたっていない。個々のデータについての解析の結果について報告する。

観測波長域に存在する顕著なエミッションラインとしてH $\gamma$ - $\beta$  (1026Å), O $^+$ 833Å, O989Åまた窒素分子のバンドスペクトルも990Å付近に存在する。とりわけO $^+$ とOのエミッションが強いことがロケットにより観測されている。これらの発光強度は太陽天頂角・高度等の依存性が異なるのでいろいろな条件での観測値とモデル計算を比較することにより個々の発光の寄与を推定することが可能である。

実際に衛星で得られた観測例を図に示す。太陽の散乱光と共に地球大気によるエミッションが観測されている。観測器の視野方向はこの衛星の軌道面に平行で、図に示した水平の直線が視野の1スキャンにおける空間的軌跡を表わす。観測時に衛星から見た地球の位置と大きさを示した。また太陽光と軌道面となす角も示した。昼側の観測例でいずれもリムフライトニングの状態を示している。もう一例は夕方・朝方の観測例で高度150kmのターミネーターを横切って観測した例である。太陽側の端から夜側に向かって強度が減少していることが分る。昼側側と夜側側の非対称な強度分布はO $^+$ 833Åの励起光とOの光電子による励起光を考慮すれば説明できる。



9A-II34 6300 Å 昼間大気光の観測とその結果 (連報)

斎藤文一, 渡部重十  
新潟大・理

6300.308 Å (OI) 昼間大気光強度の地上観測を, 高分解能分光器を用いて実現を試みている。測定装置の主要性能は1表の通りであるが, 測定と Reference スペクトルを同時に観測することが極めて有効なこと加わった。また超高度大気光の性質として Van Rhijn 効果のみとめられるなど, 興味ある結果が出ている。

このタイプの分光器を使用した場合, 最も留意すべき点として波長較正があるが, 5889.95 Å & 5895.92 Å (Na I), 5769.598 Å (Hg I), 6304.789 Å (Ne I), 6438.470 Å (Cd I), 6562.85 Å (HI) 各輝線を用い, また2表の Fraunhofer 線を用いて, 0.01 Å の精度で一致再現が可能である。また分解能の測定は, He-Ne レーザーを用いる。波長送りは, 14チャンネルあたり 0.015 Å をいし 0.03 Å を用いる。

さて 6300.308 Å の超高度大気光に帰因する輝線は, ちょうど同じ波長の強い Fraunhofer 吸収のミニマムの所であり, 見かけ上はこの吸収プロファイルを変形させるわけである。一方この波長のごく近くには, 2表に見られるように Sc II 6300.678 Å の Fraunhofer 吸収があるが, 好都合なことにこのスロアファイルの深さ, 幅がほぼほとんど同じで, 常に前者に比べて狭い。(せがってこの二つの吸収プロファイルと同時に観測して比較することは, 超高度大気光のシグナルを見出すために非常に有効なことがわかった。

ついで超高度大気光の Van Rhijn 効果も測定したい。天頂及びそれ以外の天頂角のところで, 超高度大気光に帰因するエミッションの強度を比較する。これらの結果を報告する。なおこの波長域での太陽スペクトルとの比較, 偏光特性を調査中である。以上の結果について報告する。

Ebert 型単色光計
反射型回折格子
1200本/mm, 110×135 <sup>mm</sup>
主鏡 340 <sup>mm</sup> φ, f 2000 <sup>mm</sup>
最小分解波長 0.02 Å (理論)
実用 0.06 Å
光子計数装置

6302.764 Å	Atm O <sub>2</sub>
6302.499	Fe I
6302.000	Atm O <sub>2</sub>
6301.508	Fe I
6300.678	Sc II
6300.308	O I
6299.558	
6299.19	

9A-II35  $O_2(0-1)$  8645 A Band, OH (8-3) Band  
および [OI] 5577 A 線の強度変化の相関

三沢清敏

竹内邦夫

防衛大・物理

龍岡高専・数学

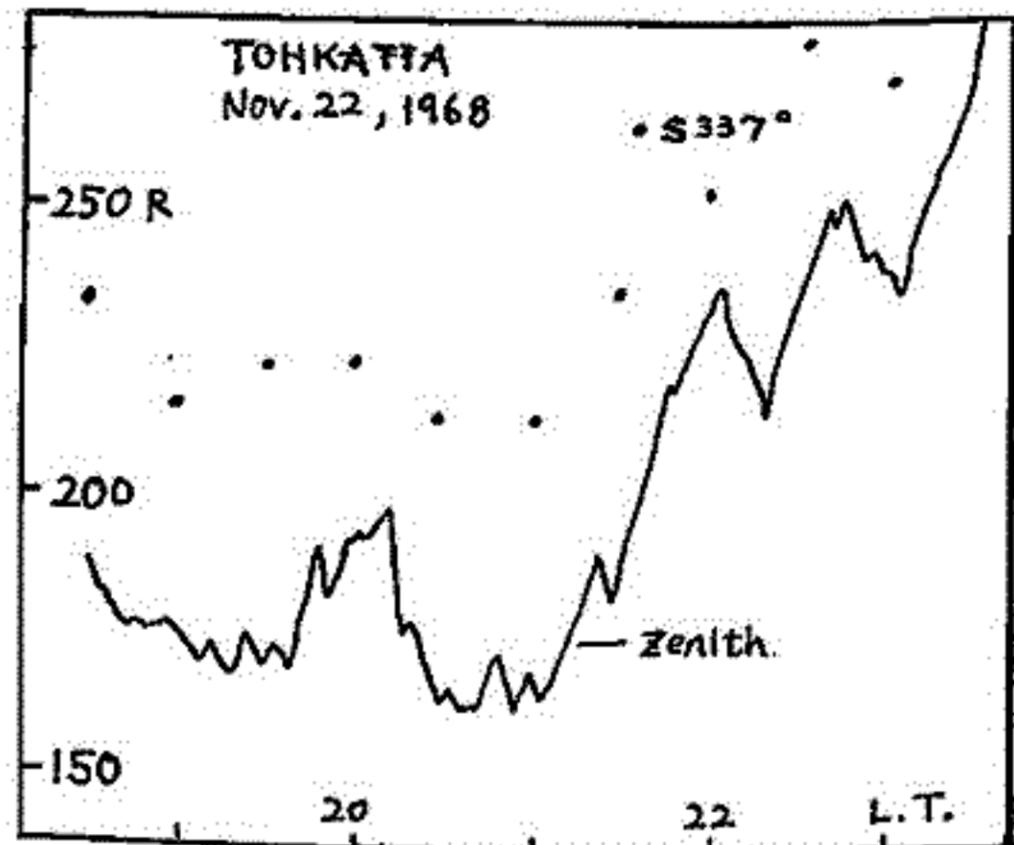
前回の学会で、 $O_2(0-1)$  band と [OI] 5577 A 線の強度変化にみられる高い相関と、OH (8-3) band 中の回転線間のほぼ完全な相関について報告した。それ以後、1977年1月～5月の間に得られた観測データについて、これらの強度変化の相関を調べた。 $O_2(0-1)$  と OH (8-3) では、強度変化にみられる相関係数は各一夜についてほぼ 0.74 ～ -0.40 の範囲にあり、上記期間で観測が行われた19夜のデータ全体では 0.53、OH (8-3) と 5577 A では各一夜において 0.44 ～ -0.90、全体では 0.27、 $O_2(0-1)$  と 5577 A では、殆んどの場合、正の相関を示し、全体での相関係数は 0.83 であった。総合して、 $O_2(0-1)$  と OH (8-3) にはかなりの相関が認められるが、OH (8-3) と 5577 A 線の間には殆んど相関と認め得なかった。

奥田光直 (弘前大教育)

掃天観測結果を用いて大気光強度の波切の変動を detect した。

内部重力波の通過に伴ない大気光強度が変動することは、理論上明らかなることであり、これを観測的に実証するには、空間の三英における類似変動の通過時間差を測定する方法が考えられるが、データが時間的に離散している場合には、観測時間間隔に比し充分長い周期の現象しか detect 出来ない。掃天観測の場合には、データは時間的に離散しているが空間的には連続又は多英であるので、このようなデータの特徴を利用して短測時間間隔程度の周期的変動を detect することを試みた。方法としては、1) 任意の三英の組に対して通常のように *collerogram* をつくり、組合わせを変えた場合のむじゅんの有無の検討を行なう、2) 時間変化のフーリエ解析を行なり、位相の変移かす速度を求める。この際、*dispersion* や各英における揺中の相違を check して波切の検定を行なう。

以上の様な方法を、遠刈田における掃天観測データに適用し、右の図(こゝでは天頂の時間的変化のみ示してある)の場合について、速さ約 100 m/s 進行方向大略 SE という結果を得た。これは前回の学会で報告した、厚分寺及び秋田の、電離層観測データを、補助的に用いた場合の結果と *consistent* である。



巖本 巖・水澤 武・佐川 永一  
電表研究所

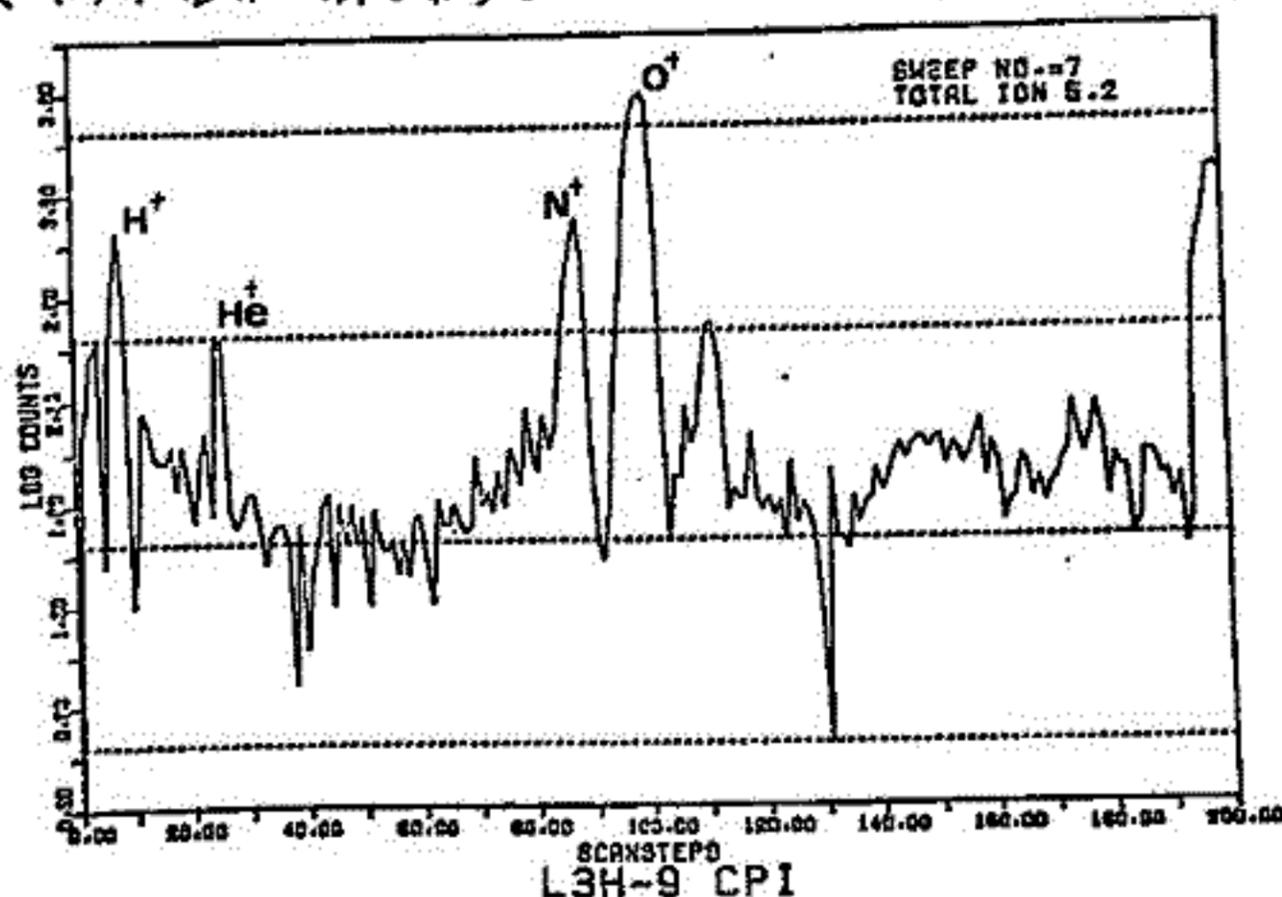
L3H-9号機によって上部電離圏(500~1300km)のイオン組成を観測した。来年にはEXOS-A衛星が打ち上げられ、イオン組成の観測も予定されているが、今回のロケット実験はこの衛星の予備実験という側面も持っている。ロケットは8月18日20時15分に打ち上げられ、高度462kmからイオン組成の観測(CPI)が開始された。ロケット上昇時の観測データは一時雑音が増加したがほぼ良好であった。しかし下降時のデータはセンサーがロケットのウェイクを入ったため、良好なデータが得られなかった。現時点ではデータの解析が始まり、下ばかりであるので、本稿では観測器の概略と得られたデータの一部を紹介する。

### I CPIの構成

イオン組成測定の中核となるセンサーは四重極型質量分析器を使っている。これは我々の研究室において試作したもので、直径4.8mm、長さ150mmのSUSのロッド4本を組み立てたもので、昨年のR-10-12、来年のEXOS-A(MSP)のセンサーより小型であり、印加する高周波電圧の値が同一の質量数では約1/2であるので、電気回路への負荷が小さくなるという点が特長である。この質量分析器の入口側には直径2mmの取り入れ口を持つ電極があり、-3Vにバイアスされている。この電極に流入するイオン電流を検出し、全イオン量のモニターとしている。分析されたイオンの検出には4チャンネルを用いている。4チャンネル出力は12ビットのカウンタで計数され、MSB側、LSB側各6ビットに分割して地上へテレメータしている。質量数の掃引は1~33amuの宙を190に分割した階段電圧を使い、2秒間で1掃引が終る。各掃引の最後には $m/e > 33$ のイオンの全量を測定するため質量分析器をハイパスモードにしている。又、1掃引毎に感度、分解能を変化させた。CPIの全重量は5.5kg、消費電力は約18Wであった。

### II 観測データ

図に得られたイオンの質量スペクトルの一例を示す。これは高度約500kmでのデータで $H^+$ 、 $He^+$ 、 $N^+$ 、 $O^+$ が明確に分離されている。 $NO^+$ 、 $O_2^+$ 等の分子イオンは観測開始直後(~470km)にわずかに観測されたが、この例では雑音に埋れている。 $H^+$ と $O^+$ の組成比は高度約750kmで逆転しており、LTから考えてもほぼ良い値である。詳細な解析の結果は講演で報告する。



2. 昼間の電子, イオン温度

相 泉 和 弘, 思 藤 忠 典

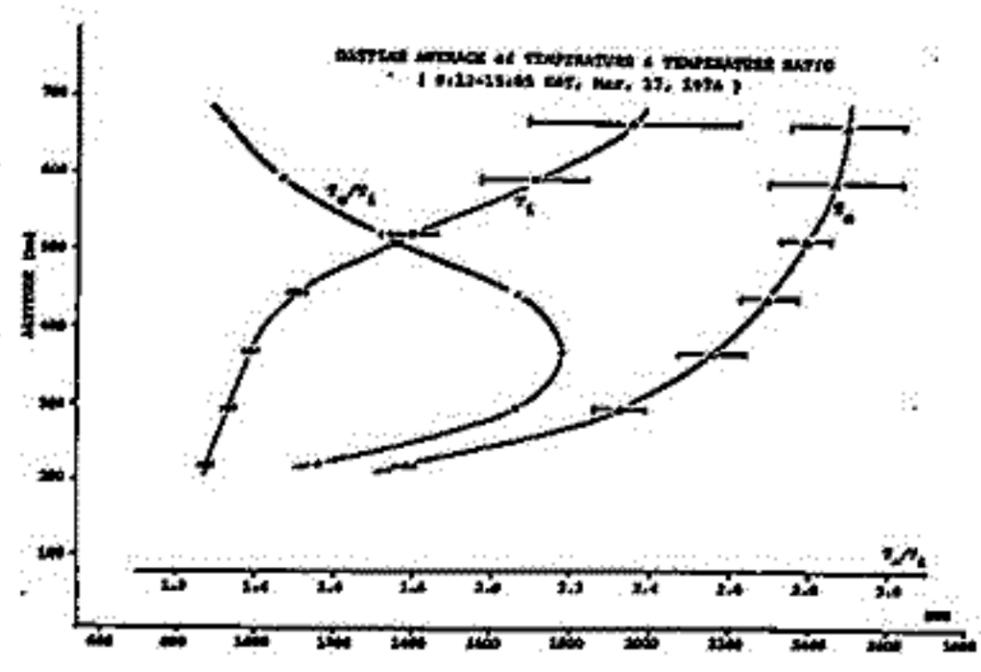
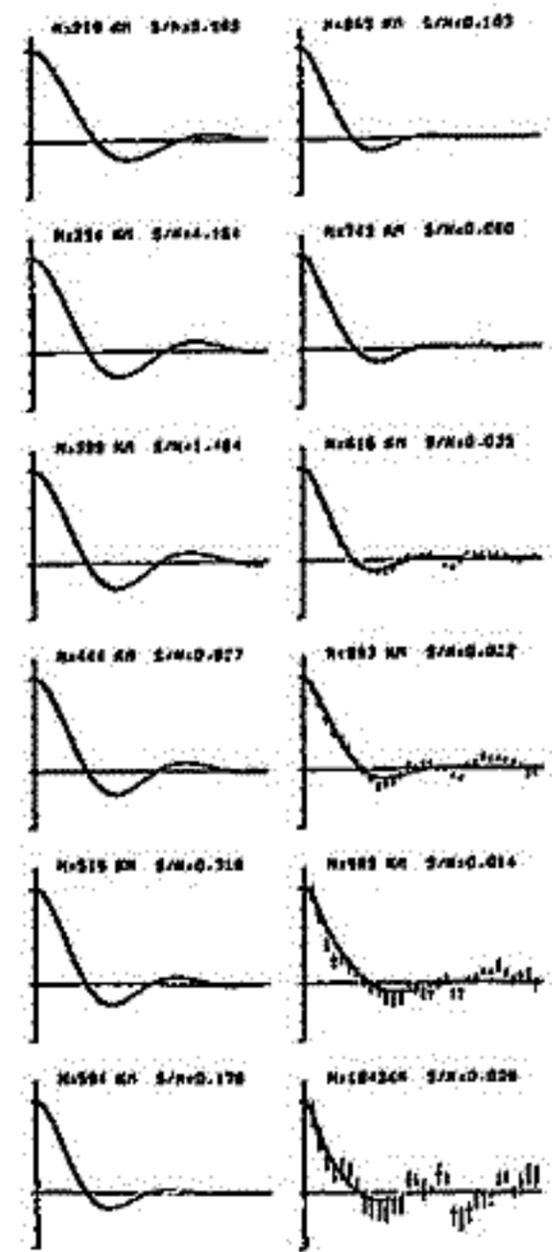
郵 政 省 電 波 研 究 所

前回は Millstone Hill における電離圏観測の概要を述べたが, 今回は9種の観測モードのうち, 天頂固定パラボラアンテナによるUHF(440MHz)のB-モードデータの解析結果を, 主に電子とイオン温度について述べる。本モードの測定方式は500μs長のシングルパルスによる自己相関関数(ACF)法であり, 専用のデジタルハイブリッド相関器によって高度181~1050km(30km毎)のpower profile, 219~1043km(75km毎)の(信号+雑音)領域における12個のACFと1343kmの雑音領域でのACFの尖, 差部が10μs間隔の遅れ時間で32ビット単位で示されている。第1図は今回解析した昼間のデータ(6~19<sup>h</sup> EST, Mar. 17, '76, ΣKp=27-)の典型的なACF(12<sup>h</sup>21<sup>m</sup> EST)の例である。ACF中の\*印はACF尖部の観測値とエラー(分散の平方根)を示す。ACFの測定値  $f_m(\tau)$  は標質の散乱ACF,  $f_r(\tau)$  との間には

$f_m(\tau) = K [f_r(\tau)W(\tau)] + f_n(\tau)$  の関係がある。ここで,  $W(\tau)$ ,  $f_n(\tau)$  と  $K$  は各々, 送信パルスのACF, 受信機出力部の雑音のACFと正規化定数である。本モードでは標質のACF持続時間とパルス長及び, 帯域幅との関係から上式は非常によい近似で,  $f_m(\tau) = f_r(\tau)W'(\tau)$ ,  $W'(\tau) = W(\tau) + f_n(\tau)$ , \* : 尖部を示す, となる。W'(τ)の計算では,  $f_n(\tau)$  は直線に近似すれば充分である。実際には Farley (1966) による理論値  $f_r(\tau)$ ,  $W'(\tau)$ , 前図に述べた最小二乗法による

ドリフト速度  $V_d$  で表わした  $f_r(\tau)W'(\tau) \cos(4\pi V_d \tau / \lambda)$ ,  $\lambda$ : 送信波長, と第1図のようなACF尖部の測定値と比較することにより諸量を決定する。同図は非線形最小二乗法による比較の様子を示す。誤差を考慮して, 示されるパラメータは電子イオン温度比, イオン温度とイオン組成( $O^+$ と $H^+$ の2種)を仮定した。同図でもわかるように, S/Nが~0.03以下では誤差, ばらつきが非常に大きい。従って昼間では~800km以下のデータのみ採用できる。第2図は9:12~15:05 ESTの温度比,  $T_e$ ,  $T_i$  の平均値の高度分布を示す。温度のバーは期待値の標準偏差である。 $T_e$  は~370kmまで  $T_i$  より急速に増大し, その高度で  $T_e/T_i$  が~2.2の極大に達する。それ以上高では  $T_e/T_i$  は減少し導電に近づくことがわかる。定高度の  $T_e$  の変化(図に示していない)では, 日出後, 急激に上昇し, ~9<sup>h</sup> で全高度にて各々の一定値に落ち着く。対し,  $T_i$  は高度の上昇と共に, 7~8<sup>h</sup> と~16<sup>h</sup> でピークと, 正午頃, 極小をもつ双峰特性が顕著となる。電子密度及び組成については博識所に述べる。

B-MODE 03/17/76  
RUN NO.43 START 17H21K20S



第1図 非線形最小二乗法によるACFの測定値と理論値の比較例

第2図 昼間の電子, イオン温度と温度比,  $T_e/T_i$  の平均値の高度変化

# 内え浦上空の電子温度の季節変化および時間変化(太陽のリアルタイム観測結果より)

小山孝一郎, 千尾邦雄

東大宇宙航空研究所

1975年2月24日に打ちあげられた“太陽”衛星によって1976年11月までデータが取得された。電力不足のため、観測時間が制約され、従って取得されたデータは高度的にも時間的にもかなり Discrete であるが、得られたデータは最終的に処理され、現在4本のテープ(リアルタイム; 1975年, 1976年冬一巻; ストアードデータ, 1975年, 1976年冬一巻) にまとめられている。本講演ではこれらMTの最初の解析として1975年のリアルタイムデータの一日の時間変動をみた結果を報告する予定である。データの取得領域は高度約500 Km以上, 緯度 $20^{\circ}$ 以上, 経度方向は内え浦にアクセス可能な領域をすべて含むものである。

このまでに得られた特徴的な知見は、

## 1. Evening Overshoot について

- 高度1000 Km以上で地方時18時ごろに電子温度が $2800^{\circ}\text{K}$ の最大値を示した。この値は季節によっても異なる。(これを Evening Overshoot と呼ぶ)。
- 14時ごろ冬季は $2300^{\circ}\text{K}$ であった電子温度は夏は $2600^{\circ}\text{K}$ に上昇した。
- Evening Overshoot における電子温度が最大になる時刻は高さの上昇と共に夜側へおしよる傾向がある。

## 2. 夜間の温度について

- 夜間電子温度の変動は日中の電子温度変動にくらべて小さい。
- 午前4時ごろに電子温度は最小になり、電子温度は1500~1700 Km 高度で $1000 \pm 150\text{K}$ で500~700 Km 高度で $800 \sim 900\text{K}$ であった。

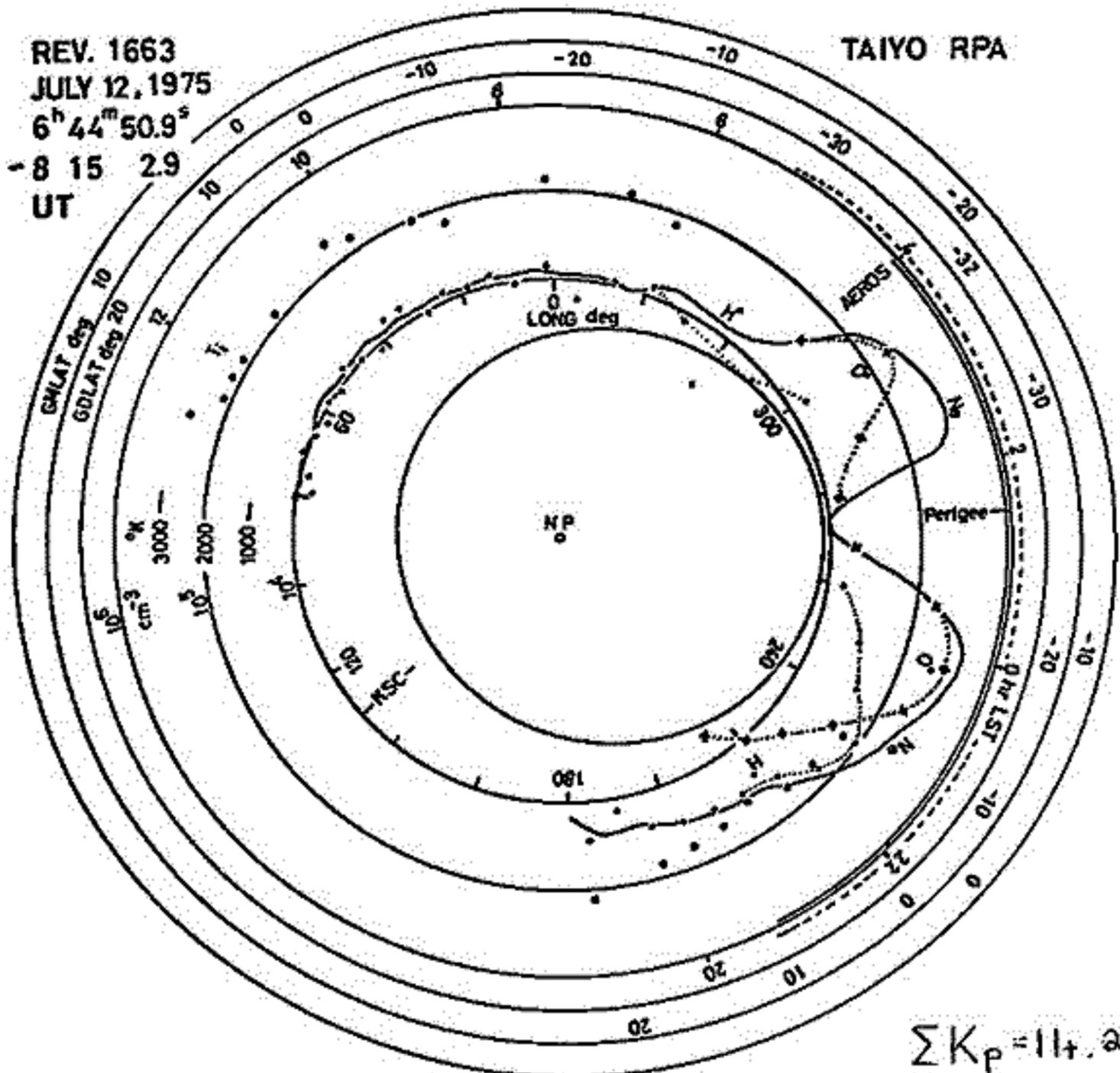
宮崎 茂  
電波研

TAIYO衛星は1975年2月24日に打ち上げられた。搭載機器の一つにRetarding Potential Analyzerがあり、衛星データレコーダによる周回観測は1975年に80パス、1976年に34パスであった。ここではイオン密度、イオン組成、イオン温度等の観測結果の一部を報告する。

観測結果の一例を図に示す。図の中心はNorth Poleを示し、軌道をこの方向から見たことを示す。内側の円は地球の大きさを示す。内側から二番目の円はTAIYOの軌道を示しており、数字は東経(度)を示す。衛星は東向きであり、図では左回りである。二つの円の間の距離は観測点における高度に比例している。Perigeeは約250 kmで東経274度であり、Apogeeは約3100 kmで東経81度である。外側の円から順番に地磁気緯度、地理緯度、Local Solar Timeを示す。LSTの楕円線はSXIの観測による日陰を示す。又東経208~310度の間の実線は $O^+$ イオンが観測されたことを示す。

結果の概要は東経180度付近(高度1940 km)では密度は約 $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (但し3000 kmで密度は規格化し(ある)で高度が下るにつれて密度は上昇しており、 $H^+$ イオン密度の極大は約 $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ で高度570 kmである。次いで $H^+$ イオンは減少し約510 kmで $O^+$ ,  $H^+$ の密度が等しくなる。約330 kmで電子密度が最大値約 $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ に達する。この領域は $O^+$ イオンが主である。近地点250 kmでは密度は約 $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ まで減少している。高度が再び上昇すると、約300 kmで電子密度が最大になる。

この場合 $O^+$ イオン密度と電子密度の値が異なるのは330 km以下には重いイオン( $NO^+$ ,  $O_2^+$ )が存在することが考えられる。 $O^+$ イオンの最大密度の高度は約330 kmである。そして約500 kmにおいて $O^+$ ,  $H^+$ の密度は等しくなる。1000 km以上高では $H^+$ 密度の勾配はゆるやかに $1 \sim 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ を示している。 $H^+$ イオン温度については昼間2700~2000 Kを示し、夜間では1300 Kまで下がっている。(但し3000 km(規格化し(ある))



$\Sigma K_p = 11+.22$

9A-II41 「たいよう」の軌道周期変化から求めた外圍大気の  
温度変化

加藤愛雄 大西信人 平尾邦雄  
(東海大工) (東海大工) (東大宇宙研)

1975. 4月から1976. 11月 (Cutoff data) までの「たいよう」の軌道周期の減衰から求めた外圍大気の温度変化についての最終報告である。

観測が太陽活動の最小期に当たって居たので Jacchia Model の  $F_{10.7}$ ,  $K_p$  の式の各係数と若干異なっているが、大差はない。

又明らかに半年周期の温度変化が見られるが、これについては dayside polar Cusp からの粒子侵入による加熱と考えると説明がつくと思われる。

磁気圏のようなくに異方性媒質中の不規則電離による電波散乱の問題は, Booker (1956) や Simonich and Yeh (1978) によって考察されてきたが, 波の位相速度が小さいところでは電子の熱運動の影響を無視できないことは自明である。筆者らは, 温度効果を考慮した場合の散乱断面積の理論式を導き, 若干の数値例をあげてコールド近似の場合と比較した結果を述べる。

プラズマの電子密度  $N_0 + \Delta N(r)$  ( $\Delta N(r)$ : 密度乱れ) のところに波が入射した場合の散乱電界  $E_s(r)$  は Born 近似の成り立つ範囲では

$$E_s(r) = -k_0^2 \int_V \Delta X(r') \hat{G}(r, r') \cdot \hat{M} \cdot E_i(r') dr' \quad (1)$$

と書ける。ここに,  $k_0$  は自由空間波数,  $\Delta X$  は  $X(=u\omega/k_0)$  の変化分,  $\hat{G}(r, r')$  は Green's dyadic,  $\hat{M}$  は susceptibility マトリクス,  $E_i$  は入射電界である。 $\hat{G}(r, r')$  は一般に波数ベクトル  $k$  についての複雑な積分となるが, integrand を部分々数に展開して, Signtill (1960) の積分近似法を使うと

$$\hat{G}(r, r') = \frac{1}{4\pi|r-r'|} \sum_{i=1}^3 \sum_{s_i} \frac{d_{s_i} \hat{A}_{s_i}}{k_{s_i} \sec \alpha_{s_i} |C_{s_i}|} e^{-jk_{s_i} \cdot (r-r')} \quad (2)$$

と書ける。ただし,  $\sum$  は三つのモード (O, X, P) についての和,  $\sum_{s_i}$  は  $i$  モードのすべての停留位相点についての和,  $C_{s_i}$ ,  $\hat{A}_{s_i}$ ,  $k_{s_i}$ ,  $\alpha_{s_i}$  はアップルトン・パラメータ  $X, Y$ , 温度パラメータ  $u (=kTe/m_e c)$ , 入射角, 散乱角などで決まる量である。この結果を (1) に代入して, 一般的に入射モード  $i$  から散乱モード  $m$  へのクロスモードの散乱断面積を求めると

$$\sigma_m^i = \sum_n \frac{k_0^4}{16\pi^2} \frac{\cos \alpha_i \cos \alpha_m}{k_i k_m |C_m|} \frac{|\text{Re}(\Lambda_m \times (k_m \times \Lambda_m^*))|}{k_m \sec \alpha_m} \langle (\Delta X)^2 \rangle \Phi_B(k_i - k_m) \quad (3)$$

$G_m^i$ : 幾何学的因る (波数ベクトル  $k$ , 射線方向  $\alpha$ , ガウス曲率  $C_m$  やプラズマ・パラメータなどの関数  $\Lambda_m$  で決まる)。  
 $S_m^i$ : 統計学的因る (乱れの強度, Bragg パラメータを変数とするパワースペクトル関数から決まる)。

右図は  $X=0.925, Y=0.354, u=0.01$  のプラズマ・モデルに対する計算例である。図1は  $X$  モードの屈折率  $n$  を  $k$  ベクトルの磁界となす角度  $\theta$  の関数として表したものである。 $\theta \geq 45^\circ$  のところではコールド近似の結果とほとんど一致するが,  $\theta \approx 45^\circ$  の付近から, 温度の効果が著しくなると, Pモードとの結合が起こる。なお, Oモードに関してはほとんど影響がない。図2は前方散乱の場合についての  $G_m^i$  (とくに  $i, m$  ともに Xモード) の計算結果であり, コールドではみられない  $\alpha=2$ ,  $\alpha=3$  の停留位相点の現れるのが特徴である。また,  $\alpha=1$  の停留位相点に対する  $G_m^i$  の値は  $\beta$  (磁界と射線との狭角)  $\approx 40^\circ \sim 50^\circ$  で発散しないのも望ましい結果である。

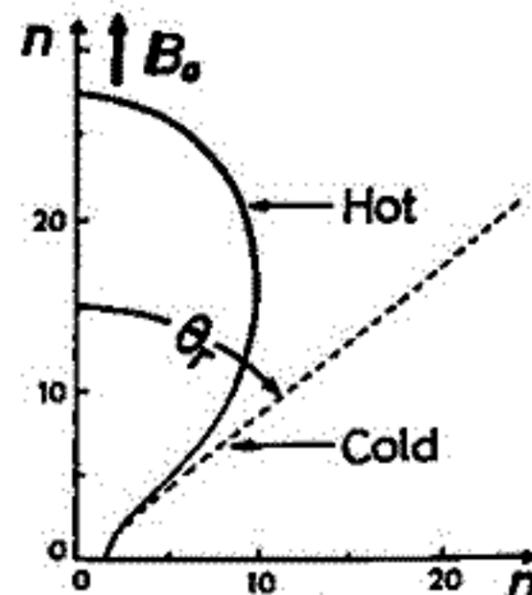


図1

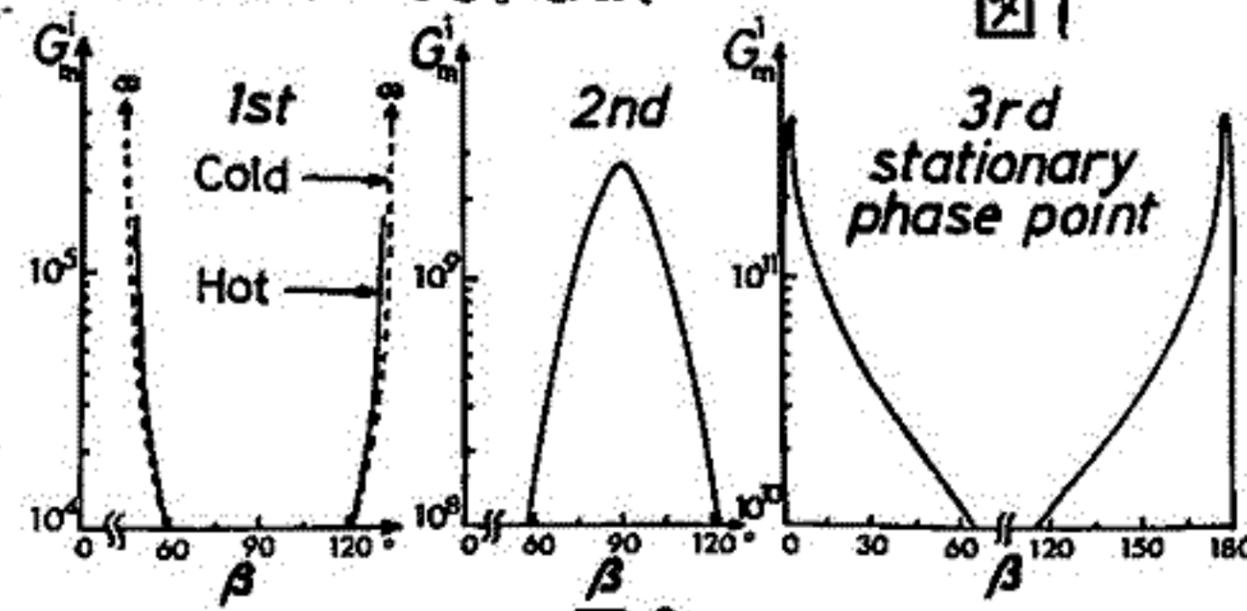


図2

秀 邦 元 秀  
(九大・教養・物理)

序。筆者は数年来、赤道環陽子損失機構に関する線型理論(1)、非線型理論(2)を調べて来た。最近、非線型理論の素過程が定式化された(3)。それに基づいて VLF と ULF emission の相互作用の一考察がなされ、発せられたプラズマ乱流のモデルが提案された。(4)

本講演では乱流プラズマのモード間結合の素過程について報告した(1)。良く知られている様に、乱れたプラズマ中ではモード間結合を通してエネルギー伝達が行われる。最低次の相互作用は Decay と Nonlinear Landau 型が従来研究されて来た(5)。しかし注意深く吟味するとその他の可能性が存在する。その素過程は乱れを介在とした Bremsstrahlung であると考えられる (Tlase の plasma にも!)。我々のモード間結合は Decay の様に厳しい matching の条件が不用であり、又波数が互いに離れたモード間でも coupling が比較的強い様である。

### 定式化。

詳細は文献(3)に従い、ラングミュア波の乱れ(振幅  $E_H$ )が存在する場合、イオン波の応答関数は下記の如く表現できる。

$$\epsilon_e(k, \omega) = \epsilon_0(k, \omega) + \epsilon_N(k, \omega) + \epsilon_p(k, \omega) + \epsilon_S(k, \omega)$$

ここで  $\epsilon_0$ : 線型部分,  $\epsilon_N$ : 軌道修正の最低次,  $\epsilon_p$ : modulation  
 $\epsilon_S$ : 非線型散乱

### 解析。

各項の評価を行うと Decay は  $\epsilon_p$ , Nonlinear Landau は  $\epsilon_N$ ,  $\epsilon_p$ ,  $\epsilon_S$  として Bremsstrahlung は  $\epsilon_N$ ,  $\epsilon_p$ ,  $\epsilon_S$  から発せられる事が判る。例えば  $\epsilon_p$  は形式的に

$$\epsilon_p \propto \int dv \dots \times \int dv \dots \times \frac{1}{\epsilon_{OH}(k, \omega)}$$

と書け、Decay は  $E_{OH}(k-k', \omega-\omega')$

(ラングミュア波の応答関数)の尖部の pole から、Nonlinear Scattering は  $\omega=0$  の速度積分から Bremsstrahlung は  $\omega=0$  の速度積分から現れる。

- 文献。(1) J.G.R. ('73); Space Sci. Rev. 16, 427 ('74)  
(2) Phys. Rev. Lett. 34, 387 ('75); J. A. T. P. 38, 1221 ('76).  
(3) Phys. Fluids 19, 412 ('76); *ibid*, 1431 ('76); *ibid*, 459 ('77).  
(4) *ibid*, 投稿中. (5) Kadomtsev; Plasma Turbulence.

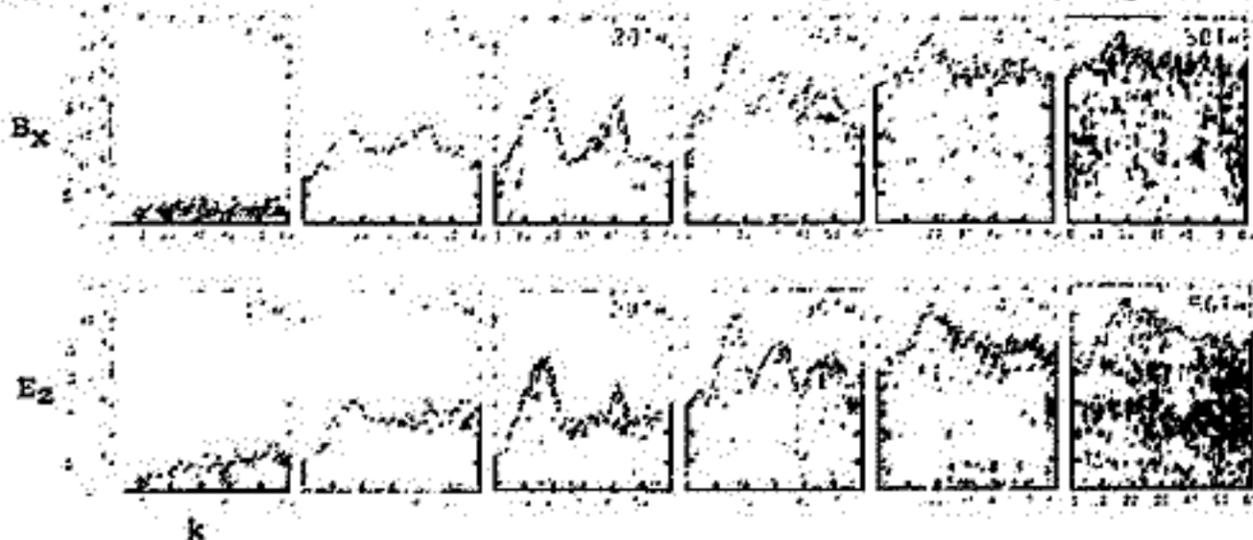
熊谷 博, 橋本弘蔵, 木村警根  
(京大・工)

前回の報告\*に引き続き、チェレンコフ形波動粒子相互作用に関する計算機シミュレーションの結果を報告する。これはVLFヒスの原因と考えられている磁気圏でのチェレンコフ放射、及びその波の増幅機構等の解明を目指したものであり、放射がコヒーレントになる可能性についても検討する。シミュレーションの方法はプラズマの粒子モデルを用いたものであり、周期境界条件のもとで粒子の運動方程式とMaxwellの式を解き、磁力線に対し斜め伝搬するホイスラーモード波と、磁力線方向に走る電子ビームとの相互作用の時間的推移を調べる。

前回、初期電磁界としてビームとチェレンコフ条件を満たす有限振幅の波の存在を仮定し、これがビームとの相互作用により増幅されること、また粒子のバンチングが起こること示した。今回は初期電磁界を全く加えずビームにより波を励起する例について報告する。 $\pi_e = 1/2 \Omega_e$  ( $\pi_e, \Omega_e$  はそれぞれ電子プラズマ周波数、電子ジャイロ周波数)の電子プラズマ中で、磁力線方向に初期速度0.289c (cは光速)、温度 $10^4$  K、密度を背景プラズマの1/100と仮定した電子ビームを走らせると、ビームとチェレンコフ条件を満たす波が励起される。この内、シミュレーションでは磁力線に対し特定の角度( $30^\circ$ )で伝搬する波のみをとり出して調べる。

下図にこのとき励起される波の振幅の波数スペクトルの時間推移を示す。偏波成分の様子を知るためにkベクトル方向の電界 $E_x$ と、これに直交する磁界成分 $B_x$ について示す。同図より、はじめ一様なノイズの中から波数の2つの領域で波が成長している(線形領域、 $T=20 T_H$ まで)。これは、このようなビームプラズマ系での線形分散式を解いた時、ビームのモードがホイスラーモード、及びアップパーハイブリッド波につながるモードとの交点の2点でカップリングを起こし、これらの点で成長率が存在することに対応しており、その成長率の値も理論と一致する。また $B_x$ と $E_x$ のスペクトルの形の違いは成長する両モードの偏波成分の違いにより説明できる。これらのモードのうち成長率はホイスラーモード波の部分の方が大きく、時間の経過とともにこちらが支配的になる。 $T=30 T_H$ 以降非線形領域に入り、ホイスラーモード波の高調波が現れ、その後成長したモードは飽和に達し、スペクトルは連続的になる。最終的には乱流状態のスペクトルを示す。

以上の結果から、電子ビームによりチェレンコフ条件を満たす様に励起された波が、ビームとの相互作用によりそのまま増幅されること、またこれらの波は偏波等の様子からホイスラーモードで伝搬することがわかる。また非線形領域での相互作用は静電波とビームの相互作用の場合に類似している。今後、異なるプラズマパラメータ( $\pi_e > \Omega_e$ )や、伝搬角の違いによる特性の変化等を明らかにして行きたい。



励起された波の波数スペクトルの時間推移。 $T_H$ はサイクロトロン周期を表す。

\*熊谷, 橋本, 木村  
電磁気学会第61回予稿集 P.35, 1977.  
熊谷, 橋本, 木村  
電磁気学会電磁界理論研究会資料  
EMT-77-14, 1977.

# Test Particle Study of Nonlinear Wave-Particle Interaction in the Magnetosonic Mode\*

松本 紘

京都大学工学部電離層\*

## 目的

Hydromagnetic Waves のような大きい空間的スケールの波が宇宙空間での荷電粒子の加速に寄与している場合が多い。同時にスケールの拡大の一端をたどっている核融合プラズマにおいても HM 波による粒子加熱は最近注目されている。本論文では HM 波の中で減衰・成長を蒙る 磁気音波 に注目し、その非線形波動-粒子相互作用を明らかにしたい。

## 非線形効果

磁気音波がいわゆる Landau 減衰するとは、荷電粒子の磁気モーメントと磁界の勾配との相互作用と線形理論で解釈されている。波の振幅が大きくなる場合、Landau 減衰と粒子捕捉、Landau 減衰と波の尖頭化とが競合するところが考えられる。これらの関係と粒子の分布関数の時間変化等を定量化すべく Test Particle 的解析並びに Computer Simulation を行った。結果をスライドで紹介する。

\*) NASA Ames Research Center で行なわれた研究

## — 伏角の永年変化 —

崎枝克安(高根大. 文理), 広岡公夫(福井大. 教育), 中島正志(大阪大. 基工)  
川井直人(大阪大. 基工)

1968年と1970年の二回、大阪大学基礎工学部では川井直人を代表者として、セイロン島における考古地磁気調査を行った。そして、セイロン考古学局の援助をうけて豊富に存在する各種の遺跡(仏教他の守戒関係遺跡、王の宮殿跡、記念建造物、住居跡、キリスト教教会、要塞、等)より、工器類や、建設材料であるレンガ、タイルを大量に採取した。又ニヶ所においては、方向を付けた焼土試料の採取に成功している。これらの試料によって、伏角の測定と古地磁気強度の測定が行われてきた。古地磁気強度についての測定は、ほぼ終了しているもので、次回に報告できる見込みである。調査された遺跡の年代は紀元前3世紀から現代までにわたっている。レンガが水平面に置かれて焼成されたとするとき、一個のレンガの自然残留磁気を測定し、磁化方向とレンガの直交する三面とのなす三つの角度を求めた時、これらの角度の値のうち一つはレンガが焼成された当時の伏角を示しているはずである。一つの建造物に使用されるレンガの総数は莫大であるので、これらのレンガを焼成した窯もやはり数多く、したがって窯の向きも様々であったと推定される。同じ時代に作られた数多くのレンガの各々について、磁化方向と面とのなす三つの角度を求めて比べると、伏角に相当する角度のみが全部のレンガに通っており、他の角度はそれぞれに分布すると考えられる。このようにして伏角が得られるが、この方法では面の裏と表が区別できないために、伏角の絶対値が得られることになる。測定結果をグラフにまとめると、二つのエッジがある山型となっており、8世紀に50度というスロークローク値、12世紀に23度というスロークローク値を持ち、8世紀以前及び12世紀以後ではなだらかに0度に向って減少してゆく。現在までに、数多くの研究者が考古地磁気資料を提出しているが、そのうち日本と英国とをとりあげセイロンと合せてながめてみる。8世紀に、日本において地磁気偏向が大きく西方に示れ、英国においては逆に東方に示れている。そしてセイロンでは、伏角が最も深くなる。これらの三つの運動とうまく同期させるには、地磁気双極子がセイロンの方へむかって大きくその方向を転じたと考えられる。またこの地磁気双極子の運動は、歴史時代のオーロラの見え方とも調和する。

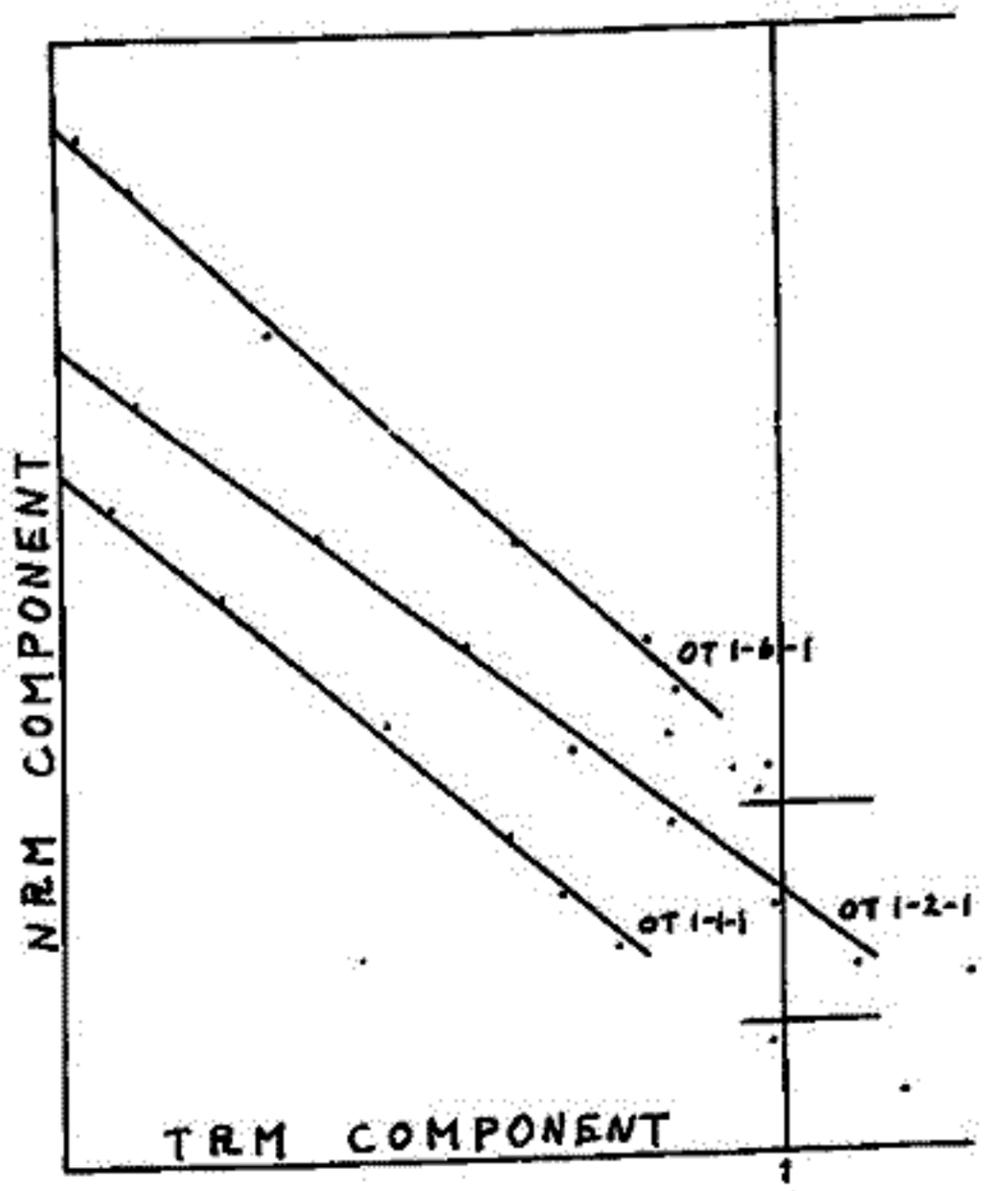
箱根、富士の火山岩による古地球磁場強度

田中秀文 河野 長 町田 洋  
 (東工大理) (東大理) (都立大理)

箱根火山、富士山および大月市において、3千年B.P.から3万年B.P.にわたるC-14年代を持つ溶岩や火砕流をサンプリングした(右表)。これらの試料から古地球磁場強度を求めするために、現在、テリ工法を行なっている。

地域	岩石	C-14年代(y.B.P.)
箱根	冠ヶ岳溶岩尖	2,900 ± 100
箱根	大湧谷火砕流	2,900 ± 100
富士山	大沢火砕流-2	3,040 ± 50
箱根	二子山溶岩	4,500 ± 500
大月市	猿橋溶岩	6,430 ± 170
箱根	神山火砕流(中強羅)	19,640 ± 550
箱根	神山火砕流(優白)	28,200 ± 1,700

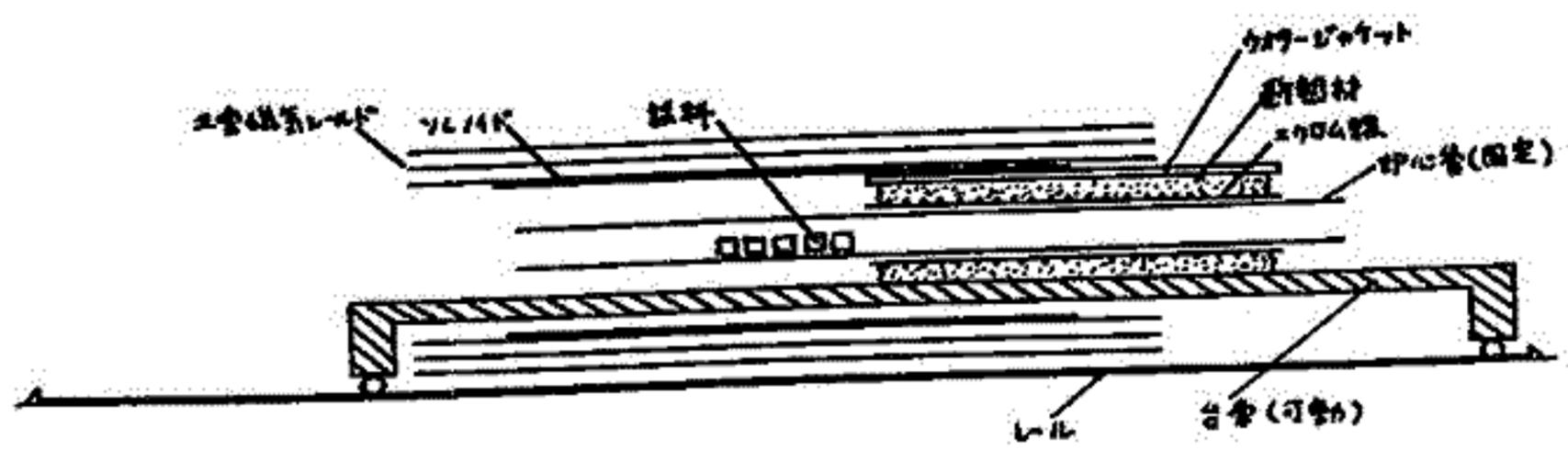
実験はヒータ一部が可動な下図のような装置を用いて行なっている。あらかじめ加熱してあるヒータ一部を、試料の位置まで移動することにより、試料の急加熱が可能であり、試料の位置から遠ざけることにより、試料の急冷が可能である。5つの試料を同時に1回加熱・冷却するのに必要な時間は2時間以内で、非常に能率的である。又、200℃以上では、岩石の酸化を防ぐ意味で、N<sub>2</sub>ガスを炉内に流している。



右図は実験結果の出ている大月市、猿橋溶岩(6,430 ± 170 y.B.P.)の例である。5つの試料のうち3つが成功し、

- 0.453 Oe
  - 0.422
  - 0.485
- 平均 0.45 ± 0.03 Oe

の磁場強度を得た。この結果は、6千年B.P.頃の現在まで報告されている値よりも有意に大きい。



# 9P-II48 信州ロームの古地磁気 (其の2)

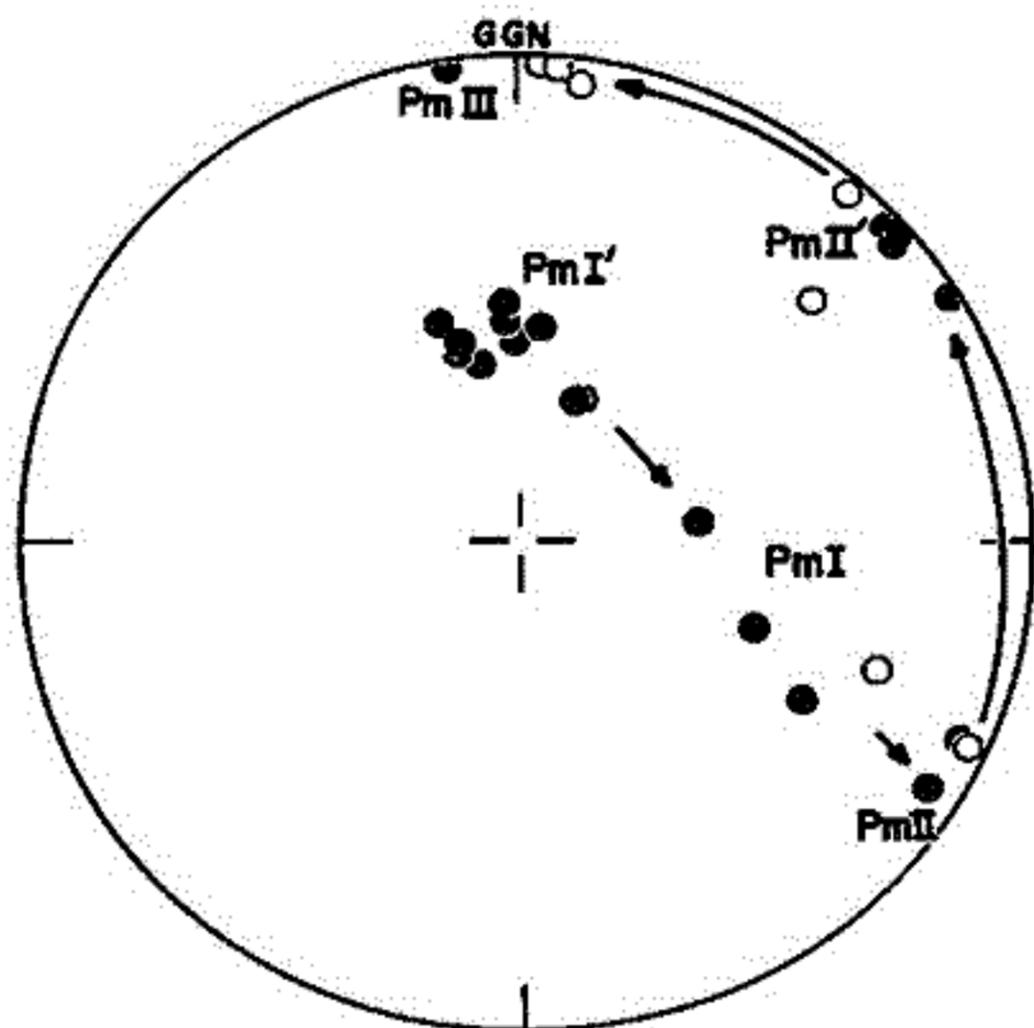
広岡公夫・長谷川英子・広田智子 横山卓雄 中谷進  
 福井大・教育 同志社大工 長野県富士見高校

前回報告したように、御岳火山起源のテフラ、謂ゆる“信州ローム”の古地磁気測定によって、伊那市六道原の中期ローム上位の層準で excursion が見つかった (Hirooka et al., 1977)。サンプリングを行った最下層の P<sub>m</sub> II パミス (小林他, 1968) から P<sub>m</sub> III パミスまで、途中に短かい normal の期間をはさんでずっと intermediate の磁化方向を示している。これは、約6万年前頃には excursion に入っており、3.5万年前までつづいたことを示す。

今回は、この excursion のはじまりがいつであったかを見きわめるために、P<sub>m</sub> II より下の層準を中心に、御岳テフラの模式地の一つである伊那東部中学校の露頭とそれに隣接する地点で試料の採集を行った。サンプリングは中期ロームの最下部のローム層から P<sub>m</sub> III パミス (Kobayashi and Shimizu, 1962) までのロームとパミスの29層準について行った。採集試料の総数は約300個にのぼる。この間には、P<sub>m</sub> I', P<sub>m</sub> I, P<sub>m</sub> II, P<sub>m</sub> II' のパミス層も含まれている。前回までは、各々のパミス層は火山の或る一活動期の噴火によって堆積したものであるとし、厚い層でも時間的には非常に短期間に出来たものであると考へ、パミスの各層からは一層準のサンプリングにとどめていた。しかし、前回の測定で同一パミス内でも少し層準が違ふと残留磁化方向の異なるものが見い出され、厚いパミスでは何回かの活動期が重なったために重なって堆積した疑いが持たれるに至った。それで今回は厚いパミスでは同一層内でも上・中・下の三層準でサンプリングしたものもある。

パミスの中には <sup>14</sup>C 法あるいはフィッシュン・トラック法による年代決定のなされているものがある。P<sub>m</sub> I はフィッシュン・トラック法で 73,000 ± 4,000, 77,000 ± 8,000, 78,000 ± 10,000, 82,000 ± 10,000 および 95,000 ± 5,000 B. P. の値が報告されている (町田・鈴木, 1971)。また、<sup>14</sup>C 法によって P<sub>m</sub> II' は > 42,000 B. P. (小林他, 1971), P<sub>m</sub> III は 35,700 ± 1,400 B. P. (Kobayashi and Shimizu, 1965) となっている。

今回の測定によって、excursion は P<sub>m</sub> I パミスから始まっていることが明らかになった。したがって、この excursion は約8万年前に始まり、3.5万年前までつづいていたことになる。現在、まだ測定は完了していないが、各層準のパイロット・サンプルの m. r. m. の磁化方向を図に示しておく。



# 9P-II49 古地磁気極性反転の詳細な研究——深海底コア

## KN25-4の Blake episode について——

林田 明 · Charles R. Denham  
(京大・理) (Woods Hole Oceanographic Institution)

極性が反転するときの地球磁場のようすが、深海底堆積物中などのように記録されているのを知るために、深海底コア KN25-4 (Woods Hole Oceanographic Institution 所有) の2つの部分について詳細な残留磁化の測定をおこなった。

このコアは、北大西洋の Greater Antilles Outer Ridge ( $21^{\circ}30'N$ ,  $67^{\circ}31'W$ , 深さ5163m) から採集されたジャイアント・ポストン・コア (直径14cm) である。古地磁気学的研究の結果は、すでに Denham (1976, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **29**, 422-434) によって報告されており、これによれば、約10万年前の最終氷期を示す赤道大西洋の X-化石帯 (Ericson et al. 1961) にあたる約3mのあたりにわたって Blake polarity episode が記録されている。

今回の研究では、この Blake episode の上下の境界を含む2つの部分、深さ950cm-1050cm と1250cm-1350cm から約1.3cmおきに2個ずつのサンプルを採集し、2000e の交流消磁後、cryogenic magnetometer (SCT社製) によって残留磁気の測定をおこなった。

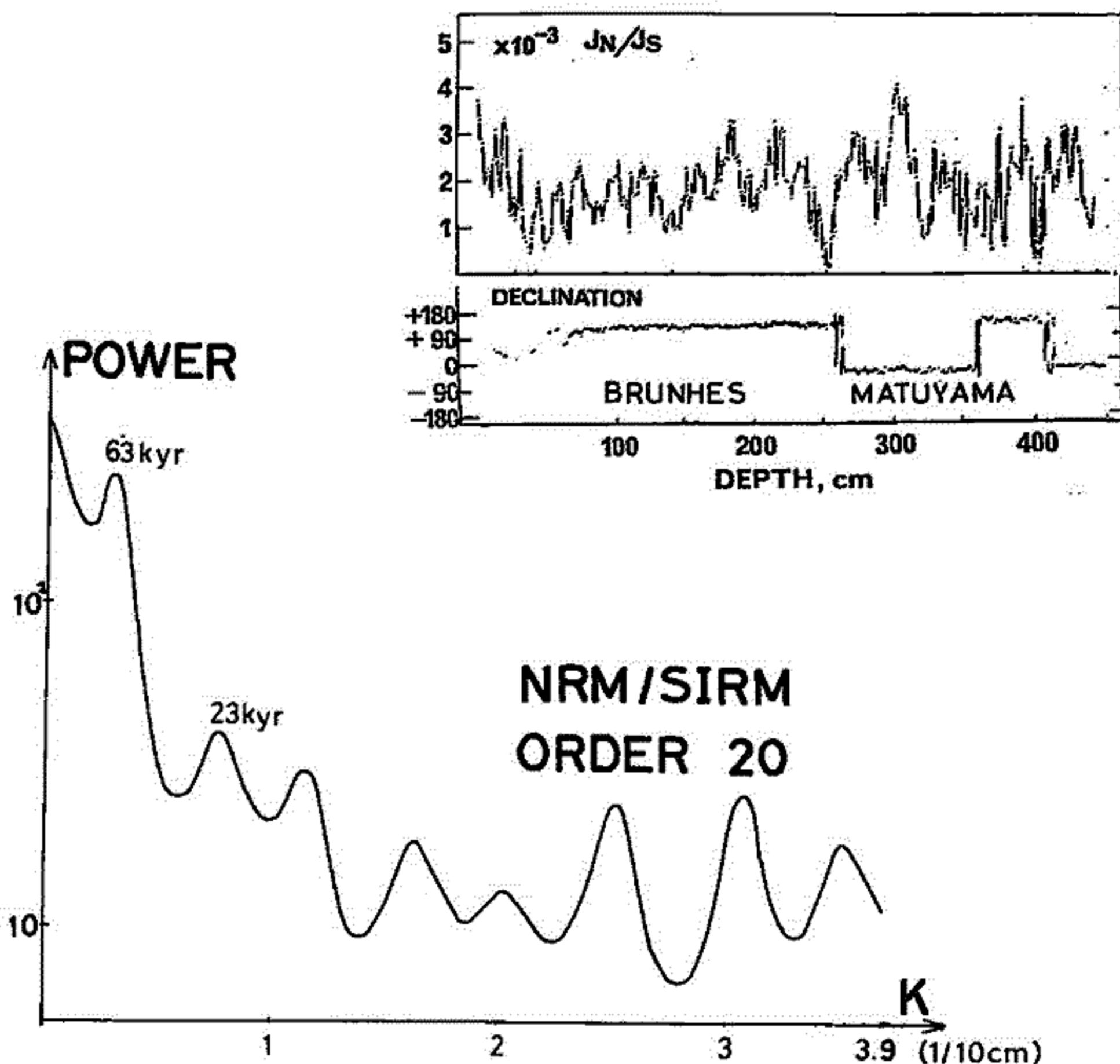
この結果、次のようなことが、あきらかになった。

- (1) コアの中心に近い部分と外壁に近い部分との間で、磁化方向に系統的な差があること。
- (2) Blake episode の下部では、VGP path は厚さ15cmにわたってなめらかな軌跡を示すが、上部境界では厚さ5cmでVGPは突如と移動する。
- (3) 上下の境界とも、VGP path は、西半球を通過して移動する。

# 海底堆積物のNRM/SIRMの スペクトル解析

大久保修平, 竹内均 (東大・理)  
佐藤高晴, 末石勉, 川井直人 (阪大・基礎工)

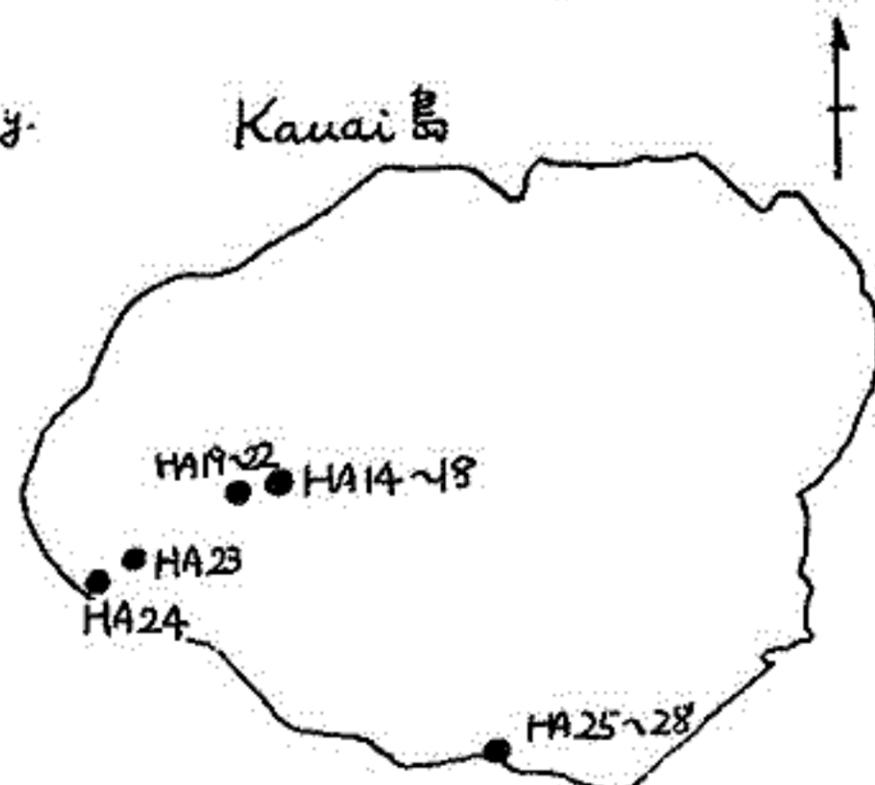
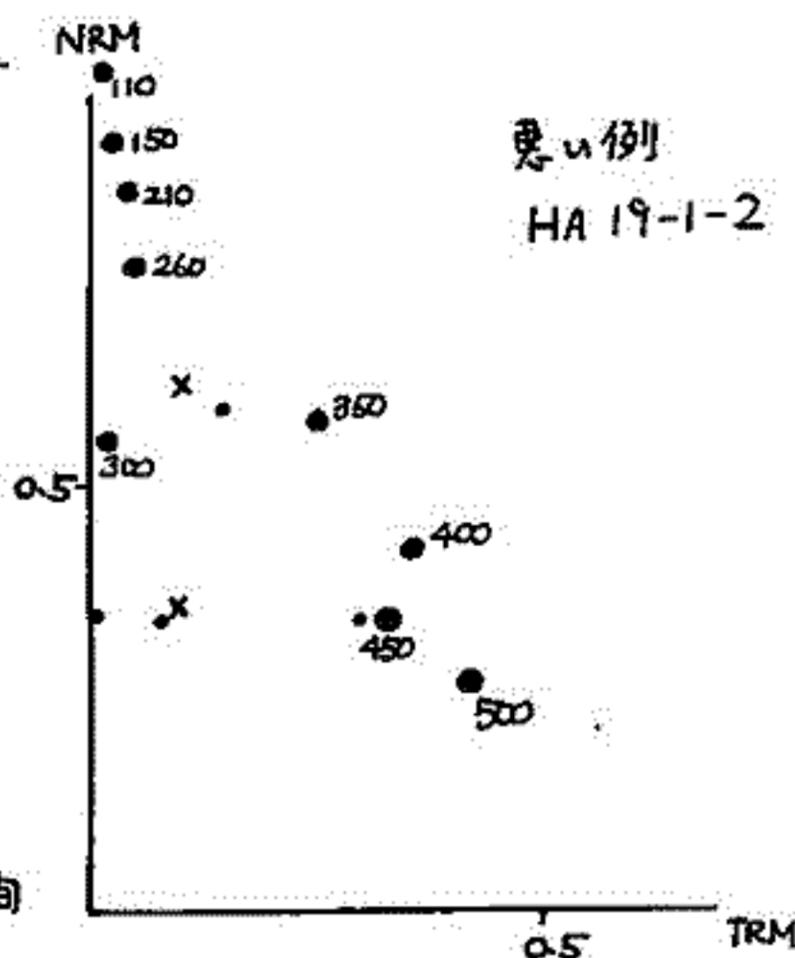
赤道付近の太平洋底より採集した柱状試料 KH 73-4-7 のNRMおよびSIRMの測定値を用いて、NRM/SIRMの変動をスペクトル解析した。測定値のカバーする年代は30万年BPないし100万年BPである。データは1.29 cmの等間隔でサンプリングされているので Nyquist Wave Number は  $0.39 / \text{cm}$  である。このデータから Maximum Entropy Method (MEM) を用いて、パワースペクトルを計算した。堆積速度を  $5.8 \text{ mm} / 1,000 \text{ yr}$  と仮定した場合のピークの周期をグラフに示した。



上野直子 河野 長  
(東洋大) (東大理)

前回のハワイ丁史熔岩と同様に、時々無磁場での加熱を行い、TRMの再現性や残留磁化方向の不変性を、たしかめながら、一回加熱式テリ工法により、1.4~5.6 m.y.のKauai島熔岩の磁化測定を行い、古地球磁場強度をおめた。試料の安定性は交流消磁でたしかめ、Curie点の低いものは低温部での測定回数が多くなるようにし、高温部(200°C以上)ではN<sub>2</sub>ガスを流しながら実験した。計算結果は下表のとうりであるが、相関係数(-r)が良い値でも、同一熔岩の試料内で大きく結果が違ふもの(HA15, 19, 23, 27, 28等)や、前回の丁史熔岩より再現性の悪いものが多い。原因としては、試料の風化等によりTRM以外のNRMができてしまっていたことや、実験の際に、試料の方向のそろえ方、温度・磁場の再現性が甘かったのではないかと考えられる。

試料番号	r	F(oe)	場所・年代
HA 14-2-2	0.9819	0.2233	Makaweli Formation 3.5~4.0 m.y.
HA 15-1-3	0.9880	1.0953	
HA 15-2-2	0.9761	0.4469	
HA 15-2-3	0.9647	0.4816	
HA 19-1-3	0.9854	1.0293	Napali Formation 4.5±0.2 m.y.
HA 19-2-2	0.9903	0.4163	
HA 21-1-3	0.9845	0.4763	
HA 21-2-2	0.9945	0.4901	
HA 22-1-3	0.9800	0.3596	
HA 23-1-2	0.9998	0.5004	Napali Formation 4.5~5.6 m.y. 向
HA 23-1-3	0.9719	0.3676	
HA 23-2-2	0.9856	0.1951	
HA 24-1-3	0.9962	0.3920	Napali Formation 5.6 ±0.1 m.y.
HA 24-2-2	0.9865	0.3564	
HA 25-2-3	0.9954	0.4771	Koloa Formation 1.4±0.1 m.y.
HA 26-1-3	0.9869	0.5003	
HA 26-2-2	0.9773	0.4456	
HA 27-1-3	0.9816	0.2591	
HA 27-2-2	0.9949	0.4669	
HA 28-1-3	0.9851	0.0778	
HA 28-2-2	0.9544	0.1497	



年代は Mc Dougall (1964) による

堂面春雄

山口大・教育・物理

当地域に広く分布する新生代玄武岩については、自然残留磁化 (NRM) をはじめその他の磁気的性質について、しばしば報告して来た (堂面 1956, 1957, 1958, 1959; Domen 1960, 1965, 1975)。

本報では、その後えられた、当地域東部10数地点よりの試料 101ヶについて、これらの NRM 方位をその各々に対応する古地磁気極 (VGP) 位置の経・緯度にもとづいて、Normal および Reversed の各グループでそれぞれ 18 の Polarity Class に分類した。

一方、これら全試料の  $J_s - T$  解析よりえられた熱磁気曲線 ( $J_s - T$  curve) の加熱・冷却過程は (1) 可逆的、(2) やや可逆的 および (3) 完全に非可逆的 なものに大別される。

これらの NRM および  $J_s - T$  curve の型、すなわち含有強磁性体の固相、の間に見られる関係は必ずしもユークには定まらぬが、ほぼ既報の結果と予盾しない。この詳細についても本報で示す。

なお、VGP の分布頻度を試料数 — 全数が 101 であるため、この頻度はそのままパーセンテージを示すとみてよい — で Fig. 1 に示した。

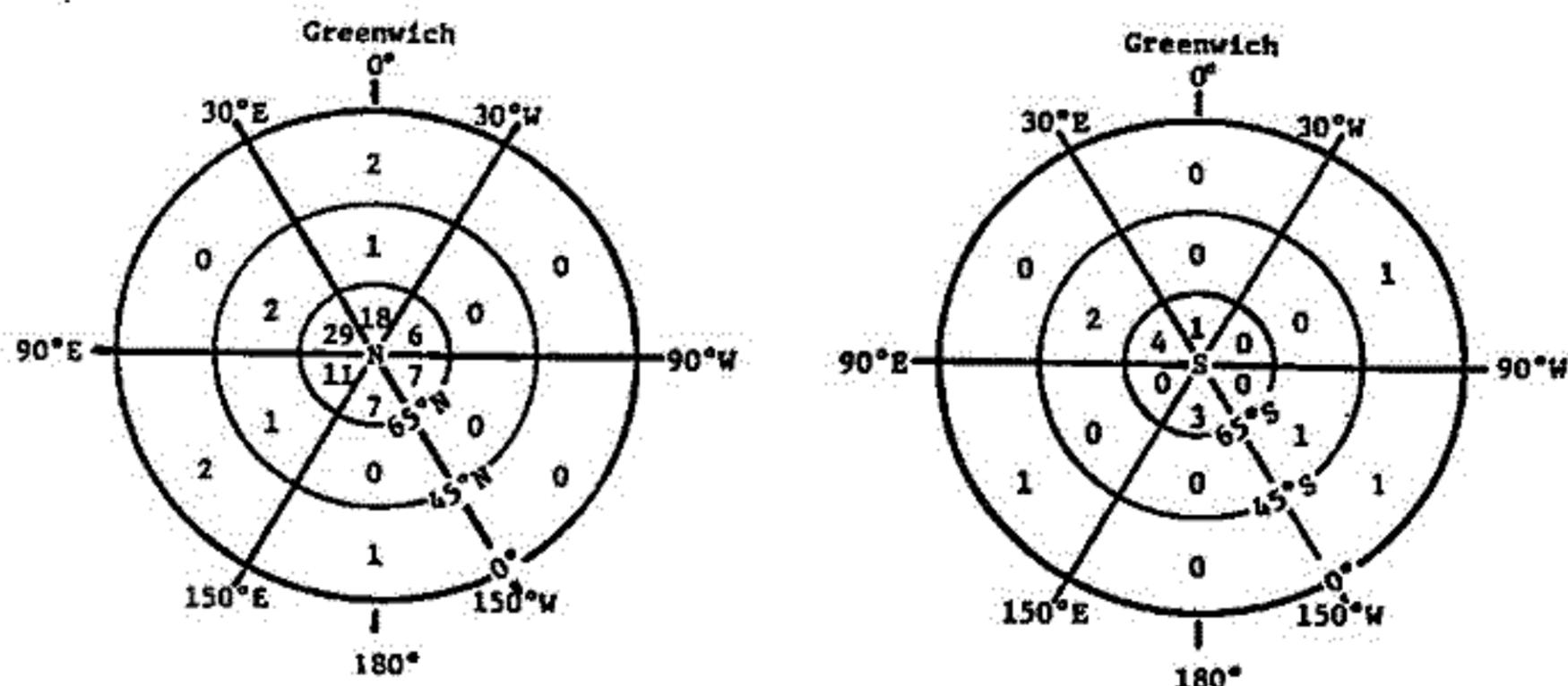


Fig. 1. VGP for the north-central Yamaguchi Cenozoic basalts.

## References.

- 堂面春雄 (1956) 日本地球電気磁気学会講演・京都大学  
 " (1957) " 東京大学  
 " (1958) " 東京理科大学  
 " (1959) " 東京大学  
 Domen, H. (1960) Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 9 (Part 2), 31-42, Some magnetic properties of the early Pleistocene basalts in the northern part of Yamaguchi Prefecture, west Japan.  
 " (1965) J. Geophys. Res., 70 (2), 425-432, A paleomagnetic study of some Tertiary and Quaternary rocks of Yamaguchi Prefecture, Japan.  
 " (1975) Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 25 (Part 2), 63-66, The paleo/rock magnetic study on the rocks of the west Japan ---- in the period of 1872-75.

9P-II53 スコットランドのデボン紀溶岩による古地磁気  
および古地球磁場強度

河野長 (東大理)

昨年、リバプール大学滞在中に古生代の火山岩について古地磁気的研究を行なった。試料はスコットランド、パーズ市付近でデボン紀の玄武岩および安山岩溶岩15枚から採集した。これらの岩石は Arbutnott Group とよばれる Lower Old Red Sandstone 中に産出し、その古地磁気についてはすでに Sallomy and Piper (Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 34, 47, 1973) によって報告されている。今回採集した溶岩のうち4枚はすでに彼らによって研究されているが、残りの溶岩についての研究はこれまでにない。

交流消磁 (0-600 Oe) に対し、これらの岩石の NRM は大変安定なふるまいをする。15枚のうち2枚の溶岩は安定な磁化をもたないが、残りの8枚については 200 Oe 程度で消磁した後、ほとんど5枚については NRM が消磁による方向変化は小さく、これは溶岩噴出時の磁場変動を示していると考えられる。このようにして求められた磁場方向は、すでに Sallomy and Piper が述べているように、Normal, Reverse 及びそのどちらでもない A, B という4つの方向になるらしい。

交流消磁による方向変化の小さい溶岩から (10枚)、試料25個を選んで Thellier 法によって古地球磁場強度を求める実験を行なった。電流炉の簡便で1回加熱式で実験が行なわれた。Fig. 1 に実験結果のうち2例を示す。これらの試料は交流消磁に対しては極めて安定であるが (ほとんどは MDF > 600 Oe)、Thellier 法を行なうといくつかの場合の悪い点が出てくる。第1は、Fig. 1 の上図に示すようにプロッキング温度の高い PTRM 成分 (TB > 500°C) を持つものが多く、NRM が十分消磁されないうちに加熱による磁性変化があらわになってしまう (図中 530°C, 570°C の点)。

第2は下図の例のように NRM のうち低温成分が失われていると思われる試料で、図では約 200°C までだが、試料によっては 400°C 程度まで TRM 軸に平行なものがあつた。

このような困難性が存在するが、約4割のサンプルからは古地球磁場強度の見つかりが求まった。図に示したようにかなり温度間隔をせまくとっているのに、直線の勾配はよくまるとおりであり、同一の溶岩の試料同士の consistent な結果を与える。データは少ないが、これらの平均値は現在の磁場強度よりいくらか小さいようである。

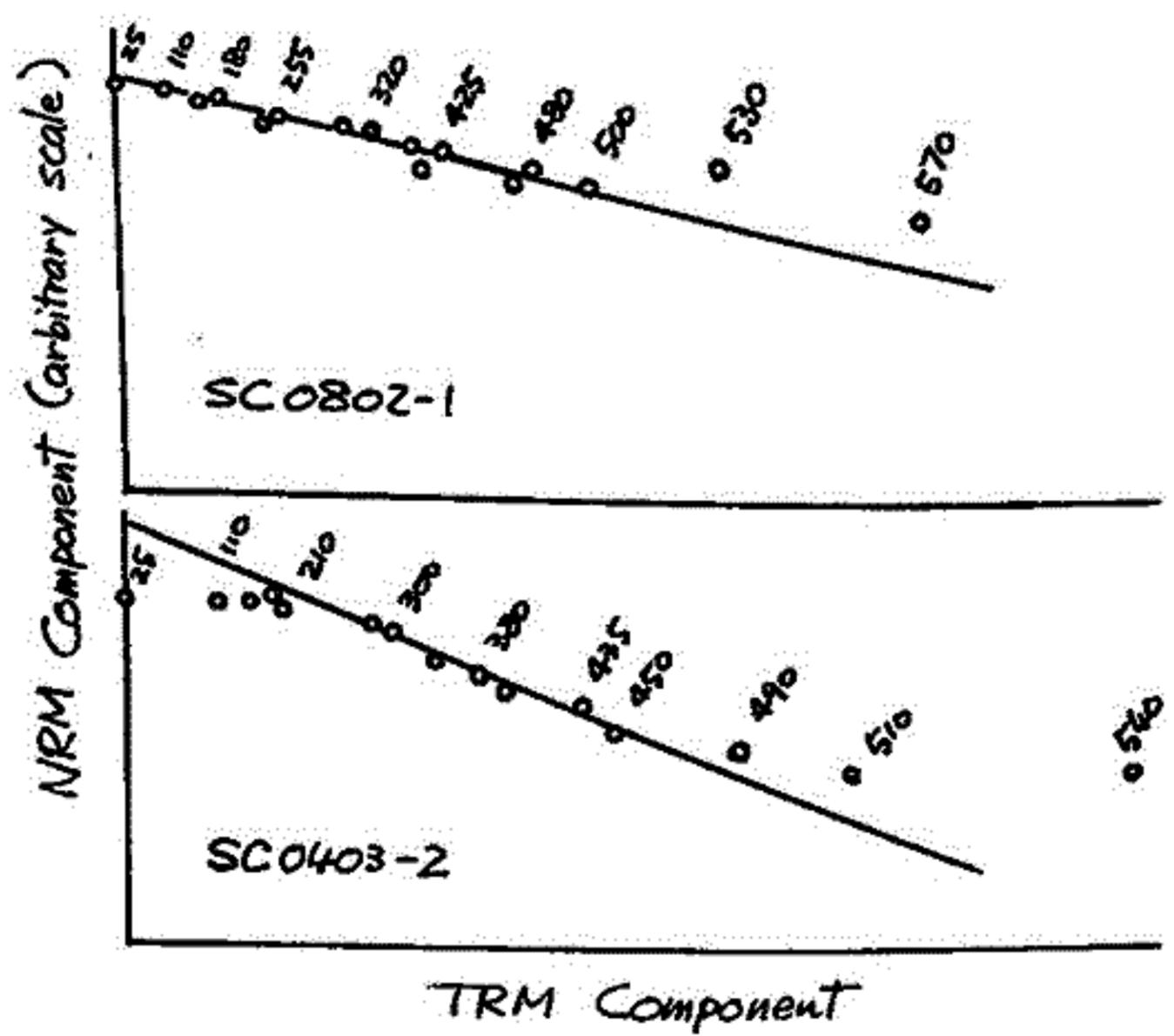


Fig. 1. Thellier 法実験の結果を示す Arari Diagram

新妻 信明・ 観 徳 隆  
(東北大学・教養部) (南地大学・地質科学科)

南東太平洋ナスカ海嶺から採取された海底堆積物 B21-2 (17°05'S, 77°39'W, 3093m) の古地磁気と底生有孔虫 *Uvigerina proboscidea* 級の炭素と酸素の同位体比を測定し、検討した。この堆積物は現在から Matuyama 逆磁極期中部 (約100万年前) まで連続に堆積したものである。 $\delta^{13}C$  と  $\delta^{18}O$  の測定値はそれぞれ 0.8‰ と 1.4‰ の変動幅を持って同期的な変化をしている。また  $\delta^{13}C$  と  $\delta^{18}O$  は弱り負の相関をしている。

$\delta^{18}O$  は地球上の水の量によって支配されているので、 $\delta^{18}O$  の変化は地球上の気候変動および海面変動を記録しているとみなすことができる。また  $\delta^{13}C$  は地上の有機炭素 (生物体も含む) 量の変化を記録している。では、なぜこの両者間に負の相関が存在しているのだろうか。これには2つの説明が考えられる;

(1) 気候変化にともない生物量が変化する (氷期に減少する)

(2) 海進・海退にともない沿岸堆積物中に陸から供給された有機炭素が集積したり放出されたりする。

この2つの説明がどれ位  $\delta^{13}C$  の変化を説明できるかは、海進期における  $\delta^{13}C$  の変化の幅が  $\delta^{18}O$  の変化の幅および海進期の長さとのような関係があるかを検討することによって定量的に判断できる。このような検討の結果、気候変動にともなう生物量の変化は14%、沿岸海底の有機炭素は86%、 $\delta^{13}C$  の変化に対し寄与していることがわかった。

ここで求めた定量的関係を使って、気候および海面変動の歴史から逆に予想される  $\delta^{13}C$  の値を算出できる。その計算値と測定値の差を比べてみると、その差が減少する場合には非常に短期間内 (1万年以内; 測定試料間隔以下) に、増加する場合は除々に長期間かけて行われることがわかった。ここで残差が減少することは、地球上の有機炭素量が気候および海面変動から予想される量より少なかったことを示している。この急に減少する層準を 40cm の Depth Lag を考慮に入れて古地磁気学的検討結果と比較すると、これらの層準は Brunhes-Matuyama 境界・ブレーク亜期・ビワエ・Ⅴ・Ⅵ亜期の層準と良く一致している。

以上の事から、地球磁場逆転時には地上の生物量が急激に減少し、その減少にひまづき除々に回復をするという歴史をくりかえしてきたと結論できる。この生物量の減少は現在の生物量の 8~25% に相当し、この減少を説明する機構としては、地球磁場逆転時に上層大気中のオゾンが減少するたり、地上に到達する紫外線量が増大し、それが生物量を支配するということが考えられる。

齋藤 尚生・大家 寛

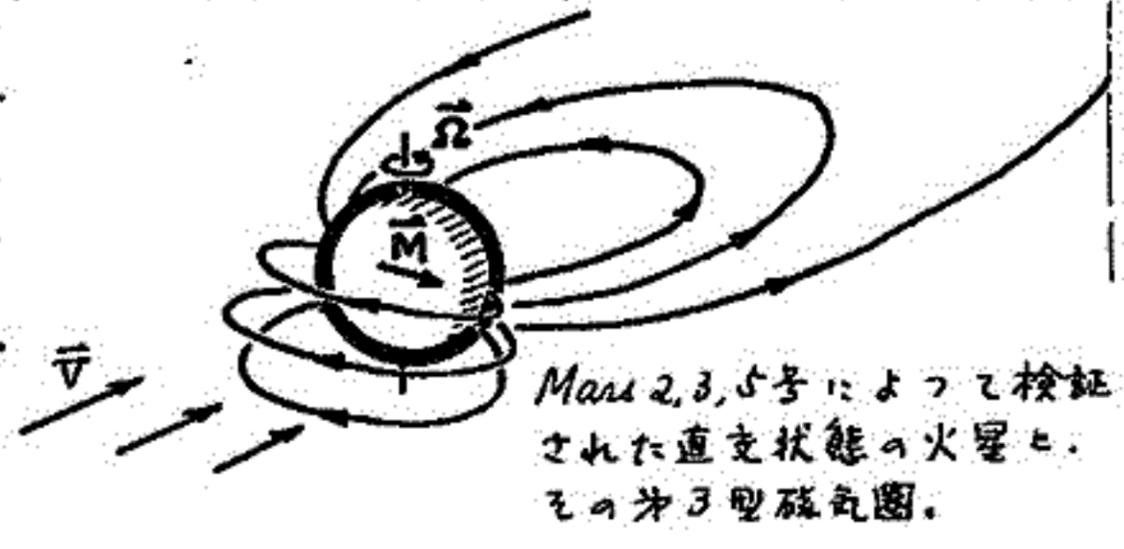
(東北大・理)

昨年の春および秋の学会において、固体地球電磁気学とSpace Physicsの間の重要な境界領域問題の一つとして、地球の古磁気圏(Paleomagnetosphere)について論じた。先づ地磁気の極性がnormalとreversalの間で移り変わる期間、およびgeomagnetic excursionの期間を総称して遷移期と呼ぶ事になると、RyからN3に至る3回の地磁気逆転遷移期におけるSigurgeirsson, Brynjolfsson, Wilson, Shaw等の測定、Brunhes-Matsuyama transitionにおけるCox, Nittauma等の測定の結果、何れも遷移期間中に必ずVGPが地球赤道を横切る時期がある事に着目した。即ち、遷移期には地球のvirtual dipole axisが自転軸と直交する時期が必ず存在し、この時期をperpendicular stageと名付けた。一方地磁気反転に関する三種類の数学的model(最大効果・最小効果、および非双極子model)を考慮し、数学的にも遷移期にはperpendicular stageに入るべきであると結論した。房総半島とTecopa湖での古地磁気学的測定の喰違いは、古地磁気学的には非双極子成分を考慮する余地があるが、Paleomagnetospherologyの立場からは、微少なequatorial comp.が存在すれば充分である事を示唆した。

地磁気遷移期に上記の様な直交状態に入ると、惑星磁気圏の立場からは、古地磁気圏は才三型と呼ばれる極め2奇妙な磁気圏となり、オーロラ等極域現象が赤道地方にまで現れる可能性がある。そこでLaschamp-Göthenberg Eventに生じたCro-Magnon人達が、LascauxやAltamira等の洞窟群の壁画に、太古のオーロラを描き残したという可能性を論じた。

遷移期に地球の自転軸がdipole軸と直交し、磁気圏が奇妙な才3型になるという説は、才1型磁気圏の中の平行状線の地球上に現在住んでいる我々にとっては極め2奇異に感じられるが、銀河系中のパルサーや磁変星に充分この様な直交成分が考えられる。而も太陽ではdipoleの極性が約11年毎に必ず反転しているが、その太陽極性及反転遷移期には現実的に直交状態になつている事実が観測的に確かめられている。

更に興味深い事には、最近Vaisbergが火星を探索したMars 2, 3, 5号の資料を些細に調べ直した結果、火星が現在直交状態にあるという計説を提唱し、下図の様な才3型磁気圏の図を発表している。火星は地球に非常に近い軌道要素や自転要素を有しているにも拘らず、地球の $10^3 \sim 10^4$ の磁場しか観測されていない。この事実と、火星が直交状態にあるという説から、火星は、その磁場が目下反転しつつある最中の惑星であるという仮説(大家・1977)が導き出せる。若しこの仮説が正しいとすると、我々の一生の間には到底実験し得ない地球磁場反転の様相を、現実には目の前の兄弟星である火星を実験台にして、つぶさに研究できる事になり、地球の磁場およびその変動機構を明らかにする為に火星の磁場観測をする事が極めて有用であると考えられる。尚、天王星の磁場反転を考慮する説(Siscoe, 1977)を紹介する。



Mars 2, 3, 5号によつて検証された直交状態の火星と、その才3型磁気圏。

# チタノマグネタイトの酸化に及ぼす 粒子サイズの効果

西谷 忠 師

東京大学 理学部

チタノマグネタイトを酸化させると格子定数は減少し、キュリー温度は上昇する一般的傾向がみられる。しかし、酸化させた場合に、はたして一相のスピネル構造を保ったままであるか、あるいは二相以上に分解したものであるかは注意深く調べなければならない。

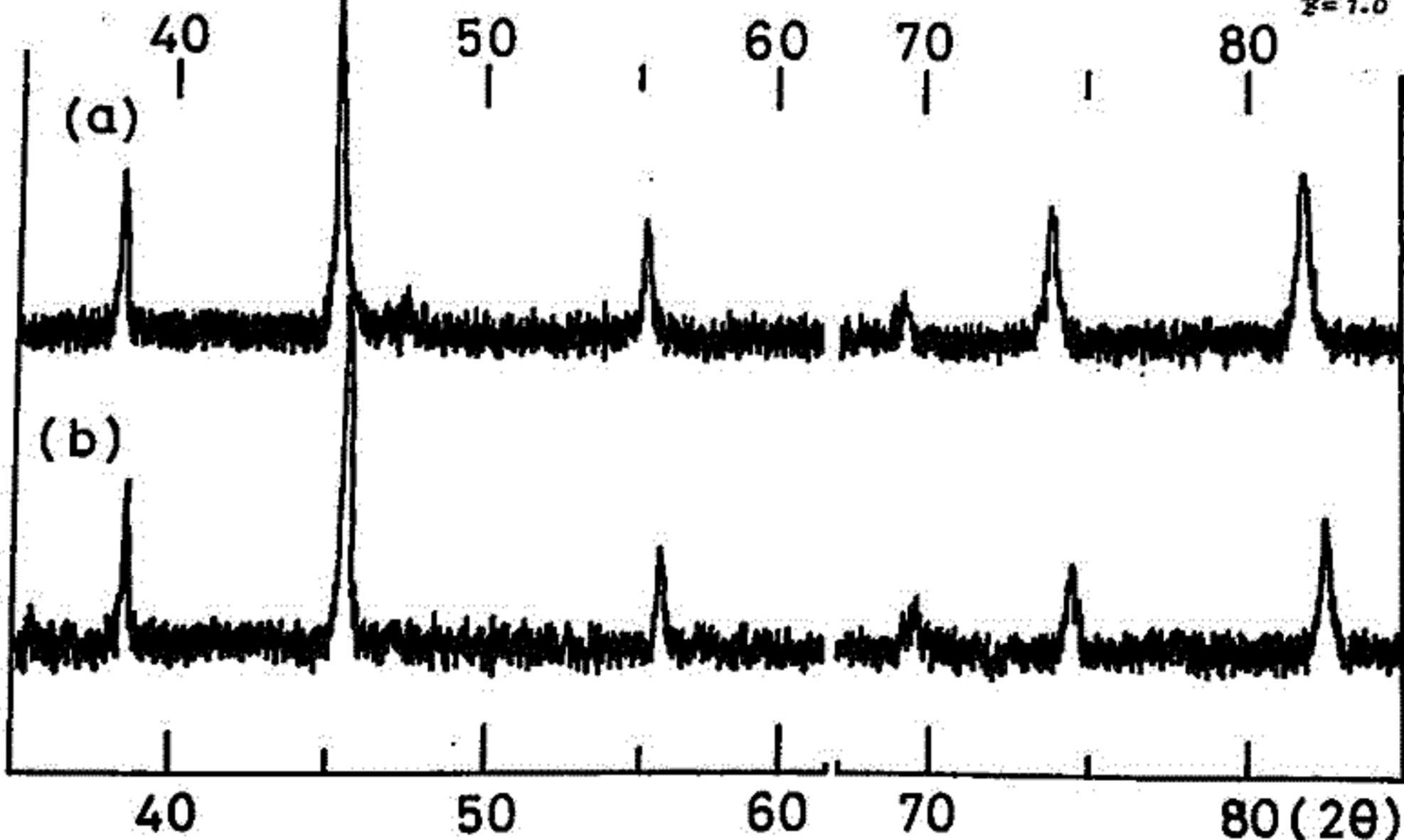
今回は粒子のサイズが酸化にどのような効果を及ぼすかに注目して実験を行なった。試料は合成したチタノマグネタイトの2~3mm角のもの、めのうばちですりつぶしたもの(~5μ)、ボールミルを行なったもの(<1μ)、そして、東工大極研究室の溶液法による試料(0.2~0.08μ)の4種類である。

酸化はほとんど空気中で行ない、温度、時間を変化させて種々の酸化度のものを作成した(0 ≤ z ≤ 1)。酸化度の定義は  $Fe^{2+} + \frac{z}{2}O \rightarrow zFe^{3+} + (1-z)Fe^{2+} + \frac{z}{2}O^{2-}$  である。試料のいくつかは温度を一定にして、時間による重量変化を測定し、酸化度を決定した。また同時に化学分析も行なって重量変化による結果と比較した。

二相以上に分解しているかどうかはX線 diffractometer の chart から判断した。実験の結果次のことが明らかになった。

- (1) 粒子サイズが小さくなるほど酸化されやすくなる。
- (2) 粒子のサイズによって二相以上に分解する酸化度が異なってくる。
- (3) 粒子が非常に小さくなると一相のきれいなスピネル構造を保ったまま完全に酸化される。この傾向はチタノマグネタイト系列のxの値( $xFe_2TiO_4 \cdot (1-x)Fe_3O_4$ ) いかんにかかわらず同じである。

完全に酸化されることを示す一例としてFeをTargetとしたX線のchartをかかけておく。(a)  $x=0.6984, z=0.647$  (b)  $x=0.6984, z=1.0$



浜野洋三・西谷忠所  
(東大理)

岩石中に含まれる磁性鉱物の同定には、熱磁化曲線の測定によってキューリー点を求めるのが、簡単で感度のよい方法である。しかし、海産岩石によく見られるような低温酸化を受けたものでは、加熱によって磁性鉱物に変化し、可逆的でない熱磁化曲線が得られる。このような熱磁化曲線の解釈には多くの任意性が伴ってしまふ。その原因は主に、キューリー点を測定するのに温度の連続的な測定を必要とするところにある。加熱前後の岩石から鉱物分離した試料に対する、X線による格子定数の測定は、解釈のありまゝとを多少取り除くことができる。しかし測定中の温度に科する飽和磁化の変化が、磁性鉱物のキューリー点によるものか、その鉱物が酸化・分解等によって変化して行く過程を表明しているのかは明らかではない。この難点を逃れるために我々は、X線による高温での格子定数の測定を、熱磁化曲線の測定と併せて用いることを考へている。しかし、この目的のためには、千夕ノマグネタイトとそれが低温酸化したものに對して、高温下での格子定数を知って置く必要があるが、我々が知るかぎりではこの測定は、珪成物であるマグネタイト以外については行なわれていない。以上述べた目的のもとに千夕ノマグネタイトの熱膨張の測定を開始したが、ここではこの測定方法とその結果を示す。

測定は、X線発生装置と高温カメラを用いて、真空中で800°C程度までの温度下で行ふ。測定にカメラを用いたのは、少ない試料と短い時間で測定を行うためであり、真空箱囲気と短時間の測定は、測定中に試料が酸化等によって変化しないために必要であった。室温での測定は加熱前後で行ない、試料が変化していないことを確かめた。この装置では温度は同時に測定される白金の格子定数から求められる。また加熱速度は100°C/hrの程度である。測定精度は0.05%以下であり、千夕ノマグネタイトの熱膨張の測定には十分である。試料は試葉(マグネタイト)及び合成されたもので、粒子サイズはできるだけ小さいもの(最小0.1μ程度)を用いた。測定結果は、マグネタイトについて単結晶で測定している結果とよい一致を示した。

10A-II58 空気中での加熱に伴う玄武岩の磁性の変化  
(2) 保磁力およびプロッキング温度

河野長 (東大理)

実験室内で火山岩を加熱すると、しばしば磁気的性質の変化が観測される。このうち、ヒステリシス諸量と、熱消磁曲線の変化については前回示した(第61回講演会予稿集 p.157)。ここでは同じ玄武岩試料(伊豆大島1950-51溶岩)を用い、保磁力およびプロッキング温度スペクトルの変化をしらべた。

この試料の交流消磁カーブは約200 Oeで折れ曲れをもつ。加熱するとより安定な磁化成分( $H_c > 200$  Oe)が増加して結局Median Demagnetizing Field (MDF)も500 Oe程度から800 Oe程度まで増加する(Fig.1)。この変化は加熱時間100分程度ではほぼ飽和しているようで、ヒステリシスの測定で示された $H_c$ ,  $H_{CR}$ の変化とよく似ている。

次に、熱消磁カーブの比較がFig.2に示してある。ここでは熱消磁も空気中で行なっているが、加熱時間20分、冷却時間15分程度の短時間であり、また約550°Cで全ての磁化を失っているため、熱消磁の際の加熱の影響は無視できるとであろう。前に示したキュリー点の変化(約300°C → 500~550°C)に

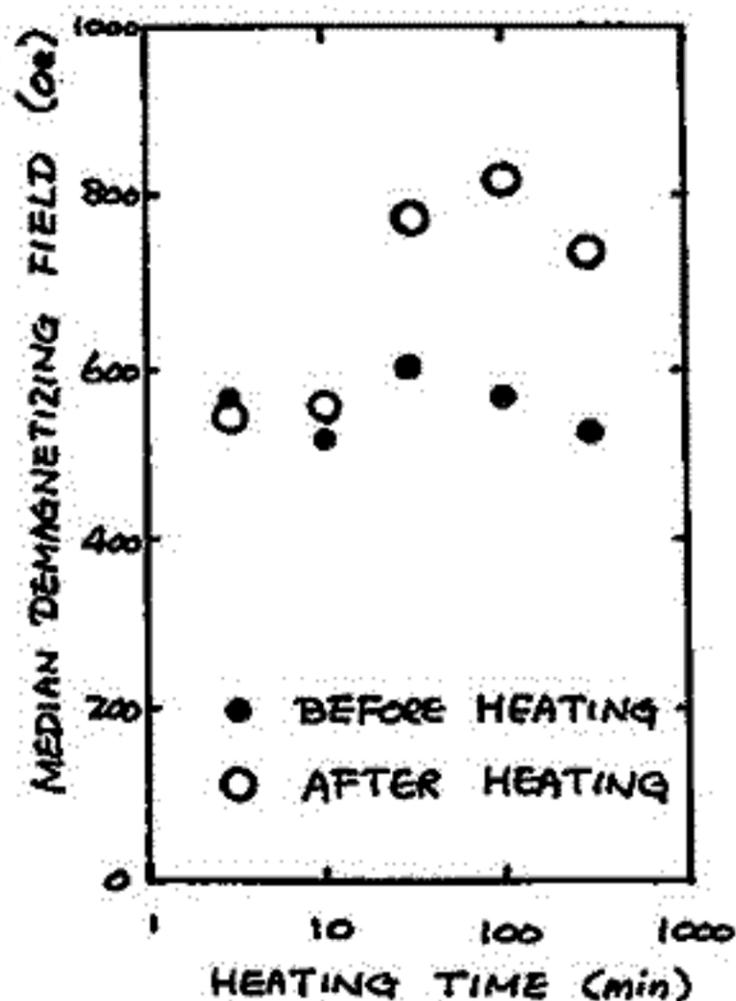


Fig.1. 加熱によるMDFの変化

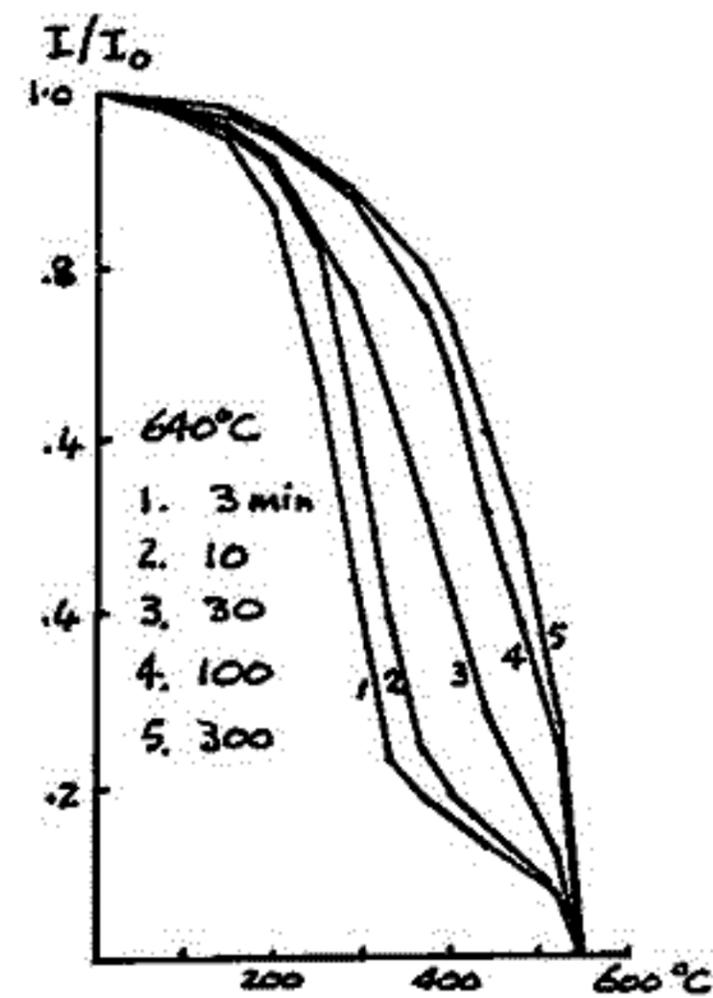
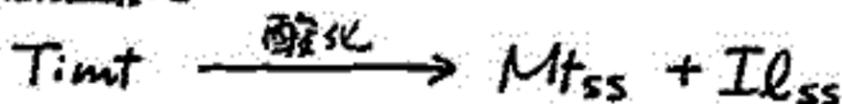


Fig.2. 加熱による $T_p$ 分布の変化

対応したプロッキング温度の変化が明らかになっている。しかもその変化は10分~100分のところで大きく進み、100分より長い方ではもはや大規模な変化は起らない。これらの結果は、いずれも前回報告したヒステリシス諸量の変化やキュリー点の変化と調和的で、47/マグネタイト(この試料の場合 $X \sim 0.4$ )の高温酸化



による磁気的粒子の組成変化と粒子サイズの変化を考之れば、定性的に説明可能である。

同いように加熱した試料にARMを与え、交流消磁と熱消磁を行なって上のTRMについての結果と比較した。交流消磁の結果は、TRMとARMでは200 Oe以上以下の成分の比が著しく異なることの特徴である。200 Oe以上ではTRMとARMは比例するが、長時間加熱した試料ではこの関係が破れてくる。ARMの熱消磁カーブはFig.2と同じ様に变化するがプロッキング温度の変化はTRMの場合より小さく、300°C → 450°C程度の範囲でおこっている。

# 10A-II59 堆積物の残留磁化に及ぼす DRYING の影響

乙藤洋一郎・桂 郁雄・笹嶋直雄  
(京大・理)

Drying による堆積物残留磁化の減少は GRANER (1958) により最初に指摘された。JOHNSON et al. (1974) は Drying の影響として ① Intensity の減少, ② 新しい磁化の獲得, という二つがある事を示した。未だ因堆積物の磁化測定においては, Drying は不可避であるため, 残留磁化への Drying の影響を定量的に求める事が必要である。またその原因は亦同時に Post-DRM の磁化機構に対し知見を与える。

GRANER と JOHNSON et al. の実験は粒子間が水だけで占められる "wet" Sediment を用いて行われた。我々は水が飽和した "dry" 堆積物を遠心機で作成し drying の実験を行った。

[実験 1]

Sample density	1.3 ~ 1.4 g/cc	
① Initial Intensity ( $J_0$ )	$\sim 5 \times 10^{-5}$ emu/cc	Zero field
②	$\sim 5 \times 10^{-7}$	of sample in Geomag. field 中での drying.
	$\sim 5 \times 10^{-5}$	Geomag. field

結果 ①から Intensity の減少 ( $\Delta J_0$ ), ②から地球磁場方向への磁化の獲得 ( $\Delta J_E$ ) とする事が出来た。これは磁化の減少と獲得とが共存している事を示す。また②で獲得された磁化が更に drying で減少し始める事は、この共存関係に裏付けされる。

[実験 2]

① Initial Intensity ( $J_0$ )	$\sim 5 \times 10^{-5}$	Zero field
②	$\sim 5 \times 10^{-7}$	Geomag. field 中に放置

(①から乾燥速度を遅くして drying する。)

結果 ① 同一時間放置に対する減少量は乾燥速度が遅い程小さくなる。これは水の減少量, 同時に磁化の減少量とすると, 磁化の減少は乾燥速度に依らず水の減少のみに依存している事がわかった。  
② 磁化の獲得量は水の減少量のみならず乾燥速度の遅い程大きくなる。

[考察] 実験(2) は磁化の減少と獲得とがどの原因による事を示唆する。減少の原因として「ブラウン運動による磁化粒子の回転」を挙げる事はできる。何故なら, もしブラウン運動が原因であれば粒子群の Randomization は時間に対しリニアであろう。そうすれば乾燥速度の遅い程ブラウン運動は長く続くから, 磁化の減少量が大きくなると思える。ところが実験(2)の結果「磁化の減少は乾燥速度に依らず, 単に水の減少のみに依る」はこの考えを否定する。

# 10A-II62 塩基性捕獲岩 (Granulite) の各種磁気測定

桂 郁雄, 笹嶋 貞雄

京大, 理

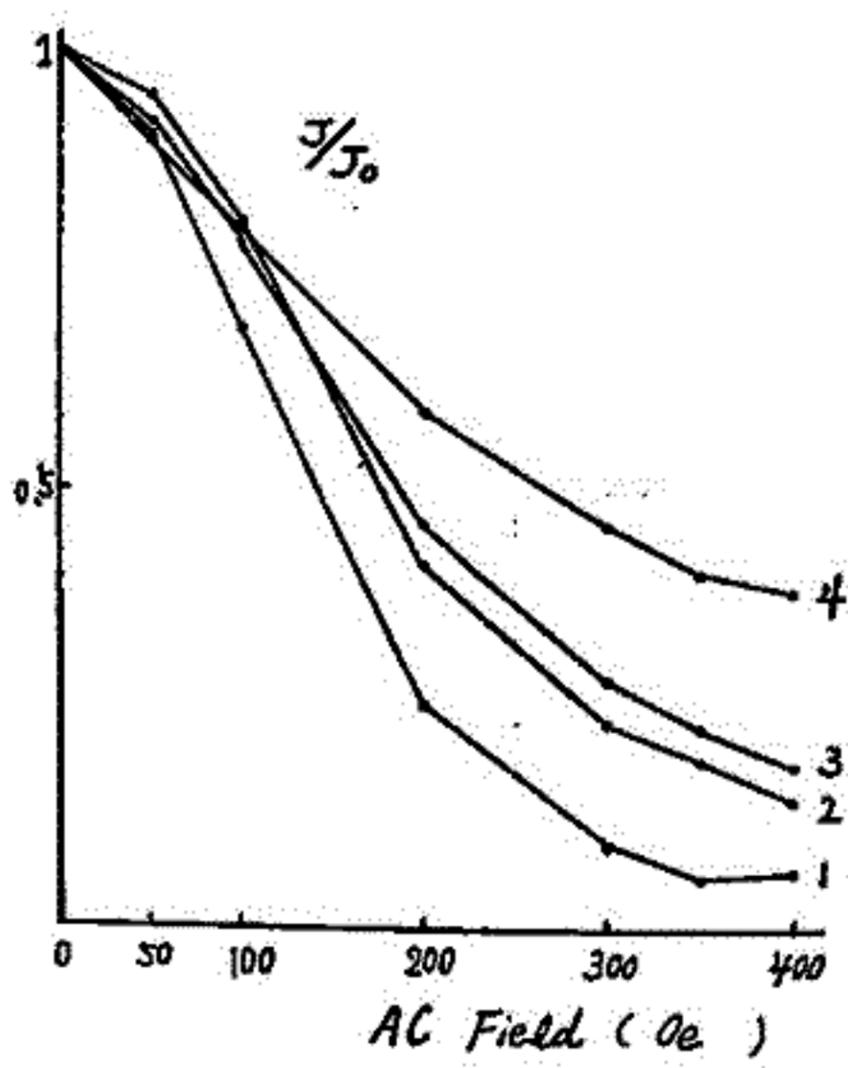
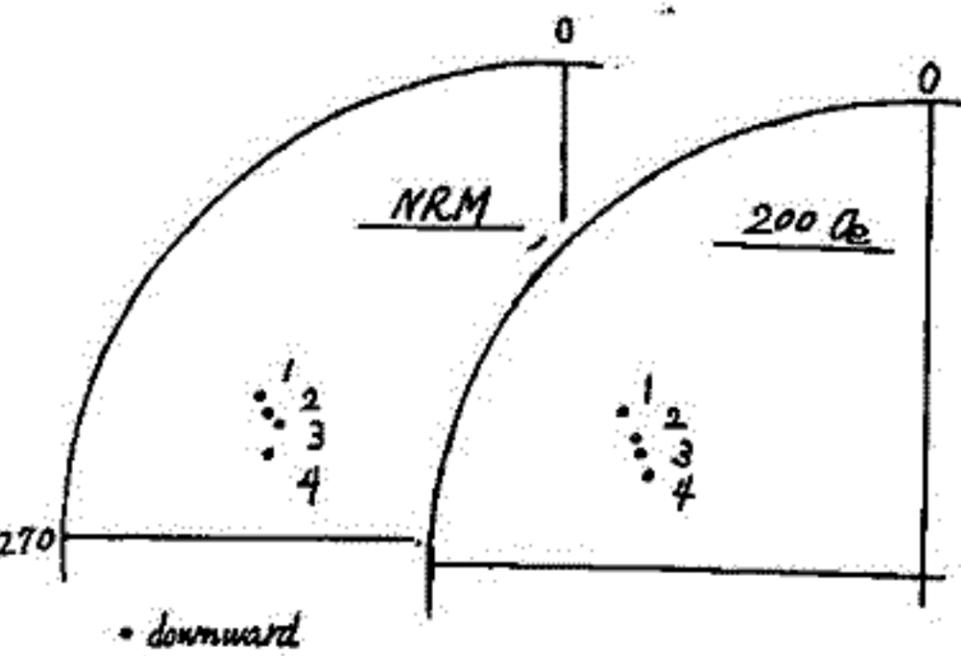
最近, 山口県沖の日本海上にある宇田島の, 更新統アルカリ玄武岩が, 99% の塩基性岩ノジュールを捕獲していることが, 山口大の村上充英 (1976) によって発見された。その中から, 我が国では産出の知られていなかった珍しいグラニュイト相の岩塊 (約 5 x 20 cm) が得られた。その Rb-Sr 年率は約 70 m.y. とされている (石坂恭一, 未発表)。

グラニュイトは, 地殻下層部を構成する岩相と考えられ, その岩石磁気学的特性を明らかにすることは重要である。

Thermo-magnetic analysis の結果からは, ノジュールの大部分を占める Gabbro, Granulite と母岩玄武岩の構成磁性鉱物との間に, ほとんど差異は認められず, 何れもキエリ-温度  $550 \pm 50^\circ\text{C}$  であった。しかし, 構成磁性鉱物の構造は, 顕微鏡観察では顕著な違いが認められ, とくに Granulite には Chromite がかなり含有されているようである。

磁化の測定は, ノジュールの外殻から中心部へ Z 軸をとるような任意座標系について行ない, その結果の一部を下に示す。それによれば, 磁化方向と構成磁性鉱物の coercivity に外殻から中心部への漸次的な変化があることがわかった。この変化が Granulite のノジュールの運動によるものが, 地球磁場の変動を示すものが, 又はそれ以外の何かの原因によるものかは今後の検討に付た内はなさない。

		Intensity ( $10^{-3} \text{ emu/g}$ )	Decl.	Incl.
NRM	1	4.00	-64	+29
	2	1.67	-66	+32
	3	1.19	-67	+35
	4	0.46	-73	+35
2000e	1	1.028	-62	+28
	2	0.700	-65	+32
	3	0.549	-67	+34
	4	0.271	-70	+37



Meaning (やまと(j),(k),(m)コンドライトの磁気的性質とその意義)

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

Mineralogical, chemical and magnetic analyses of Yamato(j), (k) and (m) chondrites have recently been completed. The metal phase composition and their basic magnetic properties at room temperature are summarized in the following table.

sample	(j) (H <sub>4</sub> )	(k) (L <sub>5</sub> )	(m) (L <sub>5</sub> )	unit
( metal composition )				
Fe	7.33	7.64	7.50	wt %
Ni	0.78	0.96	0.83	wt %
Co	0.05	0.06	0.06	wt %
( magnetic properties )				
I <sub>s</sub>	15.5	14.3	17.5	emu/gm
IR	0.14	0.045	0.024	emu/gm
H <sub>c</sub>	16	8	4	Oe
H <sub>Rc</sub>	1,700	375	175	Oe

The metal compositions of the three samples are not considerably different from one another, but their thermomagnetic curves are much different from one another as shown by Figures 1-3.

Analyses of the thermomagnetic curves with reference to the mineralogical compositions have indicated that the metal phase of respective samples mainly comprise

Yamato(j); kamacite + plessite + taenite + magnetite,

Yamato(k); kamacite(1) + kamacite(2),

Yamato(m); kamacite + taenite.

The differences of metal phase composition among these chondrites are mainly due to a difference in their thermal cooling histories, and partially due to a weathering effect (only Yamato(j) which contains magnetite).

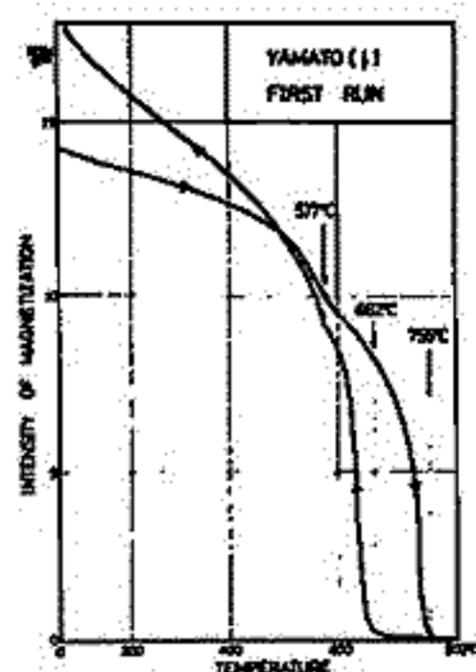


Fig. 1

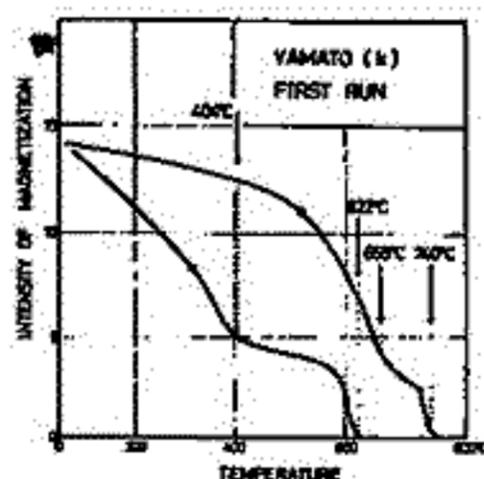


Fig. 2

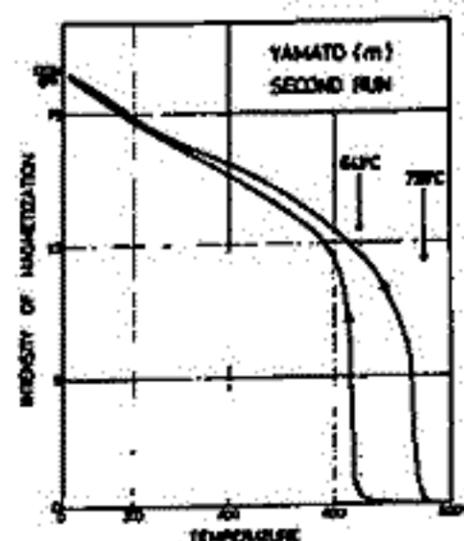


Fig. 3

# 10A-II64 やまと-74隕石の磁気的性質

## Magnetic Properties of Yamato-74 Meteorites

Takesi Nagata and Minoru Funaki

National Institute of Polar Research

Three chondritic meteorites among the Yamato-1974 meteorite collection are magnetically examined in fair detail. These chondritic meteorites are Yamato-74-442 (olivine pigeonite ch.), Yamato-74-646 (olivine pigeonite chondrite) and Yamato-74-662 (carbonaceous chondrite). The main magnetic parameters observed are summarized in Table 1.

Table 1

Magnetic parameters	74-442 (LL)	74-646 (LL)	74-662 (C)	
$I_s$	6.05	3.22	0.825	emu/gm
$I_R$	0.22	0.026	0.102	emu/gm
$H_c$	85	20	143	Oe
$H_{rc}$	550	410	800	Oe
$H_c(\delta)$	-	~300	~300	°C
$H_c^{d \rightarrow \gamma}$	560	540	~550	°C
$H_c(\alpha)$	780	790	-	°C
$H_c^{\alpha \rightarrow \gamma}$	-	-	740	°C
$H_c(Mt)$	-	-	580	°C
$H_c^{\gamma \rightarrow \alpha}$	680	730	600	°C

Important results revealed by the present experimental works will be as follows:

(a) Magnetic characteristics of olivine-pigeonite chondrites

The magnetic characteristics of the LL chondrites have been clarified for the first time. As expected,  $I_s$  values of the LL chondrites are considerably smaller than those of the L chondrites. The metallic phase of the two chondrites comprises mostly plessite and taenite, containing considerably less amount of kamacite. This may be due to their metallic phase composition that Ni content is relatively high because of a small amount of Fe.

(b) Strong and stable NRM of Yamato-74-662 carbonaceous chondrite

The main ferromagnetic constituent in Yamato-74-662 C-chondrite is magnetite. After the first heat treatment up to 800°C, the ferromagnetic component comprises only magnetite and taenite, in other words, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> plus Ni-rich iron. This sample keeps an unusually strong ( $I_R = 4.2 \times 10^{-2}$  emu/gm) and stable ( $H_i/e \sim 300$  Oe) NRM, though its  $I_s$  value is considerably small. It seems that the oxidization process in carbonaceous chondrites is closely related to the acquisition of NRM.

Basic Magnetic Properties of Stony Meteorites and Lunar Rocks

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

Very little works have so far made on the quantitative dependence of the basic magnetic properties on the chemical composition for stony meteorites and lunar rocks, in which the main ferromagnetic constituents are FeNi alloy grains.

The bulk chemical compositions and the basic magnetic properties have been determined for 4 lunar igneous rocks, 2 lunar breccias, 3 lunar fines and 9 chondritic meteorites (excluding carbonaceous chondrites). As shown in Fig. 1, there exists a linear relation between the saturation magnetization ( $I_s$ ) and the weight content of metallic iron ( $C(Fe^0)$ ) for a wide range of  $C(Fe^0)$ . It seems that the relationship is expressed by

$$I_s = 218 C(Fe^0) \text{ emu/gm.} \quad (1)$$

This result indicates that the ferromagnetism of stony meteorites and lunar materials is mostly represented by the metallic iron.

However, the magnetic transition temperature of these samples is sensitively dependent on Ni content in the metal phase. In Fig. 2, the relative ratios of saturation magnetizations of pure iron,  $I(Fe^0)$ , kamacite  $I(\alpha)$  and plessite  $I(\alpha+\gamma)$  are plotted against the Ni content in metal phase. It may be generally concluded that  $I_s$  is almost represented by  $I(Fe^0)$  for the samples in which Ni content is less than 5 wt%, whereas the major ferromagnetic component is kamacite for those in which Ni content is larger than 5 wt%.

These experimental results can be reasonably well understood on the basis of equilibrium phase diagram of Fe-Ni system by taking into consideration the thermal histories of the moon and meteorite parent planets.

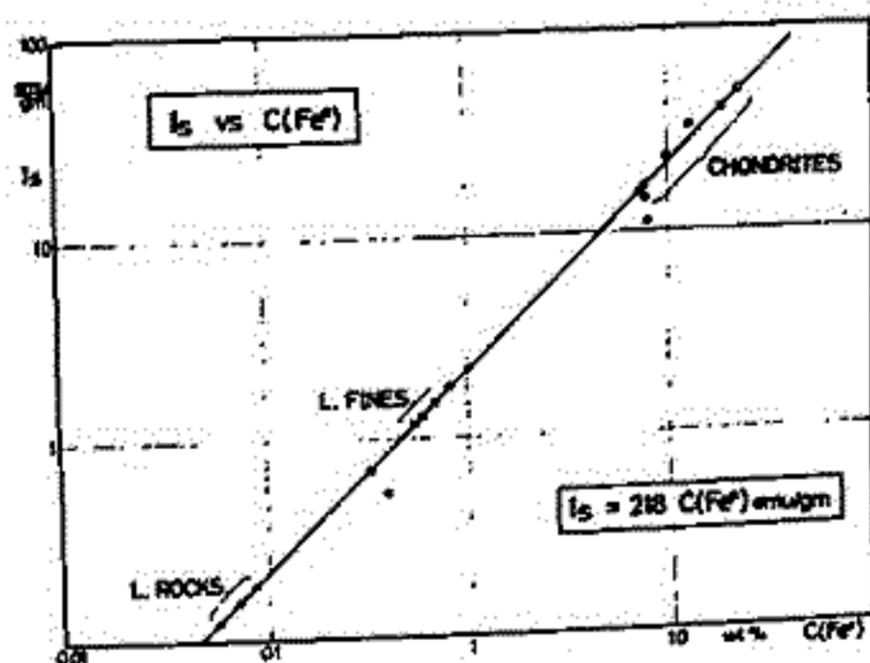


Fig. 1

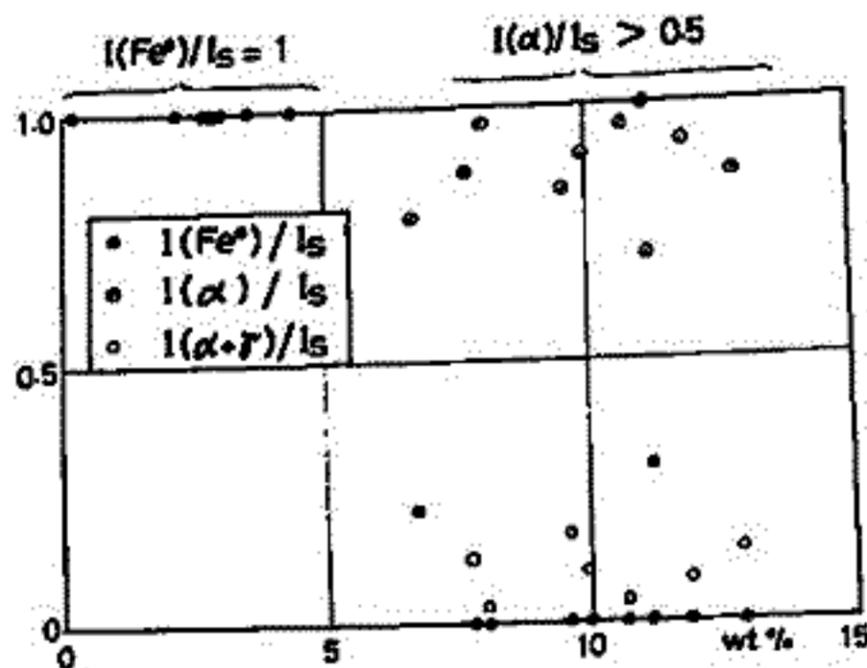


Fig. 2

# 10A-II66 ダイヤモンド中の希ガス組成と同位体比

高岡宣雄\*・小嶋 稔\*\*

\*大阪大学理学部 \*\*東京大学理学部

地球内部における希ガス同位体比組成、とくに $^3\text{He}/^4\text{He}$ ,  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ ,  $^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ 等は、大気の起源・成因、更には、マントル・地殻の進化を議論する上で、きわめて重要な制約を課することになる。本研究は以上の目的のための地球内部物質中の希ガス組成測定を試みの一環である。ダイヤモンドは、化学的不活性、又、高温等の物理的擾乱に対する高い安定性のため、トラップ希ガスを二次的な変化なしに保持している可能性が高い。又、ダイヤモンドはマントル起源と考えられる。したがってダイヤモンド中の希ガスは、マントル中の値をかなり忠実に反映しているであろう。我々はダイヤモンド中の希ガス組成、その同位体比組成の測定を試みた。

試料は、南ア・キンバレー産といわれている(確認は不能)工業用ダイヤモンドである。約2gのダイヤモンドを約1~10 mesh に粉砕し、タンタル真空炉中で段階加熱を行い、希ガスを抽出しその絶対量および同位体比組成を測定した。同位体比についての結果を表1に示す。Batch 1, Batch 2のちがいは、Batch 1が2に比べ黒い狭雑物(たぶんpyrrhotite)を多く含んでいる点にある。たぶんBatch 1は、この狭雑物のトラップ希ガス組成を示し、Batch 2は、よりダイヤモンド固有の希ガス組成を示しているのではないかとと思われる。

Batch 1, 2ともに希ガスの大部分は、2000°C加熱ではじめて脱ガスされる。X線でしらべた結果では、2000°C加熱ではじめてダイヤモンドはグラファイトに変態を起す。ダイヤモンド→グラファイト変態では、密度が3.5→2.5に変る。ダイヤモンドの脱ガスにはしたがって、このような大きな体積変化を伴うグラファイトへの変態が主役を演ずるものであろう。Batch 2の希ガス同位体比組成は、海嶺玄武岩中のトラップ希ガスに比べ( $^3\text{He}/^4\text{He}$ )が若干高い(海嶺玄武岩： $^3\text{He}/^4\text{He} \approx 1.4 \times 10^{-5}$ )。このことは、ダイヤモンドの生成場所が海嶺玄武岩の生成場所：上部マントルと異なる(たぶんより深いマントル?)ことを意味するものかもしれない。又、ダイヤモンド中の希ガス存在度パターンには、海水混入の影響がほとんど見られない。この事実は、ダイヤモンドが、海洋プレートと共に沈みこんだ海底堆積物からできたという仮説と矛盾する。更に( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ )の値は、さきに小嶋により結論された“大気の初期脱ガス”を支持している。

表 1

	1st Batch (2000 °C)	2nd Batch (2000 °C)
$^3\text{He}/^4\text{He}$	$(8.23 \pm 0.35) \times 10^{-6}$	$(1.95 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
$^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$	$436 \pm 2$	$1121 \pm 8$
$^4\text{He}/^{40}\text{Ar}$	21.6	8.7
Ne	almost atmospheric	
Kr		
Xe		

荒木 喬  
弘前大学教育学部自然科学科

1.はじめに

本年6月の宇宙研での科学衛星シンポジウムでは人工衛星の姿勢が既知の場合について姿勢センサのデータから軌道を決定する方法について述べたが、今回は姿勢も軌道も未知の状態から姿勢と軌道の両方について決定する方式について述べる。

2.決定式の導出

図1には衛星のスピンの軸とダイヘドラル角  $\phi_{SE}$  との関係を示した。この図でベクトル  $V$  と衛星スピン軸  $S$  とのなす角を  $\tau$  とすると以下の式が成立する。

$$V_1 S_1 + V_2 S_2 + V_3 S_3 = \cos \tau \tag{1}$$

ここで  $V_1, V_2, V_3$  を成分で表わして変形すると以下のようになる。

$$(Y_0 Y_z - Z_0 Y_y) S_1 + (Z_0 Y_x - X_0 Y_z) S_2 + (X_0 Y_y - Y_0 Y_x) S_3 = -\sin \theta_{SSE} \cos \tau \cdot R_0 \tag{2}$$

また  $\cos \tau = \sin \theta_E \sin \phi_{SE} \sin \theta_S / \sin \theta_{SSE}$  という関係式が成立することから次式が成立する。

$$(Y_0 Y_z - Z_0 Y_y) S_1 + (Z_0 Y_x - X_0 Y_z) S_2 + (X_0 Y_y - Y_0 Y_x) S_3 = -\sin \phi_{SE} \sin \theta_S \sin \theta_E \cdot R_0 \tag{3}$$

次に、衛星スピン軸と太陽方向、地球方向とのなす角をそれぞれ  $\theta_S, \theta_E$  とすると

$$S_1 X_0 + S_2 Y_0 + S_3 Z_0 = \cos \theta_S \cdot R_0 \tag{4}$$

$$S_1 Y_x + S_2 Y_y + S_3 Y_z = -\cos \theta_E \cdot r \tag{5}$$

ここで衛星のスピンの軸は単位ベクトルであり、衛星から地球までの距離  $r$  の成分が  $Y_x, Y_y, Y_z$  であることから

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1 \tag{6}$$

$$Y_x^2 + Y_y^2 + Y_z^2 = r^2 \tag{7}$$

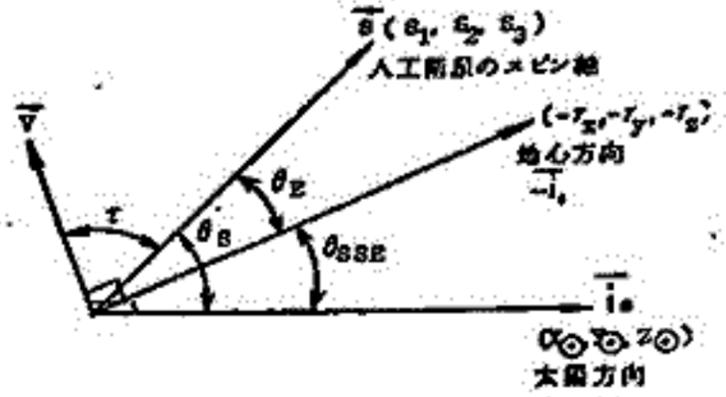


図1. 人工衛星のスピンの軸と地球および太陽方向

さらに図1で地心方向ベクトル  $i_0$  と太陽方向ベクトル  $i_1$  とのなす角が  $\theta_{SSE}$  であることから

$$X_0 Y_x + Y_0 Y_y + Z_0 Y_z = -\cos \theta_{SSE} \cdot R_0 \cdot r \tag{8}$$

が成立する。以上(3)~(8)式から未知量  $S_1, S_2, S_3, Y_x, Y_y, Y_z$  が決定できる。

3.結論

図2には計算フローを示したが、今後このフローをもとにして計算機によるシミュレーションを行ない種々の条件について検討して行きたい。

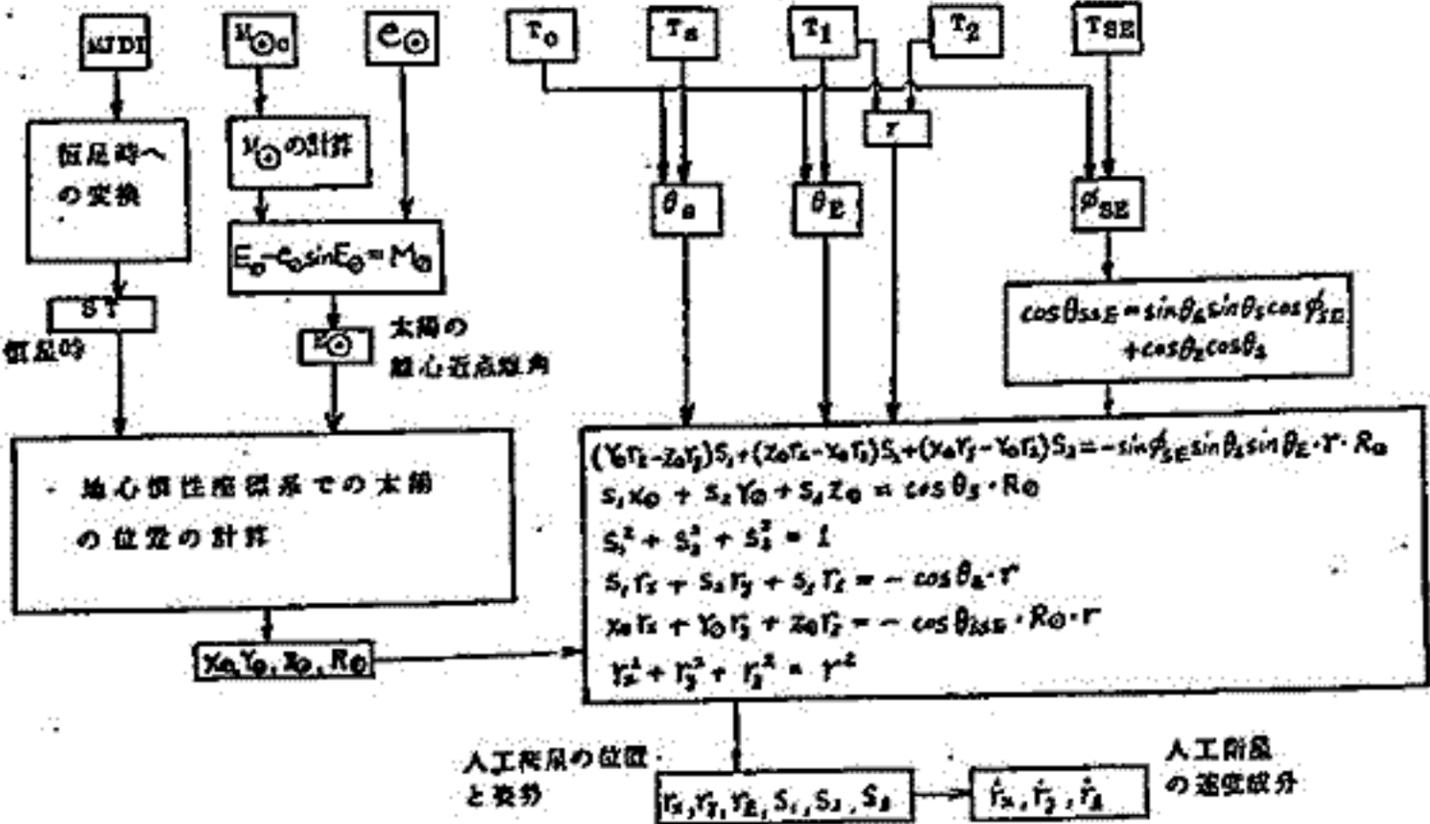


図2. 人工衛星の姿勢および軌道決定方式の概要図

参考文献

1) 荒木, 塙 "衛星上での姿勢および軌道決定方式", 信学会, 宇宙航行エレクトロニクス研究会, SANE 75-20 (1975)  
 2) 塙, 荒木 "姿勢センサによる人工衛星の軌道決定", 信学会, 宇宙航行エレクトロニクス研究会, SANE 76-19 (1976)  
 3) 荒木, 塙 "ダイヘドラル角による人工衛星の軌道決定", 科学衛星シンポジウム (1977), 東大宇宙研.

# 11A-II68 TAIYO-IMPによる電離層観測について - ISIS-2の結果との比較、及びWakeの構造 -

高橋忠利 森岡 昭 大家 寛  
東北大理 東北大理 東北大理

## §. 序

前回まで、TAIYO-IMPによる観測結果とそのデータ処理の手法と問題点、得られた結果による電離層のMorphology、計測に見られる特異現象等を中心に報告してきた。今回は、これまでの諸結果のまとめの一環として、データの吟味を行うため、ISIS-2衛星による、Topside Sounderの結果と相互比較を行った。さらに、データ吟味の結果、IMPのデータが飛行体のプラズマ中に作るWakeの構造を明確にすることが判明した。

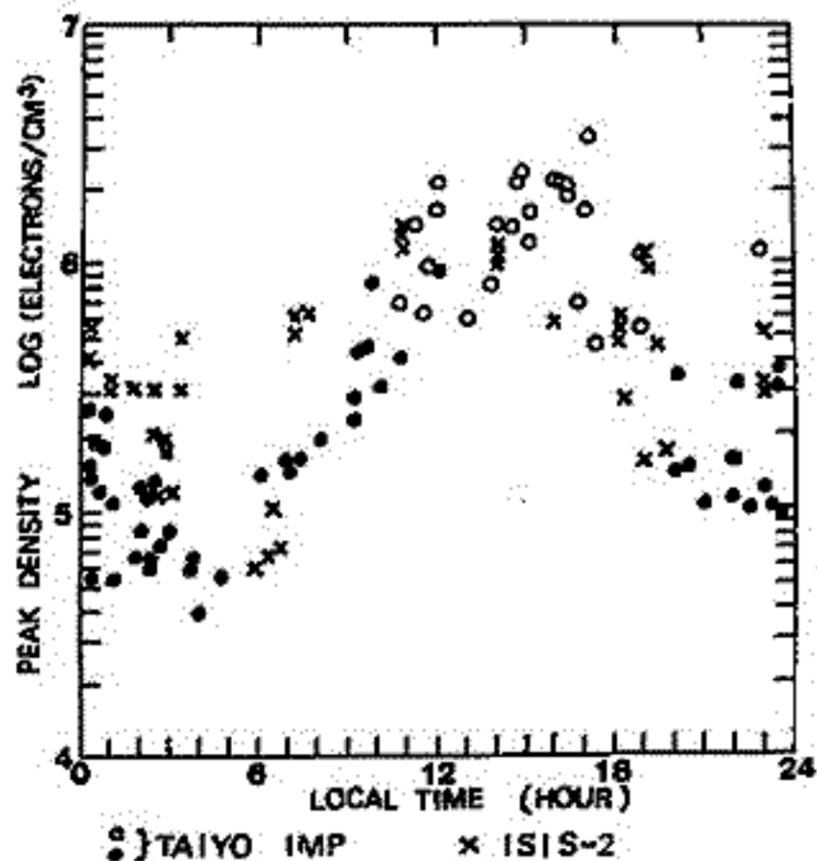
## §. ISIS-2 Topside Sounder との相互比較

In-situ observation の場合、その場所での正確な物理量の決定が出来る反面、電子密度の高度分布等、構造的な面を議論するにはその計測空間が限られてくる。したがって観測領域の拡大やデータの信頼性の向上のためにも他の人工衛星との相互比較が不可欠になってくる。この面では西独のAEROS衛星との相互比較が進行中であるが、ここではさらに最近入手出来た、低緯度でのISIS-2のイオグラムをも解析した。

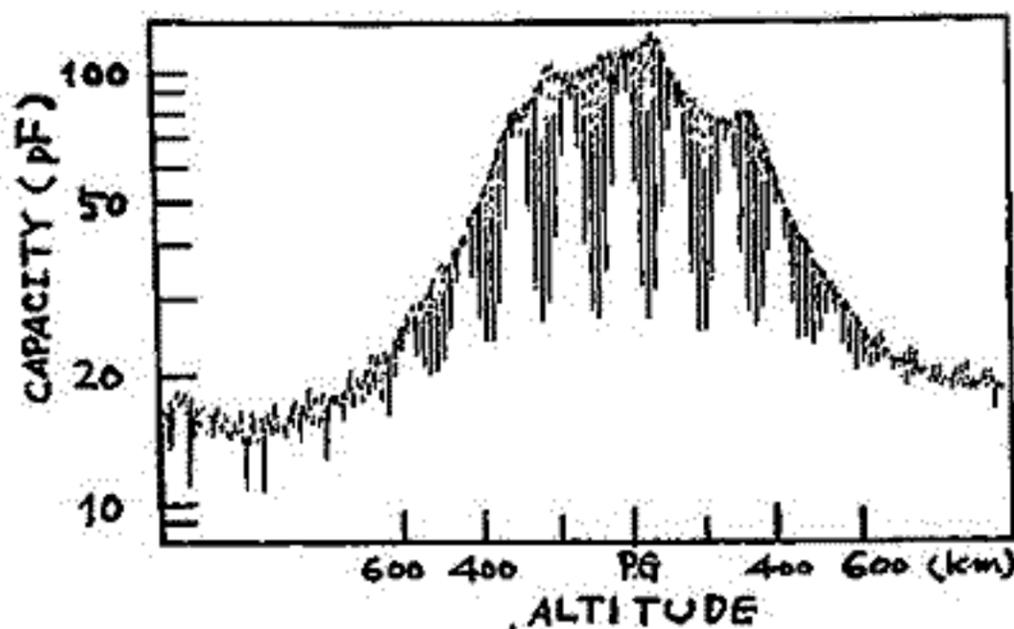
TAIYO-IMPの計測結果と、ISIS-2の計測が直接比較可能になるように軌道が接近するCaseは稀ではあったが、広く飛行を同じくしている期間の計測結果を並び、比較検討を加えた。第1図は、Santiagoで受信した、1975年の7~11月のISIS-2によるF<sub>2</sub>ピーク値と、TAIYOによるF<sub>2</sub>ピーク値のLT依存性の比較を示した一例である。いずれも計測結果の変動が大きい。全体としての傾向は一致しているといえる。

## §. Wake構造

第2図は、IMPによるミス容量値の計測結果であるが、電離層の構造を示すと同時に、干渉縞様のSubstructureを持っている。これは人工衛星のスピンと計測の周期のビートであり、プローブがwakeの中に入った時にミス容量値、及び電子密度の計測値が下るのを反映して、干渉縞様の構造を示している。図の例をさらに詳しく見ると、周期20秒のビートと、周期約160秒のビートの2重構造を示しているが、これはプローブがWakeを横切るsituationが順次変遷してゆくためであり、データは従ってwake構造を詳細に示している。



第1図



第2図

大家寛, 森岡昭, 小野高幸, 宮岡宏 (東北大, 理)  
鎌田哲夫 (名大, 空電研)

**序** 昨年のK-9M-56号実験に至る, 一連の電離層プラズマを用いたプラズマ波動励起実験に於ては, 種々のプラズマ波動励起現象が観測されたのみならず, 能動作用に対する反作用効果といった新たな問題も発見されて, 数々の重要な成果をあげることができた。

今回(1977年8月16日打上げ)のL-3H-9号ロケット実験では, この実験を高度500 km 1300 kmの磁気圏下部領域のプラズマ圏内で, EXOS-B衛星とほぼ同等のシステムを用いて行ない, システムの最終的なパラメータの検討とともに, これまで電離層プラズマ内で観測された諸現象をより詳細なレベルにわたって観測し, 大きな成果を納めた。

**システムの概要** 本実験システム(SPW)からは, 次の能動作用がプラズマ中に印加される。即ち, i) 大電力(300W)高周波パルスをも全長10mのダイポールアンテナより, パルス状に発射する。ii) ホットカソードに大電流を通電し, 熱電子を放射する。及び iii) 1mアンテナに直流バイアス電圧(10V)を印加してロケットの電位を制御する。

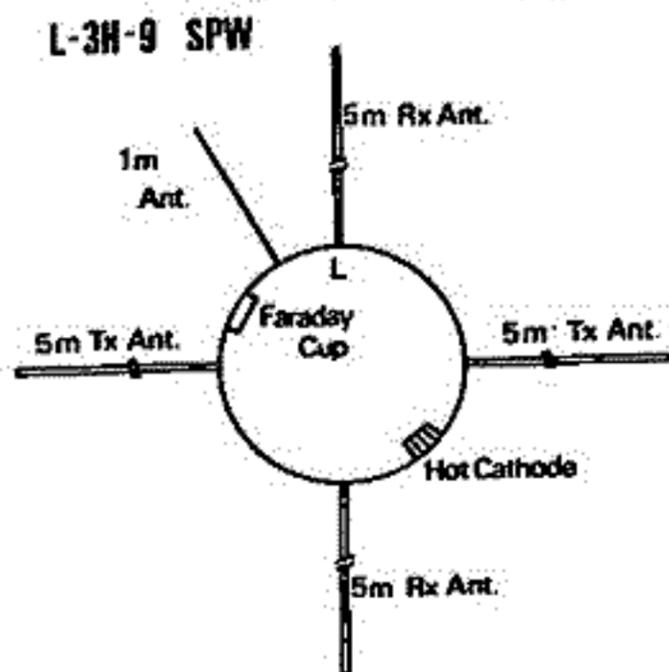
これらの能動作用により励起されたプラズマ波動は, パルス発射に用いたアンテナと直交する, 別系統の全長10mダイポールアンテナにより, 観測された。(第1図参照)

**観測結果** 第2図には, 高周波パルス発射時に観測されたプラズマ波動現象を示す。縦軸には周波数, 横軸には時間を示すが, ロケットの飛行に伴うプラズマパラメータの変化に対応して, 種々のプラズマ波動が観測されている。

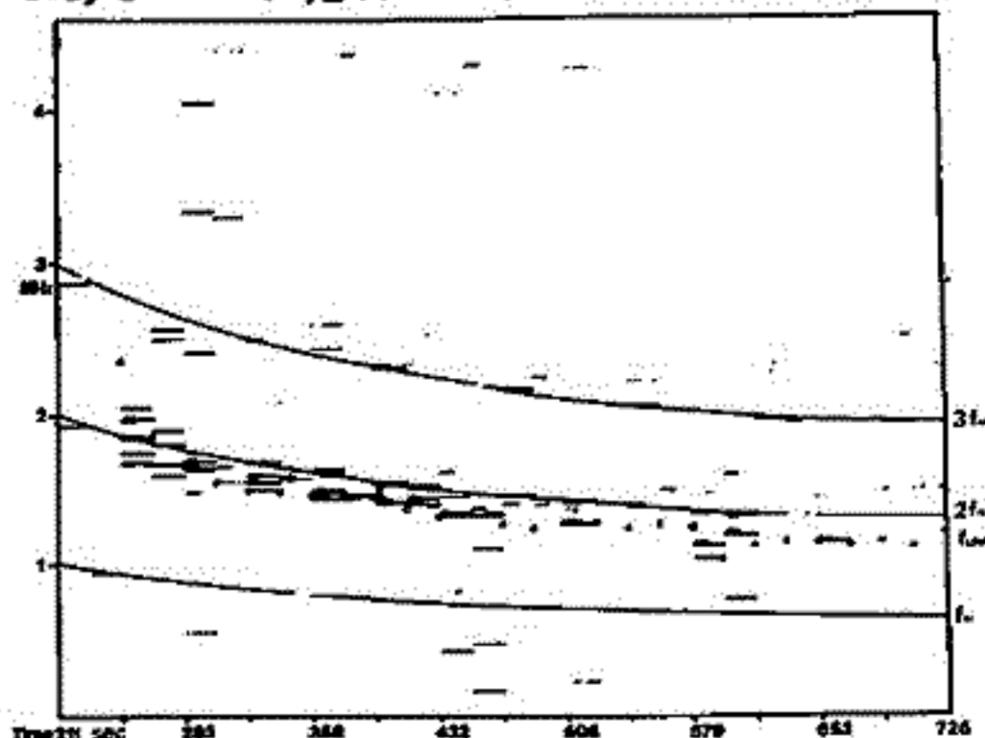
(a) UHR Spike: 第2図中黒丸印により, UHR Spikeとともに Impedance Probeにより検出されたUHR周波数を示すが, 両者は完全に一致し, 高周波パルス印加によるUHR Spikeの観測が確認される。

(b) 電子サイクロトロン Spike: 図中には観測されたSpikeと, サイクロトロン周波数に対する1, 2, 及び3倍の周波数を示すが, 電子サイクロトロン Spikeが明瞭に観測されていることが実証される。

本実験では特に受信帯域を5kHzの狭帯域にしぼり(Alouette等では40kHz), これらSpike現象の観測を行ない, た結果, 電子サイクロトロン周波数とサイクロトロンSpikeの中心周波数との微小なずれが見出された。またUHR Spikeと電子サイクロトロンSpikeとをつなぐ, プラズマ波動の分散の検討により, これらのSpike現象が電子ビームとプラズマ波動とのBeam-Wave相互作用により励起されたものであることが見出された。



第1図



第2図

# 11A-II70 電離層プラズマ中における低エネルギー電子放出に伴うVLF 波動励起 I (チューバーシミュレーション)

筒井 稔, 平本和夫, 橋本弘蔵, 木村繁根  
(京都大学 工学部)

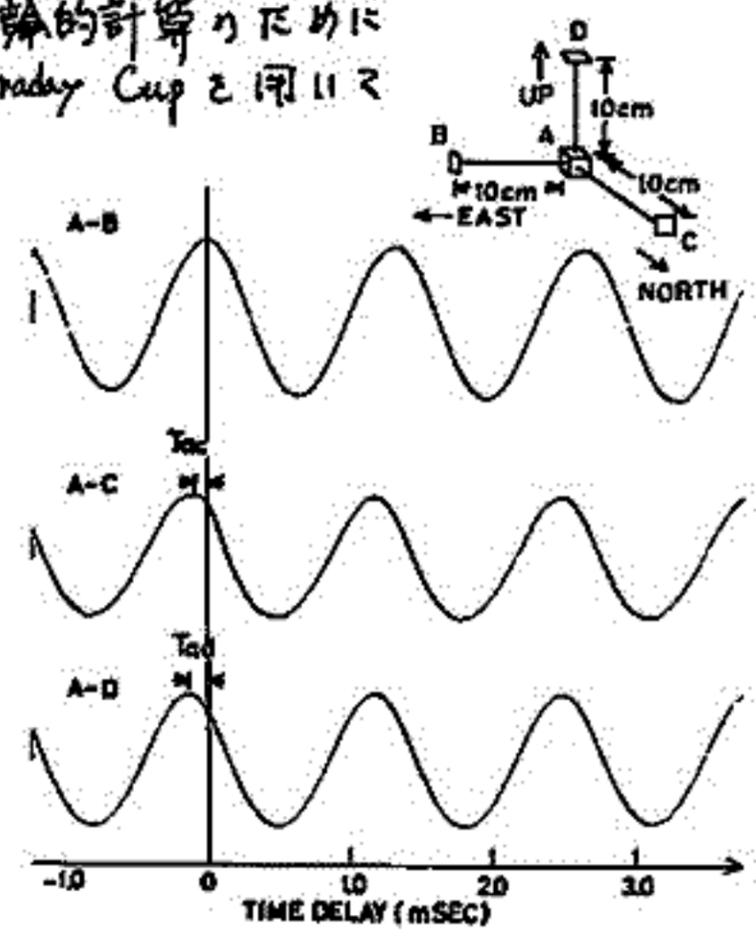
K-9M-41, 51号ロケットにおいて、アンテナポテンシャル制御のために行われた熱電子放出はVLF帯に極めて特徴ある波動を励起した。これらの波動のうちLHR周波数以下でロケットスピンにより変化するこのモード及び発生機構については色々と議論がなされてきたが、今日にははっきりとした結論は出まらなかった。筆者等はこれらの説明のためにスーパーシミュレーションチューバーを用いて実験を重ねてきた。その結果ロケット実験と極めて良好一致した波動を発生させる事に成功した。そして理論的計算のために必要とする各種パラメータを測定するために改良したFaraday Cupを用いて精密なデータを取得する事が出来た。

プラズマパラメータは出来る限り電離層の値に近づけ、地球磁場の実験を行なった。装置配置については前回の講演で述べたので省略する。アンテナトイマス(数V)の増大と共に放出電流は百数十μAまで変化し、その時発生したVLFの周波数は減少する傾向を見せ、且つ全てLHR周波数以下で発生している事を確認した。これらの結果はロケット実験の結果と非常に良好一致を示している。

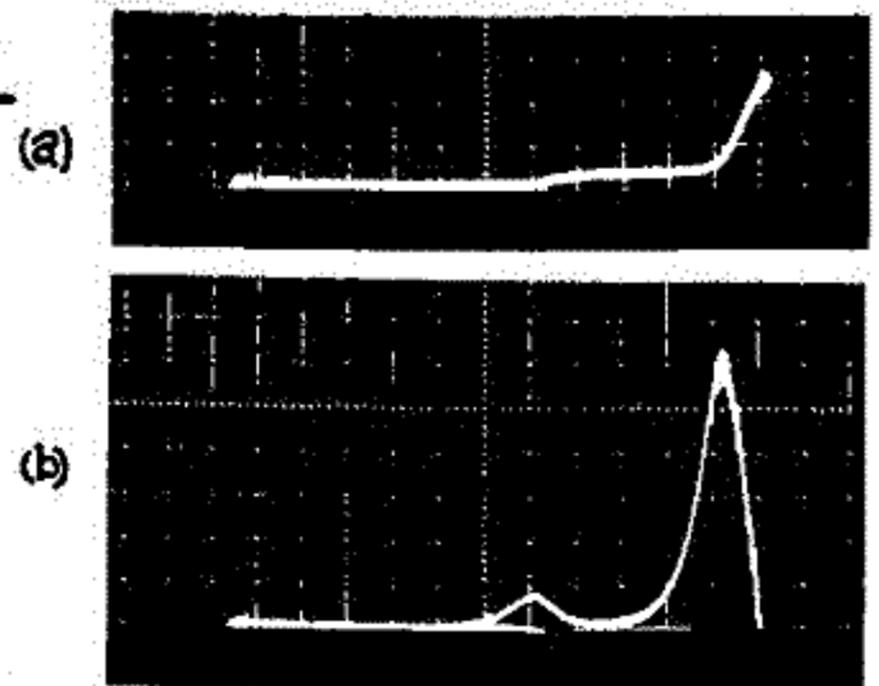
この時発生したVLF波のモード決定のためデジタル相関計を用いた。第1図に示すような3次元のプロットを用いて各方向成分の相互相関係数を求めた。そしてその成分を合成しベクトルを決定した。又相互相関係数は周波数をも表わしているのどワークとプロットする事が出来る。その結果、発生した波のモードはイオン音波より少し位相速度の遅いモードとなつて得られた。

以上チューバーシミュレーションの結果、低エネルギー電子放出に伴うVLF波動はイオン音波の可能性が極めて強いという事を示した。しかしこれを理論と組み合わせるためにには各種パラメータを精密に測定する必要がある。特にイオン温度、ビーム温度、速度及び磁場方向からの角度依存性の測定は必須条件であった。筆者等は非常に精度の良いFaraday Cupの製作に成功した。これは汚れの影響を少なくするためにRetarding電圧を遅く押し、ブラウン管で直視する方式である。その例を第2図に示す。

このように測定されたパラメータをもとに計算機によるモード決定を試みた。これについてはPart 2で述べる。



第1図 3次元プロット(右上図)を用いて測定したVLF波動の相互相関係数例。これをもとにワークを決定。



第2図 放出電流110μA時のビームのFaraday Cupによる測定例 (a)積分形 (b)微分形 (右側は背景プラズマ中の電子の速度分布、左側は電子ビームの速度分布。横軸中央は0V。1V/div)

# 11A-II71 電離層プラズマ中における低エネルギー電子放出に伴うVLF

## 波動励起 II (理論的考察)

早本和夫, 筒井 稔, 橋本弘哉, 木村勉根  
(京都大学 工学部)

Part I で述べたようにロケット及び室内実験で行われた低エネルギー電子放出によるVLF波動のモードはイオン音波である可能性が極めて強いという事にはたが、ここではその励起機構について考察を加える。

一般に数eVの電子ビームはイオン音波の位相速度に比して非常に速いためMode Couplingは起り得ないと考えられ勝ちであるが、実際は十分にCouplingが起り得る。筆者等は分散式を解いてこれを確認した。計算は流体モデルで静電近似を用いて行なった。外部電界は無いとして電子ビームの0次の初速度はヒータとプラズマ間の電位差により与えられるとしている。この速度はFaraday Cupにより求められた。碰撞の1次の項は電子とビームについて考慮したがイオンについては無視している。更に電子、イオン及びビームの温度、又これらの中性粒子との衝突の効果も計算に含まれている。その分散式を次に示す。

$$A = \omega + jk^2 \frac{kT_e}{me} \left\{ \frac{\alpha \sin^2 \theta}{\Omega_e^2 + \alpha^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\alpha} \right\} \quad \alpha = (-j\omega + ik)$$

$$1 + j \left\{ \frac{\pi_i^2}{A} \left( \frac{\alpha \sin^2 \theta}{\Omega_e^2 + \alpha^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\alpha} \right) + \frac{\pi_e^2}{B} + \frac{\pi_b^2}{C} \left( \frac{\beta \sin^2 \theta}{\Omega_e^2 + \beta^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\beta} \right) \right\} = 0, \quad B = \omega \beta + jk^2 \frac{kT_i}{m_i} \quad \beta = (-j\omega + i\nu_i)$$

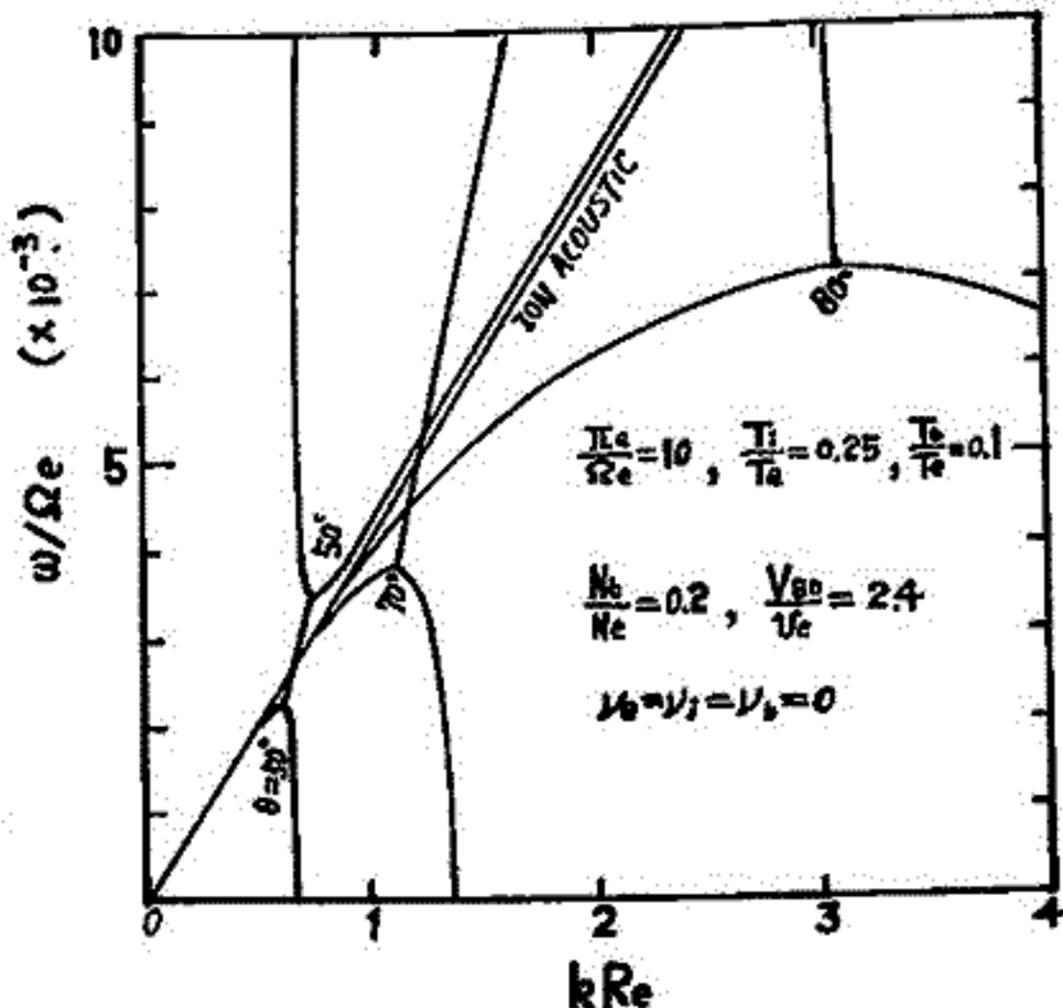
$$C = \omega - kV_{b0} \cos \theta + jk^2 \frac{kT_b}{me} \left\{ \frac{\gamma \sin^2 \theta}{\Omega_e^2 + \gamma^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\gamma} \right\} \quad \gamma = (-j\omega + jkV_{b0} \cos \theta + \nu_b)$$

分散関係において周波数は実験結果と踏まえ10kHz以下について求めた。衝突が無い場合の分散を図に示す。図中原点を通る直線はビームの無い場合のイオン音波のモードを示している。ビームが入ると図のようMode Couplingが全くここでConvective Instabilityを起している。ビームのモードには $\pm \Omega_e$ から発する“サイクロトロン・ブランチ”と $\pm \pi_b$ から発する“フェレンコフ・ブランチ”があるが、今回の実験ではパラメータから明らかのように $\pi_b > \Omega_e$ であるため角度のついた“フェレンコフ・ブランチ”はReの非常に大きな領域を通るため図には現れていない。即ちCouplingを起しているのは“サイクロトロン・ブランチ”である。

次にパラメータの変化によるCoupling領域の変化は以下のようになる(図は省略)。

- ① ビームの温度を低くすると周波数は下がる。
- ② ビームの速度を小さくすると周波数は上昇する。
- ③ は実験におけるアンテナバイアス電圧を低くした時周波数が上昇する事と密接な関係がある。

更に衝突の効果を入れるとCoupling領域はイオン音波の位相速度よりも速い方へずれる。特に $\nu_i$ がこれに大きく寄与している。 $\nu_i$ を増加するとCoupling領域が狭められる。しかし衝突の効果は波の成長率を弱めるため考慮が必要である。以上を結論として、低エネルギー電子の放出により励起されたVLF波動は、電子ビームのサイクロトロン運動による縦波成分がイオン音波のモードと結合し波を成長させる事により生じ、これはLHR周波数以下でも十分に起り得るのである。



# 11A-II72 L-3H-9号機によるVLF領域でのプラズマ

## 波動励起実験結果の速報

録田 哲夫, 大塚 寛, 森 昭昭, 小野 高幸.

(名大空電研) (東北大理学部) (全左) (全左)

私達グループは、宇宙空間プラズマ中で、(i)高周波パルスの発射、(ii)低エネルギー電子ビームの注入、(iii)ロケットボデーの電位制御、という3通りの能動作用をプラズマに加え、これらの作用にもとづくVLF領域でのプラズマ波動の励起を観測し、VLF領域でのAcoustic Modeと電子サイクロ波との非線形相互作用を究明することとを実験目的の一として一連の実験を行なつて来ている。

概 L-3H-9号機は、去る8月16日20時15分に東大宇宙空間観測HT(内之浦)から上下角80.5度、方位角103°で打ち上げられ、Mainロケットは最高高度1297.5kmに達した。観測機器は正常に動作し、無呼深の結果が観測された。下記にその主なものを列記した。

- (1) プラズマ波動励起実験は発射後211秒、高度約500kmから開始され、発射後725秒、高度1297.5km迄実施された。
- (2) 高度500kmで観測が始まると同時に6MHzを中心として±1MHz位の間にスピン変調をうけた波動が観測された。この波動は高度740kmから5~7MHzの領域に逸つて観測されるようになり一見ビースの如き様相を呈したが、高度800km附近から再び7MHzを中心をもつディスクリートのものとなり、スピン変調があらはれ、更に高度があつて950kmをこえるあたりからは5MHzにその中心が転位し、1050km位までこの状況が継続した。1050km附近で突然急激な周波数倒りが始まり可成り強いノイズバーストが約2.5秒位発生し、1125km附近までこのノイズバーストの影響のみがあらはれたが、その後、1170km附近迄は再び7MHzを中心にもつディスクリートのものになり、更に1170kmから1260km迄は5~7MHzの領域に波動が拡がり、再び1260kmから1285km迄は7MHzを中心をもつディスクリートのものに變化し、1285kmから1297.5km迄は、再び5~7MHzの領域に拡がる波の様相を呈した。
- (3) 高度785km附近から800km附近にかけて9~10MHzにおいてライズ・フォール形のディスクリートの波動が励起された。同様の波動が1080km附近から再び観測され、1160km附近迄観測されたが、様相はライダーとフック型のものとなつた。高度1245km附近を過ぎる頃から、この波動は可成り強度を強めて観測され、周波数範囲は8~10MHzと拡がり、明瞭なライズ・フォール形を呈した。1275km附近に至つて強度は弱くなり、その後しばらくと度上近くまで観測された。

大家 寛, 宮岡 宏 (東北大・理)  
宮武 貞夫 (電通大)

**序** S310JA-2号機は、1977年2月10日、03:22 LTに Syowa Station より打ち上げられ、オーロラ出現時の極域電離層に関する多くの情報をもたらした。我々の担当したHF帯波動受信機では、高エネルギー粒子降下に呼応してUHR周波数において狭帯域のEmissionが観測された。ここでは、斜め伝搬のElectrostatic Electron Cyclotron Harmonic (ESCH) Wavesと降下Electron Beamとの相互作用の理論に基づき、波動の励起の性質を数値解析したが、その結果は観測されるEmissionの特徴を充分説明するものであった。

**観測結果** 第1図に観測されたHF帯のスペクトルを示す。3MHz付近で約50秒間にわたり、UHR Emissionが観測されており、数10 keV電子の降下とほぼ対応している。6MHz~7MHzには、放送波と考えられる電波が全区間にわたり観測されている。なお、1MHz以下のEmissionについては、その解析は掃引受信不調のためここでは割愛している。

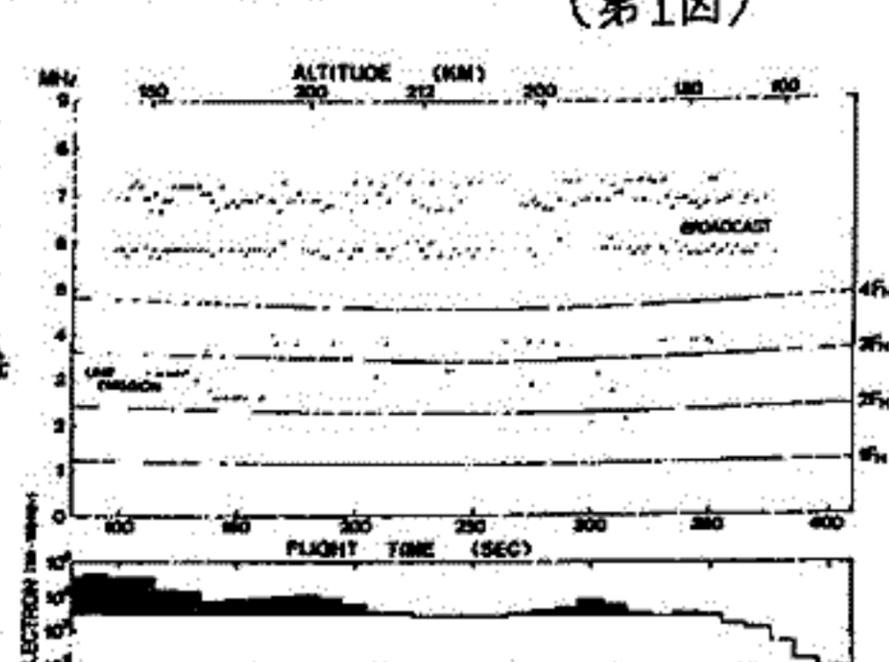
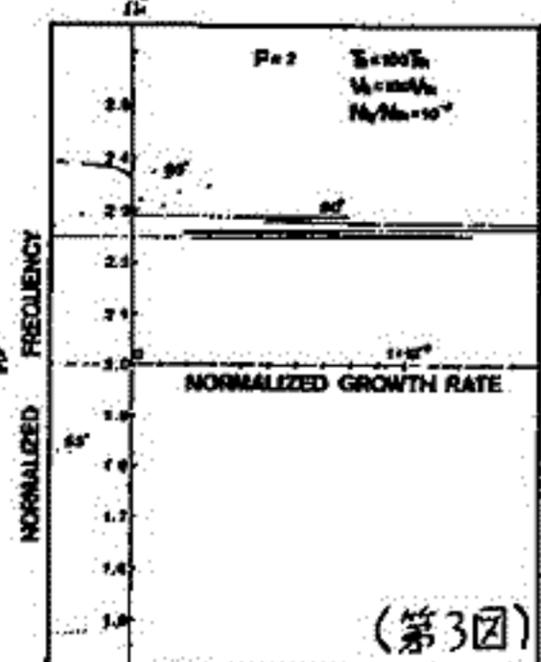
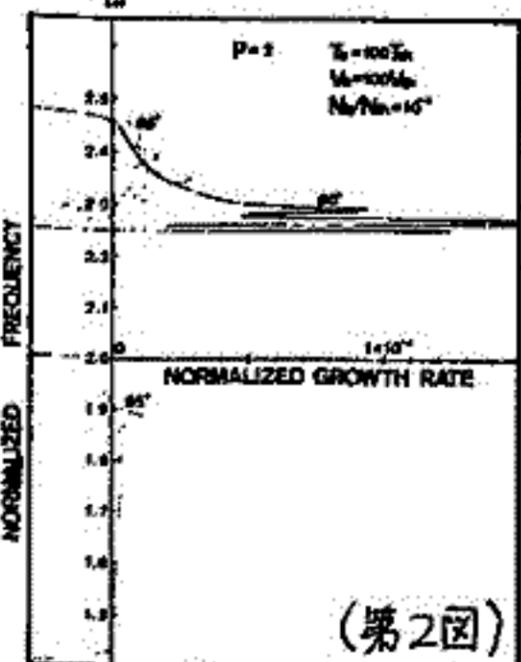
**数値解析** 電子Cyclotron周波数、及びそのHarmonicsにわたる周波数帯においては、Electron Bernstein Waveの伝搬がよく知られたものであるが、特に波動-粒子相互作用の立場からは、斜め伝搬のESCH Wavesが重要となる。ここでは、Maxwell分布のThermal Plasmaに加えて、一定の温度異方性をもったShifted Bi-Maxwellianで表現できるElectron Beamの存在するPlasmaに対し、静電的Plasma波動の分散関係を数値計算した。その結果、次の奥が明らかとなった。

- 1° Beamの温度が比較的低い時は、Landau型及びCyclotron型によるInstabilityが離散的に存在する。
- 2° Beamの温度が上昇するにつれ、growth rateは小さくなる一方、Instability領域はbroadとなる。
- 3° Beam密度依存性については、UHR領域をとり、 $N_b/N_{th} \sim 10^{10}$ 位までおよそlinearlyにrateが下がる。
- 4° Beamの温度異方性を上げるとgrowth rateは大きくなる。
- 5° 広範囲のパラメータにわたり、UHR領域が最も不安定である。

第2図、第3図に約2keVの電子Beam (Beam密度  $N_b/N_{th} = 10^{-4}, 10^{-8}$ ) によるInstabilityのgrowth rateの対周波数特性を示す。結果は、UHR周波数 (~2.3) で非常に不安定であり、特に実際の降下電子密度 ( $N_b/N_{th} \sim 10^{-8}$ ) にもInstabilityが存在することを示している。

**まとめ** 数値解析の結果は電子Beamの密度が低い、観測の通り低周波側のEmissionと伴わずにUHR Emissionが単独で励起されること明らかとなった。さらに相互作用するBeam Energy, 温度, 密度から、この電子BeamによるESCH WavesのInstabilityが極域電離層において重要な役割をもっていることが明らかとなった。

最後に、この実験についての極地研及び第18次隊の方々の御努力に厚く感謝いたします。(第1図)



岡博行, 村岡勝, 賀谷信幸, 松本治殊  
(神大工)

我々の研究室では, Wakeの構造に関して実験を行なってきた。今回Wake中でのイオン分布と電子温度の上昇に関する実験計画について報告する。

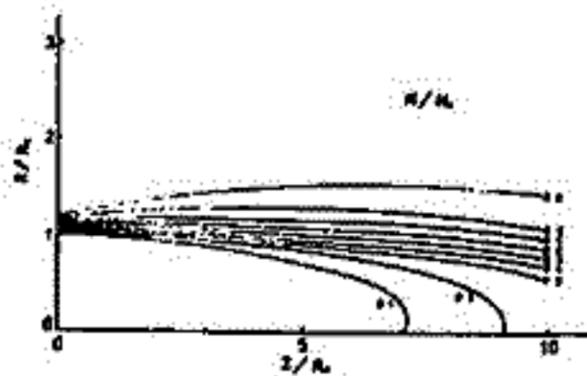
Wake中のイオン分布は, 理論的に Alpertにより示されている。すなわち, Wake中のイオン密度の変化分  $\Delta n$  は,

$$\Delta n(x, y, z) = n_0 \frac{M U_0^2}{2\pi k T z^2} \int dx_0 dy_0 \exp\left[-\frac{M U_0^2}{2kT} \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{z^2}\right]$$

となる。ただし,  $U_0$ : イオンビーム速度,  $T$ : イオン温度  
上式は, イオン密度変化分  $\Delta n$  が Mach 数  $(M U_0^2 / 2kT)^{1/2}$  の関数となることを示している。このことより, Wake中でのイオン密度の変化からイオン温度を算出することが可能である。そこで, 我々の実験室でイオンの変化を測定した。一例を第一図に示す。密度変化は周囲の密度により正規化した。実験は障害物を長方形とし, プラズマの流れる方向を  $x$  軸, 流れる方向に対し垂直を  $z$  軸とし, 固定バイアスプローブにより測定した。例のイオン分布より, Mach 数は  $0.7$  で, Faraday cup により求めた Mach 数は  $4.0$  と大きな差異が見られる。これは, Mach 数が大きい場合, 精度が非常に悪くなることを考えられ, 今後より精度の高い実験を行なうためには, より小さい Mach 数のプラズマを生成しうるプラズマガンを作成する必要がある。

次に障害物後方で起る電子温度の上昇に関して, 現在次の二つの原因が考えられる。  
i) Potential well による局かけの上昇 ii) Wake中における波との非線形効果による上昇である。エミッションプローブを用いて Potential well を測定する場合, プローブ挿入により付近の電場を乱し, 正確な Potential well を測定することができない。そこで今回電子銃による測定法を計画している。電子銃は  $\Delta E/E$  が数%で, エネルギーが  $0.1 \sim 1$  keV の電子ビームを, Wake後方より発生し, 障害物背面に設けた collector により, 電子ビームを捕集することによって, Potential well の電位を測定するものである。

また, 理論的に Vlasov と Poisson の方程式を差分を用いて解き, Potential well の電位を求められているが, まだ十分な結果を得ていない。



第1図 Wake中のイオン分布

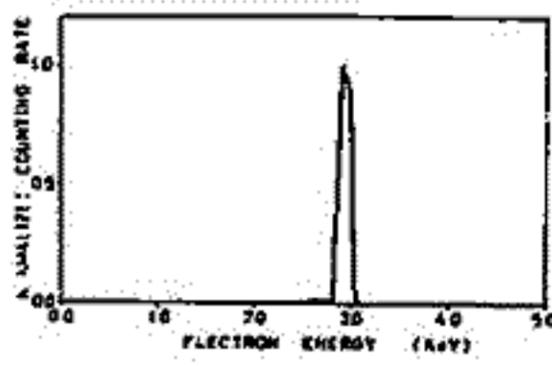
藤沢好孝・岡谷信幸・松本治敏  
(神大工)

第17次南極ロケットJ-310JA-1号機に搭載された KeV 電子観測装置(ESM)の成果を基礎に、装置の小型化、精度の向上、測定範囲の拡大、獲得データの信頼性の向上を目的として改良を行なった。この改良型 ESM は第19次南極ロケット J-310JA-5-6号機及び1978年1月打上げ予定の K-9M-61号機に搭載される予定である。主な改良点は次の通りである。

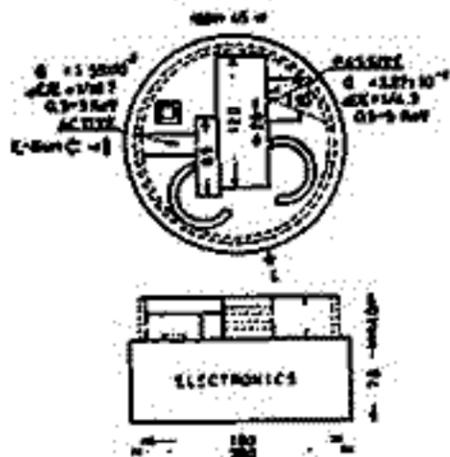
(i)アナライザの改良 (ii)外乱(特に紫外線)の影響の除去  
(iii)放電対策 (iv)装置の小型化

(i)については従来通り磁界型アナライザを用いたが分解能を向上させるため  $90^\circ$  偏向型を  $180^\circ$  偏向型とした。図1に  $180^\circ$  偏向型の分析例を示す。また磁界の形成方法を永久磁石から電磁石に変更した。この結果、磁界の強さを変化させることが可能になり、広範囲のエネルギーレンジに対するアナライズ能力を持つこととなった。また永久磁石より電磁石の方が形成された磁界の均一性に富んでいる。次に(ii)については、第17次南極ロケットの観測結果は紫外線の影響を受けていることが判明した。このことは室内実験によって確認された。これは紫外線の照射による発生した二次電子が二次電子増倍管(CEM)に侵入し、計数することによる。そこでCEMの入力端に  $-40V$  を印加し、二次電子を除去させる。(iii)については、真空中ではCEMに印加する高電圧(3KV)のため放電の起こる危険性がある。このため第17次南極ロケットではセンサー部をダブル・メッシュでおおって開放型とし一応の成功を見た。しかし高圧印加時間は安全をきしてほぼロケット軌道の頂上付近としたため観測時間が限られた。そこで観測時間の増大、ならびに高圧印加最適時間のための基礎データを得る目的で、搭載用の小型ミュルツ型真空計の用務を行なった。(iv)については、電源部、回路部の改良、配線の再構成等により、 $\phi 120mm \times 120mm$  に2つのセンサーを組み込むことができた。(i)~(iv)をもとに作製した装置の構成図を図2(K-9M-61号機用)、図3(J-310JA-5-6号機用)を示す。

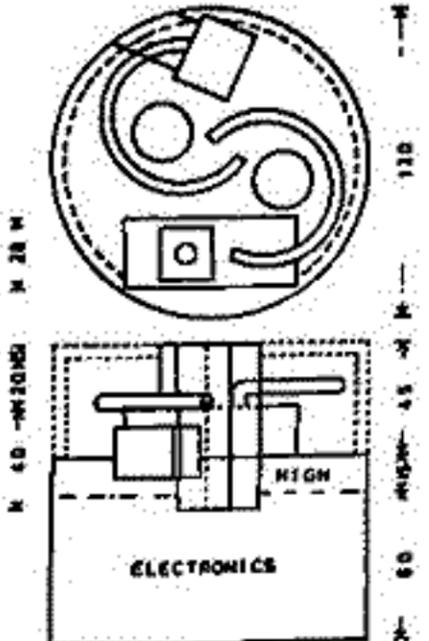
2つの観測装置は各々の目的に沿って、センサー部の構造が異なっている。K-9M-61号機用では2つのセンサーがロケット軸に垂直な平面に配されている。これは一方のセンサーがもっぱら降下電子測定用であるのに対し、他方のセンサーは相乗り観測器(CBE)によるアクティブ実験の電子フラックス測定用である。一方 J-310JA-5-6号機用では同一のセンサーをロケット軸に対して平行、垂直の2方向に配することにより、広範囲のビッチ角分布の測定を試みる。



第1図  
 $180^\circ$ 偏向磁界型アナライザ分析例



第2図  
K-9M-61号機用ESM



第3図  
J-310-JA-5-6号機用ESM

田中敬史・橋詰庄一郎

(防衛庁技研 飯岡支所)

E領域の中:2発生する Es layer は、数100 kmの水平規模で数時間の寿命を持ち、短波伝播では specular reflection type Es として知られている。このほか2 scatter type Es とともにのれる小規模な irregularities が出現する。飯岡に於ては 25.54 MHz radar を使用して、1973年冬から Es irregularities の観測を実施し、予備報告は59回講演発表を行なった。本報告では、radar echo のドプラー分析結果を基めて、出現特性、運動、構造等 Morphology について述べる。

**観測方法** 統計解析のためには、マルチペン記録器による湿式記録紙記録(方位・距離・強度表示)を用い、fine structure と運動を観察するためには、CRTのフィルム記録(距離・時間・強度表示)を用いた。Es irregularities からの backscatter echo の周波数領域及び時間領域ごの実時間分析のためには、夫々スペクトラムアナライザ(UA6B) 相関確率分析器(SAI-43A)を使用した。

**結果と検討** radar echo からえられた Es 層と Es irregularities の平均的特性は、下表のようである。前記述べたように、日本上空の Es 層は、昼間は C タイプ、夜間は F タイプが大多数を占め、昼間の水平規模は大きく、寿命が長く、夜間は小さく、寿命が短い。この特性は、Es 層の出現高度(昼は高く、夜は低い)に対応している。

Es irregularities は、echo の出現の aspect-sensitivity から、field-aligned とあり、幾何学的考察により、出現高度は100 km 近辺の下部 E 領域とみられる。Es layer からの backscatter echo と 1対1 の関係はないが、非常に良い相関を示すことから、下部 E 領域の Es 層の中に発生すると考えられる。運動は、夏秋冬について同様な傾向を示し、進行方向には明白な日変化はみられない。速度は、Es 層の場合と変わらない。幾何学的制約(aspect sensitivity)から、寿命の上限は不明であるが、数分以下の寿命は多くない。

Es irregularities からのエコーは、送信パルス中の倍程度の広がりであり、エコー間隔は同一間隔の位相を保持したよエコー群として移動する。ドプラー・スペクトラムは、Es 反射層からの散乱波と異なり、常に視線速度に相当する中心周波数の周りに、中心値で10 Hz 程度の広がりを持つ。

Es irregularities は field aligned であり、Bragg 条件を満たすレーダーの半波長(6m)程度の電子密度ゆらぎが散乱に寄与し、ドプラー中の広がりが散乱体内の乱流的な運動によるものと仮定すれば、layer type Es とは異なる機構で発生するものと考えられる。<sup>(irregularities)</sup> 飯岡が Sg focus の北側に位置する時、出現のピーク時の19~22時には電場は上向きでドリフトは西向きであることから、 $dN/dx (>0)$  が最大となる Es 層下部に発生する cross-field instability による説明が妥当と思われる。

平均の	Es irregularities	Es layer
日変化	夜間>>昼間	昼間>>夜間
季節変化	夏>冬>春>秋	夏>春>秋>冬
構造	field-aligned	nonaligned
大きさ	~数 km	~500 km max
寿命	~数10 mins	~5 hrs max
運動	西向	西向偏倚半日変化
速度	~60 m s <sup>-1</sup>	~50 m s <sup>-1</sup>
出現高度	~100 km	100~120 km
出現距離	方位依存	f <sub>o</sub> E <sub>s</sub> 依存
エコー幅巾変動率	~10 c/s	~0.5 c/s
自己相関(1/2)	~0.08 s	~0.8 s
ドプラー巾(1/2)	≥ 10 Hz	≤ 1 Hz
電波反射型式	散乱	反射

# 11A-II75 1次/2次モード Tweek による Conductivity Parameter の推測・Tweek の発生頻度についての考察

及川聖彦 荒木喬 奥田光直

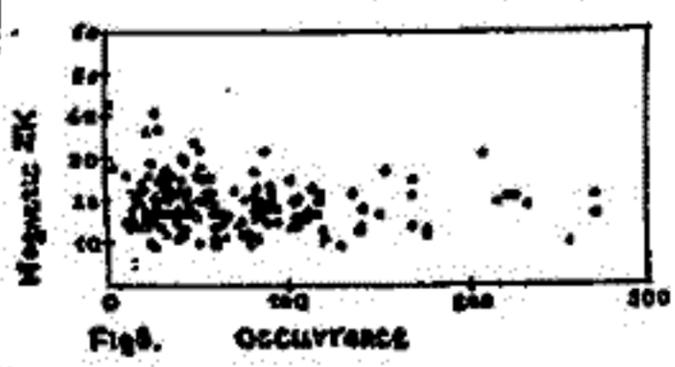
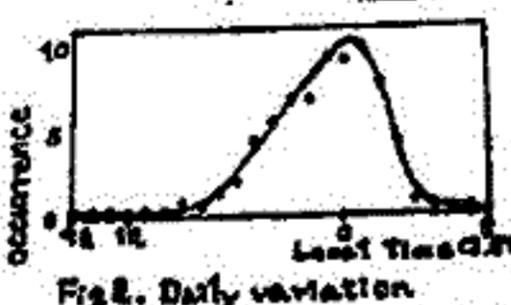
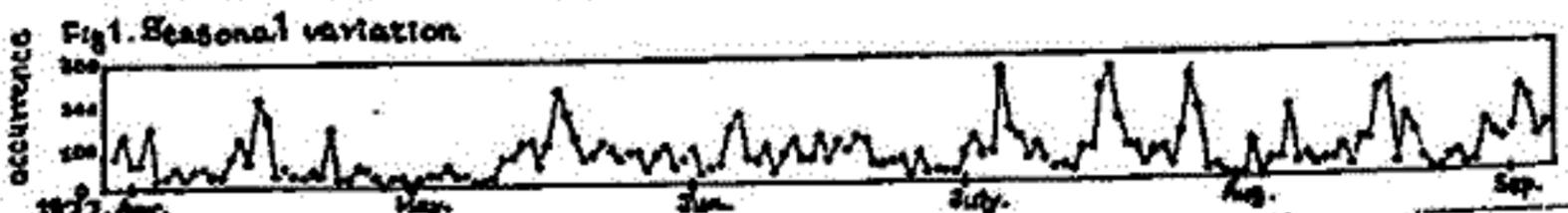
弘前大学教育学部自然科学教室

## 1. はじめに

Tweek が地表と電離層の間を導波管理論により伝搬するのは周知のことである<sup>(1-4)</sup>。この Tweek を弘前大学校内において受信し、毎時50分から1分間に発生した分散のわかるものを耳によって数えた。観測期間は、1977年4月から8月までの約150日で、以下その結果について報告する。

## 2. Tweek の発生頻度についての統計的処理

Fig 1 を見ると、4月中旬から5月中旬にかけての発生頻度の減少が目立つ。これはこの期間に、地磁気擾乱が大きくなったことと関連するように思われる。Fig 3 で Tweek の1日の発生頻度とΣK の相関を見こみる。ΣK 24 以上の場合 Tweek の個数が100個以上となった cases は 27 cases のうち 4 cases である。ΣK が 24 以下の場合この傾向が見られなことから、ΣK 24 以下の場合 Tweek の伝搬に影響を与えにくいことが推測される。現在解析中であるが、分散の大きさを3段階に分けた場合、ΣK との相関は中位のものが多い。しかし、Data の個数が少ないため、Data を蓄積し、今後さらに検討していきたい。



## 3. 1次/2次モード Tweek による Conductivity Parameter の推測

Wait の式<sup>(5)</sup>より、電離層の高さ  $h$ ,  $\omega_x$ , 伝搬距離  $d$  を知る式を算出した。  $f_x = 1.5c/h$  がその式で、 $f_x$  は、 $\omega_x = 2\pi f_x$  とし、1次モード Tweek と 2次モード Tweek の群速度  $V_g$  の時間差  $\Delta T = T_2 - T_1 = d/V_g$  が  $\Delta T = 0$  となる点である。この時の1次モード Tweek の  $\omega$  が  $\omega_x$  である。上式から観測により  $\omega_x$  が求められれば、電離層高度  $h$  が求まる。さらに、電離層 Parameter  $\omega_x$ , 伝搬距離  $d$  も推測可能である。ただし、伝搬距離  $d$  は、観測点から  $d$  の円の範囲に source があるということを示すだけで、source の方向は別な手段を求めなければならない。

## 4. 結論

Tweek の伝搬が電離層の状態に大きく依存していることが推測される。今後、さらに Data の蓄積をはかり、下部電離層の状態について Study していきたい。

### Reference

1. Jinsuke OHTSU and Mizuo KASHIWAGI, On harmonic components of tweeks, Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ, vol 14, P56-60, (1967) [完訳にて転載]
2. 上山弘, 森洋介, 荒木喬, "高次モード tweek について" 才50回電磁気学会 P82 (1976年)
3. 森洋介, 荒木喬, "Tweek による conductivity parameter の推測" 才51回 日本地球電磁気学会 P38 (1977年)
4. 大津仁助, "導波管理論による Tweek の数値的研究" Bulletin of the Research Institute of Atmospheric Nagoya Univ, vol 10, No1-2, P53-63.
5. J.R.Wait: "The Mode Theory of VLF Ionospheric Propagation for Finite Ground Conductivity" proc, IRE, P760-767 (1957)

馬場清英

中部工業大学

VLF電波は、一般に伝播路が昼間と夜間の場合に区別される場合には、受信信号の位相と強さはかなり複雑な形を示す。これは日本英でモード変換がおこり、モード干渉による結果とみえ、一般的には説明されている。しかしながら全伝播路が同時に、おこるはかなり短時間のうちに日本になる場合には、かなり異なる様相を示す。このとき地球-電離層導波管は伝播方向に対して、比較的一様な構造を示す。したがってVLF電波の伝播特性は、D-領域の状況を太陽天頂角の変動に対応して示すはずである。

当報告は、NWC-春日井伝播路の22.3kHzのVLF波についての、日本時における伝播について行う。11月-2月にかけての期間は、この伝播路の日本時短時間に、おこるは同時におこるとみえ、

D-領域の電子密度分布を、日本時について仮定し、導波管理論を用いてモード方程式を解いた。電子密度の一例がFig.1に示されている(Thomas and Harrison<sup>1)</sup>, Schute-Vannack<sup>2)</sup>。電離層の日本( $\chi=98^\circ$ )から地上の日本( $\chi=90^\circ$ )の間で temporary layer ができていると仮定している。モード方程式は full-wave method を用いた任意の分布を取扱うことのできる方法によるものである(Pappert et al.<sup>3)</sup>, Pappert<sup>4)</sup>。Fig.1の場合に解いたモード解から1次、2次モードについての位相遅延と減衰係数がFig.2に示されている。その特徴は、 $\chi=93\sim95^\circ$ の間で減衰係数が極大になるとみえる。さらに信号の位相と強さを求めて受信結果と比較検討する。

参考文献

- 1) Thomas, L. and Harrison, M.D., J. Atmos. Terrest. Phys., 32, 1 (1970)
- 2) Schute-Vannack, C.A., J. Atmos. Terrest. Phys., 36, 489 (1974)
- 3) Pappert, R.A. et al., Radio Sci., 2, 387 (1967)
- 4) Pappert, R.A., Radio Sci., 3, 219 (1968)

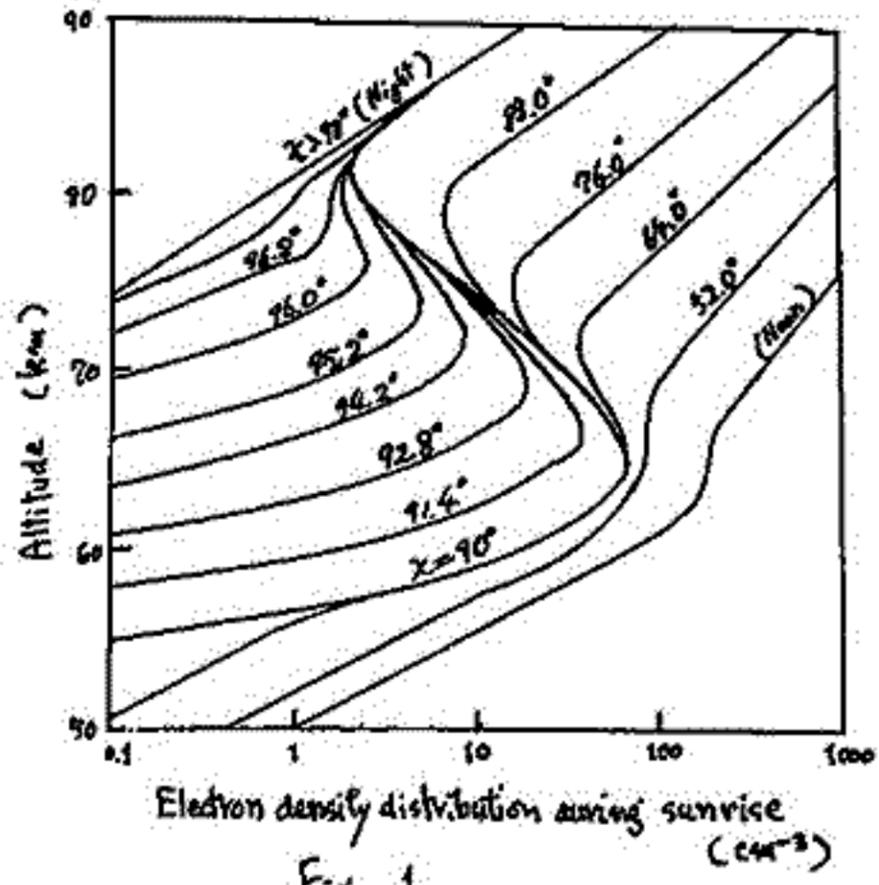


Fig. 1

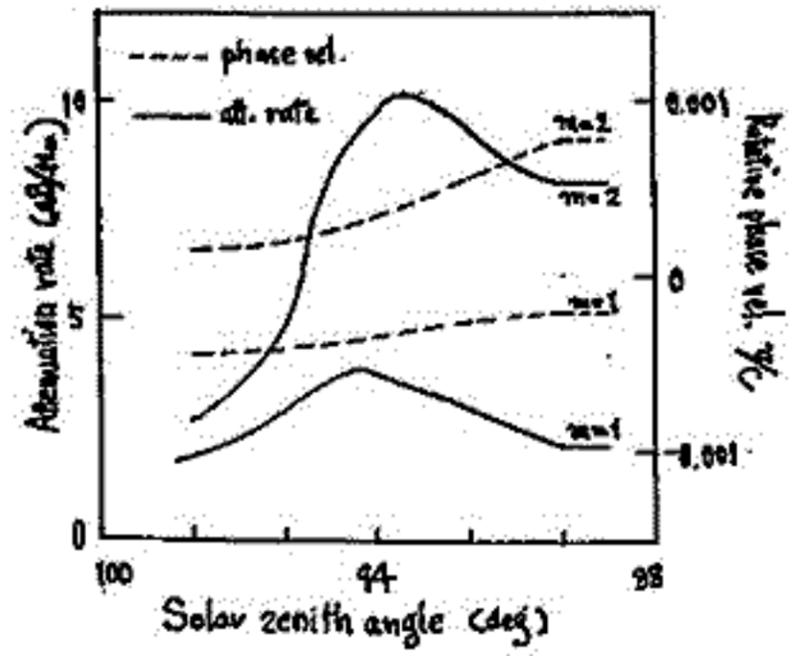


Fig. 2

# 11A-II77 平磯で受信したWWVH局 15 MHz 標準電波の電界強度及び受信時間の長期変化

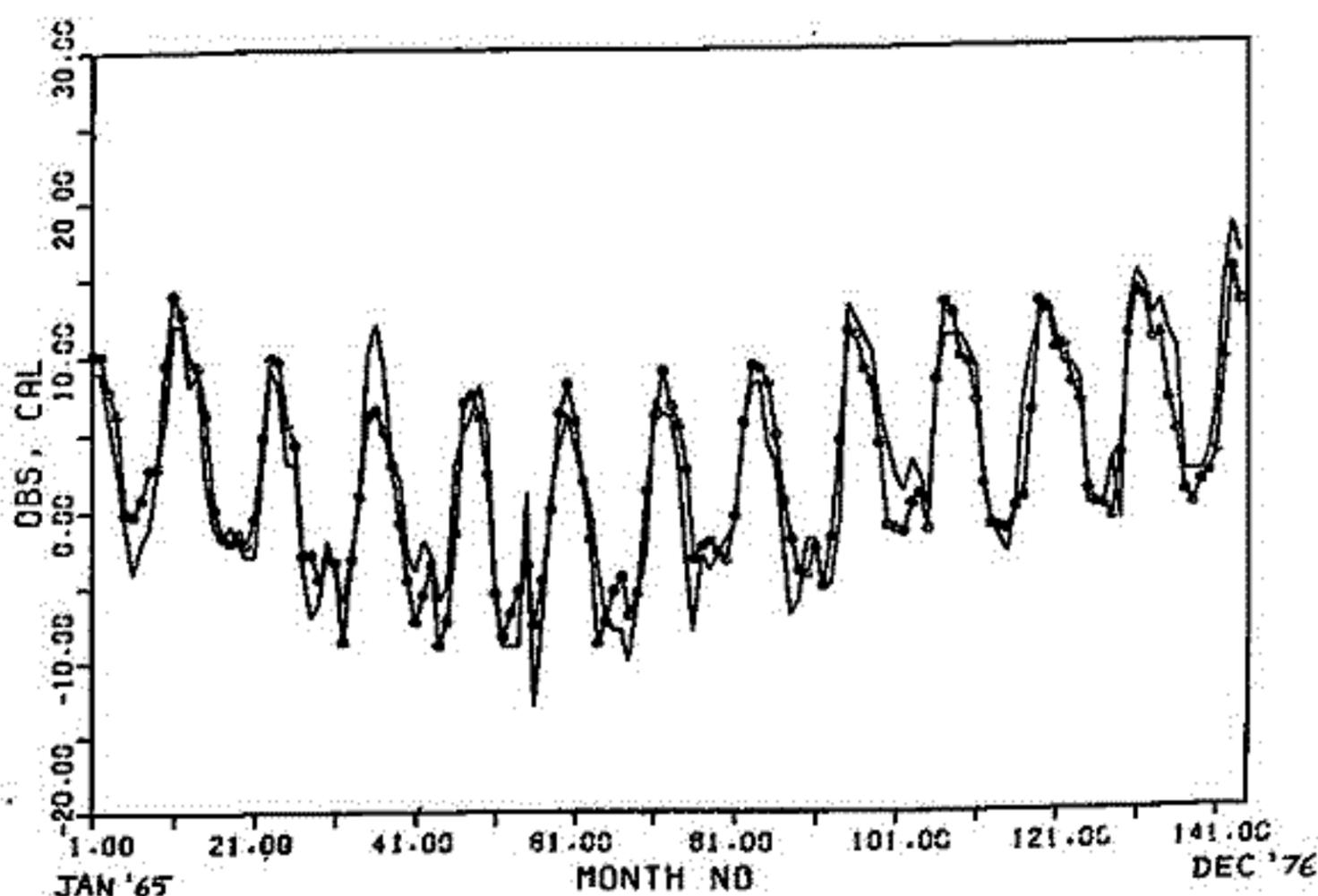
丸橋克英, 野崎憲朗, 桜沢晃  
郵政省電波研究所平磯支所

WWVH局 (Kauai, Hawaii) 発射 15 MHz 標準電波の平磯における 12 年間 (1965-1976) の測定結果を用いて, 短波伝搬の長期変化について調べた。解析の目的は, 各月, 各時刻の電界強度及び各月の受信可能時間帯を任意の太陽活動期に於いて予測する可能性を調べることであり, 電界強度としては月中央値を用い, 太陽活動を表わす指数としては, 太陽黒点数および 2800 MHz 太陽電波強度の月平均値および 12ヶ月移動平均値を用いた。電界強度のデータは一見して季節変化と 11 年太陽活動周期による変化が卓越しているため, 解析の主眼は次の諸点を求めることに置いた。

- (1) 各月, 各時刻の受信電界強度と太陽活動との間の相関性
- (2) 各時刻の電界強度の日変化, 季節変化の基本パターンの太陽活動による変化
- (3) 各月, 各時刻の受信時間率, 各月の受信可能時間帯と太陽活動との間の相関性
- (4) 受信時間率の日変化, 季節変化の基本パターンの太陽活動による変化

一般に短波の遠距離伝搬では, 受信電界強度は主として D 層, E 層の吸収により決定され, 受信可能時間帯は F 層の電子密度によって決定されると考えられており, CCIR (国際無線通信諮問委員会) が 1970 年に採択した短波空間波電界強度計算法も基本的にこの考え方に従っている。今回のデータ解析の結果を CCIR 方式の計算値と比較すると, 電界強度については定性的にも定量的にも顕著な差が認められる。特に, 電界強度が太陽活動とともに増加する時間帯が存在することは, D 層, E 層の吸収では説明がつかず, 電界強度が何らかの形で F 層の影響を強く受けていることを示すものと思われる。受信時間帯の変化については, 両者は定性的には大体一致しているが, 量的には有意な差が認められる。下に回帰直線から再現した受信電界強度と実測値との比較の例を示した。

WWVH 15 0045 UT



# VLF電波でみた下部電離層日出効果(II) —受信電界強度のオーバーシュート変化—

柴田 喬  
(電気通信大学)

VLF長距離伝搬波の電界強度受信記録にみられる電離層日出効果の典型例を図1に示す。図中(a)とした部分はよく知られているモード干渉フェージングであり、簡単なモデルを用いたモード干渉理論でよく説明され、夜間下部電離層電子密度分布を間接的にではあるが反映するものである。そのフェージングに先行して記録される電界強度のオーバーシュートの変動(図1中の(b))は、電離層日出の初期効果によるものと思われるが、その変動スケールは0.2~1.5 dB程度と、ばらつきはあるものの非常に小さく、従来のように夜間伝搬路でのモードを $\chi_1$ ,  $\chi_2$ モードのみとした簡単なモデルでは解釈が困難である。

講演では、日出時にみられる電界強度のオーバーシュート変化を解釈するために、 $\chi_3$ 次モードの効果を加味し、さらに日出という時間的(=場地的)に電離層電子密度分布が変化していった場合の、各モードの伝搬パラメータの変化の様子を考察した結果を報告する。

電離層電子密度分布 $N(z)$ としては、(1)式で表わされるようなものを仮定し、 $x$ を変化させることにより分布を変化させた。

$$N(z) = N_0 \left[ 1 + A \exp\left(-\left(\frac{z-x}{d}\right)^2\right) \right] \quad \text{for } z \geq x$$

$$= N_0 (1+A) \quad \text{for } z < x \quad (1)$$

但し、 $N_0 = n \cdot \exp(\beta z)$

モード減衰率 $\alpha$ についての結果の一例を図2に示す。横軸 $x$ は電子密度変化の到達高度を表すパラメータであり、日出時の電離層が下層から成長していくなれば、時間的な推移の方向ととれる。縦軸は、電子密度分布が $N_0$ のときのものに対する各モードの強度比を受信点での値で表している。密度変化の到達高度が高くなるにつれて各モードの強度は変化前にくらべて減少していくが、高次モードほどその減少の割合は大きい。強度比の減少は85~6 kmで若干の増加に転じ、90 km以上の電離層の状態変化は各モードにあまり影響を与えない。

例えば、強度が5%減となる状態をとってみると、 $\chi_3$ 次モードでは、80.5 kmのところ、 $\chi_2$ ,  $\chi_1$ 次モードではそれぞれ82, 85 kmのところ密度変化がおよんで来た時ということになり、このことを時間的過程でとらえてみるならば、高次モードほど早く減衰効果を受けるといふ結果となろう。

よりくわしい議論は、講演時に仰することにする。

NWC-SUGADAIRA  
OCT. 13 1972

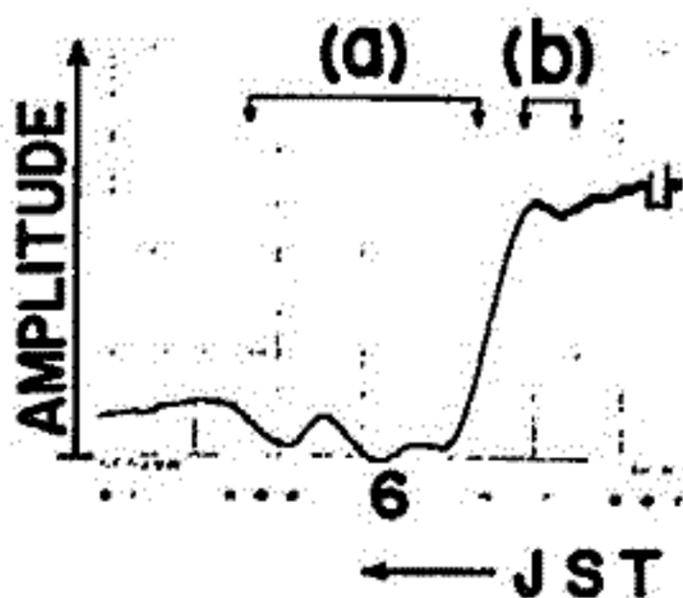


図1

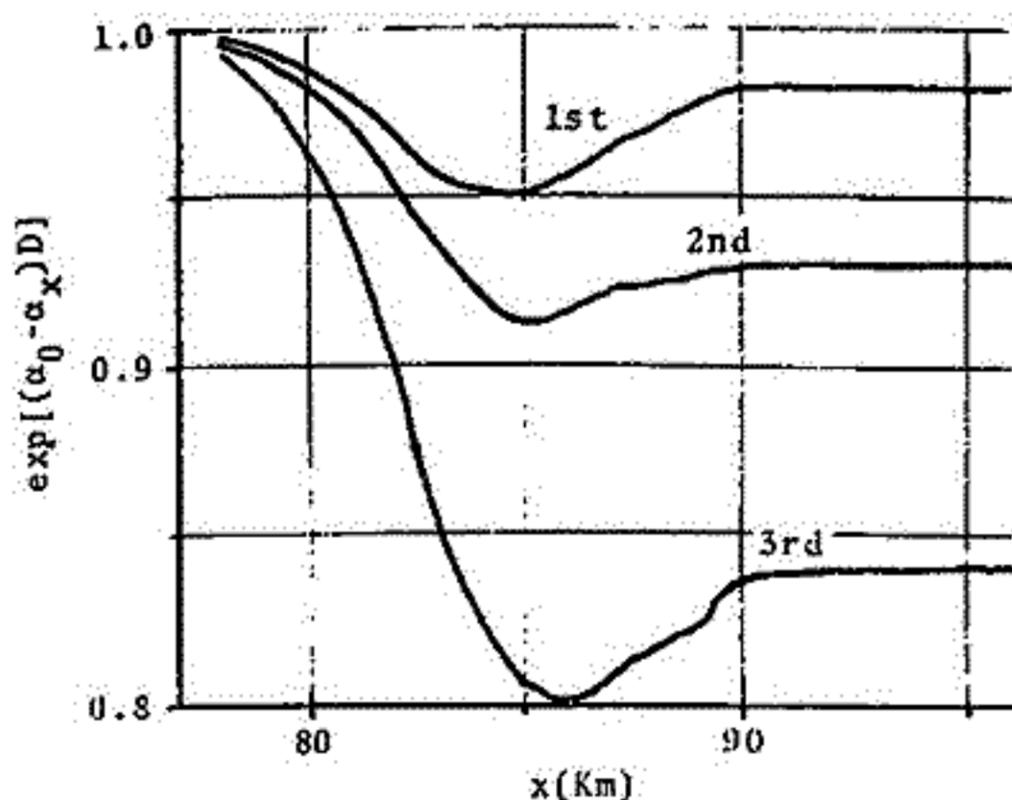


図2

$$\left. \begin{aligned} A=1, d=1 \text{ km}, f=22.3 \text{ kHz}, D=6970 \text{ km}, \\ \beta=0.6673, n=4.69 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \right\} \text{ @2h-113 } 1972-9$$

について

水野浩雄

(国土地理院)

地磁気永年変化に impulsive な変動があるか否かはたのへん重要な問題である。

Allredge は水平分力にみられる impulsive な変化が太陽黒点数の増減と良く相関してお

り, ring current その他の外部原因により生ずるものだと論じた。(JGR 80, 11, 1571, 1975)

彼は特に日本の観測所(廿満別, 柿岡, 鹿野山, 下里, 鹿屋)の1965年から1970年迄

の年変化量の変化が, 同じ時期の太陽黒点数の年変化量の変化と平行して...と指摘し,

内部原因の年変化量はIGRFで示される値にはほぼ一定しつつ, solar cycleの影響によ

る fluctuation が主としてのものであると主張した。(JGR 28, 4, 317, 1976)

(しかし, 1974年以降今日(1977年6月)迄のデータを追加して, Allredgeの方法と全く

同様に適用すれば, 年変化量が太陽黒点数の増減とは平行せずに一年程度の短い時帯で

impulsive に遷移する現象が たしかに起り得ることを確認される。

第一図は, 柿岡における north component X の年変化量と太陽黒点数 S の年変化

量とをあらわしたもので, ... Allredge の図と1976年迄延長したものである。図

から明らかなように Allredge が取り扱った1974年迄は両者は良く対応して変動して

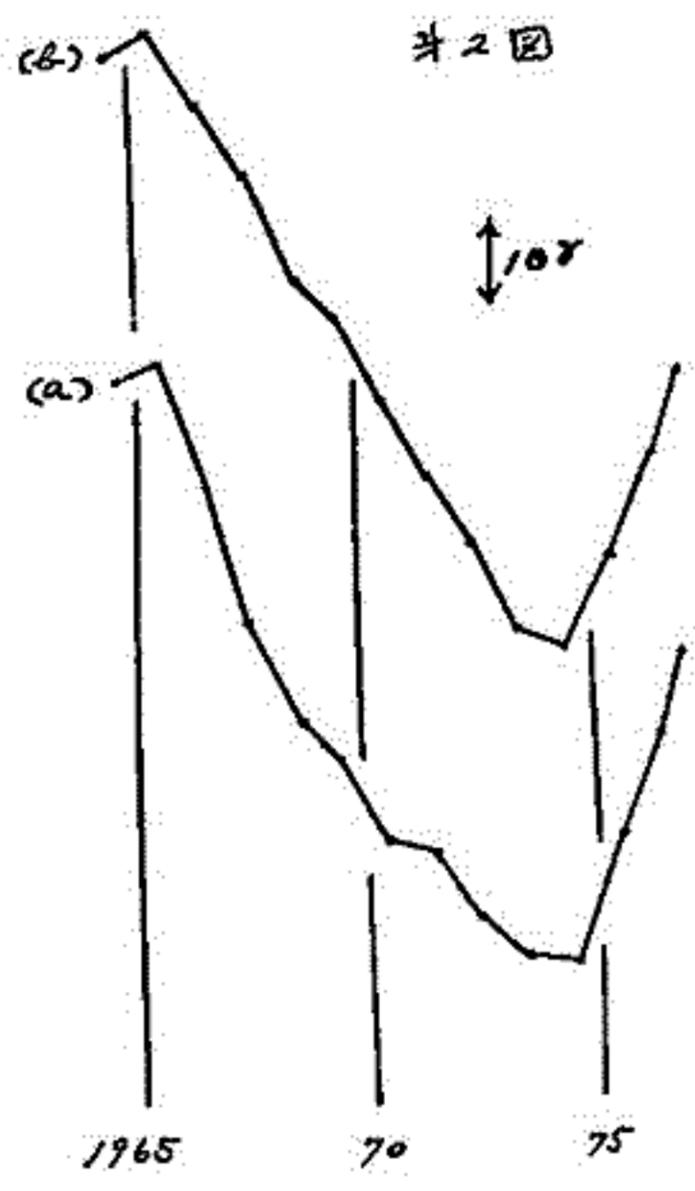
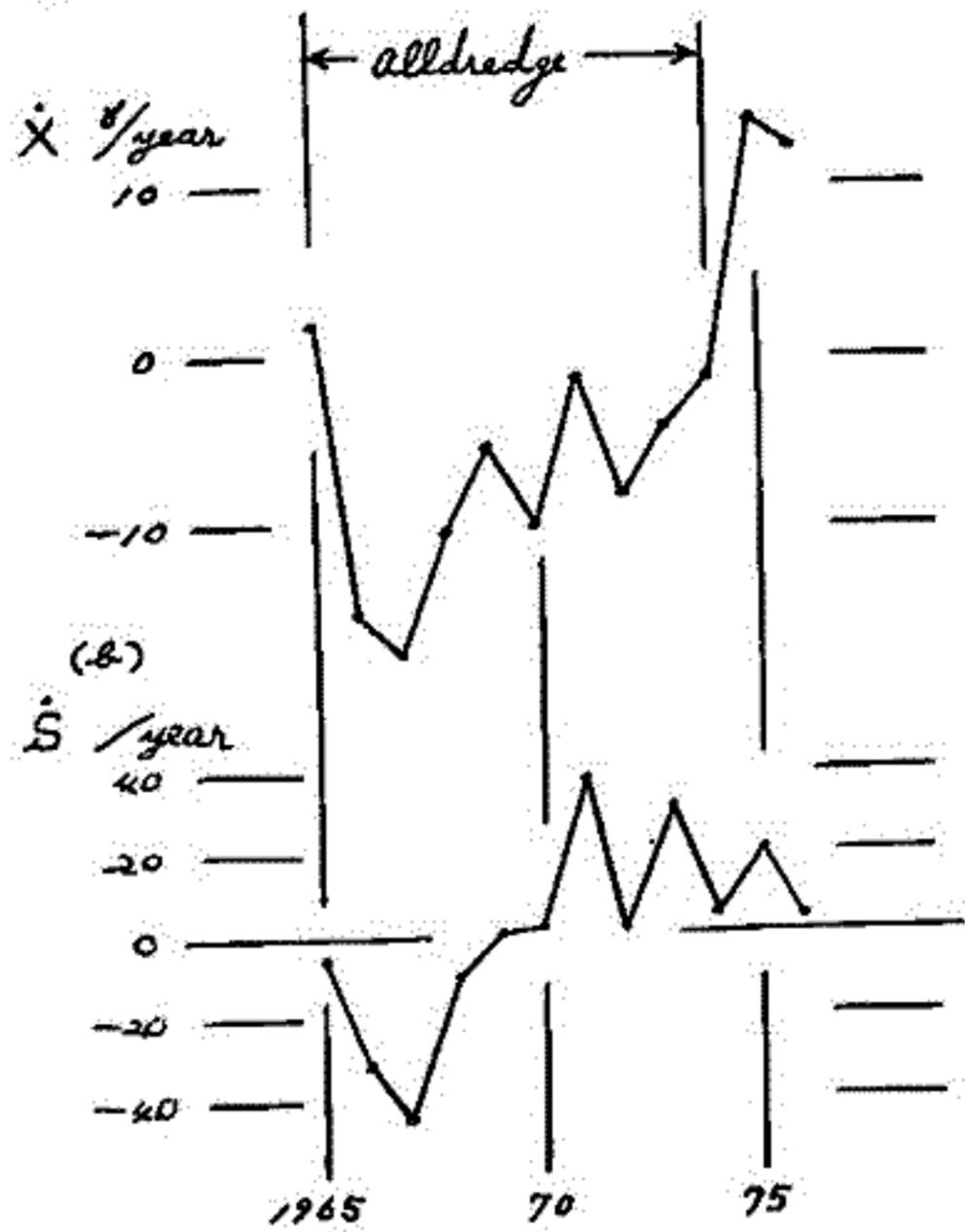
いる。(厳密には1965~66年と1973~74年とは対応が欠けていっているのであるが。)

ところが1974~75年の一年間に X はいきよに 16%/year と激増し, さらさらいし

て急激に遷移したにも関わらず, それに照応する太陽黒点数の変動は認められぬ。

柿岡の年平均値(Xの)とプロットしたのが第二図(a)である。

第一図 (a)



1966年~73年の間の美事相関が保たれている時期のデータから、太陽黒点数の5%の変化が、10%のX成分の変化をもたらすことが判る。この数値は、従来いらいから角度から考察されてきた地磁気の solar cycle dependence の振中と矛盾しない。1964年以降の柿岡の年平均値とこの関係を用いて、太陽黒点数の変化が2.5%の状態に reduce して、永年変化のカーヴと画くと 第2図 (b) のようになる。当然のことから 1965.5~1970.5 の間は、時向と共に linear に減少しているが、1970.5 と境として 年率約 12% にのぼる一様な増大に急変し、これは 1977.0 年迄は 続いている (1977年6月のデータ迄用いて決定した 1976.0 年の年平均値が 第2図の最後の値である)。

1974.5 年と境として 年変化量の impulsive な遷移が生じたことは明白である。

この向の worldwide データは現在検討中であるが、西ヨーロッパ、アメリカでは、このようにことは起っていない。現象が zonal であること、外部原因ではあり得ない証拠となる。

11P-II80 1975.0年に於ける日本近海の地磁気積年変化の分布について。

歌代 慎吉, 兼子 俊郎  
 (海上保安大) (海上保安庁水路部)

1975.0年、日本周辺海域の地磁気積年変化図を作成するために、イルクック、マクック、ウラジオストック、マガダン、ユーズノオハリンスク(ソ聯)、マニラ、柿岡、下里、鹿屋(日本)、ルービン(台湾)、モンテンルパ(フィリッピン)、ガウラム(米国)の12の地磁気観測所のデータを引用し、緯度、経度の二次分布式を用いて最小自乗法により地磁気7成分(D, H, I, F, X, Y, Z)の積年変化図を作成した。計算より得られた分布式は次の通りである。

$$\frac{dD^{West}}{dt} = +0.9' - 0.00005 \Delta \varphi - 0.00177 \Delta \lambda + 0.0000003 \Delta \varphi^2 - 0.0000006 \Delta \lambda^2 + 0.0000008 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 0.3'$$

$$\frac{dI}{dt} = -0.9' + 0.00120 \Delta \varphi - 0.00134 \Delta \lambda - 0.0000007 \Delta \varphi^2 - 0.0000002 \Delta \lambda^2 + 0.0000012 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 0.1'$$

$$\frac{dH}{dt} = +14'' - 0.0089 \Delta \varphi - 0.0078 \Delta \lambda + 0.0000005 \Delta \varphi^2 - 0.0000003 \Delta \lambda^2 + 0.0000001 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 5''$$

$$\frac{dF}{dt} = +8'' - 0.0101 \Delta \varphi - 0.0039 \Delta \lambda + 0.0000001 \Delta \varphi^2 - 0.0000004 \Delta \lambda^2 + 0.0000005 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 2''$$

$$\frac{dX}{dt} = +12'' - 0.0083 \Delta \varphi - 0.0012 \Delta \lambda + 0.0000005 \Delta \varphi^2 - 0.0000002 \Delta \lambda^2 - 0.0000003 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 3''$$

$$\frac{dY}{dt} = -10'' + 0.0085 \Delta \varphi + 0.0094 \Delta \lambda - 0.0000006 \Delta \varphi^2 + 0.0000004 \Delta \lambda^2 - 0.0000002 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 1''$$

$$\frac{dZ}{dt} = -3'' + 0.0114 \Delta \varphi - 0.0170 \Delta \lambda - 0.0000009 \Delta \varphi^2 - 0.0000005 \Delta \lambda^2 + 0.0000015 \Delta \varphi \Delta \lambda \quad p = \pm 2''$$

但し  $\Delta \varphi' = \varphi - 34^\circ N$   
 $\Delta \lambda' = \lambda - 136^\circ E$

以上の式から得られた1975.0年の積年変化図と1970.0年の図を比較すると著しく異なっている。これは1972年頃の積年変化の様子が変わったことによる。従ってその様子を詳しく調べるために、1970.0年から1976.0年迄の毎年積年変化図を描いた結果について述べる。

地磁気移動班(笹井洋一・石川良宣)

東京大学 地震研究所

伊豆半島東部地域の異常隆起と地震活動に伴う、地磁気変化の有無を検出する目的で、我々は全磁力の連続観測およびくり返し磁気測量を実施している。

### (1) 中伊豆町管引における全磁力連続観測

1976年6月以来、中伊豆町管引で、プロトン磁力計による夜間連続観測(0h-24h JST)を行ない、鹿野山と比較している。76年6月から7月にかけて、約4%の減少を示し、8月頃に当初のレベルに回復、その後はあまり変化は無いが、若干増加を続けているように見える。1977年3月以降の変化については後述する。

### (2) くり返し磁気測量の結果

のべ19点の観測点について、今迄に3回の測量を行なった。測量域は電車のノイズが大きいので、第1回は、深夜の手動観測、第2回以降は2組の磁気テープ自動記録方式のプロトン磁力計により、自動記録および手動観測を併用した。測量時期は次の通りである。

I. 1976年5月29日-6月3日

II. 1976年11月11日-11月16日

III. 1977年2月6日-2月12日

I~IIの期間に、修善寺附近を境界として、プラス、マイナス各々5%程度の顕著な正負の異常(北側で全磁力減少、南側で増加)を生じた。II~IIIの期間にかけては、この西部地域はあまり変化が無く、東部~中央部の遠笠山附近で全磁力の減少が目立った。IとIIIの時期を比較すると、西部地区の正負異常と、中央部の前者と反対符号(北側で増加、南側で減少)の変化が顕著である。水準測量(国土地理院)および重力測量(震研)によれば、異常隆起活動はI~IIの期間にかけて、隆起の中心部は停滞に入ったが、隆起域そのものは、西方および東方に拡大した。II~IIIにかけては、周辺部は停滞ないし沈降に転じた。

このような隆起活動と地磁気変化の対応は、地下にある球状部分が増張する(いわゆる茂木モデル)ことによる *Piezo-magnetic Effect* を考えることによつて、定性的には理解出来る。しかし球状部分で、非常に大きな圧力増加を考えないと、量的には説明が困難のようである。

### (3) 1977年3月以降の変化

本年3月始め頃から、管引の全磁力が約4%ほど増加した。4月によって%減少し、2月頃に比べ2~3%増加した状態を続けている。4月および5月に偵察測量を行なったところ、測量域の全域にわたって全磁力の増加が見られた。伊豆半島西南端の松崎で、地磁気観測所による全磁力観測が行なわれているが、鹿野山と比較すると松崎では6%以上も減少している。しかもその減少は本年1月頃に始まり2月にピークに達している。遠笠山附近を中心とした微小群発地震は4~5月に活発化したが、最大のものは程度であった。水準および重力測量では隆起活動は頭打ちと見られるものの、中心部ではなお半年で5cmの隆起が見られる。全磁力だけから見ると、本年1月から5月頃にかけて、伊豆半島全域にわたって何事か起つたように思える。しかしそれがどのような地学的事件に対応するのか、現在の所分らない。

# 11P-II82 八ヶ岳観測所における地電流変化の特性

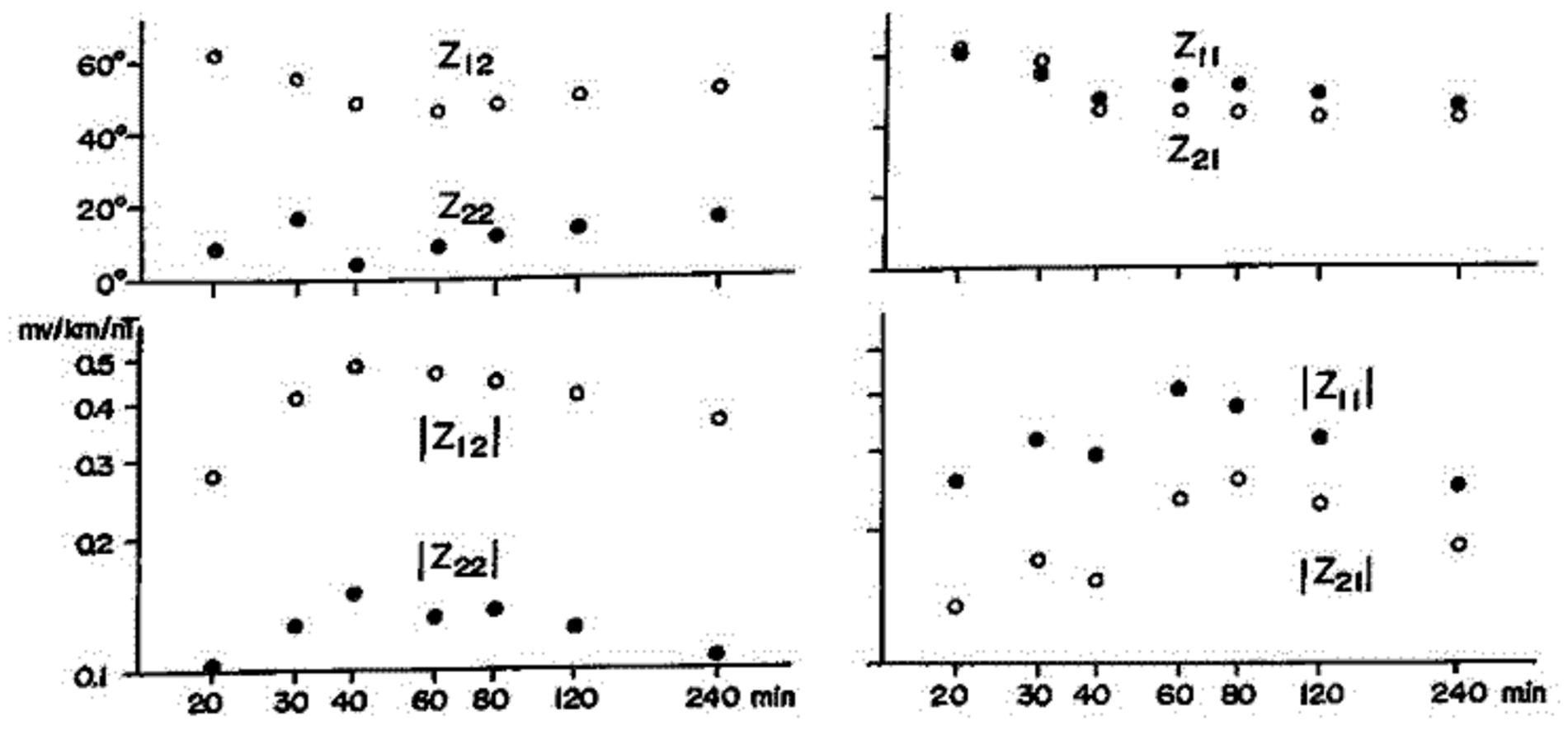
本蔵美舟 小山茂  
東京大学 地震研究所

八ヶ岳観測所では構内で地電流2成分を観測しているが、信越線および中央線が流れる電流が原因と思われるノイズが非常に大きく、誘導電流の観測はほぼ不可能となっていた。しかし、1975年10月の終りが11月の初めにかけてストロム電車が止まり、地電流の良好な記録がとれたので、この時の記録を用いて地磁気・地電流の変化を調べた。短周期変化の多い区間を4つ選び、それぞれが周期20分~240分のインベージンステンサーを計算し、各周期に打ちして平均をとめた。もと短い周期に打ちると、短周期ノイズのため正確には求まらな。

下図に $|Z_{11}|$ ,  $|Z_{12}|$ ,  $|Z_{21}|$ ,  $|Z_{22}|$ とそれぞれの位相を示した。 $|Z_{11}|$ ,  $|Z_{22}|$ が $|Z_{12}|$ ,  $|Z_{21}|$ と同程度であり、八ヶ岳観測所付近の電磁気的応答を一次元的には取り扱えな。さらに、インベージンステンサーから求めた skew は、これらの周期でも0.5より大きく、二次元的取扱もできなことをわかる。そこで、八ヶ岳観測所付近における地電流の特性として、次のように考えてみた。

磁場変化が北向きの時、 $Z_{11}$ ,  $Z_{21}$ の位相はそれぞれ $40^\circ \sim 50^\circ$ となり、両者はほぼ等しい。このことから、誘導電流の流れる方向は南西向きは南南西と求まる。これに打ち、磁場が東西方向に変化するときは様子が異なる。 $Z_{12}$ の位相は $Z_{11}$ ,  $Z_{21}$ とはほぼ同じであるが、 $Z_{22}$ の位相はこれとかなり異なる。このことから、少なくとも2つの異なる位相をもつ誘導電流が、それぞれ異なる方向に流れていることが示唆される。

$Z_{11}$ ,  $Z_{21}$ ,  $Z_{12}$ の位相の共通性がみえて、磁場に対して $40^\circ \sim 50^\circ$ の位相が八ヶ岳観測所付近を流れる誘導電流の位相であると考えられる。そうすると、 $10^\circ$ 程度の位相をもつ $Z_{22}$ が異なる誘導電流を表わしていることとなる。この誘導電流がどのようなメカニズムによるものかは不明である。中部地方において日本列島がほぼ東西に延びていると考えれば、 $Z_{12}$ は H-polarization case の  $Z/H$  に対応する。したがって、 $Z_{12}$ を用いて中部地方下の電気伝導度構造を推定することは妥当であるかもしれな。

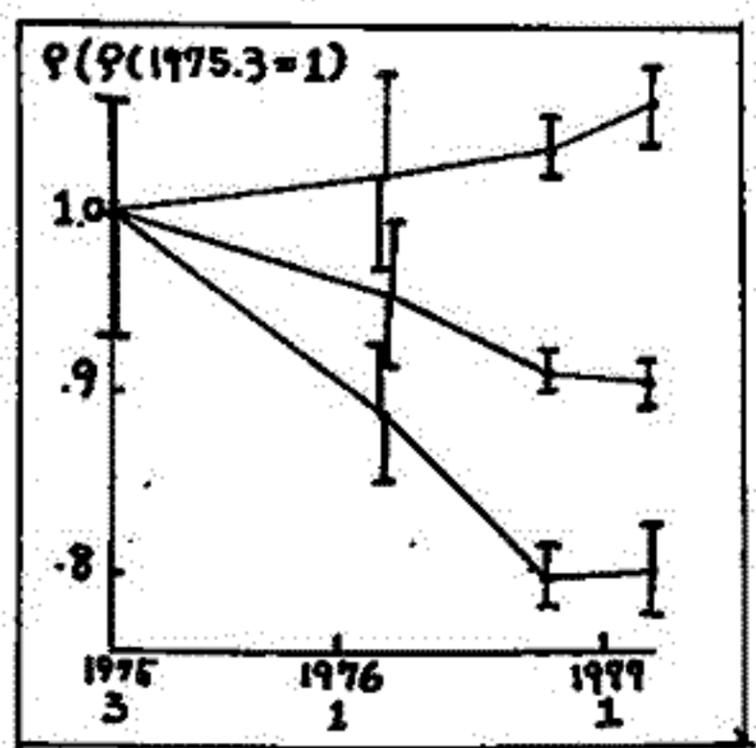


# 伊豆大島・三原山における比抵抗 くり返し測定の結果とその解釈

吉野登志男，歌田久司  
東大農研

## i) 測定の結果

火山活動に伴う、地下の比抵抗変化の検出を目的とした、直流法による比抵抗測定を、1975年3月以來、くり返し行、て来た。測定は、三原山東斜面に電流電極、西斜面に電位電極の設置点を、それぞれ3点定め、同一点で行、ている。第1図に、これまでに行、れた結果を示す。縦軸は、1975年3月の測定値を1とした見かけの比抵抗値、横軸は時間である。なお、(電位-電流電極間隔)/2 = r, 火口の半径をbとした時、r/bは、A, B, Cの測点でそれぞれ、2.17, 2.77, 3.43 である。

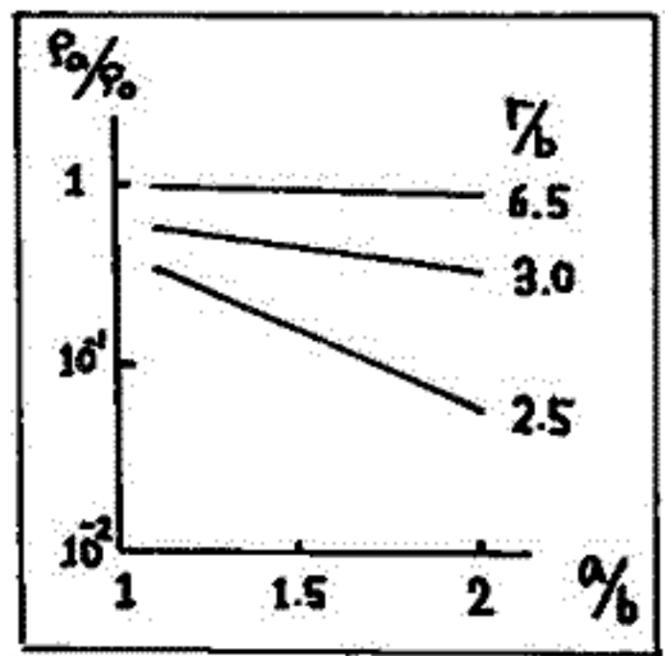


(第1図)

## ii) 回転楕円体座標 (prolate spheroidal coordinates) によるモデル計算

以上のような方法で測定される見かけの比抵抗は、火山活動度の変動と共に、主として次の2つの要因により、変化すると考えられる。

- ① 地下の比抵抗そのものの変化 (温度等による。)
  - ② 火口の形・深さの変化
- ここでは、②の要因が電場におよぼす disturbance を、回転楕円体座標系でラプラス方程式の解を求め計算した。第2図がその結果の一例で、横軸 a/b の a, b はそれぞれ、楕円体の長半径 (火口の深さ), 短半径 (火口の半径) である。



(第2図)

## iii) 考察

第2図から、火口の深さの変化に対して、火口に近い測点ほど比抵抗の変化は敏感であり、一方、火口から遠い測点では、深さの変化の影響をほとんど受けないことがわかる。従って、第1図の結果は、次のように解釈できよう。

大島の火山活動は、この期には、ほとんど変化がないか、低下しつつある。このため、(effectiveに電導を行、う意味での)火口底は、若干下降してあり、その影響によって、火口に近いA測点では、見かけ上、比抵抗が減少したように見える (B測点も有為ではないが、その傾向がある)。一方、火口から離れたC測点の値は、地下の岩石の比抵抗変化と反映して、ほとんど変化がないか、もしくは、やや増加の傾向を見せている。

# 11P-II84 伊豆半島西部地域における全磁力観測

若林哲也\* 田中秀文\* 本蔵義守\*\*  
 (\* 東工大・理 \*\* 東大・震研)

地震の前兆現象としての全磁力変化を検出する目的で、伊豆半島西部地域に於て 昨年11月13日～16日に引き続き、今年6月21日～24日に第2回全磁力観測を行った。観測は1分間隔で15分間行ない、その平均をとった。測点の条件としては、全磁力の勾配が10  $\gamma$ /m 以内とした。測点の保存は、良好であった。

東伊豆地域では、地農研移動班により観測が行なわれており、これにより、伊豆半島全域に測点が分布したことになる。

基準点としては、栢岡地磁気観測所を用いた。

測点分布、および 観測結果を示す。



Fig. 1. 測点分布図

No. Name	1st Obs. ( $\gamma$ )	2nd Obs. ( $\gamma$ )	Difference ( $\gamma$ )
1 OGN	-261.6(1.6)	-260.7(2.2)	+ 0.9(2.7)
2 ODI	+238.5(1.0)	+242.8(0.6)	+ 4.3(1.2)
3 YGS	- 70.1(1.2)	- 70.3(1.1)	- 0.2(1.6)
4 FNY	-833.0(1.5)	-826.0(1.1)	+ 7.0(1.8)
5 OKS	- 15.9(0.9)	- 9.0(1.2)	+ 6.9(1.5)
6 IWY	-438.8(1.0)	-433.9(1.1)	+ 4.9(1.5)
7 NOB	-618.4(1.5)	-615.8(0.7)	+ 2.6(1.7)
8 YGY	-862.2(1.0)	-861.0(0.7)	+ 1.2(1.2)
9 MYE	-573.2(1.3)	-572.7(0.8)	+ 0.5(1.6)
10 BRK	-249.6(1.2)	-250.8(0.9)	- 1.2(1.5)
11 OSW	- 55.6(1.5)	- 55.2(1.2)	+ 0.4(1.9)
12 BSR	-514.0(0.8)	-503.5(1.0)	+10.5(1.3)
13 TNJ	+ 30.7(1.1)	+ 33.6(0.8)	+ 2.9(1.3)
14 KWI	-273.8(1.0)	-270.4(1.2)	+ 3.4(1.6)
15 KIS	-357.4(1.0)	-352.0(1.1)	+ 5.4(1.5)
16 YSD	-460.0(1.0)	-459.1(0.8)	+ 0.9(0.8)
21 IRY		+ 44.9(1.0)	
22 OTG		-232.2(1.2)	
23 KUR		-261.8(1.0)	

Table 1 観測結果。基準点として栢岡を用いた。( )内は、標準偏差。単位  $\gamma$ 。

# 11P-II85 東海地方浜岡観測点に於ける地磁気・地電流観測結果(1)

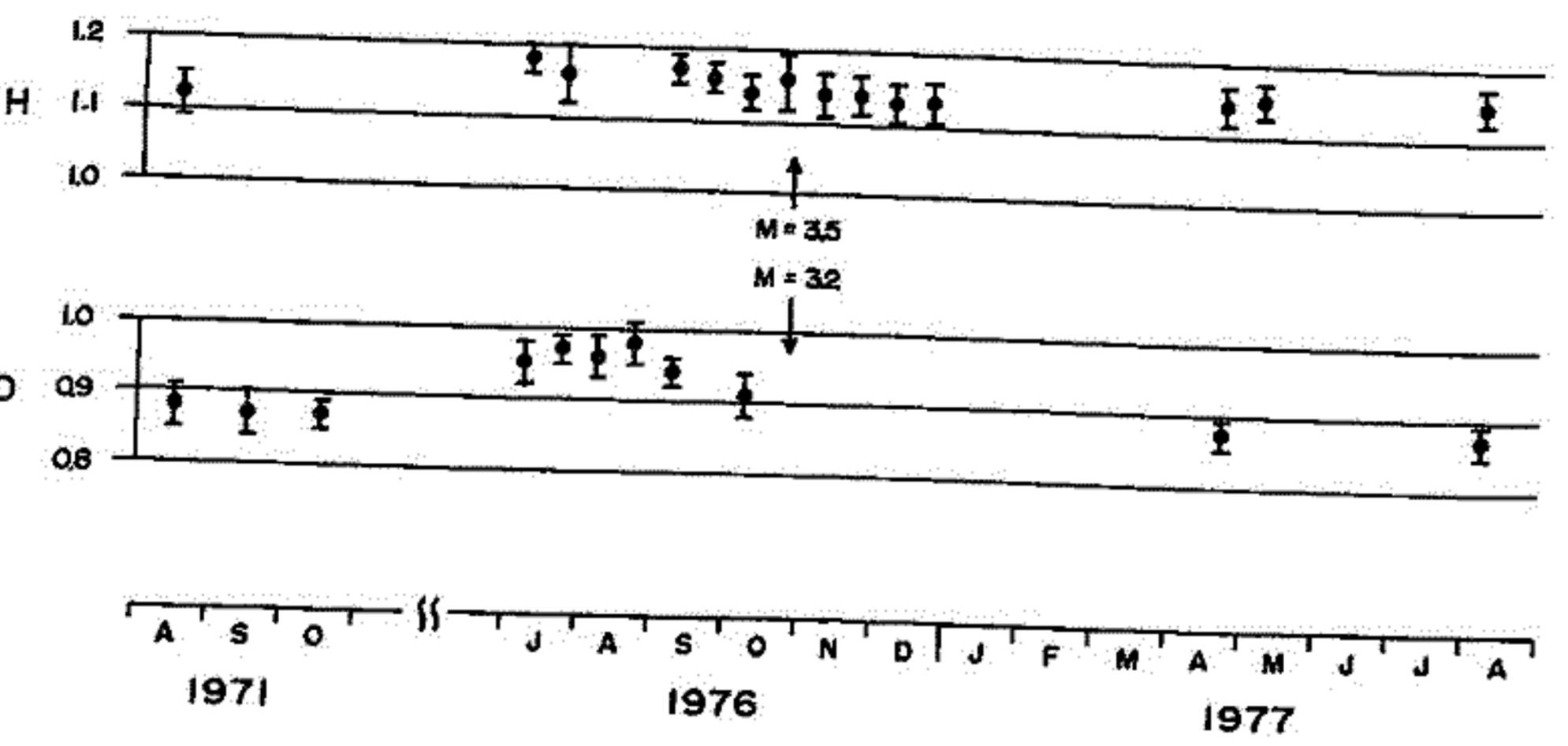
本蔵義典 小山茂  
東京大学 地電研究所

静岡県浜岡町に設けた観測点で、1976年7月から地磁気・地電流変化および自然電流(電位差)の観測を行っており、観測と解析の概要については昨春秋の学会で報告した。今回は現在までに得られた結果を報告する。1971年に御前崎(OH)で行った観測の結果と1976年に浜岡(HA)で得られた結果とを比較し、1971年と比べて1976年では、地磁気短周期変化のD成分の振幅が5~10%と大きくなり、このことを前回の講演で指摘したが、両観測点は数km離れているため、この現象は場所の違いによるものかもしれず、異常は断定できない。そこで今年の春、1971年の御前崎観測点を再び観測を行って、得られた記録の解析からこの結果をまず報告する。

H成分に関しては、OHはHAより約4%振幅が大きくなる傾向がある。D成分では1%大きくなるだけで、誤差の範囲内である。したがって、前回報告したD成分の振幅の変化は場所の違いによるものかという点については、1971年と今回OHで得られた観測結果から、HAに於けるH、Dの振幅を求め、下図に示した。

1976年7~8月のD成分の振幅は1971年と比べて有意に大きくなる。しかし、9月、10月と小さくなる傾向があり、1977年4月には1971年の値とほぼ同じになる。この間、次第に減少の様相がつかめる。これは観測点であるが、振幅の減少は急しい。4月以降8月まで欠測であるが、8月のデータから考えれば、この間に大きくは変化しなかったと推定される。したがって、1976年7~8月のDの振幅が異常であることが考えられる。この変化の原因は不明であるが、1976年10月26日に静岡の近くで発生した地震と関係があるのかもしれない。H成分についてはD成分と似たような傾向があるが、変化が小さく有意ではなからず、自然電流の測定には、電極と地面の接触状態の変化による見かけ上の変化という点から、十分な問題があるが、この程度で測定した結果が得られるかという点に重点を置いて観測を続けている。電極を埋設してから1~2ヵ月ほど不安定であるが、その後はおおむね安定しているようである。したがって、小振幅変化は時々見られる。1976年10月26日の地震に先行する、あるいはそれに伴う顕著な変化は観測しなかった。

自然電流の測定には、電極と地面の接触状態の変化による見かけ上の変化という点から、十分な問題があるが、この程度で測定した結果が得られるかという点に重点を置いて観測を続けている。電極を埋設してから1~2ヵ月ほど不安定であるが、その後はおおむね安定しているようである。したがって、小振幅変化は時々見られる。1976年10月26日の地震に先行する、あるいはそれに伴う顕著な変化は観測しなかった。



# 11P-II86 地球磁場短周期変化に及ぼすCAの影響の可能性

若林 哲也  
(東工大・理)

地震の発震モデルとして、Scholz et al (1973)により、水で飽和した岩石内のディラタンシーモデルが提出されている。このモデルにより、 $v_p/v_s$ 比の変化、b-valueの減少等各種の先行現象の説明が試みられている。

地震に先行して地球磁場の短周期変化の $\Delta H/\Delta Z$ 比が変化したことを報告されており(柳原1972など)。また、その可能性に関する2次元モデルを用いた計算もすでに存されている(Rikitake 1976)。今回、3次元モデルを用いて、 $\Delta H/\Delta Z$ 比変化等の可能性についてのモデル計算を行った。Fig. 1にそのモデルを示す。

磁場の変化が周期的な場合には、地中においてベクトルポテンシャル  $A$  が存在し、  

$$\nabla^2 A = 4\pi\sigma\mu\omega i A \quad (z > 0)$$
  
 を満足する。空中では、スカラーポテンシャル  $W$  が存在し、  

$$\nabla^2 W = 0 \quad (z < 0)$$

を満足する。また、ディラタンシー領域から十分離れた地点において、磁場は一様な半無限導体の場合の磁場に等しいと考えることができる。半無限導体に対する  $A, W$  として、

$$A = C e^{-\gamma z} (\mathbf{r} \times \text{grad } V) \quad (z > 0)$$

$$W = (E e^{-kz} + I e^{kz}) V \quad (z < 0)$$

$$V = \sin mx \cos nx, \quad \gamma^2 = 4\pi\sigma\mu\omega i \quad (i^2 = -1)$$

$$I = \frac{\sqrt{k^2 + \gamma^2} - k\mu}{\sqrt{k^2 + \gamma^2} + k\mu} E, \quad C = \frac{2\mu}{\sqrt{k^2 + \gamma^2} + k\mu} E$$

ここに、  
 である。

Fig. 1のモデルにおいて、周期60 secの磁場を仮定したとき、それによる地表の全磁力変化(%)を Fig. 2に示す。パラメーターが異なるため単純に比較はできないが、2次元モデルに比べ変化は小さい。

References 1) C.H.Scholz, L.R.Sykes and Y.P.Aggarwal: Science, 181, 803, (1973)  
 2) 柳原一夫: 地震予知連絡会会報, 8, 37, (1972)  
 3) T.Rikitake: J.Geomagn. Geoelectr., 28, 145, (1976)

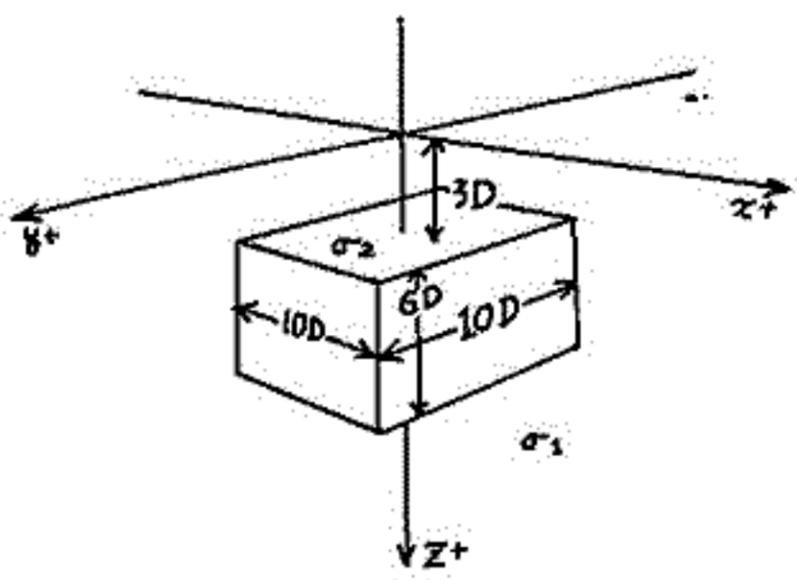


Fig. 1 計算に用いたモデル。  
 $\sigma_1 = 10^{-13} \text{ cesemu}, \sigma_2 = 10\sigma_1$   
 $1D = 1\text{km}, \mu = 1$

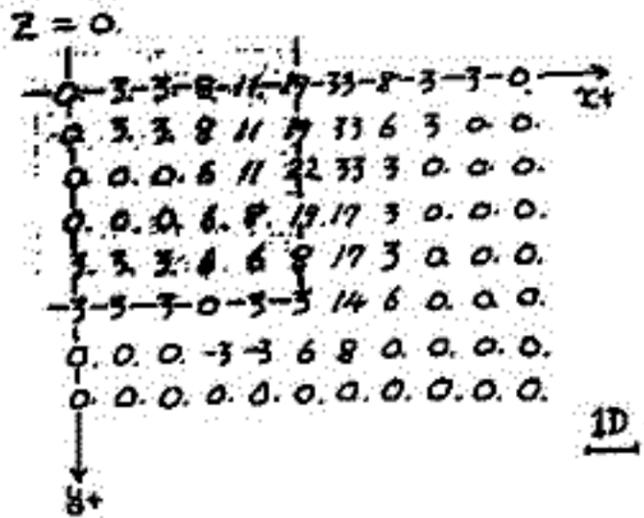


Fig. 2 周期60 secの外部磁場による全磁力の変化(%). 虚線の下にCAが存在。

# 11P-II87 船上地磁気鉛直分力測定装置の製作とそのテスト結果について

伊勢崎 修弘

神戸大学 理学部 (併. 気象研究所 地震火山研究部)

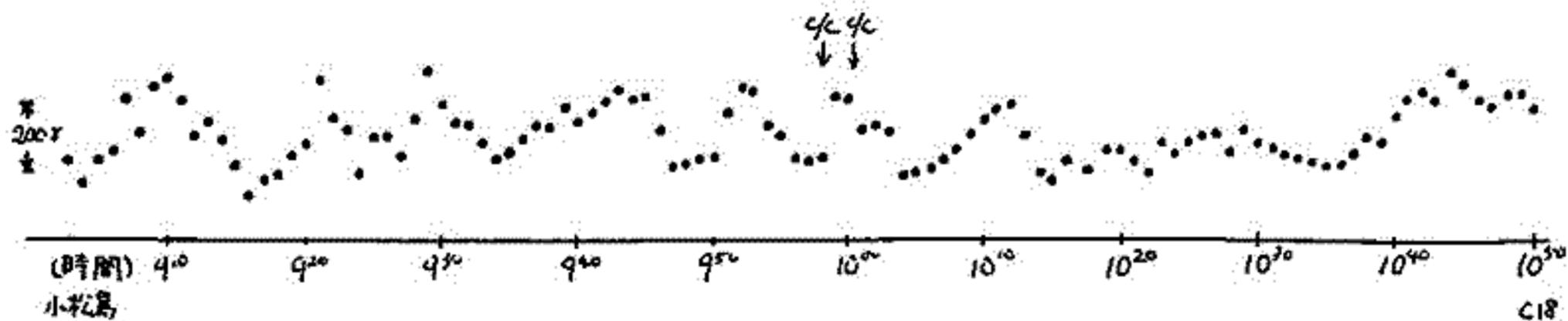
気象庁GDPの一環として、船用の地磁気成分測定装置の開発を進めてきたが、このうち、第1号器が、測器舎の協力のもとに完成した。8月に大阪湾において、神戸海洋気象台春風丸の船上にてテストを行った。

地磁気の3分力を決定するにあたり、全磁力、鉛直分力、偏角を測定することにして、全磁力は既存のプロトン磁カ計によって測定することとし、鉛直分力計と偏角計を製作した。今回の春風丸によるテストに於いては、春風丸のジャイロコンパスと、偏角計との電氣的結合が不可能であったので、鉛直分力計のみテストを行なった。プロトン磁カ計による全磁力測定も、春風丸の業務遂行上支障になるのでは行けなかった。

船体の誘導磁場の影響をみるために、磁カ計を船上の各個所に置いて測定してみた結果、鉛直分力計は船体のほぼ中心部分、偏角計は船体の端に置くことによって、その影響を最小にできることがわかった。

船体の動揺(ローリング、ピッチング)による影響は、得られたデータを適当な時間の移動平均をとることにより、ほぼ満足すべき結果を得ることがわかった。大阪湾においては波が静かであったが、大きい動揺でも、ジンバル機構を改良することにより解決できる見通しがたつた。今回は、1分毎に sampling して、5分間の移動平均をとったが、磁カ計からのアナログ出力を1分~3分の移動平均をすることにより、更に良質なデータが得られることもわかった。

現在2号器を製作中であり、来たる11月~12月の気象庁凌風丸によるGDP観測航海において、地磁気3分力の測定の本番を行なう予定である。



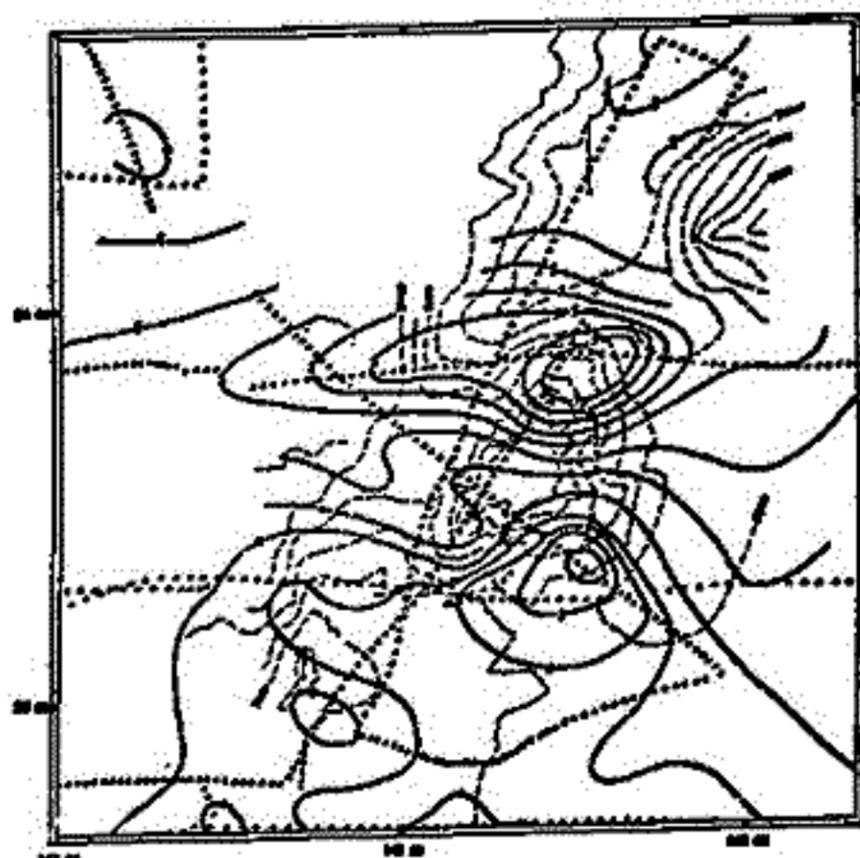
上図は、最も長い測線の1例である。徳島県小松島港から測点C18(淡路島南)まで測線である。c/cはコース変更の意味。

宮崎光旗・中余純輔  
地質調査所

オー鹿島海山は 燕窩 (Cibicoid) 海山とともに 海溝中に存在する海山として知られている。オー鹿島海山は 銚子沖約160km 東 日本海溝中にあり 南東部がややふくらんだ長円形の山体を有し その長軸は 北北東-南南西方向で 日本海溝の軸とほぼ一致している。ここでは '日本周辺大陸棚の海底地質調査研究' にかかわる地質調査船 '白老丸' 航海 (GH76-2, -3) により得られた 地磁気全磁力観測資料等による オー鹿島海山の磁気異常について報告する。

オー鹿島海山は 山体の北側で負 南側で正異常を示す normal 帯磁をした海山である (右上図)。磁気異常の負の最大は  $-800$  gammas で  $35^{\circ}55.7'N$   $142^{\circ}46.7'E$  付近 正の最大は  $+400$  gammas  $35^{\circ}39.6'N$   $142^{\circ}45.3'E$  付近にあり 地形でみる山体 (の軸) と 磁気異常 / あるいは仮想される磁性体の位置とに 若干のずれが見られる。このずれは 地形的山体を一樣帯磁させた模型では説明がつかないようみえる。実際 TALWANI (1965) の多角形薄層モデルによる計算では 山体全体を一樣帯磁や 山体の (地形的) 東半部を一樣帯磁は いたって観測と合致しない。

地形的山体と磁性体とのずれは 一樣帯磁モデルが悪い事も考えられるが その他に このオー鹿島海山が 海溝中にあるということ 即ち 海山の変形や



↑ 磁気異常と  
← 海山の位置

磁気異常は 100 gammas のコンター  
黒丸(●)は観測点  
磁気異常図の海底地形(500mコンター)は [1] による

いわれている海山の傾き傾きしていること等にも原因があるように思われる。

- [1] 東京大学地質学部オー鹿島海山調査団 (1976): オー鹿島海山の地形・地質, 地球科学, 30, 222-240.  
[2] TALWANI, M. (1965): Computation with the Help of a Digital Computer of Magnetic Anomalies Caused by Bodies of Arbitrary Shape, Geophysics, 30, 797-817.

# 11P-II89 四国海盆における地磁気異常と構造発達史

中田正夫, 小林和男  
 東京大学海洋研究所

緑川海の1つである四国海盆の地磁気異常について述べる。解析に用いたデータは、KH72-2, 74-4, 76-2, 77-1, GDP8, 12, 16, 19, 22及びアメリカのコンラッド・ヒーアの海上フロート磁力計の全磁力測定である。

解析を行、E海嶺は  $27^{\circ}\sim 32^{\circ}N$ ,  $133^{\circ}\sim 139^{\circ}E$  である。標準磁場として1965年のIGRFを使用している。まず地磁気異常を測線に垂直にプロットし *limation* のパターンを決める。これにより *limation* の走向は  $N20^{\circ}W$  とする。次にKarig などがいつ、いつるように、四国海盆の拡大は中心付近でおこったとし、拡大中心軸を決める。

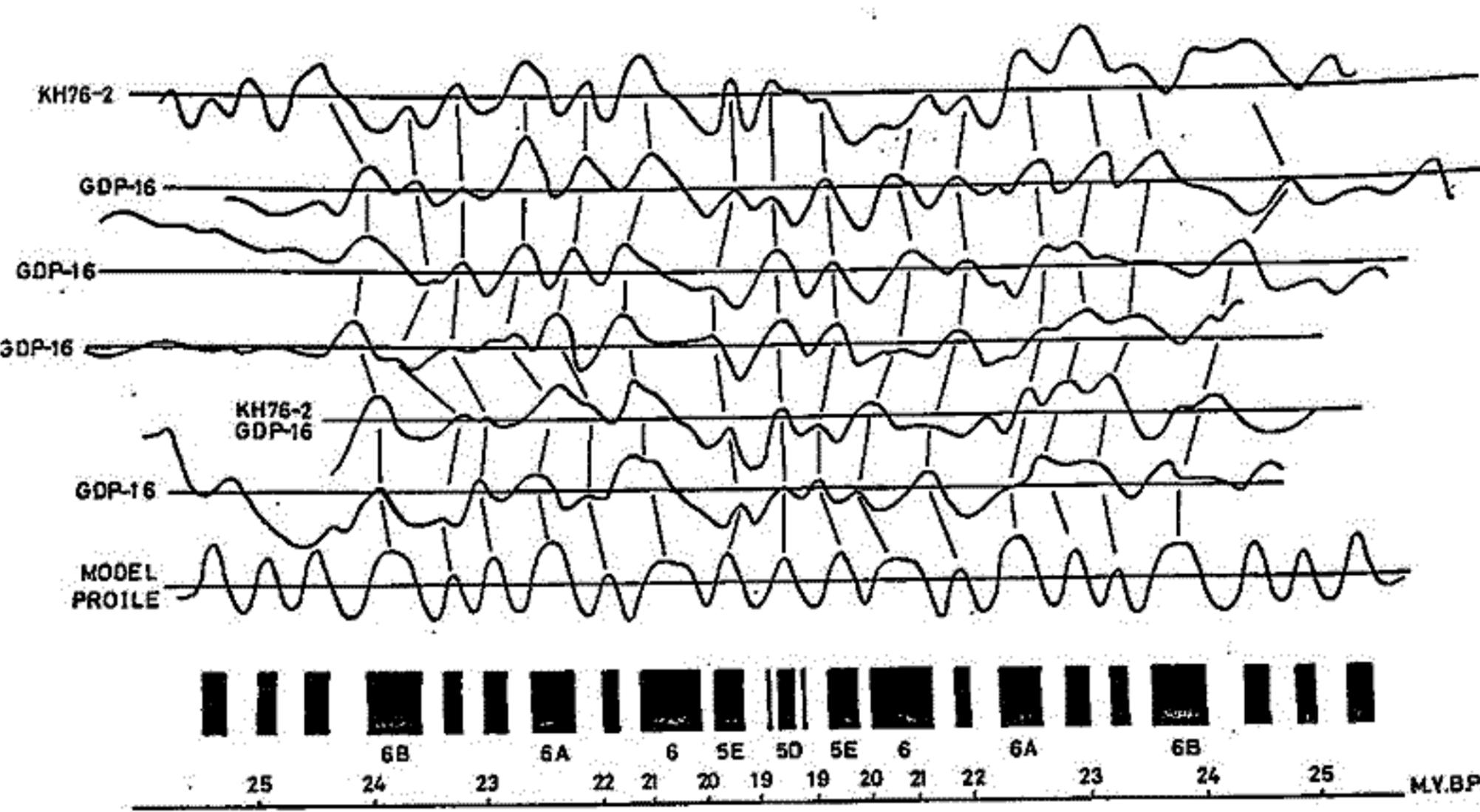
次にハイツラー, Cox, Blakelyらの地球磁場反転の *Time table* と比較し、かつDSDP site 296, 297を考慮すると、拡大は  $26\sim 27my$  に始まり  $18.5my$  頃に終わったことか、決まる。以上のことかわかると拡大速度かわかるので計算してみると、 $18.5\sim 22my$  間  $2cm/yr$  のオーダー、 $22\sim 26my$  間は  $4\sim 5cm/yr$  で左右ほぼ対称になる。

これで前に決定した拡大中心軸は適当であると思われる。

Talwani らがいつ、いつるように地磁気異常の原因となる海底基盤は *layer 2A* とよばれる層で地震波速度  $3.6 km/sec$  層を南聖らの海底地震計の解析で  $3.7 km/sec$  の層は海面下  $5\sim 5.5 km$  である。これはスヤクトル解析(地磁気異常の)の結果とも一致する。

これらより四国海盆の地磁気異常のモデルプロファイルを作る。その際地磁気異常を荷っている海底基盤を海面下  $5\sim 5.5 km$ , Intensity を  $5 \times 10^{-3} emu/cc$ , 観測点、及びその下の海底基盤の伏角  $45^{\circ}$ , *limation* の走向  $N20^{\circ}W$  とした。

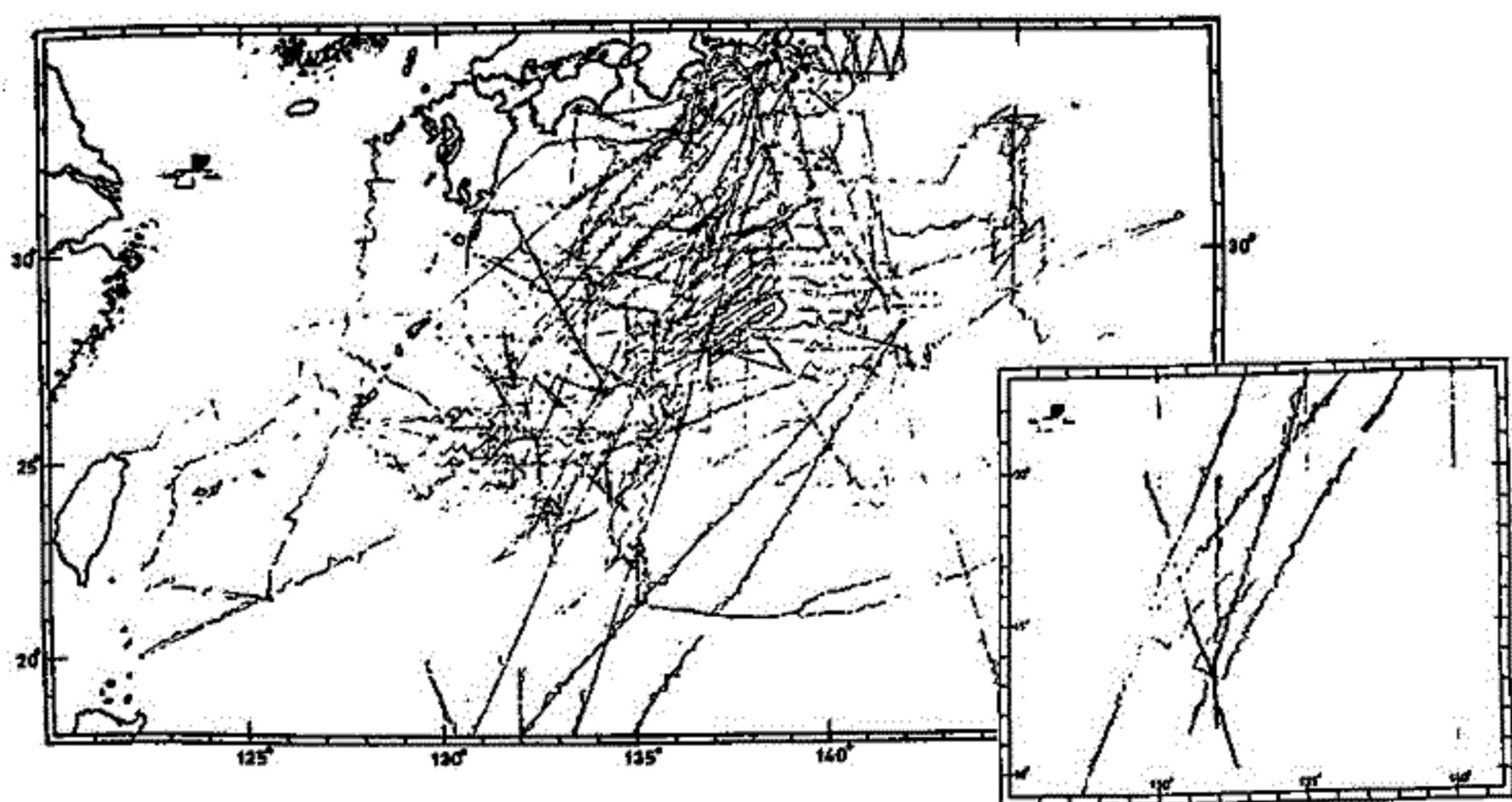
モデルプロファイルは下に示す。



三木弘之・井口博夫・松田進一・伊勢崎修弘・安川克己  
神戸大学 理学部

最近、国際的に注目されている縁辺海の一つであるフィリピン海の地磁気異常をまとめ  
てみた。この海域は今までにも、東大海洋研の小林和男教授グループ、また Lamont-Doherty  
Geological Observatory の A.B. Watts らのグループによって、それぞれ四国海盆、フィリ  
ピン海盆などが調べられてきた。今回は、これらの海域をも含むフィリピン海と呼ばれる  
海域全体の入手できる海上プロトン磁力計の全磁気測定データを解析し、一つの図にまと  
めてみた。用いたデータは、GDP 6, 7, 8, 10, 12, 15, 16, 17, 19, 21; 凌風丸-  
1973~1976; 海鷹丸-1963; 望星丸-1967; 茨青丸-1964; 地調GH 74-7; FUJI-67;  
白鳳丸KH 63, 64, 65, 67, 68, 69, 71, 72; 清風丸 69, 70, 及びアメリカのスクリプス  
海洋研究所及び NAVOCEANO のデータである。尚、1975年以降のものは IGRF 1975を、そ  
れ以前のものは IGRF 1965を用いた。

四国海盆では、紀南海山列にほぼ平行な地磁気縞模様が見られ、フィリピン海盆  
にも、ほぼ東西方向にあるらしきことが知られている。今回の解析でも、これらのことを  
示す結果が得られ、その上、今まではあまり知られていなかった大東海嶺と奄美海台には  
さまれた海盆にも、ほぼ東西方向に短いながらも見つかった。又、四国海盆の縞模様は  
北緯20度付近の南まで延びているように見えることも判った。これらのことから、九州パ  
ラオ海嶺を境に、その東側ではほぼ紀南海山列、九州パラオ海嶺に平行な“南北”方向の地磁  
気縞模様、その西側では、大東海嶺、沖大東海嶺にほぼ平行な“東西”方向と、興味ある様子  
を示している。現在、地磁気縞模様の年代の決定を試みている最中で、詳しいことは述べ  
られないが、これらの縞模様からも、九州パラオ海嶺を境にして、その構造、成因の違い  
は明らかのようなのである。また、大東、沖大東海嶺の構造、成因も、九州パラオ海嶺同様、  
今後ますます詳しく調べられる必要がある。



# 11P-II91 海洋における中波長の地磁気異常と、その地球物理学的考察

野村雅史

東京大学海洋研究所

プロトン磁力計による、海洋地域の地磁気全磁力測定は、十数年前から行なわれてきている。ここでは主として、水産大の海鷹丸の1963年から1969年までの8航路、及び海洋研の巨鳳丸の1967年から1971年までの7航路の地磁気全磁力測定データに基づいて、中波長の地磁気異常を求め、その地球物理的考察を行った。使用した測定データは、航路日数延500日分に当たる。対象となる海域は、 $100^{\circ}\text{E}$ から $160^{\circ}\text{W}$ 、 $60^{\circ}\text{N}$ から $20^{\circ}\text{S}$ の地域である。

I. データ処理 ① よく整理され、磁気テープの型に編纂されているデータであっても、かなりの程度の誤りがある。全てのデータを見直しその誤りを修正した。このデータを元とし、1965年のIGRFを引き、5000km以下の波長の地磁気異常を求めた。

② 航路の交叉している場所のデータを選び出して、測定値の差から経年変化を見積った。この結果、 $\pm 20\text{nT}/\text{年}$ 以上の経年変化を示す海域が系統的に分布することは認められず、これまでの測定精度の範囲内では、有意義な地域的な差はみられなかった。③ ある地域内で得られた測定データをローカルタイムだけによって決まるデータと仮定し、地磁気の日変化を見積った。これを概当海域の測定データから差し引いた。これら地磁気の日変化は赤道付近では100nT程度になるが、最も日変化の影響の大きな海域でも、次に述べる中波長の地磁気異常に15%程度の影響を与えるにすぎない。

④ 以上に述べた操作を行って得られる各航路のデータに対し、320n.m.の移動平均をかけ、波長600km以下の成分を取り除き、波長600kmから5000kmの範囲の地磁気異常を求め、この分布図を作った。これを以下では、中波長の地磁気異常と呼ぶ。

II. 中波長の地磁気異常分布 海上における地磁気異常としては、海洋広域大にもなる縞状異常、及び海山にともなう地磁気異常等の局地的な波長にして数十kmまでの異常が最も問題とされてきている。数百km以上の波長を持つ地磁気異常は、久しく興味の対象とならなかった。そこで本論でいう中波長の異常より波長の短い局地的地磁気異常の分布図、及び局地的地磁気異常の標準偏差の分布図を作った。この結果、これら二つの分布図と、中波長の地磁気異常分布図との相関は全くないことが分った。そして、中波長の地磁気異常の原因は、局地的地磁気異常とは全く独立な原因であることが、予想されるようになった。

III. 中波長の磁気異常の起源 ① 中波長の地磁気異常の原因の深さを推定するために、長い測線に沿う地磁気異常のスペクトラム解析を行った。この結果、可能な最も深い、原因の深さは、海面下、数百kmであることが分った。② この地磁気異常が誘導磁化によって生じるとして、地下の磁化の異常の分布図を作った。この結果、地下の磁化物質が原因に比べてより大きな帯磁率を持つのは、島弧の直下であることが分った。

③ 地下の岩石として推定される物質の帯磁率の可能な大きさを考えると、この磁化物質の深さは50kmより深くなければならぬ。④ 観測される、中波長の地磁気異常の振幅を説明するには、原因物質の帯磁率は $10^3\text{emu/cc}$ のオーダーでなければならぬ。

⑤ 磁化物質の濃度は、それが含有する強磁性鉱物のCurie温度以下でなければならぬ。

列島直下のサブダクションゾーンでは、冷たいリゾスフェアが沈み込むことによって $500^{\circ}\text{C}$ の等温面が地下200kmの深さまで達しているという、地下の温度分布のシミュレーションがある。以上の事を総合すると、中波長の地磁気異常の原因は、沈み込むリゾスフェアの誘導磁化であると考えてもよい。前述の①～⑤の考察は、これによって満たされ、矛盾は生じないという結論になる。