

添訂

第59回講演会

# 講演予稿集

昭和51年5月24日～5月27日

於 理化学研究所

日本地球電気磁気学会

東京都文京区弥生二丁目11番16号  
東京大学理学部地球物理学教室内

電話(八二三)二二一内線六四七六

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第59回総会並びに講演会プログラム

日時 昭和51年5月24日(月) - 27日(木)

講演会場および懇親会場 理化学研究所

機械棟会議室および事務棟第2会議室

埼玉県和光市広沢2-1

TEL (0484) 62-1111

	会場	AM		PM								
		9:30	10	11	12	1	2	3	4	5	6	
5月24日 (月)	1			エアロゾル ・オゾン			オゾン・大気光・ VLF位相・HF					運営委員会
	2			室内実験			機器開発・ロケット・衛星					
5月25日 (火)	1	ISレーダ・ダイナモ領域					電離圏・惑星・磁気圏理論					評議員会
	2	惑星間空間・宇宙線					宇宙線・岩石磁気					
5月26日 (水)	1	地磁気脈動・ELF放射					特別講演	総会	懇親会			
	2	古地磁気										
5月27日 (木)	1	磁気嵐・極域					オーロラ・VLF放射・ ホイッスラー					
	2	地球内部Ⅰ					地球内部Ⅱ					

講演は11分以内、質疑応答は3分以内を厳守のこと

第1日 5月24日(月) 11:00-12:30

第1会場

開会の辞

エアロゾル・オゾン

- |     |   |   |
|-----|---|---|
| 1-1 | 藤原玄夫, 板部敏和, 広野求和(九大理)                           | Fuego噴火後の成層圏エアロゾル層(Ⅲ)一福岡におけるライダー観測一                           |
| 2   | 板部敏和, 藤原玄夫(九大理)                                 | Fuego噴火後の成層圏エアロゾル層(Ⅳ)一減衰係数と後方散乱係数の比較一                         |
| 3   | Y. Iwasaka, A. Mita, K. Isono<br>(Nagoya Univ.) | Measurements of Stratospheric Aerosols<br>by Two-colour Lidar |
| 4   | 内野 修(九大工)                                       | エアロゾルの平衡粒径分布<br>一凝集の卓越する領域一                                   |
| 5   | 広野求和, 長沢親生, 藤原玄夫, 板部敏和<br>(九大理)                 | 成層圏エアロゾルとオゾン濃度変化の相関(Ⅰ)  |
| 6   | 等松隆夫, 岩上直幹(東大理), 気象庁高層課(協力)                     | 偏西風帯における大気オゾン観測<br>一ドロップゾンデ法一 その2                             |

第1日 5月24日(月) 11:00-12:30

第2会場

室内実験

- |     |   |                            |
|-----|---|----------------------------|
| Ⅱ-1 | 加藤愛雄, 大西信人(東海大工)  | 高透磁率円柱コアを用いた誘導磁力計の感度と周波数特性 |
| 2   | 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研)   | スペースシャープのための新しいプラズマ源       |
| 3   | 松本治弥, 賀谷信幸, 山中明(神大工)  | プラズマ計測用計数型プローブおよび分割型プローブ   |
| 4   | 筒井稔(京大工), 宮武貞夫(電通大),<br>松本紘(NASA Ames Research Center),<br>山岸久雄, 吉門信(京大工) | FM法によるプラズマ波群速度測定の基礎実験      |
| 5   | 中村正治, 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研)   | 二成分イオンプラズマ中のイオン波モード        |
| 6   | 松本治弥, 賀谷信幸, 山中明(神大工)  | Wake 効果の模擬実験               |

第1日 5月24日(月) 13:30-17:30

第1会場

オゾン・大気光・VLF位相・HF

- |  |   |
|--|---|
| 1-7 小川利紘(東大理)                            | 中間圏オゾンの季節変化   |
| 8 鈴木勝久, 小川利紘, 等松隆夫(東大理)                  | 中間紫外線地球大気アルベドの緯度変化                                      |
| 9 金田榮祐(東大理)                              | 紫外域アルベド観測   |
| 10 渡辺 隆(東教大理), 小川利紘(東大理)<br>中村正年(東教大理)   | OH, O <sub>2</sub> 夜間大気光の高度分布                           |
| 11 福山薫(京大理)                              | Diurnal Variations of Airglow<br>Emissions and Dynamics |
| 12 斎藤文一, 進藤典夫(新潟大理)                      | 昼間時地球コロナ水素バルマー・アルファ線発光<br>(I)                           |
| 13 三沢清敏(防衛大物理), 竹内郁夫(託問<br>高専数学)         | GaAs 光電面を使用した大気光観測機                                     |
| 14 岩坂泰信(名大水圏研), 山下喜弘(気象<br>庁気象衛星)        | Solar Proton Event と地球大気の大規模構造                          |
| 15 加藤厚雄, 米沢利之(中部工大)                      | NWC 22.3 kHz VLF 電波信号にあらわれた太陽<br>フレア効果(序報)              |
| 16 柴田 喬(電通大)                             | VLF(NWC, 22.3 kHz) 波の船上受信観測                             |
| 17 鎌田哲夫(名大空電研), 大瀬正美, 竹内<br>鉄雄(電波研)      | 南極昭和基地におけるVLF電波位相観測                                     |
| 18 村岡良和(兵庫医大)                            | VLF長距離伝搬にあらわれる冬季異常                                      |
| 19 満保正喜, 長野 勇(金沢大工), 中村清<br>実(国鉄)        | VLF波の地上観測による下部電離層電子密度の<br>推定                            |
| 20 木村磐根, 中村昇一(京大工)                       | 下部電離層へのビーム状入射電磁波に対する<br>Full Wave Analysis              |
| 21 福原裕成, 柴田 喬, 奥沢隆志(電通大)                 | 菅平におけるHFドップラ観測  |
| 22 一ノ瀬琢美, 狩野哲也(同志社大工), 筒<br>井稔, 小川徹(京大工) | Large Scale TID の伝搬速度(II)                               |

第1日 5月24日(月) 13:30-17:30

第2会場

機器開発・ロケット・衛星

- |     |   |   |
|-----|---|---|
| Ⅱ-7 | 河島信樹, 佐々木進, 岡村 良, 中村幸男, 大林辰蔵(東大宇宙研)       | 相対論的大電流電子ビームを用いた宇宙空間での Active Experiment                |
| 8   | 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研)                         | ロケット搭載用イオン温度測定器(R.P.A.)の開発                              |
| 9   | 森 弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂(電波研)                      | S-310-2 により観測された電子密度ゆらぎの高度分布および波数スペクトルの解析結果             |
| 10  | 大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸(東北大理) 鎌田哲夫(名大空電研)        | K-9M-53 Plasma Wave Experiments(Ⅱ)                      |
| 11  | 長野 勇, 満保正喜(金沢大工), 木村磐根(京大工)               | K-9M-53 号機による下部電離層の電子密度の結果およびE-F Valleyの推定              |
| 12  | 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙研)                   | K-9M-54 号機による電離層電子密度の観測結果と搭載用インピーダンスプローブの特性             |
| 13  | 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研)                         | K-9M-54 号機による磁気共役点光電子の観測                                |
| 14  | 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)                        | K-9M-54 号機(日・加国際共同観測ロケット)による電子密度, 電子温度および熱的電子エネルギー分布の測定 |
| 15  | 金子 修, 中村幸男, 佐々木進, 久保治也, 村里幸男, 河島信樹(東大宇宙研) | 電子ビーム放出によるロケット電位制御実験(K-10-11, K-10-12)                  |
| 16  | 大林辰蔵, 鶴田浩一郎, 前沢 洸(東大宇宙研), 小川俊雄, 森田 護(京大理) | K-10-12号機による電離層DC電界測定実験の解析                              |
| 17  | 中村純二(東大教養)                                | K-10-12号機による昼間の風の観測                                     |
| 18  | 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)                        | E層における Hot Electron の存在                                 |
| 19  | 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)                        | 地磁気赤道(Jicamarca)におけるレーダー法および in situ プローブ法による電子温度測定     |
| 20  | 平尾邦雄, 小山孝一郎(東大宇宙研)                        | 夜間における電離層電子温度の異常上昇<br>—「たいよう電子温度観測」第一報—                 |
| 21  | 加藤愛雄(東海大工), 平尾邦雄(東大宇宙研), 清水 修(東海大工)       | 科学衛星「たいよう」の軌道変化から求めた外圏大気の密度及び温度の変化                      |
| 22  | 大林辰蔵(東大宇宙研)                               | SEPAC/SPACELAB I 実験計画                                   |

第2日 5月25日(火) 9:30-12:30

第1会場

ISレーダ・ダイナモ領域

- |   |  |
|---|--|
| 1-23 佐藤 亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工)   | IS電波を用いた電離圏大気のリモートセンシング                                      |
| 24 深尾昌一郎, 青木謙一, 木村磐根(京大工)   | Interpretation of IS Radar Echoes from the Lower Ionosphere  |
| 25 津田敏隆, 加藤 進, 麻生武彦, 深尾昌一郎(京大工), R. M. Harper (Arecibo Observatory, NAIC), W. E. Gordon (Rice University) | Middle Atmospheric Studies Using Jicamarca IS Radar Data (I) |
| 26 加藤 進, 麻生武彦, 深尾昌一郎, 津田敏隆(京大工), R. M. Harper(アレシボ観測所)  | アレシボISレーダ実験  |
| 27 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工)  | ISレーダにおける信号処理<br>—レーダーシステムの散乱スペクトルに対する影響—                    |
| 28 田中敬史, 橋詰庄一郎(防衛技研飯岡)  | 25.54MHz RadarによるE領域のField-Aligned-Irregularitiesの観測         |
| 29 田中敬史, 橋詰庄一郎(防衛技研飯岡)  | 25.54MHz RadarによるスポラディックEの観測                                 |
| 30 鈴木 亮, 前田 坦(京大理)  | 電離層ダイナモ電流のUT変化(まとめ)  |
| 31 白木正規(地磁気観)   | 地磁気日変化と準二年周期変化   |
| 32 白木正規(地磁気観)   | IMFセクター構造と中緯度の地磁気日変化   |
| 33 前川紘一郎(京教大), 前田 坦(京大理)  | 極域電離層電流(IV)  |
| 34 前田憲一(京産大理)   | 電離層ダイナモの検討   |

第2日 5月25日(火) 9:30-12:30

第2会場

惑星間空間・宇宙線

- II-23 齊藤馨児, 富田弘一郎, (東京天文台) ウエスト彗星(1975n)シンクロン構造と彗星核の自転について
- 24 小島正宣, 渡辺 亮, 柿沼隆清, 石田善雄, 丸山一夫(名大空電研) 惑星間空間シンチレーション観測装置の改良とData処理システム
- 25 柿沼隆清, 渡辺 亮, 小島正宣, 鎌目信三, 柴崎清登, 石黒正人, 田中春夫(名大空電研) 1975年9月-12月の回帰性Coronal Holeと高速太陽風流
- 26 坂 翁介, 北村泰一(九大理) 太陽風内での電流層の分布(Explorer 34)
- 27 永井正男(地磁気観) 惑星間空間磁場のセクター構造と地磁気嵐(第1報)
- 28 寺沢敏夫(東大宇宙研) Oblique MHD Shock Wave (fast mode) による粒子の反射・加速の素過程
- 29 寺沢敏夫(東大宇宙研) MHD Shock Waveに伴うFermi加速のモデル
- 30 斎藤尚生, 渡辺 榮(東北大理) Two-Hemisphere ModelによるSector構造消滅論の一般化
- 31 奥谷晶子, 和田雅美(理研) Solar Cycle No.20における宇宙線強度変化
- 32 森 覚, 安江新一, 赤羽重信(信大理), 一之瀬匡興(信大教養) 宇宙線異方性と惑星間空間磁場
- 33 一之瀬匡興(信大教養), 森 覚(信大理), 村上一昭, 和田雅美(理研) 高エネルギー宇宙線の異方性と惑星間空間磁場
- 34 須田友重(気象研), 和田雅美, 村上一昭(理研), 三島 靖(愛媛大理) Forbush Decreaseの解析



第2日 5月25日(火) 13:30-18:00

第1会場

電離圏・惑星・磁気圏理論

- 1-35 前田佐和子(京大理) 現実的な大気モデルを使った電離層内重力波の励起に関する数値計算
- 36 小川俊雄(京大理), 藤田晃(甲南大理), 安原通博(京教大) 中緯度の水平電場
- 37 井上隆義(京大理) 電離層F領域の赤道異常に及ぼす中性風の効果
- 38 半田駿・前田坦(京大理) 中緯度F層でのダイナモ電場による Lunar Tide の数値計算
- 39 亀井豊永, 前田 坦(京大理) Dst のG.L.A.(UT)変化について(II)
- 40 清水幹夫(東大宇宙研) 原始地球大気の進化
- 41 清水幹夫(東大宇宙研) 金星・火星の上層大気構造
- 42 足原 修, 清水幹夫(東大宇宙研) 木星熱圏の構造(II)
- 43 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤哲郎(東北大理) Observation of Jupiter Decameter Waves Using 40m - Baseline Interferometer
- 44 森岡 昭, 大家 寛(東北大理) 木星デカメータ波放射と太陽活動との相関関係一( I )
- 45 斎藤尚生, 大家 寛, 桜井 亨, 湯元清文(東北大理) 三種類の Planetary Magnetosphere と Two-hemisphere Model
- 46 菊地 弘(日大理工, 名大プラズマ研) パルサー磁気圏の電子工学的モデル—電子・陽子銃とPN接合
- 47 南部充宏(九大教養) Whistler Turbulence と Alfvén Turbulence の相互作用( I )
- 48 渋谷仙吉(山形大理) Syrovatskii と Alfvén-Carlqvist との加速理論の類似性
- 49 玉尾 孜, 野田 彰(東大理) 非一様磁化プラズマ中の電磁流体振動
- 50 玉尾 孜, 國分 征(東大理) 低周波波動による粒子フラックスの Modulation
- 51 山本 隆(東大理) On the Formation of Electrostatic Shock Waves Associated with Auroral Electron Precipitation

第2日 5月25日(火) 13:30-18:00

第2会場

宇宙線・岩石磁気

- Ⅱ-35 宗像義教(中部工大), 森 覚(信大理) 宇宙線中性子強度の南北非対称性
- 36 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大教養), 長島一男(名大理) 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components
- 37 千葉敏躬(岩手大教育), 小玉正弘(理研) 宇宙線異方性の27日周期変化
- 38 北村正丞, 池上比呂志(気象研) 宇宙線日変化の解析
- 39 村上一昭, 井上 葵(理研), 鷺坂修二(信大理), 三島 靖(愛媛大理), 長島一男(名大理) 地下宇宙線に対するレスポンス関数
- 40 長島一男, 榊原志津子(名大理) 空気チェレンコフ式望遠鏡で観測される宇宙線のレスポンス
- 41 長島一男, 榊原志津子, 近藤一郎, 関戸弥太郎(名大理) 空気チェレンコフ式宇宙線望遠鏡による恒星時非等方性の観測
- 42 長島一男, 上野裕幸, 藤井善次郎, 藤本和彦, 榊原志津子, 近藤一郎(名大理), 小島浩司, 花井荘太郎(名古屋保衛大) 乗鞍および名古屋における Small Air Shower の観測
- 43 川崎信吉, 和田雅美(理研) 乗鞍中性子資料の気圧補正
- 44 小玉正弘, 和田雅美, 川崎信吉(理研) 宇宙線雪量計の開発(Ⅱ)
- 45 田中秀文(東工大理), 河野 長(東大理) 600°Cで酸化や環元を受けた磁性鉱物の Texture の変化
- 46 諏訪兼位(名大理), 久米昭一(阪大教養), 伊藤晴明, 時枝克安(島大文理) Kimberlite の自然残留磁化
- 47 杉浦直治(東大理), 永田 武(極地研) やまと隕石の磁氣的性質; とくに  $\chi_0/I_s$  について
- 48 松本徳夫(長崎大), 永田 武(極地研), 島 誠(理研) やまと隕鉄について(速報)
- 49 T.Nagata and F.C. Schwerer (Nat'l Inst. of Polar Res. and U.S. Steel Corp. Res. Lab.) Ferromagnetism and Superparamagnetism of Lunar Surface Materials: Characterization of the Lunar Crust
- 50 堂面春雄(山口大教育) 簡易熱磁気天びんの自作
- 51 浜 真一(東大理) DRMの温度依存性
- 52 浜野洋三(東大理) 堆積残留磁化の固化機構について

第3日 5月26日(水) 9:30-12:30

第1会場

地磁気脈動・ELF放射

- 1-52 北村泰一, 石津美津雄, 蓮尾隆一, 飯島哲二(九大理) SQUID磁力計による地磁気脈動の観測(Ⅰ)
- 53 蓮尾隆一, 坂 翁介, 北村泰一(九大理) SQUID磁力計による磁気脈動の観測(Ⅱ)  
(観測例と予備的解析)
- 54 下道正則, 荒木 徹, 菊池 崇(京大理) 電離層内磁気流体波の水平方向伝播
- 55 桑島正幸(地磁気観) 中低緯度における磁気脈動の特性(Ⅰ) - Pc3型磁気脈動
- 56 桑島正幸(地磁気観) 極光帯におけるPi 脈動と関連現象(Ⅲ) - オーロラ活動とPi との対比
- 57 桑島正幸(地磁気観) 極光帯におけるPi 脈動と関連現象(Ⅳ) 中低緯度及びプラズマ・ポーズにおけるPi とのスペクトルの対比
- 58 國分 征(東大理) 自己帰帰モデルによる地磁気脈動およびオーロラ脈動のスペクトル解析
- 59 加藤愛雄, 高橋隆男(東海大工) カナダ北極圏極冠帯及びオーロラ帯に於ける地磁気脈動の観測とその結果
- 60 湯元清文, 斎藤尚生, 小山幸男(東北大理) Ps6型Pi3磁場変動の磁気圏における伝搬特性
- 61 桜井 亨, 高橋主衛(東北大理) 磁気圏および磁気圏境界領域におけるHM一波動の特性
- 62 佐藤夏雄(東大理) 地磁気脈動とELF放射(Ⅱ)  
- SMエミッションの発生領域, 発生メカニズム-  
ELF放射の到来方向(Ⅱ)  
- エミッション強度と到来方向の関係-
- 63 佐藤夏雄, 林 幹治(東大理)

第3日 5月26日(水)

第1会場

特別講演 13:30-15:30

土屋 清(宇宙開発事業団)「気象衛星の経過と将来計画」  
島 誠(理化学研究所)「宇宙空間物質」

総会 15:30-17:30

第3日 5月26日(水) 9:30-12:30

第2会場

古地磁気

- Ⅱ-53 小嶋 稔, 本田勝彦, 斎藤和男(東大理) 北西太平洋磁氣的静穏帯の年代
- 54 斎藤尚生, 桜井 亨, 湯元清文(東北大理) 地磁気逆転遷移期およびExcursion期における古地磁気圏
- 55 行武 毅(東大震研) 古地磁気極の"Excursion"と"Dipole Wobble"
- 56 室井 勲(大阪科教セ), 安川克己(神大理) 大阪湾の堆積物の磁化測定(その1)
- 57 林田 明(京大理) 古琵琶湖層群中のMatuyama-Brunhes境界について
- 58 佐藤高晴, 末石 勉, 川井直人(阪大基礎工), 小林和男(東大海洋研) 深海底堆積物による地磁気の変動の研究
- 59 鳥居雅之, 中島正志, 浅井 至, 小出圭司, 夏原信義, 川井直人(阪大基礎工) 堺市大野地区須恵器古窯跡群の考古地磁気
- 60 浅海英三(島大文理) 山陰及び九州地方の古窯跡の考古地磁気(Ⅱ)
- 61 野村 哲(群大教養) 長野県野尻ローム層の磁化とその安定性の問題
- 62 広岡公夫, 酒井由美子(福井大教育), 横山卓雄(同志社大工) 関東ローム層の古地磁気
- 63 堂面春雄, 宗岡 浩, 横山 敬, 木村正嗣(山口大教育) 山口県東南部新第三紀安山岩の古地磁気学
- 64 伊藤晴明, 時枝克安(島大文理) 白亜紀および第三紀花崗岩の古地磁気

第4日 5月27日(木) 9:30-12:30

第1会場

磁気嵐・極域

- |      |  |  |
|------|--|--|
| 1-64 | 家森俊彦, 佐藤文彦, 前田 坦, 亀井豊永<br>(京大理)            | 惑星間プラズマパラメータとDst Indexとの定量的関係式について   |
| 65   | 荒木 徹(京大理)                                  | 磁気嵐急始部の構造  |
| 66   | 丸橋克英(電波研)                                  | 地磁気あらし後のプラズマ圏の回復   |
| 67   | 恩藤忠典(電波研)                                  | 磁気圏嵐の局所的開始の特性  |
| 68   | 青木孝夫(名大理)                                  | Sun-Earth Line と地球のDipole 軸とのなす角の Auroral Electrojet の発達に対する影響                 |
| 69   | 飯島 健(東大理), T.A. Potemra<br>(APL/JHU)       | Large Scale Characteristics of Field-Aligned Current Associated with Substorms |
| 70   | 飯島 健, 藤井良一(東大理),<br>T.A. Potemra (APL/JHU) | Characteristics of Field-Aligned Currents at Southern High Latitudes by TRIAD  |
| 71   | 藤井良一, 福島 直(東大理)                            | 電離層起源の Field-Aligned Current に対する量的評価  |
| 72   | 井上雄二(京産大理)                                 | HM界面波と地磁気 Substorm   |
| 73   | 斎藤尚生(東北大理), 佐藤哲也(東大理)<br>湯元清文(東北大理)        | Auroragraph の Radar Aurora 解析への応用と電場測定   |
| 74   | 松本治弥, 賀谷信幸(神大工)                            | 昭和基地における降下電子のロケット観測  |
| 75   | 芳野赴夫(電通大), 永田 武(極地研)                       | 昭和基地における衛星受信(速報)   |

第4日 5月27日(木) 9:30-12:30

第2会場

地球内部 I

- II-65 浜野洋三, 小嶋 稔(東大理) 大気の進化と大陸地殻の発展
- 66 大島章一(海上保安庁水路部) 日本海溝付近での海洋地殻の沈み込みに関する磁気学的考察
- 67 加藤愛雄, 遠山文雄, 武藤俊明(東海大工), 瀬戸正弘, 早坂 孝(東北工大) 大気球による東北地方及び三陸沖の磁場観測
- 68 小林和男, 中田正夫(東大海洋研) 四国海盆南部(27~30°N)の地磁気異常
- 69 植田義夫(海上保安庁下里) 日本周辺の地球磁場の経緯度多項式近似について
- 70 渡辺秀文(東大理) 非等方性乱流のダイナモ作用
- 71 全 麒 在(朝鮮大理) 地球磁場の成因および宇宙抵抗
- 72 水野浩雄(国土地理院) 年変化量分布の変動と  $Gau\beta$  係数
- 73 水野浩雄(国土地理院) 野外磁気測定におよぼす表層土質の磁性の影響
- 74 地磁気移動観測班(笹井洋一, 石川良宣) 房総半島全磁力くり返し測量: 1968-1976  
(東大震研)
- 75 笹井洋一, 石川良宣, 高橋春男(東大震研) 1953年房総沖地震  $M=7.5$  に伴う Induction Vector の異常変化
- 76 山下 濟, 横山 泉(北大理) 「東北日本電気伝導度異常」について

第4日 5月27日(木) 13:30-17:00

第1会場

オーロラ・VLF放射・ホイッスラー

- |  |   |
|--|---|
| 1-76 佐藤哲也(東大理)                               | 拡散型レーダーオーロラと二流体不安定波の非線形機構(付 電子計算機によるアニメーション)  |
| 77 三浦 彰, 佐藤哲也(東大理)                           | オーロラの渦巻き運動とプラズマのシア不安定性  |
| 78 小口 高(東大理)                                 | オーロラの動態-I(IV)   |
| 79 林 幹治, 國分 征, 小口 高(東大理), 鶴田浩一郎(東大宇宙研)       | Pulsating Auroraの入射電子の共役性<br>VLF方探による<br>Auroral Arc-Auroral Hiss, Diffuse Aurora-Chorusの位置-到来方向の対応 |
| 80 南極ロケットプラズマ波動観測グループ                        | 南極ロケット S-310JA-1 による波動観測  |
| 81 橋本弘蔵, 木村磐根, 熊谷 博(京大工)                     | ホットプラズマ中でのRay Tracing(II)   |
| 82 玉尾 孜(東大理), 田村和士(木更津高専)                    | プラズマポーズを越える電磁波のモード  |
| 83 中村義勝, 恩藤忠典, 丸橋克英, 村上利光(電波研)               | LHRヒスから得たプラズマポーズ近傍でのイオン組成変化の定常対流電場モデルによる解釈  |
| 84 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)                           | 重水素ホイッスラーの $D^+$ サイクロトロン共鳴及び, エコーの計算スペクトラ   |
| 85 鶴田浩一郎, 池田 慎, 西田篤弘(東大宇宙研), 林 幹治(東大理)       | Triggered EmissionのCut off 周波数について  |
| 86 林 幹治(東大理), 鶴田浩一郎, 池田慎, 西田篤弘(東大宇宙研)        | Siple 信号受信強度の $df/dt$ 効果  |
| 87 池田 慎, 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 渡辺勇三(東大宇宙研), 林 幹治(東大理) | VLF電波の到来方向と磁気圏プラズマ運動  |
| 88 上滝 実, 村上利光, 恩藤忠典(電波研)                     | 石垣島におけるホイッスラー観測   |
| 89 岡田敏美, 岩井 章(名大空電研)                         | Dynamic Spectrum 比較法によるWhistler Dispersionの測定   |

閉会の辞

第4日 5月27日(木) 13:30-16:00

第2会場

地球内部Ⅱ

- |      |  |  |
|------|--|--|
| Ⅱ-77 | 白木正規, 柳原一夫(地磁気観)   | 柿岡のCA変換函数の日々の変化  |
| 78   | 力武常次(東大理)  | 日本地下の電氣的モデル  |
| 79   | 佐藤七郎(岩手大工), 加藤愛雄(東海大工)   | 東北日本に於ける誘導地電流( $\Delta E$ )及び誘導電磁場の振幅比( $\frac{\Delta E}{\Delta H}$ )の分布と地下構造  |
| 80   | 本蔵義守, 吉野登志男, 行武毅(東大震研), 瀬戸孝夫(国土地理院)  | 1970年秋田県南東部地震前後の地電流変化  |
| 81   | 行武毅, 吉野登志男, 木本栄次, 下村高史, 渡辺秀文, 畝田久司(東大震研)   | 伊豆大島三原山周辺の電気抵抗測定   |
| 82   | (山崎断層電磁気綜合実験班)<br>乗富一雄(秋大鉦), 横山泉, 山下济, 田中安守(北大理), 鍋谷祐夫(弘前大理), 三品正明, 青木一郎(東北大理), 柳原一夫, 大地洸, 森俊雄(地磁気観), 行武毅, 山崎良雄, 本蔵義守, 吉野登志男, 小山茂(東大震研), 河野長, 浜野洋三, 石戸恒雄(東大理), 瀬戸孝夫, 井内登(国土地理院), 陶山淳治, 小野吉彦, 駒井二郎, 高木慎一郎, 花岡尚之, 村上裕(地調), 加藤愛雄, 大西信人(東海大工) 早坂孝(東北工大), 鈴木亮(京大理) 住友則彦(京大教養), 宮腰潤一郎(鳥取大教養) | 山崎断層周辺における電磁気綜合観測について<br>1) 地磁気三成分連続観測<br>2) 地磁気短周期変化観測<br>3) 磁気測量<br>4) 比抵抗法による深部構造探査<br>5) 人工電流分布の調査実験<br>6) 地電流連続観測 |



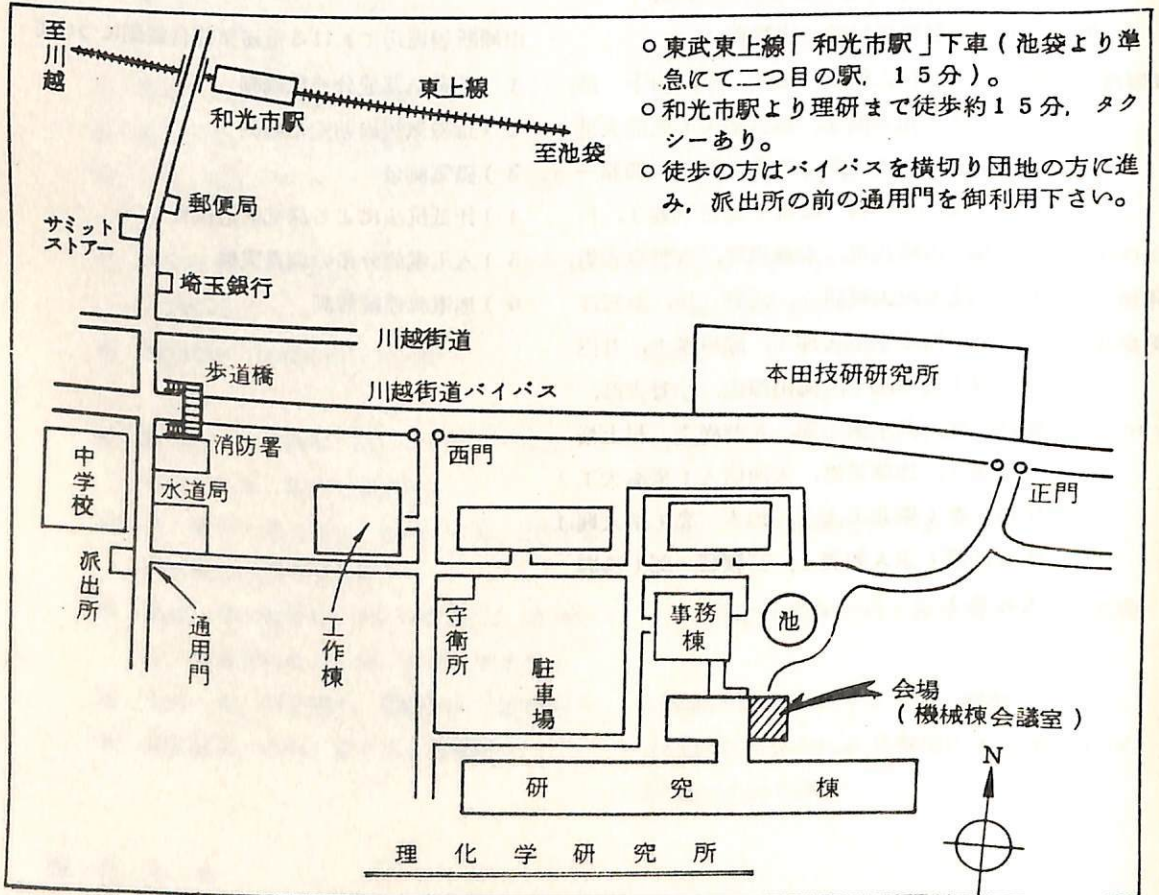
# 第59回総会・講演会の会場案内

【会場】 理化学研究所

機械棟会議室 および 事務棟第2会議室

埼玉県和光市広沢2-1 TEL(0484)62-1111

会場および交通案内図



# 第 1 会 場



## Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層 (III)

## — 福岡におけるライター観測 —

藤原玄夫・板部敏和・広野不和

九大・理

1974年10月、Fuego火山 (Guatemala;  $14.5^{\circ}\text{N}$ ,  $90.9^{\circ}\text{W}$ ) の大噴火によって多量の火山物質が成層圏に投入され、以後2~3ヶ月以内に、世界各地でライターまたは薄明観測によって成層圏エアロゾルの顕著な増加が検出された。この様に成層圏にまで汎世界的な擾乱を引き起こした火山噴火は、ライターが成層圏観測に適用されてから初めてのことである。ここでは前図に引き続き Fuego 火山噴火以後の福岡における成層圏エアロゾルのルビーライターによる観測とその検討結果を報告する。

福岡では噴火の1ヶ月後に、高度17~19 km にピークを持つ異常に強い散乱層を検出した。そのエアロゾル後方散乱係数  $\beta_M$  のピーク値は1974-75年冬には大きく変動しながら、その最大値は火山擾乱検出以前の10倍にも達した。以後  $\beta_M$  ピーク値は以前の2~3倍程度に減少し、比較的安定な形で存続していたが、1975-76年冬には再び増加の傾向を示し、変動も大きくなった。1963年 Agung 火山噴火1年後に Grams & Fiocco\* が行った観測結果も冬期増大の傾向を示しており、この冬期増大は、火山噴火後数年間の比較的エアロゾルの量が多い時期の一般的傾向と言えるようである。1974-75年冬の変動は汎世界的な風系との相関を示し、 $\beta_M$  の増加は福岡上空における流線の低緯度側からの流入に対応しているので、この時期におけるエアロゾル量の変動は、それが注入された低緯度地方からの輸送機構の変化に起因するものであろう。1975-76年冬に関しては、高層天気図との対応を調査中であるが、この時期の再増加は注目すべき事象である。Gudiksen et al.\*\* の2次元モデル計算によれば、赤道地方高度18 km に注入された保存量は、子午面循環、渦拡散の季節的变化を考慮に入れても各緯度で減少の一途をたどり、再増加することはない。この計算結果は W 185 の下部成層圏注入後の観測結果と中低緯度については合致している。従ってこの様な事実はエアロゾル粒子の *in situ* formation (火山性気体からの核生成、凝集、凝縮) の重要性を示唆していると考えられる。この様な時間的変動の要因に関しては各種気象要素等の比較調査結果と併せて報告する。

$\beta_M$  の増大は、エアロゾル粒子の光学的特性(形状、屈折率等)や粒径分布が変化しないと仮定すれば、個数密度の増大を表わす。この仮定の妥当性をライター観測のみによって確認することは、困難であるが偏光度測定、夕涙長観測等によって、光学特性、粒径分布による情報もある程度まで得ることができると、昨年10月に行った偏光度測定結果によると、成層圏エアロゾルの偏光度は非常に小さく、殆んど球形均質粒子(液滴)とみられることができる。しかし20 km 以上では、大気分子による偏光度の数倍の値を得ており、これについて、追々調査を行いその検討結果を併せて報告する。

## 文献

\* G. Grams & G. Fiocco, J. Geophys. Res. 72 3523 (1967)\*\* P. H. Gudiksen, A. W. Fairhall & R. J. Reed, J. Geophys. Res. 73 4461 (1968)

Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層 (IV)

— 減衰係数と後方散乱係数の比較 —

板部敏和 藤原玄夫  
九大 理

成層圏エアロゾル層 (Junge layer) は、'74年10月の Fuego 火山 (Guatemala) の噴火後、その影響によって異常な増加を示し、九大 理、他世界各地のレーザレーダ観測点で、観測が続けられ、その時間変化が追従されている。しかしエアロゾルは、特に光散乱で、重要な sub-micron 領域の粒子に関して、正確な知識を得るには、エアロゾルの種々の parameter を決定する必要がある。例えは、粒子の粒径分布、成分及び成分比、粒子の相及び形状等である。レーザレーダで測定される量は、(1)式で示される様で、最小粒径  $r_L$  から、最大粒径  $r_U$  まで、粒径で積分した単位体積当りの aerosol 後方散乱断面積 (non-Rayleigh back scattering coeff.)  $\beta(h, \lambda_1)$  が測定される。

$$\beta(h, \lambda_1) = 4\pi \int_{r_L}^{r_U} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} n(r, h) dr \quad (1)$$

ここで  $d\sigma/d\Omega$  : 波長  $\lambda_1$  の光で、粒径  $r$ , 屈折率  $m$  の aerosol 1個当り、単位立体面当りの後方散乱断面積。

$n(r, h)$  : 高度  $h$  での 粒径分布関数

である。  $\beta(h, \lambda_1)$  は、測定量であるが、  $\beta(h, \lambda_1)$  を満足させる様に、  $d\sigma/d\Omega(m, \lambda_1, r)$ ,  $n(r, h)$ ,  $r_L$ ,  $r_U$  は種々の組み合わせで取ることが可能であり、特に光散乱では、  $m$   $n(r, h)$  が重要な parameter で (1)式からだけでは決定できない。それで parameter を消去して中々為には、多波長レーザレーダ、または bi-static laser radar で散乱角を変化させて測定する等が必要になってくる。今回は、小川等<sup>(1)</sup>によって、Solar Occultation method による減衰係数 (extinction coeff.) の観測がなされているので、それと比較することを、特に粒径分布について議論する。小川等によって測定された aerosol 減衰係数  $\beta_{ext}$  も (1)式と同様に次の式で示される。

$$\beta_{ext}(h, \lambda_2) = \int_{r_L}^{r_U} (\sigma_t + \sigma_{ab}) n(r, h) dr \quad (2)$$

ここで、  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{ab}$  はそれぞれ波長  $\lambda_2$  で、粒径  $r$ , 屈折率  $m$  の aerosol 1個当りの全断面積、吸収断面積である。  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{ab}$ ,  $(d\sigma/d\Omega)_{\theta=\pi}$  等は、  $m$  を仮定して均質球形の aerosol と考える場合、 Mie の理論から計算できる。屈折率  $m$  は、成分及び成分比に依存する量で、ここでは塵量濃度 75% の硫酸水溶液と考えて  $m=1.41$  を使う。(1)及び(2)の残りの parameter は、  $n(r, h)$  であり、  $\beta(h, \lambda_1)$ ,  $\beta_{ext}(h, \lambda_2)$  共に満足する  $n(r, h)$  について、 Fuego 噴火前と後で議論する。  $\beta$ ,  $\beta_{ext}$  から  $n(r, h)$  を決定する場合、  $n(r, h)$  は、  $\beta$ ,  $\beta_{ext}$  の測定精度に極めて敏感であり、測定精度による適用限界について考察し、これらの考察の意義の意味で、2波長 (0.69  $\mu$ , 0.59  $\mu$ ) レーザレーダを準備中であり、併せて報告することを予定している。

参考文献

1) Ogawa T. et al. Measurements of Stratospheric Aerosols by the Solar Occultation Method ; to be published Nature

Y. Iwasaka, A. Mita and K. Isono (Nagoya University, Water Research Institute)

Many atmospheric lidar experiments have previously reported single wavelength results. We will present here the backscattered light of stratospheric aerosol measured by two-colour lidar.

Most previous lidar observation of stratospheric aerosols were based on an analysis of the back scattered single wave lidar only, and, as such, were quite limited in information content. Therefore, little progress has been made from such studies toward inferring aerosol size distributions. We constructed the two-colour lidar at Nagoya University for the purpose of studying the size and density distribution of atmospheric aerosols. The analytical method to determine the size distribution using the two-colour lidar was previously discussed (Isono and Iwasaka, 1974). The characteristics of our lidar are listed in table 1.

Table 1

<u>Transmitter</u>	Laser wavelength	0.694 m (Ruby) 1.06 m (YAG)
	Output energy	1.5J/pulse (Ruby) 0.25J/pulse (YAG)
	Pulse duration	20nsec (Ruby, YAG)
	Maximum pulse repetition rate	0.2/sec
	Telescope	40 mm /
	Beam divergence	1 mrad
<u>Receiver</u>	Telescope	40 cm / (Newton)
	Field of view	1 mrad
	Filter bandwidth	10A (Ruby) 50A (YAG)
	Photomultiplier	R649 (Ruby) R314 (YAG)
<u>Display</u>	A scope	
	Range gated threshold discriminator and digital counter	(10 channel)

内野 修

九大工

成層中で nucleation によって生成されたエアロソルが、凝集・拡散場に置かれたときの時間的振舞は次式で表わされる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = I(r_i) + \frac{1}{2} \sum_{j+k=i} K(j, k) n_j n_k - n_i \sum_{j=1}^i K(i, j) n_j - \text{div}(n_i v_i) \quad (1)$$

ここで

$n_i$  = 粒径  $r_i \sim r_i + \Delta r_i$  中のエアロソル粒子密度

$I(r_i)$  = 生成項

$K(i, j)$  = 半径  $r_i$  と  $r_j$  の粒子間の凝集定数

$\text{div}(n_i v_i)$  = 重力や eddy による拡散項

今拡散項が無視できるくらい小さくて、凝集が卓越する領域の平衡粒径分布を調べる。(1)式である粒径より大きな粒子が少なくて考慮しなくていいという近似のもとでは

$$n_i = \frac{I(r_i) + \frac{1}{2} \sum_{j+k=i} K(j, k) n_j n_k}{\sum_{j=1}^i K(i, j) n_j} \quad (2)$$

となる。(2)式で  $K(j, k) = \text{const}$  のときにはすでに解かれていて  $n(r) \propto r^{-2.5}$  なる、いわゆる power law 分布を示す。しかし実際には  $K(i, j)$  は粒径の函数であって下部成層圏 20 km においては gas kinetics で表現できる領域

$$K_G = \pi (r_i + r_j)^2 (v_{ti}^2 + v_{tj}^2)^{1/2} \quad (3)$$

と、拡散で表現できる領域

$$v_{ti} = \left( \frac{8kT}{\pi m(r_i)} \right)^{1/2}, \quad m(r_i) = \frac{4\pi}{3} \rho r_i^3$$

$$K_D = 4\pi (r_i + r_j) (D_i + D_j) \quad (4)$$

$$D_i = \frac{3}{8 r_i^2 n_A} \left( \frac{kT}{2\pi m_A} \right)^{1/2} \quad A: \text{air}$$

と、その混合領域<sup>3)</sup>

$$1/K_M = 1/K_G + 1/K_D \quad (5)$$

とに別れる。

(2), (4), (5) のそれぞれの場合について (2) 式を iteration method で解く。その結果と、始めてエアロソルに乱流理論における次元解析と通用した "Friedlander" の結果とを比較検討する。

参考文献

- 1) Friedlander, S.K. J. Meteor., 18, 753-759, (1961)
- 2) Quon, J. E., and Mockros, L. F. Intern. J. Air Wat. Poll. 9, 279-290 (1965).
- 3) Walter, H.; Aerosol Sci., 4, 1-15, (1973)

一方、拡散主として重力による落下が重要となる粒径の大きい領域では A: 1 km 粒子との凝集がさかんであることを考慮して平衡分布函数をすでに求めた<sup>4)</sup>

- 4) Uchida, O. and M. Hirano: J Geomag. Geoelectr., 22, 201-215, (1975)

広野求和, 長沢親生, 藤原玄夫, 板部敏和

九大・理

成層圏エアロゾルとオゾンとの相関については, 明白な確定的な法則が見い出されてはいない。Grams and Fivoco (1967)<sup>(1)</sup>は, Massachusettsで1964年から約1年間, レーザーレーダーによって成層圏エアロゾル濃度の高度分布を観測し, ちょうどその間に行われたオゾンの観測値と比較して, 14~22 kmの高さ領域では, -0.5程の負の相関があり, 全オゾン量と下部成層圏エアロゾルの間の相関係数は負で, 16 km付近では, -0.7に達することを示している。Rosen (1968)<sup>(2)</sup>は, 1965, 1966年に, バルーンについた測定器で, オゾンとエアロゾル(半径  $r > 0.1 \mu\text{m}$ )の同時観測を行ない, 圏界面と赤道圏界面との高さの間では, 両者の間に著しい正の相関があることを示している。

Cadle et al. (1975)<sup>(3)</sup>によればエアロゾル粒子が,  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ 以外に不純物を含むときには, オゾン消滅に導く触媒としてふるまう可能性をもち, その反応速度は  $\text{O}_3$ の濃度を  $[\text{O}_3]$ とすれば, 次の式が示唆されている。

$$-\frac{d[\text{O}_3]}{dt} = \frac{1}{4} \left( \frac{8RT}{\pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{3C_m}{\rho_F} \cdot \gamma [\text{O}_3]$$

ここに,  $R$ はガス定数,  $M$ は  $\text{O}_3$ の分子量,  $C_m$ はエアロゾル濃度,  $\rho$ はその比重,  $r$ は平均半径,  $\gamma \sim 10^{-4}$ であり,  $C_m$ が一定のときは, エアロゾルの平均半径が小さい程, 触媒として有効となる。

Podzimekは, 最近開発された Stratospheric Aerosol Nuclei Detection System (SANDS) とオゾン測定器を航空機に搭載して Aitken 粒子 (AN,  $r < 0.1 \mu\text{m}$ ) とオゾンの同時測定を行い, 中緯度圏界面以上では, ANとオゾンに著しい負の相関を, 以下では正の相関を見出している。

前回は, 藤原 et al. によりエアロゾルとオゾン量の負の相関が報告されているが, 今回は, さらに, AN濃度変化を, 長期間にわたる小イオン濃度の増減によって推定し, これとオゾン量との相関を議論することにする。Fuogo 爆発後のエアロゾルによる影響についても, 述べる予定である。

### 参考文献

- |                      |              |        |
|----------------------|--------------|--------|
| (1) Grams and Fivoco | JGR 72, 3523 | (1967) |
| (2) Rosen            | JGR 73, 479  | (1968) |
| (3) Cadle et al.     | JGR 80, 338  | (1975) |



偏西風帯における大気オゾン観測

— ドロップゾンデ法 —

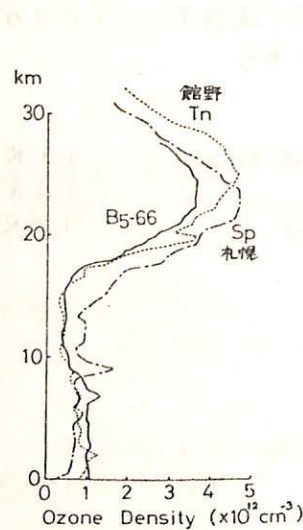
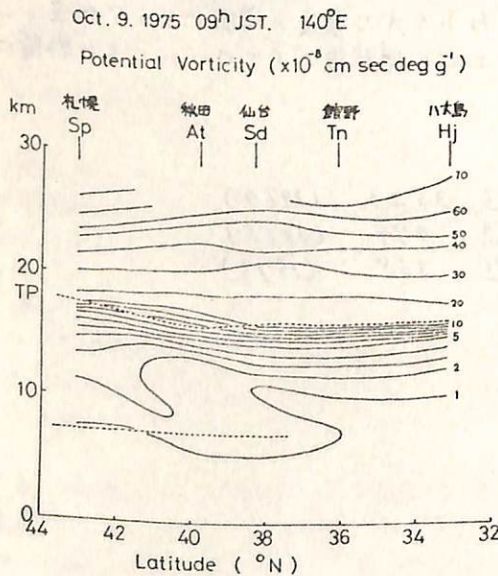
その2

等松隆夫 岩上直幹 協カ・気象庁高圧課  
(東大理) (東大理)

前回の学会で観測結果のおさましを述べたが その後詳しい解析を行なったので報告する。

1975年10月9日三陸大気球観測所から放球した大気球 B5-66 によって 成層圏、対流圏内のオゾン垂直分布を観測した。 今回の実験では親気球に積んだゾンデによる観測だけでなく レベルフライト中の親気球から投下した子ゾンデ2個によっても観測を行った。 また気象庁高圧課の協力により 同日に同型のゾンデを用いて 札幌、館野、鹿児島島の3地点において オゾン垂直分布の観測を依頼して比較研究を行なうことができた。 測定器はRSII-KC68型オゾンゾンデを改良したもので、ヨウ化カリウム溶液とオゾンとの反応を利用してオゾン密度を得るものである。

下図は当日9時の気象庁の観測データから求めた 東経140°線上における渦位 (Potential Vorticity) の垂直分布及び各地におけるオゾン垂直分布で、図中16~18 km付近の点線は気温減率から決めた対流圏界面、7 km付近の点線は気温の逆転面である。 またこのときの偏西風の中心は秋田の上空10 km付近を通過していた。 渦位は断熱的に不変な量でしはしば "対流圏的大気" と "成層圏的大気" の区別に用いられる。 この図は高緯度側から成層圏大気が偏西風の下面に沿って流れ込んでくることを示しており、このことは 札幌の10 km付近、B5-66 の7 km付近にみられるオゾン密度の小極大値、館野と鹿児島島のオゾン分布の非常により一致、札幌の観測値が他のものと異なる様相をしていることなどとも符合している。 以上のことから 偏西風帯の対流圏におけるオゾンの密度分布は (おおよそ高緯度側の対流圏界面と低緯度側の対流圏界面の破れ目を通ってくる) 高緯度側から偏西風帯への成層圏大気の流入という現象で理解できるものと思われる。



\* 等渦位線の間隔が途中でかわっているので注意

中間圏オゾンの季節変化

小川 利紘 (東大理)

観測データ 1970-75にわたる紫外吸光法によるロケット観測。於内之浦(31°N)。

Height (km)	$n(O_3), cm^{-3}$ ( )内はサンプル数	
	January - February	August - September
50	$6.6 \pm 1.0 \times 10^{10}$ (5)	$3.2 \pm 1.0 \times 10^{10}$ (2)
60	$8.7 \pm 2.0 \times 10^9$ (3)	$4.4 \pm 1.0 \times 10^9$ (2)

50-60 kmにおけるオゾン密度は、1,2月の方が8,9月にくらべ約factor 2大きい。

光化学理論

- 50-60 kmの高高度域では、 $O_3$ はO-Hの光化学反応で支配される。しかも力学的輸送効果( $\tau = 10^7$  sec)に比して、 $O_x, HO_x$ の化学反応は $\tau = 10^4, 10^3$  sec(各々に対して)の時間数であるから、光化学平衡理論が適用できる。
- オゾン密度を決めるファクターとしては、大気密度(全密度および $O_2$ 密度)、温度、水蒸気混合比、太陽入射角がある。
- 大気密度、温度(反応速度に影響する)の変動が次の表に与えられる程度であれば、オゾン密度を高く20%変化させるだけである。

Height (km)	Temperature (°K)		Density ( $10^{15} cm^{-3}$ )	
	Jan.-Feb.	Aug.-Sep.	Jan.-Feb.	Aug.-Sep.
50	272	270	20.6	23.1
60	247	250	6.28	6.99

(Groves, 1971)

- 31°Nにおける夏と冬では、酸素分子の解離率は、高度50-60 kmにおいて20-30%変わりうる。これはオゾン密度に対して20%程度の変動しか起さないし、観測値の変化のセンスと逆の変動となるので、太陽入射角の夏冬の変動では、オゾンの季節変化を説明できない。
- 水蒸気の混合比が約5 ppmV(50-60 kmの高高度域)であれば、上のオゾン密度の測定値はよく説明できる。factor 2のオゾン密度の変動を起すには、水蒸気の混合比がfactor 1.5程度変動すればよい(夏に水蒸気が多い)。

示唆

緯度30°N, 高度50-60 kmにおいては、5 ppmV程度の水蒸気が存在し、factor 1.5程度の幅で変動する(冬に極小, 夏に極大)。

偏西風帯における大気オゾン観測

— ドロップゾンデ法 —

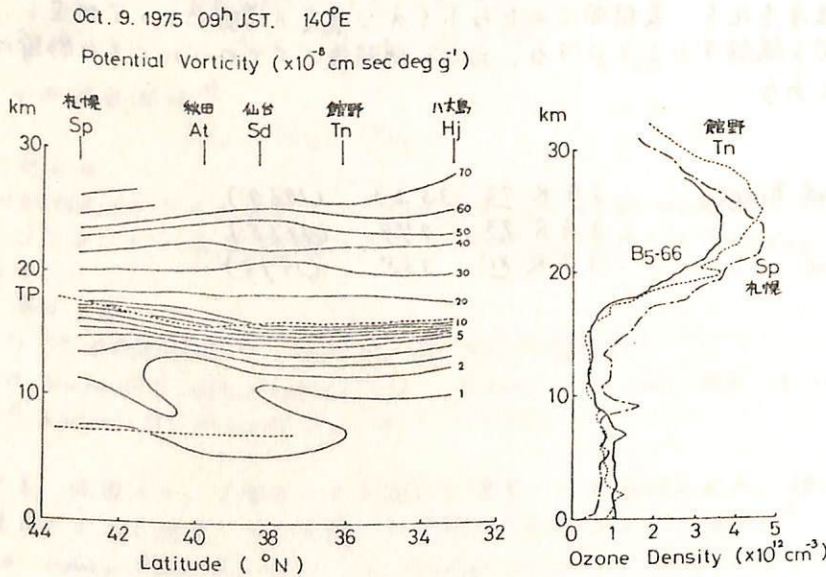
その2

等松隆夫 岩上直幹 協カ・気象庁高層課  
(東大理) (東大理)

前回の学会で観測結果のおさしを述べたが その後詳しい解析を行なったので報告する。

1975年10月9日三陸大気球観測所から放球した大気球 B5-66 によって 成層圏、対流圏内のオゾン垂直分布を観測した。 今回の実験では親気球に積んだゾンデによる観測だけでなく レベルフライト中の親気球から投下した子ゾンデ2個によっても観測を行なった。 また気象庁高層課の協カにより 同日に同型のゾンデを用いて 札幌、館野、鹿児島 の3地点において オゾン垂直分布の観測を依頼して比較研究を行なうことができた。 測定器は RS II-KC 68 型オゾンゾンデを改良したもので、ヨウ化カリウム溶液とオゾンとの反応を利用してオゾン密度を得るものである。

下図は当日9時の気象庁の観測データから求めた 東経140°線上における渦位 (Potential Vorticity) の垂直分布及び各地におけるオゾン垂直分布で、図中16~18 km付近の卓線は気温減率から決めた対流圏界面、7 km付近の卓線は気温の逆転面である。 またこのときの偏西風の中心は秋田の上空10 km付近を通過していた。 渦位は断熱的に不変な量で、しばしば“対流圏の大気”と“成層圏の大気”の区別に用いられる。 この図は高緯度側から成層圏大気が偏西風の下面に沿って流れ込んでくることを示しており、このことは 札幌の10 km付近、B5-66 の7 km付近にみられるオゾン密度の小極大値、館野と鹿児島 のオゾン分布の非常により一致、札幌の観測値が他のものと異なる様相をしていることなどとも符合している。 以上のことから 偏西風帯の対流圏におけるオゾンの密度分布は (おおよそ高緯度側の対流圏界面と低緯度側の対流圏界面の破れ目と通ってくる) 高緯度側から偏西風帯への成層圏大気の流れという現象で理解できるものと思われる。



渦位 P

$$P = -Q_z \frac{\partial \theta}{\partial p}$$

$Q_z$  ; 絶対温度の z 成分

p ; 気圧

$\theta$  ; 温位

$$\theta = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

mb

\* 等渦位線の間隔が途中でかわっているので注意

小川 利紘 (東大理)

観測データ 1970-75にわたる紫外吸光法によるロケット観測。於 内之浦 (31°N)。

Height (km)	$n(O_3), cm^{-3}$ ( )内はサンプル数	
	January - February	August - September
50	$6.6 \pm 1.0 \times 10^{10}$ (5)	$3.2 \pm 1.0 \times 10^{10}$ (2)
60	$8.7 \pm 2.0 \times 10^9$ (3)	$4.4 \pm 1.0 \times 10^9$ (2)

50-60 kmにおけるオゾン密度は、1,2月の方が8,9月にくらべ約 factor 2 大きい。

光化学理論

- 50-60 kmの高高度域では、 $O_3$  は O-H の光化学反応で支配される。しかも力学的輸送効果 ( $\tau = 10^7$  sec) に比して、 $O_x, HO_x$  の化学反応は  $\tau = 10^4, 10^3$  sec (各々に対して) の時間数であるから、光化学平衡理論が適用できる。
- オゾン密度を決めるファクターとしては、大気密度 (全密度および  $O_2$  密度)、温度、水蒸気混合比、太陽入射角がある。
- 大気密度、温度 (反応速度に影響する) の変動が次の表に与えられる程度であれば、オゾン密度を高く 20% 変化させることができるだけである。

Height (km)	Temperature (°K)		Density ( $10^{15} cm^{-3}$ )	
	Jan.-Feb.	Aug.-Sep.	Jan.-Feb.	Aug.-Sep.
50	272	270	20.6	23.1
60	247	250	6.28	6.99

(Groves, 1971)

- 31°N における夏と冬では、酸素分子の解離率は、高度 50-60 km において 20-30% 変わりうる。これはオゾン密度に対して 20% 程度の変動しか起さないし、観測値の変化のセンスと逆の変動となるので、太陽入射角の夏冬の変動では、オゾンの季節変化を説明できない。
- 水蒸気の混合比が約 5 ppmV (50-60 km の高度で) であれば、上のオゾン密度の測定値はよく説明できる。factor 2 のオゾン密度の変動を起すには、水蒸気の混合比が factor 1.5 程度変動すればよい (夏に水蒸気が多い)。

不噴

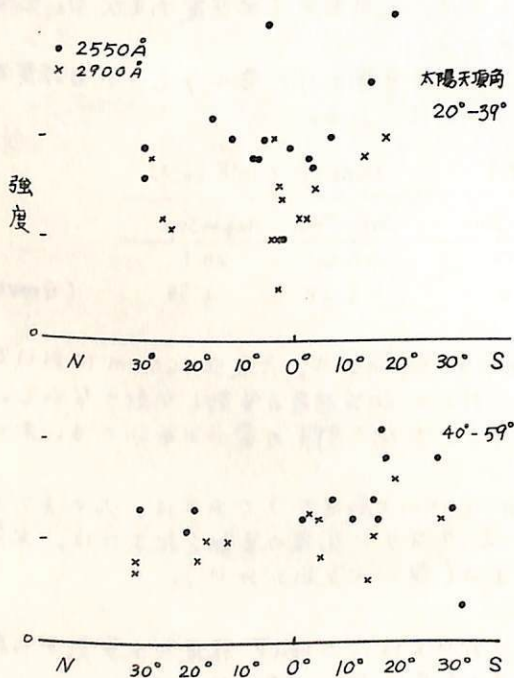
緯度 30°N, 高度 50-60 km においては、5 ppmV 程度の水蒸気が存在し、factor 1.5 程度の幅で変動する (冬に極小, 夏に極大)。

鈴木勝久、小川利紘、尊松隆夫  
 東京大学理学部地物研

科学衛星 "TAIYO" に搭載された中間紫外線散乱光の強度測定装置は、緯度にして  $31^{\circ}$  ~  $-31^{\circ}$  の範囲に渡って散乱光強度の観測を行った。この装置の詳細については、Tohmatsu et al. (J.G.G. 1975) で述べられている。観測した中心波長は  $2550 \text{ \AA}$  と  $2900 \text{ \AA}$  でバンド巾は約  $120 \text{ \AA}$  である。 $2550 \text{ \AA}$  はオゾンの吸収のピークの波長域に当たっている。この波長域で散乱に最も寄与する大気の高さは  $2550 \text{ \AA}$  で  $\sim 55 \text{ km}$ 、 $2900 \text{ \AA}$  で  $\sim 40 \text{ km}$  である。従ってこの散乱光の強度を測定することによりその高さまでのオゾン密度を求められる。

1回の観測で測定できる範囲は、衛星の姿勢にもよるが、ほぼ  $25^{\circ}$  までである。今回は球対称なオゾンモデルで、plane parallel として計算した散乱強度と観測値を比較した。解析の結果、地球中心方向の散乱光の強度は太陽天頂角が  $\leq 70^{\circ}$  の範囲で計算とよくあうことが分った。

図に天頂角をパラメータとする強度の緯度変化を図示した。これによれば赤道付近で、小さな種小が存在し緯度が増に連れて散乱強度が強くなっているようである。さらに個々の観測条件に対応する強度を同じく plane parallel モデルで計算し、オゾン分布の緯度構造の解析を行った。



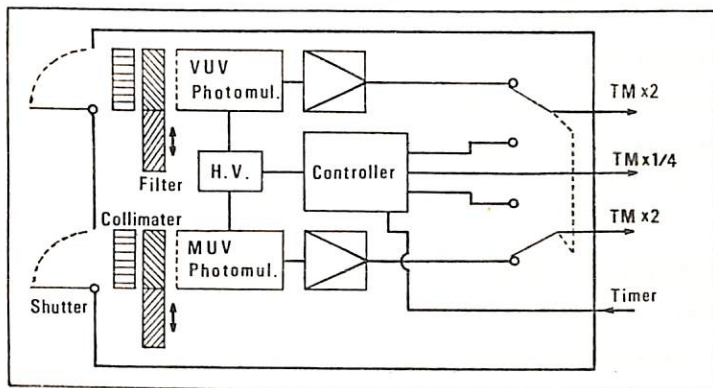
紫外域アルベード観測

金田景祐 (東京理)

ホ5号科学衛星 EXOS-A 搭載用真空紫外域オーロラ撮像装置 (ATV) の予備実験として K-10-12 号機搭載 (1976年1月18日14時20分 (JST) 発射) の AUV による紫外域アルベード観測を行った結果に就いて報告する。

ATV による EXOS-A からの観測に於いては、北半球上のオーロラの全貌を同時に撮像を行う為に必然的に昼側の領域も視野に入る事になる。この際、アルベードなどの程度観測の際害になるかを測定する目的で K-10-12 AUV による観測が行われた。AUV はロケット基軸から 135° の方向に向けて取り付けられた真空紫外光及び中間紫外光用の二連のフォトメーター及び付属回路から成り、ロケットのスピンを利用してアルベードの空間分布の観測を行った。以下に AUV の構成及び主要規格を記す。猶 VUV Photomultiplier の面版、光電面は衛星搭載用のものと同一特性のものとした。

AUV はフォトメーターの汚染防止の為、発射 120 秒後 (高度 146 Km) に気密性のシャッターを



- VUV・フォトメーター
- [ Photomul. (面版:  $MgF_2$   
光電面:  $KBr$ )
  - Filter (1.  $SiO_2$   
2. ナレ)
- MUV・フォトメーター
- [ Photomul. (面版:  $SiO_2$   
光電面:  $Rb-Tl$ )
  - Filter: 金属薄膜干渉フィルター  
透過中心波長 (1. 2500 Å  
2. 2900 Å)

開き観測に入り、ナトリウム・セシウム雲発生の為、362秒から375秒の間には閉じた  
中断後観測を再開し、最後迄正常に動作し紫外域アルベードのデータを取得した。猶、  
ナトリウム・セシウム雲発生の為、相乗りのMIC切離しの際、ロケット頭胴部の姿勢が変り、  
予定外の空間分布を観測する事が出来た。

AUV に於いて使用した VUV・Photomul は、ATV の技術的雛形として 1977年2月打上げ  
予定のホ5号試験衛星 MS-T3 搭載用真空紫外多点測光装置 (UVP) に於いて使用するものと  
同一規格のものである。従って、今回の AUV による観測の成功は、UVP に依る観測に対し  
ては、より直接的な保証を与へたと考へる事が出来る。

Height Profiles of OH Meinel and O<sub>2</sub> Atmospheric  
Band Emissions in the Airglow

T.Watanabe(Tokyo Kyoiku Univ.)  
T.Ogawa(Univ. Of Tokyo)  
M.Nakamura(Tokyo Kyoiku Univ.)

The height profiles of OH Meinel and O<sub>2</sub> Atmospheric band airglow have been measured with rocket-borne near infrared photometers at Uchinoura(31°N), Japan. The observations were carried out in September 1969, August 1971 and January 1975.

It was found that the height of maximal emission rate is considerably stable at 91 km for OH Meinel and 94 km for O<sub>2</sub> Atmospheric band, although their half-emission thickness has changed considerably from one observation to another.



K. Fukuyama

福山 薫 (京大理)

An attempt was made to examine the relationship of the diurnal variations of the 5577 Å, Na and OH-band airglow emissions with the upper atmospheric dynamics. A structure function analysis was made to find predominant periods of the variations of the emission intensities, using hourly data of the emission rates obtained from the ground-based observations at low and middle latitude stations in the northern hemisphere.

The results have revealed the presence of a prevailing semidiurnal variation in the 5577 Å emission at middle latitudes. Amplitude [Fig. 1] and phase [Fig. 2] of this semidiurnal oscillation were computed from the monthly mean diurnal variations by the method of least square. Characteristics of the seasonal variations in both amplitude and phase are extremely in good agreement with those of the solar semidiurnal tidal wind in the meteor region. This suggests that the solar semidiurnal tide may be the main cause for the diurnal variation of the 5577 Å emission at middle latitudes.

The diurnal variations of the Na and OH-band emissions as well as that of the 5577 Å emission are discussed in relation to the dynamical characteristics of the solar tidal waves around the base of the thermosphere.

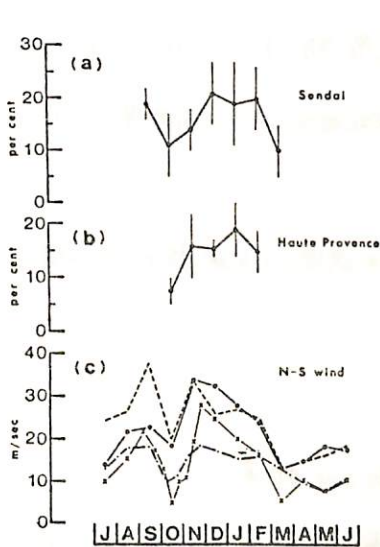


Fig. 1

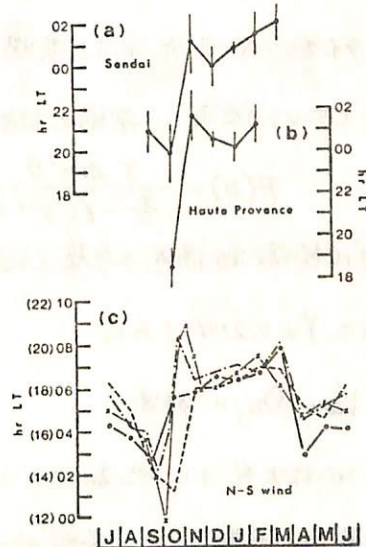


Fig. 2



# I-12 昼間時地球コロナ水素バルマー・アルファ線発 光(1)

斎藤文一, 進藤典夫  
新潟大. 理

昼間時地球コロナにおいて, 水素バルマー・アルファ線発光の機構として, 太陽ライマン・ベータ光束のコロナ内多重散乱による輻射輸送過程を考える。これより

$$\text{強度 } I \text{ は, } 4\pi I(\tau/\mu) = (1-B) \int_0^{\tau} d\tau' T(1\tau'_\alpha - \tau'_\alpha/\mu) S(\tau'),$$

ここで  $\tau$  はライマン・ベータに対する光学的厚み,  $B$  は Branching Ratio,  $T(1\tau'_\alpha - \tau'_\alpha/\mu)$  はバルマー・アルファに対する透過率,  $S(\tau')$  は Source Function,  $\mu = \cos \theta$  ( $\theta$ : 観測方向の角度) である。

水素バルマー・アルファ線は, この波長域では地球大気の光学的厚みが薄いことから, 地上でも観測可能であるわけであるが, 更に Fraunhofer 線の底であること, また太陽の高度がかなり下がった時刻を選んで,  $0.05 \text{ \AA}$  程度の分解能の分光器を用いれば昼間時も検出が期待出来る。

さらに次の地球物理学的な三臭を考慮する必要がある。

a) ライマン・ベータ光による共鳴蛍光の偏光度特性。これについては plane parallel 大気モデルを仮定し, 無偏光自然光入射, 一回散乱モデルで偏光度の空間分布を見れば,

$$P(\theta) = \frac{\gamma \sin^2 \theta}{\frac{3}{2} - \gamma(\frac{1}{3} + \sin^2 \theta)},$$

ここに  $\gamma$  は超微細構造を考慮した遷移確率によって決定される定数で, 今の場合  $^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$  として  $\gamma = 0.214$  である。

b) Van Rhijn 効果,

c) 地球大気または地表アルベドによるうめこみ効果,

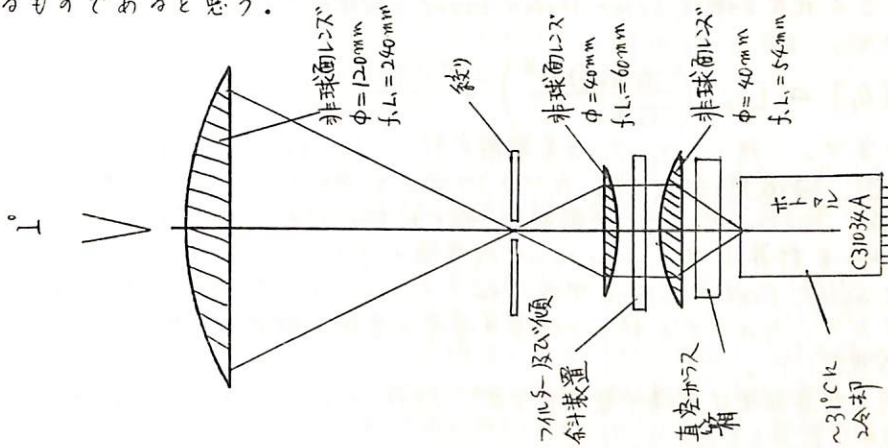
以上の臭を, 考慮して昼間時地球コロナ水素バルマー・アルファ線の検出を目指して居るので, その第一報である。

CaAs光電面を使用した大気光観測機

三沢清敏 竹内郁夫  
防衛大・物理 託間高亨・数学

ホトマルRCA-C31034A-04を使用して、フィルタ-傾斜型大気光観測機を作った。この観測機の特徴はホトマルとしてC31034Aを使用し光学系には非球面レンズを使用したことにある。すなわち、C31034Aの光電面の分光感度特性は2500Å~8800Åの範囲で殆どフラットであり、この範囲の光の強度測定には理想的なものである。一方C31034Aの受光面は10×4mmと小さいので、これをうまく使いこらすには少くも工夫をこらした光学系を使用しなければならぬ。我々はレンズによる光の減光を極小にするために、光学系は3枚の非球面レンズで構成した(図・参照)。非球面レンズは我々が設計し、ある会社で研磨した。

この観測機の製作目的は、酸素緑線・赤線の観測はもとより、主に7000Å~9000ÅにあるOH-bandとO<sub>2</sub>-bandとの強度変化を観測することである。7000Å~9000ÅにあるOH-bandは強度が大きいため各lineが正確に観測されやすい。又O<sub>2</sub>-band(8645Å)は定期的に観測された例はない。それで、この観測機で得られた結果は意味のあるものであると思う。

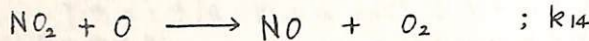
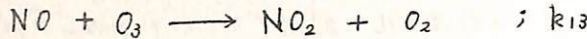


岩坂泰信\* 山下喜弘\*\*

\* 名古屋大学・水圏科学研, \*\* 気象庁・気象衛星

太陽フレアに伴って放出される Solar Proton (主に,  $1 \sim 500 \text{ MeV}$  の  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^{2+}$ ,  $e$  等を含む荷電粒子流) が, 地球の極域 ( $\geq 60 \text{ geom. Lat.}$ ) の中間圏・成層圏に流入し, その領域のオゾン ( $\text{O}_3$ ) の時間的, 空間的分布に重要な役割を果たしている。このことは, Warnecke (1962)<sup>(1)</sup> を始めとして数人かの研究者によって指摘されてきた。特に, Crutzen et al. (1975)<sup>(2)</sup> は, Solar Proton が極域中間圏・成層圏に流入すると, そのときの  $\text{NO}$  を増加させ, 更に種々の化学反応を起し, 最終的には成層圏のオゾン ( $\text{O}_3$ ) の濃度の減少をもたらすと考えている。

我々も, 彼等同様, 中間圏・成層圏で Solar Proton の流入で生成した  $\text{NO}$  と  $\text{O}_3$  を行いつける反応は



と考える。この化学平衡は, Solar Proton Event の継続時間 ( $\sim$  数時間) に較べて, 十分に成り立つので,  $\text{NO}$  と  $\text{O}_3$  の間には

$$[\text{O}_3] \simeq [\text{O}_2] \left( \frac{J_2 k_2 [\text{M}]^{1/2}}{J_3 k_4} \right) + \frac{J_2 [\text{O}_2]}{k_{13}}$$

の関係が成り立つ。但し,  $J_2, J_3$  は光解離定数,  $k_2, k_4, k_{13}, k_{14}$  は反応定数。

そこで, (1) 極域大気組成 ( $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{O}$ ) モデルを仮定し, 1966 ~ 1972 年の間に発生した Solar Proton Events を解析し, 個々の Event の Solar Proton の流量とエネルギー・スペクトルを計算して, 10 ~ 30 mb 成層圏のオゾン ( $\text{O}_3$ ) の求めた。

(2) 個々の Solar Proton Event 中の, 10 km ~ 60 km の各高度別に熱源と温度の垂直分布を計算してみても, そのときの 10 ~ 30 mb の層厚の変化の解析 (成層圏天気図から求めた) した結果と比較検討した。

詳細な解析と計算結果は会場で報告するが, 1966, Sept. と 1972, Aug. の Solar Proton Event で, 簡単な計算してみると,

- $[\text{O}_3]$  の濃度変化としては, 極域 ( $\geq 60^\circ$ ) の中間圏高度 (特に, 30 ~ 45 km 以上) で数 10% の減少になる。

- Solar Proton Event の状態までの回復時間は, 約 30 km 高度で, 10 日前後である。

- $[\text{NO}]$  の濃度変化に伴う  $[\text{O}_3]$  の濃度の減少現象は, 約 30 ~ 35 km を境にして, より高い高度では太陽紫外線吸収量の減少 (= Heating rate の減少), 下方では, 増加 (= Heating rate の増加) する傾向にある。

(1) G. Warnecke, Meteorol. Abh., 28 (3), 1962.

(2) C. Zerefos & P. Crutzen, J.G.R., 20 (36), 1975.

(3) P. Crutzen, I. Isaksen and G. Reid, Science, 189, 1975.

# NWC 22.3KHz VLF電波信号に あらわれた太陽フレア効果(序報)

加藤厚雄・米沢利之  
中部工業大学

中部工業大学超高層研究所においては1968年12月以来オーストラリアのNWC 22.3KHz VLF電波の受信を行ってきた。今回はこの回線にあらわれた太陽フレア効果の中でとくに位相の変動に関して詳細に調べた結果を報告したい。

フレアの際のVLF位相の変動は当然太陽天頂角と太陽直射強度に関係すると考えられるので、位相のずれの最大値を $\phi$ 、フレア生起時におけるNWC-春日井回線電波通路上の最小太陽天頂角を $\alpha_1$ 、電波通路の中心における天頂角を $\alpha_2$ 、太陽X線強度を $I$ として、 $\phi$ と $\alpha_1$ または $\alpha_2$ および $I$ の間の統計的な関係を求めた。太陽フレアおよび太陽X線強度に関するデータはすべて *Solar Geophysical Data* に記載のものを使用した。

1970年1年間の場合には、フレア生起時の太陽X線強度の値がはっきりしているものが110回あったので、これらのデータを統計的に処理して、次のような結果を得た；

- (i)  $\phi = 88.2 - 0.01 \cos \alpha_1 - 0.06 I$
- (ii)  $\phi = 88.0 - 0.01 \cos \alpha_2 - 0.06 I$
- (iii)  $\phi = 88.2 - 0.01 \log_{10} \cos \alpha_1 - 0.004 \log_{10} I$
- (iv)  $\phi = 87.9 - 0.02 \log_{10} \cos \alpha_2 - 0.03 \log_{10} I$

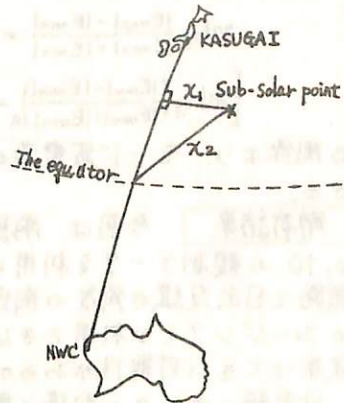
ただし $\phi$ と $I$ の単位はそれぞれ $\mu\text{sec}$ と $\text{erg}(\text{cm}^2 \text{sec})^{-1}$ とする。またこれらの場合にそれぞれ求められた重相関係数および偏相関係数の値は次の表1ようになる。ただし、この表で $\alpha$ は場合により $\cos \alpha_i$ または $\log_{10} \cos \alpha_i$  ( $i=1, 2, \dots$ )を、 $I$ は $I$ または $\log_{10} I$ を意味する。

	$r_{\phi, \alpha_1}$	$r_{\phi, \alpha_2}$	$r_{\phi, I}$
(i)	0.70	0.59	0.53
(ii)	0.61	0.43	0.54
(iii)	0.71	0.61	0.50
(iv)	0.63	0.49	0.56

表1

表1から、フレア時の位相変動は太陽天頂角と太陽X線強度を用いて統計的にはかなりの程度(ある意味で70%程度)表現できること、電波通路の中心点の天頂角よりも電波通路上の最小天頂角を用いた方が相関がよくなること、 $\cos \alpha$ や $I$ そのものよりもその対数を用いた方が相関がよくなること知られる。

個々の場合の上記公式からの外れが、天頂角やX線強度以外のどのような因子と関係しているかについては目下調査中である。



図A

柴田 喬 (電通大)

VLF長距離伝搬波を受信すると、伝搬路上を日出没線が移動してゆくのに対応して、モード干渉によるフェージングが観測される。特に、伝搬路が赤道越えである場合には、磁気赤道付近を日出没線が通過するときに、異常なフェージングが観測されることが知られており、いわゆる赤道異常を示す現象といわれている。Lynn (1970)は、干渉距離 $D$ 、モード変換係数比 $U_{12}/U_{11}$ の値がそれぞれ磁気赤道付近で異常となるような簡単なモデルをもってこの現象に説明を与えており、さらに、同様のモデルで赤道越え伝搬波の異常日変化の説明も可能なことを、Araki (1973)が示している。Meara (1973)は、 $D$ の値の赤道異常はおもに、 $\alpha$ 2次伝搬モード波の位相速度が磁気赤道付近で低下するためであると述べているが、さらにこれらが何を、下層電離層の状態そのものの診断に利用するためには、 $D$ 、 $U_{12}/U_{11}$ 等の値の場所分布をより詳しく知る必要があらう。

本報告は、NWC (22.3KHz)波の、菅平 (地理座標  $36^{\circ}31'N, 138^{\circ}19'E$ )での定点観測データと、船による初動観測データとを用いて、干渉距離 $D$ 、モード変換係数比 $U_{12}/U_{11}$ の値の場所分布を実際に決定するところの序報である。

**解析方法** Crombie (1964)にしたがい、夜間には $\alpha 1$ ・ $\alpha 2$ モードが、昼間には $\alpha 1$ モードのみがそれぞれ伝搬するとして、送信局が昼間、受信局が夜間の場合を考える。受信される $\alpha 1$ ・ $\alpha 2$ 両モード間の位相差 $\Phi$ は、

$$\Phi(x) = \arg(U_{12}/U_{11})_x + 2\pi \int_x^R 1/D(x) dx \quad \text{①}$$

とあらわせる。ここで $x$ 、 $R$ はそれぞれ日出没線、受信局の伝搬路上の位置である。もし受信局が、同一伝搬路上に $A$ 、 $B$ 2点あるとすると、

$$\Phi_A - \Phi_B = 2\pi \int_{R_B}^{R_A} 1/D(x) dx \quad \text{②}$$

が得られ、さらに $A$ が定点、 $B$ が初動点とすると、 $\Phi_A - \Phi_B \equiv \Phi$ は、初動点の位置 $R_B$ の関数となり、

$$\Phi'(R_B) = -2\pi/D(R_B) \quad \text{③}$$

が得られる。したがって、観測された干渉フェージングから $\Phi$ の値を決定すれば、③、①式を用いて、干渉距離 $D$ と $\arg(U_{12}/U_{11})$ の値の場所分布を得ることができる。同様に、フェージングの極大、極小時の電界強度 $|E_{\max}|$ 、 $|E_{\min}|$ を測定することにより、

$$20 \log \frac{|E_{\max}| - |E_{\min}|}{|E_{\max}| + |E_{\min}|} = 20 \log \left| \frac{U_{12}}{U_{11}} \right|_x + \int_x^R (\alpha_1 - \alpha_2) dx \quad \text{④}$$

$$\left[ 20 \log \left( \frac{|E_{\max}| - |E_{\min}|}{|E_{\max}| + |E_{\min}|} \right)_A - 20 \log \left( \frac{|E_{\max}| - |E_{\min}|}{|E_{\max}| + |E_{\min}|} \right)_B \right]' = \alpha_2(R_B) - \alpha_1(R_B) \quad \text{⑤}$$

なる関係より、モード減衰率の差 $\alpha_2 - \alpha_1$ と、 $20 \log |U_{12}/U_{11}|$ の値の場所分布も得ることができる。

**解析結果** 今回は、南極観測船ふじが南極へ向う往路で行なった、'75, Nov. 25 ~ Dec. 10の観測データを利用した。結果の報告は講演時にゆずることとする。この期間には伝搬路と日出没線の角度の関係から、昼間の電離層から夜間のそれへの過渡が緩慢な日没時のフェージングしか利用できなかったため、データの寡少とも相俟って、得られた結果の誤差は大きい可能性があるが、解析方法の妥当性は充分検証できたと思われるので、今後、日出時のデータの取得と解析をめざしたい。

Araki, T.; JATP, 35, 693 (1973) Crombie, D.D.; J Res. NBS, 69D, 27 (1964)

Lynn, K.J.W.; JATP, 32, 57 (1970) Meara, L.A.; JATP, 35, 305 (1973)

鎌田 哲夫, 大瀬 正美, 竹内 鉄雄  
 (名大空電研究所) (電波研究所) (電波研究所)

南極昭和基地において、郵政省電波研究所と名大空電研究所は協同で、1973年3月  
 から、極域の下部電荷層の推移を調査するため、電波研が22.3 KHz (NWC局, S 21.82°,  
 E 114.15°), 空電研が17.4 KHz (NDT局, N 34.97°, E 137.02°) の V L F 局の受信を担当し、  
 ルビジューム周波数標準器を用いて、全く同一規格の位相追尾受信装置により、位相  
 と強度変化の同時観測を実施している。伝播大円距離は、前者が7124 km, 後者が  
 13871 kmである。方位角は前者に対しては、昭和基地よりNWCをみた方向(子  
 午線と方位角)は、N 83°47' E, NWCより昭和基地をみた<sup>方向</sup>は、S 22°34' W であり、  
 後者に対しては、昭和基地よりNDTをみた方向は、N 92°33' E, NDTより昭和基地を  
 みた方向は、S 25°42' W であり、両大円コース間にはほとんど差がみられないから、受  
 信周波数の相違による位相変動の様相を調らるには極めて有利である。

この学会では、主として1973年9月の極冠擾乱に伴う位相変動の地磁気効果につ  
 いて調査した結果を報告する。

猶この観測は第14次南極地域観測隊員、最取 尚基が西岸田 一三君によつて行な  
 されたものであり、こゝに深く感謝の意を表すと共に、この研究に深い理解を示してい  
 たごいいる極地研究所長及び第14次越冬隊長平沢威男氏にも心から謝意を表す次第で  
 ある。

## VLF長距離伝搬にあらわれる 冬季異常

村岡良和  
兵庫医科大

VLF冬季異常伝搬については、これまで石井他(1973)、新野(1975)らにより報告され、いわゆる Winter Anomaly と関連があることが指摘されている。今回の講演では、西宮(34.7°N, 135.4°E)で受信されたNLK局(18.6 kHz, Jim Creek)のVLF電波に現われた異常伝搬について報告し、その原因について議論する。

NLK-Nishinomiya 回線(伝搬距離  $8.04 \times 10^3$  km)において1976年1月10日頃から冬季異常伝搬が発生し、位相の進み(約  $10 \mu\text{sec}$ )と強度の増加(約  $10 \text{ db}$ )が約1週間継続した。又、約3日遅れて国分寺において  $f_{\text{min}}$  の増加が見られ、下部電離層における吸収が増加していることが示された。このVLF長距離伝搬における位相の進みと強度の増加は、SID時に起こる位相と強度の変化と同様(観測周波数が  $15 \text{ kHz}$  以上の時、Crombie, 1965他)であり、D領域下部において電子密度の増加が起こり、VLF電波に対する反射高が低下したものと考えられる。

Crombie(1965)によれば昼間のVLF長距離伝搬では first mode だけを考えれば充分である。又、Winter Anomaly の発生領域は少くとも  $10^6 \text{ km}^2$  程度(Thomas, 1961)であり、今回現われた冬季異常伝搬における位相の進みが  $10 \mu\text{sec}$  程度であったことを考えればVLF電波の反射高の変化は  $20 \text{ km}$  程度になる。従って冬季における昼間のVLF電波の反射高は  $70 \sim 80 \text{ km}$  であると思われるから、電子密度の増加が  $50 \sim 60 \text{ km}$  の高さでも起こっていると考えられる。

一方、Wait(1962)らによれば、屈折率  $\mu$  が

$$\mu^2 = 1 - (z/L),$$

で与えられ、VLF電波の電離層における反射高は  $L$  の値によって決定される。 $L$  の値は有効衝突回数  $\nu$  が観測されているVLF電波の角周波数  $\omega$  に較べて充分大きい時、

$$L = \omega / \omega_r, \quad \omega_r = \omega^2 / \nu$$

で与えられる。ただし  $\omega$  はプラズマ周波数である。結局、

$$L \propto \nu / N_e$$

であるから、異常伝搬時におけるD領域下部の電子密度  $N_e$  の増加は、静穏時の反射高における電子密度に比較して、反射高の低下による  $\nu$  の増加を考慮すれば、1桁程度大きい値を示すと予想される。実際に Winter Anomaly 時におけるD領域下部の電子密度は気球(parachute-borne)や partial reflection 法によって観測され(Belrose, 1965, Mitchell et al., 1972)、 $60 \text{ km}$  高度付近で  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  に達する値が得られている。

このように、VLF長距離伝搬における位相と強度の観測は Winter Anomaly の検出に対して有効である。又、Winter Anomaly の発生によって、SID時に匹敵する電離層がD領域下部において起こり、しかも一週間程度その電離層が継続することは注目すべきであろう。

VLF波の地上観測による下部電離層電子密度の推定

満保正喜 長野勇 中村清実  
(金沢大学工学部) (日本国有鉄道)

マックスウェルの式は  $\frac{d\mathbf{e}}{dz} = -j\mathbf{k}_0\tilde{T}\mathbf{e}$   $\mathbf{e} = (E_x, -E_y, H_x, H_y)^T \dots\dots(1)$ .  
 電子密度の変動分  $\delta N$  に対する  $\mathbf{e}$  の変動分  $\delta\mathbf{e}$ ,  $\tilde{T}$  の変動分  $\delta\tilde{T} = \frac{\partial\tilde{T}}{\partial N}\delta N = \tilde{S}\rho \dots\dots(2)$ .  
 と考えると (1) より  $\frac{d}{dz}\delta\mathbf{e} = -j\mathbf{k}_0\tilde{T}\delta\mathbf{e} - j\mathbf{k}_0\tilde{S}\rho\mathbf{e} \dots\dots(3)$ . この解は遷移行列  $\tilde{P}$  を用いると  
 $\delta\mathbf{e}(z) = \tilde{P}(z) [\delta\mathbf{e}(z_0) + \int_{z_0}^z -j\mathbf{k}_0\tilde{P}^{-1}(z')\tilde{S}(z')\rho(z')\mathbf{e}(z')dz' \dots\dots(4)$ .  $\frac{d\tilde{P}}{dz} = -j\mathbf{k}_0\tilde{T}\tilde{P} \dots\dots(5)$ .  
 したがって、電離層の下端  $z_0$  において  $\delta\mathbf{e}(z_0) = 0$  に選ぶと (4) は

$\delta\mathbf{e}(z) = \int_{z_0}^z \mathbf{K}(z')\rho(z')dz' \dots\dots(6)$ .  $\mathbf{K}(z) = -j\mathbf{k}_0\tilde{P}(z)\tilde{P}^{-1}(z)\tilde{S}(z)\mathbf{e}(z) \dots\dots(7)$ .

この  $\mathbf{K}(z)$  を求めるに、媒質が一定と見做される薄層に区切って、例之は下から  $j$  層目の  $z_{j-1} < z < z_j$  の領域で  $\mathbf{e} = \tilde{\mathbf{Q}}\mathbf{X}$  とおき (1) を代入すると  $\frac{d\tilde{\mathbf{Q}}}{dz} = -j\mathbf{k}_0\tilde{T}\tilde{\mathbf{Q}} \dots\dots(8)$ .

$\mathbf{Q} \frac{d\mathbf{X}}{dz} = 0 \dots\dots(9)$ . この (8), (9) の解は  $\tilde{\mathbf{Q}}(z) = e^{-j\mathbf{k}_0\tilde{T}_j(z-z_{j-1})}$   $\mathbf{X}(z) = \mathbf{X}(z_{j-1})$ . とおくと  
 $\mathbf{e}(z) = \tilde{\mathbf{Q}}\mathbf{X} = e^{-j\mathbf{k}_0\tilde{T}_j(z-z_{j-1})} \mathbf{X}(z_{j-1}) = e^{-j\mathbf{k}_0\tilde{T}_j(z-z_{j-1})} \mathbf{e}(z_{j-1})$ .

したがって  $\mathbf{e}(z_j) = \tilde{\mathbf{Q}}_j \tilde{\mathbf{Q}}_{j-1} \dots \tilde{\mathbf{Q}}_2 \tilde{\mathbf{Q}}_1 \tilde{\mathbf{Q}}_0 \mathbf{e}(z_0) \dots\dots(10)$ .  $\tilde{P}(z_j) \equiv \tilde{P}_j = \tilde{\mathbf{Q}}_j \tilde{\mathbf{Q}}_{j-1} \dots \tilde{\mathbf{Q}}_1 \tilde{\mathbf{Q}}_0 \dots\dots(11)$ .

(11) を (6) に適用すると (6) は薄層の高さを  $h$  として  
 $\delta\mathbf{e}(z) = \int_{z_0}^z \mathbf{K}(z')\rho(z')dz' = h \sum_{i=1}^n \mathbf{K}(z_i)\rho(z_i) \dots\dots(12)$ .

したがって  $\mathbf{K}(z_i) = \tilde{P}^{-1}(z_i)\tilde{P}^{-1}(z_i)\tilde{S}(z_i)\mathbf{e}(z_i) = \tilde{\mathbf{Q}}_i \tilde{\mathbf{Q}}_{i-1} \dots \tilde{\mathbf{Q}}_{i+1} \tilde{S}(z_i)\tilde{\mathbf{e}}(z_i) \dots\dots(13)$ .

この (13) の  $\mathbf{K}(z_i)$  を実際に計算する際、モードに對して他のモードが数値埋没しないよう、すべてのモードに對して直交化を行う。そして  $\mathbf{K}(z_i)$  は 4 行 1 列の複素ベクトルであるが観測値は実数値であるので、次のように核  $K$  を定義する。

$K_a(z_i) \equiv \text{Re}\{K(z_i)/e/|e|\} \dots\dots(14)$ .  $K_b(z_i) \equiv \text{Im}\{K(z_i)/e\} \dots\dots(15)$ .

最下部において境界条件を適用し、例之は  $E_x^i = 1, E_z^i = 0$  の時。

$\mathbf{e}(z_0) = \begin{pmatrix} \cos\theta_0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_{11}\cos\theta_0 \\ -R_{11} \\ R_{11}\cos\theta_0 \\ R_{11} \end{pmatrix} = c_1(z_0)E_1(z_0) + c_2(z_0)E_2(z_0) \dots\dots(16)$  すると  $\delta\mathbf{e}(z) = (\delta R_{11}, \delta R_{11}, \delta C_1, \delta C_2)^T = \int \tilde{A}^{-1}(c_1K_1 + c_2K_2)\rho dz$   
 ところで  $\tilde{A} \equiv \begin{pmatrix} -C & 0 & -E_{x1} & -E_{x2} \\ 0 & -1 & E_{y1} & E_{y2} \\ 0 & C & -H_{x1} & -H_{x2} \\ 1 & 0 & -H_{y1} & -H_{y2} \end{pmatrix}$

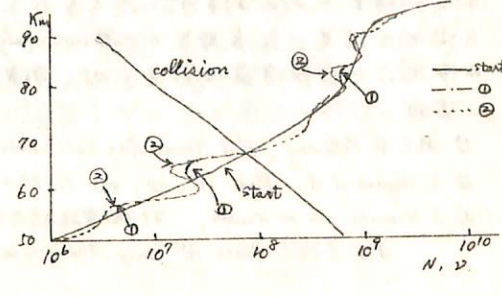
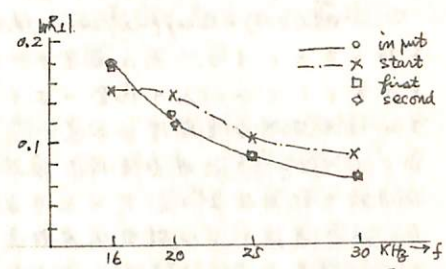
電子密度を推定するには次のようにする。

最初に仮定された電子密度分布  $N_1(z)$  を用いた時の理論電磁界  $g(N_1(z))$  は、真の分布の場合の理論界即ちこれを観測値  $\delta_j$  ( $j=1\dots n$ ) に等しいとし、この  $\delta_j$  と  $\delta\mathbf{e}$  の相違を  $\delta_j$  とし、

$\rho(z) = \sum_i \alpha_i K_i(z) = \sum_i \alpha_i \tilde{N}_i(z) \dots\dots(18)$  のように仮定すると

$\sum_{i=1}^n \alpha_i (K_j(z) \cdot K_i(z)) = g(N_1(z)) - \delta_j = \delta\delta_j$  ( $j=1\dots n$ ) (19)

この (19) より  $\alpha_i$  を解き、(18) より  $N_2$  を求める。このようにして求めた  $N_2$  で得られる  $\delta\delta_j$  が或一定値より小さい値が得られれば、反復して計算を進める。右に数値計算例を示す。入力条件として、図の各周波数の  $\ln|R_{11}|$ . 16 KHz.  $\theta_0 = 30^\circ$ . 伏角  $68^\circ$ , 方位角  $111^\circ E$  を用いた場合、電子密度分布として推定。図のように推定分布があると仮定して、反復法で上述の如くにして電子密度分布を求めると、第1回目で  $\ln|R_{11}|$ 、電子密度分布とも収束することが分る。





木村 肇 根・中村 昇 一 (京都大学)

1. まがき

下部電離層内におけるVLF電波の電磁界強度、偏波などを求めるには波動方程式を直接積分するFull Wave Analysisが行われるが、これは平面層状電離層の下から無限平面波(入射強度が水平面内強度が変らない)として取扱う。しかし入射波の水平面内強度分布は通常一杯でなく、又例えばスポラディックE層などで一部遮蔽された上側での界強度を求めるときには、平面波入射の扱いは不適当である。本研究ではこの様な問題を扱う一つの方法として、例えばビーム状の入射波が平面電離層に入射するときのFull Wave Analysisを行う方法を提案している。この方法はまたWKB近似が一部成り立たない様な場合には、その層中のray pathを求める問題にも適用できる。

2. 方法

入射波が水平面内のx方向に強度変化がある場合には、これをx座標でフーリエ変換するとx方向の入射波の波数k<sub>x0</sub>のスペクトルが得られる。これは入射波がx面内で連続的に異った入射方向をもつ多数の平面波の合成で表わされることを示す。従って、夫々のk<sub>x0</sub>をもつ平面波が電離層に入射したとして、Full Wave Analysisを行い、各高さではその合成波の逆フーリエ変換を行えば空間的界強度分布が求められる。通路を求める問題では入射波を例えばガウス形の強度分布をもつ信号とし、各高さで上記の方法で得られた信号強度の水平面内のピークの位置を求め、このピークを繋いでいくことにより求められる。Full wave analysisの際、直接積分法(e.g. Pittway<sup>1)</sup>)とmulti layer法(e.g. 長野<sup>2)</sup>)があるが、前者は層中のモードが明確に分離しにくいものに対して、後者は各layer内で均一媒質とするためモード分離が容易であるため後者を用いた。

3. 計算例

簡単な例として、高度50~110km間の指数関数的電子密度分布で衝突回数が比較的小さく一定のモデル電離層に周波数17.4kHzの電波が45°の入射角(θ<sub>i</sub>)で入射したとし、地球磁場は一定でチャイロ周波数1.1MHzの場合を計算した。入射波はガウス状ビーム形強度分布

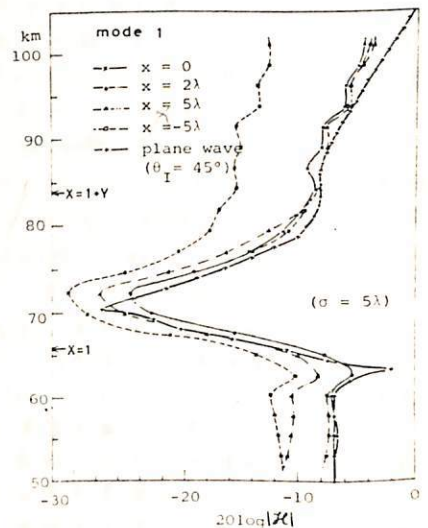
$$E(x, z=0) = E_0 \exp\{-x^2/2\sigma^2 - jk_0 \sin\theta_i x\}$$

を持つものとする。k<sub>0</sub>は真空中の波数である。右図は入射波長としてσ=5λの場合のホイスターモード波の各高さの磁界強度をx座標をパラメータとして示した。又各高さでのピークを連結して得た通路は、WKB近似による電波通路の計算結果<sup>3)</sup>と、少くとも反射帯以下でよく一致した。この方法による結果は反射帯近傍を除いては上下共に正しい結果を与えるものと考えられる。

上記の計算には長野氏のFull wave analysisのプログラムをお借りした。又有益な討論に対し謝意を表す。

文献

- 1) M.L.V. Pittway, Phil. Trans. Roy. Soc. London. A257, 219 (1965)
- 2) I. Nagano et al, Rad. Sci. 10, 611 (1975)
- 3) I. Kimura and M. Kawai, 第57回電磁気学会講演予稿集 I-18 (1975) & IEEE Trans. AP, July 1976 (to be published)



## 菅平におけるHFドップラ観測

福原祐成, 柴田喬, 奥沢隆志 (電通大)

かねて準備を進めていたJJY電波(2.5, 5, 8 MHzのみ)利用のHFドップラ受信・観測が軌道に乗ったので, その概要と若干の特徴的な観測結果を紹介する。

送・受信系に関するおもな諸元は表1に示すとおりである。送受信点間の距離は約150 km, 電離層の反射高を平均的に200 kmと仮定すると, その入射角  $\theta \approx 21^\circ$ , したがって  $\sec \theta \approx 1.07$  であるから, 垂直入射とそれほど変わらない。おおづかみに言えば, 8 MHzは臨界周波数の日変化のため, 2.5と5 MHzは地局(BPT, WWV, WWVH)との混信のため, 安定に受信できる時間帯は昼間に限られる。とりあげるべき観測・解析結果は以下のとおりである。

## (1) ドップラ偏移(8 MHz)の時間変動パワ・スペクトル

毎時25分から9分間の停波のあることを考慮し, 毎時34分より約40分間をサンプリング間隔0.6分で行う短周期成分抽出と, 6.8時間分をサンプリング間隔3分で行う長周期成分抽出の二種類の処理法を併用するFFT解析からは, 10~数十分( $\leq 1$ 時間)程度の卓越周期の存在が認められた。これは従来の重カミ波理論による予測ならびに最近のEssexによる解析結果(JATP, 37, 1349, 1975)とも一致している。

## (2) 垂直打上げデータ(国分寺)との比較

2.5と5 MHzのドップラ偏移は時間的にほとんど連続であるが, 同時刻の8 MHzのそれは, ときに断続的で, しかも偏移周波数軸方向に広がって同一時刻に5個も重なり, ソナグラム上全体として乱雑な斑状を呈することがある。このとき国分寺の $f_oF_2$ は8 MHz以下であり, 常識的には8 MHzを反射しないはずであるのに上述のような到来波が検知され, 同時に記録している電界強度は前後に比べて約30 dBほど低い。同時刻の $f_oE_s$ も2~4 MHz程度でしかない。したがって, これは最近Cornelius et al (JATP, 37, 769, 1975)が注意を喚起している中緯度における下層不規則電離層(乱れのスケール, 数十m)による散乱伝播の昼間版に相当していると考えられるべきでない。

## (3) 片断ドップラ曲線とTIDモデル計算

偏移幅の都合により, 記載を省略する。

送信局符号	JJY
" 位置	東京都小金井市(35.7°N, 139.5°E)
" 電力	500W(8MHz), 2KW
" 周波数	2.5, 5, 8, 10, 15 MHz
周波数精度	10"
受信点位置	長野県菅平(36.5°N, 138.3°E)
" アンテナ	水平半波ダイポール
" 機帯域幅 (3dB)	$\pm 200$ Hz
" 感度	1 $\mu$ V
局用標準 周波数安定度	$5 \times 10^{-9}$
記録用磁気 テープ回転速度	0.5 mm/sec. (録音時) 19 cm/sec. (再生時)

表 1

一ノ瀬 琢美 狩野 哲也 筒井 稔 小川 徹  
(同志社大工) (京大工)

前回2点観測によるTIDのデータから両受信点に到達する電波の電離層反射点の違いとその時間差から伝搬速度を求めた。しかし、これは磁場を考慮していないため、実際には磁場が存在する場合の電波のOモード、Xモード分岐による電波通路を計算し、二つのモードの違った反射点をTIDが通過する際の観測データから伝搬速度を求めておく必要がある。

今回はJ J Yと Kyoto間の電離層反射点について磁場が存在し電子衝突を無視した場合の100 Km以上における電波通路の南北方向のLateral Deviationを計算し、TIDの伝搬速度を求めた。

電波通路の計算にはBookerの理論から導出された4次方程式

$$F(P) = A(P^2 - \cos^2 i_0)^2 + B(P^2 - \cos^2 i_0) + C = 0$$

但し

$$A = 1 - X(1 - Y^2) / (1 - Y^2)$$

$$B = X(2 - 2X - Y^2 - Y^2 \cos^2 i_0 - Y^2 \sin^2 i_0 + 2Y_2 Y_3 \sin i_0 P) / (1 - Y^2)$$

$$C = X^2(1 - X) / (1 - Y^2)$$

P: 位相因子  $i_0$ : 入射角

$$dy/dx = X Y_1 Y_2 \xi / (2A\xi + B)(1 - Y^2), \quad \xi = P^2 \cos^2 i_0 \quad (N-S)$$

$$dx/d\xi = \sin i_0 / P \quad (E-W)$$

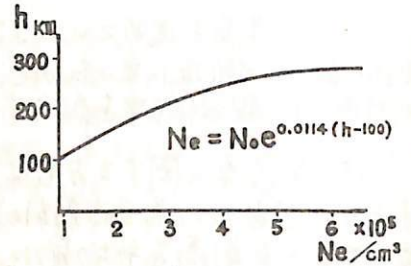
を用いた。

ここで伝搬路は、ほぼ東西方向であるから  $Y_2 \approx 0$  において、磁場は電離層内で一応と仮定した。電子密度の高さ分布についてはSatellite Environment Handbook 1965の太陽黒点極小期(冬期)を参考にして、近似的に100~300 Kmについて  $N_e = N_0 e^{0.0114(h-100)}$  とおいた。(第1図)

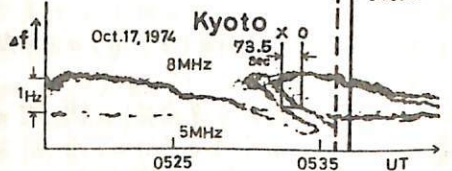
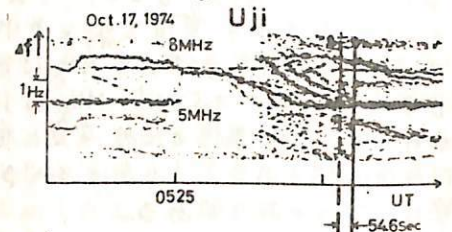
その結果、送信点から360 kmの地点で受信できる8 MHzの電波のO、Xモードについて第一表のような値を得た。この計算結果から、O、Xモードの反射点に同一のTIDが現われたものとするN-S方向のLateral Deviationが17.6 Kmであるから観測データより、一例としてJan. 17, 1975については239 m/secの伝搬速度となる。しかし、O、Xモードの反射高度の違いが8 Kmであるから(第2図)この値より多少遅くなると思われる、この値は2点観測及びTIDモデルから求めた値に近い。

尚、現在TIDの観測データ時のアイオノグラムから  $N(h)$  のプロファイルを求め、実際に即した値を検討中である。

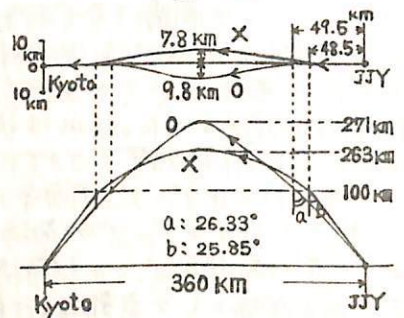
1) 前田・後藤: 電波伝搬, 岩波全書(1953)



第1図



第2図



第3図

Di- rection Mode	N-S	Height of Reflection	Angle of Incidence
O	9.8 km	271 km	26.33°
X	7.8 km	263 km	25.85°

第1表

## 電離圏大気のリモートセンシング

佐藤 亨 · 深尾 昌一郎 · 木村 豊根

京都大学工学部

プラズマ中にその臨界周波数より十分高い周波数をもった電波が入射すると、電波は熱運動する電子によって散乱され、散乱波は電子の熱速度に応じたドップラー偏移を受ける。従って電子がランダムに運動している場合は散乱のスペクトルは電子の速度分布を写しE形になるが、送信波長が媒質のデバイ長より十分長い場合は電子の運動はイオンの拘束を受け、スペクトルはそれに依じた複雑な形になる。この場合散乱のスペクトルには電子及びイオンの温度や組成に関する情報が含まれるので、これを解析することによってプラズマの外部からそのプラズマに関する多くの情報を得ることが出来る。

この散乱はその原理からインコヒーレント（非干渉性）散乱と呼ばれ、1958年 W. E. Gordonによって電離層プラズマのレーダー観測への応用が提唱されて以来、電離圏大気のリモートセンシングの有力な手段として、理論的にも実験的にも発展してきた。

ここでは高度100~300kmの電離層を対象に、観測されたACF（Autocorrelation Function, 自己相関関数）を解析して電離層の物理量を求める方法について述べる。この領域においては粒子間の衝突による効果はほぼ無視してよく、存在するイオンは $O^+$ と $NO^+$ と $O_2^+$ （この2種の2原子イオンは分子量がそれぞれ30と32で非常に近く識別が困難なため、仮想的に分子量31の1種のイオンとして扱う）の2種のみであると考える。また日本等の中緯度地方から垂直上方に電波を送受信する場合は地球磁場の影響は無視出来る。

この場合観測データから求めるべき物理量は電子密度 $N_e$ 、イオン温度 $T_i$ 、電子温度 $T_e$ 、 $O^+$ イオンの比密度 $\alpha$ であるが、このうち $N_e$ は全散乱電力によって求められるので、ACFの形から求めるべき量は $T_i$ ,  $T_e$ ,  $\alpha$ の3つである。ここで問題となるのはこれらの量がACFの形に及ぼす影響が完全に独立とはいえず、どれか1つに関する情報を与えなければすべてを決定することができない、という事である。そこで、 $\alpha=1$ （ $O^+$ イオン）を仮定してACFから $T_i$ ,  $T_e$ を求め、後に適当な $\alpha$ の値を与えてその影響を補正することを考える。 $T_i$ ,  $T_e$ の値は観測されたACFと、Fejer(1961)の理論に基づいて計算した理論ACFを比較することによって得られる。最初にACFの極値の大きさと零点の位置から $T_i$ ,  $T_e$ が求められるが、精度を向上させるために最小二乗法を用いて観測されたACFに最もよく一致する理論ACFを求めて $T_i$ ,  $T_e$ の値を修正する。さらに、送信波長が媒質のデバイ長より十分長いといえない場合もあるので、その影響の補正を行なう。

以上の方法は $\alpha$ を仮定して $T_i$ 及び $T_e$ を求める方法であるが、 $T_i$ の高さプロファイルがこの領域において通常指数関数的であることを用いて $T_i$ を決定し、上と同様の方法で $\alpha$ と $T_e$ を求める方法もある。この方法は上の方法より得られる情報量が多いが、温度に潮汐による波動が見られる場合等には適用できないので、この場合には上の方法が用いられる。

この解析法のテストとして理論的に計算したACFをデータとして与え、これを解析してもとの物理量が再現できるか、また雑音が入った場合の影響はどうかを計算機シミュレーションによって調べた。その結果、雑音がない場合にはもとの物理量が2%以内の非常によい精度で再現され、また各種の雑音に対しても最小二乗法を用いることの有効性が確認された。

一ノ瀬 琢英 狩野 哲也  
(同志社大工)

筒井 稔 小川 徹  
(京大工)

前回2点観測によるTIDのデータから両受信点に到達する電波の電離層反射点の違いとその時間差から伝搬速度を求めた。しかし、これは磁場を考慮していないため、実際には磁場が存在する場合の電波のOモード、Xモード分岐による電波通路を計算し、二つのモードの違った反射点をTIDが通過する際の観測データから伝搬速度を求めておく必要がある。

今回はJYとKyoto間の電離層反射波について磁場が存在し電子衝突を無視した場合の100km以上における電波通路の南北方向のLateral Deviationを計算し、TIDの伝搬速度を求めた。

電波通路の計算にはBookerの理論から導出された4次方程式

$$F(P) = A(P^2 - \cos^2 i_0)^2 + B(P^2 - \cos^2 i_0) + C = 0$$

但し

$$A = 1 - X(1 - Y^2)/(1 - Y^2)$$

$$B = X(2 - 2X - Y^2 - Y^2 \cos^2 i_0 - Y^2 \sin^2 i_0 + 2Y_2 Y_3 \sin i_0 P)/(1 - Y^2)$$

$$C = X^2(1 - X)/(1 - Y^2)$$

P: 位相因子  $i_0$ : 入射角

$$dy/dx = XY_1 Y_2 Y_3 / (2A\xi + B)(1 - Y^2), \xi = P^2 \cos^2 i_0 (N - S)$$

$$dx/dx = \sin i_0 / P \quad (E-W)$$

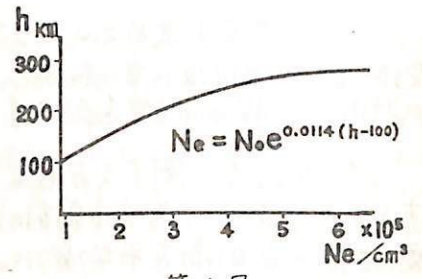
を用いた。

ここで伝搬路は、ほぼ東西方向であるから  $Y_2 \approx 0$  において、磁場は電離層内では一定と仮定した。電子密度の高さ分布についてはSatellite Environment Handbook 1965の太陽黒点極小期(温間)を参考にして、近似的に100~300kmについて  $N_e = N_0 e^{0.0114(h-100)}$  とおいた。(第1図)

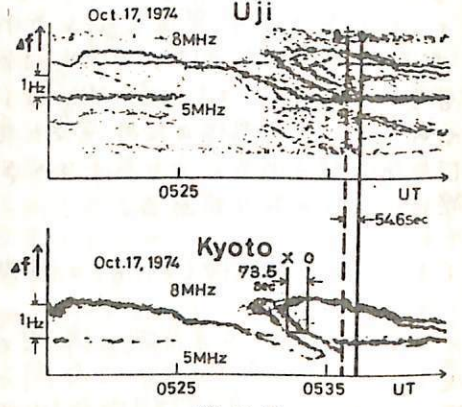
その結果、送信点から360kmの地点で受信できる8MHzの電波のO、Xモードについて第一表のような値を得た。この計算結果から、O、Xモードの反射点に同一のTIDが現われたものとするN-S方向のLateral Deviationが17.6kmであるから観測データより、1例としてJan. 17, 1975については239m/secの伝搬速度と付る。しかし、O、Xモードの反射高度の違いが8kmであるから(第2図)この値より多少遅くなると思われる、この値は2点観測及びTIDモデルから求めた値に近い。

尚、現在TIDの観測データ時のアイオノグラムから  $N(h)$  のファイルを求め、実際に即した値を検討中である。

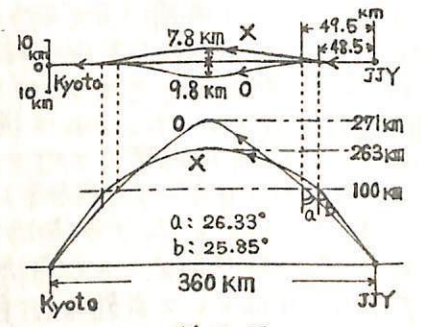
1) 前田・後藤: 電波伝搬、岩波全書(1953)



第1図



第2図



第3図

Di- rection Mode	N-S	Height of Reflection	Angle of Incidence
O	9.8 km	271 km	26.33°
X	7.8 km	263 km	25.85°

第1表

## 電離圏大気のリモートセンシング

佐藤 亨 · 深尾 昌一郎 · 木村 豊根

京都大学工学部

プラズマ中にその臨界周波数より十分高い周波数をもった電波が入射すると、電波は熱運動する電子によって散乱され、散乱波は電子の熱速度に応じたドップラー偏移を受ける。従って電子がランダムに運動している場合は散乱のスペクトルは電子の速度分布を写した形になるが、送信波長が媒質のデバイ長より十分長い場合は電子の運動はイオンの拘束を受け、スペクトルはそれに依じた複雑な形になる。この場合散乱のスペクトルには電子及びイオンの温度や組成に関する情報が含まれるので、これを解析することによってプラズマの外部からそのプラズマに関する多くの情報を得ることができよう。

この散乱はその原理からインコヒーレント（非干渉性）散乱と呼ばれ、1958年 W. E. Gordonによって電離層プラズマのレーダー観測への応用が提唱されて以来、電離圏大気のリモートセンシングの有効な手段として、理論的にも実験的にも発展してきた。

ここでは高度100~300kmの電離層を対象に、観測されたACF（Autocorrelation Function, 自己相関関数）を解析して電離層の物理量を求める方法について述べる。この領域においては粒子間の衝突による効果はほぼ無視してよく、存在するイオンは $O^+$ と $NO^+$ と $O_2^+$ （この2種の2原子イオンは分子量がそれぞれ30と32で非常に近く識別が困難なため、仮想的に分子量31の1種のイオンとして扱う）の2種のみであると考える。また日本等の中緯度地方から垂直上方に電波を送受信する場合は地球磁場の影響は無視しう。

この場合観測データから求めるべき物理量は電子速度 $N_e$ 、イオン温度 $T_i$ 、電子温度 $T_e$ 、 $O^+$ イオンの比密度 $\alpha$ であるが、このうち $N_e$ は全散乱電力によって求められるので、ACFの形から求めるべき量は $T_i$ ,  $T_e$ ,  $\alpha$ の3つである。ここで問題となるのはこれらの量がACFの形に及ぼす影響が完全に独立とはいえず、どれか1つに関する情報を与えなければすべてを決定することができない、という事である。そこで、 $\alpha=1$ （ $O^+$ イオン）を仮定してACFから $T_i$ ,  $T_e$ を求め、後に適当な $\alpha$ の値を与えてその影響を補正することを考える。 $T_i$ ,  $T_e$ の値は観測されたACFと、Fejer(1961)の理論に基づいて計算した理論ACFを比較することによって得られる。最初にACFの極値の大きさと零点の位置から $T_i$ ,  $T_e$ が求められるが、精度を向上させるために最小二乗法を用いて観測されたACFに最もよく一致する理論ACFを求めて $T_i$ ,  $T_e$ の値を修正する。さらに、送信波長が媒質のデバイ長より十分長いといえない場合もあるので、その影響の補正を行なう。

以上の方法は $\alpha$ を仮定して $T_i$ 及び $T_e$ を求める方法であるが、 $T_i$ の高さプロファイルがこの領域において通常指教関数的であることを用いて $T_i$ を決定し、上と同様の方法で $\alpha$ と $T_e$ を求める方法もある。この方法は上の方法より得られる情報量が多いが、温度に漸次による波動が見られる場合等には適用できないので、この場合には上の方法が用いられる。

この解析法のテストとして理論的に計算したACFをデータとして与え、これを解析してもとの物理量が再現できるか、また雑音が入った場合の影響はどうかを計算機シミュレーションによって調べた。その結果、雑音がない場合にはもとの物理量が2%以内の非常によい精度で再現され、また各種の雑音に対しては最小二乗法を用いることの有効性が確認された。

深尾昌一郎・青木謙一・木村磐根  
京都大学工学部

This report examines the factors involved in the interpretation of IS radar echoes from the lower ionosphere by means of a least-mean-squares fitting of theoretical autocorrelation functions (ACFs) to the experimental ACFs.

The parameters that influence the IS spectra or ACFs are ion temperature ( $T_i$ ), temperature ratio ( $T_e/T_i$ ), ion-neutral collision frequency ( $\nu_{in}$ ) and the relative concentration and masses of the different ion species. Below 120 km, there is little  $O^+$  and the molecular ions  $O_2^+$  and  $NO^+$  dominate. Since it is known that the molecular ions have almost equal concentrations, we have assumed that a single ion species of  $m_i=31$  amu exist in the lower ionosphere. As the ion-neutral collision frequency increases rapidly at lower altitudes, it seems possible to assume  $T_e/T_i = 1$ . Thus the remaining unknowns to be determined are  $T_i$  and  $\nu_{in}$ .

First, the spectra and ACFs for collision-dominated plasmas are numerically obtained according to Tanenbaum's (1968) two-fluid model and the effects of varying  $T_i$  and  $\nu_{in}$  upon the spectra and ACFs are examined. Then the procedure for fitting, in a least-mean-squares sense, the experimental ACFs to the theoretical ones is described. When the best fit is achieved the parameters  $T_i$  and  $\nu_{in}$  are determined and in this way implicitly measured. The fitting procedure is applied to a model of the daytime lower ionosphere. It is shown that  $T_i$  and  $\nu_{in}$  deduced are nearly coincident with those of the model ionosphere; the difference is 2-3% at the most.

津田敏隆, 加藤進, 麻生武彦,  
深尾昌一郎<sup>1</sup>, R.M. Harper<sup>2</sup> and W.E. Gordon<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 京都大学工学部

<sup>2</sup> Arecibo Observatory, NAIC, <sup>3</sup> Rice University

- I. A Japan-US-joint project was started to analyze IS radar echoes from middle atmospheric heights which were observed at Jicamarca, Peru (12 °S, 77 °W).
- II. The Jicamarca IS radar operates at 50 MHz, and has an antenna with a collecting area of  $8.4 \times 10^4 \text{ m}^2$ . It consists of two superimposed square arrays of 9216 half-wave (3 m) dipoles; each antenna provides a beam about 1.06° wide at half power width. For the present measurements, one antenna is phased to point to zenith, while the other is off-zenith by an angle of 3.6°.
- III. CW pulses of 24 μsec width at 1 MW peak power are transmitted on both the antennas at an interpulse period of 866 μsec. The receivers are nearly matched to the pulse width and the output is sampled in the in-phase and quadrature channels at the 20 altitudes for each antenna. These samples are digitized, and averaged (digitally filtered) over many successively transmitted pulses. Since the signal fading rate is observed to be about 1 sec at the stratospheric heights, the digital filtering is done for 0.4 sec. This process yields a sample every 0.4 sec, which is used to calculate the complex autocorrelation function. Sixteen time delays are calculated, giving a maximum time delay of 6.5 sec. This gives a frequency resolution of about 0.07 Hz and a folding frequency of 2.25 Hz. The height resolution is limited by the pulse width and the receiver bandwidth to about 4 km.
- IV. Some preliminary results will be presented to discuss on the echo power, the spectral width, the doppler velocity of the medium and the power spectra of the deduced vertical and zonal meridional wind velocities.



加藤 道, 森 圭武彦, 深尾昌一郎, 津田敏隆 (京大工) R.M. Harper (NAIC, アレシボ観測所)

地球を取り巻く大気の上層, 下層の力学的な結合は重要な問題であるにもかかわらず未解決の部分が多い。これは成層圏から電離圏下部にわたる領域のエネルギーの輸送と担う大気の運動(風)のくわしい観測があまりないことによる。ところが最近 Woodman らは、従来主として電離圏・磁気圏の「プラス」領域の探測に極めて有効な方法とされていたインコヒーレント散乱 (IS) レーダーの技術を応用し、ペルーのカカマルカにある IS レーダー (周波数 50MHz) を使って所謂 middle atmosphere (15 ~ 80km) の large scale な風の観測を行い興味ある結果を得ている。<sup>1), 2)</sup> 即ち VHF帯のレーダーにより中性大気の乱れに起因する屈折率の非熱的なゆらぎから得られる散乱エコーのドプラー偏移から風のベクトルを導き、内部重力波を含む大気波動のスペクトル解析を行った。この場合レーダー波長の1/2のスケールの乱流成分が散乱に寄与する記号であるが、散乱強度のレーダー波長依存性は乱流スペクトル或いは乱流によるエネルギー消散率が大気モデルによる為単純ではない。適当なモデル計算によると中間圏では波長が短くなるとかなり弱くなり成層圏では逆にレーダー周波数の高い方がエコーがやゝ強くなると予想される。従って電離圏の探測に対し適当であるとされる 400MHz帯の電波により成層圏, 中間圏からのエコーが得られる可能性を実験的に調べることは我が国に IS レーダーの建設を図る上で非常に重要である。このような事から昨年11月プエルトリコのアレシボ観測所に研究調査に赴いた機会を利用してカカマルカより桁高い周波数 (430 MHz) を使っている同観測所の在野有数の規模の IS レーダーを用いて僅か数時間のあいだに実験を行う事ができた。

図1に信号処理系のブロックダイヤグラムを示す。受信エコーは IF 周波数に変換されパルス幅に match したフィルターを通過したのを base band mixer に導かれ, in phase と quadrature 成分の2出力が各高さ毎にサンプルされ AD 変換器を介して MT に書き込まれる。得られたデータは計算機により平均化及びスペクトル解析が行われる。実験はパルス繰り返し周期 3ms, パルス幅 4/12 μs, サンプル高度 15 ~ 67 km で5つの場合について各々 2 ~ 5 min の同行を行われた。図2に base band mixer のモニタ出力の一例を示す。15 ~ 35 km (レンジ) に強いエコーが見られる。各高度でのエコーの性質は統計的処理を行うことにより明らかにされる。

- 文献 1) Rastogi, P.K. and R.F. Woodman (1974), J.A.T.P. 36, 1217-1231  
 2) Woodman, R.F. and A. Guvillen (1974), J.A.S. 31, 493-505

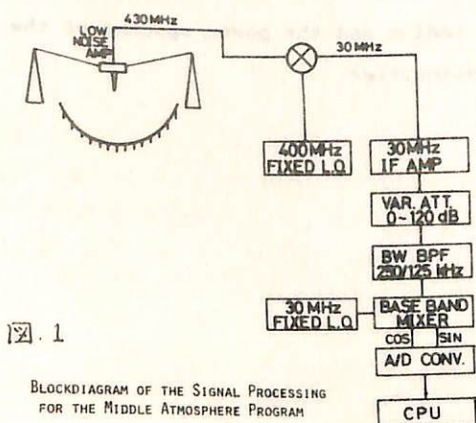


図 1

BLOCKDIAGRAM OF THE SIGNAL PROCESSING FOR THE MIDDLE ATMOSPHERE PROGRAM

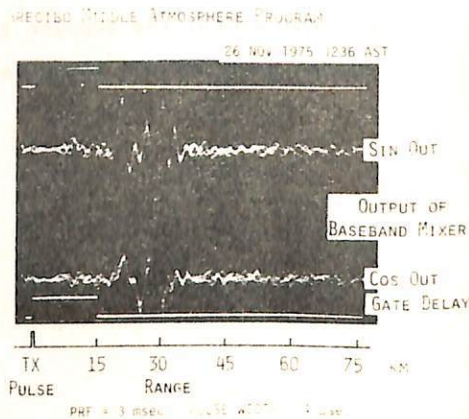


図 2

## —レーダシステムの散乱スペクトルに対する影響—

若杉耕一郎・深尾昌一郎・木村磐根

京都大学工学部

I S L - ガーでは散乱スペクトルの型及び受信電力などより、プラズマや中性大気の種類パラメータを測定する。受信方式には次の2つがある。a) フィルタバンクによるスペクトルの直接観測 (FBM), b) 散乱信号の時間相関を用いる相関関数法 (CFM)。観測精度の点から距離及び周波数分解能  $\Delta h, \Delta f$  と積分時間  $\Delta t$  の値は小さい方がよい。パルス方式のレーダではパルス波形の選択が、これらに大きく影響する。また、信号が弱いための雑音やクラター (Clutter) の補正も必要である。送受信システムが観測量にどのように影響するかを以下では、radar ambiguity function  $\chi_{uv}(\tau, \omega)$  を用いて記述する。この関数は次式で定義される。

$$\chi_{uv}(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(s) v^*(s+\tau) e^{-j\omega s} ds \quad (1)$$

ただし、 $u(t), v(t)$  は各々送信信号及び受信機の応答関数の複素包絡線である。

高さ  $r$  [m] での電子密度のゆらぎを  $\tilde{f}_s(t, r)$ , クラターを  $\tilde{f}_c(t, r)$ , 白色雑音を  $\tilde{\eta}(t)$  とする。時刻  $t$  での受信信号  $\tilde{x}(t)$  は次のようになる。ただし、 $\Sigma_{\tilde{x}}$  は信号とクラター成分の和である。

$$\tilde{x}(t) = \Sigma_{\tilde{x}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_c(t - \frac{r}{c}, r) u(t - \frac{2r}{c}) dr + \tilde{\eta}(t) \quad (2)$$

FBMにより観測されるスペクトル  $S_{FB}(\omega, t)$  と散乱スペクトル  $S_{SS}(\omega, r)$  とは、次の関係にある。

$$S_{FB}(\omega, t) = \Sigma_{\tilde{x}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dr_1 dr_2 \left\{ P_s \left( \frac{r_1+r_2}{2} \right) \Theta(r_1-r_2) S_{cc}(\omega, \frac{r_1+r_2}{2}) e^{j\omega \left( \frac{r_1-r_2}{c} \right)} \chi_{ru}^*(t - \frac{2r_1}{c}, -\omega) \chi_{ru}(t - \frac{2r_2}{c}, \omega) \right\} + \sigma_{\tilde{\eta}}^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{V}(\omega)| d\omega \quad (3)$$

$P_s(r) \propto N(r)/r^2$  ( $N(r)$ : 電子密度),  $\Theta(r_1-r_2)$ : 空間の2点  $r_1, r_2$  の相関関数,  $S_{cc}(\omega, r)$ : クラターのスペクトル,  $\tilde{V}(\omega)$ :  $v(t)$  の Fourier 変換とする。3) より FBM では送受信の影響が周波数に関する合成積となるため  $\Delta f$  を良くするためにパルス幅を大きくすると、ambiguity function の性質より  $\Delta h$  が悪くなり両者は独立でない。また、 $\Delta f = 1$  [kHz] の時、 $\Delta h \approx 70$  [km] にもなるため、FBM は F 層より上の観測にしか適さないことがわかる。

CFM では、時刻  $t_1, t_2$  での受信機出力の相関関数  $R_{CF}(t_1, t_2)$  より、パラメータの推定を行う。

$$R_{CF}(t_1, t_2) = \Sigma_{\tilde{x}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dr_1 dr_2 d\omega \left\{ P_s \left( \frac{r_1+r_2}{2} \right) S_{cc}(\omega, \frac{r_1+r_2}{2}) \Theta(r_1-r_2) \chi_{ru}^*(t_1 - \frac{2r_1}{c}, \omega) \chi_{ru}(t_2 - \frac{2r_2}{c}, \omega) \times e^{j\omega(t_1-t_2)} e^{-j\omega \left( \frac{r_1-r_2}{c} \right)} \right\} + \sigma_{\tilde{\eta}}^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{V}(\omega)|^2 d\omega \quad (4)$$

E 層以上では  $\Theta_s(r_1-r_2) = \delta(r_1-r_2)$  と近似できる。つまり空間の各点の散乱信号は無相関と考える。また  $S$  に送信パルスが適当な間隔があった複数個のパルスより成り立つとする (i.e.  $u(t) = \Sigma_{\tilde{x}} b(t - T_n), T_n$ : パルス間隔)。この場合、4) の ambiguity function の積は簡単化され、たとえば信号成分は次のように書ける。

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_s(r) S_{SS}(\omega, r) e^{j\omega(t_1-t_2)} |\chi_{rb}(t_2 - \frac{2r}{c}, \omega)|^2 dr d\omega \quad (5)$$

このように CFM では送受信の影響は、周波数領域の積で表される。つまり、 $\Delta h$  を良くするためパルス幅  $\delta$  を小さくしても、 $\Delta f$  には独立である。媒質の特性時間  $\tau(r) \gg \delta$  の場合、 $|\chi_{rb}|^2$  は散乱スペクトルに対し広帯域であるから 5) は  $R_{SS}(t_1-t_2) \int P(r) |\chi_{rb}(t_2 - \frac{2r}{c}, \omega)|^2 dr$  となり観測データの補正は容易である。一方、SNR の改善から  $\delta$  は大きい方がよいが、 $\delta > \tau(r)$  になると逆に  $|\chi_{rb}|^2$  の帯域の方が狭くなり散乱スペクトルの情報の一部しか取り出せない。このことより高さ  $r$  [m] の観測において使用可能なパルスの最大幅  $\delta_{Max}$  は、 $\tau(r) \geq \delta_{Max}$  となることがわかる。また、この条件の成立するパルスに関しては、Barker code によるパルス圧縮が可能でありさらに  $\Delta h$  を改善できることが知られている。

## Field-aligned-irregularities (FAI) の観測

田中敬史・橋詰庄一郎

防衛庁技術研究本部オ1研究所飯岡支所

中緯度における E 領域の FAI ( $E_s$  irregularities) は bistatic な伝搬実験<sup>(1)</sup>と mono-static radar<sup>(2)</sup>によって確認されており, 高中緯度における Morphology は Basu<sup>(3)</sup>によってまとめられた。われわれは 1973 年 12 月以降 25.54 MHz backscatter sounder を使用して FAE (Field-aligned-echo) 観測を実施しており, これまでに得られた結果について報告する。

{観測方法 FAE 観測は出現率統計にはマルチペン記録器による湿式記録紙記録を用い, FAE の fine structure と drift を観察するにはオシロスコープによる film<sup>(記録)</sup>を用いた。

Range-Azimuth-Intensity (B-scope) 記録は 1 時間に 18 回得られる。方位角固定 Range-Time-Intensity 記録によって FAE の life time は活動期間殆んどの場合数分間以上あることがわかったので, 出現率に用いた出現時間のカウントには 1 つの B-scope 上でえられた FAE は  $3\frac{1}{3}$  分の life time としてある。

{結果 (1) B-scope 上では U 形配置に出現するが  $E_s$  活動領域の不均一性と空中線仰角パターン (利得) 変動のため完全な U 形につながらない。活動の弱い冬などでは孤立して discrete 出現することが多く, 活動期には空中線ビームの拡がりや pulse 中の影響もあり diffuse な形で出現することが多い。

(2) FAE 強度は  $E_s$  や LF earth backscatter に比べ 5~10 倍の fading rate を持つ。trace の移動から読取った視線速度と spectrum analyzer を用いた doppler 観測<sup>(4)</sup>との間にはズレがみられるが, 前者による測定では一定方向に動く場合, 同一領域で同時に反対方向の移動がみられる場合またふらつきがみられる場合がある。何回回かの例ではおよそ西向き, 50~70 m/s の速度が多いが, 180 m/s もみられることがある。

(3) radar 波が地球磁界に直角に近い方向に入射したときに FAE が観測されるとして出現距離-方位計算を行ない, 実測値と比較すると off-normal angle  $\psi$  は数度である。例として Booker<sup>(4)</sup>に従い地球磁力線方向にひきのばされた回転楕円体のモデルによる backscatter coefficient  $\sigma_B = (2\pi)^2 \frac{\pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{dN}{dz}\right)^2 T^2 L \exp\left(-\frac{8\pi^2 T^2}{\lambda^2}\right) \exp\left[-\frac{8\pi^2}{\lambda^2} (L^2 + T^2) \sin^2 \psi\right]$  ( $L, T$ : 夫々  $E_{\parallel}, E_{\perp}$  方向の scale length) に  $f_p = 3\text{MHz}$  (弱い  $E_s$ ),  $\left(\frac{dN}{dz}\right)^2 = 10^4$ <sup>(5)</sup>,  $\lambda = 11.75\text{m}$  と FAE に寄与する散乱体積  $V = 2.5 \cdot 10^{10}\text{m}^3$  の各値を用いると観測される最も弱い FAE ( $\sigma_B = 5\text{m}^3$ ) に対して, FAI は  $T = 0.4\text{m}$ ,  $L = 20\text{m} \sim T = 4\text{m}$ ,  $L = 200\text{m}$  の範囲にある。この大きさは他の周波数での観測と比較することによって決定されるだろう。

(4) 出現率: 夏は他の季節より頻度が大きくこれは specular  $E_s$  出現率に対応している。日変化は, 日没時~日出前の夜間の頻度が高く, 夏は日中も 10% 程度になるが,  $E_s$  出現日変化と逆位相である。高中緯度とは異なり地磁気活動との関係は下明である。

(5) 季節変化, 日変化をもたらすのは  $\sigma_B$  における  $f_p \left(\frac{dN}{dz}\right)^2$  の項で, 季節変化は E 領域の  $f_p$ , 日変化は電子密度のゆらぎ  $\left(\frac{dN}{dz}\right)^2$  に対応していると思われる。

(6) 夜間に FAE 出現率が高いことから, 考えられる発生領域として ①夜間に多発する steep gradient  $N(z)$  profile の微細変動部分<sup>(6)</sup>, ②夜間に発生する  $dN/dz < 0$  の E peak 上側の谷と  $E_s$  の上部, ③ EXB instability に起因する場合<sup>(7)</sup> 観測される drift が西向きであるから  $N(z)$  profile の  $\frac{dN}{dz} > 0$  (東向き:  $\frac{dN}{dz} < 0$ ) の領域, いずれかではないかと思われる。

文献 (1) Kuriki et al., JofRRL 14 57 (1967) (2) Dya et al., JfR 64 1815 (1959), Goodwin, JATP 27 977 (1965) (3) Basu et al. Radio Sci. 8 235 (1973), (4) Booker, JATP 8 204 (1956) (5) Itoh et al. Geophys. Res. Lett. 2 553 (1975) (6) Knight JATP 34 401 (1972) (7) Tsuda et al. Rad. Sci. 1 212 (1966)

田中敬史・橋詰庄一郎

防衛庁技術研究本部第1研究所飯岡支所

日本付近は  $E_s$  の発生頻度が大きく、これまで Vertical Sounding と Oblique propagation による研究がなされている。

われわれは Swept-Azimuth Fixed-Frequency Radar ( 25.54 MHz ) Swept-Frequency Fixed-Azimuth Radar ( 4-64 MHz ) を用い、specular reflection earth backscatter の観測を実施している。今回は  $E_s$  の出現特性について述べる。

### § 観測装置及び観測方法

表1, 表2に 25.54 MHz RADAR と Granger 4~64 MHz Step-Frequency Sounder の諸元を示した。

25.54 MHz RADAR ではマルチペン記録器による湿式記録紙記録と Range-Azimuth-Intensity (B-scope) film 記録を行なった。

4~64 MHz Sounder では Range-Frequency-Intensity (Ionogram) film 記録を実施した。

### § 結果

- (1) 1973年12月~1974年11月の1年間の  $E_s$  の出現特性—方位依存性, 日, 季節変化
- (2)  $E_s$  の大きさ
- (3)  $E_s$  の life time
- (4)  $E_s$  の動き—FAI の動きとの比較
- (5) Vertical Sounding との比較

について述べる予定である。

表1 25.54 MHz RADAR

周波数	25.54 MHz
送信電力	40 kw-p
送信パルス	{ 100 $\mu$ s single pulse 11 bit Barker coded <del>100</del> <sup>880</sup> $\mu$ s
PRF	5.7, 11.4, 22.7, 45.4, 90.9 Hz
最小受信感度	-127 dBm
受信帯域巾	25 kHz
空中線	5素子4段八木
利得, 半値巾	15 dB, 16 degree

表2 4-64 MHz RADAR

周波数	Bバンド	4-8 MHz ( 200 kHz step )
	C	8-16 MHz ( 400 kHz $\leftarrow$ )
	D	16-32 MHz ( 800 kHz $\leftarrow$ )
	E	32-64 MHz ( 1600 kHz $\leftarrow$ )
送信電力		30 kw-p
送信パルス		100, 1100 $\mu$ s single pulse 11 bit Barker coded 1100 $\mu$ s
受信帯域巾		4, 16 kHz
最小受信感度		-107 dBm
空中線		回転式対数周期
利得, 半値巾		11 dB, 77 degree

鈴木 亮 前田 坦

(京大理)

⊠ 地表の地磁気データから、電離層及地球内の等価電流系を求める方法と若干の結果について今まで四回にわたって発表した。その際、あるいはIUGG等での発表において色々の方々から御教示をいただいた。それらを考慮に入れて、今回新しいデータも追加解析したので、解析方法と結果のまとめをしたい。

⊠ 前回までの解析は Sep. 19 ~ 20, 1964 の地磁気データだったが、今回これに Sep. 12 ~ 15, 1964 の4日分のデータを新たに解析した。いずれも静穏日である。

⊠ 観測データの信頼性に差があるのだから、それに重みをつけるべきだという御教示を2, 3の方よりいただいた。この事は当然のことであるが、データとして数字あるいはカーブに付いたものから、その信頼性を見抜いて段階をつけることは至難の技で、ただ3ヶ所の観測所データについて、感度の悪いこと、温度の影響、フィルムコピーの不鮮明、不完全等を理由に0.7倍(通常は1.0)の重みをつけた。

⊠ 解析結果の信頼性を示すようにとの御教示もあり、統計学における分散、あるいは標準偏差に相当するようものの表示を検討しているので、発表できる予定である。

⊠ Datum line としては日平均値を引る続き用いた。夜間値とか絶対値とかが考えられるが、データ整理が煩雑であったり、データそのものが不完全であったりして実際的ではない。

⊠ 解析方法については前回までの *proceeding* に書いた通りであるが、要点のみ記せば、Gauss の方法に基づいて次の改善も行っている。

1. 赤道地方の観測所は除く。
2. H, D, Z 三成分を同時に使う。
3. 観測所の代表する広さに比例してデータに重みをつける。
4. 観測所の疎な領域にチェック用データを置く。

# I-31 地磁気日変化と準二年周期変化

白木正規

地磁気観測所

地磁気日変化は、主として、電離層ダイナモによって生じると考えられている。このことから、地磁気日変化のふるまいを調べることは、ダイナモ層のダイナミックスや電気伝導度の研究に役立つ。これまでに、地磁気日変化等価電流系を中心緯度をパラメータとして、太陽活動(11年周期)による変化や季節による変化について調べてきた(Shiraki 1973, 1974)。これらの変化は、変化のふるまいからみて、ダイナモ層の電気伝導度や磁気圏より、ダイナモ層の風に原因があると考えられる。電流系中心緯度のよる電流系の形に關係したパラメータに風の影響が現れやすいようにみえる。

上層大気風の問題で、赤道上空の下層大気中に特異な現象とみられる準二年周期変化が上層大気中にも存在するかどうか未だ明らかでない。この論文は、地磁気日変化を介して、上層大気中の準二年周期変化の検出を試みた結果についてのべる。

解析は、柿岡など三地長から得られた1958-73年の電流系中心緯度の月変化をスペクトル解析して、準二年周期変化にあたるピークがみられるかどうか調べた。スペクトル解析の方法は、最近開発されたMaximum Entropy Methodを用いた。この方法は、分解能が高く、特にデータの長さが比較的短く、スペクトルが接近している場合に優れた方法である。計算で得られたパワースペクトルには、約20か月周期のところピークがみられる。また、電流系中心の変化と相関のよいパラメータ(1958-73年で相関係数0.88)を1932-73年について解析して得られたスペクトルにも、28か月の周期のところピークがみられる。これらの周期変化は、下層大気中の準二年周期変化に対応した変化と考えられる。更に、これらの周期変化だけをとりだし、下層大気中の準二年周期変化の周期や位相などとの関連も調べる。

白木正規  
地磁気観測所

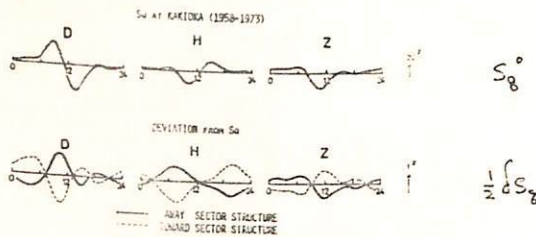
極域の地磁気日変化に、惑星空間磁場(IMF)のセクタ-構造が著しく寄与していることは、Svalgaardらによって見出された。この事実に基づいて、彼らは極域の地磁気日変化から、逆に、IMFのセクタ-構造の推定を行っている。このようなIMFセクタ-構造の影響が、中低緯度の地磁気日変化にもみられるかどうか興味のためによる問題である。この論文は、柿岡など三地帯の地磁気日変化にIMFセクタ-構造の影響がみられるかどうか調べた結果について述べる。

解析は、Svalgaardによつて推定されたIMFセクタ-構造の Away と Toward に分け、1958~73年の日際静穏日の日変化を求め、その違いを調べた。この結果、IMFセクタ-構造は、中緯度の日変化にも、その大きさは小さいが、明らかに影響を及ぼしていることが見出された。

(1) IMFのA(T)構造の日変化を、 $S_0^+(S_0^-)$ とし、 $\delta S_0 = S_0^+ - S_0^-$ 、 $S_0^0 = \frac{1}{2}(S_0^+ + S_0^-)$ とすれば、 $\delta S_0 \sim \frac{1}{10} S_0^0$ 。

(2)  $\delta S_0$ は、擾乱日変化 $S_D (= S_d - S_0)$ にその変化の形が似ている。ただし、 $\delta S_0(D)$ は、 $S_D(D)$ と変化の方向が逆。

(3) 季節による $\delta S_0$ の大きさの変化は、equinox > summer > winter。



前川 絃一郎  
京都教育大

・ 前田 坦  
京大理

電離層内に電流の流出[入] ( $\pm j_{\parallel}$  とする) がある場合、電流  $j$  の満たす方程式

$\nabla \cdot j = \pm j_{\parallel}$  の解を、次のような条件の下で求めた。

- (1) 電気伝導度分布を、一様な場合から非一様な場合へ、段階を追って変えてゆき、電気伝導度が電流系分布に与える影響をみる。
- (2)  $\pm j_{\parallel}$  の分布およびその総流出[入]量 ( $\pm \int j_{\parallel} dS$ ) の違いが、全体の電流系にどのような影響を及ぼすかを調べ、最終的には、 $j_{\parallel}$  の観測値に基づき、その電流系を求める。
- (3) 更に、ダイナモ電場を印加させる。

(1)(2)(3) による電流系の特長を明らかにしたい。



前田 憲一

京都産業大学理学部

電離層ダイナモの基本関係式には、古くから  $\mathbf{j} = (\sigma)[\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}]$  ---- (1) が用いられており、 $\mathbf{V}$  は中性粒子の風の速度とされている。中性粒子を駆動する一次的な力を  $\mathbf{F}$  とし、荷電粒子の移動によって生ずる二次的な静電場を  $\mathbf{E}$  とすると、 $\mathbf{E}$  によって動く荷電粒子との衝突によって中性粒子の運動は  $\mathbf{E}$  の影響を受けるから、 $\mathbf{V}$  は  $\mathbf{F}$  と  $\mathbf{E}$  の関数となる筈である。 $\mathbf{V}$  を  $\mathbf{E}$  による成分  $\mathbf{V}'$  と  $\mathbf{F}$  による成分  $\mathbf{V}''$  に分けると、ダイナモ関係式は  $\mathbf{j} = (\sigma)[\mathbf{E} + \mathbf{V}' \times \mathbf{B}] + (\sigma')[\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}]$  となり、これを  $\mathbf{j} = (\sigma')\mathbf{E} + (\sigma'')[\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}]$  と書くことができる。この  $(\sigma')$  は  $(\sigma)$  と必ずしも一致しない。この考え方に沿って若干の数式的検討を行う。

1. 基本式

粒子を電子と各1種の正イオンと中性粒子の3種とし、後2者は同一質量を持つとする。現象の時間因子を  $e^{j\omega t}$  とし、共通的な運動方程式を書く

$$\rho_e [j\omega + (\Omega) + (\eta_e)] \mathbf{V}_e + \sum_j N_j N_j \alpha_j (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_e) = \mathbf{F}_e + k_e e N_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \rho_e \mathbf{g} \quad \text{--- (2)}$$

となる。記号の説明はここには省略する。3種の粒子についての(2)式を  $\mathbf{j} = e N_p (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$  より、 $\rho = \rho_n + \rho_i + \rho_e$ ,  $\rho \mathbf{V} = \rho_n \mathbf{V}_n + \rho_i \mathbf{V}_i + \rho_e \mathbf{V}_e$  とし次式が得られる。

$$\rho [j\omega + (\Omega) + (\eta)] \mathbf{V} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{F} - \rho \mathbf{g}, \quad \text{--- (3)}$$

$$\mathbf{j} = (\sigma)[\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} + \nabla \rho_e / e N_p - \nabla \rho_i \times \mathbf{B} / \rho_i \nu_n - \mathbf{g} \times \mathbf{B} / \nu_n]. \quad \text{--- (4)}$$

プラズマの密度勾配による  $\nabla \rho_e / e N_p$  以下の項を省略すると、形式上(1)と同じものが得られる。さらに(3)と(4)より  $\mathbf{j}$  を消去すると  $\mathbf{V}$  を与える式を得る。

$$\rho [j\omega + (\Omega) + (\eta) + (\delta)] \mathbf{V} = (\mathbf{f}) \mathbf{E} / B_0 + \mathbf{A}, \quad \text{--- (5)}$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{F} / \rho - \mathbf{g} + (\delta) \nabla \rho_i / \rho_i \nu_n + (\gamma) \nabla \rho_e / \omega_i \rho_p + (\omega) / \nu_n [\mathbf{g} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{g}) \mathbf{B} / B_0^2]. \quad \text{--- (6)}$$

(5)より  $\mathbf{V}$  を求めると、 $\mathbf{V}' = (\beta) \mathbf{E} / B_0$ ,  $\mathbf{V}'' = (\alpha) \mathbf{A} / j\omega$  ( $\mathbf{V} = \mathbf{V}' + \mathbf{V}''$ ) ---- (7) を得るから

$$\mathbf{j} = (\sigma)[1 + (\phi)(\beta)] \mathbf{E} + (\sigma)[\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}] = (\sigma') \mathbf{E} + (B_0 / j\omega) (\sigma'') \mathbf{A} \quad \text{--- (8)}$$

と書くことができる。先の(1)は(8)の1式に変わり、 $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{j}$  の関係は(8)の2式で与えられる。

2. 中性粒子の垂直運動の停止と垂直電流の停止

$\mathbf{V}$  より  $\mathbf{V}_{n,z}$  を求め、これをゼロとする。この条件を考慮に入れると、(5'), (5'') は変わってくる。その要素の1例は、 $\bar{\sigma}'_{yy} = \sigma'_{yy} - \sigma'_{yz} \beta_{zy} / \alpha_{zz}$ ,  $\bar{\sigma}''_{yy} = \sigma''_{yy} - \sigma''_{yz} \alpha_{zy} / \alpha_{zz}$  ---- (9) となる。

$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$  の条件より、 $j_z = 0$  と考え、これより問題は2次元となり(5'), (5'') が得られる。その要素の1例は、 $\bar{\sigma}'_{yy} = \sigma'_{yy} - \sigma'_{yz} \beta_{zy} / \alpha'_{zz}$ ,  $\bar{\sigma}''_{yy} = \sigma''_{yy} - \sigma''_{yz} \alpha''_{zy} / \alpha'_{zz}$  ---- (10) となる。

3. 電場の略算

前節  $j_z = 0$  の条件は、 $\bar{\sigma}'_{zx} E_x + \bar{\sigma}'_{zy} E_y + \bar{\sigma}'_{zz} E_z + (B_0 / j\omega) [\bar{\sigma}'_{zx} A_x + \bar{\sigma}'_{zy} A_y]$  ---- (11) となるので、 $E_x$  と  $A_x$  の項を無視する(赤道地帯)と、東西風駆動力  $A_y$  対  $E_y$ ,  $E_z$  の大小関係が求められる。この電場は所謂 local 電場で、150 KM 付近で最大、250 KM  $\approx$  1/5, 300 KM  $\approx$  6/100 程度になる。

4. Drift と Ambipolar Diffusion

F層での垂直 drift には、従来の理論の  $E_y$  によるものの外、 $E_z$  によるものが若干加わる。ambipolar diffusion にも若干の変化が生ずる。

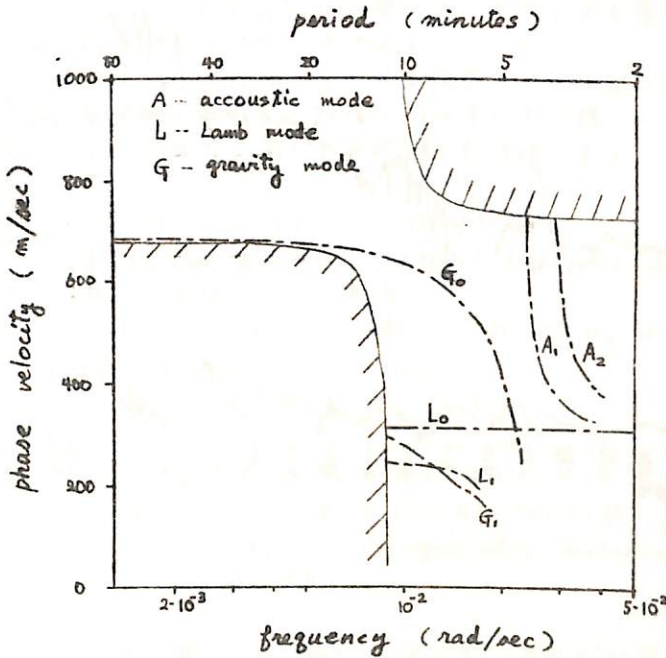
現実的な大気モデルを使った電離層内重力波の  
励起に関する数値計算

前田 佐和子  
京大理

前回の講演において、非等方媒質中での重力波の励起について、その基本的性質を議論した。

今回は、現実的な大気モデル(CIRA 1972, mean atmosphereを採用、上部境界は200km)を使って、極域電離層電流による重力波の励起を、数値計算によって解いた。粘性は、波をダクトする機構に対しては本質的な役割を果たしているわけではないので、媒質は非散逸性とし、その中での perfectly ducted mode の計算をした。

注目している現象である大規模移動性電離層擾乱は、熱圏下部の急激な温度勾配にダクトされた。基本的には表面波であり、下図の分散特性で、 $G$ -mode に対応している。従って、impulsive な源に対する  $G$ -mode の時間的、空間的変化を調べるのが今回の目的である。



ダクトモードの分散曲線  
(斜線部分は cut-off region)

前田 憲一

京都産業大学理学部

電離層ダイナモの基本関係式には、古くから  $\mathbf{j} = (\sigma)[E + \mathbf{V} \times \mathbf{B}]$  ---- (1) が用いられており、 $\mathbf{V}$  は中性粒子の風の速度とされている。中性粒子を駆動する一次的な力を  $F$  とし、荷電粒子の移動によって生ずる二次的な静電場を  $E$  とすると、 $E$  によって動く荷電粒子との衝突によって中性粒子の運動は  $E$  の影響をうけるから、 $\mathbf{V}$  は  $F$  と  $E$  の関数となる筈である。 $\mathbf{V}$  を  $E$  による成分  $\mathbf{V}'$  と  $F$  による成分  $\mathbf{V}''$  に分けると、ダイナモ関係式は  $\mathbf{j} = (\sigma)[E + \mathbf{V}' \times \mathbf{B}] + (\sigma')[\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}]$  となり、これを  $\mathbf{j} = (\sigma')E + (\sigma)[\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}]$  と書くことが出来る。この  $(\sigma')$  は  $(\sigma)$  と必ずしも一致しない。この考え方に沿って若干の数式的検討を行う。

1. 基本式

粒子を電子と各1種の正イオンと中性粒子の3種とし、後2者は同一質量を持つとする。現象の時間因子を  $e^{j\omega t}$  として、共通的な運動方程式を書くと

$$\rho_0 [j\omega + (\Omega) + (\eta)] \mathbf{V}_e + \sum_j N_i N_j \alpha_{ij} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j) = F_e + k_e e N_e (E + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \rho_e \mathbf{g} \quad \text{--- (2)}$$

となる。記号の説明はここでは省略する。3種の粒子についての(2)式と  $\mathbf{j} = e N_p (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$  より、 $\rho = \rho_n + \rho_i + \rho_e$ ,  $\rho \mathbf{V} = \rho_n \mathbf{V}_n + \rho_i \mathbf{V}_i + \rho_e \mathbf{V}_e$  として次式が得られる。

$$\rho [j\omega + (\Omega) + (\eta)] \mathbf{V} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + F - \rho \mathbf{g}, \quad \text{--- (3)}$$

$$\mathbf{j} = (\sigma) [E + \mathbf{V} \times \mathbf{B} + \nabla \rho_e / e N_p - \nabla \rho_p \times \mathbf{B} / \rho_p \nu_n - \mathbf{g} \times \mathbf{B} / \nu_n]. \quad \text{--- (4)}$$

プラズマの密度勾配による  $\nabla \rho_e / e N_p$  以下の項を省略すると、形式上(1)と同じものが得られる。さらに(3)と(4)より  $\mathbf{j}$  を消去すると  $\mathbf{V}$  を与える次式を得る。

$$\rho [j\omega + (\Omega) + (\eta) + (\delta)] \mathbf{V} = (\sigma) E / B_0 + A, \quad \text{--- (5)}$$

$$A = F / \rho - \mathbf{g} + (\delta) \nabla \rho_p / \rho_p \nu_n + (\gamma) \nabla \rho_e / \omega_i \rho_p + (\omega) / \nu_n [\mathbf{g} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{g}) \mathbf{B} / B_0^2]. \quad \text{--- (6)}$$

(5)より  $\mathbf{V}$  を求めると、 $\mathbf{V}' = (\beta) E / B_0$ ,  $\mathbf{V}'' = (\alpha) A / j\omega$  ( $\mathbf{V} = \mathbf{V}' + \mathbf{V}''$ ) ---- (7) を得るから

$$\mathbf{j} = (\sigma) [1 + (\phi)(\beta)] E + (\sigma) [\mathbf{V}'' \times \mathbf{B}] = (\sigma') E + (B_0 / j\omega) (\sigma'') A \quad \text{--- (8)}$$

と書くことが出来る。先の(1)は(8)の1式に変わり、 $A, E, j$  の関係は(8)の2式で与えられる。

2. 中性粒子の垂直運動の停止と垂直電流の停止

$\mathbf{V}$  より  $\mathbf{V}_{n,z}$  を求め、これをゼロとする。この条件を考慮に入ると、 $(\sigma')$ ,  $(\sigma'')$  は変わってくる。その要素の1例は、 $\bar{\sigma}'_{yy} = \bar{\sigma}'_{yy} - \bar{\sigma}'_{yz} \beta_{zy} / \alpha_{zz}$ ,  $\bar{\sigma}''_{yy} = \bar{\sigma}''_{yy} - \bar{\sigma}''_{yz} \alpha_{zy} / \alpha_{zz}$  ---- (9) となる。

$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$  の条件より、 $j_z = 0$  と考え、これより問題は2次元となり  $(\bar{\sigma}')$ ,  $(\bar{\sigma}'')$  が得られる。その要素の1例は、 $\bar{\sigma}'_{yy} = \bar{\sigma}'_{yy} - \bar{\sigma}'_{yz} \bar{\sigma}'_{zy} / \bar{\sigma}'_{zz}$ ,  $\bar{\sigma}''_{yy} = \bar{\sigma}''_{yy} - \bar{\sigma}''_{yz} \bar{\sigma}''_{zy} / \bar{\sigma}''_{zz}$  ---- (10) となる。

3. 電場の略算

前節  $j_z = 0$  の条件は、 $\bar{\sigma}'_{zx} E_x + \bar{\sigma}'_{zy} E_y + \bar{\sigma}'_{zz} E_z + (B_0 / j\omega) [\bar{\sigma}'_{zx} A_x + \bar{\sigma}'_{zy} A_y]$  ---- (11) となるので、 $E_x$  と  $A_x$  の項を無視する(赤道地帯)と、東西風駆動力  $A_y$  対  $E_y, E_z$  の大小関係が求められる。この電場は所謂 local 電場で、150KM 付近で最大、250KM  $e^{-1/5}$ , 300KM  $e^{-6/100}$  程度になる。

4. Drift と Ambipolar Diffusion

F層での垂直 drift には、従来の理論の  $E_y$  によるものの外、 $E_z$  によるものが若干加わる。ambipolar diffusion にも若干の変化が生ずる。

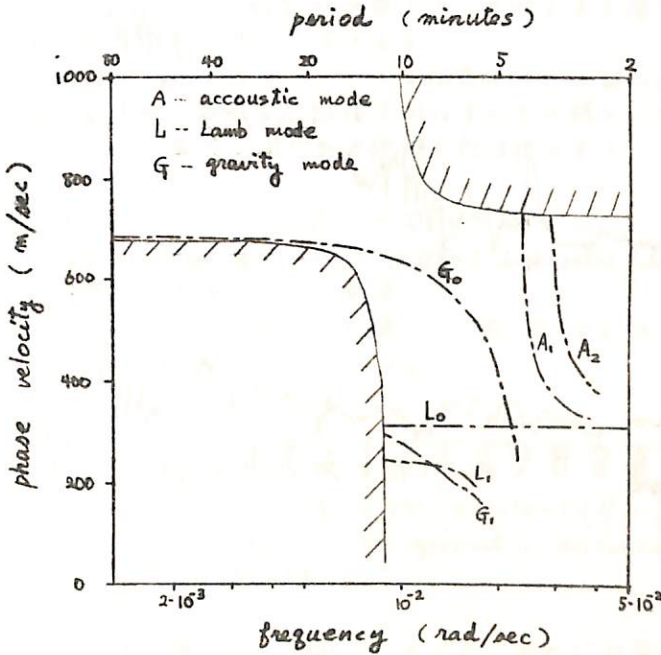
現実的な大気モデルを使った電離層内重力波の  
励起に関する数値計算

前田佐和子  
京大理

前回の講演において、非穿方媒質中での重力波の励起について、その基本的性質を議論した。

今回は、現実的な大気モデル(CIRA 1972, mean atmosphere)を採用、上部境界は200km)を使って、極域電離層電流による重力波の励起を、数値計算によって解いた。粘性は、波Eダクトする機構に対しては本質的な役割を果たしているわけではないので、媒質は非散逸性とし、その中での perfectly ducted mode の計算をした。

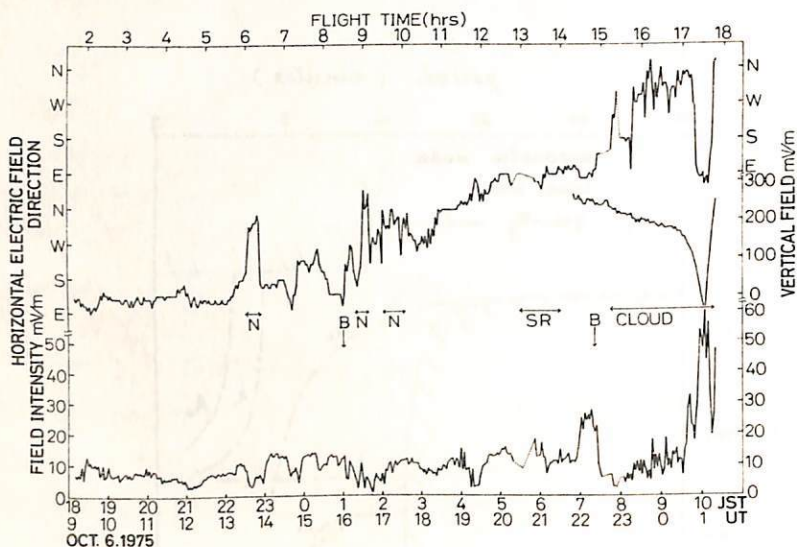
注目している現象である大規模移動性電離層擾乱は、熱圏下部の急激な温度勾配にダクトされた。基本的には表面波であり、下図の分散特性で、G-mode に対応している。従って、impulsive な源に対する G-mode の時間的、空間的变化を調べるのが今回の目的である。



ダクトモードの分散曲線  
(斜線部分は cut-off region)

小川俊雄・藤田 見・安桑通博  
 (京大理) (甲南大理) (京師教大)

1973年10月16~17日と1975年10月6~7日に、大気球を用いて三陸沖海上の成層圏において観測した電場の、合計38時間のデータから、中緯度における大規模水平電場の性質について述べる。水平電場の値は平均  $9 \text{ mV/m}$  で、そのベクトル方向は時計廻りに半日周期で回転する。この回転は midnight 以前にはゆっくり (約  $45^\circ/6 \text{ hr}$ ) で、midnight 以後でははげしい (約  $540^\circ/12 \text{ hr}$ )。下図に1975年の観測例を示す。図中 N は短周期変化の重畳、B は気球高度調節のためのバラスト投下、SR は日出効果、CLOUD は荷電雲の影響があったことも示す。当日の地磁気変化——電離層電流——との関連についても述べる



井上 隆義

京大理

電離層F領域の地磁気嵐時の変動(電離層嵐)に関して, そのMorphology 及び Mechanism は完全にはわかっていない。また, 赤道域では静穏時に Appleton Anomaly と呼ばれる電子密度の緯度分布を示すが, これの嵐時の変動についても, 現在その Morphology が確立しているとはいえない。一方, 地磁気嵐に auroral region での Joule heating を伴って大規模な中性風の circulation が形成される可能性があり, 実際F領域で赤道向きに速度約 200 m/s の風が観測されている。(SMITH '68, STOFFREGEN '72)

この circulation を想定しるとき, 赤道域で与えられる中性風の profile に伴って電子密度の緯度分布がどのようになるかを考察する。中性風の circulation によってF層電子密度は次のような仕方で影響を受けると考えられる。① auroral region での heating による upward motion によって  $[O]/[O_2]$  比,  $[O]/[N_2]$  比の減少した大気が中低緯度に運ばれることによる電子密度の変化(減少), ② 中性大気の vertical motion を伴う組成構造の変化による  $[O]/[O_2]$ ,  $[O]/[N_2]$  比の变化と, それによる電子密度の変化 ③ 中性風の drag による電子密度分布の変化, 等である。

ここでは適当な中性風 circulation のモデルを仮定して, 上述の③の air drag による電子密度の緯度分布の定常解を求め, 経度方向はすべて一様として, 双極子磁場のもとで磁力線座標を使って電子密度  $N$  に関する連続式を数値積分する。

## ①連続式

$$\begin{aligned} q - L &= \text{div}(Nu) = -D_a D_1 N + D_2 N + D_3 N \\ \therefore \text{ここで} \quad \begin{cases} D_a D_1 N & ; \text{拡散による項, } D_a: \text{ambipolar diffusion coefficient} \\ D_2 N & ; \text{電場ドリフトによる項} \\ D_3 N & ; \text{Air drag による項. } D_1, D_2, D_3 \text{ は各 operator} \end{cases} \\ q &; \text{production, } L ; \text{loss} \end{aligned}$$

## ② 中性風 circulation のモデル

$$\begin{cases} \text{meridional component} \cdots V_\theta = V_0 \sin 2\theta, & V_0 = \text{一定} \\ \text{radial component} \cdots V_r = 2V_0 (\sin^2 \theta - 1) \left( \frac{H}{r} + \frac{H^2}{r^2} \right) \end{cases}$$

$\theta$ : colatitude,  $r$ : geocentric distance  
 $H$ : scale height

計算結果によらず, 中性風の air drag によって, それが存在しない時と比較して,

- (1)  $N_m F_2$ ,  $h_m F_2$  が増加する, (2) 赤道異常の現われる高度が増加する,
- (3) crest (電子密度の緯度分布における peak) の位置がより赤道側に寄る。

中緯度F層でのダイナモ電場による Lunar  
Tide の数値計算

半田 駿・前田 坦  
京大 理

前回-F層の Lunar tide (序報)-では、F層での Lunar Tide についてのモデル計算の意義、基本方程式系、仮定等について述べたが、今回はその計算結果について報告する。

基本方程式系等は前回とありである。ただ、境界(上部)の高度を 500km にとったが、境界条件のとり方に困難な点が生じたので上部境界については、900km まで延長した。それに伴ない 500km 高度以上では水素イオンが無視できないので、 $H^+$ についても連続の式を適用する。

解は F2 peak の高度並びにその電子密度変化、中性大気風速、イオン速度の Lunar 変化として示す。Lunar 変化は、電場の項に ( $E_s + E_L$ ) を入れて計算した結果から  $E_s$  の4の場合を引いたものとする。 $E_L$  は Lunar time 変化なので、元にもとめるのに約30日かかるが、約10日間くり返す必要がある。

計算

$E_s$ : dynamo solar 電場  
 $E_L$ : dynamo Lunar 電場

電場は高JF時減衰しない仮定

## Dst の GLA (UT) 変化 (II)

亀井 豊永 前田 坦  
(京大理工)

静穏時の Dst が Geomagnetic Lunar Angle (磁石を  
地球磁気 Dipole 軸と月との作る角度: Dst に対しては UT 的長時間変化と  
なる) に対して Semi-diurnal な周期変化を示す。

前回は 400 箇所の観測現地のデータをを用いて Dst から 100 箇所の  
各観測地毎に LT 変化を解析したのから GLA 変化を解析した (2年間の分)  
ものを示した。今回は 2ヶ月の長期間、多観測地から解析した  
結果と、その原因について議論する。

- 問題点 ① Local LT 変化の 3 長入  
           } 座標系、  
           } 観測地分布  
 ② 擾乱の 3 長入、  
           etc.

原因と対応策

- ① 地球内部 (IP)
- ② 地上付近 (UB)
- ③ 電離層 (Local LT)
- ④ ヲカカシト (磁場の擾乱、磁子)
- ⑤ 天候等
- ⑥ その他



清水 幹夫

東大 宇宙研

前回の学会で、我々はメタン大気のような超還元大気は、光分解に対し不安定であることと議論した。今回は引き続き、その外に酸化的大気における水素の逃散の問題を考慮する。

まず、原始地球大気に打ち下ろすのは、 $H_2, CO, CO_2, N_2, H_2O$  であると考えよう。1500°K 程度の basalt と平均的なガス組成は、このガス混合物であることが知られており、生命前駆分子を discharge して他へ生成させるのも、このガス混合物の Abelson 数の大気の有効な打ち下ろしに知られており、超還元大気の場合と同様に dispersion equation of internal gravity wave を解くことができる。この大気中では現在の大気と異なり、上層大気は非常に薄く、このことが重要である。水素を逃散させる外周域の温度は、紫外加熱、紫外冷却と熱伝導で決まることに決まってきた。この大気の場合、紫外冷却が一番重要である。量が多し、十以上ある双原子分子比率を有している  $CO$  の迎撃速度は、後に  $CO$  only の大気の場合と異なり、外周域温度を求めると約 400-500°K 程度の値を得る。この分子は紫外により壊れ難く、強条件で打ち下ろされることも不可能である。CH<sub>4</sub> の場合と違い、polymer に結合し難いからこのこともない。このようにして、 $CO$  大気の場合、 $H_2$  と混合した場合、CH<sub>4</sub> 大気と比較して安定であることは容易にわかる。

しかし、大量の  $H_2$  を加えた場合は事情が異なる。CH<sub>4</sub> 大気の場合と同じように、 $H_2$  の比率は 1% にも達すると、上層大気は主成分は  $H_2$  となる。この分子は軽いから、裾が非常に広くなる。外周域は非常に上空で起るから、紫外冷却の効率も低く、外周域温度は高くなる。このため  $H_2$  の逃散速度も高くなり、 $CO$  大気よりも  $H_2$  の比率は保持される。  $H_2$  の混合比率が高くなる場合、この分子の limiting flux (分解地と外周域との通量) は  $10^{13-14} / cm^2, sec$  であり、 $H_2O$  が分解して  $H$ ,  $H_2$  も同時に運ばれ始める。この分子は  $CO \rightarrow CO_2$  の変換も起る。上層大気は Rubey 型の  $H_2O, CO_2, N_2$  大気と非常に異なるものがある。酸化大気は地球から出ていく割合も、これは abiotic molecule の生成である。これは solar nebula から直接供給される逃散可能である。

$H_2$  の保持が難しいことは事実である。これは長距離の振動が原因である。超還元大気の場合と異なり、現在の地球の大気と比べると、例として  $CH_4 \xrightarrow{O_2} CO_2$  の酸化は必ず起る。この分子は 100 気圧程度で  $O_2$  が必ず生成する。これは  $Fe^{2+}$  や  $H_2S$  の酸化と関連して、年々増加する光合成生産量に匹敵する。最初のものは 40 億年前位のもので、これは炭素は多量に含み持っている。上層大気は 5 億年以下で起るであろう。その可能性としては、 $H_2O$  の光分解から、原始太陽光度は現在の 70% あり、水は来るとして、光分解は有効である。また core-mantle 分離は 45 億年前と議論が強い。現在、マントル上部から逸出する鉄は失われ、超還元大気を伴った大気である。

最後に、 $O_2$  が現在より少ない時期の  $N_2-O_2$  大気について触れる。この場合上層大気は  $O$  濃度が低くなり、代り  $N_2 + e \rightarrow N + N$  の反応で  $N$  濃度が増す。この結果を考えると、外周域を計算した、solar action の maximum の場合、1500°K 程度になり、水素の散逸は limiting flux に近づいてくることになる。もし cold trap がこの時期現在の異常な状態より弱く、このように、 $H_2O$  の分解による  $O_2$  生成は非常に有効な時期、初期の超還元  $O_2$  の形成には重要な役割を果たす。

清水 幹夫

東大 宇宙研

金星や火星で観測された微弱な電離層、弱い酸素大気光、低い外周温度その他が大気の擾乱によつて起る現象があることは、多くの研究者の間に意見が一致するに至つた。しかし、その擾乱強度については論争が継続している。

まず金星の場合、マリナー10号による観測された水素ライマンアルファ光の強度が、昔のマリナー5号のそれと比べてかなり低かつた。これは turbopause が高くて水素原子の深層へ上昇するのを抑へてゐるためであり、水素の逸散速度を計算してこれをコンシステントな画像が得られたといふ方が強くなつてゐる。観測の念のためと eddy diffusion coefficient とは  $\sim 10^8 \text{ cm}^2/\text{sec}$  くらいある。しかし、金星の大気光データとしては、これは Aerobee rockets を使つた酸素 1304, 1356 Å 線のデータがあり、強度はかなり強いから、これもこのよりの大まかに値をなすものには、既に既に既述した通りである。また internal gravity wave dissipation を考慮した計算でも、この程度の強度を説明して  $10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$  くらいは得られる。最近マリナー5号の 1304 Å 線解析が完了して、レイリー散乱からの影響を除いたもの、Aerobee rockets データと一致するようになり得られた。しかし紫外データは calibration の難しさから精度の問題が残る。もっと決定的なデータは、酸素と共に酸素がスチルベンと生成して一酸化炭素分子とシリル領域で電波で捉へたことによつてもなすことが、Aerospace の 5m 望遠鏡を使つての CO 火線線プロファイル観測結果は、この分子の金星の 80-110 km 領域にかなり量存在してゐると示し、大気擾乱が異常に強いといふ見解を否定したものである。これは大気電離層の決定にも一つの問題は、電波散乱で確認された金星外周温度の  $\sim 400^\circ\text{K}$  といふ異常な値まである。これを説明するものは、effective heating efficiency が 10% 程度でなつてゐるものがある。これは  $\text{O}_2^+ (\nu=2,6) + \text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{O}$  という反応の  $\text{O}_2^+$  の一部  $\text{CO}^+$  に遷移したと見なして電離層のプロファイル、heating efficiency を計算する。主成分の

火星の場合にも、eddy diffusion coefficient が異常に高くなるという議論がある。これは Oxygen の airglow を解析する際、electron impact excitation を過大評価するにとり、大誤りである。しかし最近もっと決定的なデータの出てきた。オリオン連のマルス5号は

オゾン濃度分布を出したから、そのデータは地上 30-80 km にあり、地上よりかなり高い  $\sim 10^9$  理論はあつた。また、高層の非熱観測でも、1.27 μm の  $\text{O}_2$  (og) 帯の解析も、 $\text{O}_3$  量の上記の理論より一倍も少ないと見なした。右記は上記の議論を木星でも併せて見るとともにある。

表1 惑星の eddy diffusion coefficient

$K$ ( $\text{cm}^2/\text{sec}$ )	Venus	Mars	Jupiter
$10^9$			Prasad
$10^8$	(Hunten, McElroy, Donahue)	McElroy	Ours
$10^7$		Ours	
$10^6$	Ours		Hunten

(理論的上限値)

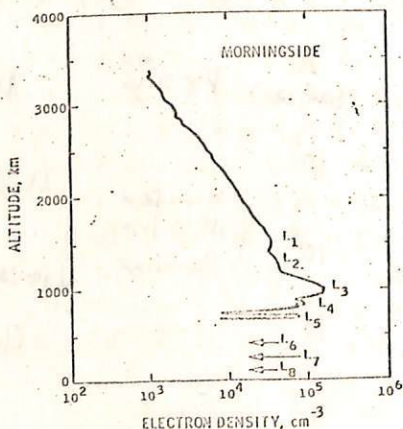
前回の学会(電話研)では、これまでに得られた Pioneer 10 の電波掩蔽観測 data に基づき、木星熱圏の電子密度 profile について議論した。その後この1年間に Pioneer 11 の data が得られ (private communication) 従来よりもっと信頼し得ると思われる  $n_e$  profile と与えている。

Pioneer 10 の  $n_e$  profile については、data の解析の仕方に依り、又通りの異なる profiles を提示する事が、種々の問題があるため、能率的に density levels についてはおき借りおき借り、 $T_e$  relative profile を説明するべく試みた。(中性大気温度は低く固定し、電子温度のみを増大させるような計算)。しかるに Pioneer 11 の data は  $n_e$  ( $H_2$  大気密度)  $= 2 \times 10^{13} / \text{cm}^3$  level の reference level とおき、 $n_e$  profile の peak での  $n_e$  が  $H^+$  とおきと考へる限り、1000 km での  $n_e \approx 10^{10} / \text{cm}^3$ , i.e. 大気構造は非常に高域にまで伸びていくと考へるべきである。これは木星下部熱圏の温度が、従来の多くの計算の 100~200 K という結果とは大きく異なり、EUV による強い熱源があることを示唆している。また Pioneer 11 の電波掩蔽観測でも、一特徴的なのは、1000 km での peak layer と、3000 km まで 2~3000 km には、constant scale height で減少する  $n_e$  profile との間におき大きな Ledge である。このことは我々の考へては上方からの soft 電子 precipitated electron の precipitation が定常的に存在しているためだと解釈している。磁気圏内部における 100 eV 程度の荷電粒子の存在を意味するものは、i) Rottman et al (Ap. J. 184, L89 ('73)) の Aerospace Rocket (=F)  $H_2$  Lyman bands の観測、ii) Frank et al (private communication) の Pioneer 10 に 108 eV ~ 4.8 keV の proton を観測、iii) Carlson et al (Geophys. Res. Lett. 2, 469 ('75)) の  $^{10}B$  の Na emission line の説明等がある。

$n_e$  profile を計算すると、上記の様な事情を、決して電子の continuity eq. だけでは電波掩蔽 data を検討するには不足な計算が出来ず、 $n_e$  の一介の及、電子の熱的計算、中性大気温度計算等が必要で complete して調べる必要がある。この際、非常に重要な観測 data により、木星中間圏、熱圏の構造を調べるため、少なからぬ仮定を伴うが、なかでも一番大切なものは、中性大気温度の加熱の仕組である。

Pruce (Ap. J. 200, L171 ('75)) は、これまでに乱流加熱に依り、高い  $T_n$  profile を得ているが、その必要となる eddy diff. coeff. は  $\approx (1\sim3) \times 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$  ともなうおきにも大きくなる。彼の議論は数値的 adjustable parameters を含むため、決定的なものはおきないが、何れにも eddy heating により熱圏温度が上がり、 $n_e$  profile を形作っているとするのは、一寸無理があるようにみえる。

従って中間圏加熱の mechanism はよくわかっておき、熱的仮定として等価的にこれを eddy heating とおきここで代表させるおき、eddy diff. coeff.  $\leq 3 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$  とし、加えて soft electron precipitation により、極域におき、 $T_n, T_e$  が增大しているおきと考へられる。以上の考へ、仮定に基づき、得られた結果を報告し、Pioneer mission における電波掩蔽 data との比較検討したおき。



Pioneer 11 電波掩蔽観測  
(Fieldbo, Kliore, Sidel ('75))

OBSERVATION OF JOVIAN DECAMETER WAVES USING 40M BASELINE  
INTERFEROMETER

Hiroshi OYA, Akira MORIOKA, Minoru KONDO, and Tetsuro KONDO  
(Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, and Institute of Geophysics,  
Tohoku University, Sendai 980 )

Jovian decameter waves are observed using an interferometer with 40 m baseline that consists of antennas (see Figure 1) arrayed for the detection of the directional angle with respect to the east-west baseline and the north-south baseline. The detection of the direction angle has been carried out using swept-phase circuit that provides the sweep of the beam direction.

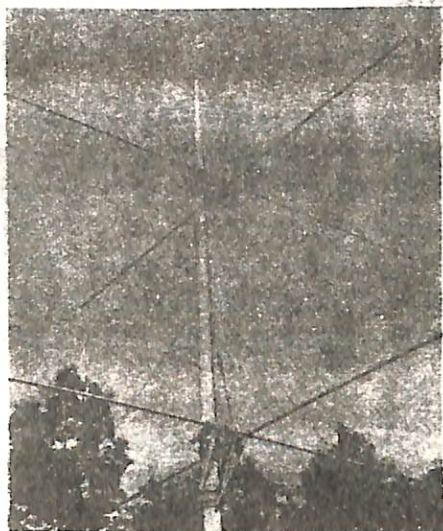
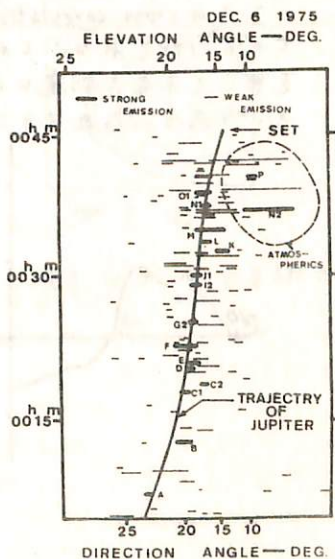


Figure 1.

Cross of the two-element Yagi antennas used for the crossing point of the east-west baseline and the north-south baseline of the interferometer system.

Observation has been started on Dec. 6, 1975; a series of data is obtained indicating that the decameter waves are emitted from Jupiter. In figure 2, the plot of the observed direction angles are indicated versus the local time for the case of Dec.6, 1975. The evidence that the decameter waves are arriving from Jupiter is confirmed by the coincidence between the Jupiter trajectory and the plot of the emissions.

Figure 2  
Jupiter trajectory and plots of the decameter wave emissions in term of the direction angle with respect to the local time.



# 木星デカメータ波放射と 太陽活動との相関関係-I

森岡 昭 大塚 寛  
東北大学 理学部

## 1. 序

木星より放射されるデカメータ波は点滅する灯台の光のごとく木星の自転周期に同期して放射されている。実際に木星電波観測装置を駆使してデータを得てみると、デカメータ波の出現は予報からはずれることがあり、時に受信強度が大きく変わる。この様な木星デカメータ波放射の出現特性の原因は

(1) 木星磁気圏、電離圏の固有の物理状態に依存する部分、および

(2) デカメータ波放射機構の太陽風変動に依存する部分

にゆけて考えられる。特に(2)の効果は、パイオニア10号および11号の観測によって明らかにされた。木星磁気圏の構造は太陽風変動に大きく左右されるという事実と考へあわせると興味深い。そこで、ここでは木星デカメータ波の放射特性と太陽活動の相関関係を調べていくことにする。

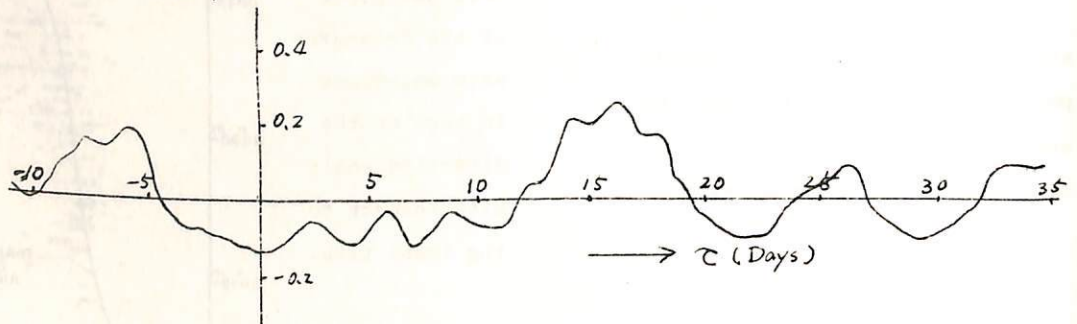
## 2. 方法および資料

木星デカメータ波のデータとして、1974年10月より東北大学理学部で観測されているデカメータ波強度記録、およびNASAのGSFCのAlexander 他による木星デカメータ波観測記録集とを用いた。太陽活動度の資料としてはまずじめに地球での磁場擾乱指数であるKpインデックスを用いることにする。

解析においては、デカメータ波出現とKpインデックスとのcross correlationをとり、地球で感知された太陽活動の変動に対して、木星において太陽風travel timeに相当する時間ズレをもつて対応するデカメータ波放射頻度の変動が存在するかどうかを調べた。

## 3. 結果

下図に1975年8月から12月にわたる140日間のデカメータ波の出現頻度とKpインデックスのcross correlationの結果を示す。cross correlation coefficientが最大になるのは $\tau = 16 \sim 17$ 日であることがわかる。このことは地球付近を通過した太陽風変動が16~17日を要して木星に到達し(平均速度400km/sに相当)、デカメータ波放射頻度を変調するという成分の存在することを示している。



斎藤尚生・大冢寛・碓井亨・湯元清文  
(東北大・理)

一般に、惑星の自転 vector を  $\vec{\omega}$ , (virtual) dipole moment を  $\vec{M}$ , 太陽風の bulk velocity vector を  $\vec{V}$  とした時、三個の vector の向の幾何学的な関係から、惑星磁気圏 (Planetary magnetosphere) を少くとも次の三種類に分けることが出来る。

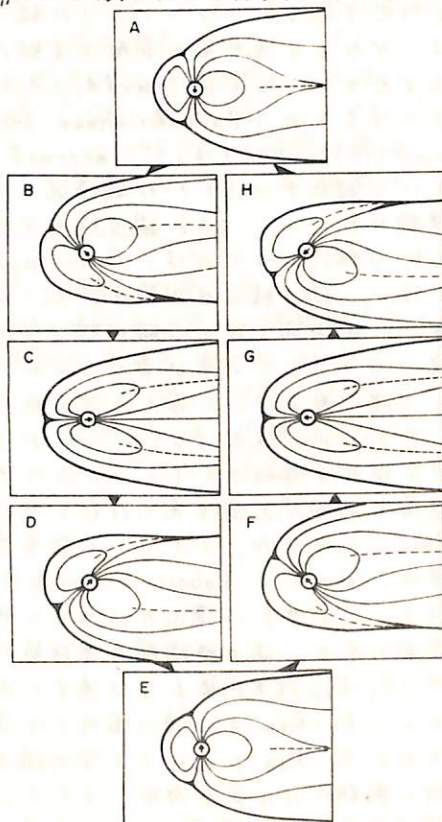
タイプ1 惑星磁気圏 これは  $\vec{\omega} \parallel \vec{M} \perp \vec{V}$  の関係にある惑星磁気圏で、現在の水星・地球・木星および春秋分点付近に在る天王星の磁気圏はこの type に分類されるであろう。タイプ1は更に、自転効果の小さい A 型 (水星・地球) と自転効果の大きい B 型 (木星) とに細分出来る。

タイプ2 惑星磁気圏 これは  $\vec{\omega} \parallel \vec{M} \parallel \vec{V}$  の関係にある惑星磁気圏で、夏冬至点付近に在る天王星の磁気圏はこの type に属する。

タイプ3 惑星磁気圏 これは  $\vec{\omega} \perp \vec{M}$  および  $\vec{\omega} \perp \vec{V}$  の関係にある惑星磁気圏で、過去の地質時代に地球磁場が逆転する途中で、或は地磁気 excursion の途中で、地球の磁気圏 (即ち paleomagnetosphere) は一時的にタイプ3になったと思われる。 $\vec{\omega} \perp \vec{M}$  になった時期を仮に perpendicular stage と名付ける。

タイプ1図はタイプ3型惑星磁気圏の一例として、perpendicular stage に在った時の地球古地磁気圏の one paleosearch day の間の形状変化を模式的に示したものである。

太陽の一般磁場が逆転する際にも太陽は一時的に perpendicular stage ( $\vec{\omega} \perp \vec{M}_\odot$ ) に入り、一種の magnetic variable star の状態になると考えられる。昨年春および秋の学会において太陽の perpendicular stage にあつた時の惑星間空間磁場の vector 構造 (即ち neutral sheet の分布) を two-hemisphere model との関係について述べた。この様な IMF の三次元構造はタイプ3型惑星磁気圏の構造を考へる際に重要な示唆を与へるものと思われる。



タイプ1図

パルサー-磁気圏の電子工学的モデル-  
電子・陽子銃とPN接合

菊地 弘

日本大学理工学部・名古屋大学プラズマ研究所

パルサー-磁気圏モデルの総合的把握には、精細なプラズマ物理よりはむしろ電子工学的背景に立脚した直観的な把握が便利である。本報告はこのような観点から、パルサー-磁気圏の構造に、従来の諸説と筆者の見解を交えて電子工学的モデル・手法の適用を試みる。

パルサーは強力な双極子状磁場を有し、高速度で回転している中性子星であって、輻射が何処で起るのかについて2つの説：(1) 光円筒説、(2) 磁極冠説 がある。(1)は、プラズマ流が星の表面上未知の個所から出発して外方に向い、光円筒の領域で輻射を生ずるとするモデル (Gold, 1969)、(2)は輻射が中性子星の表面附近の磁極冠で起るとするもの (Radhakrishnan, Cooke, 1969) で (1) とは対照的なモデルである。Sturrock (1972, 1974) は、"internal elegance" と "理論計算と実験データの比較の容易さ" という観点から (2) の磁極冠モデルを支持している。磁気圏構造を論ずるには更に二種類のモデル：(a) 磁力線モデル (b) プラズマ流モデル が必要で、回転軸が磁軸に平行な軸対称モデルは、"non-pulsing pulsar" であり、輻射は軸方向のみで常時観測される。磁力線は光円筒半径  $R_L = c/\Omega$  ( $c$ : 光速、 $\Omega$ : 回転角速度) の内部で常に閉じて居り、光円筒を超える磁力線は全部開いている (Goldreich-Julian, 1969)。開いた磁力線に沿うプラズマ流が負のコラムと正のコラムの相異した領域をそれぞれ電子流、プロトン陽子流となって恰も "電子銃"、"陽子銃" の如き電子極域 (EPZ)、陽子極域 (PPZ) から流出する。このように磁気圏プラズマが荷電分離しているという仮設は、PN接合半導体ダイオードにおけるように電子域と陽子域の接合部に空乏層または空間電荷層と両域間の電位差の存在を意味する。この磁力線モデルは中性子星の制動指数、周期パルス中分布、タイミング雑音等に関する観測結果に一致しないので、新しいモデルが要求された。Robert-Sturrock (1972) はパルサー-磁気圏には多量の冷たいプラズマが存在し、このガスは遠心力が重力に等しいかそれより大きい場所に集まるのであろうとの予測の下に、磁力線開閉の遷移箇所は光円筒 ( $R_Y = R_L$ ) でなく、重力と遠心力が釣り合う箇所 ( $R_Y = R_{FB}$ ) で光円筒よりは遠方に内方であることを指摘し、新しい磁力線モデルを提案した。 $R_Y = R_{FB}$  より遠い場所では遠心力が磁気歪に打ち勝って磁力線は落挙状に開き、このために  $R_Y = R_{FB}$  において Y 型の磁力線形状を生ずる。この新モデルは中性子星の制動指数、周期-パルス中分布、タイミング雑音、中間パルス、ラジオパルス、X線パルス等の観測結果をよく説明する。"かたパルサー" の場合、星の半径は約 10 Km、光円筒の半径は約 1,000 Km で、閉磁力線より開磁力線への移行は約 100 Km の半径で起る。

EPZ, PPZ からそれぞれ電子流、陽子流を抽出するためには、磁力線方向の電場を必要とし、回転による誘起電場のために星の表面から磁極冠の半径程度の高さ近辺電場の方向は半径方向で、それを超えると磁力線に垂直な方向に漸近する。そこで星の表面近くは空間電荷制限流で、例えば電子流中における陽子の存在は、その一部が電場によって星の表面に押し込まれるために二流体不安定性を引き起し、荷電粒子の集群作用を結果する。この効果もまた超高周波電子管における速度変調と集群作用と類似で、このような集群荷電粒子が曲率のある磁力線に沿って動くと、いわゆるコヒーレントな曲率輻射によるラジオエミッションを生ずる。文献 (1) V. Radhakrishnan & D. J. Cooke, *Astrophys. Lett.* 3, 225 (1969). (2) D.H. Roberts & P.A. Sturrock, *Ap. J. Lett.*, 173, L33 (1972); P.A. Sturrock, *Cosmic Plasma Physics Conference, Oxford* (1974). (3) P. Goldreich & W.H. Julian, *Ap. J.*, 157, 869 (1969).

# Whistler Turbulence と Alfvén Turbulence の相互作用について (I)

新部 元宏  
九大・教養・物理

Whistler Mode は 温度異方性 ( $U > T_e$ ) があると乱れが発生して、非線形相互作用を通して定常状態に達する。(1) この一つの定常状態はまたその状態をかえさうであろうか。乱れの振巾はソース (線型成長率) の関数であるから、whistler mode だけで閉じた系を許しても崩壊系では一般に乱れの状態漸移行がひんぱんに起きていると考えられる。更にプラズマは流体と異なり成分系であるから多くのモードが存在するから乱れのエネルギーが whistler mode だけにたまっているのは考えにくく、むしろ長時間後には種々のモードへも非線形相互作用を通じて分配されてゆくと考えられる。その結果、最終的には  $k$  (又は  $\omega$ ) 空間で全ての領域 (但し  $k > \frac{1}{L}$ ,  $L$ : サイズ) が乱れた状態に (又は非平衡状態) に達すると思ふ。この方向への研究は最近筆者により、外磁場のない場合 (Langmuir wave と ion 音波) (2)(3), 外磁場のある場合 ( $\Omega_e$  と  $\Omega_i$ ) (4)(5) に調べられている。

ここでは上記の一般論を更に whistler - Alfvén 系に適用して見よう。Alfvén wave は線形 Landau 減衰が主なので上記の場合とは異った発展をすると思われる。現在迄のところ whistler mode の定常的な乱れを含んだ形で whistler - Alfvén 双方の応答関数を得ている。Alfvén 波の非線形相互作用を通じて Alfvén 乱流のスペクトラムが決定され、更に最終的には低周波 Alfvén 乱流は何らかのメカニズムを通じてコヒーレントな状態に移行するのかもしれない。

## 文献

- (1) 例えば Kennel and Petschek, J.G.R. 71, 1 ('66)
- (2) Phys. Fluids (in press),
- (3) " (上記の訂正並びに高周波への応答あり)
- (4) Phys. Rev. Lett. ('75)
- (5) Phys. Fluids (submitted)



渋谷仙吉 (山形大・理)

Sirovatskii 理論<sup>1)</sup>は力学的エネルギーを重視した磁気中性点(又は線)近傍での磁気エネルギー変換を議論しているのに対して、Alfvén-Carlqvist 理論<sup>2)</sup>では磁気中性点(又は線)を必要とせず、主に磁気エネルギー変換のみを考えたもので、これまでこの二つは別種の粒子加速メカニズムであるように思われていた。

しかし、粒子密度に対する電流密度の比がある臨界値を越さなければ粒子加速が生じない (Current Limitation モデル) という本質的な観点からすると両理論はきわめて類似した実験的うらすげのある理論であることがわかった。このことは荷電粒子の速度がある限界値より大きくなると不安定になることであり、ある値より強い電場も急に印加したとき、ドリフト運動エネルギーが熱エネルギーよりずっと大きくなり、逃走電子 (Runaway Electron) が発生するという理論と根本的に同一であることが示される。したがって、両理論とも、過渡現象を含む電場加速と言える。ただし、その電場の発生メカニズムと、その印加の仕方は異って、Alfvén-Carlqvist 理論では今まで流れていた (直流的) 電流を急に切断することにより、Sirovatskii 理論ではプラズマ流速の急激な変動と磁場との相互作用によって (交流的) 電場が急に印加される。このことは Sirovatskii 理論で慣性項、Alfvén-Carlqvist 理論で自己インダクタンスが重要な役割をいっている点を考えるとさらに明確になる。

1) Soviet Astronomy-AJ, 10, 270 (1966)

2) Solar Physics, 1, 220 (1967)

尾 致・野 田 彰

東大 理 地球物理研究施設

長周期地磁気振動発生機構と関連して、非一様高温磁化プラズマ中の結合電磁流体振動の基本的性質を調べた結果を報告する。定常磁場  $B_0$  は  $z$ -方向とし、 $x$ -方向に磁場、プラズマ圧力の非一様性が存在し、非一様性による粒子のドリフト速度  $v_d$  は  $y$ -方向とする。 $y$ -方向の波長の長く粒子のドリフト運動との結合が重要な場合、 $k_x/k_y \sim v_d/v_A \ll 1$  のドリフト波が重要になる場合とに大別して考へる。 $v_A$  は Alfvén speed. この場合のドリフト振動の分散特性、振幅の空間分布、polarization 特性等を調べる。

(A) ドリフト運動が重要な場合

三次元振動は二次元振動或いは一様媒質中で分離して存在したモードが混在した振動となる。振幅分布の特異性から4つのモードに分けて考へるこゝから出来る。

(a) 連続スペクトルを与える振動 (singular points) (Fig. a の実線)

1)  $\omega = \omega_A = k_x v_A(x)$ , Alfvén; (2)  $\omega = \omega_s = k_x v_A(x) \beta^{1/2} (1+\beta)^{-1/2}$ , Ion sound

上記2モードは  $x$ -方向に伝播せず、共鳴点の振幅無限大となる。従って  $z$  including perturbation によるスペクトル幅を持つ。夫々の磁力線に於いた上記振動の励起される結果、スペクトルとして連続スペクトルとなる。実際には電離層電位偏度有限効果も考慮する(要あり)。

(b) 線スペクトルを与える振動 (regular points) (Fig. a の破線)

(3)  $\omega = \omega_f$  (fast magnetosonic); (4)  $\omega = \omega_s$  (slow magnetosonic)

上記2モードは  $x$ -方向にも伝播可能であり、共鳴点の振幅は有限である。このモードの振動が可能とする為には、磁力線に沿った定振動を加える。  $x$ -方向の有限領域内に波のエネルギーが局在される様子を屈折率分布が要求される。

(B) ドリフトモード (Fig. b)

$v_A \gg v_d$  である限り、fast は強いの影響を受けず、他の3モードはドリフト運動と結合して drift Alfvén, drift sound, 及  $\omega$  slow drift mode となる。此の場合も、振幅分布の特異性から Alfvén 及  $\omega$  sound は連続スペクトルを与える。Slow drift は discrete spectrum

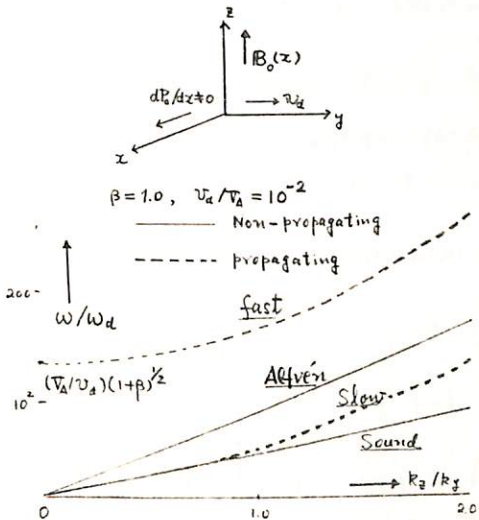


Fig. a HM-WAVES (non-drift modes)

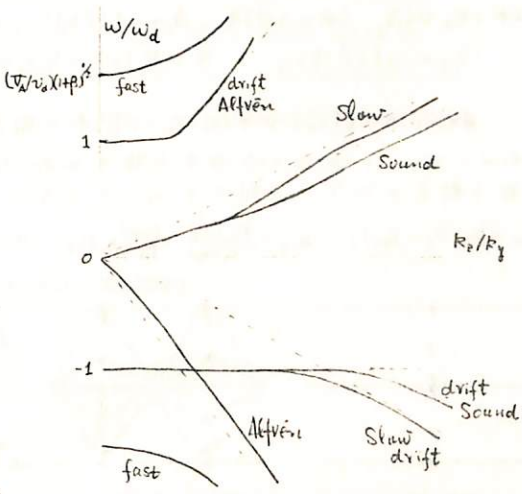


Fig. b DRIFT MODES

modulation

尾 孜・國 分 征

東大 理 地球物理研究施設

OGO 5 satellite による thermal ion flux ( $w_0 \leq 600 \text{ eV}$ ), energetic protons ( $w_0 \geq 100 \text{ keV}$ ), electrons ( $w_0 \geq 50 \text{ keV}$ ) の磁場成分の同時観測結果によると、周期 300 秒程度の地磁気振動による粒子フラックスの著しい modulation の報告がなされている。(Kokufun et al., 1976) 此の種の modulation は午後側のプロトン、午前側電子に大きく現れ、且つ粒子エネルギーによつて modulation の大きさが異なる。

以上の事から 磁力線方向には定在波、azimuthal には進行波と考へるべき位相波振動と、程度方向にドリフト運動してゐる粒子のドリフト共鳴による modulation の存在を考へた。その際、波の電磁場の有限である為の粒子軌道の変化を考慮した。波の周波数は粒子の gyro-freq に比して充分小さい ( $\omega \ll \Omega$ ) ため、波の波長は Larmor radius に比して充分大きいため、粒子分布函数を  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mu, t)$  と考へることに出来る。

$\mathbf{r}_g$ : 粒子 guiding center radius vector,  $w$ : 粒子エネルギー,  $\mu$ : magnetic moment, detector の大きさ ( $\delta$ ) の Larmor 半径より充分小さい ( $\delta \ll r_L$ ) 場合には、粒子 flux は  $\langle \text{flux} \rangle = \langle \int_{\mathcal{V}} [v_{\parallel} \hat{e}_{\parallel} \hat{n} + v_{\perp} \cos \alpha (\hat{e}_{\perp} \times \hat{n})] S \rangle$ , 但し  $S$  は detector の有効開口面積,  $\hat{e}_{\parallel}$  は磁力線方向,  $\hat{n}$  は detector 面の法線単位ベクトル,  $\mathbf{v} = v_{\parallel} \hat{e}_{\parallel} + v_{\perp}$  は粒子速度,  $v_{\parallel}$  は磁力線沿いの運動速度,  $v_{\perp}$  はドリフト速度である。波に乗った系 (相速度  $v_{ph}$ ) での方程式は

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \delta v_x \frac{\partial f_0}{\partial x} + (v_0 - v_{ph} + \delta v_y) \frac{\partial f_0}{\partial y} + \frac{dw}{dt} \frac{\partial f_0}{\partial w} + \frac{d\mu}{dt} \frac{\partial f_0}{\partial \mu} = 0 \quad (1)$$

但し  $\mu$  は粒子の bounce phase,  $\delta v_x, \delta v_y$  は波による粒子のドリフト速度である。

$$\mathbf{v}_d = v_0 - v_{ph} + \mathbf{B}_0^{-1} [\delta \mathbf{E} \times \hat{e} - \delta B_{\parallel} (v_0 - v_{ph}) - v_{ph} (\hat{e} \cdot \delta \mathbf{B}) + v_{\perp} \delta B_{\perp}] + (\mu / B_0) \hat{e} \times \nabla \delta B_{\parallel} \quad (2)$$

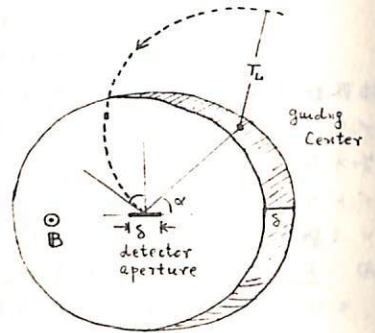
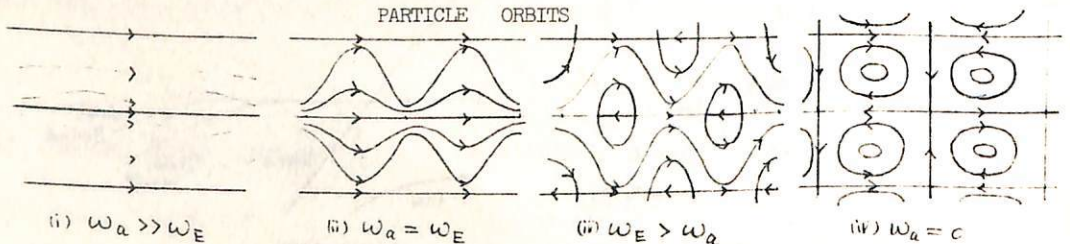
$$\delta \mathbf{E} = -\nabla \phi + v_{ph} \nabla \delta A, \quad \delta \mathbf{B} = \text{rot} \delta \mathbf{A}, \quad \mathbf{A} = \text{rot} (\hat{e} \delta A) \text{ となる}$$

$$\mathbf{v}_d = -\text{rot} (\hat{e} \delta A), \quad \mu = \mathbf{B}_0^{-1} [\delta \phi + v_{ph} \frac{\partial}{\partial x} \delta A - \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \delta A] - (v_0 - v_{ph}) \chi = \text{const} \quad (3)$$

$$d\mu/dt = -\mathbf{v}_d \cdot \nabla \phi + (v_0 - v_{ph}) \cdot \nabla (\delta \phi + v_{ph} \frac{\partial}{\partial x} \delta A) + \mathbf{v}_d \cdot \nabla \chi \quad (4)$$

bounce motion の phase の平均した分布函数の modulation を考へると粒子エネルギーによつて  $\mu = \text{const}$  となる粒子軌道は以下に大別される。その各々について、modulation を調べる。

これより  $\omega_a = k_y (v_0 - v_{ph})$ ,  $\omega_E = \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_x k_{01}} \frac{v_0 \mu}{v_{ph}} k_x \delta v_E$  但し  $|k_{01}| = |d \ln B_0 / dx|$ ,  $v_0$  は  $\text{grad-B}$  のドリフト速度。



POSITION OF GUIDING CENTER OF PARTICLES CONTRIBUTING TO OBSERVED FLUX

ON THE FORMATION OF ELECTROSTATIC SHOCK WAVES ASSOCIATED  
WITH AURORAL ELECTRON PRECIPITATION\*

Takashi YAMAMOTO

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

We have shown that electrostatic shock solutions can exist under the conditions which prevail in the high-latitude plasma sheet. The plasma sheet electrons are energized by the shock potential and are assumed to cause the highly structured auroral arcs. The most feasible shock models in our analyses include the plasma sheet hot ions and ambient cold ions, an upward field-aligned current carried by the plasma sheet electrons in the loss cone, the secondary and backscattered electrons produced by the accelerated beam electrons, and the cold ionospheric ions. The shocks have been assumed to be located at 2500-km altitude and the distributions of secondary and backscattered electrons have been computed according to Evan's model. The resulting total electron flux has a spectral characteristic remarkably similar to an actual auroral electron flux, measured by Frank and Ackerson (1971). In our models, the upward field-aligned current is mainly carried by the accelerated primary electrons, but the plasma sheet ions make negligible contribution to the field-aligned current because most of them are reflected by the shock potential or the magnetic mirror effect.

It is suggested that these electrostatic shock waves might be accompanied by potential fluctuations, whose amplitudes are of the order of 10 eV, in the downstream asymptotic region of the shocks. The existence of them is likely to be necessary for the formation of shocks, because, without them, excessive charge separation in the shock region would be produced by injections of cold ionospheric particles. The feasibility of our shock models is also demonstrated in terms of "stability" to small variations in amplitude of the potential fluctuations downstream.

\* submitted to Planetary and Space Science

# SQUID磁気計による磁気脈動の観測(I)

北村泰一, 石津美津雄, 蓮尾隆一, 飯島哲 = 九大理学部

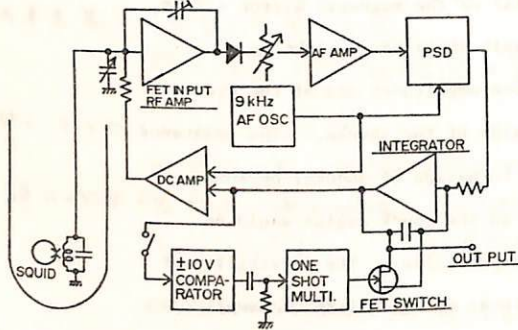
このほど, SQUID磁気計 実用試作1号機が完成し, 研究室実験から, 野外実験の段階に入った。観測は学内で液体ヘリウム約2Lをマホービンにつめ, 約10 km東北の位置にある九大粕屋演習林迄運搬し, この観測小屋で液体ヘリウムが蒸発する迄の2~3日間観測するのを1回の観測とし, 1975年12月から, 大体月に1~2回の割合で試験観測を繰り返している。

### 表1 仕様

- センサー; 非接触型,  $3\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  のシリンダーに3成分格納
- 固有ノイズ:  $10^{-8} \sim 10^{-9}\text{ G} (?)$
- 総合ノイズ:  $\sim 10^{-7}\text{ G}$
- スループット:  $2.5 \times 10^{-2}\text{ G/sec}$

観測はこれまで1回毎に改良を加えつゝある段階であるが, 今回は序報としての観測結果を報告する。

試作機の仕様を表1に, ブロックタイプグラムを本図に示す。表1中, センサーの固有ノイズは $10^{-8}\text{ G}$ 以下が期待されるが, 実験室内では高キューマールシールド(30cm幅100cm高)内でも十分なノイズのため, 結局 $10^{-7}\text{ G}$ 以下の精度では測定できなかった。



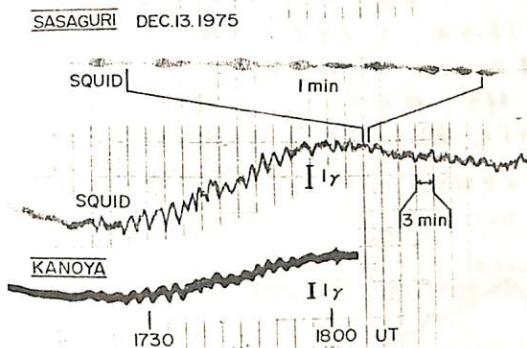
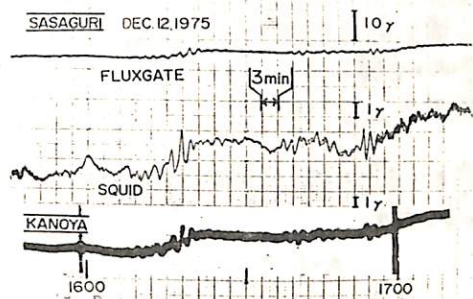
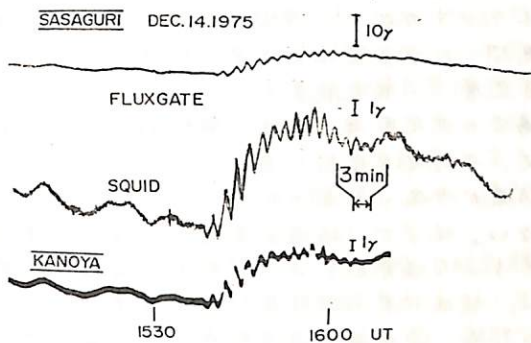
### 特長

- 高感度のため, 従来測定し得なかったレベル以下の微小変化を測定できる。スライドにて Fluxgate と比較をし, SQUID の優位性を示す。
- 3成分測定ができる。
- 測定機自体は比較的安価である。試作機の材料費は数十万円。但し素子製作のための設備には費用がかかる。飛行機搭載の場合には, ガラスマホービンと金属製に替へたり高信頼化の為に数倍の費用が必要であろう。
- 消費電力 概100 mW (記録部分を除いて)。液体ヘリウム消費は1日約1L (~800円)
- 応用範囲が広い。極微小地磁計, 微小気圧計, 微小重力計等地球物理計測機全般に利用されること以外に, 心臓磁場, 脳磁場, 生体磁場計測等生体医学計測に有効。

SQUID磁カ計による磁気脈動の観測(Ⅱ)

(観測例と予備的解析)

蓮尾隆一, 坂 翁介, 北村泰一  
九大理学部



前項で述べたSQUID磁カ計にお  
て、観測された例の若干を示す。  
観測地は九大粕屋(Kasuya)演  
習林 [= 篠栗(ササグリ)演習林]で  
九大の東北約10 kmの地矣である。

観測はいつでも夜間のもので、昼間  
は noiseのため余りよい記録が  
とれない。

- 図1, 2の3つのトレスは上から  
Fluxgate, SQUID (いずれも粕屋)  
及〇鹿屋における標準磁カ計  
の記録(地磁気観測所の好意で)  
である。いずれの場合もSQUID  
の記録の方がそのS/Nが良し  
あいてすべし
- 図3; それでもSQUIDの記録  
は広帯域(DC ~ 20 Hz)の記録の  
ため、見かけ上S/Nがかなり悪  
なっている。これは高周波の信号  
が含まれているので、図3の場合  
時間軸をひきのばしてみると  
2 Hzの信号が重畳していること  
がわかる。この2 Hzの信号(Pc 1μV)  
が自然現象であるのか、又は人  
工的なものであるかは、現在その  
同定を急いでいる

● 周波数解析

従来の周波数解析(アナログ及びデジタル共)法では周波数分解能が低く、そのため解析区  
間中充分多くの波動を含んでいなければならなかった。この為満足な解析はVLFや  
ULFの一部(Pc 1)にとどまり、それより低い周波数の解析は満足には出来なかった。  
しかし、最近MEM(Maximum Entropy method)の出現により、この例のように  
おとちと続かないような現象にも周波数変化の微細構造を解析出来る  
ようになった。講演時にはMEMによる結果や三成分観測によるpolarizationの結果を示す。



Pc3型磁気脈動

桑島正幸

(地磁気観測所)

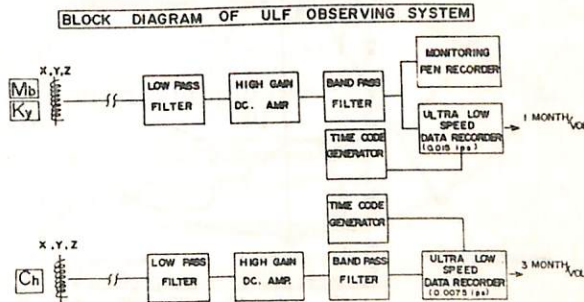
IMF期間では、極光帯及びアラズマホースでの超低周波アラズマ波動(磁気脈動)の多点観測が実行されているが、この種の波動の物理的特性を完全に把握するには、同時に中低緯度にも及び、汎世界的な波動観測が必要である。

特に中低緯度におけるアラズマ波動は、オーロラオーバル 或いはアラズマホースにおけるものが伝播してきた結果であるとする立場から見ると、中低緯度での子午線に沿った数ヶ所の観測点での連続、同時観測が波動の伝播特性を知る上で重要な意味をもってくる。

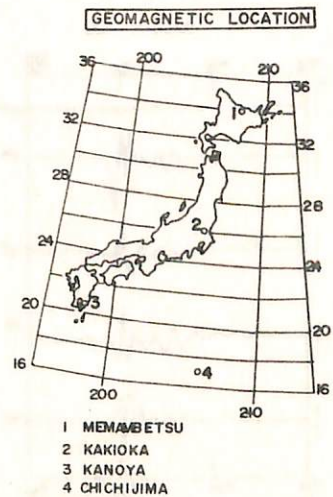
地磁気観測所では、女満別(磁気緯度 34.0°), 鹿屋(20.5°), 父島(17.1°)において磁気脈動の連続記録を行っている。観測装置のブロック図を(図1)にし、各点の磁気的位置を(図2)に示す。(図2)からも明らかであるが、女満別と父島は各々磁気経度が 208.4°, 208.9° とほぼ同じ子午線に沿って位置しており、両点での現象の比較は興味深い。又鹿屋も経度効果を知る上で意味がある。

(図1)に示された観測装置では Pc1 から Pc5 に至るまでの現象を網羅しようが、今回は中低緯度における典型的な波動で、かつ最近 *Interplanetary Magnetic Field* との対応などで再び注目を集めつつある Pc3 についての解析結果を報告する。

(図1)



(図2)





I-56

極光帯における  $P_2$  脈動と関連現象 (四)

オーロラ活動と  $P_2$  との対比

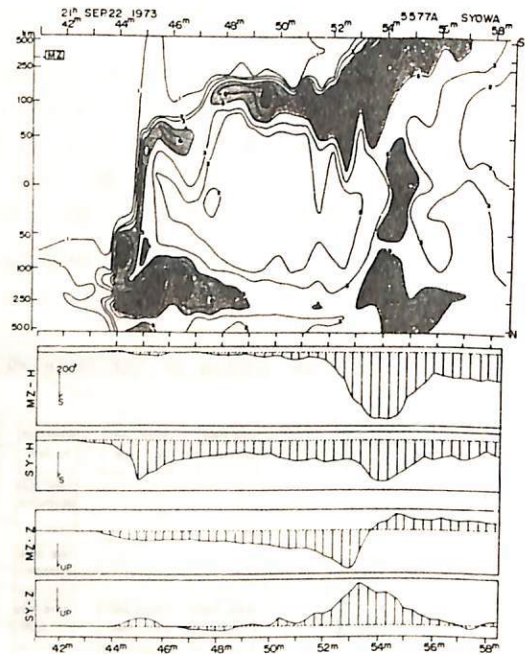
桑島正幸

(地磁気観測所)

前々回の学会で 極光帯の観測点 昭和基地 (磁気緯度  $-69^{\circ}34'$ )、これとほぼ磁力午線を等しくして高緯度側に位置する みずほ基地 ( $-71^{\circ}50'$ ) で、サブストーム時に同時に観測された 地磁気変動と、昭和基地での オーロラグラムとを対比した結果から、オーロラの中に *sharp concentrated westward auroral electrojet* を仮定することによって、両者の変動の様子を説明できることを報告した。その一例を下図に示す。

今回は 地磁気変動に加えて オーロラ活動と  $P_2$  との関連について見ていく。オーロラ活動は典型的なものとして、オーロラの強度の増加と、オーロラの *poleward expansion* があるが、その各々がどのように  $P_2$  および  $P_2$  burst と関連しているかを 解明することを 試す。

加えて、オーロラとは 異なる *range* のエネルギーをもった荷電粒子の降下の情報を知る上で *Cosmic Noise Absorption* の資料をあわせて吟味する。



中低緯度及び「アラズマホーズ」における P<sub>2</sub> の  
スペクトルの対比

桑島正幸  
(地磁気観測所)

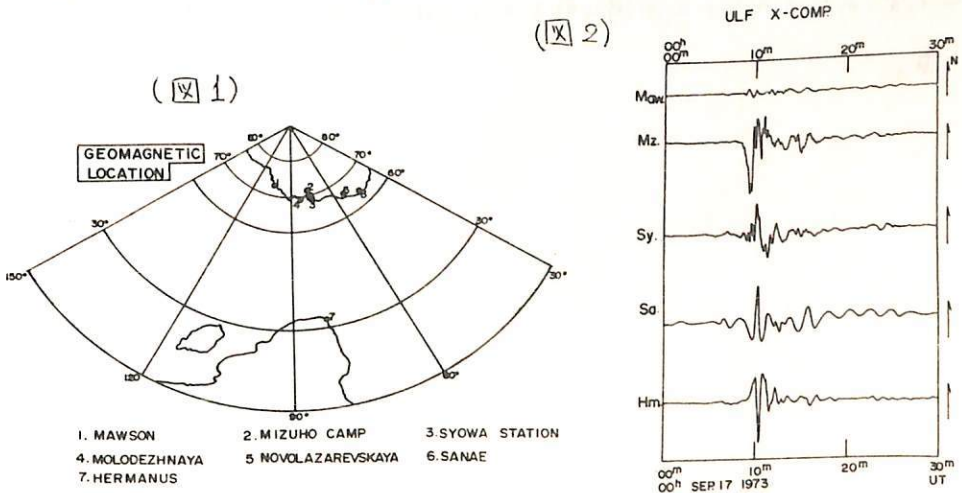
前々回及び前回において、昭和基地とみずほ基地 それらとほぼ同じ子午線に沿って位置する 中低緯度の観測点である Hermanus での資料について、P<sub>2</sub> のスペクトル分析をした結果、極光帯で Substorm onset に伴って出現する P<sub>2</sub> 脈動の中に、中低緯度において damped type oscillation をもってみられる P<sub>2</sub> の周期に相当する成分があることが確認され、これから P<sub>2</sub> の主因は オーロラルオーバルの磁気線の oscillation であるということが 強く示唆されるということを報告した。

今回は P<sub>2</sub> 脈動のスペクトル分析をさらに進めるが、使用する観測点として、脈動については Mawson (オーストラリア), SANAE (南アフリカ) 又 magnetogram については Mawson, Molodzyhnaya, Novolazarevskaya (ソ連) を加える。これらの観測点の磁気的位置を図 1 に示し、各観測点で同時に観測された P<sub>2</sub> の記録例を図 2 に示す。corrected magnetic latitude を使用した場合 各点での L value は、Mawson L = 9.1, Mizuho L = 7.7, Syowa L = 6.3, SANAE L = 4.0 となり SANAE がアラズマホーズ 付近に位置していることが注目される。

P<sub>2</sub> のように duration が短かく かつ 欠の中に 幾つもの成分を含んでいる現象のスペクトル分析を行う場合、従来の Blackman-Tukey の方法では、十分な効果を課することができない。今回は Burg S によって開発され、又最近では R. Currie (1) や P. Sutcliffe (2) S によって 地磁気あるいは磁気脈動の解析に应用されている Maximum Entropy Method を使った P<sub>2</sub> のスペクトル分析を試みる。

(1) R. Currie ; J. Geophys. Res., vol. 79, no. 36, 5657, 1974.

(2) P. Sutcliffe ; Doctors thesis of the Potchefstroom Univ. for C.H.E., 1975.



I-58

自己回帰モデルによる地磁気脈動のオーロラ  
脈動のスペクトル解析國分 征  
東京大学理学部

Burgにより導入された Maximum entropy 法 (MEM) によるスペクトルの推定は、いろいろな地球物理現象の解析に活用され、従来用いられてきた Blackman-Tukey 法、Periodogram 法にくらべて多くの利点をもっていることが示されている。特に MEM は短いデータを用いた場合でも、分解能の良いスペクトルが得られるが、prediction error filter の長さを探る規準がないことが欠点とされていた。最近、この MEM は自己回帰モデルと統計的に等価であることが証明され、自己回帰モデル解析において導入された prediction error coefficients 推定の規準量 (赤池の Final prediction error) FPE を用いることによりこの欠点が除かれることが明らかにされた。ここでは MEM と同等な自己回帰モデルによって、地磁気脈動のオーロラ脈動のスペクトル解析を行う。

用いたデータは南極昭和基地で得られたものであり、これにより夜間の  $P_1$ 、特に  $P_2$  とオーロラ脈動のスペクトルの比較、又  $P_3$  -  $P_5$  レンジの脈動スペクトルの特性を調べる。自己回帰モデルによる、主要なスペクトルピーク附近を除いては B-T 法にくらべて滑らかなスペクトルが得られるので、小さいスペクトルピークの有無性の判定が容易である。



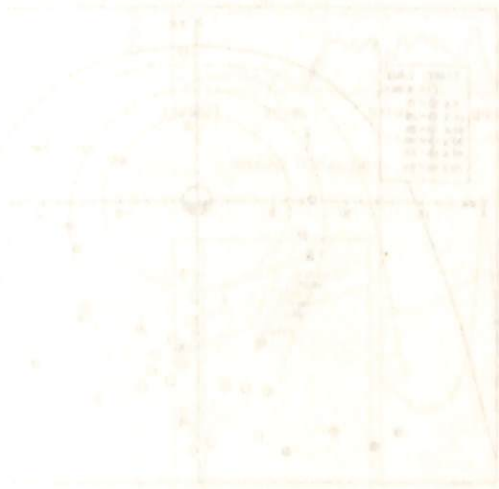
カナダ北極圏極冠帯及びオーロラ帯に於ける  
地磁気脈動の観測とその結果

加藤愛雄・高橋隆男  
東海大学工学部航空宇宙

カナダ北極圏極冠帯に位置する Cambridge Bay とほぼ同経度のオーロラ帯に存在する Fort Smith の2地長に於いて、1974年8月14日から8月30日の間、誘導磁力計を用いて地磁気脈動の同時観測を行った。

解析の結果、地磁気脈動の Pi 型変動に関して day side cusp と関連している昼間の Pi と Substorm に供う夜間の Pi では異なっており、又、周波数特性も Cambridge Bay と Fort Smith では明らかに相違している事も解った。

更に、夜間の Pi 型脈動では Cambridge Bay に出現する現象が Fort Smith よりおよそ 10分～20分程度遅れる場合が数例観測されており、本稿では、この遅れを説明する Pi の発生機構について議論する予定である。



湯元清文・斎藤尚生・小山幸男  
(東北大学 理学部)

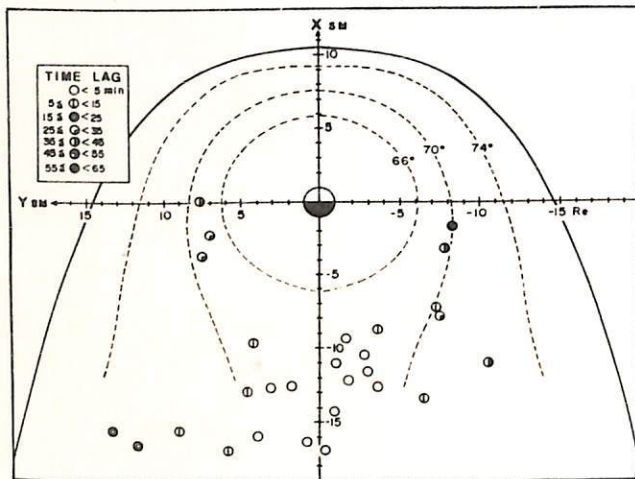
Substorm に伴って、長周期の減衰型磁場変動が極域の限られた領域で観測されることを見出されており、P<sub>6</sub>型P<sub>3</sub>磁場変動と呼称されている。前回の学会において、磁気圏の中を観測されたP<sub>6</sub>の発生領域と、P<sub>6</sub>に関連した field-aligned current の longitude 方向への伝播特性について報告した。

最近 plasma data を入手することが出来たので、今回は更に解析をすすめる。P<sub>6</sub>の発生領域の latitude 方向への伝播特性とP<sub>6</sub>に伴う plasma flux の変動について調べた。

data としたは、主として Oct-5 の磁場と plasma の記録を使用した。Substorm onset = P<sub>2</sub> onset の関係を用い、P<sub>2</sub> onset から P<sub>6</sub> onset までの time lag を求めた。P<sub>6</sub>の発生領域の伝播特性を調べた。その解析結果の一例を先一図に示す。time lag の大きさが黒い点の形で表わされ、P<sub>6</sub>の発生領域が dawn 及び dusk 方向へ、longitudinal expansion していることが示されている。latitudinal expansion については、longitudinal expansion 程顕著な傾向はみられぬ。

次にP<sub>6</sub>型磁場変動と plasma flux の変動との関係を調べてみると、ほとんどのP<sub>6</sub>型磁場変動に伴って、plasma flux のP<sub>6</sub>型変動が見られ、両者は concurrent に out of phase の変動をする傾向があることがわかった。又、electron flux と proton flux は、in phase のP<sub>6</sub>型変動をしている。

この様はP<sub>6</sub>発生領域の latitude 方向への伝播機構および plasma flux のP<sub>6</sub>型変動機構についての考察を試みる。



第一図

磁気圏および磁気圏境界領域における

HM-波動の特性

磯井 亨, 高橋 圭衛

東北大理

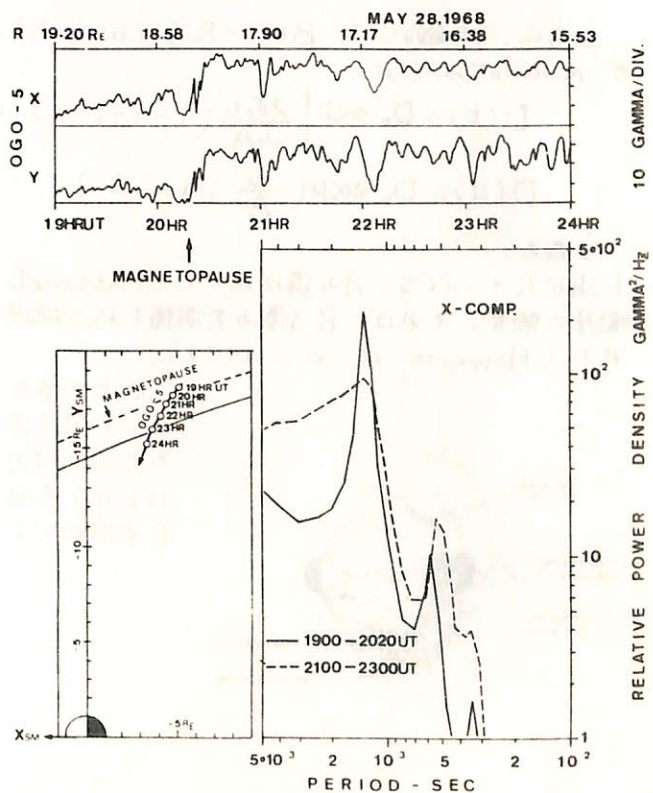
磁気圏境界領域におけるHM-波動は磁気圏および地上で観測されるHM-波動に対する有力な source として考之得る。磁気圏および地上における長周期HM-波動の夫々ごとの特性および相互の関連に関しては、すでに度々学会において言及し、その対応が極めてよいという事を示して来た。今回はこれ迄に得られた結果にもとづいて、磁気圏でのHM-波動の特性を整理し、更に人工衛星OGO-5のデータを解析する事により磁気圏境界領域でのHM-波動の特性を明らかにし、磁気圏および磁気圏境界領域でのHM-波動の相互の関連を検討する。

人工衛星OGO-5のデータをもとに、比較的長周期のHM-波動のPower SpectrumをMaximum Entropy Method (ME-method)を用いて解析した結果、磁気圏および磁気圏境界領域でのHM-波動の特性に関して、次の諸点が明らかになった。

1. 磁気圏境界領域および磁気圏内部でのSpectrumを比較すると、極めて類似の周期帯で相互に対応したspectral peakが存在する。(下图右下端の図参照。実線および点線で示した曲線は夫々、磁気圏境界領域(19:00-20:20 UT)および磁気圏内部(21:00-23:00 UT)でのPower Spectrumを示す。)

2. 磁気圏の横腹(flank)部分により大きなPowerのHM-波動が存在する。

これらの事は磁気圏境界領域でのHM波動が磁気圏および地上でのHM-波動のsourceとして重要な役割を果していることを示唆している。



極光帯の昼間に発生頻度の大きいELF帯エミッションが、Pc3地磁気脈動により Strong modulation される“SMエミッション”と、活発な地磁気脈動に weak or no modulation される“WMエミッション”とに分類され、それらの特性を調べた。その結果、次のような特徴が明らかになった。

- (i) SMエミッションの発生頻度ピークは late morning にあり、WMエミッションのピークは early morning にある。
- (ii) SMエミッションは極方向から到来し、WMエミッションは赤道方向から到来する(昭和基地での方探観測より)。
- (iii) SMエミッションは低緯度でも同時に受信される地磁気脈動により modulation される(Sato et al., 1974)。
- (iv) SMエミッションは Eights (L~4) より Byrd (L~6.8) で受信される。(Kitamura et al., 1969)
- (v) SMエミッションは右廻り偏波(H-D面内)のPc3脈動に伴ない、WMエミッションは左廻り偏波のPc3脈動に伴ない例が観測された。しかし、偏波の統計解析によれば、右廻り偏波が圧倒的に多く、(i)の地方時依存性との関係が明らかでない。むしろ、(i)の結果は(ii)の到来方向の地方時依存性に支配されている。

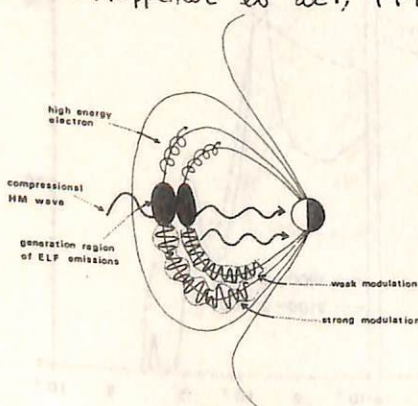
さらに、理論的には、 $B(t) = B_0(1 + b \sin \omega_0 t)$  の圧縮性脈動により、拡散係数  $D(t)$  が modulation され、

$$D(t) = D_0 \exp \left[ \frac{2\gamma_0 b}{\omega_0 A} (1 - \cos \omega_0 t) \right] \quad (\text{Coroniti-Kennel, 1970})$$

$$D(t) = D_0 \exp \left( \frac{b}{A} \sin \omega_0 t \right) \quad (\text{Haugstad, 1975})$$

となる。

L値が大きくなるとAの値は減少し(Matsumoto and Kimura, 1970), Ogo 3-5 衛星の観測によれば、Pc3帯の大振幅を持つ磁場変動が昼間の magnetosheath で受信された(Heppener et al., 1970)。



以上の事から、「SMエミッションはWMエミッションの発生領域よりも magnetosheath に近い磁気圏の赤道面付近で、圧縮性脈動に伴ない電子-サイクロトロン共鳴が強く modulation されて発生したELF帯波動であると結論される。

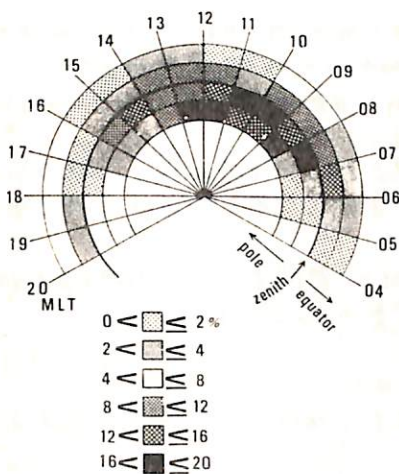
ELF放射の到来方向(II)

— エミッション強度と到来方向の関係 —

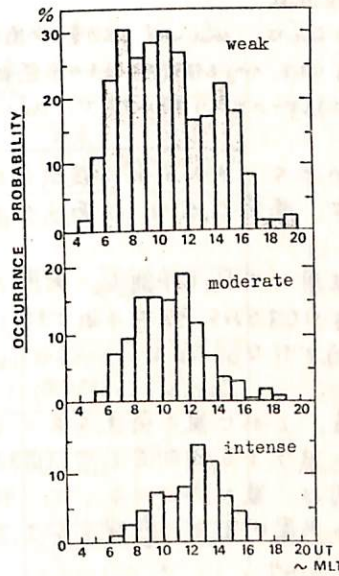
佐藤夏雄, 林幹治  
(東大理)

極光帯における0.75 kHz エミッションの到来方向の統計的性質として、早朝には北、午前には南、午後には南西、夕方には北西から、それぞれ到来するという顕著な地方時依存性がある事が明らかになった(図1)。この地方時依存性の統計結果は衛星による直接観測と定性的にはほぼ一致する。

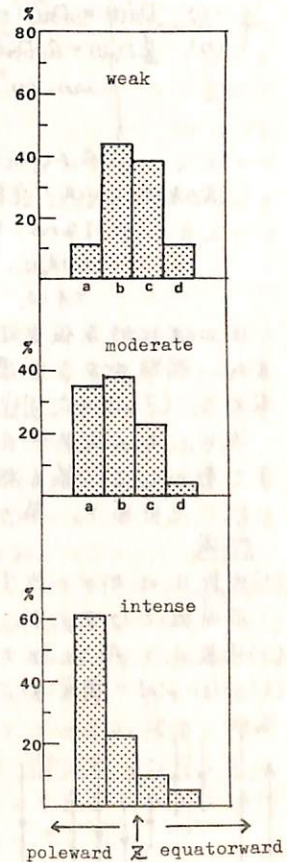
エミッション強度と到来方向の関係を調べするために、エミッションの受信強度を3段階に分け、受信強度、到来方向の強度別の地方時依存性について調べた。その結果、i) 弱いエミッション強度の発生頻度は午前側にゆるいピークを持つが、強度が強まると、ピーク的位置は正午から午後へと移動する(図2)。ii) 弱いエミッションの到来方向は天頂付近であるが、エミッション強度が強まるにつれ、極方向からの到来が圧倒的に多くなる(図3)。



(図1)



(図2)



(図3)



惑星間プラズマパラメータと Dst index との  
定量的関係式について

家森俊彦, 佐藤文彦, 前田坦, 亀井豊永  
京大理

惑星間南向き磁場が、磁気圏へのエネルギー流入、そのゆえ嵐の原因として本質的役割を果たしていることは、既に明らかになっている。それでは、南向き磁場が嵐に対して、定量的にどのように関与するのか、また、南向き磁場だけが重要なのか問題になる。Burton et al. (1975) は、ring current へのエネルギー流入率と、南向き磁場に伴う電場との間に一次関係が成立すると仮定して、Dst index を、惑星間プラズマのデータから予測する定量的関係式を提出した。彼らの式は、Dst index を相当うまく再現するが、非常に正確とまではいえない。惑星間プラズマの何が、どのように嵐の原因として作用しているのかを定量的な方面から明らかにする目的で、ひとまず彼らの式が、どの程度正しく、またどのように正しくないのかを調べてみた。データは、中低緯度で観測所の磁場データと、EXP.33, 35号の磁場及びプラズマデータを使用し、計7(+3)個の嵐について調べた。

解析方法: Burton et al. (1975) に基づき、以下の式を仮定。(多少単純化した。)

$$\begin{cases} (イ) Dst(t) = Dst(t) - C_1 \sqrt{N V(t)} + C_2 \\ (ロ) \frac{d}{dt} Dst(t) = A_1 Dst(t) + A_2 \cdot V B_z(t - \tau_m) \end{cases} \quad (\text{ただし } B_z > 0 \text{ の場合は、} B_z = 0 \text{ とする})$$

$(N(t), V(t), B_z(t))$ ; 時刻  $t$  に於ける solar wind の粒子数密度、速度、磁場南北成分。  
 $\tau_m$ ; 磁気圏先端で観測したと仮定した  $V B_z$  の変化が地上の Dst の変化として現われるまでの時間おく。  
 $C_1, C_2, A_1, A_2$ ; 定数。

式の意味: (イ)式で定義される Dst は、solar wind の圧力変化の影響を、Dst から除いたもので、ring current の強さを示す。D.P.S.-公式により、ring を構成する粒子の全運動エネルギーを示すと考えられる。(仮定①)  
(ロ)式は、ring のエネルギーの出入りを表す式で、Dst に比例する減衰(仮定②)、及び  $V \cdot B_z$  に比例する供給(仮定③)を考へる。

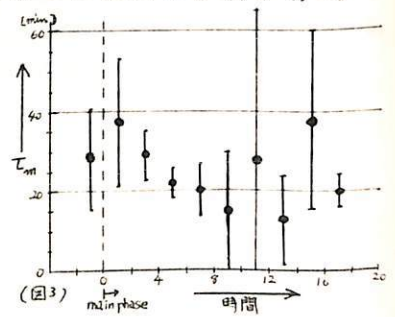
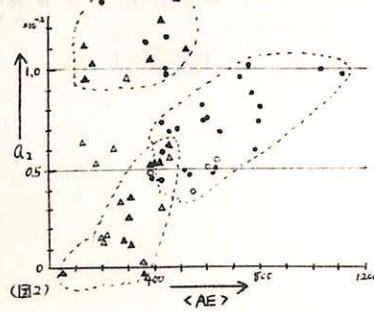
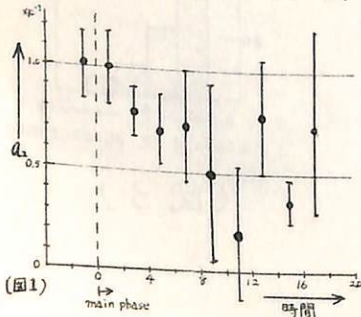
(イ),(ロ)式に於ける仮定①~③のうち、それぞれに疑問点があるが、仮定③に最も興味があり、また、問題があると思うので、係数  $C_1, C_2, A_1$  はあらかじめ固定し、最小二乗法で  $A_2$  の値を求めた。 $(\tau_m$  は一定固定)。

次に、上で求めた  $A_2$  の値を用いて Dst を予測し、実際の Dst との相関をとる。 $\tau_m$  を 0 分から 90 分まで動かして、最も相関のよい(すなわちうまく予測できた)ときの  $\tau_m$  を求める。

以上の計算を、嵐の各段階で行なった。

結果

- (1) 係数  $A_2$  は、桁が一致する程度。しかし、嵐の発達と共に減少する傾向がある。(図1)。 $\tau_m$  は、より不明確ではあるが、同様に減少する傾向をもつ。(図3)
- (2) 係数  $A_2$  と AE index との相関図は、嵐の phase によって、特長的な分布を示す。(図2)
- (3) solar wind の密度  $(N)$  が、 $A_2$  の時間的变化に影響を与えているように思われる例がある。



茂木 徹  
京大理

磁気嵐発始部に関しては、前世紀末以来数多くの解析がなされてきたが、統一的理解のためには、何かが抜けている部分があるように見られる。この部分を埋めるべく、統一した解析結果とそれに基づく解釈を今の段階でまとめると次のようになる。

Korov から Pt Barrow までの 7 x 7 x 7 km<sup>3</sup> の観測所の Repulsion magnetogram を用いて発始部の型と onset time の分布に着目して、世界的構造を分類すると表1のようになる。

Case	Occurrence Probability	Type of SSC			Onset Time
		dayside equator	afternoon side		
			middle lat.	high lat.	
1	30 - 40%	SC	SC	SC	almost simultaneous at all stations
2	60 - 70%	SC*	SC	SC*	later in middle lat. stations where the SSC is recorded as SC
3	rare	SC*	SC*	SC*	almost simultaneous at all stations

解析結果表  
1はSCのPRI部分D<sub>SC</sub>とSCのMain Impulse D<sub>SC</sub>と1式のように表す

1式

$$D_{SC^*}(\lambda, \phi) = DP_{SC^*}(\lambda, \phi)$$

$$D_{SC}(\lambda, \phi) = DL_{SC}(\lambda, \phi) + DP_{SC}(\lambda, \phi)$$

と都合が良い。=すなわち、DPは極地方に印加された電場によるものであり、DLは低緯度で dominant な部分である。その性質は表2にまとめられる。

表2	源の位置	D <sub>SC*</sub>		D <sub>SC</sub>	
		DP <sub>SC*</sub>		DP <sub>SC</sub>	
		非定常	非定常	定常	非定常
源の位置	磁気圏圧縮現象 (Tail 方向への進行波)	マフネト-ス (+ 磁気圏)	磁気圏 (強化された対流)		
源の電場の向き	夕 → 朝	朝 → 夕 (マフネト-ス磁気圏電離層)	朝 → 夕		
電流の位置	電離層	マフネト-ス磁気圏電離層 地球	マフネト-ス (+ 環電流 Tail 電流)		電離層
伝播	非等方HM波 (極電離層へ)	等方HM波 (低緯度へ)	ビーム状 (低緯度へ)	非等方HM波 (極電離層へ)	磁気圏の等電位性 (極電離層へ)
地表の到着順	1	2		3	
地表での開始時間分布	ほぼ同時	昼側: ほぼ同時 夜側: 遅い		ほぼ同時	
地表での強度分布	高緯度)と極人 20°以北で0	赤道で極大、 中緯度減少	高緯度へ向い	高緯度 赤道赤道で極大 20°以南で0	
環電流と電離層電流の関係	一致	D <sub>t</sub> (SC)は電流の向きが逆	電離層電流はほぼ0	D <sub>s</sub> (SC)とほぼ一致	D <sub>s</sub> (SC)型
その他	出現15%程度 (30%+%)			equatorial enhancement の原因	

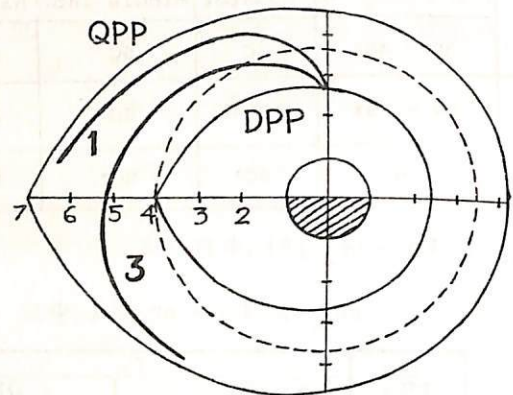
- 以上より次の3点を結論づける。
- ① SCの主原因は高緯度: 印加された dusk → dawn 電場による荷電粒子による電離増加である。
  - ② 赤道 SCは DP 場の equatorial enhancement である。赤道に直接入射する現象によるものである。
  - ③ このモデルにより、SCの equatorial enhancement rate が SCの強さより大きいという観測結果が説明できる。
  - ④ 開始時間の分布は表1に示されるような世界的構造の相異と DL-part DP-part の強度分布の非一様性を考慮し、なすことである。訂正は必要ない。
  - ⑤ DP<sub>SC\*</sub> part が出現する条件は今の段階では不明であるが IMF 組成との関係が注目される。

丸橋 克英  
電波研究所

プラズマ圏の thermal plasma の分布に対する磁気圏対流の効果は、一本一本の磁力管を対流の流線に沿って時間的に追跡することによって計算できる。この手法に従って地磁気嵐後のプラズマ圏の回復過程を理論的に調べた。簡単のため、地磁気嵐終了時のプラズマポーズを図のように DPP で与え、静穏時の対流電場は、最終的にプラズマポーズが QPP となるような一定状態を仮定する。DPP, QPP は赤道面での対流電場のポテンシャルを

$$\Phi = -AL^2 \sin \phi \quad (\phi: \text{太陽方向からの方位角})$$

とし、A の値を変えることによって求められる。DPP と QPP の間の領域（外部プラズマ圏）が考察の対象となるが、DPP は静穏時対流の流線と一致しないため、時間とともに変形することに注意しなければならない。参考のため 1800 LT で  $L=4$  を通る静穏時の流線を破線で示す。厳密には DPP の内部の領域（内部プラズマ圏）も対流の変化によってプラズマの再分布が行なわれるが、この効果は比較的小さいので、ここでは問題にせず、静穏時の定常状態で代用する。図の太い実線 1, 3 は、それぞれ、地磁気嵐の終了後 1 日、3 日後に正午 meridian に到達する磁力管の地磁気嵐終了時における位置を示している。これは、対流電場の影響で、磁力管が地球のまわりを一回転するのに要する時間が、地球から離れるに従って長くなることを反映している。



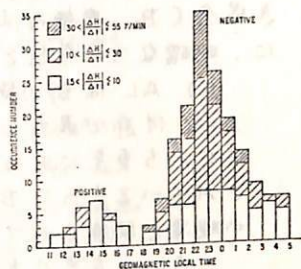
ring current protons や数 10 keV の電子が DPP 付近まで分布しているとすると thermal plasma 密度の急激な変化が予想される QPP, DPP 付近で、高エネルギー粒子とプラズマの相互作用が行なわれることが想像される。これは、電離層加熱を通じて電離層高度（例えば 500 km）に電子密度トラフをつくる一つの可能性を与える。勿論この問題を議論するには、高エネルギー粒子分布についての考察が必要であるが、外部プラズマ圏の回復情況が、この機構を支配する一つの重要な要素である。

現段階で明らかになる主な研究成果は次の二点である。

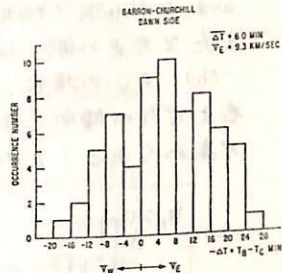
- (1) 外部プラズマ圏のプラズマ供給過程が時間的に追跡できた。この結果、外部プラズマ圏の回復情況に応じて、電離層トラフの動きを追跡する可能性が開かれた。
- (2) 一般に磁力線は地球の回転とずれた運動をしているため、地上で観測した外部プラズマ圏の回復過程からプラズマ供給の割合を推定するには注意を要する。

電波研究所 恩藤忠典

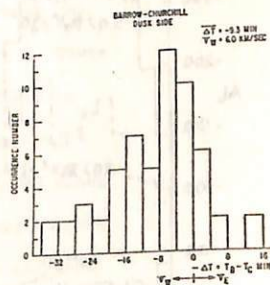
1966年6月, 8月, 10月, 11月の地磁気静穏時に発生した 191 回の Sharp Isolated Bays について, Leirvogur (70.1°, 71.5°), Great Whale River (66.6°, 348.1°), College (64.7°, 257.0°) で観測された Normal Run Magnetograms を用いて, 嵐開始時の地磁気水平成分の急激且→単調な減少部分の時間変化率  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}|$  を求めた。右上図は, こうして求めた  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}|$  の地磁気地方時分布である。急激な嵐が, 22~23 地方時に最もよく起り, 嵐の活動域がこの地方時に最もよく発生することと示している。22~23 時の  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}|$  が, 極光帯に南向きにかつた靜電場によって誘起された西向き電離層電流によるとして, 電場がかつてゐる特性長  $L$  とすると,  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}| \sim E/L$  と表わされる。  $E$  mV/m,  $L$  km,  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}|$  %/min の場合,  $E \sim 6.0 \times 10^{-3} L \cdot |\frac{\Delta H}{\Delta t}|$ 。



極光ジェット中約 2° に対する  $L=200$  km,  $|\frac{\Delta H}{\Delta t}|=50$  %/min を代入すると, 嵐の開始時の南向き電離層電場として,  $E=60$  mV/m 程度の値を得る。電離層で緯度中 2° を, 66.6° の磁カ線に沿って, 赤道面に投影すると,  $3.69 \times 10^3$  km になり,  $E=60$  mV/m に対して  $E_m=3.2$  mV/m の強い磁気圏局所電場を得る。



次に地磁気地方時で, 18-23 時を Dusk Side, 23-05 時を Dawn Side とし, 地磁気緯度がほぼ等しい, Barrow (68.5°, 241.1°) と Churchill (68.7°, 322.8°) とにおける磁気圏嵐の局所的開始時刻の経度方向の差を読み取った。この差を, 68.6° の緯度における高度 100 km の小円に沿った 2 地突間の距離で除して, 見掛けの伝搬速度を求めた。中, 下図は夫々, 明方側で, 東向きに  $V_E=9.3$  km/sec, 西向きに  $V_W=6.0$  km/sec の平均値を与える。これらはいずれも, 超音速で, オーロラサージの速度よりも大きい。北見向としては, 嵐の局所的開始が, 23 時頃の経度を中心に, 東西に超音速で伝搬して行くように見られる。



68.6° の磁カ線に沿って, 赤道面に投影すると,  $V_W \sim 170$  km/sec 及び  $V_E \sim 260$  km/sec となり, 磁気圏の Fast Mode の HM 波の速度のオーダーになる。

Sun-Earth line と地球の dipole 軸とのなす角の  
auroral electrojet の発達に対する影響

青木 孝夫  
名大 理

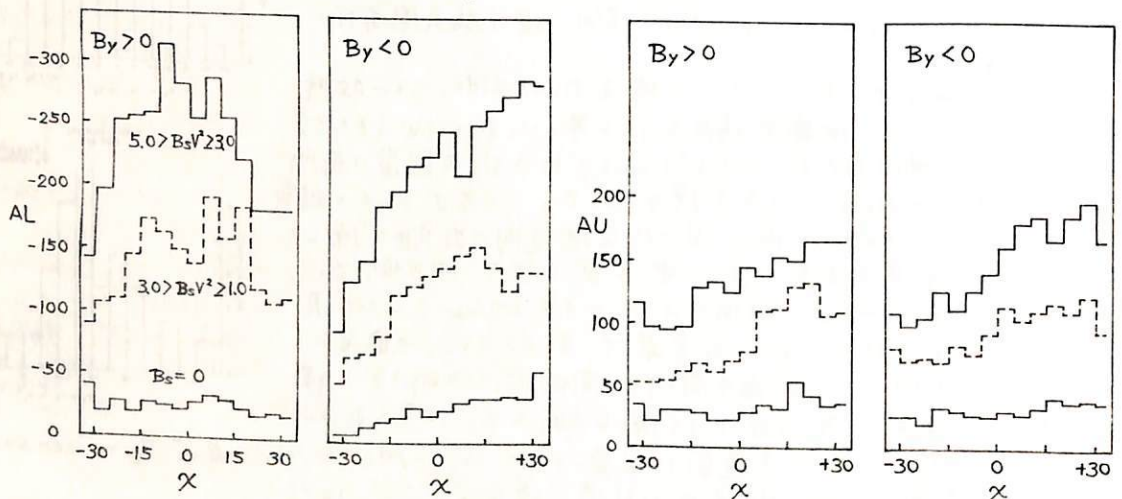
Sun-Earth line と地球の dipole 軸とのなす角(この余角を  $\alpha$  と表わす)の auroral electrojet の発達に対する影響を, solar wind parameter との関連性に注意して解析し, 次のような結果を得た。

westward electrojet (AL), eastward electrojet (AU)とも, 惑星間空間磁場の南向き成分 ( $B_s$ , 座標系は GSM 系) と, solar wind velocity ( $V$ ) の効果を取り除いたあとに, 明確な  $\alpha$  依存性を示す。

(a) AL は  $B_y$  の符号によって非常に異なった  $\alpha$  依存性を示す。  $B_y > 0$  の場合には  $\alpha = 0$  付近で最大となる効果が見られ,  $B_y < 0$  の場合には, かなり強い右上がりの(すなわち夏至に近づく程大きくなる)傾向が認められる。これらの効果は, 下図に示されているように  $B_s V^2$  の大きさと, 明らかに関係をもっており, 従って reconnection の現象と関連させて説明されるべき効果である。

AL の大きさを  $B_y$  の符号で区別して比較すると,  $\alpha$  の負の側では, Friis-Christensen and Wilhelm (JGR, 80, 1248, 1975) の結果と同じく, はっきりと  $B_y > 0$  の場合が大きく, また  $\alpha$  が正の側では, 程度は弱いが逆の傾向を示している。

(b) AU の場合, その  $\alpha$  依存性の形は,  $B_y$  の符号によってほとんど変わらず, 共に右上がりの傾向を示している。これは, 太陽からの輻射のために電離層の電気伝導度が高められることの反映であると考えられる。



上の図は,  $B_s$  と  $V$  の効果を  $B_s V^2$  の形で表わされるものと仮定し,  $B_s V^2$  の値について,  $5.0 > B_s V^2 \geq 3.0$ ,  $3.0 > B_s V^2 \geq 1.0$  (ここで  $V, B_s$  の単位はそれぞれ  $400 \text{ km/sec}$ ,  $1 \text{ G}$ ) の範囲にある AL, AU を選びだして,  $\alpha$  の各区間について平均値を求めて書いたものである。一番下の実線は  $B_s = 0$  の場合である。

なお, ここで  $B_s V^2$  と AU, AL とは一時間のずれをつけて対応させてあり, その3時間平均値を用いて調べられている。また, この解析を行なった期間は, 1967年1月より1968年の6月までである。

LARGE SCALE CHARACTERISTICS OF FIELD-ALIGNED  
CURRENTS ASSOCIATED WITH SUBSTORMS

T. Iijima\* and T. A. Potemra

(\*Univ. of Tokyo, APL/Johns Hopkins Univ.)

Characteristics of field-aligned currents determined from the TRIAD satellite magnetometer observations are statistically related to the various phases of substorm activity. The results of this study include the following: (a) The large-scale regions of field-aligned currents determined previously by the authors (EOS, 56, 435, 1975) persist during all phases of substorm activity; namely region 1 located near the poleward boundary of the auroral belt, and region 2 located near the equatorward boundary. (b) In region 1, during relatively quiet conditions ( $AL < 100 \gamma$ ) the largest current densities occur near 1100 MLT and 1300 MLT with average values of  $\sim 1.5 \mu\text{amp}/\text{m}^2$ . During active periods ( $AL \geq 100 \gamma$ ), the regions of peak current intensity shift toward the nightside (the region near 1100 MLT shifts to  $\sim 0700$  MLT and the region near 1300 MLT shifts to  $\sim 1600$  MLT) and the average current density increases to  $\sim 2.2 \mu\text{amp}/\text{m}^2$ . (c) Both regions 1 and 2 broaden and move equatorward. (d) The current density in region 1 is statistically larger than the current density in region 2 at all local times except during the substorm expansion phase and in the midnight to morning local time sector (the region where the westward electrojet is most active) where the current density in region 2 exceeds the current density in region 1. These characteristics support the suggestion that the field-aligned currents in region 1 are associated with the outermost part of the magnetosphere which extends from the dayside magnetopause region to the magnetotail plasma sheet and comprise a permanent part of the three dimensional field-aligned current system during all phases of substorm activity. The field-aligned currents in region 2 which are considerably enhanced during the substorm expansion phase may be associated with the motions of the plasma sheet boundary.

I-70

CHARACTERISTICS OF FIELD-ALIGNED CURRENTS  
AT SOUTHERN HIGH LATITUDES BY TRIAD

飯島 健, 藤井良一, T. A. Potemra

(果大・理)

(シニ入'木ヲチニス大気物研)

The location, direction, and intensity of field-aligned currents corresponding to a variety of magnetospheric conditions have been determined from the TRIAD satellite magnetometer observations in the north and south high latitudes. The major regions of field-aligned currents determined previously by the authors persist during a variety of conditions, including all phases of substorm activity: namely region 1 located near the poleward boundary of the auroral zone and region 2 located near the equatorward boundary. At a given magnetic local time, the directions of the field-aligned currents in regions 1 and 2 of the northern auroral zone are the same as in the respective regions in the southern auroral zone. Therefore, field-aligned currents appear to flow along the geomagnetic field from the equatorial plane to conjugate regions in the north and south auroral zones as suggested by Alfvén in 1939. When projected to the equatorial plane, the boundary between region 1 and region 2 in the dusk sector coincides with the inner edge of the plasma sheet. The field-aligned currents in the dusk side of region 2 map to the plasma sheet, and their direction is consistent with the flow of electrons away from the plasma sheet into the north and south auroral ionospheres.

When combined with previous studies by the authors, these characteristics suggest at least two major sources for the large scale field-aligned currents. The field-aligned currents in region 1 comprise a permanent part of the three dimensional field-aligned current system during all phases of substorm activity and are associated with the outermost part of the magnetosphere which extends from the dayside magnetopause region to the magnetotail plasma sheet.

藤井 良一・福島 直  
東大 理

極光帯領域に於いては、電離層の電気伝導度がまわりの領域より大きいと考えられている。外界からかかった電場又は外界から注入された電流によって電離層中に電流が流れると、極光帯南北境界の電気伝導度不連続個所では電荷がたまるうとする。それらが磁力線に沿って磁気圏に流れるか否かは、電離層電気伝導度の様相だけによるのではなく、磁力線によりつながっている磁気圏のプラズマ及び磁場の状態にも依存する。

そこで今回の発表では、上に述べた電離層起源の field-aligned current がどの程度流れやすいかまたは流れにくいものであるかについて量的評価を試みる。具体的には、電離層の電気伝導度はオーロラ帯の両端に階段状に変化するモデルを用い、磁気圏の電流源としては、primary にオーロラ帯の低(高)緯度端に全体量として 0 となるような field-aligned current を仮定し、それ以外に磁気圏内における分極ドリフト電流のみを考えた。

解くべき方程式は以下のものである。

$$\text{div}_{\text{電離層}} \mathcal{J} = -\mathcal{J}_0$$

$$\mathcal{J} = (\sigma) \mathbf{E}$$

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \psi$$

$$\mathcal{J}_0 = \mathcal{J}_{\text{primary source}} + \int_{\text{磁力線に沿って電離層の断面}} \frac{\rho}{B^2} (\mathbf{u} \cdot \nabla_{\perp}) \mathbf{E} \, dl$$

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

オーロラ帯の低(高)緯度端に

$$\mathcal{J}_{\text{primary source}} = -\mathcal{J}_0 \sin \phi \quad (\phi: \text{経度} \quad 12^{\text{MLT}} \text{ での})$$

$S$  は磁束管の断面積である。定常状態を仮定し、磁力線に沿っては等ポテンシャルとする。上の方程式を解く為に必要な磁気圏諸物理量はプラズマ密度と磁場強度分布である。プラズマ密度は磁気圏内で  $\sigma_1, \sigma_2$  断熱不変量の保存を仮定した。

結論として、磁力線が南北両半球を結んで閉じている場合を考える限りでは電離層起源の secondary field-aligned current:  $\int S \nabla_{\perp} \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla_{\perp}) \mathbf{E} \, dl$  は primary に与えた field-aligned current の電流量の高々 10% にしかならないことが数値的に確かめられた。従って、磁気圏が電離層に電流を注入注出する場合、磁力線が閉じている領域では  $\sigma_1$  近似としては、注入注出した領域以外では、電離層内で電流の発散かたような分布をとるといえる。この結論から考えると、流入出力 field-aligned current が極光帯をほとんど南北一対にわたっているという観測事実は、極光帯の高緯度側に常時存在すると思われる field-aligned current によって低緯度側に見られる反対方向の field-aligned current が現れると考えることは許されないであろう。但し低緯度側に現れる field-aligned current が高緯度の field-aligned current にどの程度影響を及ぼしているかについては高緯度側の磁力線が磁気圏尾まで遠く伸びている場合の取り扱いをしてからでない結論は下せない。



井上雄二

京都産業大学理学部 計算機科学科

磁気圏内に発生すると考えられる HM 界面波は励起電流モードによって 4 種類に分類されるが、地磁気 substorms に直接に関連して、重要なものは EVEN- $J_{\perp}$  励起モードである。これは磁気圏赤道面近くの環電流の擾乱に対応付けられる。HM 界面波は磁気面に沿って伝搬し、磁気面に直角方向に局所化され、磁力線に沿って定在波を形成している。

中心磁気面層に流れる励起電流はこの波動のエネルギー源で、境界条件を満足させる様に流れる。EVEN- $J_{\perp}$  モードの HM 界面波は、磁力線に沿って、赤道部では TE、電離層の上部では TM に分離して直交性を示す。このモードの生長不安定過程は赤道部の電荷の蓄積 (TE) が電離層の上部の波動の  $J_{\parallel}$  (TM) によって正饋還されることから説明される。言い直せば、環電流の破壊にともなって、そのエネルギーが HM 界面波に移行して、電離層に運ばれる。

この HM 界面波は地磁気 substorms の各種の現象に重要な役割を演じていると考えられる。

1. 電離層上部における TM 振動による磁気ピンチ効果による荷電粒子の  $1 \sim 10 \text{ KeV}$  の加熱。
2. 赤道附近の TE 振動による磁気圏内に補捉されていた荷電粒子群の強度変化および極光帯への侵入。
3. 波動の局所化と伝搬に起因する磁力線の回転による起電力によって発生する直流的な電圧が極電離層に印加させて、極磁気擾乱を起し、極光帯電流ジェットの原因になり得る。
4. 夜明け側と日暮れ側に各々一つつの HM 界面波系が発生する仮定すれば、両者の頭からの衝突が正夜中附近に起り、HARANG 不連続、激しい極光活動の開始が説明可能であろう。

高藤尚生・佐藤哲也・湯元清文  
(東北大理) (東北大理) (東北大理)

磁気圏及び電離層における電場の空間分布や時間的変動について研究することは、太陽風 energy の磁気圏への流入機構、磁気圏-電離層の結合機構、更には Substorm の支配機構などを知る上で大変意義があるものと思う。しかしながら、静電場は伝播速度ではなく in situ な物理量であり、磁場のように地上でその変動を観測するというのが困難な為、電場による研究はまだこれ程多くはなされていはい。そこで今回は radar auroragraph を用いて極域電離層の電場を推定する方法及びその結果について報告する。

optical aurora 解析の目的の為に、すでに all-sky-camera の data を高速解析出来るように改良した auroragraph を radio aurora 解析用に改良した(図1)。昭和基地において観測された auroral radar echoes の PPI 記録をオオ7次越冬隊員の御好意により使わせていただき、この radar auroragraph を解析した。midnight sector (20h ~ 02h MLT) における substorm に伴う複雑な echo pattern の運動を今回は取除き、 $K_p$  が 3 ~ 5 程度の場合の平均的な電場変化に着目した。echo pattern の経度方向への伝播は、forenoon sector では概して東向き、afternoon sector では西向きであり、従って伝播速度  $V$  とここで磁気場  $B$  を用いて極域電離層の電場  $E$  を求めると、forenoon sector では概して equatorward に、afternoon sector では poleward に、およそ  $40 \text{ mV/m}$  の電場が存在していることがわかった。(図2) この結果は Heppner et al. (1969) の OGO-6 による極域電場の観測とも一致している。又、佐藤(1975)の field-aligned 電流と電場とを結びつける理論的研究によると、このよう南北の電場の他に、静穏時において forenoon sector で西向き、afternoon sector で東向きの電場の存在を予測している。今回は南北方向の電場のみに着目したが、radar auroragraph の image rotator, zoom lens, position screw を調整することにより echo pattern の南北方向の運動と解析することができ、将来、東西方向の電場も求めることが出来る筈である。南北方向の電場と東西方向の電場を組み合わせることにより、更に現実的な電場の空間分布及び時間変動の研究に活路が開けられ、磁気圏-電離層の動的結合の解明に役立つものと思はれる。

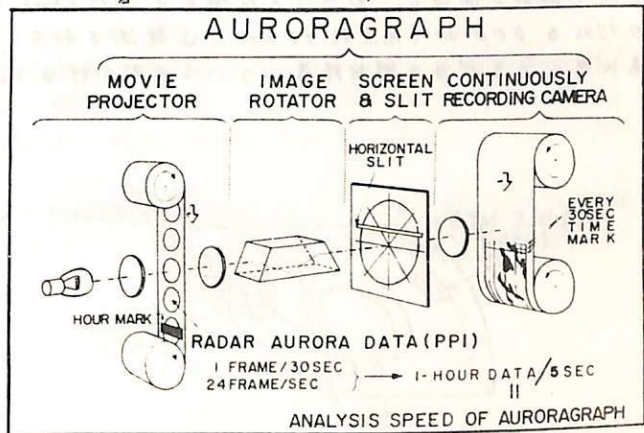


図1

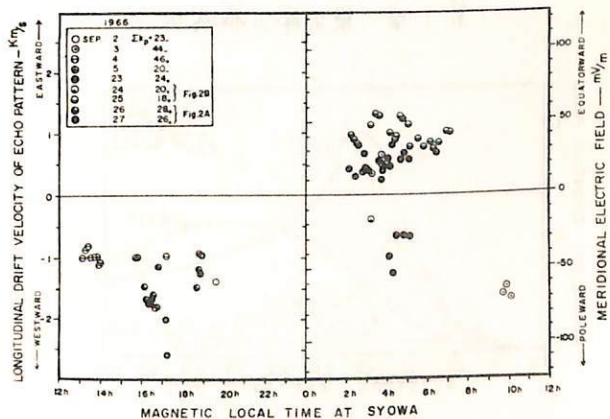


図2

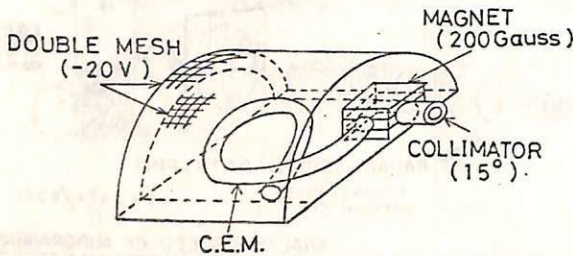
昭和基地における降下電子のロケット観測  
(速報)

松本治弥 賀谷信幸  
(神戸大学 工学部)

1976年2月13日12時45分(現地時間)南極昭和基地で打上げられたS310 JA-1号機による降下電子観測結果について速報を行なう。

搭載したオーロラ電子観測装置は小型、軽量、簡便を主眼として設計されたもので永久磁石による磁界偏向型エネルギー分析器とチャネルトロンを組合せたものを検出部としている。検出部の構成をFig. 1に、エネルギー分析特性をFig. 2に示す。検出部は上層の排気をよくするために入力粒子経路以外は大気に露出形とし二重のメッシュで囲ってある。メッシュ間には外部に付して相対的に-20Vの電圧を印加してプラズマ電子の浸入を防いでいる。観測エネルギー範囲は固定でFig. 2のように3 keV ~ 7 keVの範囲の電子を15° x 15°の開口角で観測し最大10<sup>7</sup> electron/cm<sup>2</sup> str sec keVのfluxを測定可能である。テレメータ信号はこれに対応して約10<sup>4</sup> カウント/秒迄を計数スケールで0~5Vの電圧として出力する。

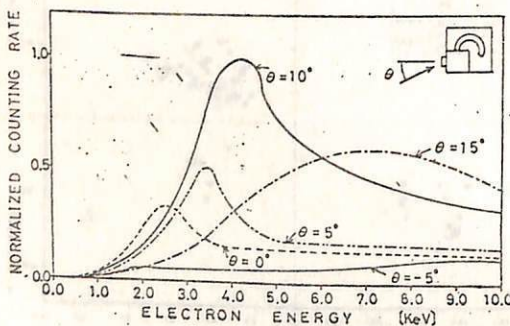
実際の観測ではロケット発射後約180秒(高度約210 km)で観測器の高圧がONされて観測を開始し、ロケットは最高点(215.6 km)に到達した後下降してテレメータ信号の切れる400秒(高度約90 km)迄観測を行なった。本予稿の時点では詳細なデータは未入手であるが当日解析結果について速報を行なう。Fig. 3に本装置の写真を示す。



第1図 検出部の構成図



第3図 検出部



第2図 エネルギー分析特性  
パラメータは検出方向の入射角度

芳野 勉夫  
電気通信大学

永田 式  
国立極地研究所

I M S計画の一環として、南極大陸超長基地において人工衛星からのテレメーターリングデータに自動追従方式のアンテナ系を用いて定期的に受信する計画を樹て、1976年1~2月にその建設を終り仮調整を完了せしめ、目下微調整の段階にある。仮調整の段階においてもS/N比は40 dBを超え良好な受信画像を得ている。以下にその建設の概略を述べる。

#### (I) 衛星受信基地建設の目的:

I M S計画の中のオーロラ観測研究の一つとして、地上観測、観測ロケット及びバルーンに加え、超長基地において、I S I S, E X O S - B等のデータを直接受信して総合的研究を行うとともに、N O A A, E S S A等からの天気図、温度分布図等をも受信し、超長基地の機能を高めることを目的とする。

#### (II) 建設経過

1976年1月に自動追従アンテナ等の外部工事を終了し、又、室内の受信装置の据付も終了した。同年2月初旬より装置全体の調整を開始し、2月中旬にはN O A A, E S S A等からのテレメーターをS/N比40 dB以上の感度で受信できるようになり、2月20日から微調整の段階に入った。

この速報では同装置の、アンテナ系及び受信装置の概略を述べ、南極大陸における建設経道をスライドを以て説明する。又 N O A A及びE S S Aからのデータの受信記録の一部を示す。

拡散型レーザークーロラと二流体不安定波の非線形機構

佐藤 哲也  
東 大 理

赤道ジェット電流に伴うプラズマ乱流のレーザ研究は一段落し、その主力はレーザークーロラの研究に移りつつある。特にホーローブールブは1972年以降、その技術とレーザークーロラの研究に専念している。このうちこの研究により、レーザークーロラースペクトル(主に50MHzレーザに付する)は、その70%近くが赤道領域のイオンと関係する。

(1) スペクトル中の波の位相速度にして600m/s程度の振動を持ち、(2) その中心スペクトルは位相速度にして1km/sに達するものと判別し得る(南北の電場にして50mV/m程度)、しかも波の伝播方向はクーロラジェット(東西)の方向と一致していることと判明した。この観測結果から、(1)、(2)の性質を持つ拡散型レーザークーロラ(以後DRAと略す)はクーロラジェットと一緒には振動(波に付するものと考えさるべきである。

このDRAの理論的最有力候補者は二流体不安定波である(クーロラジェットに付するジェットは二流体不安定とクロスフィールド不安定は同一のものとなる)。しかしながら、もしそうであるとするならば、一方向の波が残ることとなる。その鍵とは、赤道ジェットに起因する二流体不安定波(Type I)の位相速度は常にイオン音波の速度 $C_s$ とほぼ同程度に固定されているという事実である。

Greenwald<sup>(1)</sup>は、赤道ジェットを観測したものは二流体不安定波(Type I)の位相速度は常に $C_s$ と一致し、クロスフィールド不安定波(Type II)の位相速度はジェットに達して写し、その性質は異なるものであるという立場に立ち、DRAの原因は二流体不安定波に起因するクロスフィールド不安定波に帰すと提唱した。しかしながら、この説明は何ら合理的根拠を認められず、その理由として、① primaryは二流体不安定波にembedしては波のクロスフィールド波面とする、その波の伝播方向は南北方向と反対に観測と反対である。②二流体不安定波の特長は波長が3mある以上であり、二流体クロスフィールド波は長くととも10cmのオーダーとなり、50MHzのレーザ観測を説明し得ない。③ そのような小さなスケールのCF波が存在するという理論的根拠は、ないと思われる。

この論文では、DRAは二流体不安定波そのものと考えられるという仮説を立てる。問題は、(1)位相速度が $C_s$ と近く、ジェットに達していることを説明、(2)広くスペクトル中の説明、をいさするのである。(2)に付しては今後の問題として、一度、波のモード間の結合、ジェット空間の分布に帰し得るものと(2、今回)の議論に専念を置く。

二流体不安定波の非線形効果の理論的研究の結果、非線形効果として波の二流体不安定波であることとを前に指摘した。① エレクトロジェット減速効果、② プラズマ密度分布の变形、理論は論議に示すか、③ の効果は④ の効果に比し  $V_A - C_s / C_s$  に比例して小さくあることを証明される。このことは  $V_A - C_s / C_s$  が比較的小さい、このため、ジェットは二流体音速に近くとする、ジェット減速効果は及ぬ非線形効果となり、ジェットは二流体音速に比し十分速く進む。ジェットの減速効果は無視されることを示している。赤道ジェットは速度は500m/sであり、クーロラジェットは速度は2km/sに達するといふ事実、赤道Type Iの速度は常に $C_s$ に近く、DRAの速度はジェットの速さに近いといふ一見矛盾していることを見る観測事実と、二流体不安定波の非線形機構を導入することによって見事に統一されることとなる。

1) R. Greenwald, JGR, 29, 4802, 1974

2) T. Sato, Phys. Fluids, 17, 421, 1974; T. Sato, JGR, 21, Feb. 1976

三浦彰・佐藤哲也  
東大理

極地方で見られるオーロラの中には規則的な運動が存在することは古くから知られていたが、最近テレビカメラの発達によ、このような運動が詳しく知られるようになると共に、その理論的解明にも興味をもたれきた。

ここでは中が数 km の比較的小規模なオーロラの渦巻き運動 (Trailing rotation) をとりあげプラズマ不安定性による説明を試みる。

オーロラの運動は数 keV の降下電子の運動をそのまま反映するものと考えられる。従来オーロラの渦巻き運動を説明するために、降下電子のみに注目し電子がスとしての不安定性などが考えられきた。然しながら降下電子は磁気圏プラズマの一部であり、また  $\omega_{pe}^2 / \Omega_e^2 = C^2 / v_A^2 \gg 1$  なる条件を満たしていることから電氣的に中性を保つ媒体として取り扱われねばならない。従、準中性条件が成り立つプラズマの運動の不安定性を考えることが必要で、ここではこのようなプラズマの不安定性の存在の理論的裏付けのもとに、その非線形発展の計算機シミュレーションを行な、た。

オーロラアークの中心に沿、て電流 (降下電子流) シートが存在すると考えるとアークの中心に向かう電場が生じる。その結果アークに沿うプラズマの流れ (ホール運動) にはシアが生ずる。前回 (第 58 回) の講演で報告したように安定性に対する線形解析の結果は、このような系で不安定な波動が存在することを示す。この不安定波動のアーク方向の波長とアーク中との関係は現実に見られるオーロラアークの渦巻き運動の波長 ( $\sim 10$  km) とアーク中 ( $\sim$  数 km) との関係と良く一致する。更に現実のオーロラアークの時間発展の基本的特徴と比較するために非線形効果を考慮して不安定波動の時間発展の様を計算機で追、た。

計算に用いた基本式は次の通りである。

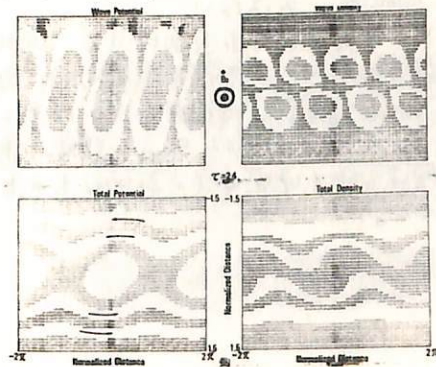
$$\begin{cases} \nabla \cdot \left( \frac{nm_i}{B_0^2} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \right) = 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \cdot \nabla n = 0 \end{cases}$$

第一式は電流連続の式で、第二式は電子に対する連続の式である。電場は静電的と仮定した。

計算機シミュレーションの結果、初期状態に於いて直線状であったアークは時間と共に渦状になることが示された。(右図) 渦の回転の向きや渦になるまでの時間などの基本的特徴は現実のオーロラアークの運動と良く一致する。

従、て中が数 km の比較的小さなオーロラアークの渦巻き運動は基本的にはプラズマのシア不安定性で説明しうるように思われる。なお、ここでは電離層とのダイナミックな結合の影響は無視したが、これを考慮したより矛盾のない取り扱が必要であろう。

計算機シミュレーションの詳しい結果については講演の際に報告する。



図の説明 等ポテンシャル曲線 (流線) と等密度曲線をバンド状に示す。矢印は流れの向きを表す。



VLF 方探による Auroral arc — Auroral hiss,

Diffuse aurora — chorus の位置 — 到来方向の対応

林 幹治, 園 分 征, 小口 高, 鶴 田 浩 一 郎  
東 大 理 理 理 宇 宙 研

昨年(1975)8月15日~9月10日, IMS期間中に行なわれるカナダ極光帯での多点観測の予備観測として, TVによるオーロラ観測, 地磁気脈動観測, VLF自然電波の方探観測が, フリデ, エイロンドン大学との協同で, カナダ北部のトンポソンで実施された。トンポソンは(54°50', 97°39'), (4.3, 3219) <sub>2msec, 1</sub> に位置し, 極帯にあり, 地理的緯度が低いことにより, オーロラ観測という点では, 夏期でも観測が可能であるという特徴がある。8月中旬で2~3時間, 9月初旬で6~8時間の観測が可能である。晴天日数は30~40%であった。

VLF emissionとオーロラの関係は早くより注目されてきて, 電波の方向探知を行なうことによりその関係を明らかにしようという試みは1950年代の終り(Ellis & Cartwright, 1959)に始まり, 最近ではTanaka等(1972)によりなされてきて, Auroral hiss についてはほぼ定量的な結果が得られてくる。

今回の目的はVLF方探について改良された方法及び装置(Tsuruda & Hayashi, 1975)によるreal time処理を行い, 一方Auroraについては高感度TV装置により速い動きを録画することにより, より精度よくAurora-VLF(ELF) emissionの位置—到来方向の関係を明らかにすることにある。

- 現在までのところ次の点が明らかになった。
1. Auroral hissは明るく速い動きを伴うAuroral arcの方向に観測される。図1の場合北方約20°の高度にAuroral arcがある。
  2. 明け方のChorusはAuroral hissより低緯度側より到来し, その方向にはpulsation 伴うdiffuse auroraが観測される(図2)。

図2の部分をフーリエ変換とWave normal Vectorの成分(N<sub>x</sub>, N<sub>y</sub>)を同時にdisplayしたのが図3である。Chorusのスペクトル構造はよく見えないかもしぬれながら, 強い空電の間隙を経て南方よりのemission到来の演算がなされていることがよくわかる。

References

Ellis, G. R. A. and Cartwright, Nature, Lond. 184, 1307, 1959  
Tanaka, Y. Rec. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ. 19, 33, 1972  
Tsuruda, K. and Hayashi, K., J. Atmos. Terrest. P., 37, 1193, 1975

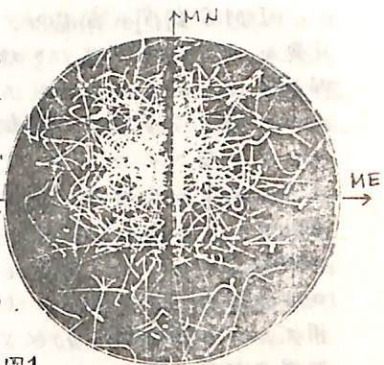


図1 Sept. 9, 1976の0050~0051 LMTのAuroral hiss (4.5 kHz)の到来方向

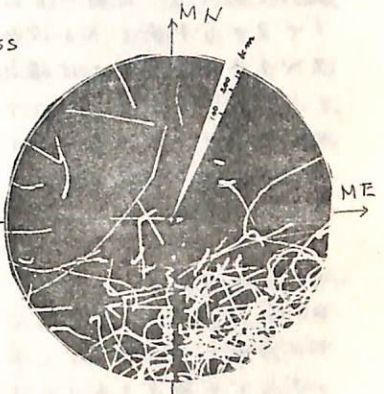


図2 Sept. 9, 1976 0115~0116 LMT chorus (3 kHz)の到来方向

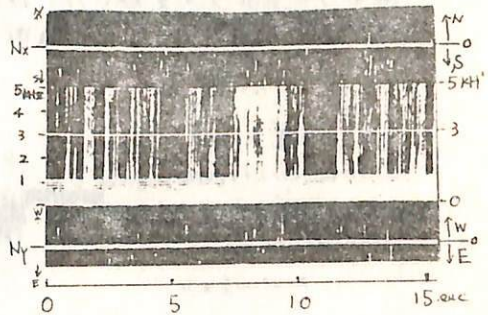


図3 図2の時間帯におけるWave Normal Vector (N<sub>x</sub>, N<sub>y</sub>)の振巾とフーリエ変換の表示。  
N<sub>x</sub> = sinθ cosφ, N<sub>y</sub> = sinθ sinφ



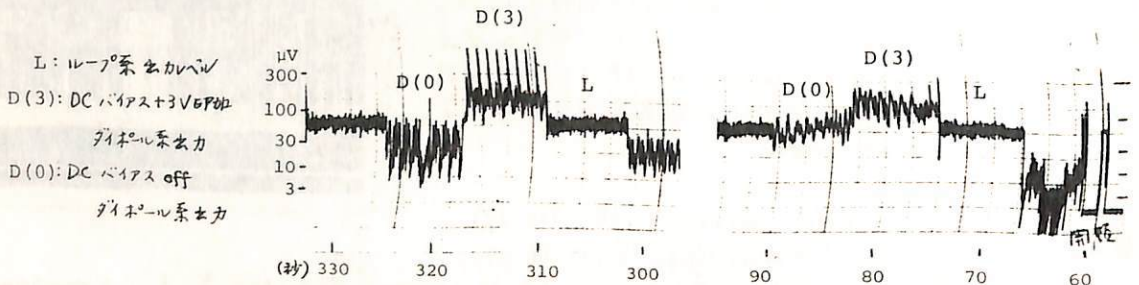
南極ロケット・プラズマ波動観測グループ\*

IMS 期間の南極ロケット観測として、オ17次隊では初めて S-310 形ロケットが使用可能となり、そのオ1号機が夏隊、越冬隊の方々の協力をより昭和51年2月17日 12:45 昭和基地で無事発射された。ロケットは砲場方向に発射され、3分46秒後に最高高度 215.6 Km に達し7分15秒間飛翔した。ロケットスピンは最初 3 rps の Yo-Yo despin により約 1.1 rps まで落とされた。

このロケットは極地域の電離層中で、波動-粒子、波動-波動相互作用について調べる目的で、1~10 KeV の電子フラックスの計測、電子密度・温度の観測に加えて HF 帯のプラズマ波動スペクトルの観測と VLF 帯の広帯域プラズマ波動の観測を行った。すなわちオーロラあるいは降下粒子による HF 帯のプラズマ波の励起や、それに伴う波動-波動相互作用で VLF 帯の波が励起される可能性、および直接粒子により励起される VLF 帯プラズマ波の性質を調べようとするものであり、粒子と波動の同時観測に意義がある。昭和基地からの連絡およびペンレコーダのデータからみると、搭載装置はほぼすべてにわたり良好に動作したので、所期の目的のデータがとれたものと思われる。本報告ではペンレコーダのデータから判断できる波動観測特に VLF のプラズマ波動について簡単に述べる。HF 帯のスペクトルについては磁気テープに収録したデータでなしと詳細がわかる。

VLF 帯の波動は、コアロープアンテナ(コア長 10cm, 8000 回)と片側 1.2 m のダイポールアンテナを用いた。ダイポールアンテナの周波数特性は比較的平坦であるが、ループ系はコラスを対象と考て 0.6~0.7 MHz 付近にピークをもたせぬ。下図は VLF 広帯域受信機の出力平均レベルを示すもので、各15秒間を5秒づつ、ループ系、+3V DC バイアス印加のダイポール、バイアス無印加のダイポール系出力と順次タイムシェアして伝送されている。この記録からみると、ダイポールアンテナは電離層中では DC バイアスを印加すると 20 db 程度感度が上昇することがわかる。昭和基地からの連絡によれば、ロケット発射時、地上でコラス状の VLF 放射が観測されており、ロケットでも同時にそれが観測されていたことが確認されているので、上記のダイポール系出力はそのレベルであると考えらる。またダイポール出力はスピンの周期で modulation をうけているが、発射後 280 秒後は 1 スピンの 2 つのピークがでてくるが、それ以後は 1 スピンに 1 つの鋭いピークが現れ始めている。

おわりにこれらの実験に対し極地研、東大宇宙研の関係者および昭和基地でロケット打上を担当された隊員の方々に感謝の意を表す。



\*波動グループ：大冢 寛(東北大), 鎌田 哲夫(名大), 木村 繁根(京大), 平沢 成男(極地研), 福西 浩(極地研), 松尾 敏郎(京大), 宮武 良夫(電通大), 茅野 勉夫(極地研, 電通大)

橋本弘義・木村隆根・熊谷博  
(京大工)

磁気圏プラズマ中での Ray Tracing に関して、プラズマの温度効果を入れた場合のホイスラーモード波の伝搬について、すでに一度報告した<sup>1)</sup>。ここでは、用いた近似の方法、電子温度が  $10^3$  K のときの波の伝搬路はコールドの場合と殆んど変わらないこと、より温度効果の現れるはずの  $10^4$  K にすると途中で計算が続行できなくなることについて述べた。今回は、このような  $10^4$  K の場合に対する伝搬路に注目して述べる。

初期磁気緯度南緯  $55^\circ, 60^\circ, 65^\circ$  の高度  $500$  km の点から垂直上方に向う伝搬ベクトルをもつ  $22.3$  kHz (オーストラリア MWC 局) の波が入射した場合の伝搬路を図1に示す。電子温度は  $10^4$  K であり、 $55^\circ$  から入射した場合を除き、ホットプラズマ中での屈折率を定めるための近似式 (式1に因る三次式) から  $n$  の実根を求められなくなり計算が続行できなく点までの解が描かれていない。  $60^\circ$  の場合の伝搬路に沿って屈折率の緯度変化を示したのが図2である。破線はこの近似解に対応するものであり、X印は図1上のX印の点と同一の点を示している。伝搬してゆくにつれて、屈折率の近似はくずれてゆき、 $\Delta$ 印の点では、かなりずれている。同図の下部には  $\log K_f$  が示されている。  $K_f = c k_r / 2\pi f H$  は減衰係数である。  $\Delta$ 印の点で  $K_f = -1.8$  となり、これは  $8.7$  dB/km もの大きな減衰であるので、このような点まで波は存在し得ないし、従来からの手法による Ray Tracing は意味をなさなくなる。同時に示された点線は、コールドプラズマ中での Ray Tracing の場合を示している。この図が示すように、屈折率に大きな差はないのは、ホットプラズマ中における場合には伝搬ベクトルがコールドプラズマの場合よりも少しづつ小さくなるからで、屈折率をほぼ同じ値をとるようには伝搬してゆくからである。このことは、温度による伝搬路の変化の小さい原因となっている。

上述の減衰特性は電子温度の関数となっており、人工衛星がこのような点を通過すれば、受信強度の変化から大まかな  $K_f$  を知ることができ、また衛星は動いているために受信信号はドップラーシフトをうけており、この値から屈折率を知って電子温度を推定できる。このような測定は、EXOS-Bダクトモニタにおいて可能であろうと考えられる。

1) 橋本他, 電磁気学会沖57回予稿集 p. 19, 1975/5.

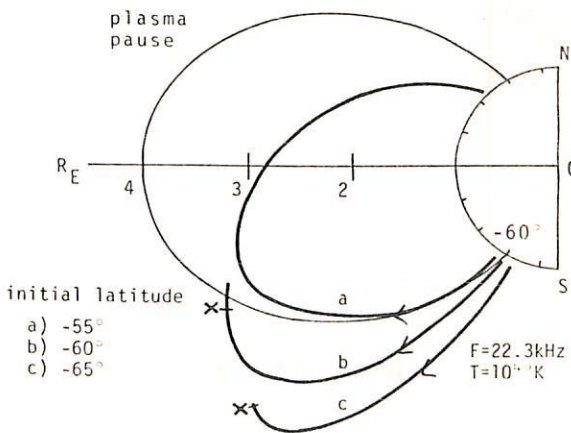
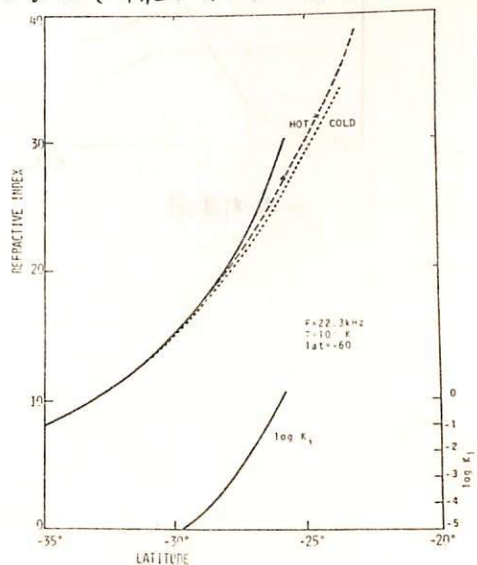


図1 入射緯度による伝搬路の変化 (上)

図2 屈折率, 減衰係数の緯度変化 (右)



田村和士：木更津高専

玉尾敬：東大理

荷電粒子密度の急激な変化をしているプラズマポーズの外側では、縦波の方が発生しやすいが、このプラズマポーズの内側に入って来て電磁波として存在しうるかどうかを、分散方程式を解く事によって考察する。

今回は、赤道面上  $L=3.5 \sim 3.8$  程度の所にプラズマポーズが存在するような、太陽活動の活発な状況を仮定し、数値解析を行なう。

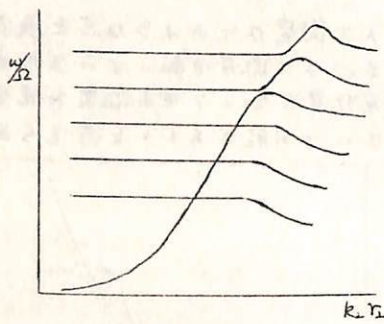
条件としては、一様な磁場に垂直に波は伝播し、プラズマはマックスウエル分布をしている高温プラズマであり、プラズマポーズ以外から混合モードとして入るとする。

$L=3.5 \sim 3.8$  の間で分散関係を調べる事によって各場所と波長の関係を求めると、静電バーンスタイン波のレゾナンスが求まり、そこから中へは、縦波は進入できないが、横波は進入する事がわかる。

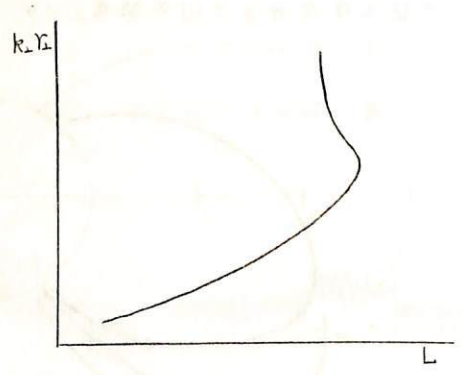
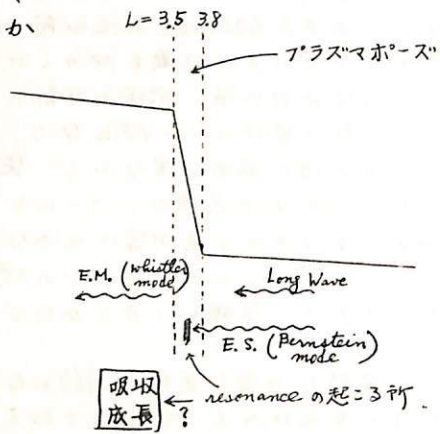
混合モードの分散方程式は

$$n^2 = K_{yy} + \frac{K_{xz}^2}{K_{xx}}$$

によって求まる。



分散関係図



場所と波長の関係

# LHRヒスから得たプラズマホーズ近傍でのイオン組成変化の定常対流電場モデルによる解釈

中村 義勝 恩藤 忠典 丸橋 克英 村上 利光  
郵政省電波研究所

前回の講演会で発表したLHRヒスから得た5例のプラズマホーズ近傍でのイオン組成変化について定常対流電場モデルによる解釈を試みた。

双極子磁場を仮定した簡単な定常対流電場モデルから、地球半径を単位として測った夕方、正午、明方の子午面におけるプラズマホーズの地心距離を $R_A, R_B, R_C$ とすると、

$$R_A = 3.81/\sqrt{E_0} \quad (E_0 \text{ mV/m}) \quad (1) \quad , \quad R_A : R_B : R_C = 1 : \frac{1}{2} : (\sqrt{2}-1) \quad (2)$$

と与えられる (Chen and Wolf, 1972)。一方 Heppner は 0906号による電場測定から、極冠域を横切った平均的電位差と $K_p$ との関係式  $(kV) = 20(1 + \frac{2}{3}K_p)$  (3) を得た。

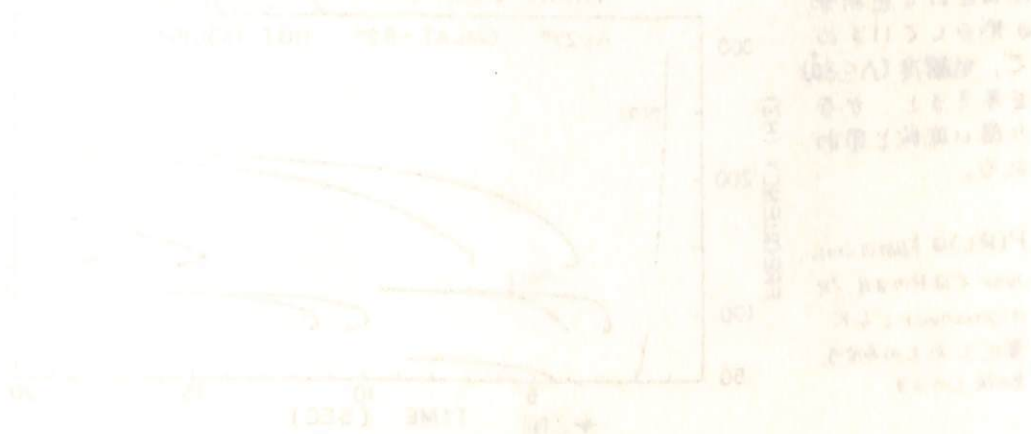
太陽向プラズマ対流の赤道面上の朝-夕方子午面における中を地球半径の2.5倍とし、極冠域にかかる全電位差が磁気圏の朝-夕側面間にかかるとすると、磁気圏電場として

$$E_0 = 0.125(1 + \frac{2}{3}K_p) \text{ mV/m} \quad (4) \quad \text{が求まる (Chen et al, 1975)}.$$

従って (1) (2) (4) 式より

$$R_A = 10.8/\sqrt{1 + \frac{2}{3}K_p} \quad , \quad R_B = 5.4/\sqrt{1 + \frac{2}{3}K_p} \quad (5) \quad \text{なる関係式が得られる。}$$

$K_p$ が小さい時の2例のイオン組成変化においてはH+イオンの割合が急減する位置は(5)式による値よりいずれも小さかったが、地磁気が長い間、様に荒れてくる期間に先行された2例の場合には良い一致が得られた。 $K_p$ の小さい時の2例のモデルとの不一致は少し以前の地磁気の荒れの影響によるものと思われる。また1例のプラズマホーズの外側にH+イオン組成比の増大が観測されたがこれは Grebowky 等 (1974) の計算例と比較してプラズマホーズに巻きこまれたプラズマモデルと思われる。



# 重水素ホイスターのD<sup>+</sup>サイワロトロン共鳴

及び、エコーの計算スペクトラ

渡辺 茂昭 恩 藤 忠 典

電波研究所

磁気緯度20°以内の上層電離圏に於いてイオンホイスターの赤道越え、及び重水素ホイスターがISIS-1, 2衛星によって観測された事はすでに報告した。

今回は理論的諸問題について、いくつかを究明する。(1)  $Nd^+/Np \sim 10^{-3}$  と観測される微量の重水素イオンによって有効L波が、共鳴減衰しうるか？(これはD-Whistlerが±20°

以内に用じ込められる事、及び観測されるスペクトログラムの特性を説明するに重要)

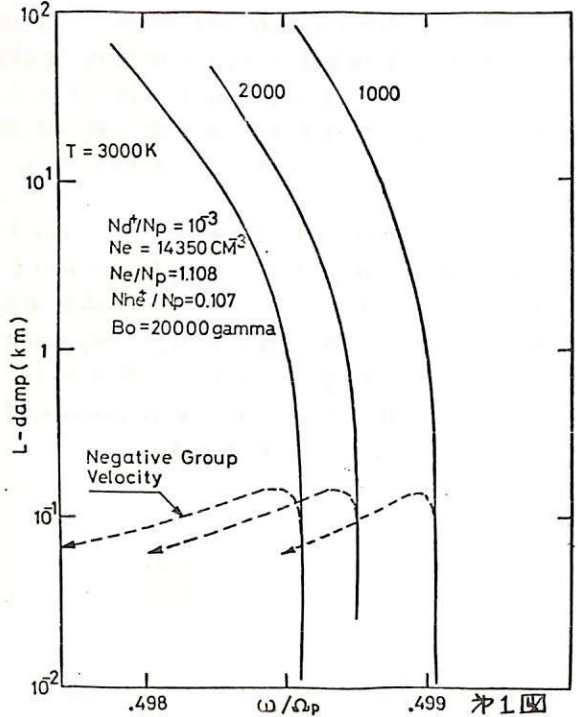
(2) Cut off で反射したL波は、観測されるようなEchoを形成するか？各イオン周のCrossover freq. などの様に polarization が変わら都合が良いか？

波がB<sub>0</sub>に沿って伝搬するにつれ、B<sub>0</sub>も変化するため $\omega/\Omega_p$ が変化する。1/500変化するには10km程度走らねばならない。オ1図は、Hot plasmaとして計算した特性減衰長であるが、 $\omega/\Omega_p \rightarrow (0.5 - 1/500)$ の所で10kmほど大きく下まわる。十分に強い減衰が生じていると考えられる。

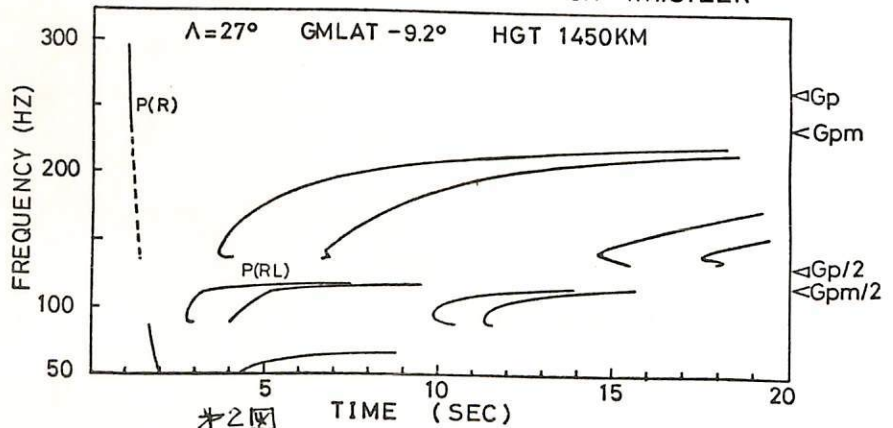
オ2図はK//B<sub>0</sub>とした時のCut offで反射するとしたEchoの計算によるスペクトログラムで、Ray tracingを行う前の定性的試算である。しかしながら、この周波数帯のL波は、Crossover freq. より高周波でRayとB<sub>0</sub>とのなす角は最大11°であり、

又、Duct伝播の可能性を許す屈折率の形をしているので、低緯度( $\Delta \leq 30^\circ$ )を考えると、かなり良い近傍と思われる。

P(RL)は最初のCrossoverではRのまま、次のCrossoverでLK変化したものを示す。その後Lのまま。

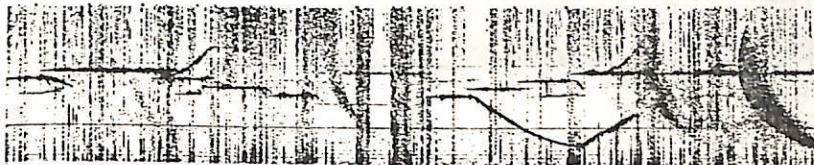


TRANS-EQUATORIAL DEUTERON WHISTLER



鶴田浩一郎・池田慎・西田篤弘 (東北商研)  
林幹治 (東北理)

図1.2 示すような narrow band のトリガートイミシヨニハ一定の周波数変化を1度後に急に消滅したり周波数の変化率を加之たり可ることから“L<sub>10</sub>-L<sub>10</sub>”観測される。(図1の矢印) この Triggered Emission の急激な Termination は、図2 示すようなケースがしばしばみられる。即ちある信号から出た Triggered Emission の周波数が別の信号(比して強い必要はない)と周波数一時的に一致する場合で、この場合周波数変化の少ない方の信号に一致して消滅したり。出合った信号と同じ周波数になつてしまふ(この場合弱かった信号が一致した方から強くなる:図2の矢印) ことからもみえる。この“引寄せ”現象は磁気圏プラスマ内の非線形現象として興味を持たれるが、今回は Typical ないくつかの例を示して、その解析の面からの検討を加える予定である。



(図1)

↑ 周波数変化率の急化



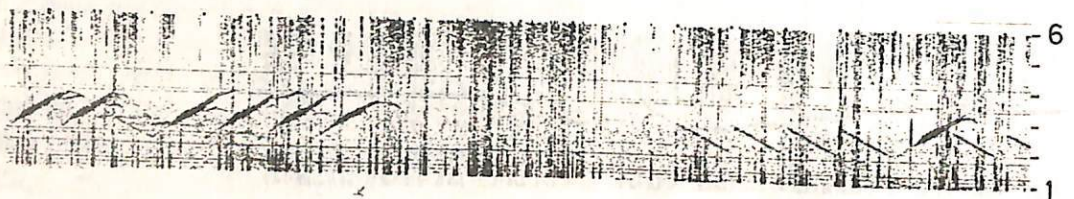
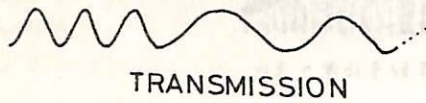
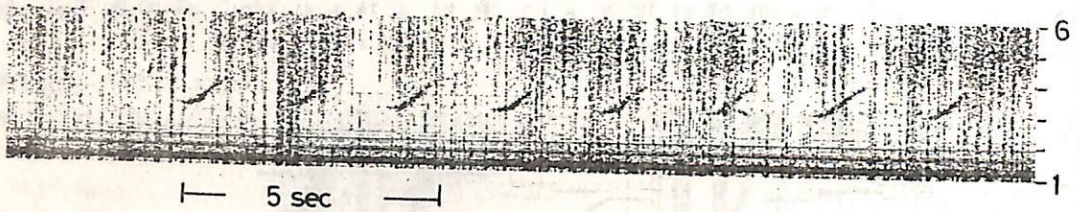
(図2)

↑ 別の信号と一致した時局に消滅  
他方を強めていく。

林 幹治 (兼大工), 鶴田 浩一郎 (宇宙研)

池田 煥 (宇宙研), 西田 基弘 (宇宙研)

先の学会で例を述べたように (図 1.2 参照), Siple 列の Transmission は周波数変化 ( $df/dt$ ) を持つてゐるとすれば, 受信電界強度  $K$  は  $K \propto df/dt$  に依存して変化がみられる。図から明らかになるように  $df/dt$  は波の周波数  $K$  比して小さく ( $1 \text{ kHz/sec}$  以下) この様な現象は Homogeneous 系では説明がつかなく何らかの空間的不均一が原因があると考へられる。今回は定量的な測定結果を報告する予定である。

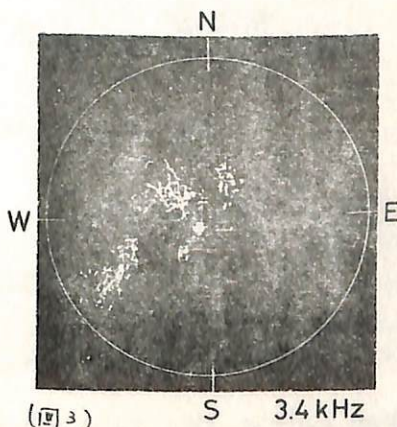
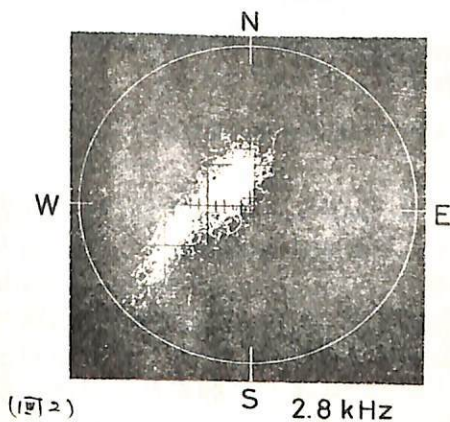
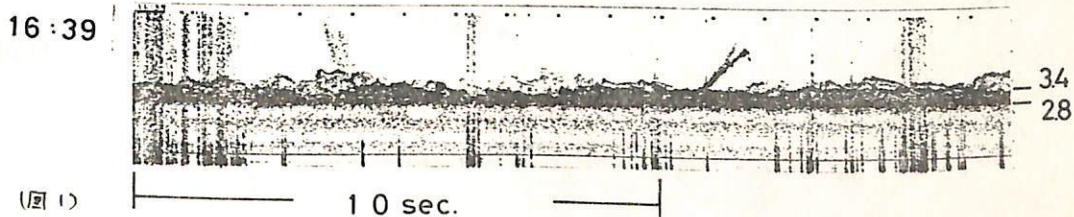


I-87 VLF 電波の到来方向と磁気圏プラズマ運動

池田 慎・鶴田 浩一郎 (宇宙研) 林 幹治 (東大理)  
 畠田 甚弘・渡辺 勇三 (宇宙研)

前回の学会で報告した VLF テーパ (カテナ・ケルンで受信したもの) の到来方向の解析を行ったのでその結果を報告する。解析したテーパの種類は 1. Siple Transmission, 2. ASE, 3. VLF emission, 4. Whistler である。Whistler の解析は nose 周波数と到来方向の関係に重点を置いて論じた。また Siple Transmission 及び VLF emission に関しては、テフト運動のモードと 12 の役割を論じたという観点から平均的な到来方向の二次元ディスプレイ (下の写真) を使って解析した。この他に下のスナップショットに見られるような周波数にゆらぎのあるエミッションによって到来方向を調べた結果異なる周波数のエミッションが異なる発生源を持つているらしいことも見だされたので、この点についても検討した結果を報告する。

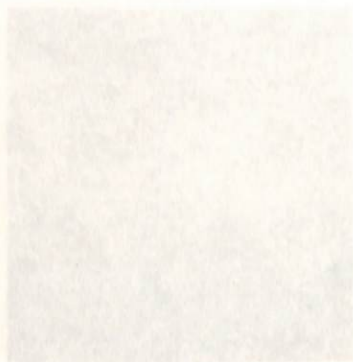
図1のスナップショット (Power line Harmonics にエミッションが重なりやすいため) によって到来方向の周波数依存性を調べた図 2, 3。図 3 では図 2 と新しい領域が存在するところがある。





工滝 実 村上 利光 恩藤 忠典  
電波研

ホイッスラーの伝播度限界を探り、あわせて、ホイッスラー波の伝播機構（カット伝播か否か等）を調べるため、1976年1月28日～2月5日の間、沖縄県、八重山群島の石垣島（Mag. Lat.  $13.2^{\circ}\text{N}$ ）において、ホイッスラー観測を行った。その結果を、沖縄本島（Mag. Lat.  $15.3^{\circ}\text{N}$ ）での同時観測とあわせて報告する。



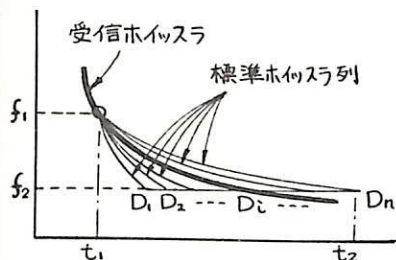
の測定

岡田 敏美、岩井 章  
名古屋大学 空電研究所

まえがき 前回までに発表してきたホイッスラの分散検波-自己相関法<sup>(1)</sup>や周波数-相互相関法<sup>(2)</sup>は、現在リアルタイムで分散別発生数の計数実験中であり、当所の目標を満たしている。ところが上記の方法は、複数のホイッスラが時間的に接近して発生し ( $D \approx 30 \text{ sec}$  に対し  $200 \text{ msec}$  以下)、その周波数スペクトルが重なる場合には正確な分散値を得ることが困難になる。それで今回は、2個以上のホイッスラの周波数スペクトルが時間的に重なった場合でも個々のホイッスラの分散をリアルタイムで測定し得るような装置の原理を考案したので提案する。とくに本装置には最近進歩してきたマイクロコンピュータの導入により精度の向上と装置の単純化をめざしている。

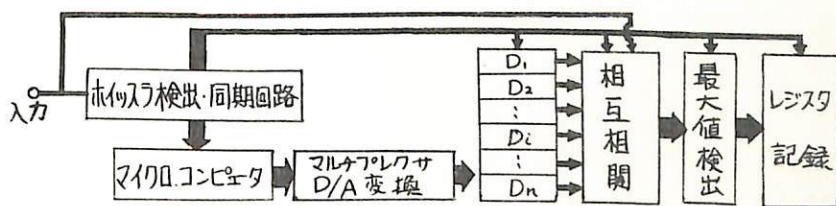
ホイッスラの Dynamic Spectrum 比較法

原理; ホイッスラが受信されその周波数が  $f_1$  ( $=5500 \text{ Hz}$ )



になる時刻から、装置内部より分散が既知の標準ホイッスラを発生させる。この標準ホイッスラの分散は  $D_1, D_2, \dots, D_i, \dots, D_n$  と多量化しておく。これを標準ホイッスラ列と称する。さて、標準ホイッスラ列と受信されたホイッスラの相互相関を周波数帯域  $f_1 \sim f_2$  ( $=3500 \text{ Hz}$ ) において取ると、受信ホイッスラの分散と標準ホイッスラの分散が等しい場合に相関が最大となる。従って分散が測定できる。

1図 標準ホイッスラ列のスペクトル



2図 マイクロコンピュータを使用したホイッスラのスペクトル比較装置の構成

動作原理; ホイッスラが Input するとホイッスラ検出同期回路が、周波数が  $f_1$  となる時刻を示す。この同期信号を受けてマイクロコンピュータはあらかじめ P-ROM に記憶された Voltage-Controlled-Oscillator (V.C.O) の制御電圧を発生する。  $D_1 \sim D_n$  はホイッスラ分散  $D$  に対応する標準ホイッスラ発生用の V.C.O である。相互相関以後の装置は文献(1)(2)のものとはほぼ同じである。なお、2回には近接するホイッスラの分離機構および分散検出法は紙面の制約のため省略してある。

参考文献 (1) 岡田・岩井, "ホイッスラの分散の実時間測定法" 第56回本学会講演論文集  
(2) 岩井・大津・佐藤 "分散別自動ホイッスラ計数装置" 昭50年度 I.M.S. シンポジウム講演



## 第 2 会 場



## II-1

高透磁率円柱コアを用いた誘導磁力計の感度と、  
周波数特性加藤愛雄・大西信人  
東海大学工学部航空宇宙

誘導磁力計は地磁気微細変動の観測に使用されている。小型軽量かつ高感度にするために高透磁率コアが一般に用いられている。

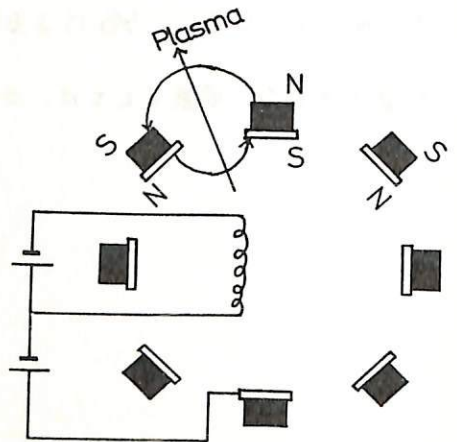
観測に最も都合のよい誘導磁力計の設計を目的とし、各種の円柱棒コアの特性を実験的に求め、円柱棒コアを用いたときの感度と、周波数特性の問題点について研究した。その結果、円柱棒コアは、同じ寸法比をもち細長回転楕円体とほぼ等しい特性をもち、誘導磁力計の感度を計算によって正確に決定することが出来た。感度を上げるためには、コアの体積が重要な要因になっているが、コアの透磁率の安定性は寸法比  $l/D$  が小さいほどよく、一定の長さのコアを考えた時、直径の大きい方が、安定性と感度もよくなる。 $l/D$  による周波数依存性は、こほど考慮する必要はなく、一番影響を与える要素としては、コイルの自己静電容量が上げられる。

中村良治, 伊藤富造  
 東京大学宇宙航空研究所

スペースチェンバー内には電離層をシミュレートするために密度  $n$  が  $10^4 \sim 10^9/cm^3$  で電子温度  $T_e$  が  $0.2 eV$  程の一樣なプラズマが必要とされる。チェンバーで用いられているプラズマ源は後方拡散型とグローモード型であり前者は  $n$  と  $T_e$  については上記の条件を満足するが密度は空間的に一樣とは言えず、またイオンビームが存在する。<sup>1</sup> 密度が一樣でないのはプラズマ源の大きさが小さいことも原因で  $n$  を大きくする試みもなされた。<sup>2</sup> グローモードプラズマ源は密度は空間的に一樣であり  $n = 10^5 \sim 10^7/cm^3$  であるが  $T_e = 2 \sim 4 eV$  と高い。<sup>3</sup>

我々は図のようなプラズマ源を試みに製作してチェンバー内に設置し生成されるプラズマの測定を行った。直径  $40 cm$ , 長さ  $30 cm$  の円筒状で側面はアルミ板の上にフェライト磁石が並んだ状態になっている。一つの磁石の大きさは  $2 cm \phi \times 1.5 cm$  で同じ板では同じ極性でとなりでは逆に成っており板の間隔は  $3 cm$ 。磁場の強さは磁石表面で約  $1 kG$  で板と板との中間で  $300 G$ , 磁石から離れるにしたがって急激に減少し表面から  $10 cm$  離れると約  $3 G$  になってしまう。この内部にフラグメントとアルミ板との放電により  $n = 10^8 \sim 10^9/cm^3$  で  $T_e = 2 \sim 3 eV$  のプラズマを生成するとこのプラズマがアルミ板間の磁界を横切つて拡散する。フラグメントからの  $30 \sim 40 V$  の一次電子は磁界を横切る間にエネルギーを失つてしまう。エネルギーの小さい程衝突により拡散しやすいので外のプラズマの  $T_e$  が小さくなる。

アルゴンガスを用い  $P = 2 \times 10^{-4} Torr$  で放電電池  $10 A$  の時、内部の  $n \approx 10^9/cm^3$  で  $T_e = 2 eV$  であり、この時のプラズマ源の外部、すなわちチェンバーの内部では  $n \approx 7 \times 10^5/cm^3$  で  $T_e \approx 0.2 eV$  のプラズマが得られた。密度の一樣性については拡散する面積がまだ小さいこと、片側しかプラズマ源がないことによりそんなによくはないがこれから改善を行つてゆく。



参考文献

1. 宮崎茂, 森弘隆, 平尾邦雄, 三留重夫:  
 スペースプラズマ研究会, 1970年.  
 伊藤富造, 中村良治, 向井利典: 同上.
2. 吉門信, 筒井純, 山岸久雄, 松本紘, 木村磐根: 地球電気気象学予稿集 58回
3. 河辺隆也, 河合良信, 坂翁介, 中村良治: 宇宙航空研究所報告 5, 186 (1972).

II-3

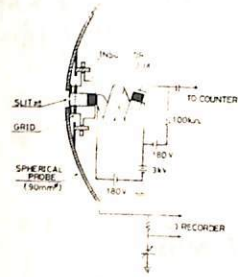
プラズマ計測用計数型プローブおよび分割型プローブ

松本治弥 賀谷信幸 山中明  
(神戸大学 工学部)

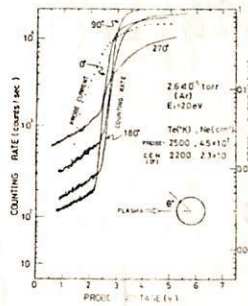
稀薄プラズマまたは非等方成分を含むプラズマ計測用として開発した兼記プローブについて報告する。

計数型プローブは通常のプローブ表面の一部に小孔を設けてプローブに流入する電流のうち電子成分を小孔より導入してその電子数を小孔背後に設置したチャンネルトロンで計数するものである。その小孔背後の構成をFig. 1に示す。小孔とチャンネルトロン入口の間にはグリッドを置いてプローブと同電位にし、チャンネルトロン印加高圧による電界がプローブ外へ影響するのを防いでいる。プローブ内高圧のための外部よりの配線はシールドしてプローブ保持管外を通しプラズマの状態を乱さないよう配慮している。この方式を球プローブおよび平板プローブに応用し、後方拡散型プラズマ源によるプラズマを測定した一例をFig. 2(a), (b)に示す。(a)は球形、(b)は平板形の場合であるが縦軸は計数率を対数型レートメータで電圧に変換して直接記録してある。いずれも通常のプローブ電流特性と同様な結果が得られ、また小孔のプラズマ源に対する方向により特性の相違がみられてプラズマ源からのイオンビーム成分によるプローブ周辺の乱れを敏感に計測していることがわかる。また図には比較のため同時に測定したプローブ電流も示してあるが本方式とかなりよい一致を示していることがわかる。

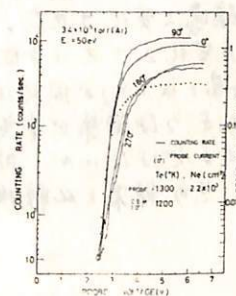
分割型プローブはFig. 3のように球プローブ表面の一部を分割し他の部分と電気的に絶縁して1つのプローブとして動作させるもので一括して結線すれば通常のプローブとしても使用できる。上記計数型による非等方性の観測を確認する意味で製作、使用したものである。このプローブによる観測結果の一例をFig. 4に示す。Fig. 2と同様、分割部のプラズマ源に対する方向により特性が異なっておりプローブ周辺の局所的な状態を計測していることがわかる。以上のように計数型は高感度で局所的に、分割型は局所的にプラズマの状態を計測できることが確認できた。



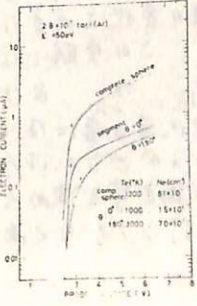
第1図



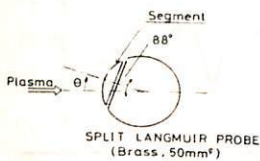
第2図 (a)球形



(b)平板形



第4図



第3図



F M法によるプラズマ波群速度測定の基本実験

筒井 稔<sup>\*1</sup> 宮武 貞夫<sup>\*2</sup> 松本 紘<sup>\*3</sup> 山岸 久雄<sup>\*1</sup> 吉門 信<sup>\*1</sup>

\*1 京都大学工学部 \*2 電気通信大学 \*3 NASA Ames Res. Center

プラズマの性質を知る方法の一つとして飛翔体搭載をりざしたプラズマ波の群速度測定の基礎実験について報告する。

F M法によるプラズマ波の群速度測定法のうちで前回の予稿集で述べたような受信波と送信波号により直接比較する方式の回路が安定に作動する利に存したため、これによる基礎実験を行、またた。

受信波号を直接比較した後、低域濾波器に通して得られた出力電圧  $V_1$  は次のように表わされる。

$$V_1 = A_1 \cos(k_0 z + \Delta k \cdot z \cdot \cos \Omega t) \tag{1}$$

ここで  $A_1$  は一定振幅とする。又  $k_0$  は送信角周波数  $\omega_0$  に対するプラズマ波の波数、 $z$  は送信機と受信機との距離で固定されている。  $\Delta k$  は F M 波の周波数偏倚  $\Delta \omega$  に対応する波数偏倚、 $\Omega$  は変調角周波数、 $t$  は時間である。(1)式の級数展開表示は引数  $(\Delta k \cdot z)$  である第一種ベッセル函数  $J_n(\Delta k \cdot z)$  を用いると次のようになる。

$$V_1 = A_1 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\Delta k \cdot z) \cos(n \Omega t + \frac{n\pi}{2} + k_0 z) \tag{2}$$

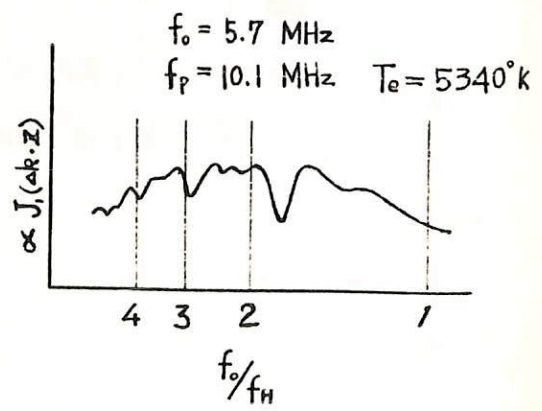
この信号をスワフトルでみると周波数が零を中心にして  $\Omega/2\pi$  および  $3\Omega/2\pi$  などに側帯波が発生する。この側帯波の何番目までと必要とするかは実験の性格上次のように決まる。

今回の実験では変調指数 ( $\eta = \frac{\Delta \omega}{\omega_0}$ ) が 10 の送信波と電離層と同程度のプラズマ中に放射した場合、受信側においては、概算によると ( $\Omega/2\pi = 1 \text{ kHz}$ 、 $\Delta \omega/2\pi = 10 \text{ kHz}$  ならば) 変調指数は 0.5 以下の周波数変調波となり、受信される。これは実質上振中変調波の性格を強くもち、

あり、第一側帯波のみが有効となる。故に実験では第一側帯波のみを取り出して測定した。実験は均一大容量プラズマ源を用いて行った。(前回の予稿集を参照)

送信の中心周波数は  $f_0 = 5.7 \text{ MHz}$  で固定して測定した。磁化プラズマの変化に対する群速度の変化をみるために磁場を変化させた。その時の出力 ( $J_n(\Delta k \cdot z)$  に比例) の一例を図に示す。

この実験では磁場を変化させたため  $f_0/f_H$ 、 $f_p/f_H$  及び  $\theta$  (磁場と  $k$  方向) が同時に変化することは、図のようである結果が安否であるかどうかは今明らかではないが、現在理論計算を進め、その結果と比較検討を行うつもりである。

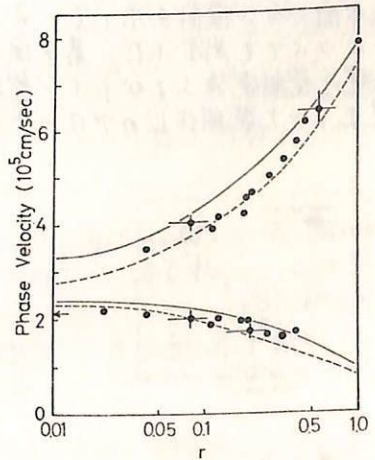


中村正治 中村良治 伊藤富造  
 東京大学宇宙航空研究所

二成分イオンプラズマ中には、一成分イオンプラズマにはみられない現象が存在する。これらの現象の一つに軽いイオンの重いイオンモードの波に対する共鳴がある。重いイオンのプラズマに軽いイオンを混入すると、軽いイオンの熱速度は重いイオンに比べてその質量比の平方根だけ速く、そのため軽いイオンの混入は共鳴粒子をふやしたのと等価の効果があり、イオン音波の damping を急激に増大させる。しかしながら、軽いイオンをさらに増加させると、今度は軽いイオンはイオン音波の位相速度を遅くする。そのため、相対的に共鳴粒子が減少しイオン音波の damping も減少する。このようにして、イオン音波の damping はある組成比のところで極大を示すことになる。さらにイオン波モードは、全イオン組成比にわたって一つのモードのみが存在し、有効質量として

$$\frac{1}{M_{\text{eff}}} = \frac{(1-r)}{M_{\text{heavy}}} + \frac{r}{M_{\text{light}}} \quad \left( \begin{array}{l} M_{\text{heavy}}: \text{重いイオンの質量} \quad M_{\text{light}}: \text{軽いイオンの質量} \\ r: \text{全イオンに対する軽いイオンの割合} \end{array} \right) \quad (1)$$

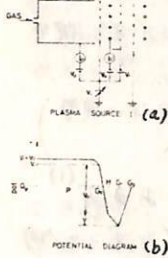
とあらわされるのが実験的に調べられた。この結果についてはすでに報告してあるが、今回、さらに新しい現象を見出したので、その結果について報告する。アルゴン-ヘリウムプラズマ中で、電子温度に対するイオン温度の比が減少すると(前の実験ではこの比が25で今回の実験ではこの比は10~15である)、イオン音波は、ヘリウムイオンの割合(r)が4%~40%の間で二つのモードになり(図1)、このうち位相速度のおそいモードは従来のイオン音波の振動形態と異なる部分を含んでいる事がわかった。まずモードの数が二つになるのはアルゴンプラズマ中のイオン音波の位相速度がヘリウムイオンの熱速度よりも遅いためである(前のTe/Tiが25の場合にはヘリウムイオンの熱速度の方がおそい)。次に遅いイオン波モードに関して流体力学方程式より、電子・アルゴンイオン・ヘリウムイオンのふるまいを調べると、アルゴンイオンは、従来知られていたイオン音波のように、電子と同じ位相で振動するが、ヘリウムイオンはこれらとは逆の位相で振動する。このために、軽いヘリウムイオンを混入することによってアルゴンの音波の位相速度が減少する<sup>(2)</sup>。このような多成分イオンプラズマに関する基礎的研究は、今後、電離層での波動現象を説明する上で、大切な点である。



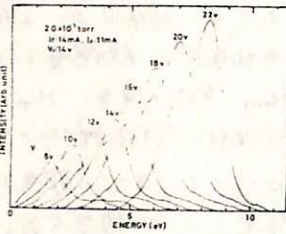
(1). M. Nakamura et al. Phys. Fluids, 18, 651 (1975)  
 (2). Y. Nakamura et al. submitted to Phys. Rev. Letters

松本 治弥 賀谷 信幸 山中 明  
(神戸大学 工学部)

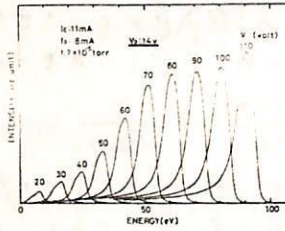
人工衛星による電子密度、電子温度の観測で衛星スピンにより観測用アローが衛星Wake中に入った時には電子密度が減少し電子温度が高く観測されるとの報告があり、又われわれが計数型アロー、分割アロー(別報)でアロー周辺の電子密度、温度を測定した時、プラズマ源からのイオンビームによるアロー自身のWakeにより同様の事象が観測された。この現象をより深く解明し、また理論と対比させるためイオンエネルギー可変のプラズマ源を試作しこれを用いてまずアロー周辺に発生するWakeを計数型および分割型アローで測定した。その結果について報告する。試作したプラズマ源は第1図のようなものでその構成を(a)に、各部のポテンシャルを(b)に示す。イオン生成のための電子加速電圧とプラズマ源より出るイオンエネルギーを独立に設定できるよ



第1図



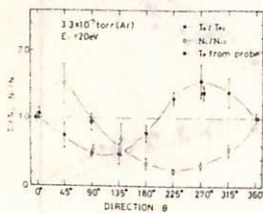
第2図 低速部



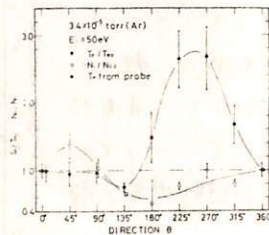
高速部

うにしたものをプラズマに混在するイオンビームのエネルギーは第2図のようにスペクトルを変化できる。このプラズマ源により飛翔体かプラズマ中で高速で飛翔して観測を行なう状況と再現しこれより

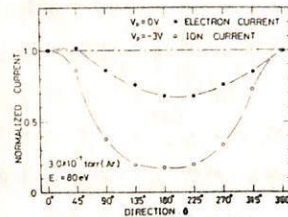
発生したプラズマ中にアローを置いてその周辺の電子密度、温度を測定した。第3図(a)(b)は計数型アローによる測定例で横軸にプラズマ源方向を $0^\circ$ とした検出方向、縦軸に $0^\circ$ 方向で正規化した電子密度 $N_e$ 、電子温度 $T_e$ が描いてあり、(a)はイオンエネルギー $20\text{eV}$ 、(b)は $50\text{eV}$ の場合である。両者とも $N_e$ 、 $T_e$ が検出方向により大きく異なりまた $N_e$ の小さいと $T_e$ が高くなる傾向を示している。分割型アローによっても同様に測定を行ないまたイオンについても測定した。第4図はその一例でアロー周囲 $45^\circ$ 間隔8方向について測定した電子飽和電流およびイオン飽和電流の値を示している。以上のような測定結果を集積処理をすると飛翔体上のアロー測定ではFactor 2程度の誤差を生ずると観推される。



第3図 (a)



第3図 (b)

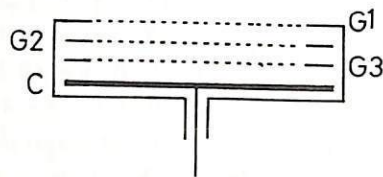


第4図



中村良治, 伊藤富造  
東京大学宇宙航空研究所

イオン温度測定用の Retarding Potential Analyzer はその簡便さのために広くロケットと衛星に搭載されている。Analyzer の略図を右に示す。通常三枚のグリッドとコレクターからなる。G1 の電位はロケット本体と同じでプラスに対して浮遊電位となるためほとんどの電子は追い返される。G2 に三角波を印加し、このグリッドを通過できるイオンのエネルギーを制御する。G3 は二次電子のサプレッサーで、また G2 と C の容量的結合を減らす。C にも負電圧を加えイオンを捕集すると同時に電子を追い返す。C へのイオン電流と G2 の電圧特性からイオン温度を決定する。



グリッドに用いるメッシュは細かくて  $30 \times 75 \mu\text{m/inch}$ , 線径  $3 \times 10^{-2} \text{mm}$  で透過率  $T=90\%$  である。グリッド間の距離は  $5 \sim 10 \text{mm}$  である。我々は G1 と G2 に  $1000 \times 75 \mu\text{m/inch}$  ( $T=53\%$ ) と  $1500 \times 75 \mu\text{m/inch}$  ( $T=42\%$ ) で厚み  $3 \times 10^{-3} \text{mm}$  のエッチングでつくった銅メッシュを用いる。従来のものと比較すると  $T$  が 1/2 程, 細かさと厚みで 10 倍以上異なっている。透過率減少は温度を低くするが,  $T=40\%$  でその値は問題にはならない。<sup>1</sup> それよりもメッシュが細かい程, グリッド面のポテンシャルの均一性がよくなる。グリッド間隔がせまいことはこの領域で Non-thermal 電子や紫外線でつくられるイオンの数を減少させる。

このセンサーをスペースシャトル内に設置しテストを行った。密度が  $5 \times 10^5 / \text{cm}^3$  の時,  $4.0 \times 10^{-2} \text{eV}$  の温度の Ar イオンを測定した。ヒステリシスは殆んど問題にはならなかった。それは透過率が小さくなっていること<sup>2</sup>とメッシュの製作の際の品質管理, すなわち製作後 窒素ガス密封による, による。

この R.P.A. は S-310-3 号機に搭載され夏の夜の電離層イオン温度の測定を行う予定である。

### 参考文献

1. B. E. Troy and E. J. Maier; J. Geophys. Res. 80, 2236 (1975).
2. K. Oyama and K. Hirao; Planet. Space Sci. 23, 1309 (1975).

S-310-2 により観測された電子密度ゆらぎの高度分布, および波数スペクトルの解析結果

森 弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂  
郵政省電波研究所

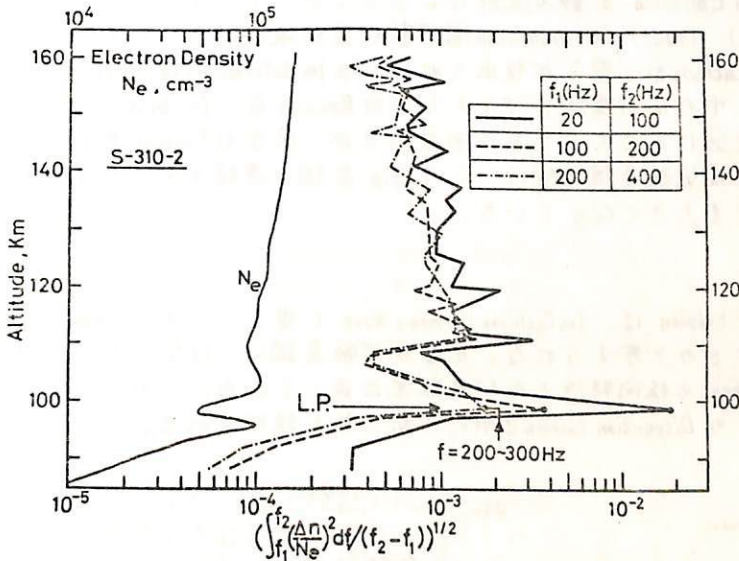
中緯度 E 層に発生する小規模プラズマ擾乱の発生機構を解明するため, S-310-2 にこの種の静電プローブを搭載し, 高度 60 km から 190 km に至る電子密度, 電子温度および電子密度のゆらぎ成分の観測を行った。

観測結果

ロケット上昇時, 高度 98 km にスプラドック E と認められる電子密度構造が存在し, 同時に, 相対振幅 10% に達する強い密度ゆらぎが観測された。このゆらぎの波数スペクトルは  $k^{-1.5}$  に近く一致しており, その成因として cross-field instability の可能性が大きい。(50年秋の学会で報告した)

さらに上空の高度 110 km 付近から 160 km 付近まで, 上昇時のみ, 相対振幅 1% 以下の弱い密度ゆらぎが観測された。今回は主にこれらの成分の強度の高度分布, および波数スペクトルの解析結果についての報告を行う。

下図は, ロケット上昇時における電子密度プロフィール, および密度ゆらぎの振幅の高度分布である。



大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸 (東北大, 理)  
鎌田哲夫 (名大, 空電研)

1. 序

1975年8月26日に打上げられた K-9M-53号ロケットには, Plasma波動励起実験装置が搭載され, HF帯及びVLF帯に於て, 多種のPlasma波動現象を観測した。これらの波動励起は, 高周波加熱, 線形及び非線形のBeam-Wave, 及びWave-Wave相互作用によるものであることが説明されつつある。今回の報告では, 観測された波動現象を総括的に整理し, 一貫した理論を与えるための第一歩として, VLF領域での線形Beam-Wave相互作用に焦点をあてる。

2. 観測結果の整理

波動励起実験装置によつて, 電離層Plasmaに対し加えられたActiveな作用は次のようなものであった。

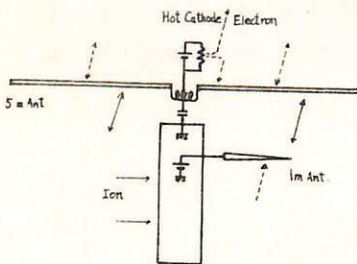
- (1) 大電力高周波をPulse状に印加することにより, Plasmaが加熱される。同時にPlasma-導体間の接触効果により, Antennaの電位が沈下し, 電子, イオンのBeamが作られる。
- (2) Hot Cathode及び1m Antennaに印加されたDC-Biasにより, ロケット本体のまわりに, 電子, イオンのBeamが作られる。

これらのBeamは第1図のようにまとめられる。観測された波動現象は,

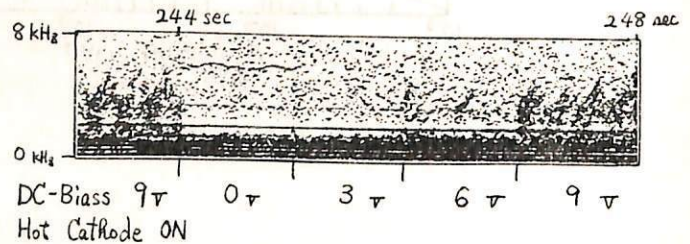
- i) HF帯で, 電子Plasma周波数より低い周波数領域では, 高周波Pulse印加後, 数msecのDelayを伴うDelayed Emissionが観測された。
- ii) VLF帯では, (a) Lower Hybrid Resonance周波数付近に現われた, 線スペクトル状のLHR-Emissionは, Hot Cathodeから電子が放出され,かつ1m AntennaのDC-BiasがOFFの状態に観測された。(b) 中の広い連続スペクトル状のEmissionは, DC-Biasを印加したときに観測された。第2図にそのスペクトル例を示すが, 両方のEmission共に, ロケットのSpin Phaseに合った周波数変調を受け, このSpin変調は連続スペクトルのEmissionの方が, LHR-Emissionよりも大きくなっている。

3. 理論的考察

VLF帯で観測されたEmissionは, Ion Cyclotron Harmonic Waveと電子, イオンBeamとの線形相互作用によつて励起されたものと考えられる。その周波数変調は, ロケットの飛しょうによるDoppler効果と, Antennaの指向特性との相乗効果によつている。これらの現象はさらに, Ion Cyclotron Harmonic WaveのDispersion Curveを用いて統一的に説明される。



第1図



第2図

# K-9M-53号機による下部電離層の電子密度結果およびE-F Valleyの推定

長野 勇 菊保 正寿 水村 繁 振  
(金沢大工) (京都大工)

昨年夏のK-9M-53号機による地上のVLF (40 kHz) 電波の偏波および強度観測から下部電離層の電子密度分布の結果の簡単な報告は前回の学会で行なったが、今回は、下部電離層電子密度分布の最終的な結果と、100kmへ300kmにわたる右廻り偏波強度から、E-F Valleyの推定について報告する。搭載された、左(L)、右(R)両用偏波分離受信機のブロックダイアグラムを図1に示す。この受信機によりロケット下降時に測定された両モードの強度分布から低電子密度を得る方法は、collision frequencyの仮定のもとで、Full wave解析による計算値と各高度ごとに観測されたL、Rモード強度とを比較し、Full wave解析中の電子密度分布を修正し、両者ほぼ一致するまでこれをくり返す。特に、Lモードの減衰からは、 $10^2 \sim 10^3 / \text{cc}$ 、Rモードの総減衰量からは、数 $10 \sim$ 数 $10^2 / \text{cc}$  が推定される。このような方法を、68kmから95kmまでのR、Lモードの磁界観測値から、90km以下の下部電離層の電子密度分布を得た(図3)測定した時刻は、日没後約1時間を経過しており、天頂角は $106^\circ$ であった。70km $\sim$ 80kmでは電子密度は $1 / \text{cc}$ 以下であり、80km $\sim$ 90kmにかけて急激に増加していた。すでにD層は消滅し夜型の電子密度モデルに似ていた。D層の消滅は、村ノ浦でのVLF地上受信機によっても確かめられていた。

得られた電子密度分布に対するfull wave解析と観測値の比較を図4に描かれている。観測値と計算値は、 $\pm 1.5$  dB以内で良く一致している。

電子密度誤差は、強度観測によるものと、解析によるものに大別されるが、強度観測による誤差を無視し、 $\pm 1.5$  dB以内で観測値と計算値が一致する条件のもとで解析された電子密度プロファイルの誤差は、 $10^2 \sim 10^3 / \text{cc}$  (Lモードの急激な減衰付近) では数%以内、また、数 $10 \sim$ 数 $10^2 / \text{cc}$  (Rモードの総減衰量) では数%以内と見積られる。最初のロケット実験であったが、低電子密度の測定の実用性が認められた。(誤差表示は電子密度の対数での百分率)

図5に示されているように、100km $\sim$ 300kmまでのRモードデータから、E-F Valleyの推定も、上記手法により可能であり、その結果を隣接項に述べる。

現在、搭載受信機のS/Nの改善を行い(前受信機より約10dB)、D層が生じている日中の観測を今後予定している。

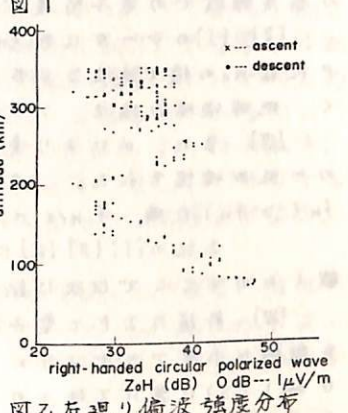
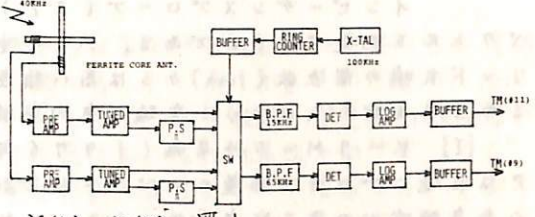


図2 右廻り偏波強度分布

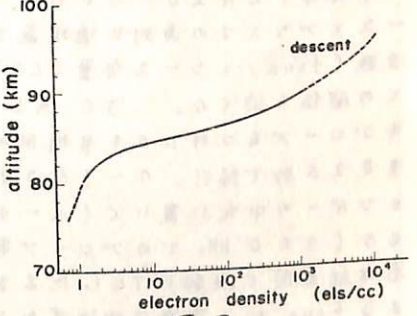


図3

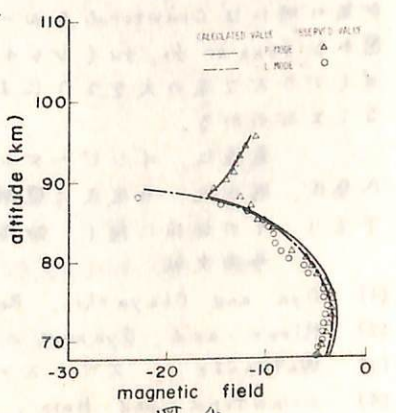


図4



K-9M-54号機による電離層電子密度の観測結果と搭載用インピーダンスプローブの特性

渡辺勇三 江尻全機 大林辰蔵  
東京大学宇宙航空研究所

インピーダンスプローブ (IP) はプラズマ中プローブの等価容量値の周波数スペクトルを測定するものである。この中に種々の共鳴現象が現れる。特に高域ハイブリッド共鳴の周波数 ( $f_{UHR}$ ) から高い精度でプラズマ中の電子密度 ( $N_e$ ) が得られる (1)。このIPを用いたロケット実験と室内実験の結果について報告する。

[I] K-9M-54号機 (1976年1月17日6時00分 J.S.T.) に搭載されたIPは正確にプローブ容量のスペクトルを測定した。検出された  $f_{UHR}$  から90~367 kmの高度領域での電子密度が得られた。  $N_{e\max} = 9.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (270 km)。

[II] [I]のデータに *Balmain* の理論式から予見されるプラズマ共鳴 (PR) が検出された。PRは  $N_e$  の値で決まるプラズマ周波数 ( $f_p$ ) の位置に現われ、 $f_p < f_H$  の時に共鳴のQが高く、地球磁場の強さ、プローブと磁場の角度 ( $\alpha$ ) の影響をうけない。

[III] また、 $\alpha$ により変化して現われる変形プラズマ共鳴 ( $\pm MPR$ ) も観測され理論との一致が確認された。 $\pm MPR$ の周波数 ( $f_{\pm MPR}$ ) は  $\alpha$  が  $0^\circ \rightarrow 90^\circ$  と変化すると、 $f_p < f_H (> f_H)$  の時、 $f_{-MPR} = 0 \rightarrow f_p (\rightarrow f_H)$ 、 $f_{+MPR} = f_{UHR} \rightarrow f_H (\rightarrow f_p)$  と変化する。

上記の [I] [II] [III] に関しては1976年度東京大学宇宙航空研究所報告5月号に掲載したのでここでは次に記する [IV] について講演する。

[IV] 前述のIPと電子温度プローブ (TEL) (2) を同時に小型プラズマチャンバー (長さ1 m, 直径60 cm) (3) に置いて種々のプラズマ条件で実験を行ない (昨年12月20~30日)、プローブの周りのシースとプラズマの直列共鳴現象であるシース共鳴の周波数 ( $f_{SHR}$ ) とシース容量 (CS) 及び電子温度 ( $T_e$ ) との関係を調べた。30 cm L x 12 mm 中の金メッキプローブをつけた54号機用のIP (0~6.5 MHzを0.25秒で掃引、0~1500 pFを検出可) をチャンバーの中央に置いて ( $\alpha = 46.5^\circ$ )、 $f_{SHR}$ 、 $f_{UHR}$ 、CS (300 kHzでのプローブ容量値) を測定した。右は結果図で縦軸はTELによる  $T_e$ 、横軸はIPによる  $f_{SHR}$  で、実線は理論式から計算したものでCSが無い時には *Crawford* の  $\omega-k$  図に一致する (4)。図から  $f_{SHR}$  が  $f_p$ 、 $f_H$  (ジャイロ周波数)、CS、 $T_e$ 、 $\alpha$  (プラズマ系の大きさ) によって定量的に決定されることわがかる。

- $f_p = 2.0 - 3.0$  (MHz) CS = 12 - 17 (pF)
- $f_p = 3.7 - 4.3$  (MHz) CS = 13 - 18 (pF)
- $f_p = 4.8 - 5.2$  (MHz) CS = 15 - 22 (pF)
- $f_p = 5.9 - 6.3$  (MHz) CS = 15 - 25 (pF)

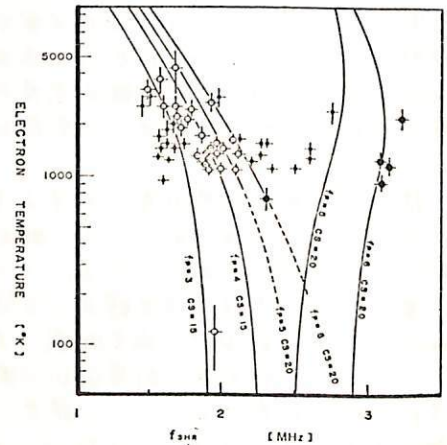


図-1  $f_{SHR} - T_e$

最後に、インピーダンスプローブの製作と調整に協力された明星電気株式会社一八整氏、藤田氏、井坂氏に感謝の意を表します。また、電子温度プローブを快くお貸し下さり、その使用に際し、御指導下さった平尾研究室-小山寿一郎氏に深謝致します。

参考文献

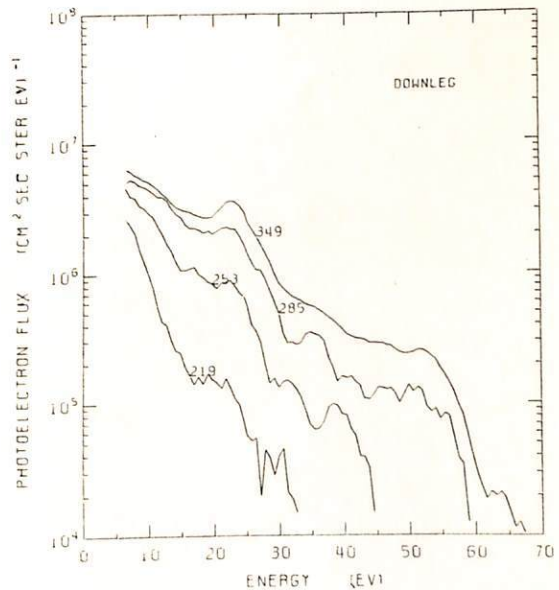
- (1) Oya and Obayashi, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 20. (1966).
- (2) Hirao and Oyama, Space Res., XII. (1972).
- (3) Watanabe, スペースプラズマ研究会 (1971).
- (4) Crawford and Harp, J. Appl. Phys., 38. (1967).

# K-9M-54号機による磁気共役点光電子の観測

向井利典 平尾邦雄  
(東大 宇宙航空研究所)

1976年1月17日6時(JST)に内之浦から打ち上げられたK-9M-54号機の主な目的は、電離層光電子の磁気共役点効果を調べることであった。そのための coordinated payloads として、光電子、6300 Å大気光、電子温度・密度等の観測器が搭載された。打ち上げ時の内之浦および地磁気共役点における天頂角はそれぞれ106°と94°であった。ここではとりあえず光電子の観測結果について報告する。光電子の測定器は従来から筆者らが用いてきた低エネルギー電子スペクトロメータである。測定エネルギー範囲は1~70 eVであった。測定器自体は全飛翔期間にわたって正常に作動したが、ロケット電位が当初の予想よりもかなり下がり(相乗機差の影響(?))、そのため6 eV以下のエネルギーでのデータはバラツキが大きくなりこの報告には含まれていない。エネルギーの絶対値(零値)の決定はスペクトラムの特徴的な形(後述)により行われた。これは protonosphere が光電子輸送に対して thin であるとの仮定と同等であって、同ロケットに相乗された Langmuir probe のデータと合わせて検討されねばならない問題点である。主な結果は以下の通りである。

- (1) 光電子フラックスは250~300 kmの高度で急増し、300 km以上の高度ではほぼ一定であった。その時の10 eV以上の integrated fluxは約  $7 \times 10^7$  els./cm<sup>2</sup>·sec·str であった。なお、200 km以下では detectable flux は無かった。この結果は、従来の昼間の観測では200 km前後にピークができる車と比べて、顕著な違いである。この車から、得られたデータは電離層上オ、即ち磁気共役点から飛来してきた光電子を示していると考えられる。
- (2) ピッチ角分布は10°~80°の範囲で調べられたが、300 km以上の高度ではピッチ角の小さい方のフラックスが大きい傾向があった。
- (3) エネルギー分布は、筆者が従来昼間の観測で見出した特徴を有している。右図は下りのデータから得られたエネルギー分布であるが、apogee のスペクトラムでは23~24 eVのピークおよび55~60 eVでの激減がそれである。この特徴をもとにしてエネルギーの絶対値を決定したが、これは前述のように今後検討しなければいけない問題点である。なお、補正したエネルギーは、2.2~5.4 eV(時間/高度に依る)であった。



得られた結果と coordinated data との検討は今後の問題である。

II-14

K-9M-54号機(日.加国際共同観測ロケット)による電子密度.電子温度.および熱的電子エネルギー分布の測定

小山 孝一郎. 平尾邦雄  
東京大学宇宙航空研究所

1976年1月に.カナダヨーク大学.東大理学部.および宇宙研による conjugate point effectに関する国際共同観測が行われ.筆者らは電離層プラズマ中の熱的電子のエネルギー分布の測定.およびDCラングミュアプローブ.電子温度プローブによる電子温度の測定を担当した.ここでは地磁気共役点からの光電子が電離層におよぼす効果を.今までに蓄積された近隣の電子温度プロファイルと比較しながら議論する.

(K-10-11, K-10-12)

金子 修, 中村幸男, 佐々木進, 久保治也, 村里幸男, 河島信樹  
東大宇宙研

近年 電離層, 磁気圏と自然の実験室とみなし, その中で地上ではできないスケールの大きな実験を行なおうとする *Controlled Active Plasma Experiment* が盛んになり, ロケットに搭載した 電子銃やプラズマ銃を用いた実験が行なわれてきている。

これらは 1980年代のスペースシャトル計画ではさらにスケールアップされ, 大電力電子銃, プラズマ銃を用いた実験が計画されている。特に電子銃を用いた実験では, 電子放出によるシャトルの *Charge up* が問題となるが, これまでそのような場合のロケットポテンシャルに関する情報は得られていなかった。我々は今回ロケット搭載の小型電子銃からの *emission* を *control* することによるロケットポテンシャルの変化を観測した。

実験は 300V, 5 mA の電子銃を用い, 放出するビーム流を 4 段階 (0 を含む) に各ステップ 4 秒毎に変化させ, 対応するロケットポテンシャルの変化を同乗の TPE のランクミュアカーブを用いて測定した。測定期間は高度にして 178 km ~ 0 km の間である。又, 最大ビーム値の時, 中性ガスを放出し, その時のポテンシャルの変化を合わせて観測した。電子銃は正常に差働し, ビームの 4 段階コントロールも正常に行なわれ, ビーム変化に対応したランクミュアカーブのドリフトが観測された。(Fig. 1) このドリフトから, ロケットポテンシャルを求めると Fig. 2 のような結果が得られた。中性ガスに伴うポテンシャル変化は放出量が少なかつた為, 観測できなかった。(K-10-11, RPC) K-10-12号機においても同様な実験を行ない, ポテンシャル変化が観測された。(CBE)

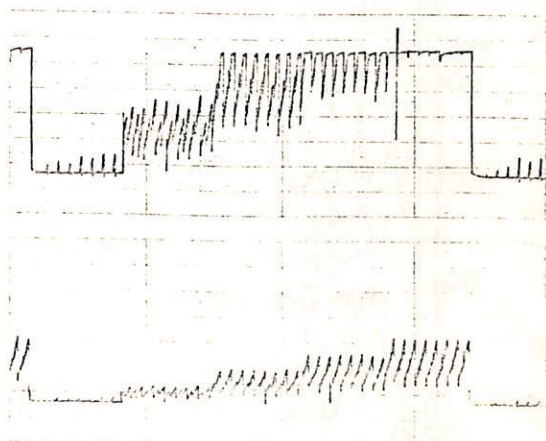


Fig. 1 ランクミュアカーブ  
4 秒毎のビーム電流変化に対応したドリフトを示している。  
(4 Hz で掃引)

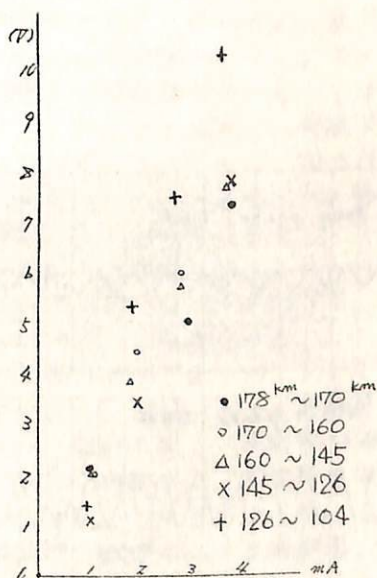


Fig. 2 ビーム電流に対するポテンシャルの変化

## II-16 K-10-12号機による電離層DC電界測定実験の解析

大塚 辰蔵・鶴田 浩一郎・前沢 潤 (東洋電研)  
小川 俊雄・森田 護 (京大理)

Double Fluctating Probe 法による電離層内 DC 電界測定を K-10-12 号機で行った。測定には直交 1 対 2 組の Double probe (実軸長 8.565 m 及び  $\alpha = 260$  m) を使用。データの伝送には PCM 回路を用いて 12 bits  $\times$  2 のディジタル値を送った。打上げの時は 76 年 1 月 18 日 14 時 20 分で全飛翔期間にわたって測定器は正常に動作し、図 1, 2 のデータを得ることが出来た。

図 1 は静電界測定器のみが動作していた期間であり、 $\omega \times B$  成分が主としてあらわれてくる。図 2 は CBE (Controlled Beam Emission) が作動中のため、電流流くなり測定値が大きくなり出ていることがわかる。

実際の DC 電界を得るには、姿勢情報・飛翔データ及び地球磁場の  $\omega \times B$  を計算して、測定値から差し引く必要がある。現在ディジタルデータを作って、この作業をすすめているので、その結果を報告する予定である。

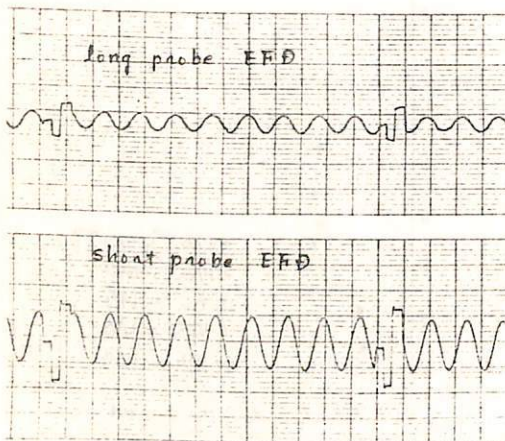


図 1 EFD のみ作動。

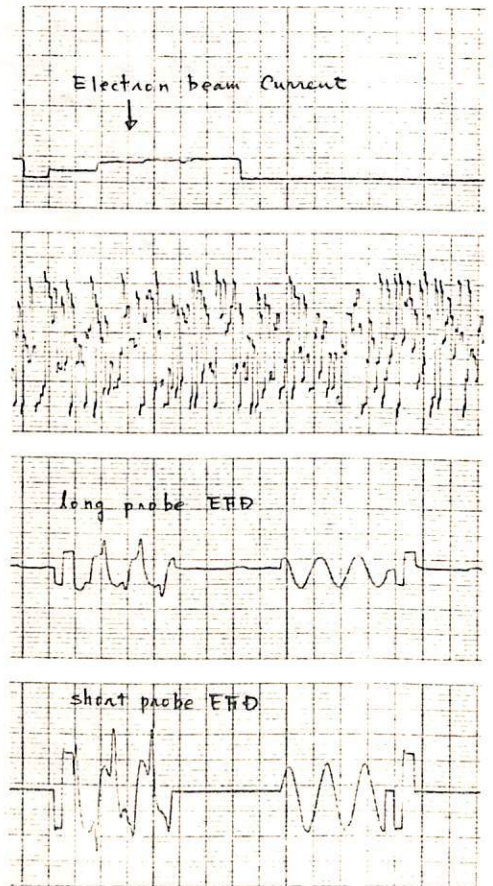


図 2. EFD に対する CBE の影響

中村 純二  
東大教養

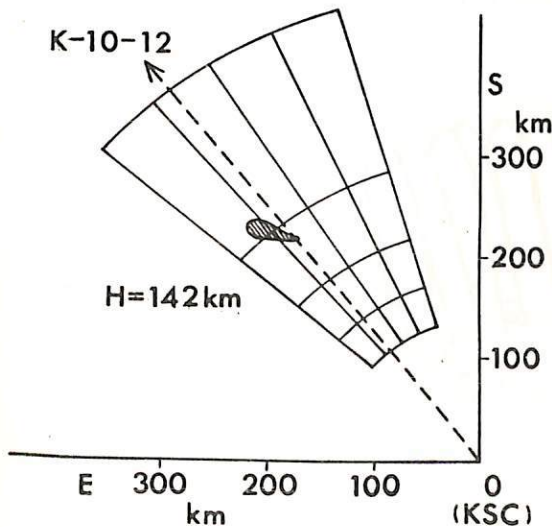
昭和51年1月18日1420に打上げられたK-10-12号機によって、初めて昼間の風の観測が行われた。搭載されたNa弾は総重量20Kg、ロケット下降時に頭胴部から切断された後、30秒後に作動して、高度136kmにおいて、気体NaおよびCsをそれぞれ10molづつ約0.3秒の間に放出した。

観測は内之浦におけるZeeman受光器、分光計および干渉フィルター付カメラ、山川電波観測所におけるionosondeおよび干渉フィルター付カメラによって行われたが、検出できたのはZeeman受光器だけであった。密度としては十分ionosondeにもかかる状況であったが、天頂角が68°もあって、受信角45°のデルタ型アンテナでは受信できなかったものと考えられる。

Zeeman受光器は8度間隔の16方位を、間欠的に一周期100秒間で掃天するもので一方位4秒間の観測の中、最初の2秒はNaガス槽に約4000ガウスの磁場をかけ、後の2秒は磁場をかけないで、Naガス槽からの散乱光が測定された。薄明時の観測では磁場をかけない場合の光電流Iは、磁場をかけない場合の光電流I<sub>0</sub>より小さかったが、昼間は青空の背景が極めて明るく、Na発光雲の存在する方位でもI<sub>0</sub><Iの関係は崩れなかった。

しかし  $\frac{I-I_0}{I}$  の値を各方位について計算すると、Na雲の存在しない方位では、

28~40%であったのに対しNa雲の存在する方位では僅かに13~20%であって、S-N比20程度であっても十分Na雲の方位を確認することができた。



発光雲の出現した発射後6分から20分までの観測結果を図示したのが左の図である。今回はZeeman受光器が一台しかなかったため、発光雲の空間位置を求めることはできなかったが、これまでの測定から風速は略水平であることが判っているので、図はNa弾の作動した高度136kmの面内でNa発光雲は水平に移動したとの仮定のもとに、その移動並びにひろがりの模様を記入したものである。これによれば風向は、E(15±5)°S、風速は(60±10)m/sと推測される。

当日の天候は快晴であった。しかし薄い巻雲と霧がかかり、またロケット2段目の排煙が観測方向に流れて来て、発射後15分~20分のデータには仰角40°、方位角E40°S方向に  $\frac{I-I_0}{I}$  の値がそれぞれ25%、23%お

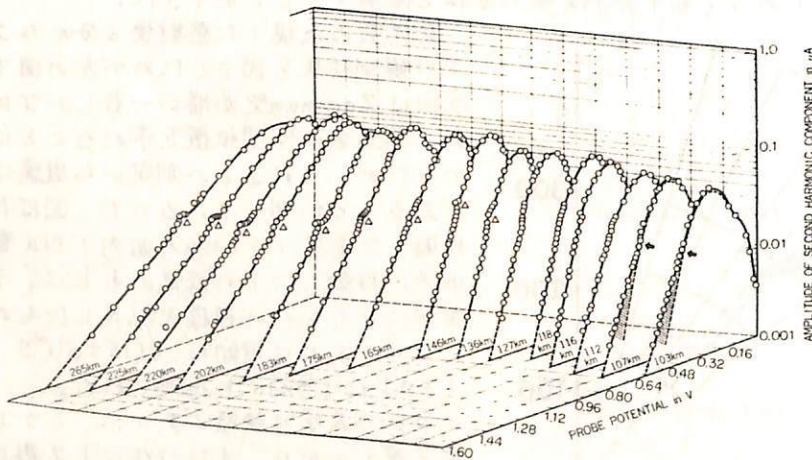
よび27%の観測値が見られた。この原因として、偏光度、微粒子による反射率、排煙ガスの成分、フォトマルノイズ、交流アンプの雑音等が考えられるが、詳細については現在検討中である。

今後の計画として、フォトマルの交換、交流アンプをロックイン型に改良すること、並びに少なくとも2地点にZeeman受光器を設置して、完全な昼間の風の観測を実施すること等が考えられる。

小山孝一郎、平尾邦雄  
 東京大学宇宙航空研究所

1970年以來、電子温度プローブによって得られた電子温度プロファイルの中で、興味深いのは午前11時ごろに限って現われると思われる高い電子温度層の存在である。ここに報告するのは、この電子温度層中の熱的電子のエネルギー分布の測定の結果である。この測定については前に一部発表したことがあるが、今回はその最終結果の報告である。

測定は電極に高周波電圧を印加した時に電極に流れる歪電流の中から得られる二次高調波成分とエネルギー分布函数の関係は  $f(eV) \propto \sqrt{V} \frac{dV}{dV}$  とあらわされるとする二次高調波法によって行なわれた。図1は二次高調波成分をセミログプロットしたものである。高度103 km および 107 km においては明らかに高いエネルギー領域が持ち上っており、これら高いエネルギー部を形成する電子の総数は  $7 \sim 8 \times 10^3$  個/cm<sup>3</sup> であり、これはE層の電子密度の 7~8% を占めている。高度140 km 以上になるとセミログプロットは殆んど一本の直線で表わされるように、電子はほぼ単一の温度を持つマクスウェル分布状態にあると考えられる。100 km 付近の hot electron の発生の機構は未だ明らかでないが、地磁気嵐時に発射されたK-9M-47号機においては高電子温度層が観測されなかったことは、この問題を解く重要な足がかりとなる。



#### 参考文献

Oyama, K. and Hirao, K.,  
 Oyama, K. and Hirao, K.,

Rev. Sci. Instr., 47, 101-107, 1976  
 Planet. Space Sci., to be published in 1976.

地磁気赤道 (Jicamarca) におけるレーダ法  
および in-situ プロブ法による電子温度測定小山 孝一郎, 平尾 邦雄  
東京大学宇宙航空研究所

1975年5月 Illinois 大学の L.G. Smith などの proposeしたロケットに電子温度  
プローブを搭載してもらった。搭載された計器は Faraday rotation 法による D層  
電子密度測定器、ラングミュアプローブ、それに われわれの電子温度プローブである。  
同時に地上からは、トムソン散乱法によって電子温度のプロファイルを取得することか  
試みられた。最大高度 180 km に達したロケットによってすべての観測が行われた  
ようであるが、ここでは、われわれの電子温度プローブによって得られた結果と レーダ  
法による観測との比較を示す。



## 夜間における電離層電子温度の異常上昇

—「電離層電子温度観測」第1報—平尾邦雄, 小山孝一郎  
東大 宇宙研

探3号科学衛星「電3号」打上以来、1年以上経過したが、現在も異常なく運行しておりデータの観測位置も候補に行われている。昨年12月24日で最初の10ヶ月のミッションを終え、一時待機の状態におかれながら、3日以降時々観測が行われている。

「電3号」は太陽活動のさめめと静穏期間に観測を行っているため、非常に規則正しく且系統的分布を得ている。又そのために異常分布等の擾乱現象と重なることがないのではっきりと見出すことができる。

電子温度分布についても、~~2500~~<sup>500</sup> km から 3000 km の全高にわたって、昼間約 2500°K 夜間 800°K 前後というかなり単純な分布が基調となっている。500 km 以下では夜間は多くの地域では概 800°K になっていて、JACCHIA のモデルあるいは CIRA 1972 のモデルで考えられる大気温度と殆んど同じである。しかし夜間においては非常に頻繁に数百度に達する温度上昇が見られる。その温度上昇は一軌道に沿って数千 km におよぶことが多いが、出現地域は磁気赤道にそつ北緯と南大西洋地磁気異常地域の2ヶ所に大別される。前回の講演会において報告した太陽X線カウンタによる南大西洋地磁気異常地域の電離層領域における粒子降下領域と電子温度の同地域の異常上昇を示す領域とはよく一致している。磁気赤道にそつ北緯電子温度上昇もやはり荷電粒子による加熱と考えられる。

科学衛星「たいよう」の軌道変化から求めた外圏大  
気の密度及び温度の変化

加藤愛雄 平尾邦雄 清水 修

(東海大航空宇宙)(東大宇宙研)(東海大航空宇宙)

「たいよう」は1975年2月打ち上げられ、近地点約250 Km、遠地点約3000 Kmである。近地点が約250 Km であるのでこの衛星軌道の変化が250 Km附近の大気密度に支配されるので、この軌道変化から250 Km 附近の外圏大気の密度及び温度変化を求めた。

データは1975年2月から1976年1月までの1年間のデータを用了。その結果近地点が、1975年4月から8月頃までは地球の夜間部を通過し、打ち上げ時2月から4月までと7月から1976年1月頃までは地球の昼間部を通過して居るので、明らかにこの日変化が求められた。又太陽電磁フラックス(10.7 cm)及びK-indexともよい相関が求められた。尚得られた密度及び温度はJacchiaが示した大気モデル(1971)とよく一致して居る。

大 林 長 蔵  
東京大学 宇宙航空研究所

1980年には、第一次スペースラブの実験が行なわれることが決定し、その実験参加のよびかけがなされた。わが国からは粒子加速器実験 (SEPAC: EBA, MPD-AJ) を提案することが企画され、その具体化がすすめられている。これはシャトルに搭載される電子加速器, プラズマ加速器を用いてスペース・プラズマ実験を行なうもので次のような主要目的をもっている。

- 1) 粒子ビームと大気の相互作用 (オーロラ, 大気光励起)
- 2) 粒子ビーム・プラズマ物理実験 (ビーム伝播, 波動励起)
- 3) 電荷中和実験
- 4) 電子エコ-実験
- 5) E//B 探査実験

これに用いられる機器群は

- ・ 電子加速器 (集束, 偏向, モジュレーション付) 20 kV, 2.5 A
- ・ MPD・アークジェット (SSS, FAV 付) 5 kJ × 2
- ・ 電源装置 (蓄電器, 電池, 高圧発生器, 充電器)
- ・ コントロール/モニター装置
- ・ 各種観測機器 (TV, 粒子, 波動, 電磁場)

これらの装置は他の観測項目機器と共にスペースラブに搭載され、総合的な大気科学・プラズマ実験が行なわれる予定になっている。

## と彗星核の自転について

斎藤 馨児・畠田 弘一郎  
東京天文台

ウエスト彗星は、本年3月に東天で観測され、稀に見る大彗星だった。3月4日～8日ごろ扇形に広がった尾が見えた。尾全体の形とスペクトルの特徴から、明らかにダストの尾である。

写真を見ると、尾は、最大20～25本のシンクロン群から成る。ここでは、尾と核付近の形が日を追って変化していく状況をスライドで示し、シンクロン群の生成機構と以下のように論じる。

ウエスト彗星の核は、近日点通過の前夜、3～4個に分裂した。そのため核に新しい表面が生じ、ふつうの約10倍の数のダストが発生したとされる。いっぽうに、シンクロン群のおのおののすじは、核から特定の時刻に出てきた粒が、粒の大きさにしながって一線に並んで生じる。今回の場合、すじが周期的に生じたのは彗星核の自転のためで、自転周期は数時間であろう。

シンクロン群の見られる彗星の例として、ムルコス彗星(1957d)、池谷・関彗星(1965f)についても言及する。

小島正宜・渡辺 堯・柿沼隆清・石田善雄・丸山 夫  
名大 空電研究所

改良されたシンチレーション観測装置と新しいData処理システムについて報告する。改良の主目的として①太陽フレア等にともなう shock 波の惑星間空間伝播などの過渡的現象を捕える。②シンチレーション観測の統計的精度を上げる。③より多くの電波源を観測できる様にする。④これらにより増大するDataの迅速な処理・解析・報告ができるようにする。一が掲げられる。

(a) 南北方向のビーム振り。

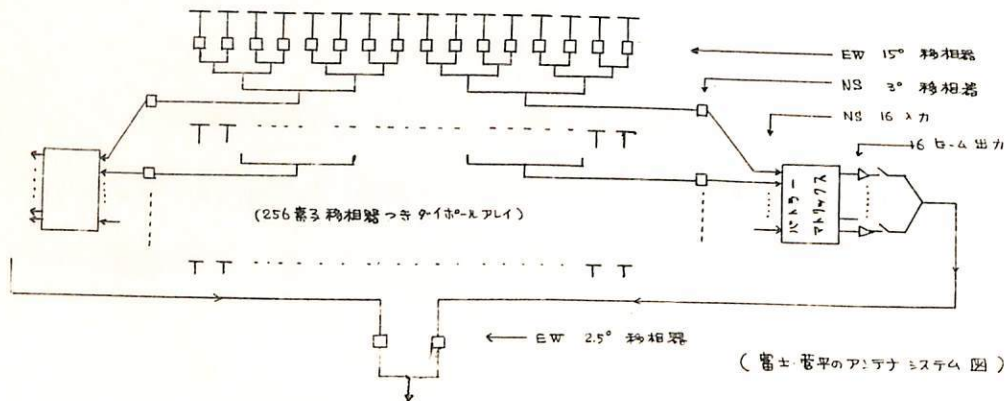
従来までアンテナ系は子午面内のみバトラーマトリックス回路によりマルチビーム化されていた。各ビームのHPBWは約6°でビーム間隔も6°である。この為ビームとビームの谷間に位置する電波源の観測は困難であった。これを改善する為に南北方向に3°のビーム振りが可能となる様にした。

(b) 東西方向ビーム振り。

従来の様な電波源の南中時10分間程に限られた観測では惑星間空間向き長時間にわたりモニターすることはできなかった。観測量も少くDataの統計的精度を上げることもできなかった。これを改善するため電波源の東西方向追尾を可能とした。この目的で全ダイポールに15°stepの移相器を入れ、更にダイポール8個毎に2.5°stepの移相器を入れた。ビームは子午面とその東西15°方向の三方向にとびとびに向けることができる。更に三方向の各方向で電波源を約30分程観測できる。この結果ビーム駆動はstep状ではあるが一電波源をおよそ2時間にかたり観測できる。

(c) Data 処理システム

長時間の観測が可能になるにつれ増大するDataの迅速な処理が必要である。現在各観測所でDataはアナログ量で録音され、同時にJJYシンカルとDataサンプリング信号を録音しておいて、後日豊川で各観測所向の時刻の同時性をとってdataをサンプリング処理している。この方式は多大の手数と時間を要し、更にAnalog Dataの録音・再生にともないS/Nの悪化をきたす。これを改善する為各観測所においてDataは即刻digitalizeされミニコン(OkiTAC 4300C)によりMT装置へ集録される。時刻の同時性については各観測所でJJYにて常時校正されたTime Standardを用いる。観測・Data集録は全て自動化されている。観測の順序・ビーム制御・受信器Gainの調整等は全て4kbitのICメモリ内にプログラムされている。

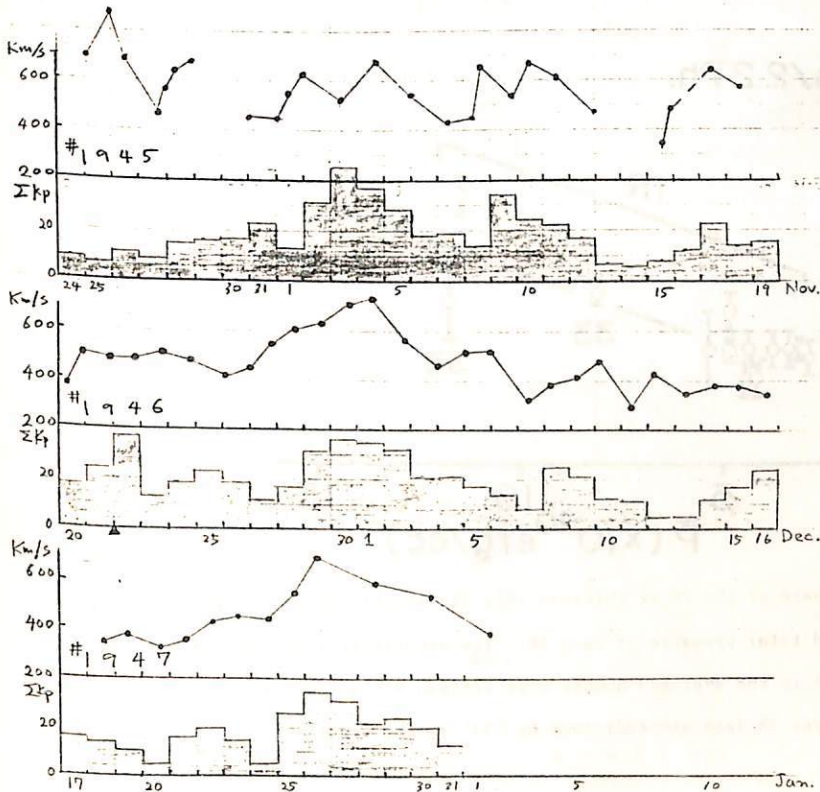


1975年9月-12月の回帰性 Coronal Hole と  
高速太陽風流

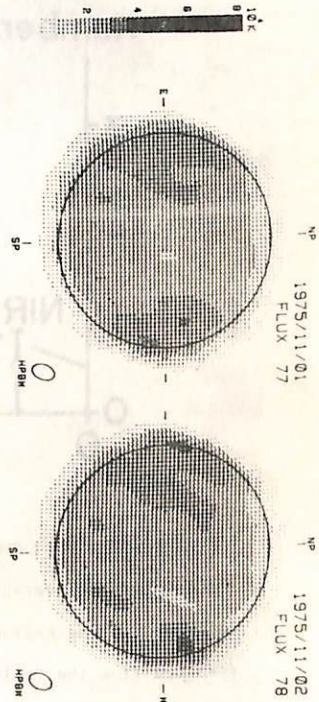
柿沼隆清 渡辺 堯 小島正宜 難目信三 柴崎清登 石黒正人 田中春夫  
名古屋大学宇宙電研究所

1975年9月から12月にかけて (Rotation Nos. 1943~1947) 回帰性地磁気擾乱が観測が観測されている。第1図に見られるようにこの擾乱は各 Rotation の始まりより約10日目に出現している。太陽風の速度をC 298のシンチレーション観測によりこれに対応した高速太陽風流が観測されている。第1図に示した太陽風のデータは、観測時刻と地球とC 298のシンチレーションによりモーター出発点(P点)との間の Corotation Delay の分だけ shift したものである。それによるP点の日照緯度が20度以下となる#1946, #1947においては、Ikpの増大と高速太陽風流との対応は、きりと認められる。しかしP点が高緯度帯にある#1943, #1944においてはこの対応は必ずしも明確ではなく、高速太陽風流が緯度帯に有限の域がりを持つていてこれを示していると思われる。

直径8cmのヘリオグラフによる、この擾乱に対応して回帰性の Coronal Hole が観測されている。太陽面中子線通過は大体9月7日、10月4日、10月30日、11月28日、12月24日であった。11月1,2両日における8cm太陽面を第2図に示す。図中中子線よりわずかに西寄りにある白っぽい領域が Coronal Hole に対応する。地磁気擾乱は冬至の子午線通過後、約2~3日おこれて発生しており、これは600~800 km/secの高速太陽風流が Coronal Hole より流出していることに対応し、シンチレーション観測とよい一致を示している。



第1図



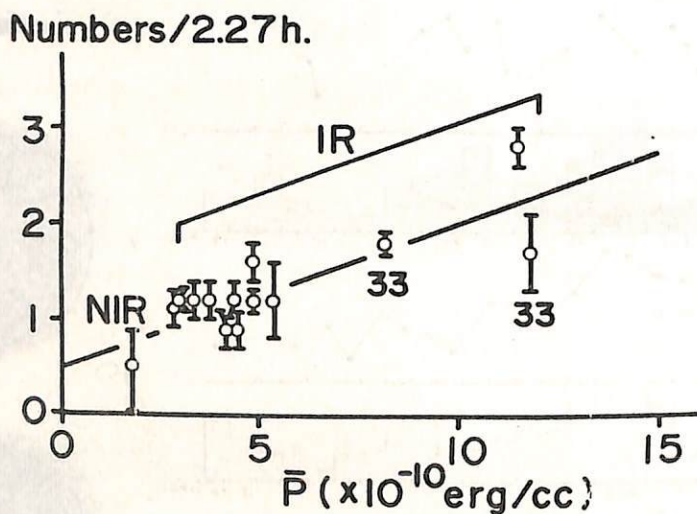
第2図

坂 翁 介 , 北 村 泰 一 ( 九 大 ・ 理 )

Abstract

The occurrence frequency of the tangential discontinuity (TD) was investigated at thirteen interacting regions (the leading edges) of the solar wind, where the each averaged value of the total pressure takes very much higher values ranging from  $3 \times 10^{-10}$  to  $12 \times 10^{-10}$  erg/cc than the non-interacting regions (the troughs or the high velocity regions,  $\leq 2 \times 10^{-10}$  erg/cc).

The present result that the degree of the occurrence is considerably higher in the interacting region than in the non-interacting region was confirmed to be consistent with our previous result. It was newly found that the occurrence frequency at the interacting region increases when the strong interaction has occurred.



The occurrence numbers of the TD at thirteen IR's (Interacting Regions) plotted as a function of the averaged total pressure of each IR. The occurrence frequency at the NIR (Non-Interacting Region) is the averaged number over fifteen NIR's. The two points resulted from the Explorer 33 data are indicated by '33' in the figure.

(オ1報)

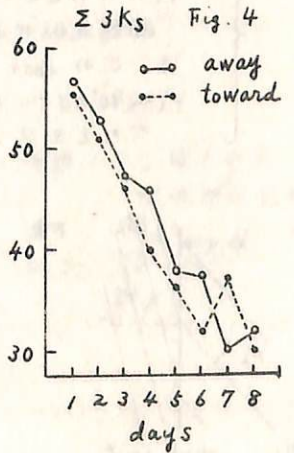
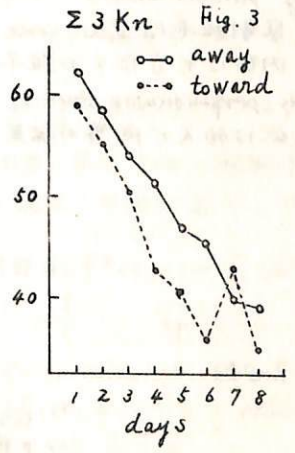
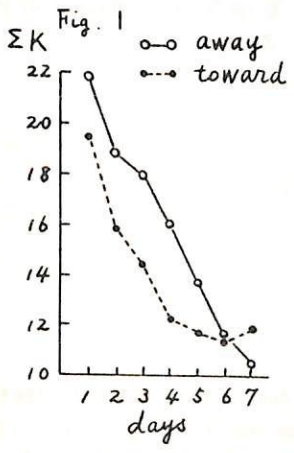
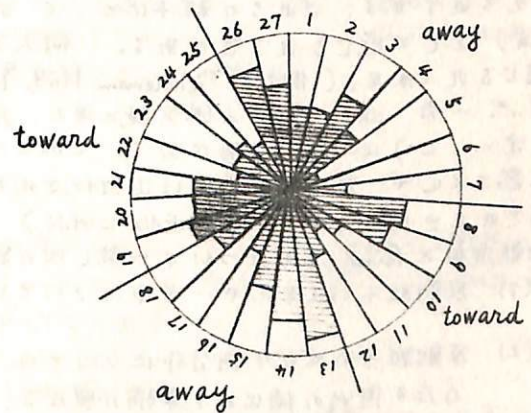
永井正男

地磁気

1970~1972年の太陽黒点数下降期における惑星間空間磁場のセクター構造と地磁気嵐との関係を調べた結果、次のことが判明したので報告する。

- ① 27日の回帰性は緩始磁気嵐だけでなく、急始磁気嵐にもみられる。いずれもセクター境界の通過直後に最も多く発生している。
- ② 樺岡におけるKインデックスの daily sum を使って、セクター境界の通過後の日数と地磁気活動度との関係を調べると、平均してオ1日目が最も大きく、日数がたつに従って急速に減少するのがみられる (Fig. 1参照)。  
また AE インデックスの daily sum を使った場合も同様の結果が得られた。
- ③ 1972年では4つのセクター境界が明瞭にあらわれ、いずれもセクター境界の通過後オ1日目が最も活動的である。また away セクターの方が toward セクターより活動度が大きくなっている (Fig. 2参照)。
- ④ 北半球と南半球の活動度の非対称性とセクター境界の通過後の関係を調べるため、3Kn および 3Ks の daily sum が使用された。北半球の夏で活動度の南北非対称が著しく、Equinox ではやや北半球の方が活動的であった。またいずれの半球も away セクターの方が toward セクターより活動的であり、セクター境界のオ1日目が最も大きく、日数がたつに従って減少していくのがみられた (Fig. 3・4参照)。

Fig. 2 1972





粒子の反射・加速の素過程

寺沢敏夫

東大宇宙研

衝撃波による粒子の加速過程には大別して二種類あると考えるれる。すなわち、

(i) microscopic process ---- shock の形成自体と密接に関連した過程、  
 plasma 粒子の熱化、non-thermal tail の形成等があり、turbulent な  
 電磁場の働きが重要なプラズマ物理学的過程

(ii) macroscopic process ---- shock front における粒子の反射/透過に関連した過程、  
 plasma 内のマクロな電場  $E = -\frac{1}{c}U \times B$  による加速である。

宇宙線等の高エネルギー粒子と衝撃波の相互作用のとき重要となるのは(ii)の過程である。  
 以下では(ii)の立場で、衝撃波自体は与えられたもののみをみなし、そこに入射する高エネ  
 ルギー粒子のふるまいについて考える。この場合、

(粒子の Larmor 半径)  $\gg$  (shock front の厚さ)

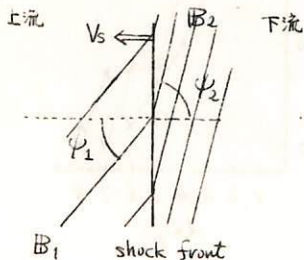
と考えるれるから、これらの粒子にとって shock front は磁場の不連続面(もしくは磁場の  
 feink)として感じられる筈である。何人かの著者によりこの立場から粒子のふるまい  
 が論じられて来た。(例えば、<sup>1)</sup>Schatzman 1963, <sup>2)</sup>Hudson 1965) 以下、この立場を feink 近似  
 と呼ぶ。一方、shock front を磁気鏡と考え、反射を断熱的(すなわち粒子の磁気モーメント  
 を一定として)に取扱う立場がある。(例えば、<sup>3)</sup>Sarris & VanAllen 1974 の Appendix) 断熱  
 性は高エネルギー粒子に対しては正当化されないが、主として数学的取扱い易さのため  
 採用されてきた。(以下で断熱近似と呼ぶ)

断熱近似と feink 近似について比較し次の結果を得た。

(1) 反射粒子のエネルギー分布については、両近似にそれほど差はない

(2) 反射粒子のピッチ角分布については、上流側での磁場と shock front の法線ベクトル  
 のなす角  $\psi_1$  の値により事情が異なる。

- $\psi_1 \sim 0^\circ$  のとき (nearly parallel shock)
  - 断熱近似によれば反射粒子は loss cone 分布をする筈だが、feink 近似で  
 は、この loss cone 内部にもかなりの粒子が分布する。
- $\psi_1 \sim 90^\circ$  のとき (nearly perpendicular shock)
  - このとき 2 つの近似は殆んど同等の結果を与える。



<sup>1)</sup> E.Schatzman, Ann. d'Astr. 26,234 (1963)

<sup>2)</sup> P.D.Hudson, Mon.Not.R.astr.Soc. 131,23(1963)

<sup>3)</sup> E.T.Sarris and J.A.VanAllen, J.G.R. 79,4157 (1974)

寺沢敏夫

東大宇宙研

昨年春の学会において 惑星間空間衝撃波の伝播に伴ってみられる エネルギー  $\sim$  数 MeV の Proton の加速現象 ("Shock Spike Event"; Shock front での反射と、善段から太陽風内に存在している Alfvén wave による散乱のため起こる Fermi 型統計加速と考えられる) の解析結果を報告した。その際、エネルギー・スペクトルの解析と空間分布の解析を独立に行うために、時間的定常性が実現していることを仮定した。ここでは簡単なモデルを用いて得られた この仮定の妥当性の証明、及び 被加速粒子のエネルギー・スペクトルの形状について論ずる。

通常、太陽風内での宇宙線粒子の輸送は、拡散・対流方程式によって記述されている。ところで、拡散方程式は、ブラウン運動の理論(粒子速度  $V$ , 平均自由時間  $\tau$ ) において拡散係数  $V^2 \tau = \text{一定}$  のまま、 $V \rightarrow \infty, \tau \rightarrow 0$  として得られる。一方、Fermi 加速の過程には速度  $V_s$  をもつ "moving wall" が存在し、加速能率  $\Delta E/E$  は  $V_s/V$  で決まるから、加速を正當に扱うためには有限の  $V, V_s$  をとり入れる必要がある。従って拡散方程式系は Fermi 加速の記述には不適当であり、これに代りたものとして、ここでは Fisk & Axford (1969)<sup>†</sup> により導き出された 2 成分の方程式系を用いる。すなわち

$$\begin{cases} \frac{\partial f^+}{\partial t} + (\bar{V} - V_s) \frac{\partial f^+}{\partial x} = \frac{1}{2\tau} (f^- - f^+) \\ \frac{\partial f^-}{\partial t} - (\bar{V} + V_s) \frac{\partial f^-}{\partial x} = \frac{1}{2\tau} (f^+ - f^-) \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 $V_s$  は衝撃波の速度 ( $> 0$ )、 $f^+, f^-$  はそれぞれ  $+x, -x$  方向に伝播する粒子の分布関数、 $\pm \bar{V}$  はこれらの平均速度(ヒストグラムに因する)である。ただし  $(t, x)$  は shock front の静止系、一方  $\bar{V}, V_s$  は background の太陽風がもつた速度である。

境界条件として  $x \rightarrow \infty$  で  $f^+, f^- \rightarrow f_0(E)$  ;  $E$  は粒子エネルギー (2)

初期条件として  $t=0$  で  $f^+ \equiv f^- \equiv f_0(E)$  (3)

粒子は shock front で反射・加速される。従って加速は  $x=0$  での境界条件として取り入れ、加速のグリーン関数を  $R(E, E')$  とすれば、

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^+}{\partial t}(E, t, x=0) &= \frac{f^- - f^+}{2\tau} - (\bar{V} - V_s) [f^+(E, t, x=0) - f^+(E, t, x < 0)] \cdot \delta(x) \\ &+ \int R(E, E') (\bar{V} + V_s) f^-(E', t, x=0) dE' \end{aligned} \quad (4)$$

とあらわされる。(この条件は(1)式の差分近似の物理的意味の考案により得られた) (1)~(4) を差分近似により解いた結果、比較的速く ( $t \geq 10\tau$ ) 定常解<sup>\*</sup>に収束することが示された。

$$\left[ \begin{aligned} \times \text{空間部分} \left\{ \begin{aligned} f^\pm(E, x) &= f_0(E) + f_p^\pm(E) e^{-\frac{V_s}{(\bar{V} \pm V_s)^2} x} \\ f_p^-(E) &= \frac{\bar{V} - V_s}{\bar{V} + V_s} f_p^+(E) \end{aligned} \right. \\ \text{エネルギー・スペクトルは積分方程式} \\ f_p^+(E) &= \frac{1}{\bar{V} - V_s} \int R(E, E') (\bar{V} + V_s) \{ f_p^-(E') + f_0(E') \} dE' \end{aligned} \right] \\ \text{の解として求まる。} \end{aligned}$$

<sup>†</sup> L.A.Fisk and W.I.Axford, Solar Phys. 7, 486 (1969)

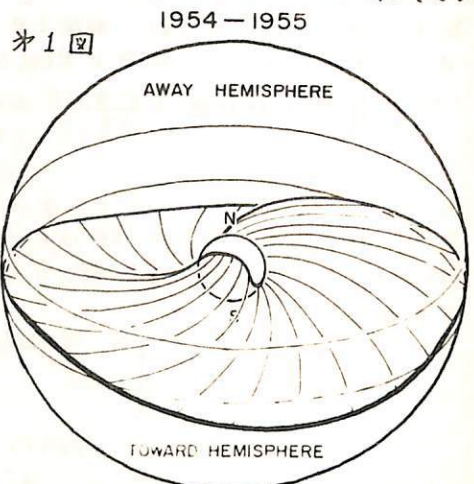
齋藤 尚生・渡辺 栄  
(東北大・理)

惑星間空間磁場の sector 構造が見かけ上消滅して了解という現象が、過去の太陽活動極小期に時々観測された事を昨秋の学会で述べた。その最も顕著な例は Solar Cycle No. 18 から 19 にかけての極小期で、prehistoric IMF data によると、1954 年春には 4-sector 構造を形成していたが、同年秋になると 3ヶ月間程 sector 構造が消滅して了解。即ち毎日 away polarity ばかりが観測され、toward polarity は殆ど観測されなかつたという状態が続いた。翌 1955 年春になると又 4-sector 構造が蘇つたが、同年秋には再び 2ヶ月位 sector 構造が殆ど消滅した状態が全続した。この極小期程ではなくて他の極小期でも、away day が一方的に多かつたり、その逆であつたりする例が多い。

1954 年から 1955 年にかけてのこの sector 構造消滅現象を two-hemisphere model で説明すると 1 回の如くなる。同図の中心円は太陽と、外側の円は太陽を中心とした半径 1AU の球面を表わす。太陽を中心に固定しておくと、地球が単位球面上の軌道を 27 日で一周する事と太陽の自転とは等価になり、1 回の 2 個の楕円のうち上方は 9 月の、下方は 3 月の地球軌道を表わす。PIMF data から求められた 27 本の Archimedian spiral によって包絡された曲面は IMF の neutral sheet を表わし、その曲面は惑星間空間をほぼ two hemispheres に分割している。neutral sheet の北側は IMF の極性が away である様な hemisphere であり、南側は toward hemisphere である。one solar cycle を全通する間に太陽の一般磁場は逆転する。即ち太陽の virtual heliomagnetic pole (VHP) は一方の自転極付近を繞れて太陽面上を移動し、赤道とよぎつて他の自転極付近に近づいてそこに留まる。この VHP の移動に伴つて neutral sheet も次第に傾き、遂には反転することによって惑星間空間磁場の two-hemisphere の極性反転を終了する。

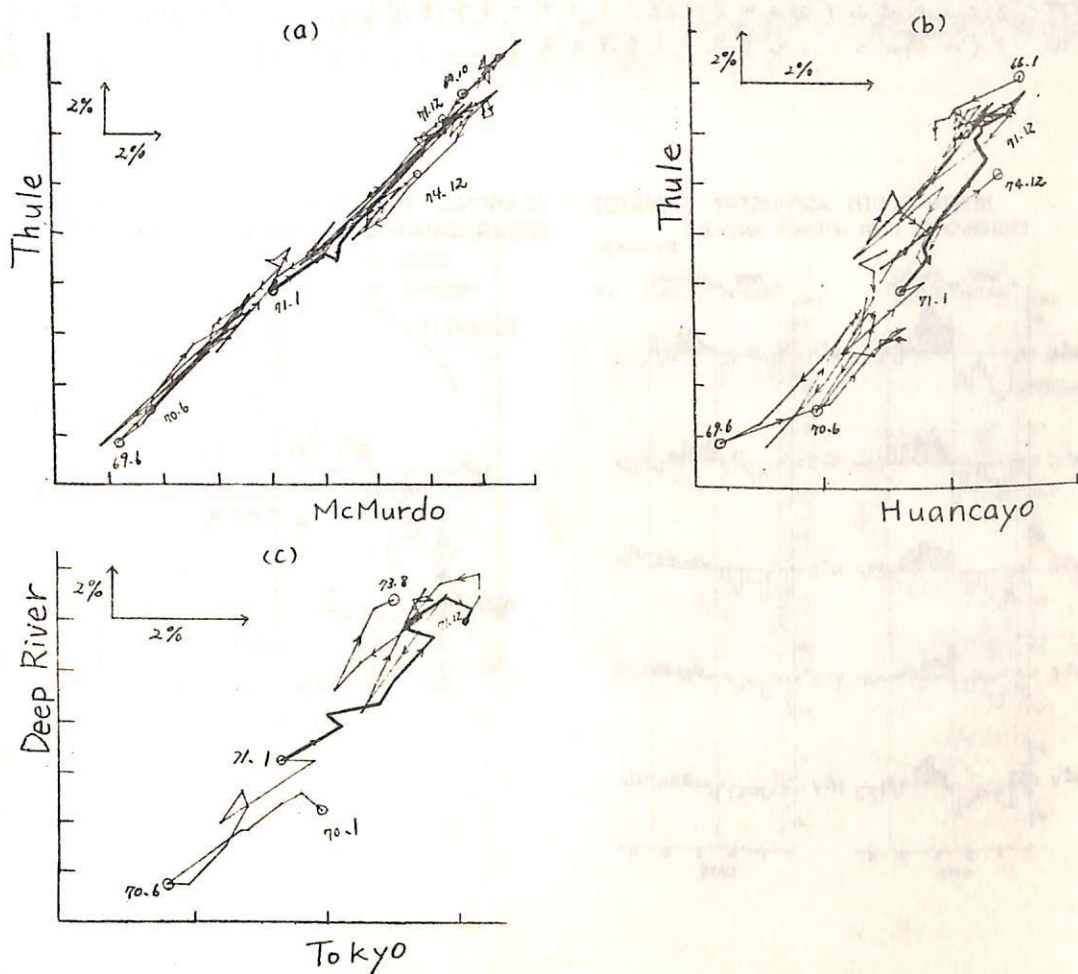
1954-1955 年には太陽の北半球が南半球より active であつた為、 $\Theta$ 効果によつて 1 回に示す如く neutral sheet は南半球側に押し下げられている。従つて 3 月には恰も 4-sector 構造であつた IMF が、9 月付近になると away hemisphere の中々に地球が浸る為、見かけ上 sector が消滅したかに見える。これが two-hemisphere model による sector 消滅現象の解釈である。

今、太陽の北半球および南半球の太陽活動度を夫々  $R_N, R_S$  とした時、 $\Theta$ 効果は太陽活動度の南北非対称によつて生ずるとして  $R_N / (R_N + R_S)$  の yearly value を 56 年向 (1918-1973 年) に亘つて計算し、PIMF から求めた太陽一般磁場反転から極性を求めて toward hemisphere の勢力を計算する。一方 PIMF 観測資料から毎年毎に toward polarity day が起つた割合を計算して両者を比較すると、期待値と観測値の傾向の一致を見た。このことから sector 構造消滅現象のみならず、一般に IMF の away-toward の割合が 50% から外れる現象は、two-hemisphere model における neutral sheet が、 $\Theta$ 効果を受け一方の半球側に曲げられている事がその原因の一部であると考えられる。



奥谷晶子、和田雅美  
理化学研究所

図は1964年から1974年迄の1 solar cycleの回帰曲線である。Neutron Monitorで観測された月平均強度をプロットしたもので、time scale 数ヶ月の変化が重なっている。  
 (a) McMurdo - Thule、全体として45°の線にきれいにのっている。McMurdoの代りにDeep River まで、でも同様である。(b) Huancayo - Thule、全体としてふくらみを持っている。1969年におけるHuancayoの位相のおくれが'70、'71年迄続いてヒステリシスループを作る為で'72年に位相のおくれはなくなっている。比較的静穏な'71年(太線)に11年変化の振幅のおよそ1/2が回復しており、又その傾斜は全体の傾斜に合っているようである。回帰直前後と回復後にtime scale 数ヶ月の比較的大きな変動がみられる。  
 (c) Tokyo - Deep River、'70年以後の回復期のデータのみであるが、'71年(太線)に急速な回復を示すことは(a)、(b)と同様である。今回は11年変化の回帰曲線の中、上記の特長をもつ期間のスペクトルを比較検討して、宇宙線強度の11年変化とスペクトルの関係について調べた結果を報告する。



森 覚 安江 新一 赤羽 重信 (信大理) - 之瀬 匡敏 (信大教養)

信州大三郷地下 (30 m. w. e. の深さ) の高精度多方向中間子計のデータ (1923 ~ 1975) を使用し、地球自転軸に「平行宇宙線の流れ (南北異方性)」と軸に「垂直な流れ (日周変化異方性)」の惑星間空間磁場依存を調べた。

その結果、両者とも「空間磁場の極性」に顕著に依存するところを知り、すなわち (1) 「南北の流れ」は ALWAYS 極性の時は、「南から北への方向の宇宙線の流れ」となり、TOWARD 極性に対しては、「北から南への流れ」となること、(2) この「流れ」は恒星の「磁場に依存する」日変化成分は、1年を関し、顕著な反時計まわりの「年周変化」を起すことがわかった。

上記の解析結果は、Swinson (1969) の、恒星の日変化の太陽系内変動の可能性を指摘した、Swinson 流儀大形 (即ち空間磁場、即ち宇宙線の太陽系外方向の経方向の密度勾配) によく説明される。

今回は、三郷 (30 m. w. e. の深さ) のデータを、旧世界の牛挽子データ、名古屋中間子データとそれ武山 (54 m. w. e. の深さ) のデータを使用し、(1) 日周変化の反時計まわりの、その流儀のことも言及する予定である。

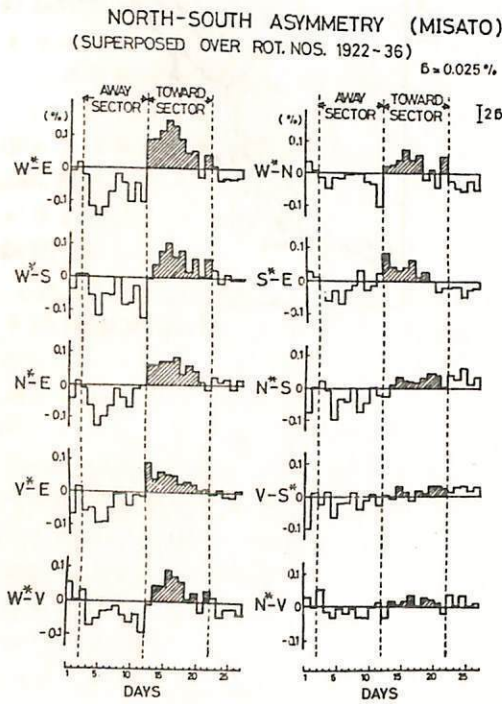


Fig. 1

SEASONAL VARIATION OF FIELD DEPENDENT SOLAR DIURNAL VECTORS (MISATO)

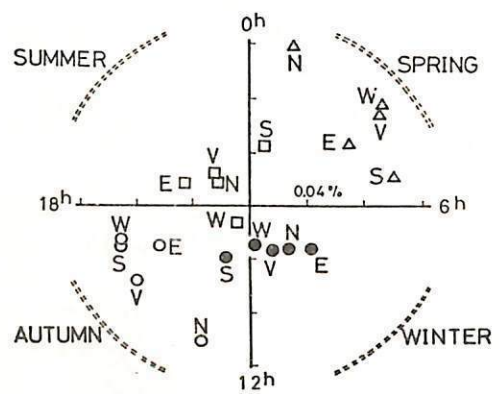


Fig. 2

一之瀬匡興, 森 覚, 村上一昭, 和田雅美  
信大教養 信大理 理 研

すでに地下30 m.w.eにおける多方向中間子計による data を用いて, 惑星間空間磁場の Polarity による宇宙線異方性の存在について報告した。すなわち Ecliptic plane に垂直な惑星間空間磁場の polarity が away のときは南半球から, toward のときは北半球からの流れがある。この流れを地球上で観測すれば, a) 地球の自転軸に平行な成分と, b) 直角な2つの成分として観測される。

(a) は多方向中間子計の各成分の強度差を  $\lambda^*$  とし  $\sin \lambda^*$  の分布を求めると  $\sin \lambda^*$  の分布は asymptotic latitude ( $\lambda^*$ ) により星なり  $\sin \lambda^*$  分布するはずである。Fig.1 は地下30 m.w.e (1974年) に于いてすでに求めた結果で,  $\sin \lambda^*$  (図中の実線) によく一致する。

同様の解析を理研が観測している武山の地下54 m.w.eにおける観測の data を用いて1969~1974の解析を行った。Fig.2は1974年, Fig.3は1969~1973の5年間の平均値を示す。いずれも  $\sin \lambda^*$  に一致する。このことは地下30 m.w.eにおける観測の結果とよく一致する。このように惑星間空間磁場による宇宙線異方性の長期変動, 太陽活動との関係, スマットル等について報告の予定である。

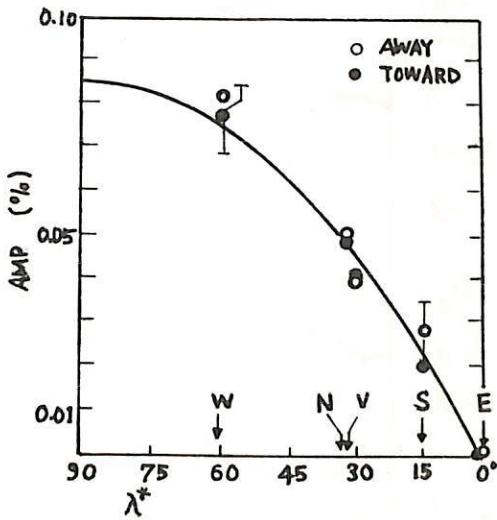


FIG. 1

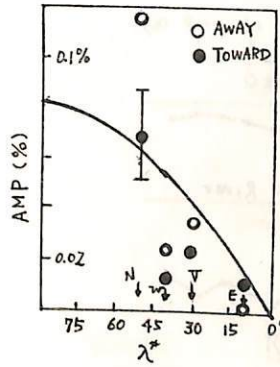


FIG. 2

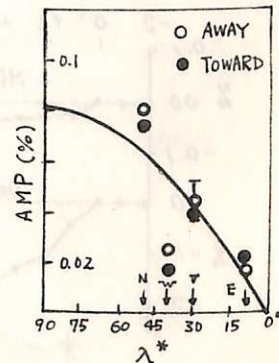


FIG. 3

II-34

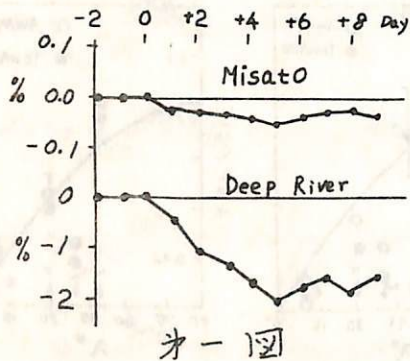
Forbush Decrease の解析

須田 友重, 和田 雅美, 村上一昭, 三島 靖  
 (気象研) (理研) (理研) (愛媛大).

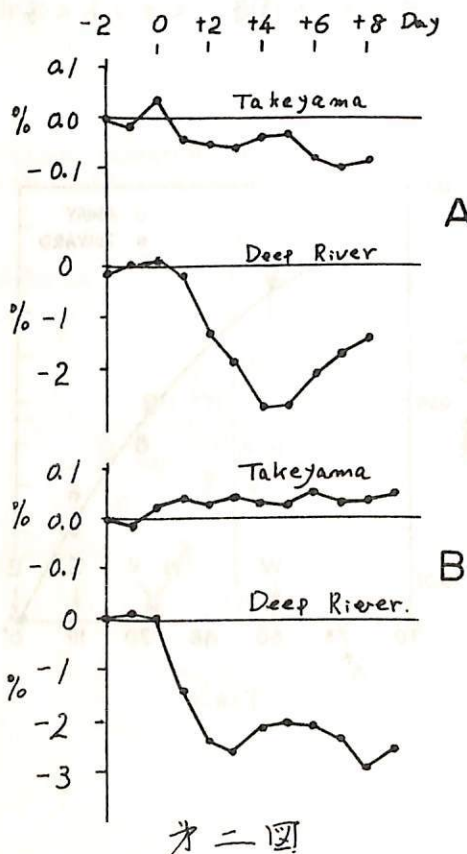
Forbush Decrease を地上及び地下の宇宙線強度を用いて、解析を進めている。  
 三島ら\*によつて、1969-1971年の13例が示された。変化スペクトルが Exponent  
 $-0.9$  で、100GV又は200GVの cut off rigidity をもつことが報告されてゐる。又  
 この Exponent は  $\beta \approx -1$  (Sharp) のものと  $\beta \approx -0.5$  (Dull) のものがあることが  
 指摘されてゐる。現在1975年5月までの解析を進めてゐる。

第一図に Misato (30 M.W.E.) の 1974年1月 - 1975年3月の6例の平均を示してある。個  
 々の F.D. についても減少がみとめられた。第二図は、1973年 - 1974年のもので、  
 10例の F.D. の中4例が Dull なものであつた。Takeyama (54 M.W.E.) では、Aの  
 Dull な4例で減少がみとめられ、Bの Sharp な6例の平均では減少がみとめられて  
 いない。これらの現象について、変化スペクトル及び Cut off Rigidity の解析を行う。

\*. Y. Mishima, K. Murakami, M. Wada,  
 and Y. Miyazaki  
 13th International Cosmic Ray Conference  
 Vol. 2 p. 1289, 1973



第一図



第二図

宗像義毅 森 覚  
(中部工大) (信大理)

宇宙線密度の疎密が solar ecliptic plane の南北に存在するとすれば、宇宙線中間子強度の異方性は、惑星間空間磁場(IMF)に依存するはず。必ず確かでありしので、宇宙線中性子のデータを用いて、その依存する様子を調べた。

解析に用いたデータは、Cut off rigidity が 2 GV 以下の Station で、期間は 1974 年の一半年である。

図1は IMF の磁場が Away のとき、及び Towards のときの南北非対称のようである。これによると異方性の大きさは、0.2% 程度であるが、解析の方法のため、これはよりも小さくなる。又、磁場の方向による異方性より、他の要因による異方性の方が中性子では、中間子以上に大きいと見られる。もっと大きくなる、としよう値である。即ち、磁場の方向に依存する異方性だけが、純粹に取り出されておると断定するには不確かである。

図2は SWARTHMORE の日変化ベクトルが one rotation 示してある。これによれば、磁場の方向の変化(図中の矢印)はやはりよく反映されている。しかし、図3に示してあるように、季節を繰り返すような seasonal Variation は示していない。

構成は中間子と関連づけられて述べられている。

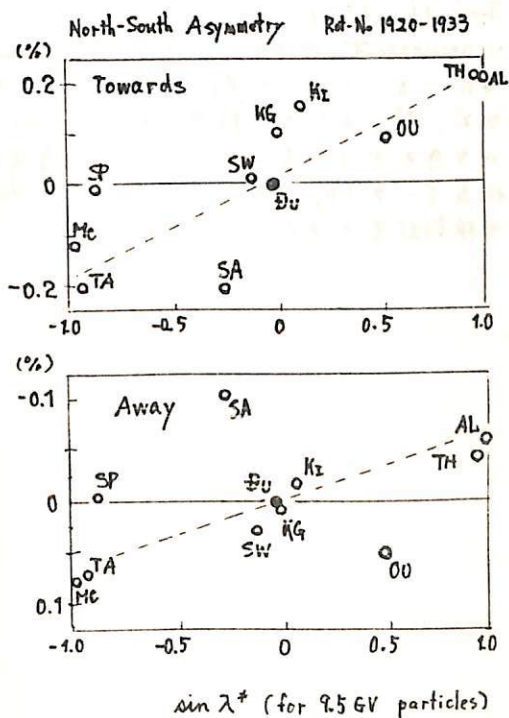


図 1.

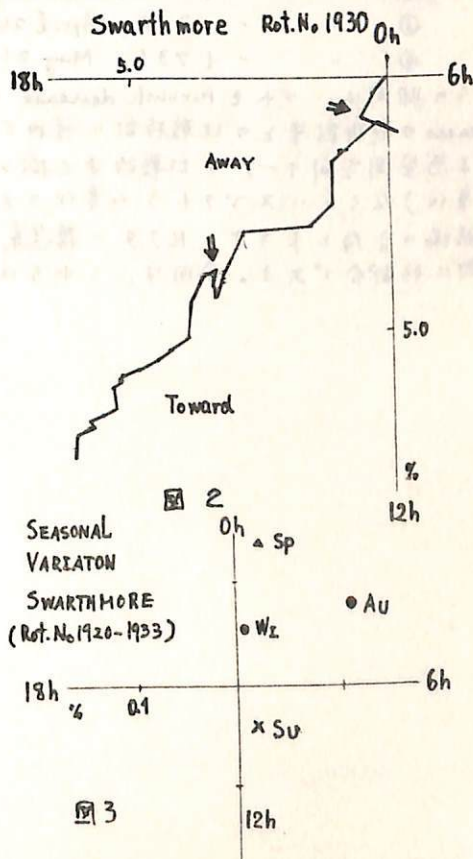


図 3



## 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components

高橋 八部 矢作 直弘 長島 一男  
岩村 秋吉 岩村 秋巻 名大 理

われわれは、さきに、長島による宇宙線三次元異方性の解析方法を用いて、Forbush decreases 教例の解析を行ない、それまでの Forbush decrease の間の宇宙線の Spherical Zonal Components (0th, 1st, 2nd) およびこれらに best-fit の宇宙線の変化スペクトラムを求め、その検討結果を数回にわたって報告してきた。

これらの結果より、実際、在野ネットワークの宇宙線観測所よりの宇宙線中性子成分データを用いたこの宇宙線三次元異方性解析に、この長島による方法が、有効に適用できることが確かめられたので、前回(1975年秋)は解析の対象を"宇宙線強度の27日変化"に移して、今までの同様を方法により、1967年の適当な Solar Rotation 期間内の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components ( $a_0^o, a_1^o, a_2^o$ ) およびこれらに best-fit の宇宙線変化スペクトラム ( $p_0^o, p_1^o, p_2^o$ ) を求め、ごく preliminary に検討を加えた結果を報告した。

今回は解析期間 (Solar Rotation 期間の数) を更に増して、その第2報をあげた。前回とあわせて、解析した期間の全体は次のようになっている。

- ① Rotation No. 1826; January 6 ~ February 1, 1967.
- ② " " 1827; February 2 ~ February 28, 1967.
- ③ " " 1830; April 24 ~ May 20, 1967.
- ④ " " 1831; May 21 ~ June 16, 1967.

これらの期間はいづれも Forbush decrease が顕著に recurrent しており、今までの Forbush decreases の解析結果との比較検討に便利である。また一方、これらの期間は Satellite 等による惑星間空間データも比較的よく揃っているので、得られた宇宙線異方性 ( $a_1^o, a_2^o$  の時間変化) ならびにスペクトラム変化のメカニズムの身がかりに至るとみられる。惑星間空間磁場の方向と大きさ、セクター構造等、また地球磁データ ( $K_p, C_9, SSC$  等) 等との関連の検討に好都合である。今回は、これらについてこの検討結果があげられる。

千葉 敏躬, 小玉 正弘  
 岩手大教育 理 研

宇宙線の *anisotropy* は, 惑星間空間磁場や太陽風などによって影響をうけることは十分考えられる. それらの相互関係を調べるためには, その空間の状態が比較的安定している太陽活動極小期に近い期間が最も適している. ここでは, 宇宙線日変化にもとづく 27 日周期変化の解析を試みる. その現象を通して, 宇宙線と宇宙空間状態との相互関係を明らかにする一つの手がかりを得たい.

Deep River (cycle 19) および Tokyo (cycle 20) における neutron data を 1 日毎にフーリエ解析し, 日変化にもとづく 27 日周期変化について, solar rotation 毎の変動を調べる. それらの結果と宇宙空間の磁場並びに太陽風などに関する物理量との比較により, 以前から論議されている惑星間空間磁場に関する sector 構造についての一つのめやすを得ることを目的とする.

解析の結果から, 宇宙線異方性の 27 日周期変化は, 惑星間空間磁場と sector 構造との関連にもとづいていることが予想される. 今回は, sector boundary の前後における日変化のパターンの比較などを試みる. なお, neutron data を用いた場合の惑星間空間磁場の極性と seasonal variation との関連についても調べてみた.

解析に用いた両 station の data は, 1 日毎の宇宙線日変化に関しての議論をすすめるに足る十分な測定精度があるものと思われる.

## 宇宙線日変化の解析

北村 正通, 池上比呂志  
 気象研究所

- これまでの解析に引続き, 宇宙線日変化について最近の資料を加えて解析した事項の中,  
 1) 宇宙線日変化位相の20年変化の立場からその場合の最近の傾向  
 2) 宇宙線組成成分日変化の特徴  
 3) セクター構造と宇宙線日変化の特徴

手について詳しく結果を報告する。

i) Elliot et al. によって指摘された宇宙線日変化位相の20年変化はその後最近に至るまで持続され, その傾向は保持されてくる。即ち, 1934年~1954年の20年変化に続いて, 1954年~1974年の20年間に於いても同様の変化が見られ, 1934年の日変化最大時刻  $T_{max} \sim 11$ h と示し, 以後次第遅れて1942年の  $T_{max} \sim 15$ h と示し, 以後再び前進を始めるとの事。次の20年においてはほぼ同様の傾向を示している。

ii) 成分による宇宙線日変化位相については, IGY以後約10年間に於いて乗鞍中性子成分及び板橋中間子成分の解析より, 中性子成分の日変化位相が中間子成分よりその後約10時間遅い傾向を示すことが以前に我々が明らかにした。その傾向は今サイクロンにおいても保持されている。即ち1971年~1975年(の一部は未入手のデータあり)の期間における乗鞍, 板橋の中性子成分, 乗鞍, 名古屋の中間子成分について解析した結果もこの傾向を示している。この傾向は単一異方性モデルでは説明出来ない事実である。

iii) 1972年の板橋中性子成分について日ごの日変化と解析した結果, sector boundary 付近において日変化振幅が増大する傾向が見られた。

今後期間を増し, より地下の資料をも加えて解析を進める予定である。

村上昭, 井上葵, 鷲坂修二, 三島靖, 長島一男  
 (理研) (理研) (信大理) (愛媛大理) (名大理)

いろいろのエネルギーの一次宇宙線と観測されるμ中間子の数の間の対応を大気中の核子, π中間子, μ中間子の推移を最近の加速器実験より得られた相互作用の結果を用いて理論的に計算した。前回の大会の報告では, その中間報告を行なったが, 今回は大部分の計算を完了したので, それについて述べる。計算に仮定した基本的条件は次の通りである。

- 1) 一次粒子を陽子として, 核子・空気核の衝突, 生き残り核子とπ中間子発生, π中間子と空気核との衝突, 生き残りπ中間子, π中間子の発生, π-μ decay によるμの発生, μのdecay によって大気中での拡散方程式を数値的に解く。
- 2) この際, 電離による Energy loss はμ中間子についてのみ考慮し, 従って, 一次粒子のエネルギーがかなり低い場合は少し補正が必要かも知れない。
- 3) 陽子, 中性子の区別は無視した。
- 4) 陽子以外の一次粒子 (He, ...) については, 核子一々当りに対する解を Superpose した。実際には最近の加速器による結果によると, 例えば X 分布 (X: Feynman variable) などから2つの核子が一塊となって相互作用しているように見えるが, 今回はまだそのようなモデルは使っていない。第一近似としては Superposition でよさそうである。
- 5) K中間子については, 核子カスケードから発生した一代目だけと計算し, 上述πと適って去る結果に加える。
- 6) π中間子の発生については, P-P collision の結果を使った。親粒子が核子がπ中間子との差は Mass のみを考慮した。この時の Invariant Cross Section は M. B. Einhorn (Fermi-lab-Conf. 74) にある π<sup>0</sup> についての結果を使用した。\*: 直心系

$$E^* \frac{d^3\sigma}{dp^3} = g(P_{\perp}^*) f(x_R), \quad x_R = 2[(P_{\perp}^{*2} + P_{\perp}^{*2})/s]^{1/2} = P^*/P_{\perp}^{*max}$$

$$f(x_R) \propto (1-x_R)^4, \quad g(P_{\perp}^*) \propto (P_{\perp}^{*2} + 0.86)^{-4.5}$$

Multiplicity は G. Giacomelli (NAL '73) に従って

$$\langle n^{\pm} \rangle = -4.3 + 1.71 \ln s + 3.75 s^{-1/2}$$

s: Feynman Scaling

- 7) 非弾性度分布は直心系で flat なものを使った。この種の計算では高エネルギー領域を対象として Lab 系で flat と近似したものが多いため, 親粒子のエネルギーの低い場合は適当でない。
- 8) K中間子の発生は, 核子, πと同様に charge による差は無視し, G.D. Badhwar et al から推定して次のように仮に置いた。これについてはもう少し検討を要する。

$$E^* \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto (1-x_R)^3 \exp[-4P_{\perp}^*]$$

$$n_{K^{\pm}} = -1.02 + 0.24 \ln s + 1.45 s^{-1/2}$$

9)  $\lambda_{p, \pi} = 80 \text{ gem}^{-2}$ ,  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ gem}^{-2}$ ,  $\lambda_K = 150 \text{ gem}^{-2}$

10) 一次宇宙線のエネルギー・スパンは Ryan et al を使用した。

このようにして得た結果を, 地上での μ の momentum spectrum, total intensity 等から, 広々 Energy Region にわたってよい一致を見ている。

長島一男, 榊原志津子  
石大理

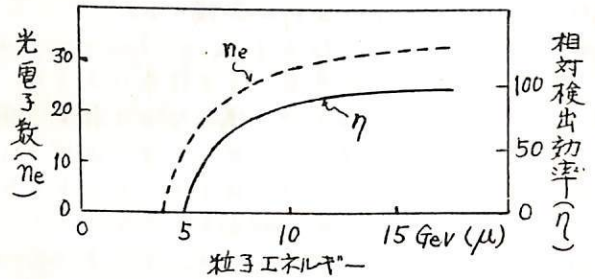
沼古屋の宇宙線望遠鏡オオ号 (air Čerenkov 方式) は 1960 年以來、種々の観測を続けて来た。

当初、この望遠鏡で測られる  $\mu$  meson に対応する primary energy は、空気チェレンコフの cut を入れ、大気による吸収から、天頂角  $60^\circ$  では  $\sim 200$  GeV,  $75^\circ$  では  $\sim 300$  GeV と、簡単に estimate していた。

今度、1ヶの primary cosmic ray から大気中で作る  $\mu$ -meson の数 (いわゆる yield function) から not et al (物理学誌, 1946.4, 77F14) により求められ、その結果を用いて望遠鏡オオ号の Response を求める予定である。

air Čerenkov の cut は  $\mu$  で  $4.2$  GeV であるが、望遠鏡の検出効率 は右図のようになっている。

望遠鏡オオ号の計算結果について、地下の Response と比較する予定である。



長島一男, 榊原志津子, 近藤一郎, 関戸弥太郎  
名古屋

宇宙線望遠鏡オ3号 (air Čerenkov telescope) を用いて, 1972年2月より  
1975年1月迄, 天頂角  $Z = 75^\circ$  で, 赤緯  $\delta = 20^\circ S$  の方向の Sidereal Anisotropy  
の観測を行った。  $Z = 75^\circ$  では counting rate は  $\sim 6500/\text{hour}$  であり, primary  
energy は  $\sim 300 \text{ GeV}$  と考えられる。

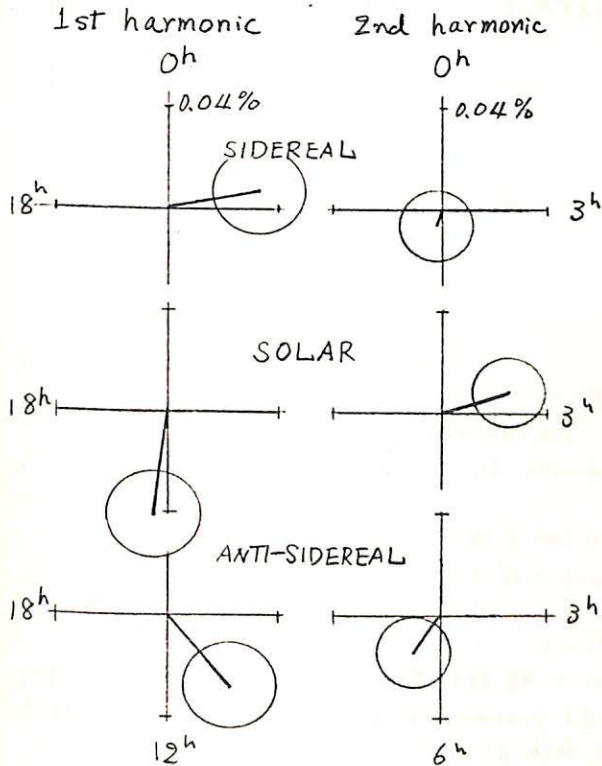
Atmospheric effects を除く為の East と West と一週間に交互に方位角を変えて  
観測し, それら E ( $128^\circ$ ) と W ( $232^\circ$ ) の差の  $\sim 7\%$  から anisotropy を求めた。

$\delta = 20^\circ S$  は, bi-directional anisotropy を仮定した場合に, 1st, 2nd harmonics  
共に effective に観測出来る方向である。

Feb. 1972 - Jan. 1975 の3年間の観測結果を Fig. 1 に示す。

これらの結果について, 下記の  
1964年から行われてきた日変化の  
観測結果とも合わせて比較検討  
し, Sidereal なびに Solar Aniso-  
tropy の存在について述べよう  
である。

ANISOTROPY [ $\delta = 20^\circ S$ ]



1964-66	$Z = 60^\circ$	$\delta = 30^\circ N$
1968-70	"	$0^\circ, 20^\circ S$
1971	"	$30^\circ N$
1972-75	$75^\circ$	$20^\circ S$

Fig. 1

長島一男, 上野祐幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 柳原志津子, 近藤一郎 (名古屋)  
 小島浩司<sup>A</sup>, 花井莊太郎<sup>A</sup> (名古屋保健大<sup>A</sup>)

乗鞍および名古屋の 36 m<sup>2</sup> 多方向中間子計を利用して Small air shower の観測を行っている。  
 この small air shower には、通常の空気シャワー (ASG と呼ぶ) と、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$  の過程から生じた Low density ( $\sim 0.1$  particle/m<sup>2</sup>) の空気シャワー (ASL) とが含まれている。 Fig. 1 に、これら ASG と ASL の flux を 36 m<sup>2</sup> AS-Multiplicity meter を用いて shower particle 数 (m) に対応して測定した結果を示す。  
 乗鞍および名古屋で、それぞれ、Tray の配置による multiplicity (m) の大きさにより分類した下記の現象を観測している。

○ 名古屋 (ASL を主に観測している)

ASL 2FL (m=2), 3, 4, 5, 6, 7,  $\geq 8$  FL

ASG 4F

Directional AS : 計画中

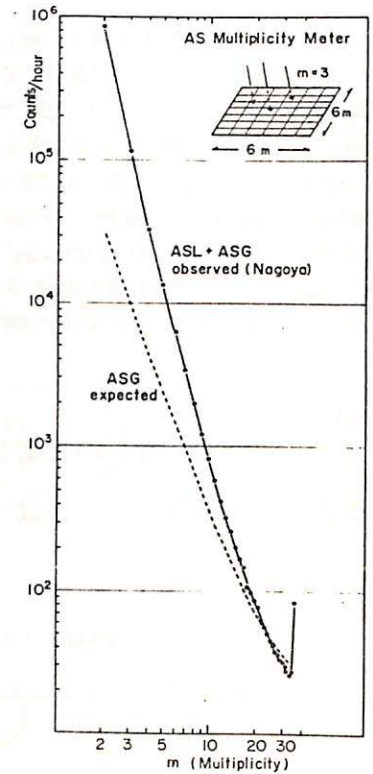
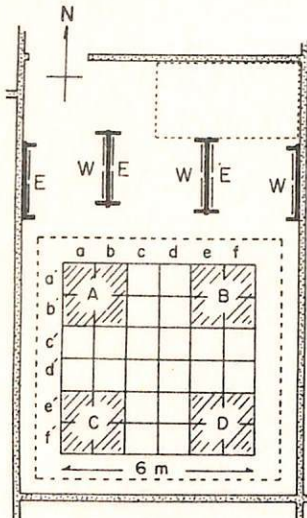
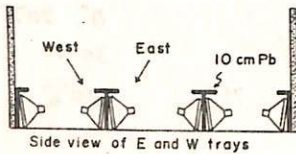


Fig. 1

○ 乗鞍

ASG 3F (any 3 of A, B, C, D)

4F (A+B+C+D)

Directional AS : 3F, 3F\*, 4F, 7F

ASL 3ML (m=3), 4, 5, 6, 7,  $\geq 8$  ML

Directional AS : (3 ~ 8 ML) × (E or W)

大々な events の観測結果と、気圧および気温変動係数、対応する primary energy 等について比較検討可き予定である。

東洋中性子資料の気圧補正

川崎信吉, 和田雅美  
理化学研究所 宇宙線研究室

北アルプス東麓岳の東大宇宙線観測所において、1965年より筑けている中性子観測は途中何回かの装置変えと室変えを命じが、すでに20年のデータを蓄積した。しかし、中性子強度変化の主要部分である気圧効果の補正には問題がある。それは室内にて測定される気圧が、風の吹速の時、 $-\Delta P = (C/2) \rho v^2$  の減少を示すことである。Cは風向、冬期の積雪(屋根が半分かくれる程)によって変わるもので、統計的にはとも角、個々には定めにくいものである。風の影響をさけて、水平板に垂直に穴をあけた塔上の取入口と気圧計槽をつないだこともあったが、風の方は落ちなかった。風速20m/sが1日中吹き荒れることも稀でない山頂において、数mbの気圧差がひんぱんにあつたことは、約1%/mbの気圧効果を示す中性子強度はとって大きな強差の原因となる。(中性子変化は0.1%の樹皮で研究対象になる)

以上のように種々の対策がよくいかないので、気圧の直接資料を用いる代りに、高所気象資料を次のように用いた。

地名	緯度 N	経度 E	東洋より	高度	平均気圧
東洋宇宙線観測所	36°07'	137°33'		2770m	720mb
館野高所気象台	36°03'	140°08'	東 220km		
輪島 "	37°23'	136°54'	北北西 150km		

気象庁から毎月発行される Aerological Data of Japan から、2地名の UT 0h, 12h (LT 9h, 21h) の 800, 700, 600 mb 等圧面高度をとる。等圧面気圧の対数と高度から、ラグランジュの3乗補間により、2770mに対する気圧を求め、2地名の平均のものを、

$$P_a = (P_{1h} + 2P_{12} + P_{24})/4 \quad \text{として、日平均気圧をつくる。}$$

これと、1時間間隔をもとにつくった中性子日平均値の対数  $N$  とで単相関の回帰係数を求めた。参考のため、現地の測定気圧1時間間隔からの日平均  $P_0$  も用いた。Solar Rotat. No. 1931 (1974.10.11~) から 1937 (75.3.22~) までの各周期ごとに出した。その汚染平均は、高所からのので、 $-0.701 \pm 0.007 \%$ /mb、現地からは、 $-0.648 \pm 0.008$  であった。H. Carmichael & M. Bercovitch (Canadian J. Phys. 47, 2073-2093, 1969) の Fig. 5 から見ると、東洋 (cutoff 11.39 GV) は  $-0.71 \%$ /mb であるから、高所からの気圧との係数はこれと合う。現地気圧で補正するのはこれまで、 $-0.64$  を用いていたが、これも上記のように、それなりにともでもあった。これまで、東洋の係数が他と比べ小さい絶対値であると気にしていたが、気圧さえ正しく測るなら、他と一致するものが証明された。

さて、日平均であれば上記の方法で得た資料による補正が行えるが、1時間間隔については問題が残る。一つの方法としては、UT 0h, 12hの高所よりの値と現地の値の差を求め、差を3~4名補間により、1時間ごとにつくり、補正することである。宇宙線強度変化の中で、日変化とその高調波は重要な研究対象なので、この方法などのような道が出来るかに注意しなくてはならぬ。

またこの間の平均気圧は、高所からが 719.3mb、現地が 718.2mb であり、館野は輪島より平均 1mb 高く、その差は標準偏差 1mb 程度の変動をしている。



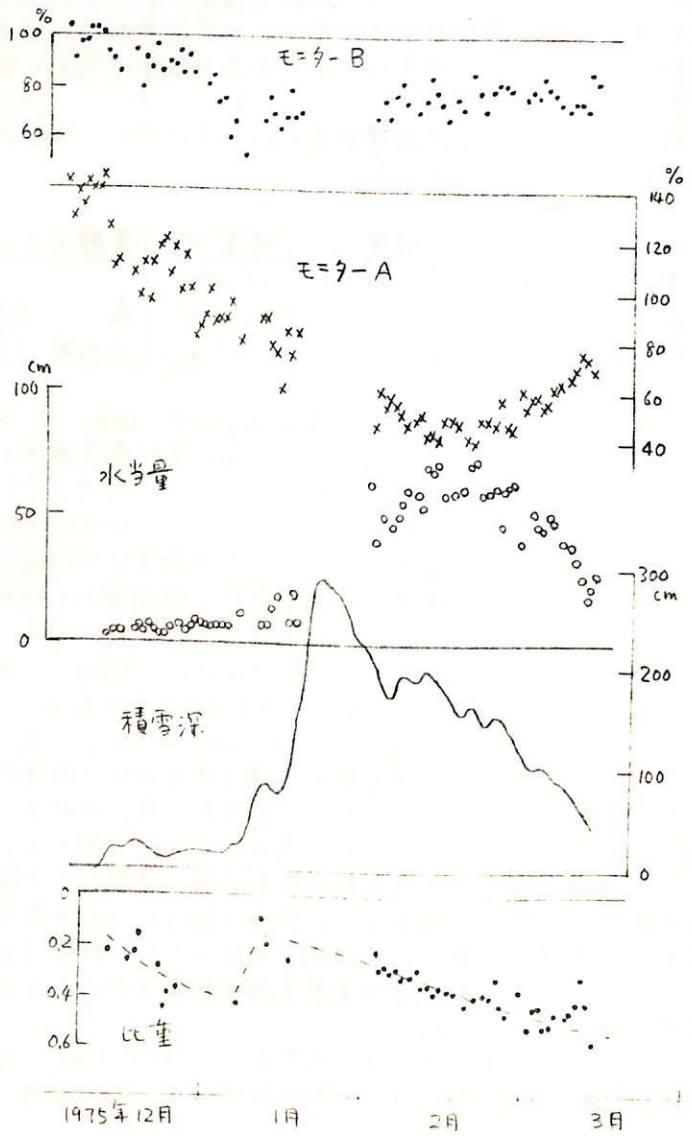
小玉正弘, 和田雅美, 川崎信吉  
理化学研究所

宇宙線中性子成分の水による吸収特性を利用した宇宙線雪量計は、積雪量の水当量換算値を連続的に与えることができる。これは原理的には確立されたことだが問題はその測定精度であり、中性子モニターのデザイン、設置場所などによって左右される。

すでにオ1次現地観測と架鞍岳で行い実用化への手掛りを得た。今回はオ2次現地観測と豪雪地帯として知られる新潟県新井市の土木試験所構内で行ったので、その結果ならびに関連する問題点について報告する。

使用した検出器は前回と同じWS型のもので、地表下に1台(モニターA)、地上から高さ4.1mの鉄塔上に1台(モニターB)を設置した。後者は気圧や宇宙線自身の変動を除くためのreference用で常時雪面より上にあつた。右図にA, B各モニターの計数変化、Aモニターのみから求めた積雪の水当量換算値、積雪深(目視による)が示される。水当量と積雪深の比から求めた積雪の比重から分るように、降雪後次第に雪がしまつて密度が高くなつていくのは過去の例から予想されたとおりである。

モニターBは常に雪面上にあるにも拘らず降雪とともに強度が低下した。これは土壌からのアルベド中性子が雪によって吸収を受けたためと思われる。観測された時間変化を説明するためにはどの位のアルベド中性子が必要かと水当量値との比較から求めることができる。その量は降雪の少ない時で~70%, 多い時で~20%に達する。本来このようなアルベド中性子は雪量計の目的のためには邪魔なものである。従つてあらかじめこれらを検出しないうちは、つまりエネルギーレスポンスを考慮したモニターデザインにする必要がある。



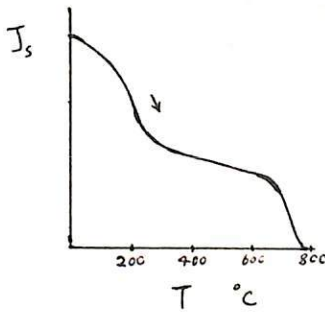
600°Cで酸化や環元を受けた磁性鉱物の texture の変化

田中 秀文 , 河野 長  
(東工大, 理) (東大, 理)

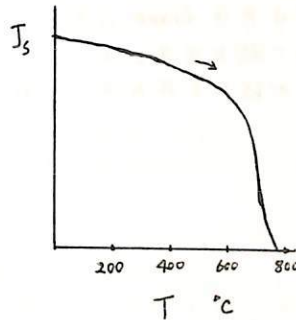
空气中で 600°C, 1 時間加熱した岩石(箱根, 安山岩)の Curie 点は誤差内でもとの岩石のそれと同じだが、水素中で加熱した試料の  $J_s-T$  curve には iron phase があきれた。この析出した鉄を顕微鏡や XMA を用いて同定しようと試みた。

試料 HN 15 の磁性鉱物はもともと一相の homogeneous な titanomagnetite (t.m.) であるが、環元された試料に含みこめる鉄と t.m. の体積比は室温での  $J_s$  の大きさから判断して (図左) 1:5 のはずである。しかし、顕微鏡観察によると、ほとんどの t.m. 粒子は変化なく、わずかに円筒状試料のはじに位置する t.m. 粒子の一部が鉄になっているだけである。

試料 HN 11 の磁性鉱物はもともと  $\alpha$  phase のラメラを有する二相の t.m. であるが、環元された岩石の磁性鉱物は  $J_s-T$  curve から判断して全部が鉄のはずである。しかし、顕微鏡で観察すると、opaque は全般に表面が這うく微細な texture の変化が生じているらしいが、ラメラのような大きな texture には変化がみられない。XMA を用いて分析しても、環元された試料と同等のチタン含有量を示すだけである。孤立した鉄粒子もみつけられない。



HN 15 heated sample  
(水素中で 600°C, 1 時間加熱)



HN 11 heated sample  
(水素中で 600°C, 1 時間加熱)

諏訪兼位 久米昭一 伊藤晴明 時枝克安  
 名大・理 阪大・教養 島根大・文理

南アフリカ共和国の Pretoria × Kimberley (図参照) から Precambrian (~1200 m.y.) および Cretaceous に属する Kimberlite Sample が採取された。これらの Sample から得られた NRM, および VGP について報告する。

Pretoria 周辺から採取された Precambrian の Kimberlite Sample は 5 個, Kimberley 周辺から採取された Cretaceous の Sample は 4 個であった。各々の Hand Sample の大きさは約 300 g である。これらの各々の Hand Sample から Drill Machine により, 5~10 個の Core Specimen を取り出しの NRM を測定した。NRM の安定性は交流消磁と熱実験によって検討した。風化した二次的変質したもの以外, NRM は非常に安定で, その Intensity は 200 oe による交流消磁後で  $10^{-4}$ ~ $10^{-5}$  であった。

Precambrian の VGP は Jones (1963) によって求められたそれとほぼ一致し, Cretaceous の VGP は Creer (1970) によって求められたものと良好一致を示す。しかし Sampling Site による VGP の違いが認められた。



和伸直造 永田武  
東木一博 堀江功

磁性鉱物の初期帯磁率を  $\chi_c$ 、磁化を  $J$ 、反磁場係数を  $N$ 、外場磁場を  $H_{ex}$  とする

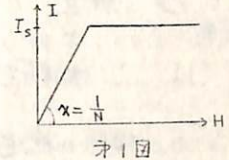
$$J = \frac{\chi_c}{1 + \chi_c N} H_{ex} = \chi_{op} H_{ex}$$

この関係により、見かけの初期帯磁率は  $\chi_{op} = \frac{\chi_c}{1 + \chi_c N} \cong \frac{1}{N}$  となる。岩石の磁性鉱物含有量を  $I_s / J_s$  ( $J_s$  は磁性鉱物の飽和磁化,  $I_s$  は岩石の飽和磁化) とすると、岩石の見かけの初期帯磁率は

$$\chi = \frac{I_s}{N J_s}$$

となり  $\chi / I_s$  は含まれる磁性鉱物により一定の値 (金属鉄で  $N \sim 4\pi/3$ ,  $I_s \cong 1740 \text{ emu/cm}^3$  とし、 $1.39 \times 10^{-4}$ ) を持つべきである。しかし多くの種名において  $1.5 \times 10^{-4}$  程度の値が報告されている。種名に  $J_s$  の小さい *Tarantula* が含まれていること、試料全体の形状異方性などによる  $\chi / I_c$  への影響は各々10%程度で、この異常を説明するのに十分ではない。そこで磁性鉱物の形状異方性による影響ではなかと考え、ヒステリシス曲線の解析から、磁性鉱物のみかけの長軸/短軸比 ( $a/b$ ) を求めてみた。

簡単のため、岩石は多磁区構造の長形タム体の  $Fe_3O_4$  のみで構成されていると考える。各種子の磁化曲線を1回分の様に近似すると、ヒステリシス曲線の磁場  $H_{ex}$  に対する二次導関数は磁場  $H$  で飽和する粒子の量を与える。  $I/H = \chi = 1/N$  という関係により、これは磁場方向の反磁場係数  $N$  を持つ粒子の量に等しい。この  $N$  を  $a/b$  に変換して、各岩石に対してオコ回りの様な分布を得た。(  $I_s$  の小さい *Tarantula* による部分は分離できなかったので、便宜上、  $a/b$  の大きい方から相対する量だけ存在すると考え回りに斜線を示してある。)

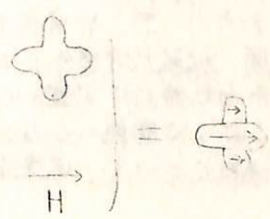
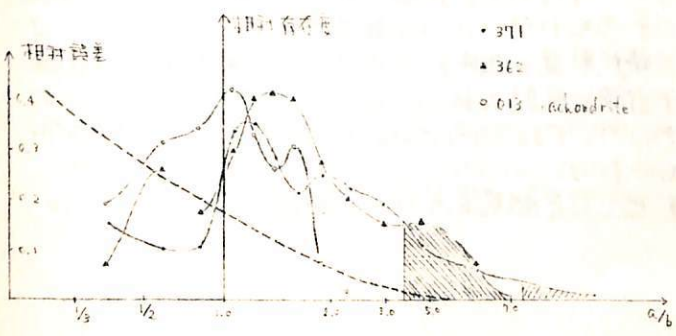


図中の斜線は相対誤差であり、  $a/b < 1$  に対しては結果はあまり信頼できなすが、磁場方向に細長い粒子が多いことは明らかである。しかし  $\chi$  の異方性の測定から異方性は10%以下であることがわかってきたので、これは見かけ上のことである。この見かけの異方性はオコ回の様に等方的ではあるが凹凸のある粒子を考慮することによって解決できる。この場合は金属は *silicate* にくさべて柔らかいので、種名中で  $Fe-Ni$  は *silicate* のまきをさうまき様に變形していることが多いからである。

この様に電位的に反磁場係数が小さいということは、岩石が赤流磁場によって、飽和磁場よりも前磁であるやうなということと関連していると思われる。

オコ回

オコ回



松本 鑑夫 (長崎大)  
 永田 武 (極地研)  
 底 誠 (理化学所)

(1) やまと隕鉄の重要性

1969年から1974年の間に約60箇の隕石を、南極大陸やまと山脈西南、南又が氷床の深氷床において採集した。その全てはコンドライト又はエコンドライトであって、隕鉄は1箇も採集できなかった。

およそ10km x 20km程度の面積のきわめて狭い区域に各種の隕石がこのほど多数に見られることは、非常に異例のことなので、その理由について国際的の問題となっている。

ひとつの解釈の一つは、やまと山脈を流れる氷床の深くなる全域に落下した隕石が、やまと山麓に集積し、又、やまと山脈と氷床が突きあたることに関連した上昇流によって、氷床の表面にはこぼれるのであろうと考えることである。この解釈の基となる観測事実の一つはこの地域に約660箇の隕石に対して、箇の隕鉄が発見されておらず、地球表面の他の地域に比べて、隕鉄(隕石)の比に、うばま着しくその比が小さいことである。すなわち比重が重い隕石に比べて比重の軽い隕鉄は氷床内を浮上してあろうと考えられていた。またこの地域の氷床運動の雪氷学的調査が終了していないので上述の解釈の妥当性はまた証明されない。

従って、やまと山脈の深氷床(註：隕石氷床と正式に命名されている)に隕鉄が発見されることは重要な鍵に考えられてきた。1975年10月から1976年1月までやまと山脈の氷床を調査した第2次南極観測隊やまと調査隊は約100箇の隕石を隕石氷床において採集したが、そのうち1箇は比重が重く隕鉄が主成分の試料と考えられる。この速報については、この試料を隕鉄と検定した経過と結果とを報告する。

(2) やまと隕鉄の検定と結果

- (2-1) 外見： 球状の形をもち、テクタイトと同様に空手平行をしたと考えられるが、Flow structure や Finger-print 等隕鉄の表面に通常見られる特長は見当らない。
- (2-2) X線マイクロアナリシス： 主成分は鉄であって約5%のニッケルを含有している。
- (2-3) 磁気分析： 帯磁率は極めて大きく、(反磁化係数の正確な計算はできないので、帯磁率の正確な値は未だ算正していない) FeNi合金が主成分であることは確実である。

以上の検定結果から、この試料の主成分はFeNiである点は確かであるが、Flow structure 及び Finger-print が試料表面にないので、直ちに地球外からの由来した隕鉄であると断定できないという異論を起し得るかもしれない。すなわち、南極大陸内部にFeNi結晶が存在して、その一部を氷河が削り取って来たのかもしれないという推察も外見上からみれば成立し得るであろう。然し、Ni同位元素のX線放射線の強度から見ると、この試料は10年を単位とする長期間、地球外空間において宇宙線に照射されたことは確実なので、この試料が隕鉄であると考えて間違いないであろう。Flow structure や Finger-print は氷河内での相対運動によって磨耗したものと考えられる。

この試料の磁性について、現在までに検定された結果を併せて報告する。

T. Nagata\* and F.C. Schwerer\*\*

\* Nat'l Inst. of Polar Res. \*\*U.S. Steel Corp. Res. Lab.

It has already been pointed out(Nagata et al., 1973) that the observed initial magnetic susceptibility ( $\chi_0$ ) is considerably larger than the ferromagnetic susceptibility which can be theoretically estimated from the saturation magnetization ( $I_s$ ) for all lunar materials; The excess susceptibility has been attributed to the superparamagnetic susceptibility of very fine particles of native iron.

The magnetic hysteresis curves of 14 igneous rocks, 4 samples of fines and 18 breccias of Apollo 11-17 lunar surface materials have been measured at various temperatures between 4.2 K and 300 K. The ratios of coercive force at 4.2 K,  $H_c(4.2)$ , to that at 295 K,  $H_c(295)$ , are plotted against the ratios of saturation remanent magnetization at 4.2 K,  $I_R(4.2)$ , to that at 295 K,  $I_R(295)$ , for these lunar samples in Fig. 1. An approximately linear relationship holds between  $H_c(4.2)/H_c(295)$  and  $I_R(4.2)/I_R(295)$  for a wide range of the ratio, namely from 1 to  $10^2$ .

An increase of  $I_R$  with a decrease in temperature represents the blocking of fine native iron grains from their superparamagnetic state to their ferromagnetic one at their respective blocking temperatures dependent upon their grain volumes. The magnetic granulometry analysis of  $I_R$  values dependent on temperature(Weil, 1954) results in a grain-size spectrum of the fine native irons in each lunar sample. The results have shown that very fine native iron grains less than 100Å in mean diameter occupy 5 - 90 % of the total native iron in lunar materials.

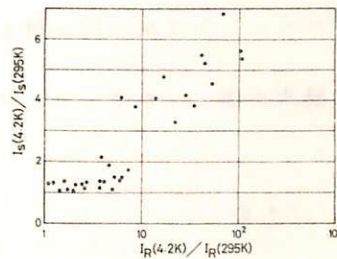
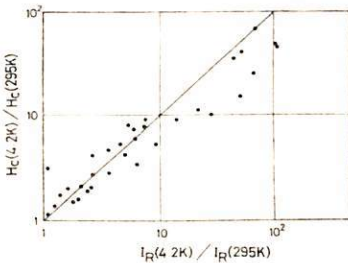
The observed increase of  $H_c$  with a decrease of temperature is mostly due to a decrease of the superparamagnetic component which negatively affects the  $H_c$  determination (e.g. Nagata et al., 1972), though the coercive force of the blocked component of single-domain fine particles increases with a decrease of temperature, as represented by

$$H_c(T) = H_c(T=0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} \right],$$

where T and  $T_c$  denote respectively absolute temperature and the blocking temperature, and  $H_c = 0$  for  $T \geq T_c$ .

As shown in Fig. 2,  $I_s$  also increases with a decrease in temperature, and the relation between  $I_s(4.2)/I_s(295)$  and  $I_R(4.2)/I_R(295)$  is approximately represented by  $[I_s(4.2)/I_s(295)]^{5/2} = I_R(4.2)/I_R(295)$ . The observed increase of  $I_s$  with a decrease of temperature also can be quantitatively interpreted by a fact that the superparamagnetically fine particles of native iron are blocked to behave the ferromagnetic characteristics with a decreasing temperature.

It may thus be concluded that the presence of very fine native iron grains, less than 100 Å in mean diameter, is generally common in all lunar materials. Since such fine native iron grains can be very rarely found in meteorites(e.g. Nagata et al., 1975), they would be special products in the lunar surface crust. For instance the observed fact that the  $I_s(4.2)/I_s(295)$  value amounts to 2.5 - 6.9 for eleven basaltic igneous rocks whereas the ratio is only 1.03 - 1.43 for three anorthositic gabbros, among the examined 14 igneous rocks, may suggest that basaltic rocks near the lunar surface contain much more abundance of the very fine particles of native iron compared with anorthositic gabbros in the deeper part of the lunar crust. It seems likely that the most probable mechanism to produce very fine particles of native iron will be an effect of meteorite impacts which causes the vaporization of both lunar and meteoritic materials and their redeposit in form of the very fine particles.



References

Nagata, T., R.M. Fisher and F.C. Schwerer, (1972), Lunar rock magnetism. *Moon*, 4, 160-186.  
 Nagata, T., R.M. Fisher and F.C. Schwerer, (1974), Some characteristic magnetic properties of lunar materials. *Moon*, 9, 63-77.  
 Nagata, T., N. Sugiura and F.C. Schwerer, (1975), Notes on magnetic properties of the Yamato meteorites. *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue*, 5, 91-110.  
 Weil, L., (1954), Texture des catalyseurs et propriété ferromagnétique a très basse température. *J. Chim. Phys.*, 51, 715-718.

堂 面 春 雄

山口大学教育学部物理学教室

岩石磁気学における実験機器の主要なものの一に熱磁気天びんがあるが、現在では自動化された商品が多く使用されている。しかし、これは高価で必ずしも手に入れ<sup>易</sup>易とはいえない。

筆者は、従来種々の型式のものを自作、その半自動化も試みかなり良い結果をえている。

今回、ドーナツ型電磁石、自動天びん、差動トランス、X-Yレコーダーなどを組合わせた半自動装置を試作したのでこれを紹介する。

真 一  
(東大理)

★ I …… 実験の目的

DRMの強度に温度依存性が存在するか否かは地球物理学的に非常に興味ある問題である。しかしDRMは人工物によって再現する時、形成された沈澱物に複雑な層状構造が存在するなど一様なサンプルが得られにくい。そこで沈澱後から固化にいたるプロセスを抽出し、この部分的プロセスにおいての残留磁化強度に温度依存性が存在するか否かについての実験を計画した。

★ II …… 実験装置・サンプル・その他

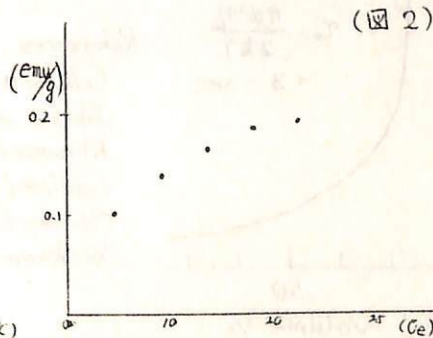
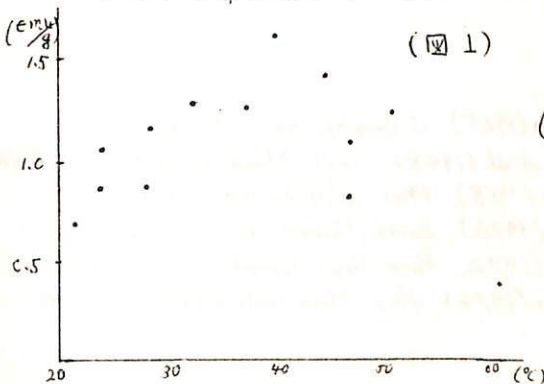
- i) 外部磁場としてはソレノイドコイルを使用した。
- ii) 温度コントロールには恒温槽を使用した。
- iii) 残留磁化の測定にはスピナー磁力計を使用した。
- iv) サンプルとしては、含有フェリ磁性体の量がよくわかるという点からマグネタイトと無水けい酸を混合した人工物を使用した。混合比は重量で  $SiO_2 : Fe_2O_3 = 40 : 1$  とした。
- v) サンプルを固化させる吸水には上から脱水した方が実際に近いのではないかと考え、無水けい酸により上から吸水を行った。

★ III …… 実験の方法

- (A) ソレノイドにより外部磁場を一定(20 Oe)にたもち、恒温槽内のガラス管内部で人工物を水に混入した物を5時間沈澱させ、その後無水けい酸により5時間水分を上から吸水させ、固化したサンプルの残留磁化強度をスピナー磁力計で測定した。そしてこのプロセスを20℃～60℃の範囲で何回か行った。(図1)
- (B) 11回目の実験は水でどろどろになった人工物をアクリルカプセルの中に入れ一定の磁場及び温度下で1時間放置し、無水けい酸で3時間脱水し固化させ、そのサンプルの残留磁化強度をスピナー磁力計で測定した。このプロセスを温度一定(23℃)のもとで5～25 Oeの磁場強度にわたって行なわれた。(図2)

★ IV …… 予備的結果

- i) (A)の実験に関しては温度依存性が存在する様に思われるが、バラッキがひどくよくわからない。
- ii) (B)の実験はこの種のやり方の方がコントロールしやすく、後の実験を行うに適している事を示している。





浜野 洋三  
東京大学理学部

深海底や湖底の堆積物は、少なくとも500万年にわたって比較的安定な堆積残留磁化を持つ。この残留磁化が固定されるのは、最近の観測や実験の結果から、上部に堆積する物による圧密によってであると考えられている。(Khramov(1968), Løvlie(1974), Yaskawa(1974))

ここでは、この堆積残留磁化の固定の機構について考える。Johnson et al.(1948)等の堆積残留磁化の磁場依存性の実験から、微細粒子の持つ堆積残留磁化の大きさは、外部磁場のもとの熱的平衡状態を表わす Langevin の式 (Collinson(1965))

$$M = M_0 [\coth(mH/kT) - (kT/mH)] \quad (1)$$

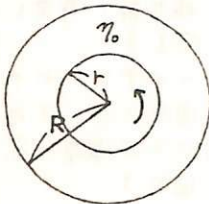
又は、粒子の磁気モーメント  $m$  が分布を持つ場合には、(1)式を積分したもので表わされ(Stacey(1972))、特に地球磁場程度の弱磁場では  $mH/kT \sim 1$  であると推定される。この条件のもとでは外部磁場に対する磁化の変化は、温度による擾乱を考えない、個々の粒子の回転に対する運動方程式によって決定されるのではなく、粒子の磁気モーメントの外部磁場方向に対する角度分布関数  $f(\theta, \varphi, t)$  が、方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \mathcal{D}_r \left[ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \sin\theta \left( \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{\mu H(t) \sin\theta}{kT} f \right) \right\} + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} \right]$$

に従って変化することから決定される。外部磁場が一定の場合には、時間定数

$$\tau = 1/2 \mathcal{D}_r = \pi d^3 \eta / 2kT \quad (2)$$

を持って平衡状態(1)に近づいていく。この場合、堆積残留磁化が固定されるのは、時間定数  $\tau$  が大きくなったためである。

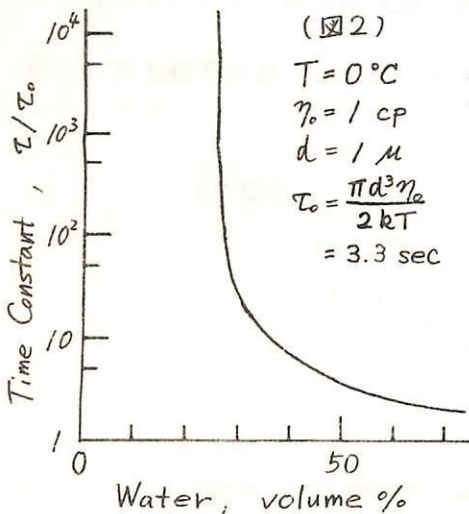


(図1)

粒子の圧密による磁化の固定を考えるモデルとして、(図1)のように、粘性流体で満たされた固定した球殻の内部で、回転する球状粒子を仮定する。粒子の回転に対する抵抗は、粘性係数の見かけの変化、

$$\eta = \eta_0 / (1 - r^2/R^2) \quad (3)$$

によって、 $r/R$  比によって変ってくる。(例えば Landau and Lifshitz; Fluid Mechanics) 堆積物を、固体粒子と水の二成分系とすると、(2),(3)式より圧密による時間定数  $\tau$  の変化が計算できる。(図2)



(図2)  
 $T = 0^\circ\text{C}$   
 $\eta_0 = 1 \text{ cp}$   
 $d = 1 \mu$   
 $\tau_0 = \frac{\pi d^3 \eta_0}{2kT} = 3.3 \text{ sec}$

は、粒子が球状であるとして、水の含有量と時間定数  $\tau$  の関係を示したものである。Khramov(1968)の実験では、磁化の固定は水含有量が70%から30%に変化する向に起っている、という結果が得られている。

References

Collinson(1965), J. Geophys. Res., 70, 4663  
 Johnson et al.(1948), Terr. Magn. Atm. Electr., 53, 349  
 Khramov(1968), Phys. Solid Earth, (1), 68  
 Løvlie(1974), Earth Planet. Sci. Lett., 21, 315  
 Stacey(1972), Pure Appl. Geophys., 98, 139  
 Yaskawa(1974), Rock Magn. Paleogeophys., 2, 15

小嶋 稔・本田勝彦・斎藤和男  
 東京大学 理学部

北西太平洋のかなりの部分は、いわゆる磁氣静穏帯 (magnetic quiet zone) に属し、地磁氣異常縞模様による年代の同定が出来る。

筆者らは、スクリップ海洋研究所が北西太平洋の海山上からドレッジした6ヶの試料及び2ヶのDSDP試料につき $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 段階加熱による年代測定を行っている。いままで得られた結果は下記の通りである。

試料	採集場所	$^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ アイソロン年代	化石年代
Aries V-39	34°14.6'N, 143°50.8'E	107 ± 8.6 m.y.	65~140 m.y.
Aries V-30	29°31.3'N, 153°24.3'E	94.9 ± 0.64	65~100
Aries V-25	23°42.2'N, 159°32.8'E	95.8 ± 2.8	43~50
Aries V-23	21°29.0'N, 159°32.3'E		

斎藤尚生・梅井 亨・湯元清文  
(東北大学・理)

地質時代における地球磁気圏は、古地磁気圏 (Paleomagnetosphere) と命名 (Saito, Private communication, 1974; Siscoe, 1975) されて種々の観測から検討されている (Schulz, 1975; Siscoe and Chen, 1975; Saito, Sakurai and Yumoto, 1976)。ここでは過去の永い地質時代のうち合計 1/100 位の期間、地球の Paleomagnetosphere が現在の磁気圏と非常に異ったトポロジーに変形したと推定されるふしがあるので、非専門家の立場から皆さんの御教示を乞う次第である。この様な推定は次の観測事実にもとづく。

- (1) 過去において地球磁場は数多くの反転を経験したが、古地磁気学的 test によると地球磁場が全世界的に完全に零であったという確証は未だ出されていない様である。
- (2) Matuyama - Brunhes 等の地磁気反転の遷移期について古地磁気学的 test を行うと、VGP が一方の地理極付近から出発し、赤道を横切つて他の極に移動したと思われる。
- (3) 地磁気の excursion 期には VGP は一方の極から出発して、赤道付近に揺動した後反転せずにもとに戻る。

これらの観測は地磁気逆転遷移期および excursion 期に virtual dipole axis が地球の自転軸と直交していた時期が存在していた事を示唆する。(この時期を perpendicular stage と仮に名付ける。) 即ち virtual dipole moment を  $\vec{M}$ , 太陽風速度 vector を  $\vec{V}$  とした時、 $\vec{V} \perp \vec{\omega}$  かつ  $\vec{\omega} \perp \vec{M}$  であった時期が地磁気反転する度におよそ  $\sim 10^3$  年継続していたと推定される。この様な条件を与えた場合の古地磁気圏は現地球型 ( $\vec{V} \perp \vec{\omega}$ ,  $\vec{\omega} \parallel \vec{M}$ ) でもなければ天王星型 ( $\vec{V} \parallel \vec{\omega} \parallel \vec{M}$ ) でもなく、特殊な形状の磁気圏が形成されていた筈である。

若し今、4日に1回つゞオーロラが見える場所を以つてオーロラ帯と定義し、オーロラ帯で囲まれた部分を以つて極冠と定義するならば、地球の全表面積に対して現在では極冠の占める割合は地球極付近を中心とした僅か2%程度であるに過ぎない。これに対して perpendicular stage の paleomagnetosphere においては赤道を中心とした4%にのほろ地表面が極冠で覆われていたと言う "equatorial polar cap" の状態が逆転遷移期および excursion 期毎に夫々  $\sim 10^3$  年続いたと思われる。従つて例之は Laschamp - Gothenburg event や Lake Mungo event における旧石器時代の人類は、極地方 (Siscoe and Chen, 1975) ではなく、地理赤道から地理緯度  $50^\circ$  付近に亘る中低緯度地方でオーロラを見た筈であろう。

惑星間空間磁場の "化石" の解析にもとづく prehistoric solar magnetic field (PSMF) の資料等によると、太陽の virtual dipole pole は太陽の極磁場が逆転する際にも地球磁場の逆転期と酷似した cross-equatorial transverse を行い、太陽は一時的に perpendicular stage を経験すると考えられるが、このことは地磁気逆転遷移期および excursion 期における地球の古地磁気圏を考へる上で極めて興味深い。

この研究にあたっては行武毅助教授その他沢山の方々から有益な御教示を頂いたののでここに感謝する。

行武 毅  
東京大学地震研究所

現在、双極子軸は地球自転軸と  $11.4^\circ$  の傾きとなしてゐる。1600 A.D. 頃は、この傾きは約  $5^\circ$  であつたと推定される。一方では "excursion" として知られるような大振幅の古地磁気極の移動がある。比較的小振幅の "dipole wobble" と、古地磁気極の excursion とは、その発生機構において差があるものかどうかが、古地磁気極の excursion は単に dipole wobble の振幅の大きくなつたものと考へてみるかどうかを検討してみた。

現在の地球磁場の構成からみて、磁極の移動を二つ起可要因として、次の二つが考へられる。

- (1) 双極子の自転軸方向の成分は時間的に不変であるが、赤道面内双極子や非双極子磁場が東西に運動したり、あるいはその強度が変化するために磁極の変動が起る場合。
- (2) 赤道面内双極子や非双極子磁場の強度は一定であるが、軸方向双極子の強度が変化し磁極の移動が起る場合である。

まず "dipole wobble" について考へてみる。赤道面内双極子磁場が現在と同じ強さで、軸方向双極子の強度が変化して起ると考へると (上記 (2) の場合)、自転軸と合成双極子軸の傾きが  $5^\circ$  となるためには、軸双極子の強度が現在の2倍の強さであることが要求される。ところが 1600 A.D. 頃の軸方向双極子の磁気能率は、現在とそれ程大きな違いはなかつたと推定されるから、この時期の双極子の傾きが小さいのは、明らかに上記 (2) の機構によるものではなく、(1) の機構によるものと考へられる。

赤道面内双極子の移動と、それに伴う強度変化や、非双極子磁場の影響を考慮すると、軸方向双極子磁場の強度は不変でも、古地磁気極の地理的極からのずれは  $25^\circ$  にもなり得る。この範囲内の "dipole wobble" は絶えず起つてゐると考へられる。

大振幅の古地磁気極の変動は、軸方向双極子能率の変化によるものと考へ方が考へ易い。しかしこれはなかなか容易ならぬ現象である。Dipole wobble の範囲 (仮りに  $25^\circ$  とする) を超えるためには、現在とほぼ同程度の赤道面内双極子磁場が残存するとなると、軸方向双極子能率は現在の40%以下にならねばならない。つまり古地磁気極の逆転や excursion の場合の磁極の動きは、磁場強度の変化がかなり進んでから始めて検出可能になるということである。

Dipole wobble は (1) の機構で、古地磁気極の excursion は (2) の機構で起り、両者の間には大きな障壁があると考へるのがよさうである。また赤道面内双極子は軸方向双極子と発生機構が異なることと推定されるから、磁極逆転の転移時期には赤道面内双極子の影響が強く、地球磁場としては、弱いながらも依然として双極子型である可能性が強い。

室井 勲 安川 克己  
(大阪・科教セ) (神戸大・理)

大阪湾にそそぐ左門殿川の河口に高速道路を建設しているが、その川底に橋脚の土台を埋めこむために潜函工法による掘削が進められている。これにあわせて採取した川底の堆積物の磁化を測定した。試料の採取はO. P. - 8. 4 mの深さから始めているが、毎日30 cmの深さずつ下に進み、この30 cmごと平均5個の試料(各試料は堆積物に直径5 cm, 長さ6 cmのエスロンパイプをさしこみ、方向を明記)を取り出している。この30 cmの深さ(厚さ)はほぼ100年の年月に相当しているが詳しい年代は<sup>14</sup>Cによつて行われており、近々明らかにされる予定である。

今回はその第一報として、この堆積物のうち、3.3 mの厚さの試料についての残留磁気の測定、A. C demag. を行ったのでその結果を報告する。

林田 明

京都大学理学部

琵琶湖西岸の丘陵地に分布する古琵琶湖層群は、その中には含まれる火山灰層の古地磁気層序によって、下部が Matuyama reversed Epoch に、上部が Brunhes normal Epoch に相当することが知られている。(Ishida et al., 1969 など)

今回、この層群中の火山灰層およびシルト層・粘土層について自然残留磁気の測定をおこない、Matuyama - Brunhes 境界の層準をさらに詳しい精査で決定した。また、この境界付近の層準について、連続的に試料を採集し、自然残留磁気の測定をおこなって、地磁気逆転の状況に関する資料を得た。

この結果について報告する。

佐藤高晴 末石勉 川井直人 小林知男  
( 阪大 基礎工学部 ) ( 東大 海洋研 )

深海底堆積物 core から切り出す試料の厚さを薄くする事により、その残留磁化を測定し、詳細な地磁気変動を知る試みは、Kawai等(1973)によつてなされた。また乙藤等によつて core から4.3 mmの薄い試料を切り出し、残留磁化測定した結果が報告されている。(57<sup>th</sup>講演会 II-77) しかし、深海底堆積物の残留磁化がどの様に獲得されるかについてはまだ完全には明らかになつておらず、どの程度の短い期間まで、あるいは堆積物の残留磁化がどの位の薄さまで地磁気を反映しているかは、さきりていない。このため boundary の部分のような短い期間の変動について信頼性を高めるためには、異なる場所から得られた core について、同じ年代の部分の詳細に測定し比較する事が必要だと考えられる。

そこで筆者らは、乙藤等によつて途中まで残留磁化測定が行なわれた core KH 73-4-7 (2°41.3'N, 164°50.2'E 4160m 5.8mm/1000yr) と、そこから赤道をはさんで約500 km 離れた場所から採集された core KH 73-4-8 (1°33.2'S, 167°38.6'E 4000m, 4.5mm~7.8mm/1000yr) のともに Jaramillo event を含む部分について、同じ4.3 mmの試料による残留磁化測定を行なつたので報告する。

測定は、astatic magnetometer と spinner magnetometer を用いて行い、各試料の上面と下面について100 Oe で交流消磁後の Declination と Intensity (水平成分) を測定した。次に3個おきに飽和等温残留磁化 (SIRM) をつけ測定を行なつた。Jaramillo event の上下の Boundary 付近の試料の多くは更に半分の厚さ2.1 mm に切り、4等分し重ねて Inclination も測定した。

### (結果)

- (1) 各試料の両面から得た Declination, Intensity が、連続したいくつかの試料で系統的に異なっている部分があった。これは、試料の水平面内で少なくとも Intensity については不均一になつていてある部分があるためだと考えられる。
- (2) 2つの core から得られた NRM と SIRM の Intensity の変動はよく類似していた。NRM/SIRM はさうによく類似していた。
- (3) Jaramillo event から Brunhes-Matuyama Boundary までの間に NRM/SIRM はほぼ等間隔に3回の振動をしていた。
- (4) 2本の core とともに Jaramillo event の上下の Boundary の部分では normal, reversal の極性が3回~7回も逆転しており、中間のものも少なかった。Intensity (NRM (水平成分), NRM/SIRM) は、概して強いが、かなり大きな値をもつものもあった。Boundary と Boundary の間の平均堆積速度を用いると、Polarity change に要した期間は、Jaramillo event の上部の Boundary では約4000年、下の Boundary では4000年~13000年と見積られる。

黒居雅之、中島正志、浅井至、小出至司、夏奈信義、川井直人  
大阪大学基礎工学部

大阪府堺市の泉北丘陵一帯に分布する復原器古窯跡は、その数1,000基に越えるものとされ、泉北ニュータウンの大規模な開発工事に伴い、発掘された。この様口ขนาดใหญ่の窯跡群は国内には他に例を見ず、加えるに復原器の生産という恵みれに達成条件(1000°C以上の高温、還元的气氛)でもあり、考古地磁気学的研究にとり、この絶好のフィールドとして、大阪大学ではすでに10年以上前の古窯跡群と取り組んで来た。

今回は、この泉北丘陵の西北に位置する大野地区(ON)に於て発掘された、5Cを中心とする14基の復原器古窯跡について、熱残留磁化測定結果を発表し、若干の考察を加えて記述している。



浅海英三  
島根大・文理・物理

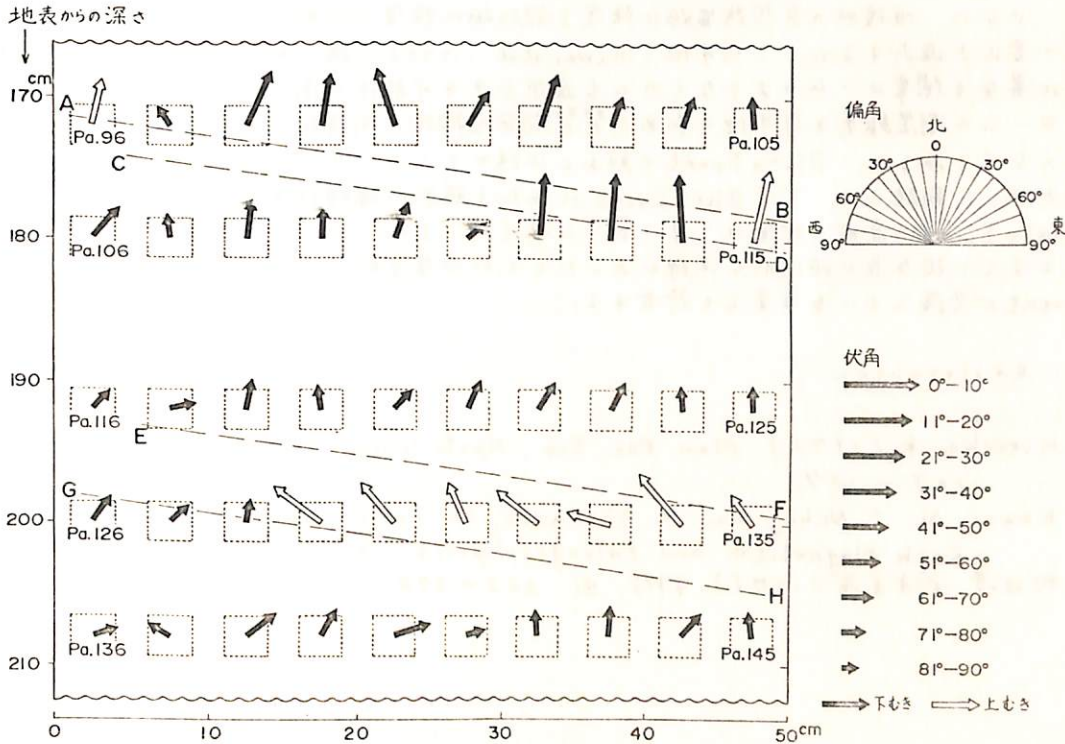
前回47年6月の第51回地球電磁気学会の報告に引き続き、48年春、山口県の萩焼の萩市大向山草川窯(明治元年)、等立山白茅窯(明治中期)、長門市の深川三ノ瀬窯(明治中期)の各窯跡、同秋、福岡県須恵町の益山窯跡(明治中期)、千葉県市の劉塚遺跡の窯跡(平安時代9世紀)の各窯跡を調査した。49年佐賀県西有田町の有田天狗谷窯に匹敵する原明窯が発掘され、49,50年の2年間に亘りA B窯, C D窯(1600年頃)を調査した。更に、50年、佐賀県伊万里市大川内山の鍋島藩窯(1675年開窯(1850年頃迄)の部分発掘が行なわれ(この窯体中10%、長さ130cmに及び日本一大きな窯である)この調査をした。更に、松江市外の早所遺跡の古窯跡(古墳中期600年頃)の調査し、それぞれ<sup>の</sup>考古地磁気を測定して周囲の変動曲線と比較した。結果から周囲曲線に概ね合致することから、周囲曲線は概ね妥当のようである。これらについて報告する。

野村 哲・野尻湖古地磁気グループ\*

群大教養・他

長野県上水内郡信濃町，貫の木の露頭で，野尻ローム層上部の試料採取をおこなった。試料は，内径29mmのしんちゅう管を31mmの長さの長さにして，それをローム層に鉛直に打ちこむことによって採取された。しんちゅう管は，ロームの崖に，間口50cm，奥行約25cmの水平面をけずり出し，この面に直線状に10本ずつ打ちこまれた。

このローム層の自然残留磁化は，採取深度ごとに，比較的良好だったが，地表からの深さ172cm，180cmおよび200cmのところに，上向き磁化方位をもつ部分が発見された。これらを50ヘルツの交流磁場で消磁すると，上向きの成分は，下向きに変わる傾向を示した。試料採取の密度が，まだ低いので，局所的な上向き成分を示す部分の広がりやどうなっているか，正確にはとらえられていないが，この部分が堆積面に平行であるか，あるいは，堆積面と斜交するか，によって，安定性判断のいとぐちがつかまえられるかもしれない。



第1図 貫の木の野尻ローム層上部の，試料ひとつ一つの磁化方位。  
矢印の方向は偏角，矢印の長さは伏角を示す。点線のマスは，  
試料の位置と大きさを示す。

\*野村のほかに，会田信行（北大理），麻生素子（お茶大理），池内君雄（群大教育），  
石橋儂子（東教大理），榊谷一（新潟，新井高），本間睦美（東教大理），水島陸男（  
新潟，新井小），百瀬寛一（信大理），吉越正勝（新潟，三条養護）。

広岡公夫・酒井由美子 横山卓雄  
福井大学教育学部 同志社大学工学部

関東ローム層は永年において調査がつけられており、地形学的、地質学的、火山灰編年学的に詳しく研究され、フィッシュトラップ法などによる年代測定のデータも多い。特に、火山性物質が主要構成要素であるため、磁性鉱物に富み、磁化の安定性さえ良ければ、洪積世末の古地磁気学的研究の絶好の対象と考えられる。

今回は下末吉層に相当する平塚市出縄付近の露頭で採集した試料の測定結果について報告する。この露頭は、フィッシュトラップ法による11,7, 9.8, 8.9 × 10<sup>4</sup>年の年代を示す層が含まれており、Blake Eventの時代にもかかっていると考えられるところである(町田, 鈴木, 19 )。

測定した結果は、交流消磁により吟味からも安定性は充分で、古地磁気学的に大いに有望であることが判明した。残念ながら、Blake Eventを検出することはできなかったが、永年変化の大きさは、過去2000年間の考古地磁気の研究(Hirooka, 1971)から得られた永年変化の規模と同程度のものであることがわかった。

さらに、堆積物の自然残留磁化強度と飽和磁化強度と比較して、相対的な地球磁場強度の变化を追求するという川井他(Kawai et al., 1975)の試みが、堆積物の質や粒径が層毎に異なる関東ロームのようなものにも適用できる可能性の高いことがわかってきた。関東ロームの測定結果を川井他の求めた琵琶湖底堆積物の同時期の仕角および相対磁場強度とくらべてみると、Blake Eventの前および後のところによく一致している。今回露頭採集を行った露頭では、下層Blake Eventにあたる時期の堆積物を欠いていることになる。Blake Eventの直前の地層は、厚いローム層(約1.5m)で、その上に来るバミスが堆積するまでに相当長い時間的な間隙があったことが地質学的にも考えられており、Blake Eventが欠落している事実とも符合する。

### References

- Hirooka, K. (1971), Mem. Fac. Sci., Kyoto Univ., Ser. Geol. & Mineral., 38, 167~207.  
Kawai, N., T. Nakajima, K. Yaskawa, M. Torii and N. Natsuhara (1975) Rock Magnetism and Paleogeophysics, 3, 24~31.  
町田洋, 鈴木正男(1971), 科学, 41, 263~270.

堂面春雄・宗岡 浩・横山 敏・木村正嗣  
山口大学教育学部物理学教室

山口県東南部屋代島および徳山市~~に~~西北方に分布する新第三紀(第四紀を含む)安山岩(10数地点)よりえた数100箇の試料について古地磁気学的研究を始めているが、今回は、これらのNRMについての中間報告を行なう。

当地域の古地磁気学的研究は、本教室におけるルーティーン・ワークの一→である山口県下およびその周辺地域の古地磁気学的研究の一部をなすものであるが、数年前より研究を開始している九州島北部新世代噴出岩(本学履・55回講演稿集1974.5)と比較して興味あるものである。

伊藤晴明・時敏克安

島根大学・文理

朝日山山地(55~61 m.y.)と全華山(109~120 m.y.)に分布する白亜紀・古第三紀花崗岩体, および新第三紀の貫入とみられる山形県内の山岳石英閃緑岩体と対馬の内山花崗岩体(12 m.y.)の古地磁気学的な研究結果について報告する。

Sampleは, 一岩体内でのSampling SiteによるNRM方向の変化を調べるために, 岩体内のニヶ所, 最大はそれ以上のSiteから採取した。測定したSampleは全て200~400 ccのA.C fieldで消磁し, 今回は安定なNRMをもつSiteのみを取り上げた。

測定の結果, 白亜紀・古第三紀花崗岩体では一岩体内でのSiteによるNRM方向の変化はほとんど認められず, 一岩体内ではほぼ同一の方向を示している。しかし岩体相互の間では大きなくらい違いが見られた。一方新第三紀花崗岩体では, 一岩体内でNormalとReverseが共存し, それらが地球磁場の反転時に貫入し, 回転したことを示している。この測定結果と既知のデータから, 花崗岩の生成や日本列島の変動について考察する。

浜野洋三・小嶋 総

東京大学理学部

地球大気の起源を調べる方法として、Ozima and Kudo (1972), Ozima (1975)は、地球大気中に含まれているArの同位体比( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ )に着目して、地球内部からの脱ガス過程の計算を行なっている。これらの計算では、大陸地殻の影響はあまり考慮されていなかった。大陸地殻のKの含有量を1.91% (Holland and Lambert, 1972)とすると、地球が形成されてから現在までの45.5億年間に地殻に含まれる $^{40}\text{K}$ によって作られた $^{40}\text{Ar}$ の量は $5.2 \times 10^{19}\text{g}$ となって、現在大気中に含まれている量の約80%にもなる。この $^{40}\text{Ar}$ は、どのような大陸地殻の発展を考慮しても、現在大気と地殻中に含まれていると推定されるので、大陸地殻の形成は地球内部からの脱ガスの過程に大きな影響を与える。我々は、大陸地殻の発展に伴う脱ガスの影響を考慮に入れて脱ガスモデルの再計算を行なった。

大陸地殻発展のモデルとしては、1)地球の歴史の初期に、現在の体積の地殻がマントルから分離し、それが熔融、固化をくり返して、Hurley and Rand (1969)にみられるような年代分布を持つようになった (Armstrong, 1968)とするものや、反的に、2)大陸地殻は現在までの間に連続的にマントルからの物質が付け加わって成長してきた、とする考えもあり、また確定している。脱ガスモデルの計算は、上の1), 2)の両極端の地殻発展モデルについてそれぞれ行なった。これは大気進化の過程を明らかにすると共に、大陸地殻の発展についても何らかの手がかりを与えてくれる、と考えてのことである。

大陸地殻による地球内部からの脱ガスに対する影響としては、i)地殻物質がマントルから分離するときの、地球内部から大気中への脱ガス、ii)地殻物質の再熔融、熱変成作用、風化等による、地殻から大気中への脱ガスが考えられる。これらの量は、大陸地殻の現在のK含有量、年代分布等を使って表わされる。その他の初期条件や境界条件は、Ozima (1975)と同様のものを用い、マントル及び地殻からの脱ガスを一次の速度過程で近似することによって連立微分方程式系が得られ、解が求められた。

計算結果は、現在の地球のマントルのK含有量と( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ )比が、とりうる可能な範囲  $50\text{ppm} < K < 900\text{ppm}$ , ( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ )  $> 2000$  にあるとすれば、地殻発展の過程によらず、以前の結論と同じように、地球形成の初期に地球内部からの大規模な脱ガスを考える必要があること、又大陸地殻の発展については、現在のマントルから大気中への脱ガスの量が有力な手がかりを与えることがわかった。

### References

- Armstrong (1968), *Rev. Geophys.*, **6**, 175  
 Holland and Lambert (1972), *Geochim. Cosmochim. Acta*, **36**, 673  
 Hurley and Rand (1969), *Science*, **164**, 1229  
 Ozima (1975), *Geochim. Cosmochim. Acta*, **39**, 1127  
 Ozima and Kudo (1972) *Nature Phys. Sci.*, **239**, 23

II-66

日本海溝付近での海洋地殻の沈み込みに関する  
磁気学的考察

大島章一  
海上保安庁水路部

日本海溝付近では、ほぼ東西の鮮明な縞状地磁気全磁気異常が見られ、その西端は、海溝軸より大陸側100 Km付近にある。(水路部研究報告第10号, 昭50年10月 PP 39-44)

これは日本海溝付近から、海洋地殻が西方へ沈み込むモデルによく近似でき、その沈み込みは、縞状異常が識別可能な海溝軸の陸側約100 Km付近ないしそれより西方まで、10度程度の中ずりやかす角度であるらしい。

加藤愛雄, 遠山文雄, 武藤俊明・瀬戸正弘, 早坂 孝

(東海大工)

(東北工大)

大気球による高々度での地球磁場観測は地表近くの小規模な磁気異常帯による影響が除かれ, 大規模な磁気的地下構造について論じることができるといふ利点を持っている。

前回の学会で1975年に行った三陸沖250kmまでの地磁気全磁力及び垂直成分の観測結果について報告したが, その後, 1972年の東北地方内陸部での観測結果についての再検討を含め, 東北地方内陸部から日本海溝を含む三陸沖までの観測結果を説明するために磁気的地下構造についての考察を報告する。



## 地磁気異常

小林 和男, 中田 正夫  
東大 海洋研

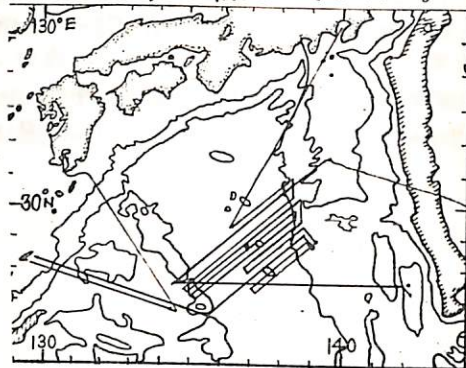
GDP-16次航海(望星丸: 1975年11月6日 ~ 11月25日)において、国際深海掘削計画(IPOD)の掘削提案点の予備調査を兼ねた四国海盆(27°~30°N)の精査が行われた。

全コース(右図)にわたって水深、地磁気全磁力、堆積層構造が連続的に測定された。このデータに、これまでの他の航海(KH74-4, GDP-12, その他)の資料を加えてこの海域の地磁気異常分布を解析した。

その結果、地磁気異常縞模様がこれまでのデータから推定されているとほぼ同様な向きに確認された。そのほか水深(海底地形)にもかなり明瞭な走向がみとめられた。

四国海盆中軸部のや、東側に列んだ紀南海山列のうち、南部の白鳳海山(仮称)が精査されたが、この海山も、GDP-8航海で知られたや紀南海山と同様、山の地形に対応する磁気異常がほとんどみられないのが、特長である。山形も、太平洋中部の海山とちがって、海盆の軸に平行な方向にや、伸びた形をしている。従って、これらや紀南海山列の海山はいわゆるホットスポット起源のものではまなく、四国海盆が一種の海底拡大によって生成されつつある過程において何らかの原因で形成されたものであって、山体の一部分がNormalとReverseに磁化したために見かけ上の磁気異常は小さくなっていると思われる。

このように見かけ上非磁性の海山は、太平洋北部でも磁気縞模様が顕著な海域にはいくつかみられる。いずれも海嶺から遠ざかると時に地球磁場逆転がくりかえされたことに起因するであろう。



日本周辺の地球磁場の経緯度の項式近似について。

植田義夫

海上保安庁 下里水路観測所

日本周辺の磁場分布を表わす方法として、従来、経緯度の二次項式が用いられて来た。ところが、最近では、磁気測量範囲がより広くなり、又航空磁気測量技術の進歩により測量精度も向上しつつある。この様な事情を考慮し、今回、より精度よく磁場分布を表現するための、経緯度の三次項式で近似する方法も作成した。

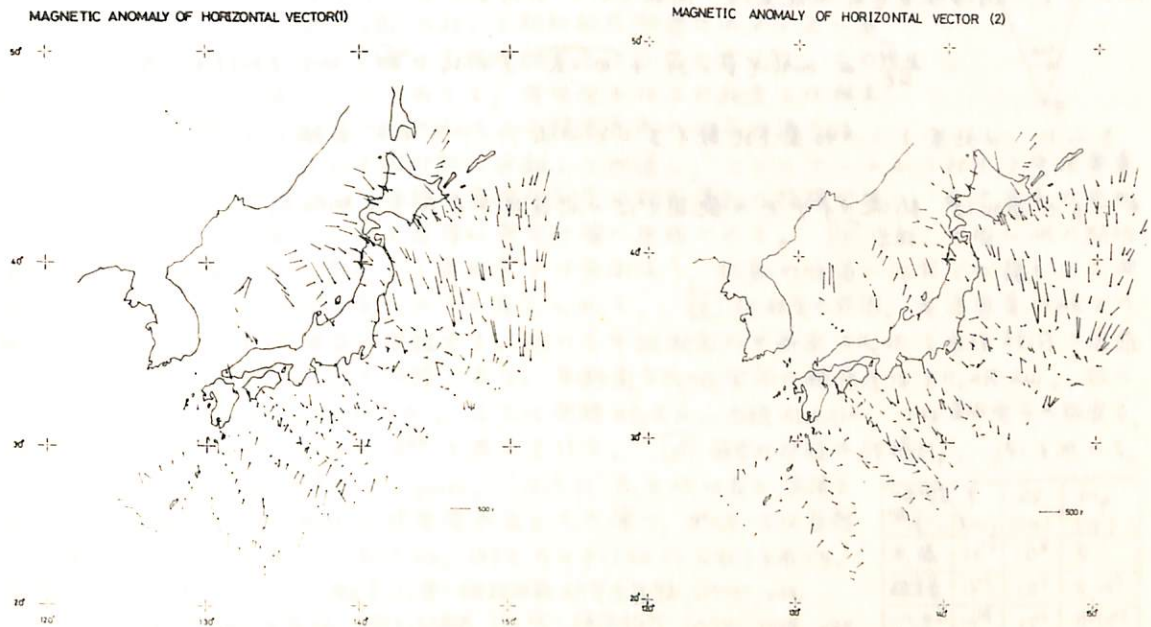
航空磁気測量に於ては、三成分の測量精度は全磁力測量の精度と比べ、一桁以上、劣る。そこで、次の二つの条件、即ち、次式を考慮して、三成分、X、Y、Zの分布式を

$$\left. \begin{aligned} (\text{rot } F)_z &= 0 \\ F^2 &= X^2 + Y^2 + Z^2 \end{aligned} \right\}$$

最小自乗法により決定した。

この方法を用いて、1970年に水路部により実施された、全国磁気測量のデータより、約400個を任意抽出して各成分の分布式を求めた。その結果、F及び、X、Y、Z成分のそれぞれの標準偏差値は、113γ、257γ、137γ、305γであるが、当時の航空磁気測量の精度を考慮すれば、妥当な結果と考えられる。又、上記で得られた分布式と、IGRF 1965との比較を行った結果、日本周辺には、数千kmにわたる、長波長の磁気異常が存在している様に思われる。日本海及び、オホーツク海には、負の磁気異常が有り、その原因の一つとして、上記の原因が考えられる。

三次式分布、及びIGRF1965に年差補正を施したそのより、それぞれ得られた、磁気異常の水平ベクトルの分布をFig.1、及びFig.2に示す。



渡辺 秀文

東大・理・地球物理学科

核内ダイナモ作用をなっている流体運動として、大別して2つのタイプが考えられている (small scale turbulent flow ; large scale laminar flow)。いずれが実際のダイナモ作用を行っているかを知るための1つのアプローチとして、それぞれのダイナモ作用と磁場の反作用をも入れて、比較検討することが有効であろう。前回、前々回と乱流ダイナモについて、その $\alpha$ -効果を考えしてきた。今回はその他の効果について考察する。

一般に非一様な乱流は、回転によって非等方かつ鏡映非対称となり、それぞれに起因するダイナモ作用の存在が知られている。鏡映反対称性をもつダイナモ作用 ( $\alpha$ -効果) は既に述べたので、今回は非等方性に関連する効果と磁場の作用を入れて考える。

簡単のために、一様等方的な乱流を無擾動解とし、回転及び磁場の効果を取り入れた擾動解を求める。その結果得られる乱流の起電力  $\overline{v \times h'}$  は磁場に関して、非線型となるので、磁場強度と乱流速度場の関数として求めることができる。即ち、

$$\frac{\partial \overline{H}}{\partial t} = \text{curl} (\overline{v} \times \overline{H} + \overline{v' \times h'}) + \nu_T \nabla^2 \overline{H} \quad \Rightarrow |\overline{H}|(v'; \overline{v})$$

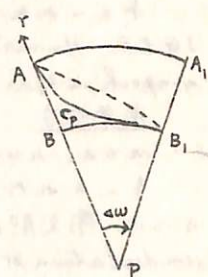
さらに、 $\alpha$ 効果とこの効果を比較することにより、いずれが卓越したダイナモ作用をもつかが分れば、乱流ダイナモの範囲では一応話はすんだことになる。

ニュートンの運動方程式の修正 ( $\dot{p} \equiv m\dot{v} + m\dot{v} = F$ ) に基づく宇宙像 (球状・静的) によれば, 全宇宙からする個別粒子への重力作用 (宇宙抵抗  $f = -7.2 \times 10^{-9} \text{ cm/g sec}^2$ ) の存在性が帰結されるが<sup>[2]</sup>, この  $f$  による地球自転運動へのブレーキ作用とその半互依存性との考察から, 自転速度の永年減速・大陸移動の原動力としての地殻に対する水平力の発生・中性子星パルサーの周期増大などが定量的に決定された<sup>[3]</sup>.

ここでは,  $f$  の影響を地球内部に適用して, コアとマントルとの相対運動・それらの境界層の存在性と境界層における自由電子の  $f$  による加速機構, 換言すれば重力による直接的発電作用が考察される。つまり, 地球磁場そして恒星磁場の成因が全宇宙の重力作用によって定式化されて, わいわいの新運動方程式に基づく天体磁場の成因論が提示される。

**[i]** 核とマントルの相対運動。  $f$  による地球自転速度  $\omega$  の時間変化は 1)  $\omega(t) = \omega_0 \exp(-at/R)$ ,  $a \equiv (3/4)\pi f = 1.2 \times 10^{-8} \text{ cm/sec}^2$  ( $R$ : 地球半径) であった。関数形  $\omega(t, R)$  と相対速度  $\frac{d\omega}{dt} R > 0$  から, 地殻や海水 ( $\Rightarrow \Delta R$ ) が東向きに加速されること論じられた。このことから容易に理解されるように,  $f$  によるブレーキ作用は天体内部に行くほど大となる。故に地球の場合, 核はマントルよりも遅く回転することになり, 地磁気の西方移動は素直に首肯される。

そこで西方移動は核とマントルの相対運動の直接的反映であると見做して, 2)  $\Delta\omega \sim 10^{10} \text{ rad/s}$  とおこう。 **[ii]** 境界層  $\Delta R$ 。相対運動の存在から, 必然的に核・マントルの境界層  $\Delta R$  の構造内題 (形・大きさ・物理状態・それらの時間変化の有無など) が提起される。形は球殻をとり, 大きさは 3)  $\Delta R \sim 3 \text{ km}$  とする。  $\Delta R$  の平均粘性率  $\langle \mu \rangle$  は, (1) を用いて, 4)  $\langle \mu \rangle = I\dot{\omega}_c / \pi R^2 \Delta\omega \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ poise}$  と求まる (証明略)。図は北極  $P$  からみた赤道断面であって,  $\Delta R$  における自由電子と陽イオン (物質粒子) のマントルに相対的な運動を示す:  $\Delta R$  の任意鉛直線上の上下の二点  $A, B$  は,  $\Delta\omega$  の存在により, 単位時間後に  $R_c \Delta\omega$  だけずれて,  $B$  が  $B_1$  に来て 11 の瞬間である。



**[iii]** 電流の発生。  $f$  による天体磁場の成因論は  $\Delta R$  内の自由電子 (線分  $AB_1$ ) が陽イオン (例えば曲線  $ACpB_1$ ) に対して相対的に加速されることに基づく。核とマントルとは  $\Delta R$  を通じて粘性結合して 11 と考える。この結合に反抗するのは陽イオンであって, 自由電子はこの結合とは独立で加速される状態にある。故に  $f$  による緯度方向の水平加速力は, 自由電子を陽イオンに対して相対的に分離して加速し, ここにマントルに対する電流要素が発生する。閉曲線  $ACpB_1A$  の面積は異種電気量の相対運動の指標であり, 電流要素の発生量である。これは重力による直接的発電機構の原理である。 **[iv]** 逆転。一般に  $\Delta R$  の粘性構造は核の熱脈動と共に変化した (自由電子は無関係), 脈動の収縮二位相での陽イオン曲線は自由電子のそれの反対側にあると考えられる。 **[v]** 地磁気の成因。電流要素の  $\Delta R$  での総和が  $\sim 10^9 \text{ A}$  とすれば理論は完結する。  $\Delta R$  の子午線断面の半断面  $\pi R_c \Delta R$  を単位時間内に通過する全自由電子に  $J$  の電流  $J$  が答である。半断面  $\pi R_c \Delta R$  全体の線速度は  $\pi R_c \Delta R \cdot \Delta\omega$ 。故に

5)  $J = n e \cdot \pi R_c \Delta R \Delta\omega \sim 5 \cdot 10^9 \text{ A}$ 。ここに面積  $ACpB_1A \approx$  面積  $ABB_1A_1A$ ,  $n$  は自由電子の数密度, 数 (5) としては (2), (3),  $n \sim 10^{24}$  を用いている。 **[vi]** 恒星の双極子磁場  $H_p$ 。 (5) を用いて,

6)  $H_p = 2J/R_c \sim 5 \cdot 10^{-5} \rho \Delta R \text{ gauss}$ 。ここに  $R_c$  と  $\Delta R$  は各々, 太陽と磁変星では輻射・対流二層内の境界層半径とその厚さ, 10<sup>11</sup>g/cm<sup>3</sup> では星殻と中性子ガス核間のそれら。数 (5) には, (2) と  $n = \rho \times (\text{アボガド})$  を用いた。

表 1 は恒星モデルから, [文献] [1] 全: 地球回転研究会集録, (1975), p. 62. [2] 全: 宇宙天体物理学研究会集録, (1976) 印刷中. [3] 全: 海洋科学, (1975), 10巻, p. 55.

恒星	密度 $\rho$ (g/cc)	$\Delta R$ (cm)	$H_p$ (G)
太陽	$10^{-3}$	$10^8$	5
磁変星	$10^{-1}$	$10^9$	$5 \cdot 10^3$
パルサー	$10^{14}$	$10^3$	$5 \cdot 10^{12}$

水野 浩 雄

国土地理院

一等磁気測量の成果による1950年以後の日本の地磁気年変化量分布の変動との関連で、汎表界的年変化量分布（観測所の年平均値と用いて画いたもの）の変動に認められる特徴は次の二つである。すなわち、鉛直分力については、1950年以前には日本の太平洋沖に之=0の線が横たわり、日本側が増大、太平洋側が減少であったものが、その後減少域が急速に拡大し、1960年代末にはアジア、シベリアの全域が減少域に転じたことである。また水平分力については、1965~6年に東南アジアに中心と持つ強い負の領域が急にあらわれ、日本付近では年変化量分布が西高東低から西低東高に *undulation* が急変したことである。

この時期に発表された年変化量の Gauss 係数について、これらの現象がどのようにあらわれていふかと調べてみた。用いた Gauss 係数は Cain 等による epoch 1960年、epoch 1965年の IGRF, Hurwitz 等による epoch 1970年々々である。

#### 鉛直分力

$n=2$  近の項だけと用いて算出した年変化量分布には、上述のように変動はみとめられぬ。

$n=3$  近をめぐると、東アジアにおき、減少域の拡大が若干あらわれ、現実とは未だ大きく入った方がありある。

与えられたすべての係数と用いて年変化量分布を計算すると、(Cain 等は  $n=7$  迄、IGRF, Hurwitz 等は  $n=8$  迄) たしかに減少域の拡大と追跡でき、それ以外の epoch に対応する現実よりは、これはよく出ていふ。

#### 水平分力

$n=2$ ,  $n=3$  迄の係数による年変化量分布には、上述の特徴は全くあらわれていない。

与えられたすべての係数と用いて計算してみると、epoch 1970年の Hurwitz 等のものには、南支那海に中心と持つ負の領域の存在と、これに伴い日本付近での西低東高の *undulation* がはっきりとあらわれていふ。

以上のことから、上述の二つの特徴的変動は  $n=3$  に一部反映されるが、大部分はそれ以上、すなわち  $n=8$  程度にいたる Gauss 係数に分散的に反映していふものと考えられぬ。

水野浩雄

国土地理院

昨年春の講演会で報告したうち、昨年7月及び今年の3月に測定と実施した。その結果、穴と埋め戻りの付近の磁場の分布には、必ずしも変化が起ること結論せられた。

穴と掘ると、その土に含まれている磁性による分だけ磁場の分布は変化する。穴と埋め戻すと、induced magnetization の分だけ元にもどるが、その変化分の3分の2くらいは残留する。強磁性鉄物を含む粒子が雨水の浸透などで、おぼつかな自由度を得、磁化が再び地球磁場の方向に揃い、したがって磁場の分布も穴掘前にもどるからと思われるが、実測の結果では、1年半程度の間には、このようなことは無かった。

せしめられては、野外磁気測定で、磁気長に標石と埋石することには、何ら問題はない。また恒久的な観測施設の工事について、よほどの特殊な場合でなければ、問題はないと考えられる。

地磁気移動観測班（笹井洋一・石川良宣）

東京大学 地震研究所

1. はじめに

地震予知研究計画の一環として、我々は房総半島において、プロトン磁力計による全磁力くり返し測量を行なっている。これは全日11ヶ所の固定観測所の連続観測と、地理院による1等磁気測量の反復を補完し、更に局地的な全磁力経年変化の異常を検出しようとするものである。1968年、70年、72年、73年、76年とこれ迄5回の測量を行なった。73年測量に際し、従来の測点のうち人工的擾乱を受け易い点を移動し、かつ半島北部にも測点を増やした。今回再測したところ、測点の保守は大むね良好で、前回と比較して、半島中央部に特徴的な経年変化異常を生じていることが分った。

2. 測量結果

測量の前に鹿野山測地観測所で周所のプロトン記録と比較し、雑差を検定する。観測は7刻5時以降に1分間隔で10回測定し、同時刻の鹿野山の全磁力値との差を補正して、地点差  $\Delta F = \langle F - F_{KZ} \rangle$  を求める。  $\Delta F$  の変動  $\delta F_{ij} = \Delta F_i - \Delta F_j$  をもって、 $i$  期間より  $j$  期間までの、各測点における経年変化量としている。オ1図に  $\delta F$  (1976-73) を示す。変化量がかなりまとまった分布をしているように見えたので、28のコンターを引いてみた。尚73年以前の測量期間では半島南部の観測しか無いが、 $\delta F$  の変動の大勢は次の通りである。(半島南部のみ)

オ1期	1968-70	28	減少
オ2期	70-72	1~28	増加
オ3期	72-73	±18	増減なし
オ4期	73-76	2~48	増加

3. 考察

I J R F 検討グループによる最近の日本の全磁力経年変化の大勢によると、関東一東海地方では年変化量にして1~28/yrの地域的な差が見られ、南へ行く程変化量が大きい。測量域は鹿野山を中心に、南北で約50km弱ののびがりを持つので、3年間では

2~38の南部で増加、北部で減少が見られる。オ1図の変化は、このような地域差を反映したものかも知れない。

しかしオ1図の局地的なコンターに意味をつけようとする、定性的には半島中央部でNNE-SSW方向に北向きに傾いた磁気双極子で近似されるような帯磁の変化があった、とええる。この帯磁の変化はNNE-SSW方向での張力増もしくはこれと直交する方向の応力増によって期待される。正負の異常の境界線は、いわゆる木更津-大原線とほぼ一致する。(関東大地震のhinge lineであり、近年の地殻変動の様相が、これより北で関東造盆地運動型、南で元禄-大正関東地震に伴う地震性地殻変動型となる、とされる) 73~76年にこの付近に顕著な地震は無い。負異常域で1cm/yr程度の隆起が見られる。境界線を面に延長すると川崎の異常隆起域につながる。

房総半島では最近最もひんぱんに水準、光波等の測地測量が行なわれている。8年間での全磁力変動は房総半島の昇降運動と大体良い対応が付き、隆起時に $\delta F$ が減少し沈降時に増加するようである。

オ1図 鹿野山を基準にした全磁力変化 (1973-1976)

( ) ... 人工的擾乱を受けた点



笹井洋一・石川良宣・高橋春男  
東京大学 地震研究所

1. はじめに

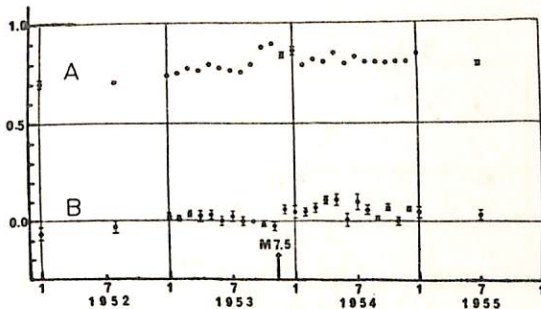
地震に伴って地磁気短周期変化のインダクション・ベクトルが変化するのではないかという疑問は以前から提起され、吉松、久保木等によって  $\Delta H$  が有意な変化を示すことが報告された。特に柳原が関東大地震前後の、SSC等の振中比から求めた A, B のきわめて大きな変動を明らかにして以来、柿岡グループによって精力的な研究が進められている。筆者等は油壺と柿岡の変化計記録を用いて、1953年房総沖地震の前後2年間について Induction Vector を求め、この地震の前後で顕著な変化を見出した。

2. 油壺・柿岡の A, B の変動

油壺・柿岡の変化計記録から、周期20分~120分の短周期変化をひろえるだけ拾い、(各月で30ヶ~70ヶ) 3成分の最大振中  $\Delta H$ ,  $\Delta D$ ,  $\Delta Z$  を読み取り、最小自乗法で  $\Delta Z = A \Delta H + B \Delta D$  の係数 A, B を月毎に求めた。Z と H はほぼ同位相なので問題はない。 $\Delta D$  は H の最大振中時の振中を読み位相差は無視したが、極端に H と D の形が違ふものは除外した。

オ1図に油壺での A, B の変動を示す。本震は53年11月26日であり、11月の値は地震直前のものとみなしてよい。本震の2~3ヶ月前から A が急増し、B は漸減する。地

オ1図



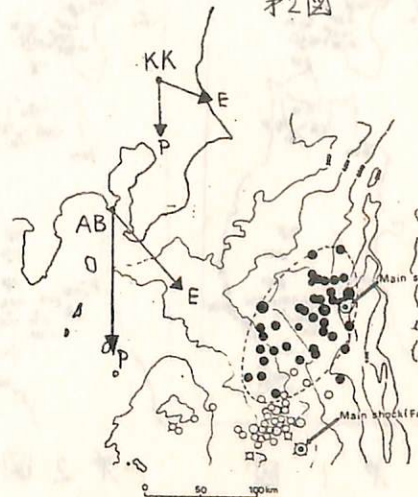
震直後には B の急増が目立つ。柿岡については A が11月に急増し、12月には B が増えた。量的には油壺の半分程度である。53年8月の値を基準として、11月および12月との差ベクトル  $\vec{N} = (\Delta A, \Delta B)$  を作ってオ2図に示す。(P:前兆的变化, E:地震直後の変化)

3. 考え得る異常変化の原因

オ2図にこの地震の震源、余震域(黒丸)を示す。弱い津波が発生しており、地震断層は海底に達したと考えられる。地震時に海底の表層で余震域程度の広域に、微小クラックを生じて海水が浸透し、この相対的な良導薄層に大洋中の誘導電流が集中、十分遠方でも  $\Delta H \approx 0.1$  程度の変化を生じたとすれば、説明可能であろう。大島の離島効果を利用して求めた平均的海電流強度は周期10~120分でほぼ一定であり、今回の変化が同様な周期に対して得られていることをうまく説明できる。

油壺で顕著な、前兆的な A の変化は注目すべきであろう。上記モデルに従えば、本震の2~3ヶ月前から“海の底が抜けた”ことを意味する。

オ2図



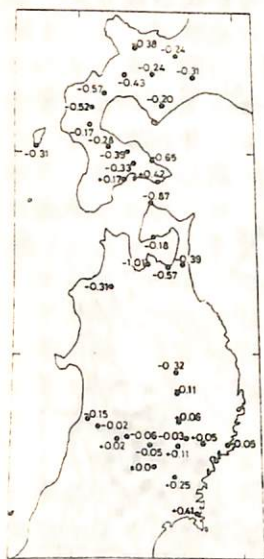


山下 濟・横山 泉  
(北大理)

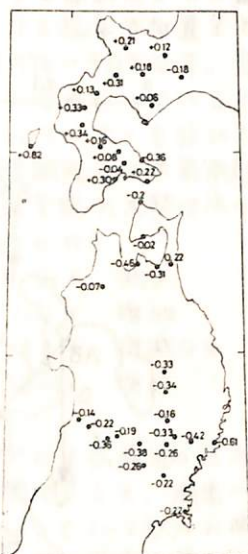
いわゆる「東北日本異常」の中心域の北西部に位置する浅虫、宿野部および戸鎖の3点における地磁気短周期変化の観測結果を報告する。これらの結果と前回までに発表した結果および東北日本において他の各機関によって得られた観測結果とから、周期1時間程度の地磁気変化に対するAとBの値の分布を第1図および第2図にそれぞれ示す。また、第3図には「中部日本異常」に属する地域から北海道までの間で得られたAの値が経度線方向にどのように変化しているかを示す。これらのことから以下のことが言える。

- 1) Aの値は39°N付近でほぼ0となる。
- 2) 39°N以南では、Aは正の値をとり「中部日本異常」に対応する。
- 3) 津軽海峡付近では、A値の地点差が著しく大きく、最大0.4最小-1.0に達し、津軽海峡および下北地峡に伝導電流が流れることを示している。
- 4) 渡島半島の地峡部にも、Aの値の大きな地点差が認められ、そこに伝導電流が流れることを示す。
- 5) 40°N以北の東北日本では、3)、4)に述べたような局地的異常を除けば、Aの値はほぼ-0.3である。
- 6) Bの値は東北地方では負、北海道南西部では正になるが、A値の分布に比べて全般的にはばらつきが大きい。
- 7) 石狩低地帯の西縁の観測点および内浦湾口の南岸にある観測点は6)の傾向とは逆に負のB値をとる。

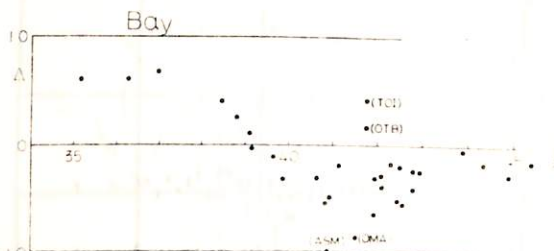
以上のことから、いわゆる「東北日本異常」を示すような等値線を書くことはできず、その中心域の大きなAの値は伝導電流によるものと考えられる。伝導電流による局地的異常を除けば、40°N以北の東北日本におけるAの値は標準地球モデルによる計算と傾向が一致する。したがって、40°N以北には明瞭な電気伝導度異常は存在しないようである。また、B値のばらつきが大きいことから、日本海および太平洋の海岸線効果は内陸部では有意でないと考えられる。



第1図



第2図



第3図

白木正規・柳原一夫

地磁気観測所

著者の一人 (Yanagihara 1972) は、柿岡のCA変換函数が時間的に一定なものではなく、地震と関連して変化するらしいことを見出した。この事実は、非常に重大な問題であり、過去の資料から更に詳しい調査が必要であろう。また、今後の問題として、変換函数を定常的にモニターしてゆくことが必要であろうと思われる。

柿岡では、光ホッピング磁カ計を用いた地磁気観測システム (KASMMER) により、デジタルで地磁気変化がモニターされている。このシステムにより、1976年1月から毎分値をルーラーとして磁気テープに集録することが始められた。この毎分値を用いれば、変換函数を定常的にモニターしてゆくことは容易である。この論文は、試験的に、1976年1月の1か月間について変換函数を毎日求めてきた結果について報告する。

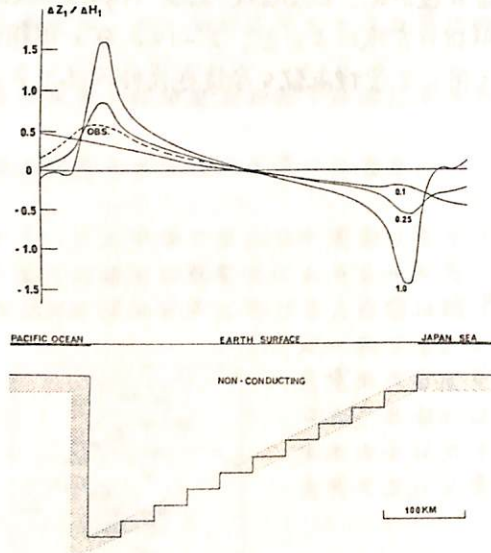
変換函数は、1日分の毎分値から、Everett and Hyndman (1967) によって開発されたパワースペクトル解析の方法によって、2-120分の周期について計算する。得られた結果から、この方法を用いて変換函数を今後定常的にモニターしてゆく場合の問題点について議論する。

力武常次  
東工大理

日本中部のCAを説明するために、力武は半無限導体の表面に半正三角形の凹みのあるモデルを提出したが、このモデルは完全導体を用いていた。その後、有限の電気伝導度をもつモデルを提唱したが、導体の形状はやや簡単に過ぎると思われる。(本誌は)

この論文では、上述の形状のモデルが有限の電気伝導度をもつ場合を数値計算によって調べ、海を表わす薄い導体をつけ加えた場合には、ほぼ観測結果を説明できるモデルを得た。しかし、このような二次元モデルでは、日本海の影響は最大にみられる傾向がある。

下図の破線は  $\Delta Z / \Delta H$  の周期 30 分に対する実測で、induction parameter  $A$  の 1.0, 0.25, 0.01 の場合は、導体の電気伝導度を  $0.1 \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$  とし、周期 5, 20, および 500 分に対応する。海水の電気伝導度は  $4.0 \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$ 、海の深さを  $1000 \text{ m}$  と仮定した。



東北日本に於ける誘導地電流( $\Delta E$ )及び誘導電磁  
場の振幅比( $\frac{\Delta E}{\Delta H}$ )の分布と地下構造

佐藤七郎

加藤愛雄

(岩手大資源開発)(東海大航空宇宙)

著者の一人(佐藤)は数年に渉り東北日本の32ヶ所に於て誘導地電流 $\Delta E$ 及び $\Delta H$ の観測を行つて来た。その結果地電流の変動方向の分布と系統的の分布を以て居り又 $\Delta E$ の値も明らかなる系統的分布を示して居る。

又誘導電磁場の振幅比( $\frac{\Delta E}{\Delta H}$ )の分布から地下構造を推定した。その結果「東北日本異常」に見られる地下構造——盛岡、水沢附近の地下で上昇マントルが著しく上昇し登るから南西方向の地下で上部マントルが落ちこんで居る——とよく一致する構造を考へると都合がよい事が解つた。

本蔵義平<sup>\*</sup>, 吾野登吾<sup>\*</sup>, 行武毅<sup>\*</sup>, 瀬戸亨天<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*</sup>東北地震研究所, <sup>\*\*</sup>国土地理院

1970年10月16日, 秋田県南栗部でM=6.2の地震が発生したが, その前後約3ヶ月間筆者らは震央から約13km離れた観測点(Ma)で地磁気, 地電流の観測を行なった。Maにおける地電流変化について地質調査所で開かれたCA研究会で予ての報告しを通りである。データの数が少なく, 地電流の振幅, 方向も精度よく決まることはできず, したがって, 得られた地震前後の地電流変化は統計的に有意義ではなかつたが, 地震発生前後の地殻内抵抗変化を誘導電流を測定することにより, 検出された可能性が指摘された。

一般に震央付近で観測された変化がその地域以外で観測された可能性は十分にあるので, このことの意味は地震予知として不可欠である。そこで今回, 震央から約40km離れた国土地理院水沢観測所(Mz)における記録を用いて同様のことを調べてみた。解析した記録はMaにおいて調べたものと全く同一区間のためである。地磁気水平成分の記録はMzとMaとは大差はないと思われるのでMaでの記録を代用した。

両観測点(あまり離れていない)ならば, 個々の観測点で独立に振幅, 方向を決定してその差をとりよれば, 両観測点の記録を訂正して扱えば一般に精度よく求めたはずである。このことは変換関数についてよく知られている。しかしながら地電流の振幅については観測点付近の抵抗率分布によつて大きく値が異なることが多いため, 以下に操作を施して両観測点における振幅を比較することにした。AMa, AMzをそれぞれMa, Mzにおける地電流の振幅とす。次に係数 $\alpha$ を導入して

$$\delta = AMa - \alpha AMz$$

とし,  $\delta$ を最小とするように $\alpha$ を用いたときの記録から決定する。今の場合,  $\alpha = 2.62$ となる。この2個々の記録を訂正してAMaと $\alpha AMz$ を比較すればよいことになる。

その結果, 次のようにことがわかった。

1. MaとMzにおける振幅の差は地震発生前後約10%変化して見られるが, Mzにおける振幅のバラツキも反映して見られるようにあり, 地震による変化を断定できない。そのようなバラツキの原因の一つとして, Maにおける地磁気記録を代用したことがあげられる。従つて, 微小な変化を検出されたため, 地磁気, 地電流を同一地点で観測する必要があると思われる。
2. MaとMzにおける地電流の方向の差は, 断定はできないが, 2~3°変化したように見える。Mzにおける方向の変化は観測されたが, その変化は小さいので影響は小さいと思われる。

主としてデータ不足のため地電流の振幅, 方向も精度よく決定できなかった。確定的な結果を得るに到らなかった。しかしながら, 以上の結果を筆者の一人(本蔵)によるこの計算と合せて考慮すると, 地震に伴う地殻内抵抗異常による誘導電流の擾乱による現象を地震予知に役立てることは不可能ではないと思われる。

行武毅・吉野登志男・木本栄次・下村高史・渡辺秀文・歌田又司  
 東京大学地震研究所

昨年に引き続き、本年も3月に三原山周辺の電気抵抗測定を実施した。目的は地下の電氣的構造を明らかにすることと、電気抵抗の時間変化の調査である。

Schlumberger法とdipole法とを併用した。大地に流した電流は交代直流(0.1 Hz)で800 V 約0.1 Aであった。

カルデラ底、内輪内火口テラス、火口を通る測線について測定を行なった。

カルデラ底では、Schlumberger法によって地表付近の浅い部分の比抵抗分布を調べた。昨年のdipole法測定結果とも併せて考慮すると、地表から数10~100 mの深さに10 km以上の高抵抗層があり、それより深くなると急激に比抵抗値が減少し、1 km以下にまでなると推定される。

これに対して火口テラスでは、比抵抗の鉛直分布の全般的傾向はカルデラ底と似ているように思われるが、比抵抗値が地表近くでかなり小さい。見掛け比抵抗がカルデラ底に比べて1桁小さくなる( $\rho_a = 1.1 \text{ km}$ )場合がある。

火口測線については、昨年と全く同じ場所に電流電極、電位電極を設置して測定をおこなった。遠距離の測線より得られた比抵抗は僅か1%の変化しか認められないのに対し、近距離の測線では、14%に及ぶ比抵抗の減少が得られた。これは地表の浅い部分の比抵抗が変化していることを意味する。

過去1年向、火山活動はむしろ衰頹の傾向にあり、上に得られた比抵抗減少は、降雨等の気象条件による表層部分のみの変化ではないかと推定される。

## (山崎断層・電磁気総合実験班)

乗富一雄(叙大鋁山), 横山泉・山下濟・田中安守(北大理), 鍋谷祐夫(弘前大理), 三品正明・青木一郎(東北大理), 柳原一夫・大地洗・森俊雄(地磁気観), 行武毅・山崎良雄・本蔵義守・吉野登志男・小山茂(東大電研), 河野長・浜野洋三・石戸恒雄(東大理), 瀬戸孝夫・井内登(国土地理院), 陶山淳治・小野吉考・駒井二郎・高木慎一郎・花岡尚之・村上祐(地質調), 加藤愛雄・大西信人(東海大工), 早坂孝(東北工大), 鈴木亮(京大理), 住友則考(京大教養), 宮澤潤一郎(鳥取大教養)

地震活動に伴う電磁気異常の検出に関する基礎実験を、兵庫県東粟郡山崎断層周辺において実施した。実験観測テーマ、及びそれぞれについて得られた結果は次の通りである。

1) 地磁気三成分連続観測

山陰から山陽にわたる広域の地殻・マントル上部の電気伝導度を求めるために、鳥取から新宮に至る測線上に9英の観測点を設け、Flux-gate型三成分磁力計により地磁気変化の一斉協同観測を実施した。観測記録を整理した結果、次の事柄が明らかになった。(a)この一帯では、マントル上部の電気的導体面が極めて浅い。(b)山崎断層と直接に関連を示すベクトルの異常変化は認められない。

2) 地磁気短周期変化観測

山崎断層付近で頻発する地震の震源の深さは、15~20kmに集中している。この深さ付近の電気伝導度を知らる目的で、誘導磁力計三成分により連続観測(三晝夜)を行った。その結果によれば、30秒~100秒の周期の変化ではZ成分は殆んど0であり、この地区の浅部の地下構造は、電気伝導度が極めて良いことが分つた。

3) 磁気測量

活断層周辺に予想される応力集中に伴うピエゾ磁気効果検出のための磁気観測点(磁気異常)の設定と、第1回目の測定調査を実施した。又、磁気ノイズの評価、各磁気異常の全磁力差の測定も行った。(a)山崎断層に沿う方向(東西30km), (b)同断層に直交する方向(南北90km), の2測線上に18の磁気点を置き、数台のプロトン磁力計により、分割同時測定を行った結果、日変化については、各異常間の位相差は認められなかった。しかし短周期変化では、(a)の方向では認められぬが(b)の方向では、北の鳥取に対して南の山崎付近は、約2割大きい。

4) 比抵抗法による深部構造探査

山崎断層地域の深部比抵抗を明らかにすると共に、岩石歪に伴う比抵抗変化を観測するための基礎資料を得るために、相向型双極子法及びシュランベルジャー法により、比抵抗垂直探査を実施した。電流双極子AB(長さ約2576m, 電流約24A)は宍粟町南端部に設け、電位測定は、山崎断層を横切る南北方向に展開した。送受信間の距離は最大10km程度であった。浅部構造(AB付近)では、第1層の厚さ130m, その比抵抗( $\rho$ )は520 ohm-m, 第2層の $\rho$ は2100 ohm-mという結果が得られた。深部構造については、水平方向の比抵抗の不均質性のために、明確に得られないが、これを平均化して推定すれば、3200m程度の深さにおける連続面が推定されるが、もしくは境界面がないとの仮定も成立する。

5) 人工電流分布の調査実験

上記比抵抗探査の電源と利用して、その電流分布に対する断層の影響を調べた。その結果、均質媒質構造と仮定した場合の電流分布からのズレが、断層北部において著しかった。

6) 地電流連続観測

断層上の点と、断層を挟む2英の計3英で地電流観測を行った。電流ベクトルは、ほぼ南北方向であるが、断層を挟む両側において、変化振幅及び指向性の相違が見出された。

