

保管用

第60回講演会

講演予稿集

昭和51年10月25日～10月28日

於 福岡市民会館

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

日本地球電気磁気学会
電話(八一二)二二一一(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60回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和51年10月25日(月)～28日(木)

講演会場 福岡市民会館

〒810 福岡市中央区天神5丁目1-23

TEL (092)761-6567~9

| | 会場 | AM | | | | | | | | | | | PM | | | | | | |
|---------------|----|------------|----|----|----|-------------------------|---|---|---|--------------------------|---|---|----|---|---|---|---|---|---|
| | | 9 | 10 | 11 | 12 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 10月25日 (月) | 1 | エアロゾル・大気光 | | | | 大気光・惑星大気 ISレーダ・VLF位相 | | | | 運営委員会 | | | | | | | | | |
| | 2 | 衛星観測 | | | | ロケット観測 | | | | | | | | | | | | | |
| 10月26日 (火) | 1 | 電離圏 | | | | 極域・磁気圏・木星 | | | | 評議員会 | | | | | | | | | |
| | 2 | 室内実験・観測方法 | | | | 岩石磁気・古地磁気 | | | | | | | | | | | | | |
| 10月27日 (水) | 1 | ULF・サブストーム | | | | 総会 | | | | Excursion (志賀島・バスツアー) | | | | | | | | | |
| | 2 | 地球内部 | | | | / | | | | | | | | | | | | | |
| 10月28日 (木) | 1 | 磁気圏理論 | | | | VLF・ホイスター | | | | | | | | | | | | | |
| | 2 | 惑星間空間・宇宙線 | | | | 宇宙線 | | | | | | | | | | | | | |

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 10月25日(月) 9:30~12:30

第1会場

開会の辞

エアロゾル・大気光

- 1-1 伊藤富造(東大宇宙研), 佐川永一(電波研), 小池 博, 井口俊夫(東大宇宙研)
- 2 内野 修(九大工)
- 3 藤原玄夫, 坂部敏和, 広野求和(九大理)
- 4 広野求和, 藤原玄夫, 坂部敏和, 長沢親生(九大理)
- 5 渡辺 隆(東教大理), 小川利紘, 等松隆夫(東大理)
- 6 高橋文穂, 平尾邦雄(東大宇宙研)
- 7 有賀 規, 五十嵐隆(電波研)
- 8 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理)
- 9 等松隆夫(東大理), 山本博聖(立教大)
- 10 上山 弘, 岡野章一(東北大理)
- 11 金田栄祐(東大理)

成層圏中性大気組成の観測

—特にSO₂について—

成層圏エアロゾルの粒径分布

— $r \geq 0.1 \mu m$ の領域—

Fuego噴火後の成層圏エアロゾル層(V)

—LIDAR観測結果と粒径分布に関する理論的考察—

Fuego噴火後の成層圏エアロゾル層(VI)

—二次元大気モデル計算との比較—

K-9M-56号機による大気オゾン及び成層圏エアロゾルの観測(速報)

レーザー・レーダーによる

OH(A²Σ⁺-X²π)観測の可能性

レーザー光の雲の中の伝播:

—モンテカルロ法によるシミュレーション—

夜光O₂(1.27μ)の下層大気中での伝播

CO₂ 4.3 μmのモデリング

強度補償式フュブリーペロー干渉計について

MS-T3搭載真空紫外多点測光装置

第1日 10月25日(月) 9:30~12:30

第2会場

衛星観測

- | | | |
|-----|--|---|
| 1-1 | 高比良昭, 内倉謙司, 山田弘善(宇宙開発事業団), 宮崎 茂, 森 弘隆, 小川忠彦(電波研) | 電離層観測衛星(うめ)に搭載したプラズマ測定器の開発 |
| 2 | 高比良昭, 内倉謙司, 山田弘善(宇宙開発事業団), 巖本 巖, 水津 武, 畚野信義(電波研) | 電離層観測衛星(うめ)に搭載した正イオン質量測定器の開発 |
| 3 | 松浦延夫, 西崎 良(電波研) | ISS・TOPミッションによる電離層観測 |
| 4 | 宮崎 茂, 森 弘隆, 小川忠彦(電波研) | ISS・RPTミッションによる電離層プラズマの観測 |
| 5 | 巖本 巖, 水津 武, 畚野信義(電波研) | ISS・PICミッションによるイオン組成の観測 |
| 6 | 上滝 実, 村永孝次, 加藤仲夏(電波研) | ISS・RANミッションによる電波雑音観測 |
| 7 | 宮崎 茂(電波研) | TAIYOによるRPA観測結果(Ⅰ) |
| 8 | 加藤愛雄(東海大工), 平尾邦雄(東大宇宙研), 大西信人, 延味幸子(東海大工) | 「たいよう」の軌道変化から求めた外圍温度 |
| 9 | 平尾邦雄, 小山孝一郎(東大宇宙研) | 「たいよう」による電子温度観測結果(Ⅱ) —電子温度上昇をおこす降下粒子— |
| 10 | 大家 寛, 森岡 昭, 高橋忠利(東北大理) | South Atrantic Anomaly にともなう粒子降下と異常帯電効果 —TAIYO衛星観測— |

第1日 10月25日(月) 13:30~18:00

第1会場

大気光・惑星大気・ISレーダー・VLF位相

- | | | |
|----|--|---|
| 12 | 大嶋新一, 渡辺 隆, 中村正年(東教大理) | 上昇中のバルーンにおける夜間大気光の観測 |
| 13 | 奥田光直(弘前大教育) | 大気光強度変化と電離層状態の変動 |
| 14 | 三沢清敏(防大数物), 竹内郁夫(託間高専応数) | $O_2(0-1) 8645^\circ A$ 大気光の地上観測 |
| 15 | 鈴木勝久(東大理) | 惑星間空間のOII 紫外散乱光 |
| 16 | 等松隆夫, 岩上直幹(東大理) | ツンバにおける一酸化窒素ロケット観測 |
| 17 | 近藤 豊, 小川利紘(東大理) | Diurnal Variation of NO and N in the Thermosphere |
| 18 | York University, University of Tokyo | Conjugate photoelectron experiment at Uchinoura |
| 19 | 足原 修, 清水幹夫(東大宇宙研) | 熱圏電離層の変遷 |
| 20 | 浜野洋三(東大理) | 火星大気の起源について |
| 21 | 上山 弘(東北大理) | 地磁気劣化時の気候変動に関するエーロノミー的考察 |
| 22 | 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工) | ISレーダーにおける高さ及び時間分解能の関係について |
| 23 | S. Kato, S. Fukao, T. Aso, T. Tsuda, S. Yokoi (Kyoto University), R. M. Harper (Arecibo Observatory, NAIC), and W. E. Gordon (Rice University), | Middle Atmospheric Studies Using Jicamarca IS Radar Data (II) |
| 24 | 佐藤 亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工) R. M. Harper (Arecibo Observatory, NAIC) | Arecibo ISレーダーによる夜間のF領域イオン組成の解析 |
| 25 | 麻生武彦, 加藤 進, 深尾昌一郎, 津田敏隆(京大工), R. M. Harper (NAIC, アレシボ観測所) | アレシボ ISレーダー実験 (II) |
| 26 | 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フレア効果(続報) |
| 27 | 鎌田哲夫(名大空電研) | 1~8°A波長域の太陽X線フレアとSPA |

第1日 10月25日(月) 13:30~18:00

第2会場

ロケット観測

- | | | |
|----|--|--|
| 11 | 中村純二(東大教養) | K-9M-57号機によるBa発光雲の観測 |
| 12 | 宮武貞夫(電通大) | K-10-12号機による電離層加熱実験 |
| 13 | 平本和夫, 松本 紘, 橋本弘蔵, 木村磐根 (京大工), 宮武貞夫(電通大) | K-9M-51号機で観測されたVLFスペクトル |
| 14 | 大塚 寛, 森岡 昭, 小野高幸(東北大理) 鎌田哲夫(名大空電研) | K-9M-53 およびK-9M-56によるPlasma 波動励起実験 |
| 15 | 宮武貞夫(電通大), 山岸久雄, 木村磐根 (京大工) | K-9M-57号機による低エネルギー電子ビーム を用いた波動励起実験(速報) |
| 16 | 金子 修, 佐々木進, 河島信樹(東大宇宙 研) | K-9M-57号機による電離層への大出力電子ビ ーム放出実験(速報) |
| 17 | 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙 研) | S-210-11・S-310-3による電子密度の観測 とインピーダンスプローブの諸特性 |
| 18 | 長野 勇, 満保正啓(金沢大工), 木村磐 根(京大工) | S-210-11号機による低電子密度観測 |
| 19 | 深田 豊, 早川幸男, 岩波秀樹, 国枝秀世, 長瀬文昭, 山下広順(名大理) | 高度150-350 Kmでの高速電子の観測 |
| 20 | 小玉正弘, 今井 喬, 竹内 一(理研) | S-210JA-22号機による高エネルギーオーロ ラ電子の観測 |
| 21 | 久保治也, 村田節夫, 伊藤富造(東大宇宙 研) | S-310JA-1号機による電子フラックスの観測 |
| 22 | 小川忠彦, 森 弘隆, 宮崎 茂(電波研) | 南極ロケットS-210JA-22とS-310JA-1に よる電子密度・温度の観測 |
| 23 | 松本治弥, 賀谷信幸, 神戸大学工学部(神 大工) | 昭和基地における降下電子のロケット |
| 24 | 宮武貞夫(電通大) | スペースシャトルによるVLFエミッション励起 実験 |
| 25 | 大林辰蔵(東大宇宙研) | SEPAC/SPACELABにおける宇宙実験計画 |

第2日 10月26日(火) 9:00~12:30

第1会場

電離圏

- | | | |
|------|---|---|
| 1-28 | 菊池 崇、永井清二、寺島良子、大谷 晃 大内長七(電波研犬吠) | 遠距離伝播 VLF電波位相に及ぼす降下粒子の効果について |
| 29 | 太田征次郎(岐阜歯科大) | 電離圏の異常現象の取扱いについて |
| 30 | 大塩光夫(電波究)、木所常一(電波研平磯) | 太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相(I) |
| 31 | 石嶺 剛、越前谷喜松、森 哲造、小角鉄弥、貝沼昭司、高橋鉄雄(電波研秋田)、竹内鉄雄(電波研) | 長、短波伝搬からみた冬季異常 |
| 32 | 川平浩二(京大理) | Winter Anomalyと中間圏プラネタリー波 |
| 33 | 北村泰一(九大理) | 地磁気7日周期変化の起源(つづき) |
| 34 | 白木正規(地磁気観) | 1958-1973年の柿岡、女満別および鹿屋の地磁気太陽・太陰日変化(II) |
| 35 | 半田 駿、前田 垣(京大理) | 中緯度F層でのE層大陰静電場によるLunar tideの数値計算 |
| 36 | 小山孝一郎、平尾邦雄(東大宇宙研) | Sq Focus付近における電子温度の異常上昇について |
| 37 | 前田佐和子(京大理) | 現実的な大気モデルを使った電離圏内重力波の励起に関する数値計算(II) |
| 38 | 井上隆義(京大理) | 電離圏F領域の磁気嵐時の赤道異常と中性風 |
| 39 | 前田 垣(京大理) | Ion Drag and Air Drag in the Upper Atmosphere |
| 40 | 前田憲一(京産大理) | 電離圏内のPlasma Driftについて |

第2日 10月26日(火) 9:00~12:30

第2会場

室内実験・観測機器

- | | | |
|----|-------------------------------------|-------------------------------------|
| 26 | 広瀬義晃, 南 繁行, 阿登弘和, 竹屋芳夫 (阪市大工) | 太陽風と地球磁場の相互作用のシュミレーション |
| 27 | 久後 近, 南 繁行, 竹屋芳夫(阪市大工) | 平行プローブによる電離層電場の測定 |
| 28 | 南 繁行, 竹屋芳夫(阪市大工) | ファラデーカップによるイオン温度測定と統一理論による方法の比較 |
| 29 | 佐々木進, 戸沢洋二, 河島信樹(東大宇宙研), 鶴岡重信(日大理工) | ロケット搭載用電子銃装置を用いた室内実験 |
| 30 | 森田 護, 小川俊雄(京大理), 鶴田浩一郎, 大林辰蔵(東大宇宙研) | スペースチェンバー内の電場測定実験 |
| 31 | 筒井 稔(京大工) | ビームの出ないスペースチェンバー用均一大容積プラズマ源の開発 |
| 32 | 五十嵐喜良, 古関照男, 相京和弘(電波研) | 符号化パルス方式サウンダによる電離層高度変化の精密測定 |
| 33 | 野崎憲朗, 前田力雄, 古関照男, 五十嵐喜良, 藤井 周(電波研) | 電離層斜めサウンディング(I) |
| 34 | 筒井 稔, 辻井常男, 小川 徹(京大工) | HFドップラー観測におけるリアルタイム周波数分析及びその表示装置の開発 |
| 35 | 青山 巖, 遠山文雄, 高橋隆男(東海大工) | EXOS-B搭載用磁力計 |
| 36 | 藤崎 努, 小川 徹(京大工) | 新しい型の光ポンピング磁力計 |
| 37 | 大西信人(東海大工) | 多芯誘導磁力計の設計法 |

第2日 10月26日(火) 13:30~18:00

第1会場

極域・磁気圏・木星

- | | | |
|------|--|--|
| 1-41 | 亀井豊永(京大理) | DstのG.L.A時間変化について(III) |
| 42 | 鈴木 裕(阪市大工) | 地磁気変化と Jet Currentの動き |
| 43 | 前川紘一郎(京教大), 前田 坦(京大理) | 極域電離層電流(IV) |
| 44 | 福島 直(東大理) | 電離層・磁気圏内三次元電流系に伴う磁場に関する一般基本定理とその応用 |
| 45 | 飯島 健(東大理), T. A. Potemra (Johns Hopkins Univ./APL) | Polar field-aligned currents and Magnetospheric boundary layer |
| 46 | 藤井良一, 飯島 健, 福島 直(東大理) T. A. Potemra (APL/Johns Hopkins Univ.) | TRIAD衛星による南半球高緯度地方の field- aligned currents 分布; 1) 午前部分 |
| 47 | 丸橋克英(電波研平磯) | 地磁気嵐後の外部プラズマ圏回復過程と上部電離 圏構造変化 |
| 48 | M. Ejiri (ISAS, UNIV. Tokyo), R. A. Hoffman, P. H. Smith (GSFC/NASA) | ADIABATIC MOTION OF CHARGED PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE |
| 49 | M. Ejiri (ISAS, Univ. Tokyo), R. A. Hoffman, P. H. Smith (GSFC/NASA) | THE CONVECTION ELECTRIC FIELD IN THE MAGNETOSPHERE: PLASMAPAUSE POSITION AND PARTICLE PENETRATION |
| 50 | M. Ejiri (ISAS, Univ. Tokyo), R. A. Hoffman, P. H. Smith (GSFC/NASA) | PENETRATION OF ENERGETIC PARTICLES ASSOCIATED WITH MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS |
| 51 | 西田篤弘, 町田 忍(東大宇宙研) | 木星磁気圏プラズマの加熱 |
| 52 | 西田篤弘(東大宇宙研) | 木星放射線帯の再循環モデル |
| 53 | 大家 寛, 青山隆司(東北大理) | 木星の Plasma Disk — Aligned Rotator とした場合 — |
| 54 | 森岡 昭, 大家 寛(東北大理) | 木星デカメータ波放射と太陽風との Dynamic Cross Correlation |
| 55 | 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤哲朗 (東北大理) | Polarization Measurement of the Jovian Decameter Waves |
| 56 | 前田耕一郎, 小田進幸(兵庫医大物理) | 木星デカメータ波の観測 |

第2日 10月26日(火) 13:30~18:00

第2会場

岩石磁気・古地磁気

- | | | |
|---------|--|--|
| II - 38 | 浜野洋三 (東大理) | 圧密残留磁化の測定について |
| 39 | 乙藤洋一郎, 笹嶋貞雄 (京大理) | 堆積残留磁化獲得のスペクトラム |
| 40 | 浜 真一 (東大理) | DRMの温度依存性 |
| 41 | 田中秀文 (東工大理) | San Juan 火山岩に含まれるマグヘマイトの残留磁化について |
| 42 | 杉浦直治 (東大理), 永田 武 (極地研) | ChondriteのNRMの性質; ARM, VRM, IRMとの比較 |
| 43 | 永田 武 (極地研), 杉浦直治 (東大理) | やまと隕石の磁気的分類 |
| 44 | 永田 武 (極地研), R.M. FISHER (U. S. STEEL), 杉浦直治 (東大理) | やまと隕鉄 (やまと 75-105) の金相学的並びに磁気的性質 |
| 45 | 堂面春雄, 宗岡 浩 (山口大教育) | 北部九州・新生代火山岩の古地磁気 |
| 46 | 上野宏共 (山口大工), E. Irving (Energy, Mines and Resources, Canada) | Quebec 州 Chibougamau 塩基性岩地域の古地磁気 |
| 47 | 西谷忠師, 杉浦直治, 小嶋 稔 (東大理) | Minnesota valley の dyke から求めた Paleointensity |
| 48 | 上嶋正人 (地質調) | ハワイ西南方海域におけるビストンコアの磁性測定 |
| 49 | 小嶋 稔, 兼岡一郎 (東大理) | フィリピン海洋底の年代学 — Leg. 31 岩石の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代 — |
| 50 | 小嶋 稔, 本田勝彦, 斎藤和男 (東大理) | 西太平洋のギョーの年代と海底地殻の歴史 |
| 51 | 斎藤尚生, 高橋主衛 (東北大理) | 地磁気逆転遷移期における古地磁気圏 |
| 52 | 斎藤尚生 (東北大理) | 旧石器時代洞窟画の古オーロラ説と GEOMAGNETIC EXCURSION |

第3日 10月27日(水) 9:00~12:30

第1会場

ULF・サブストーム

- 1-57 蓮尾隆一, 飯島哲二, 坂 翁介, 北村泰一
(九大理)
- 58 坂 翁介, 蓮尾隆一, 飯島哲二, 北村泰一
(九大理)
- 59 滝沢美代子, 平沢威男(極地研)
- 60 加藤愛雄, 青山 巖, 高橋隆男(東海大工)
- 61 加藤愛雄, 大西信人(東海大航空宇宙)
- 62 平沢威男(極地研)
- 63 桑島正幸(地磁気観)
- 64 谷口治幸, 国分 征(東大理)
- 65 佐藤夏雄(極地研), 林 幹治(東大理)
- 66 湯元清文, 斎藤尚生(東北大理)
- 67 高橋主衛, 桜井 亨, 斎藤尚生(東北大理)
- 68 桜井 亨, 大家 寛, 斎藤尚生(東北大理)
- 69 滝沢美代子, 平沢威男, 永田 武(極地研)

SQUIDによるULF観測(Ⅱ)

SQUID磁力計の低周波磁場雑音対策

—直流電化された電車からの影響—

グラフィック会話による時系列データ(波動現象)
解析システムの開発

カナダ北極圏に於ける地磁気脈動の観測

—Pi 2の偏波—

カナダ北極圏に於て観測したサブストームに伴う
地磁気脈動について

SubstormとPi-pulsation(Ⅲ)

極光帯におけるPi脈動と関連現象(V)

—Polarization Study—

Substorm Recovery PhaseにおけるPulsating
Aurora—ELF波動—Pi C脈動の関係(I)

ELF放射の到来方向(Ⅱ)

—昭和基地における観測結果のまとめ—

Ps6型Pi3磁場変動の磁気圏における波動的特性

磁気圏境界領域におけるHM waveの特性(Ⅱ)

ULF Waves in the Jovian and the
Terrestrial Magnetospheres

昭和基地でのロケットデータ・地上データによる
降下粒子の研究

第3日 10月27日(水)

第1会場

総会 13:30~15:30

Excursion 15:30—19:00

志賀島(しかのしま)・バスツアー(幕の内弁当付)

第3日 10月27日(水) 9:00~12:30

第2会場

地球内部

- Ⅰ-53 鈴木 亮(京大理), 住友則彦(京大教養), 宮腰潤一郎(鳥取大教養) 四国における地磁気観測結果について
- 54 本蔵義守, 小山 茂(東大震研) 東海・伊豆地方における地磁気・地電流観測(序報)
- 55 本蔵義守(東大震研) 離島における地磁気・地電流変化から推定される上部マンツルの電気伝導度構造
- 56 地磁気移動班(笹井洋一, 石川良宜)(東大震研) 伊豆半島東部地域における全磁力観測
- 57 歌代慎吉(海上保安大) 奄岐, 対島, 五島列島周辺海域及び九州東岸沖の地磁気異常について
- 58 宮崎光旗, 玉木賢策, 村上文敏(地質調) 南西諸島北東域の地磁気異常
- 59 野村雅史(東大海洋研) 海洋における長波長の地磁気異常について
- 60 中田正夫, 小林和男, 藤本博己(東大海洋研) 四国海盆(27°N~30°N)の地磁気縞模様について
- 61 鍋谷祐夫(弘大理), 乗富一雄(秋大鉦) 人工ダイポール・フィールドによる構造調査法
—地震火山断層地域の例—
- 62 力武常次(東工大理), 山崎良雄(東大震研) Resistivity Changes as a Precursor of Earthquake
- 63 渡辺秀文(東大理) 乱流に対する回転の影響について
- 64 行武 毅(東大震研) 過去2000年間の地磁気永年変化モデル
- 65 慶松光雄 代説: 福島 直(東大理) 中国における極光観測史料
— BC2世紀からAD16世紀までの史料調査結果総括—

第4日 10月28日(木) 9:00~12:30

第1会場

磁気圏理論

I-70 野田 彰(東大理)

71 鶴飼正行(愛媛大工), 津田孝夫(北大工)

72 林 隆也, 佐藤哲也(東大理)

73 佐藤哲也(東大理)

74 佐藤哲也, 林 隆也(東大理)

75 武井恵雄(東北大理)

76 永野 宏(岐阜歯大)

77 三浦 彰, 佐藤哲也(東大理)

78 玉尾 孜(東大理)

79 鷺見治一(名大空電研), V. Karpman
(IZMIRAN)

80 鷺見治一(名大空電研)

81 南部充宏(九大教養)

82 大家 寛, 宮岡 宏(東北大理)

非一様プラズマにおける幾何学とその応用(II)

—大域的考察—

磁力線の再結合に関する数値的研究: 準定常過程
磁気中性面を含むプラズマの動的振舞いの計算機
解析

プラズマシート境界領域と電離圏の正帰還結合

拡散性レーダオーロラと二流体不安定性(II)

A Test of the Plasma Laser Process for the
Terrestrial Kilometric Radiations

磁気圏境界におけるFLR-Kelvin-Helmholtz
不安定について

Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型振巾振動
非一様磁化プラズマ内の結合ドリフト波と伝播型
地磁気脈動

ホイッスラー波の自己ダクト生成

Type III 太陽バーストにおけるフィラメント構造
の生成

Whistler turbulence と Alfvén turbulence の相
互作用(II)

Electrostatic Electron Cyclotron Wave の
Whistler Wave への mode 変換

第4日 10月28日(木) 9:00~12:30

第2会場

惑星間空間・宇宙線

- | | | |
|------|---------------------------------|--|
| 1-66 | 袴田和幸(中部工大) | 太陽活動度と地磁気活動度 |
| 67 | 渡辺 堯(名大空電研) | 1974年6月~7月における惑星間空間ショック波の観測 |
| 68 | 荒木 徹(京大理) | 二つのタイプのSSC |
| 69 | 岩崎 昇(相模工大) | 惑星間北向き磁場に対応する地球極域磁場 |
| 70 | 芳沢克明, 村山 喬(名大理) | 地磁気活動度の南北非対称性とIMFの方向 |
| 71 | 斎藤尚生, 渡辺 栄(東北大理) | HELIOMAGNETOSPHEREの蝸牛構造とTWO-HEMISPHERE MODEL |
| 72 | 宗像義教(中部工大), 森 覚(信大理) | 宇宙線の南北非対称性と惑星間空間磁場 |
| 73 | 安江新一, 森 覚(信大理), 一之瀬匡興(信大教養) | 黄道面に垂直な方向の宇宙線異方性の解析 |
| 74 | 奥谷晶子, 和田雅美(理研) | 太陽活動周期No.20に見られる宇宙線強度の南北異方性 |
| 75 | 一之瀬匡興(信大教養), 森 覚, 安江新一(信大理) | 恒星時宇宙線異方性の位相変化について |
| 76 | 北村正彦, 池上比呂志(気象研) | 宇宙線15時方向異方性 |
| 77 | 千葉敏躬(岩手大教育) | 宇宙線中性子成分の異方性 |
| 78 | 高橋八郎, 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 |

第4日 10月28日(木) 13:30~15:30

第1会場

VLF・ホイッスラー

1-83 山本 隆(東大理)

ON THE AMPLIFICATION OF VLF
HISS

84 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工)

$f > \frac{1}{2} f_H$ 領域の VLF 放射

85 中村義勝, 恩藤忠典, 村上利光, 渡辺成昭
(電波研)

プラズマポーズサウンダー波の伝搬特性

86 畑田 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)

プラズマポーズ付近で観測した VLF エミッション
の解析

87 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)

イオンホイッスラーの伝搬路とイオン分布

88 恩藤忠典(電波研), 田中義人(名大空電
研), 上滝 実(電波研)

低緯度ホイッスラーの比較解析

89 長野 勇, 満保正喜(金沢大工)

Full wave 的解析によるモードカップリング

閉会の辞

第4日 10月28日(木) 13:30 ~ 15:00

第2会場

宇宙線

- | | | |
|--------|--|--|
| ■ - 79 | 石田啓雄、菅野常吉(福島大教育), 斎藤俊子(福島医大教養) | 宇宙線日変化の長期変動 (I) |
| 80 | 森 覚(信大理), 石田啓雄(福島大教育) | 宇宙線強度 $\frac{1}{2}$ 日変化の解析 |
| 81 | 須田友重(気象研), 三島 靖(愛媛大理), 村上一昭, 和田雅美(理研) | 地下で観測された Forbush Decrease |
| 82 | 高橋八郎, 千葉敏躬(岩手大教育), 藤本和彦(名大理), 安江新一(信大理) 和田雅美(理研) | 地上ならびに地下宇宙線データを用いた1972 August Eventの三次元解析 |
| 83 | 長島一男(名大理) | Small Air Shower を含む High Energy Cosmic Ray Modulation |

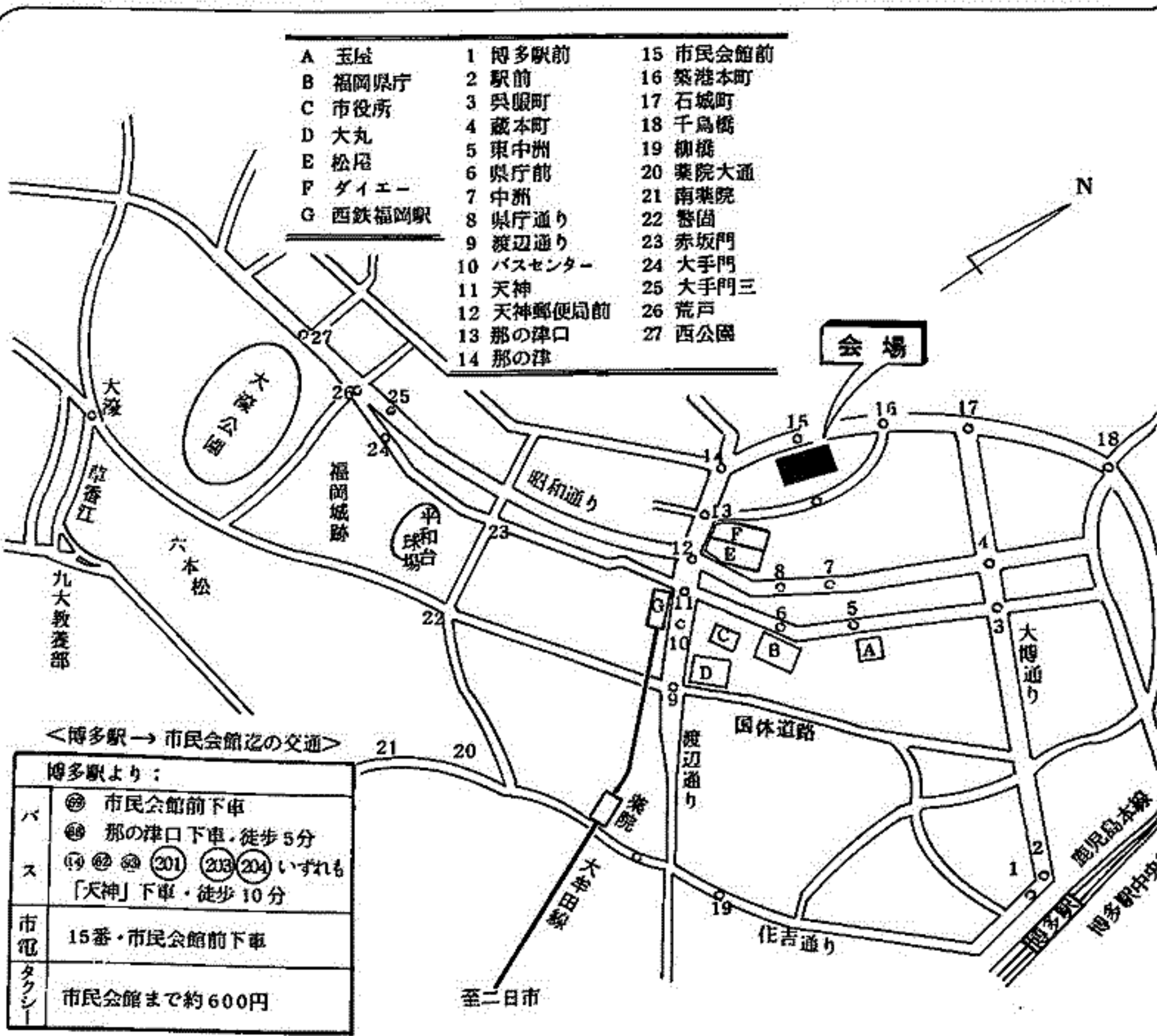
第60回 総会・講演会の会場案内

<会場> 福岡市民会館

810 福岡市中央区天神5丁目1-23

TEL (092) 761-6567~9

会場および交通案内図



第 1 会 場

成層圏中性大気組成の観測

——特に $S O_2$ について——

伊藤富造 佐川永一 小池 博 井口俊夫
(東大宇宙研) (郵政省電波研) (東大宇宙研)

すでに報告したように⁽¹⁾、われわれは気球搭載用質量分析装置を開発し、1975年5月に最初の成層圏中性大気組成の観測に成功した。その際多量の $S O_2$ が検出されたが、これは藤原らのレーザレーダーによるエアロゾルの観測⁽²⁾ や小川らのロケット観測⁽³⁾ と比較対照すると、1974年10月に発生した Guatemala の Mt. Fuego 火山の爆発に起因するものと考えられた。この観測器は完全な状態で回収されたので、これに若干の改良をほどこした装置を用いて本年再度同様な観測を行なったのでその結果を報告する。

気球に搭載された質量分析装置の構成を図1に示す。放球は1976年6月7日8時0分に行なわれ、約2時間後に最高高度28 km に達しその後平均 8 m/sec の速さで緩下降をさせながら20時、高度19 km まで観測を行なった。データは現在解析中であるが、今までに得られた結果のうち最も興味ある $S O_2$ の混合比の値を前年度の観測値と共に図2に示した。図中の実線は本年度の観測値、破線は前年度の観測値である。この結果によると1年間に $S O_2$ の量は約5分の1に減少している。観測の場所、季節、時刻、方法はほとんど同じであるから、この差は Fuego 火山に起因する成層圏中の $S O_2$ の量の減衰を表明するものと考えられる。

講演では今後の解析および検討の結果をも併せて報告する予定である。

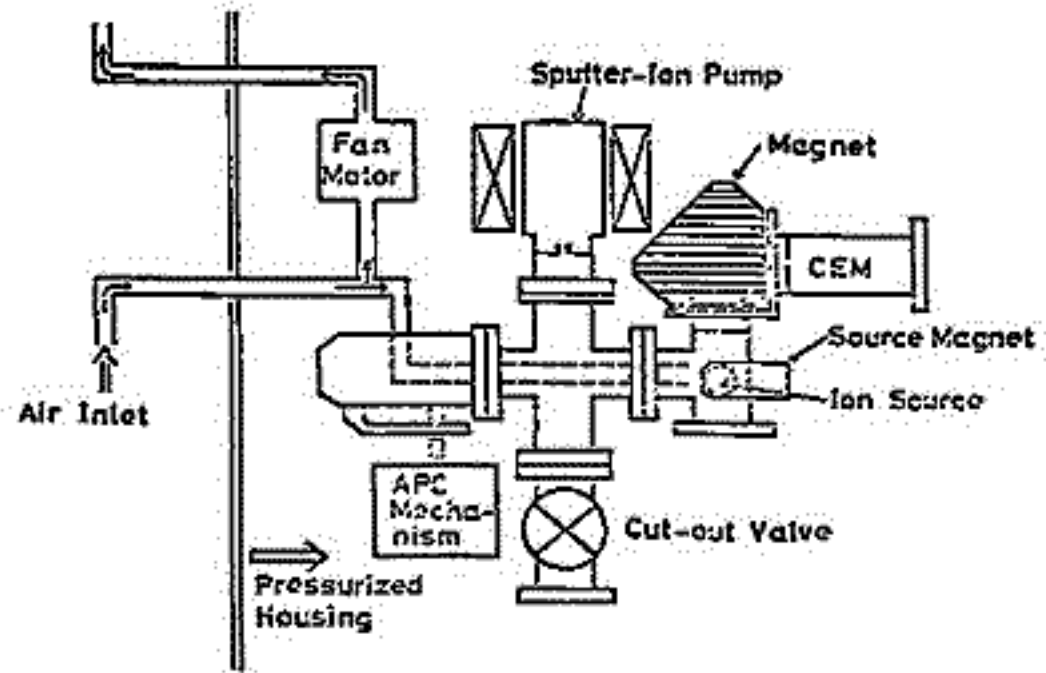


図 1

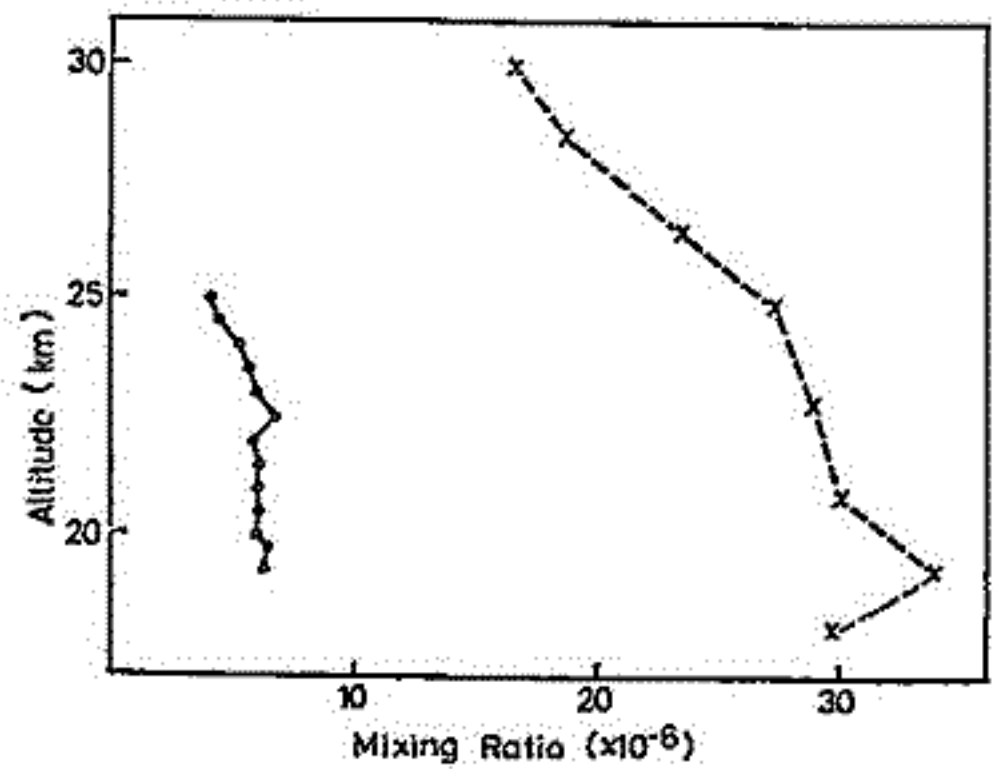


図 2

(1) 佐川, 伊藤: 第58回観測会
(2) 藤原他, : 同上
(3) 小川他, : 同上

前回の講演では下部成層圏エアロソルの *coagulation* の卓越する領域 ($r \leq 0.1 \mu\text{m}$) の平衡分布函数は $r^{-2.75}$ の *power law* 分布であることを示した。一方 $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ の個数密度は 1cm^3 当り数個と少ない ($\sim 10^3$) に $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ とおきの *coagulation* よりむしろ $r \leq 0.01 \mu\text{m}$ の *condensation* と拡散による効果の方が効いてくる。このようにした場合時刻 t における質量 $x \sim x+dx$ 間の分布函数 $n(x, t)$ は

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [b(x)n(x, t)] - \alpha^{-1} n(x, t) \quad (1)$$

で表わされる。ここで

$$b(x) = \int_0^x \beta(x, \bar{x}) \bar{x} n(\bar{x}, t) d\bar{x} \quad (2)$$

$\beta(x, \bar{x})$: *condensation rate coefficient*.

$\bar{x}, n(\bar{x}, t)$: $r \leq 0.01 \mu\text{m}$ の *mass* と *分布函数*

α^{-1} : 粒子の *lifetime*。

上の式を *coagulation eq.* から算く際 $\bar{x} \ll x$ と外部から直接はこめてくる粒子 ($r \geq 0.1 \mu\text{m}$) は無視できるぐらい少ないことを仮定される。

下部成層圏において $\beta(x, \bar{x})$ は *gas kinetics* で表わされるので

$$\beta(x, \bar{x}) \propto (x^{2/3} + \bar{x}^{2/3}) \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{\bar{x}}\right)^{1/2} \quad (3)$$

$$b(x) = \beta_2 x^{2/3} \quad (4)$$

となる。 (1) (2) (3) を定常状態のもとで解くと

$$n(x) = n_0 x^{-2/3} \exp(-3\alpha x^{1/3} / 2\beta_2) \quad (4)$$

となり、 x のかわりに r を用いると $x \propto r^3$, $n(x)dx = n(r)dr$ あり

$$n(r) \propto \exp(-ar), \quad a = 3\alpha / 2\beta_2 (4\pi/3)^{1/3} \quad (5)$$

と表わされる。また *lifetime* α^{-1} の r に依存する場合には

$$n(r) \propto \exp(-\int \alpha(r) dr) \quad (6)$$

と $\alpha \propto r$ ならば

$$n(r) \propto e^{-a_0 r^2} \quad (7)$$

となり r の代わりに $\log r$ を用いると \dots の対数正規分布である。

上の結果と最近 *impactor* と *photoelectric particle counter* などで観測された分布とを比較する。

参考文献 J.R. Brock; "Condensation and growth of atmospheric aerosols" *J. Colloid Interface Sci.* 29, 32 (1972).

I-3 Fuego 噴火後の成層圏エアロソル層 (Ⅱ)

— LIDAR 観測結果と粒径分布に関する理論的考察 —

藤原玄夫・板部敏和・広野本和

九大・理

世界の各地で LIDAR によって観測された成層圏エアロソルの後方散乱係数は、Fuego 火山噴火 (Oct. 1974, Guatemala) 後に異常な増加を示し、福岡では噴火十ヶ月後に以前の 10 倍にも達したが、数ヶ月後から減少を始めて現在に至っている。その間には再増加を示す時期もあり、長期的に見ると Gaidelsen の二次核生成モデルの示す減少の仕方よりかなりゆるやかなふうである。このことは、火山性気体からの核生成、凝集、凝縮によるエアロソル粒子の *in situ* formation の重要性を示唆していると考えられる。

しかしながら、LIDAR による後方散乱係数の測定からエアロソルの総量を知るためには、エアロソル粒子の粒径分布、組成、相、形状等の各種パラメーターに因りる情報が必要とす。ここでは前回は引き続き、福岡に於ける最近までの LIDAR 観測の結果を報告し併せてエアロソル粒子の粒径分布とその変動に関する考察結果を述べる。

成層圏に於いて核生成できる極めて微小な粒子は、凝集によって成長し、やがて可視領域レーザーレーダで検出できるようになる。粒径分布に関して連続的ナイス・ストラムを仮定すると、粒子の凝集を支配する方程式は

$$\frac{\partial n(\mathbf{v}, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_{\mathbf{v}_1}^{\mathbf{v}} \beta(\mathbf{v}-\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_1) n(\mathbf{v}-\mathbf{v}_1, t) n(\mathbf{v}_1, t) d\mathbf{v}_1 - n(\mathbf{v}, t) \int_{\mathbf{v}}^{\infty} \beta(\mathbf{v}, \mathbf{v}_1) n(\mathbf{v}_1, t) (d\mathbf{v}_1 - \delta(\mathbf{v}, \mathbf{v}_1))$$

で与えられる。但し

$n(\mathbf{v}, t)$: 体積 $d\mathbf{v}$, \mathbf{v} の間にあり粒子の個数密度

$\gamma(\mathbf{v}, \mathbf{v}_1)$: " " " " " " " " 生成率

$\beta(\mathbf{v}, \mathbf{v}_1)$: 体積 $d\mathbf{v}$, \mathbf{v} の二粒子間の凝集定数

ここでは、数値実験によって適当な生成項と初期分布を与えて粒径分布の時間的変動を計算し、LIDAR 観測によって得られたエアロソル後方散乱係数の変動と比較する。特に比較的大粒径の火山灰が成層圏に注入された際に粒径分布に与える影響は重要であると仮定する。

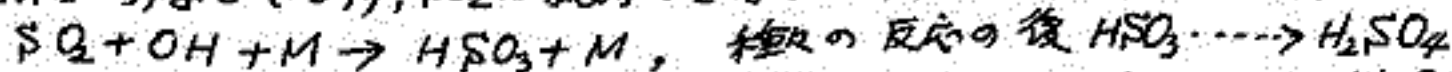
エアロソル粒子の粒径分布に関して、前回のロケットによって測定された減衰係数と LIDAR による後方散乱係数との比較から有効な情報を得る方法と若干の計算結果を報告した。1979 年に NASA によって Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE II) のために人工衛星 (AEM-B) が打ち上げられ、成層圏エアロソルによる太陽放射減衰係数が世界的に、1 年間連続して測定される予定であり、これと協力することにより、粒径分布とその変動に関する知識の飛躍的増大を期待している。

Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層(VI)

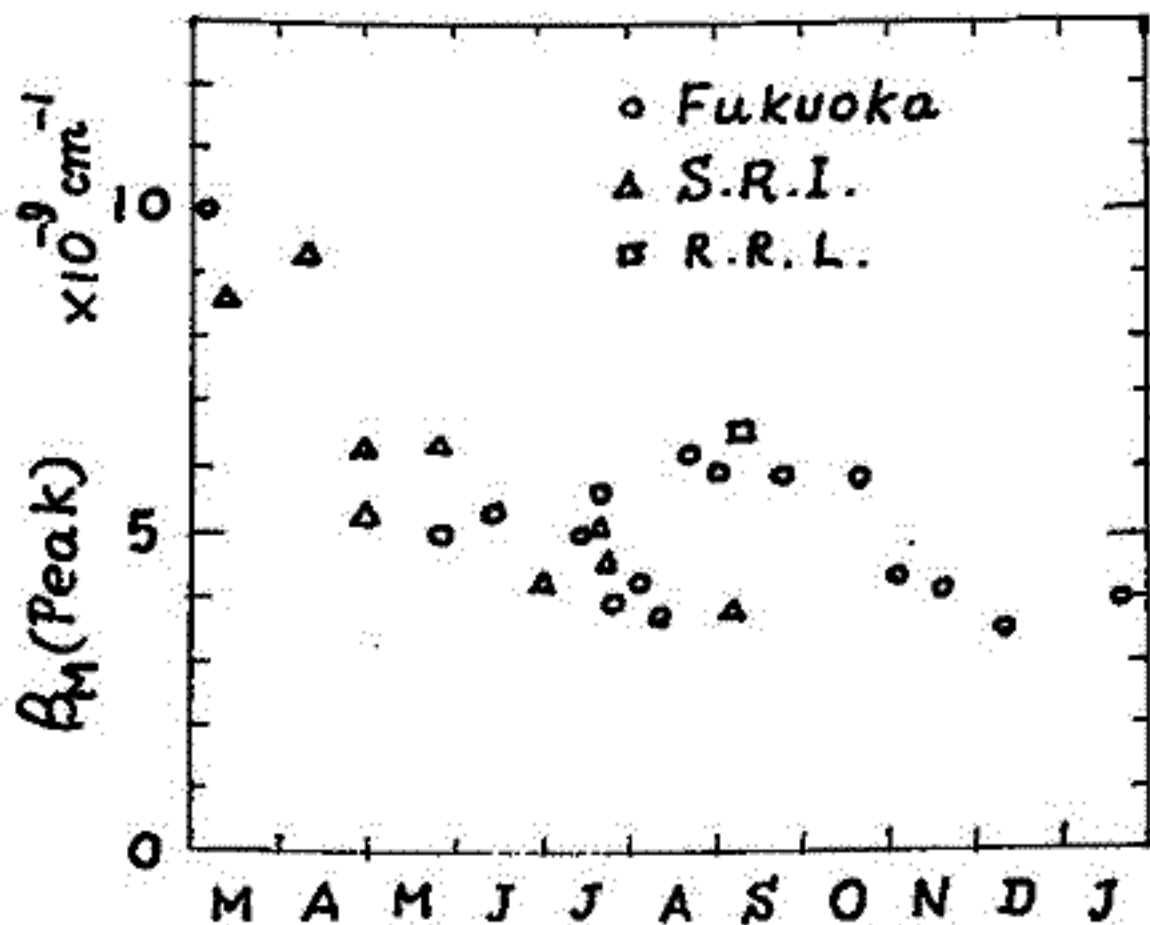
— 二次元大気モデル計算との比較

広野求和 藤原玄夫 板部敏和 長沢親生
九大理

Fuego火山の1974年10月爆発以後の成層圏エアロゾルの non-molecular radar cross section β_1 のピーク値の変化は'75年Mar.以後は下図のような変化をしている。大気中の核実験後の放射性微粒子の世界的な拡散については Reed and German¹⁾ や Gudiksenら²⁾ の二次元大気モデルによる数値計算があり、後者は渦動拡散係数を前者よりも遙かに小さくすることにより始めて観測事実の説明に成功している。以下 Gudiksenら²⁾ のモデルに基いて考察を進めてゆくことにする。成層圏内ある緯度に沿って一様に注入された保存量の濃度を $[S]$ とすれば $[S]$ の減少する原因としてはまず南北方向の拡散があり、この時定数を τ_1 とすれば $\tau_1 \sim 0.8$ 年となる。このため注入点近く緯度の距離約20度以内の見れば $[S]$ は1年ほどは著しく減少するが注入点から遙かに離れた奥には初期はゆるやかに増加し、再びゆるやかに減少する。経直方向の拡散はこれより遙かに遅くその時定数 τ_2 は $\tau_2 \sim 3$ 年である。'75 Mar. 15 を t_0 , Oct. 15 を t_1 とすれば幅面でのピーク値の減少の割合は $(\beta_{10} - \beta_{11}) / \beta_{10} = 0.52$ である。一方理論値は $30^\circ N$ で $([S(t_1)] / [S(t_0)]) = 0.17$ となり観測値の減少の割合は理論値よりも遙かにゆるやかでこの傾向は $35^\circ N$ の理論値と比較しても大差ないようである。このような理論値との差を説明する一つの方法として以下に示すように SO_2 ガスの粒子への変換過程が考えられる。火山爆発によって成層圏に大量に注入されるのは $H_2O, CO_2, SO_2, H_2SO_4$, 火山灰, HCl 等であるがレーザーで観測できるのは火山灰や $(H_2SO_4 + H_2O)$ の液滴(または固体粒子)などであり、 SO_2 は観測できない。成層圏に注入された SO_2 は



$SO_2 + O + M \rightarrow SO_3 + M, \quad SO_3 + H_2O \rightarrow H_2SO_4$ などを通じて H_2SO_4 となり核生成、凝集の後 $H_2SO_4 \sim 75\%, H_2O \sim 25\%$ のような組成の粒子となりレーザーで見えるようになる。このようにガスから粒子に変換するに要する時間 T_0 とすれば、これは主として酸化の速度で定まる。 T_0 は $10^9 - 10^7$ s と見積られているのでいま 10^8 s を採用してみる。'75 Mar. 頃地球全体について成層圏内のエアロゾルは約 $0.5 Mt$, SO_2 は約 $3.5 Mt$ 存在したとすれば SO_2 は次第に酸化されて、エアロゾル粒子の拡散による減少を補うため大体 $3 Mt$ は観測されたような変化をすることになり、拡散と $SO_2 \rightarrow$ 粒子の変換の両過程の組み合わせにより観測結果を説明できることになる。



1) R. J. Reed and K.E. German, Monthly Weather Rev., 93, 313 (1965)
2) P. H. Gudiksen et al., JGR, 73, 4461 (1968).

K-9M-56, S-210-11 による大気オゾン及び成層圏エアゾルの観測 (速報)

東京教育大学 理学部
東京大学 理学部

渡辺 隆夫・小川 邦夫

昭和51年度 ロケット実験 (S-210-11, K-9M-56) において 太陽を光源とする
吸光法による成層圏・中間圏 オゾンの観測が行われ、また成層圏エアゾルの
ミー散乱の様相が調べられるので 結果を報告する。

今回の観測の目的は

- (1) これまでの夏実験 (8, 9月) と冬実験 (12~2月) の結果から、オゾンの高層分は夏に比べて冬に増加する傾向がはっきりしてきた。〔1〕 この傾向は中間圏において顕著で、成層圏では変化が小さい。今回の実験は、この傾向のメカニズムの解明に夏実験であるので、このような季節変動の解明に役立てたい。
- (2) これまでロケット実験の一用として搭載してきた 4500 Å の波長のレーザーは、成層圏エアゾルの定量に使えることになった。〔2〕 今回の実験では、可視部の2波長でレーザーによるミー散乱の様相が調べられる。
- (3) 1軸制御の太陽追尾装置が開発され、放射計の姿勢制御が行われる。

解析結果が会場で発表される予定である。

[1] T.Watanabe and T.Tohmatsu, Rep.Ionos.Space Res.J., 1976, in printing.

[2] T.Ogawa, T.Watanabe and T.Tohmatsu, J.Gemag.Geolect., 1976, in printing.

OH ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) 観測の可能性

高橋文穂, 平尾邦雄
(東大宇宙研)

レーザー・レーダーによる、高層大気成分の観測は、今までは、Kamiyama 等のように、地上からの Na 層の観測が、成功しているだけである。ライダーによる観測はその観測対象となる、原子・分子が、それぞれ次のような特性をもつことによる、困難に直面する。即ち、原子の場合、Na, K, Ca イオンなど、一部の金属原子を除けば、O, N, H など、それぞれ興味の対象である。ほとんどの原子は、共鳴散乱、あるいは、共鳴蛍光を引き起す。基底状態あるいは、準安定状態からの遷移が、Schumann-Runge 領域から、極端紫外領域 ($1200 \text{ \AA} - 1500 \text{ \AA}$) にあり、この領域では、レーザー発振が、不可能に近い。一方、分子の場合、レーザー出力の大きい近紫外から、近赤外にいたる領域で、発振する電子遷移については、分光学的なデータは乏しく、今の所、三原子分子以上の多原子分子については、お手上げの状態である。最も可能性の大きい二原子分子のうち、NO, OH については、分光学的にも、良く調べられているが、これらの基底状態からの電子遷移は、 2150 \AA ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$, γ -band), 3064 \AA ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ 1) である。同調可能な色素レーザーの発振域 ($0.33 \mu\text{m} - 1.1 \mu\text{m}$) よりも、波長が、さらに短い。従って、レーザー線は、そのまま用いることはできないわけである。

そこで、筆者らは、レーザー光を、nonlinear crystal (KDP など) に通すことにより、数パーセントのエネルギー変換効率で得られる第 2 高調波 (SHG) を用いて、OH ($A^2\Sigma^+; v=0 - X^2\Pi, v=0$) の 3090 \AA に、色素レーザーと同調させ、その共鳴蛍光を観測することによる、中間圏 (65 km 以上) の OH 密度を測定できるという結論に達した。本講演では、気球に搭載して行う場合について、御報告する。

参考文献

- (1) Becker, K. H., D. Hanks and T. Taterczyk: Z. Naturforsch., 27a, 1520 (1972)
- (2) Anderson, J. G.: J. Geophys. Res. 76, 7820 (1971)
- (3) Anderson, J. G.: Geophys. Res. Lett. 3, 165 (1976)
- (4) Noxon, J. F.: Space Sci. Rev. 8, 92 (1968)
- (5) Dicke, G. H. and H. M. Crosswhite: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 3, 97 (1962)

I-7 レーザー光の雲の中の伝播：モンテカルロ法 によるシミュレーション

有賀 規, 五十嵐 隆 (郵政省電波研究所)

直線偏光したレーザー光を地上から送信し、火星上で受信して送信点の像と偏光方向より火星の三軸姿勢決定を行う方式が著者により提案されている。これは火星-地球間ミリ波帯の高利得で指向性の鋭いアンテナが用いられるようになると、姿勢変動によるビームの偏りを抑え、目的とする方向にアンテナを向けるための高精度の姿勢決定が要求されるので、これに利用したり、静止火星等の高々度火星から高分解能で地球環境の観測を行うためにも利用することができよう方式である。ここで述べる内容は上記の方式の要による影響の理論的検討である。雲、霧、煙霧等の微粒子中の光の伝播は多重散乱を含む拡散伝播となる。一般にビームの幅の広い様な Flux が入射した時の問題は輻射伝達の式から求めることができる。しかしビームの幅の狭い様な Flux (例として「レーザービーム」)が入射した時の問題は輻射伝達の式より直接求めることが不可能であるので、モンテカルロ法を用いる等特殊な方法によるしかない。ここではレーザー光が雲の中を伝播して、火星に到達する時の様子をモンテカルロ法を用いてシミュレーションした。(ビームは Gauss 分布と仮定)

第1図に示すように真0から出発した光子は雲の中の真1, 2, ..., n-1, n で n 回散乱した後火星上の観測点 S に到達したとする。出発点、散乱点の座標を $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1), \dots$ とし散乱点間の距離を l_0, l_1, \dots, l_n (l_0 と l_n は雲の中の部分だけ)、光子の夫々の段階ごとの進行方向を $(\theta_0, \varphi_0), (\theta_1, \varphi_1), \dots$ とし、座標系は出発点を原点として図のように定義する。n 回散乱した後の光子の状態を表す行列 Π_n を次のように表して計算した。

$$\Pi_n = \omega^n \left[\prod_{j=0}^{n-1} W_j \right] \left[\prod_{j=0}^{n-1} C_j \right] \left[\prod_{j=0}^{n-1} P(\theta_j, \varphi_j; \theta_{j+1}, \varphi_{j+1}) \right] P(\theta_n, \varphi_n; \theta_{n+1}, \varphi_{n+1})$$

$$\times \left\{ \frac{1}{4\pi} \Delta\Omega \cdot \exp(-\beta_e l_n) \right\} I_0, \quad \Delta\Omega = A/r^2 \quad \text{但し } \Pi \text{ は}$$

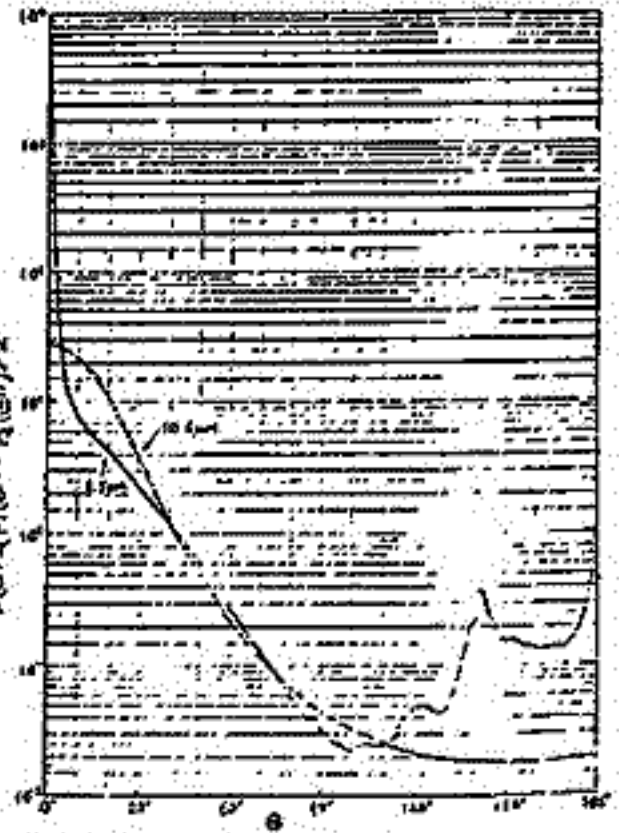
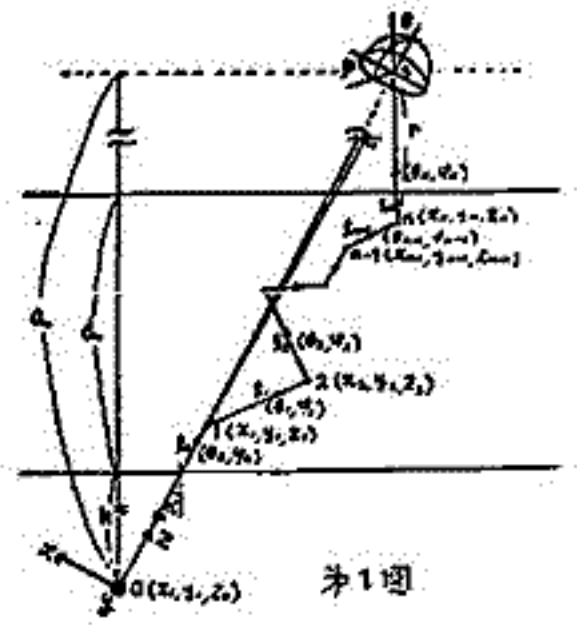
ストークスパラメータ I_e, I_r, U, V で表される一列行列、 ω : single scattering albedo, W_j : 光子のエネルギーに關する重み, β_e : 減衰係数, A : 検出器の面積, P は散乱行列と呼ばれており、散乱前(a), 後(b)とすると $P(\theta_a, \varphi_a; \theta_b, \varphi_b) = \mathbb{L}(\pi - \alpha_a) P(\theta) \mathbb{L}(-\alpha_b)$

$$P(\theta) = \begin{pmatrix} P_1(\theta) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_2(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_3(\theta) - P_4(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & P_4(\theta) & P_3(\theta) \end{pmatrix}, \quad C_j = \frac{1}{P(\theta)}, \quad \bar{P}(\theta) = \frac{P_1(\theta) + P_3(\theta)}{2}$$

θ : 散乱角

\mathbb{L} は座標変換を示す (4x4) の行列、また $\left[\prod_{j=0}^{n-1} P \right]$ は左の方角へとは掛けを行くように定義する。行列 P の要素は、微粒子の複素屈折率と粒径分布が与えられると、Mie の電磁波散乱理論により求めることができる (一例を第2図に示した)。 Π_n は光子の軌 (history) を多くして平均をとることにより正確な値を求める。全体では、 $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2 + \dots + \Pi_n$ として散乱光 Π が求まる。また、像は最後の散乱点の火星から見た方向と強度を記憶させておけば求まる。

結果として、強度の減衰、偏光状態の変化、送信点の像のぼやけ等が、雲の種類や厚さ高度、光の波長、ビーム幅等によってどのように変るかを定性的且つ定量的にシミュレーションすることができたり、これらについて報告する。



第2図 Altocirrus Cloud の $p(\theta)$
 $0.5 \mu m = 1.336 - 0.800 \times 10^{-9} i$
 $10.6 \mu m = 1.179 - 0.0739 i$
 $\rho = (1 \sim 13 \mu m) \cdot 500 \text{ cm}^{-3}$ Deirmittler 式による

夜光 $O_2(1.27\mu)$ の下層大気中での伝播

I-8

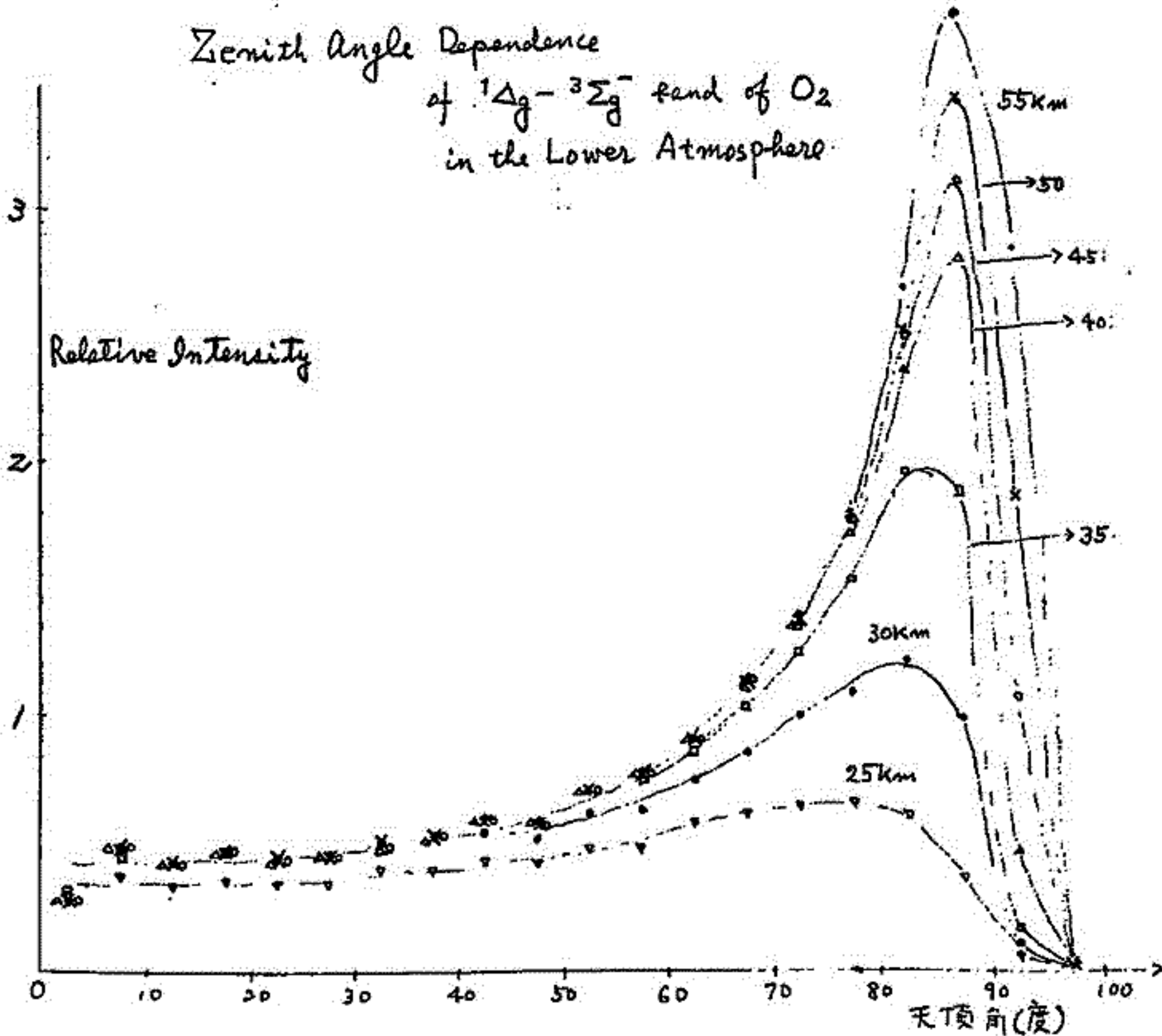
坂野忠男, 山本博聖, 関口宏之
立教大学 理学部

高度90 km附近に発光系が存在する夜光 $O_2(1.27\mu)$, ${}^1\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-$ エネルギー準位により下層大気中で観測した場合の強度の仰角分布をモンテ・カルロ法により計算した。

この問題は球対称場に於ける輻射輸送を論じるものであるが、光子の吸収・再放出過程で再放出を無視して計算した場合はおどに発表した。(On the Zenith Angle Dependence of the Infrared Oxygen Emission of 1.27μ Airglow observed from High Altitude, T. Mabino et al, J. G. R., 22, No. 3, in press)

今回は再放出を含めて取扱った結果を示す。結論的には再放出を無視してよいことがわかった。計算方法は解析的に行うのが困難なため、モンテ・カルロ法によったが、この方法は光子の再放出の確率が比較的に小さい場合には有効であると思われる。

Zenith Angle Dependence
of ${}^1\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-$ band of O_2
in the Lower Atmosphere



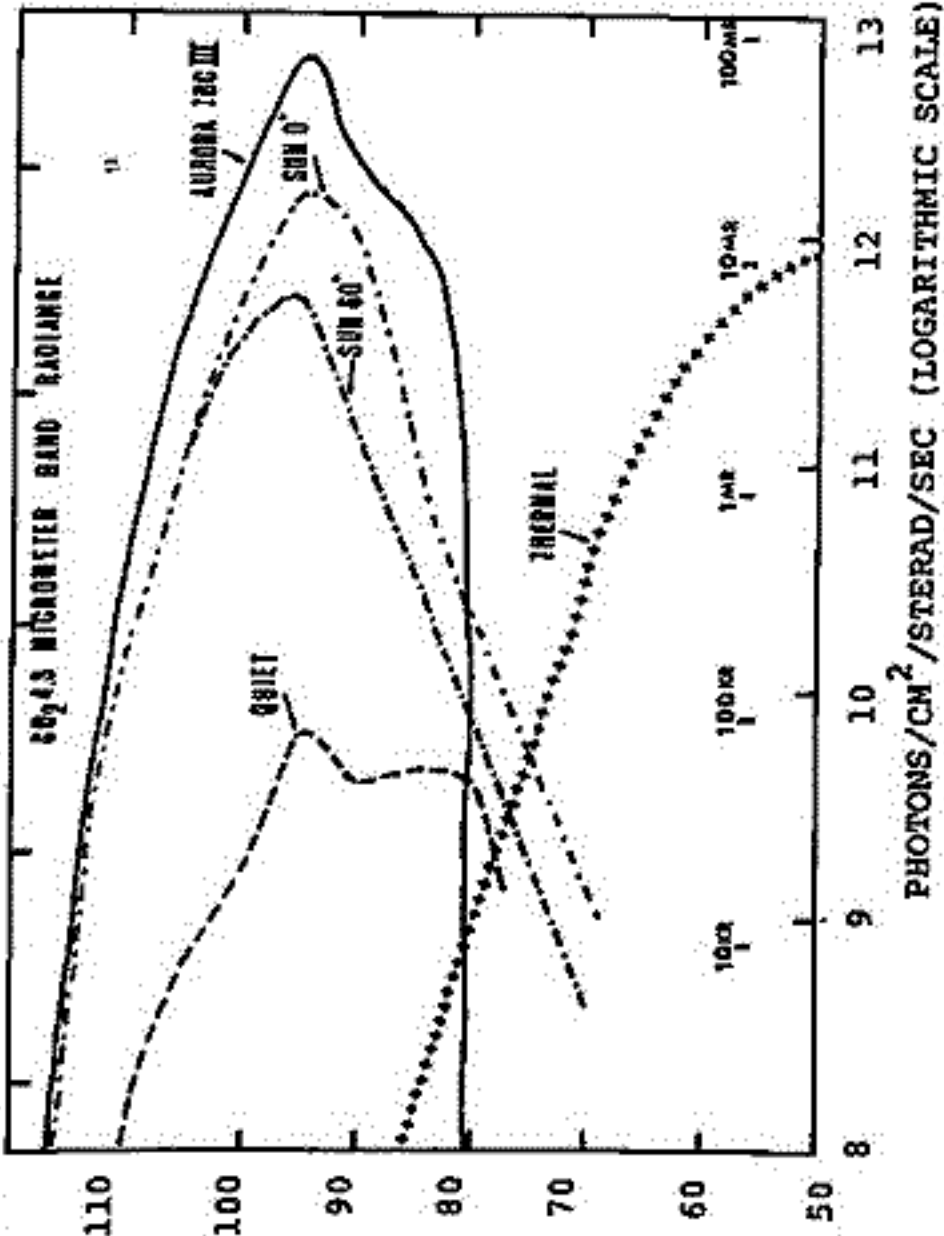


FIGURE 1. The CO₂ 4.3μm emission. Primary Sources

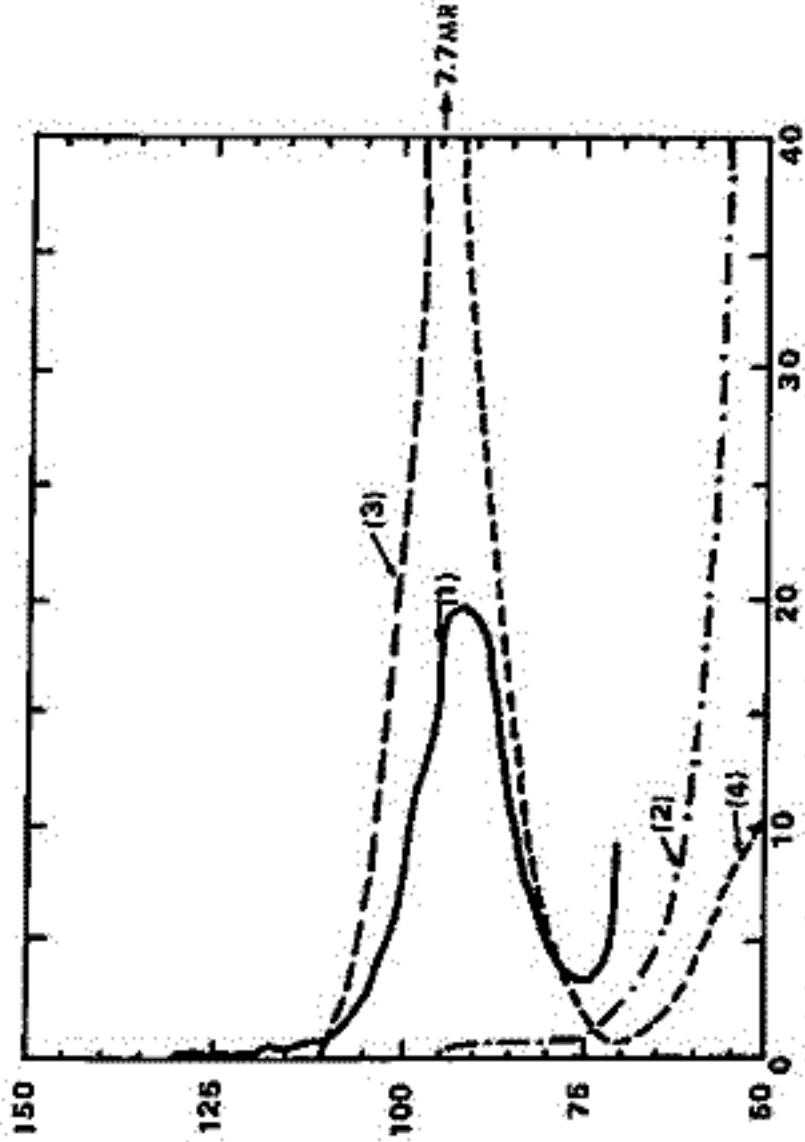


FIGURE 2 The band radiance of CO₂ 4.3μm emission
(1) Observed in AURORA III condition (Stair et al)
(2) Obs. quiet condition (3) Calculated (AURORA III)
(4) Calculated quiet condition.

EXCITATION OF CO₂ 4.3 μm EMISSIONS IN THE ATMOSPHERE
TAKAO TOHMATSU FACULTY OF SCIENCE
THE UNIVERSITY OF TOKYO
HIROMASA YAMAMOTO DEPARTMENT OF PHYSICS
RIKKYO UNIVERSITY

The altitude distributions of the band radiance of the CO₂ 4.3μm emission are calculated for various conditions of the atmosphere. The excitation mechanisms considered are

- (i) The resonance fluorescence of solar radiation (RFS)
- (ii) The resonance fluorescence of the earth-shine (RFE)
- (iii) The excitation in thermal energy of the vibrational energy transfer,
 $N_2(v=1) + CO_2(000) = N_2(v=0) + CO_2(001)$
- (iv) The VT transfer from $N_2(v=1)$ which is produced in the auroral processes.

The altitude distribution of the radiation field has been solved by using the transfer equation in a plane-parallel atmosphere:

$$S^*(t^*) = S_o^*(t^*) + \Pi^* \int_0^{t^*} S^*(s^*) H^*(t^*, s^*) ds^*,$$

where t^* denotes the sum of the optical depths of all the rotational lines consisting the 4.3 μm emission, $\Pi^*(t^*)$ the band albedo, $S_o^*(t^*)$ the primary source of the radiation, and $H^*(t^*, s^*)$ the band H-function. The explicit way of formulation of t^* , Π^* , S_o^* and H^* has been given elsewhere [1]. The altitude distributions of S_o^* for various excitation processes have been depicted in Fig. 1. The distributions of the band radiance which have been calculated from $S^*(t^*)$ are illustrated in Fig. 2.

[1] T. Tohmatsu and H. Yamamoto, Radiative transfer of atomic and molecular resonant emissions in the upper atmosphere I. preprint, GRL-Univ. Tokyo #4-76

上山弘, 田野章一

東北大学理学部

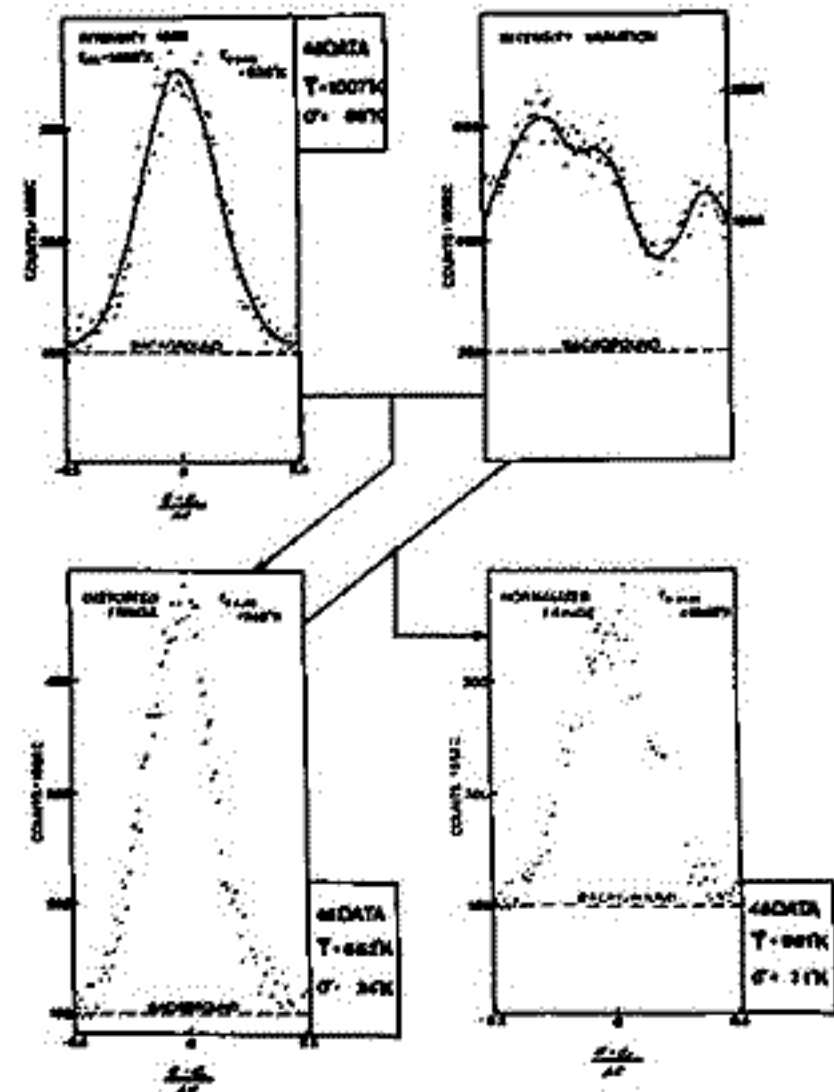
ファブリーペロー干渉計を用いて大気光輝線線幅よりドップラー温度を求めるとき、誤差の最大の原因は、波長掃引中の大気光の強度変化、或は、気象状況の変化と、今一つは S/N 比が充分でないために sporadic noise が著しくデータの質を悪くすることにある。

夜光発光層の温度を 1000°K とし、若し、強度変化がなければ計数率 S に対して $1/\sqrt{n}$ の標準偏差に相当する random fluctuations を伴う fringe が右図左のように得られる筈である。ところが、仮に夜光強度が右図のように時間的に変化したとすると、得られる記録は強度変化を織り込んで左下図のようになる。若しこの記録から見掛けの温度を求めると 740°K となり、真の温度 1000°K とは全く別のものになってしまう。このように強度変化の可能性のある場合に対応して、我々は才二図の如くファブリーペロー干渉計で fringe の出力だけでなく、同時に入力も計数し、常に強度変化を補償する system を考案した。予想される Fringe の出力 S_1 に対する background を n_1 、強度信号 S_2 に対する background を n_2 とし、適当な定数を p とし

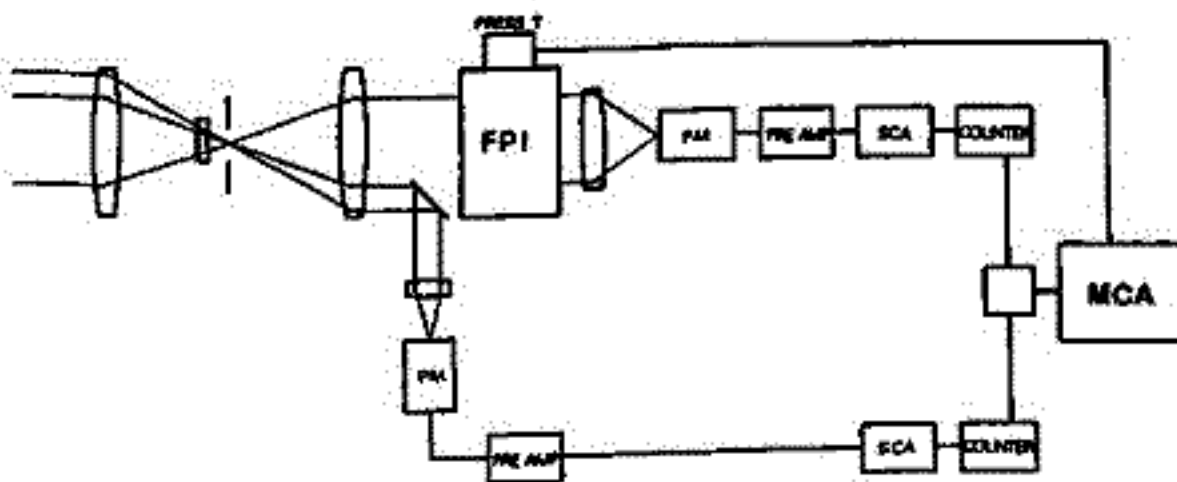
$$p = (S_1 - n_1) / (S_2 - n_2)$$

を波長 scan しながら記録したものが右下図である。これから温度を求めると 1040°K となり、概ね満足できる。このような simulation を 45 回行ない、得られた平均値およびその標準偏差値を各図の外枠に示してある。

強度補正をした fringe 記録の夫々から温度を求めて平均するよりも、fringe の data を何回か重ね合わせたものは data の質も良く、これから温度を求める方が reliable な結果が得られることも確かめられた。



才 1 図



才 2 図

I-11 MS-73 搭載真空紫外多点測光装置

金田 康 弘 (東京大学理学部)

1972年2月にMSH-1に依って打上げ予定の科学技術試験衛星(MS-73)に搭載される真空紫外多点測光装置(UVP)に就いて報告する。UVPは科学衛星EXOS-A搭載用の真空紫外オーロラ撮像装置(ATV)に於ける撮像管走査部をマルチアノードに置換して撮像装置を測光装置とした。ATVの技術的雛形である。MS-73に於けるUVPの試験観測は主として次の二点を目的として居る。

1. 異常放射防止用のメカニカル・シャッターの駆動・制御等 ATV用に関与しているコンポーネントの従来環境での動作確認。
2. 北半球高緯度地帯上空のオーロラ予備観測。

MS-73は軌道傾角 $71^{\circ} \sim 76^{\circ}$ 、遠地点高度 350 km、近地点高度 200 km、周期 132 分の軌道条件で打上げされる。試験衛星の性格上化学電池を使用するが life は 20 日間程度である。UVPは、ガレージメントに依る姿勢制御実験等が終了した後に、衛星が沿軌力線姿勢制御実験に入る後半の約 10 日間に観測を行う。観測は実時間及び遅延コマンドに依る制御に従って行われるが、このうち実時間コマンドは主として感度の設定に、プログラムタイマーに依る遅延コマンドは観測の実行に当てられる。観測データは主として搭載データレコーダに記録し、地上に再生に依って取得する。データ取得率はデータレコーダの容量から 1 日 3 周分以上と考へられる。

観測は北半球高緯度地帯上空で毎 1 秒に 2 回、約 60° の視野内の 15.5 の測点を進行方向と垂直な一周の間に約 40 秒程度行われる。測光値は 8 bit のディジタル・レコーダに記録される。猶、測光のダイナミックレンジを拡大する目的で感度を順次変化させ 324 秒ごとに変化する。

UVP 主要諸元

| | |
|----------|---|
| 観測対象 | 真空紫外オーロラ |
| 装置重量 | 約 2.2 kg |
| 消費電力 | 1.6 W (定常状態) |
| コマンド | 実時間: 7 項目 (内 2 項目 5 bit 及び 3 bit (11-1)), 遅延: 3 項目 |
| 検出素子 | Multi-anode Photomultiplier (16 anodes) 光電管: KBr, 窓材: MgF ₂ |
| 光学系 | 反射鏡 2 群 2 枚構成, 口径比: 3.1, 視野角: 33° |
| 測光領域 | 光学系視野内 15.5 |
| 測光間隔 | 毎 1 秒 2 回 |
| 出力 | (観測データ: 15 Word + Status memory: 1 Word) / フレーム |
| 異常放射防止装置 | 検出器: 特殊センサー, シャッター: メカニカル, 駆動源: 真空用マイクロモーター |

大島新一¹, 東辺隆², 中村正年³
¹東教大理学部

1976年8月29日, 三日月観測前において, $OI\ 5577\text{\AA}$, $OH(8.3)\ \text{Meinel}$ バンド 7275\AA , $OH(6.2)\ \text{Meinel}$ バンド 8342\AA , $O_2(0,1)$ 大気帯 8645\AA の4つの大気光の光電測光によるバルーン観測を行なった。J.S.T (8時51分に地球を以てがフライト・レベルに達する前に高度16km付近でバルーンが割れて三陸の東岸東110km付近に落ちた。その向約1時間ほどであったが, 解析可能な部分を解析し報告する。

装置の走査空間は天頂角 $40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 77^\circ, 88^\circ$ のそれぞれに対して方位角方向の幅 40° であるが, 上昇中には方位角規正が働いていないのでジンドラの向きがたえず変化し方位角方向の幅は 360° に近くなっている。

なおこの実験では, 立教大学, 東京天文台が同じバルーンを使って実験を行ない, 立教大学は観測の光電測光に対応して写真撮影を行なう予定であった。

奥田 光直 (弘前大・教育)

遠州田における大気光観測記録の中から、100~200分の周期で強度が quasi periodic に変動している場合を之らび、秋田及び国分寺の電離層データと比較した結果、大気光強度は、しばしば $h'F$ や $h_p F_2$ の変化と、よい奥の相関を示すことがわかった。酸素原子密度が、この電離層特長とよい相関を示す理由としては、F層下部での放射強度の変化を考へるよりは、E層レベルでの酸素原子密度の変動と $h'F$ 等が関連をいつような機構を考へた方がよいように思ふ。今回は、観測の結果を示し、可能な機構について discuss した結果と報告する。

三沢清敏(防大数物)・竹内郁夫(記岡高専教)

前回の学会で報告したフィルター傾斜型観測機を使用して、O₂(0-1) Atmospheric Band at 8645 Å を地上から連続観測することに成功した。1回の測定時間が約30 sec であり、4 channel 観測機なので、今回は2分に1回の割合でこのO₂(0-1) band を観測した。この観測結果からO₂(0-1) band の P branch と R branch とその強度が時間変化と日変化することが見い出された。P branch と R branch と twilight hour (morning and evening) にその強度が著しく増大することが観測された。この P and R branches の強度が twilight hour に増大するという現象は Noxon の報告 (J.G.R., 1975, P. 1070) と一致する。P branch と R branch との強度を比較すると P branch の強度が常にやや大きいようである。又O₂(0-1) band の強度の時間変化及び日変化は、他の発光線 (O-5577 Å line とか O-6300 Å line) の強度変化と比較すると、その振幅及び差が小さいようである。

惑星間空間のOII 紫外散乱光

東京大学地球物理研
鈴木勝久

現在まで惑星間空間のグローの観測は、水素・ヘリウムの特異線に限られていた。これはこれらの散乱光の強度が卓越していることによる。しかし太陽紫外光にはこの水素・ヘリウムのエミッションラインの他にも、O, N, C等のイオンによる特異線が観測されている。

またこれらの紫外光を散乱する惑星内のイオンは、星間空間から太陽系に侵入してくるものが電離して飛来したもの、太陽系内の太陽近傍にあるプラズマから蒸発して飛来したもの等が考えられる。しかしこれらの量についての estimation は正確になされていない。

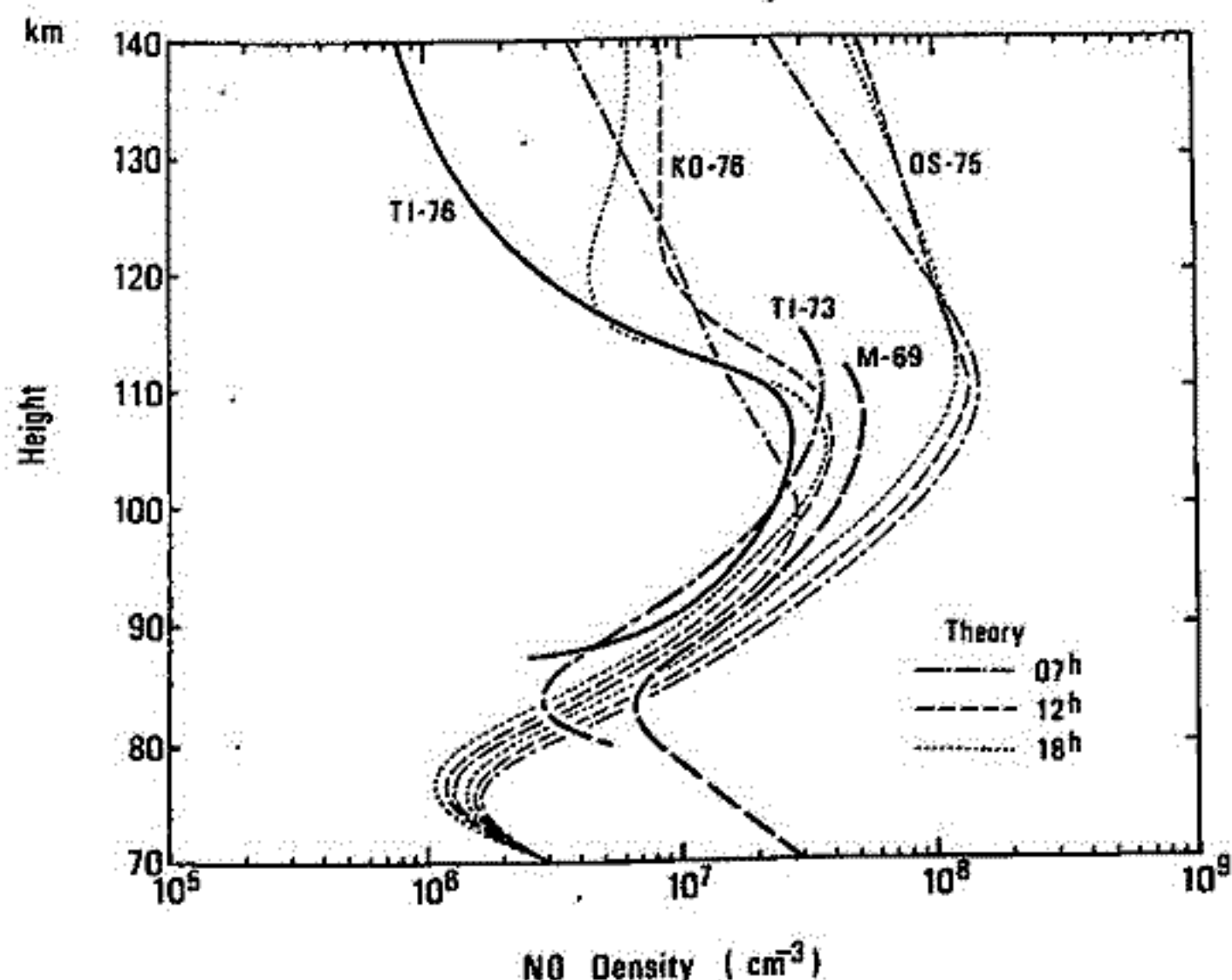
この報告でO⁺について、特異線の可能性について検討してみる。太陽光紫外域には、OII (833.80 Å), OIII (834.50) の比較的強いエミッションラインが存在する。($\sim 5 \times 10^8$ photons/sec cm²) Oの電離は、太陽風プロトンとの電荷交換・太陽紫外光の光電離によって、太陽から数A.U. のところではほとんど電離されている。電離されたイオンは太陽風に乗って、外向きに運動すると考えられる。ところがこのOII, OIIIの輝線は多重線で、イオンの動径方向の速度によって散乱係数の中心波長がドップラーシフトする。このためシフトした散乱係数が、他の多重線の中のラインを散乱することが可能となる。太陽風の速度が300~500 km/secの範囲にあるときの惑星間のO⁺の散乱係数と、太陽のOII, OIIIの多重線がどのような関係になるか調べた。計算に必要な数値はまだ確定的な値が採用できないので、いくつかモデルを考えて行ったが、ある条件のもとでは数R程度の散乱光になると思われる。またこれらの散乱光の強度測定は、惑星間空間でまだほとんど分っていないH, He以外のイオンの物理量を求めるうえで重要で、今後Deep Space Missionの課題の一つとなると思われる。

等松隆夫 岩上直幹
東京大学理学部

1976年3月26日7時5分インド標準時(太陽天頂角 82°) ツンバロケット実験場($8^\circ 32' 34'' \text{N}$, $76^\circ 51' 32'' \text{E}$)から打ち上げられた Centaure II B, ISRO 05.31 によって高度 87.5 km ~ 140 km における NO (一酸化窒素) 密度を測定した。観測方法は NO $\gamma(1,0)$ バンド, 248 Å による太陽紫外線の共鳴共乱を利用するもので, 上昇時 下降時とも非常に良好なデータが得られた。赤道地域における NO 密度のロケット観測はこれが最初であり ロケットによって 140 km の高度まで NO 密度を測定し得た例も少ない。

下図において TI-76, TI-73, M-69 はそれぞれ 今回の結果, S-210-9 および Meira による結果を示している。OS-75, KO-76 はそれぞれ 小川-島崎 および 丘藤-小川によるモデル計算の結果である。今回得られた NO 密度分布は 105 km 付近に極大 ($2.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$) をもち, それ以下の高度での分布は 1973年の著者らによるものとよく一致しているが, 1969年の Meira によるものよりファクター 2~3 程度小さい。モデル計算との比較から 105 km 以上における NO 分布は 酸素原子による N(D) の消光の効果をよく表わしていることがわかる。

なお $\gamma(1,0)$ バンドの比蛍光率の値として, これまで用いられてきた $3.93 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ は誤りであることが最近知られたので ここでは新しく計算し直した値 $8.16 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ を用いている。したがって TI-73, M-69 も最初に発表された値の約 $1/2$ になっている。



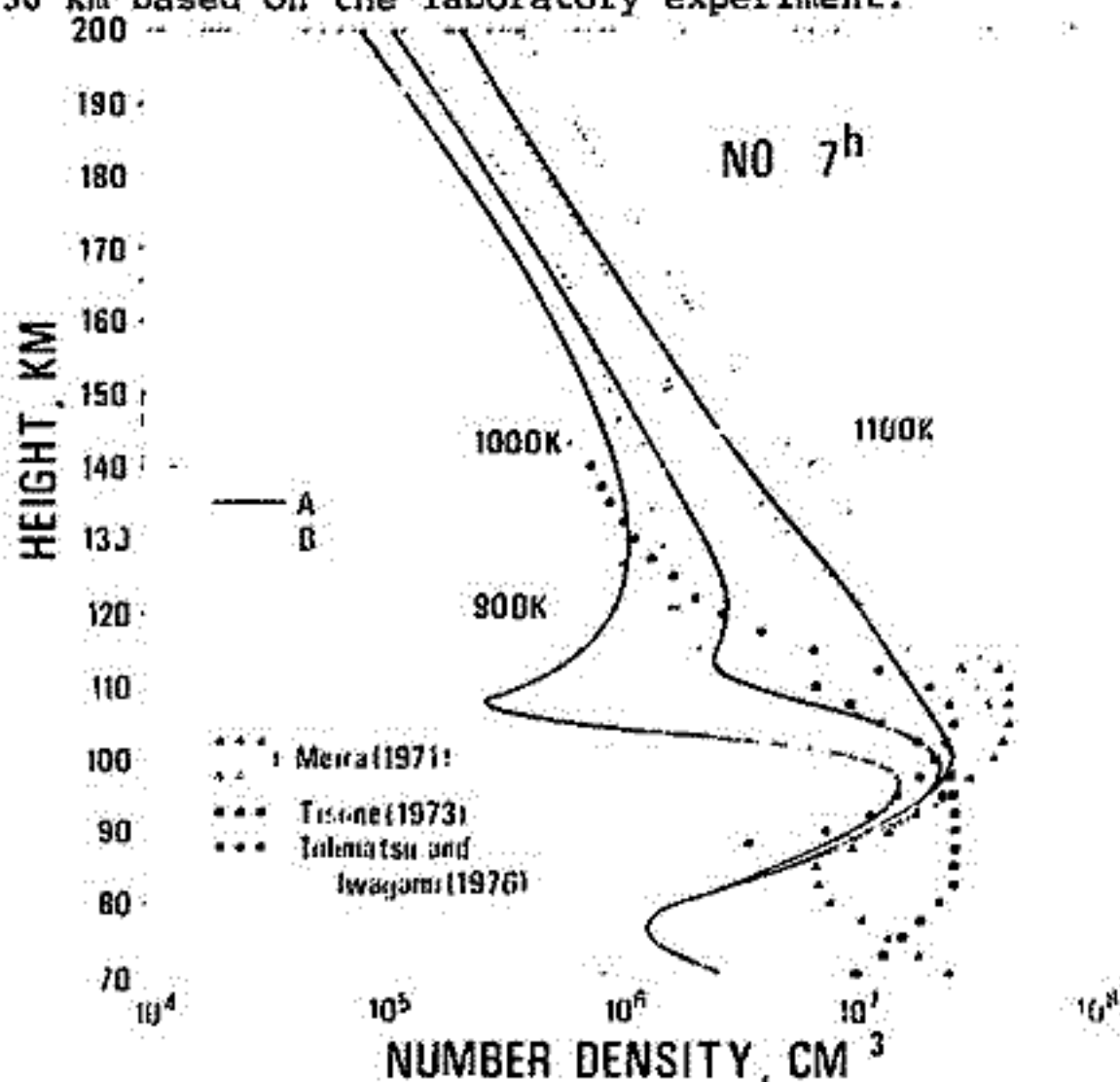
Yutaka Kondo and Toshihiro Ogawa

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

The diurnal variation of odd nitrogen in the thermosphere is investigated in detail by using the photochemical-diffusive model. Introducing the $N(^2D)$ quenching coefficient by $0.6-1.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ below 110 km, the quantum yield of $N(^2D)$ production in the reactions energetically capable of producing $N(^2D)$ such as $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$, $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$, and the dissociation of N_2 by photoabsorption of solar EUV and photoelectron impact, is determined to be around 0.9 by comparing calculated and measured daytime NO profiles below 110 km. Above 140 km k_q about $1.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ is recommended to be consistent with NI(5200 Å) dayglow measurement.

NO density goes through large diurnal variation above 100 km caused by the diurnal variations of the thermospheric temperature, daytime density of 10^7 cm^{-3} decreasing to $\leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ at night around 110 km if the thermopause temperature T_∞ is $\leq 900 \text{ K}$ after sunset. Highly temperature dependent reaction $\text{N}(^4S) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$, which contributes to the production of NO and loss of $\text{N}(^4S)$, is the key reaction which controls the nighttime NO concentration. Small concentration of NO measured in the early morning by rockets can be attributed to the lowered temperature during night.

Nighttime $\text{N}(^4S)$ profile is also very sensitive to the thermospheric temperature change. Midnight N density at 120 km could vary by more than two orders of magnitude with the change of T_∞ by about 200 K. Daytime N density does not depend so greatly on T_∞ and it reaches maximum of $2-5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ around 130 km. The measurement of N density by Feldman Takacs(1974) is in agreement with our calculated profile which assumed T_∞ at the of the observations and k_q of $4-5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ above 130 km based on the laboratory experiment.



York University, & University of Tokyo

Major Measurements:

630-nm airglow radiance G. C. SHEPHERD
 photoelectron energy spectrum T. MURAI
 electron density and temperature K. OYAMA and T. MATSUMOTO

Vehicle: OHS-04
 Launching site: Uchinoura (31°35'N, 121°05'E);
 conjugate point (9°30'S, 128°10'E)
 Flight: 060325T, January 17, 1978
 rocket elevation angle 90°, azimuth 145°
 spin axis zenith +10° (after nose cone dropout)
 apogee height 360km (06050251T)

*** Solar-Terrestrial Environment ***

Time: zenith angle 63° (full moon)
 Sun: zenith angle 105°; zenith angle at conjugate point 94°
 Solar Activity: S = 80.7
 Geomagnetic Activity: $K_p = 18$ (storm on January 18)
 Thermopause temperature: 680K

Excitation by Photoelectron Impact

$$q_{PE} = [O] \int 2\sigma_{O(1D)}(0, 1D) dE$$

$\sigma(0, 1D)$: Henry, Burke & Sinfailam,
 Phys. Rev., 178, 218 (1969)

Flux ϕ : measured; but an extrapolation

Case A: $\phi(-6 \text{ eV}) = \phi(6 \text{ eV})$

Case B: $\phi(-6 \text{ eV}) = \phi(6 \text{ eV})$

Remarks: $\int 2\sigma_{O(1D)}(0, 1D) dE \approx \int 2\sigma_{O(1D)}(0, 1D) dE$
 $O_2 + e \rightarrow O_2^+(B) + e$ and $O_2^+(B) \rightarrow O(1D) + O$
 can be neglected since $[O_2]/[O] \sim 10^{-1}$

Excitation by Dissociation Reequilibration

$$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O \quad k_1 = 2.1 \times 10^{-11} (300/T)^{0.87} \text{ cm}^3/\text{sec} \quad (1)$$

$$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N \quad k_2 = 1.2 \times 10^{-12} (300/T)^{0.72} \quad (1)$$

$$O_2^+ + e \rightarrow O + O \quad k_3 = 2.3 \times 10^{-9} (300/T) \quad (2)$$

$$NO^+ + e \rightarrow N + O \quad k_4 = 4.6 \times 10^{-9} (300/T) \quad (2)$$

Reference: [1] Lindinger, Felsenfeld, Schwelbkopf, & Ferguson,
 J. Geophys. Res., 79, 4752 (1974).
 [2] Staudl, Can. J. Chem., 32, 1171 (1954).

Assuming a unit quantum yield of $O(1D)$.

$$q_{O(1D)} = k_1 [O_2^+][e] + k_2 [NO^+][e] = k_1 [O_2^+][e] / (1 + \frac{k_2 [NO^+]}{k_1 [O_2^+]}) + \frac{k_2 [NO^+]}{k_1 [O_2^+]}$$

$$= 2.1 \times 10^{-11} (300/T)^{0.87} [O_2^+][e] / (1 + 9.1 \times 10^{-5} (T/300)^{0.13} \frac{[NO^+]}{[O_2^+]})$$

$$+ 2.8 \times 10^{-6} (T/300)^{0.78} \frac{[NO^+]}{[e]}$$

Quenching of $O(1D)$

$$O(1D) + N_2 \quad k_{N_2} = 5.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec} \quad \text{MBS Technical Note 866 (1975)}$$

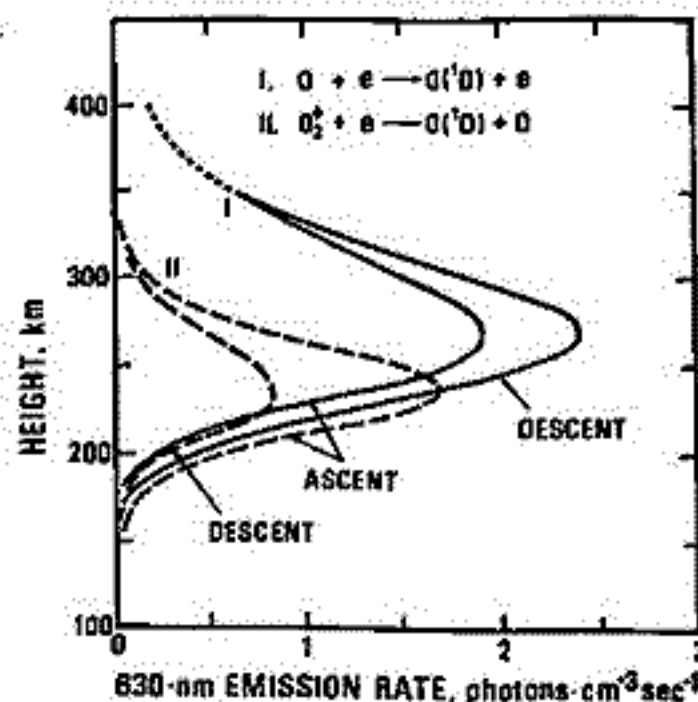
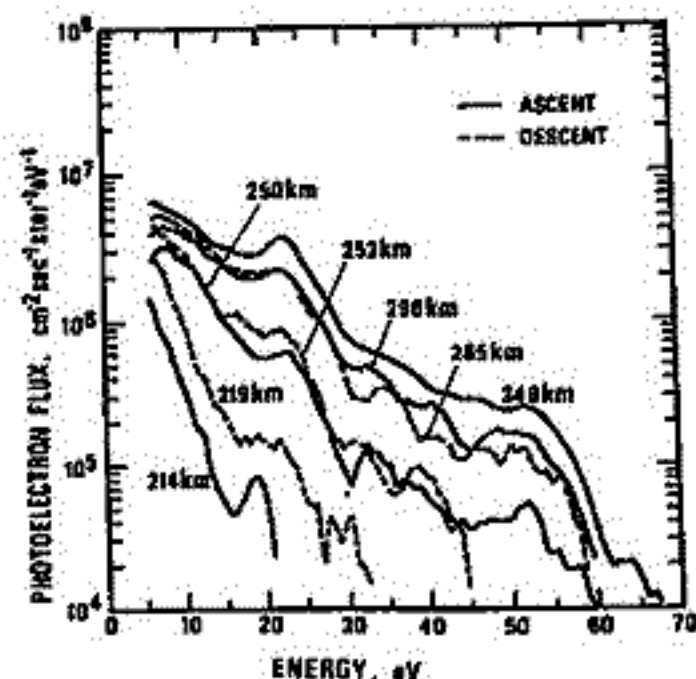
$$O(1D) + O_2 \quad k_{O_2} = 7.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec}$$

$$A_{6300} = 5.1 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

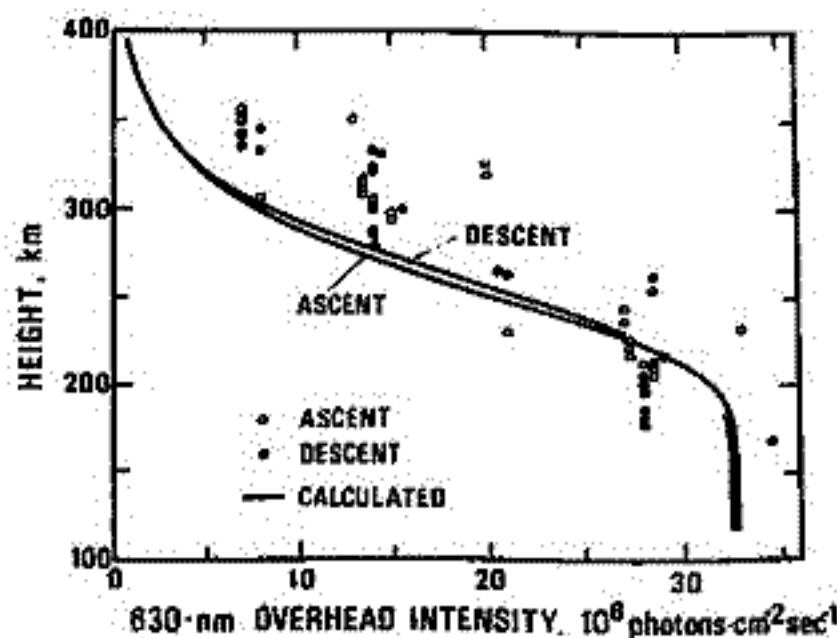
$$A_{6300} + A_{6364} = 6.7 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad \text{HSRDS-NBS4, vol. 1 (1966)}$$

Table Model atmosphere for $T_e = 680K$ based on Jacchia (1971).

| Height km | T K | $[N_2]$ cm^{-3} | $[O_2]$ cm^{-3} | $[O]$ cm^{-3} | $[e]$ cm^{-3} | ascend | descent | T_e K |
|-----------|-----|--------------------------|--------------------------|------------------------|------------------------|--------|---------|---------|
| 160 | 546 | 1.02(10) | 9.20(8) | 1.46(10) | 8.6(3) | 4.5(3) | | 860 |
| 180 | 593 | 3.14 (9) | 2.46(8) | 7.20 (9) | 1.0(4) | 5.6(3) | | 910 |
| 200 | 621 | 7.07 (9) | 7.28(7) | 3.82 (9) | 1.6(4) | 9.5(3) | | 925 |
| 220 | 639 | 3.90 (8) | 2.29(7) | 2.12 (9) | 3.5(4) | 1.8(4) | | 930 |
| 240 | 651 | 1.47 (8) | 7.54(6) | 1.20 (3) | 6.3(4) | 3.2(4) | | 935 |
| 260 | 659 | 5.68 (7) | 2.55(6) | 8.95 (8) | 8.1(4) | 4.4(4) | | 940 |
| 280 | 665 | 2.24 (7) | 8.83(5) | 4.07 (8) | 8.4(4) | 5.3(4) | | 940 |
| 300 | 669 | 8.96 (6) | 3.10(5) | 2.41 (8) | 7.6(4) | 5.5(4) | | 940 |
| 320 | 672 | 3.63 (6) | 1.11(5) | 1.43 (8) | 6.3(4) | 4.9(4) | | 940 |
| 340 | 673 | 1.48 (6) | 3.99(4) | 8.59 (7) | 5.1(4) | 4.1(4) | | 940 |
| 360 | 675 | 6.12 (5) | 1.45(4) | 5.18 (7) | 4.1(4) | 3.5(4) | | 940 |
| 380 | 676 | 2.54 (5) | 5.52(3) | 3.13 (7) | | | | |
| 400 | 677 | 1.06 (5) | 1.97(3) | 1.90 (7) | | | | |



$$n = \frac{A_{6300}}{A_{6300} + A_{6364} + k_{N_2}[N_2] + k_{O_2}[O_2]}$$



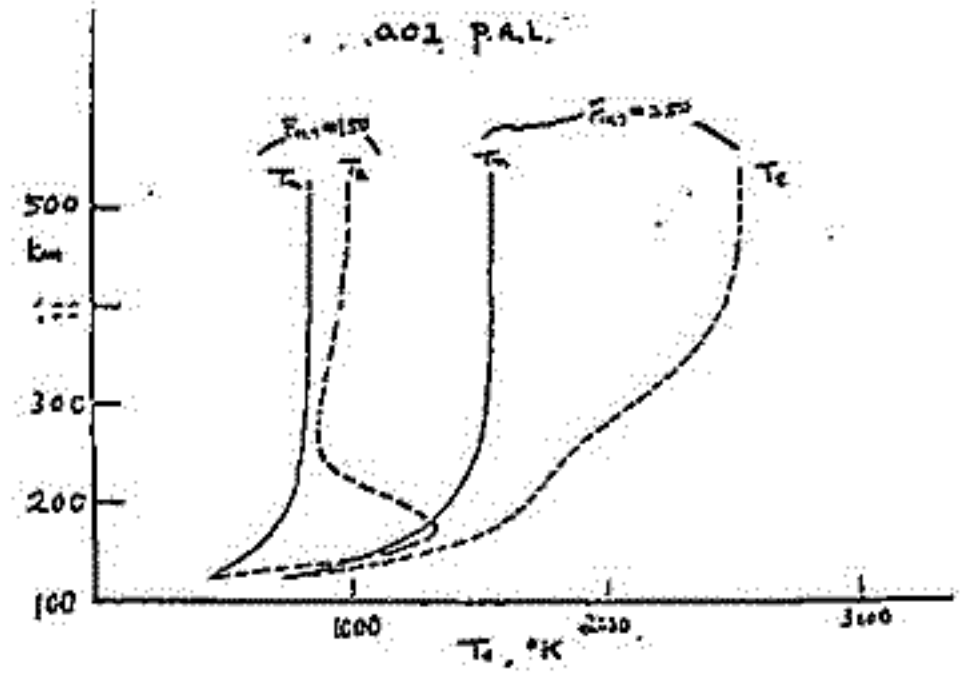
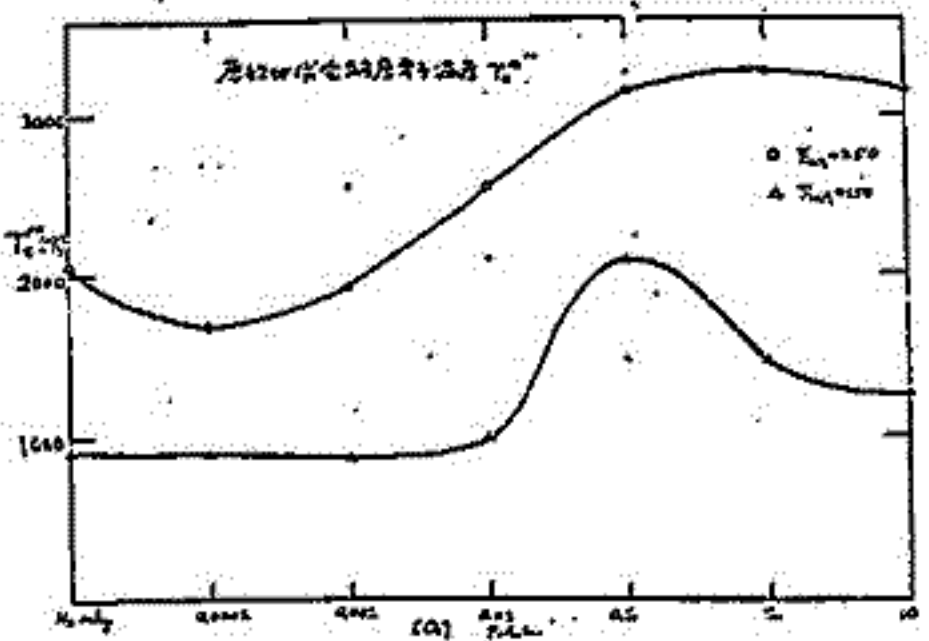
足原 修・清水幹夫
東大 宇宙研

地球大気における酸素の蓄積過程は、水が光合成、或いは水の光分解に由来するものであり、熱圏の大気構造には大きな変化をもたらす。それとともに、電離層もまた変遷を遂げてきた事は明らかであろう。大気組成の変化は、イオン組成、電子密度と変え、従って電離気体の熱生成の効率も変わる。たゞこれが予想される。そのと問題であるのは、それらの物理的諸量が、過去において order と変える程に変化したのか、或いは単に 1.1 程度の factor の違いに過ぎなかったのかという事であろう。このことは、たとえは、地球の自転、ないしは消滅時における大気と Solar wind との直接相互作用、希 gas escape の問題等において、電離気体による初果と考察すると、現在の地球電離層における諸物理量を調べて評価してもそんな大差しつが之のほいものがあるかどうかの指針をとりうると思われる。勿論大気構造の変化による電離層変化はそれ自身、原子分子の蓄積過程として興味ある結果をいくつかもたらし、現在の地球電離層のより深い理解につながると思われる。

電離層の熱計算のさい、 O_2 の変化と共に他の大気組成がどうなるかは、Shimizu & Shimazaki (to be published in J.G.R.) によっている。

結果は4に示している。これは、 T_m は、 O_2 の割合の変化によるあまり変化しない。このことは O の減少と共に $3 \sim 6 \mu$ cooling が減少するが、他方 EUV 吸収 level の低下による、conduction の効果が強く働く。この相殺的寄りのため T_m が各年代によってそんなに変わっていないのだと考えられる。

T_e については、主に電子密度の変化の影響が一番大きい。次には electron の cooling effect の変化、さらには、conductivity が知れている実効的距離の変化がその変化の原因であると考えられる。詳しい結果については学会講演で発表する。



浜野 洋三
東京大学理学部

1976年7月20日 VIKING I 着陸船は、火星表面の軟着陸に成功し、科学的測定が現在も行なわれている。測定された火星の平均大気圧は6.1 mb(着陸点では7.7 mb)であり、主要大気組成はCO₂ 95%、N₂ 2~3%、Ar 1~2%、O₂ 0.3~0.4%であった。また(⁴⁰Ar/³⁶Ar)同位体比は2750±500と地球に比べて10倍程度大きい。火星大気中のArの量とその同位体比を地球上での値と比較することによって、火星大気の量的な変化の歴史についての情報が得られる。

Arの同位体のうちで⁴⁰Arは主に⁴⁰Kの放射性崩壊生成物であるから火星全体のK含有量を仮定すれば、火星大気中の⁴⁰Arの量から、内部からの連続的脱ガスの速度が求まる。この脱ガス速度から他の放射性起源でない気体が火星誕生後、現在までに大気中に脱ガスした割合を見積れるが、この量は地球に比べて約1/10程度となる。実際には火星大気中の火星単位質量あたりの³⁶Arの量は地球に比べて約1/200であるから、もし火星の大気が連続的な脱ガスでできあがったとすれば、初期に火星内部に含まれていた³⁶Arの割合は、地球の1/20程度になる。また地球について考えられているような初期の大規模な脱ガスがあったとすれば、初期³⁶Arの割合はもっと小さく1/100以下である必要がある。大気中の(⁴⁰Ar/³⁶Ar)の同位体比について考えると、この値は初期惑星内部での(³⁶Ar/K)比の可能な範囲を与える。この範囲は、地球については $4 \times 10^{-8} \sim 4 \times 10^{-7}$ 、火星については $2 \times 10^{-10} \sim 4 \times 10^{-8}$ となる。火星に対する最大値は火星の大気が非常に最近(10億年以内)の脱ガスによってできた場合に対応する。

以上の結果は、火星の大気が非常に最近に内部からの脱ガスによってできあがったものでないとは火星内部に初期に含まれていた³⁶Arの割合は地球に比べて小さい必要があるが、このことは火星及び地球の凝縮温度のちがひから非常に考えにくい。残る可能性は、火星をつくった物質が凝縮してから集積して火星ができ、現在見られるような定常的な火山活動を開始するまでの間に、火星内部及び火星大気圏から、かなりの割合(90%程度)の大気物質が取り去られた場合である。

海底や古い湖底のボーリングの結果、過去100万年位までの地磁気の極相や地表気温の温度がかなり刻明に判るようになってきた。地磁気劣化の地表温度の低下と相いかに、異常上昇に対応するかの研究者によって所論に差があるけれども、地磁気極性の反転時には一般に磁力が極端に弱くなるっており、この時期に地表温度にほかなり異常が起るといふようである。そこで、地磁気強度劣化時に予想される *zeronorm effect* と大別すると、

[A] Precipitation of Energetic Particles

[B] Magnetospheric Deformation

の二つの category に関連するものをほたうかと考えられる。色々の予想される現象の effect の大小は order estimate した結果、次の二つの問題が指摘される。

一つは、成層圏又は中間圏高度における cosmic ray influx の増加、この結果、イオンその他の微量成分の濃度に影響を及ぼすことによる熱収支に変動を招くことである。他の一つは magnetosphere の cross-section の減少に伴い、solar wind の impact が減少するだけでなく、磁場が不十分のために充分 energy up されないことに基づくエネルギー収支の異常である。

若杉耕一郎・深尾昌一郎・木村繁根

京都大学

ISレーダーにおける観測精度は高さ及び周波数分解能 $\Delta h, \Delta f$ と時間分解能 Δt に依存する。 Δh は散乱体積の大きさを決め S/NR と比例関係にある。一方、 Δt (信号の積分に要する時間) は S/NR に逆比例する。 $\Delta h, \Delta t$ を同時に適当な値に保つためにマルチパルス法やパルス圧縮の方法が用いられる。両方式を用いた場合の Δh と Δt の関係を考える。

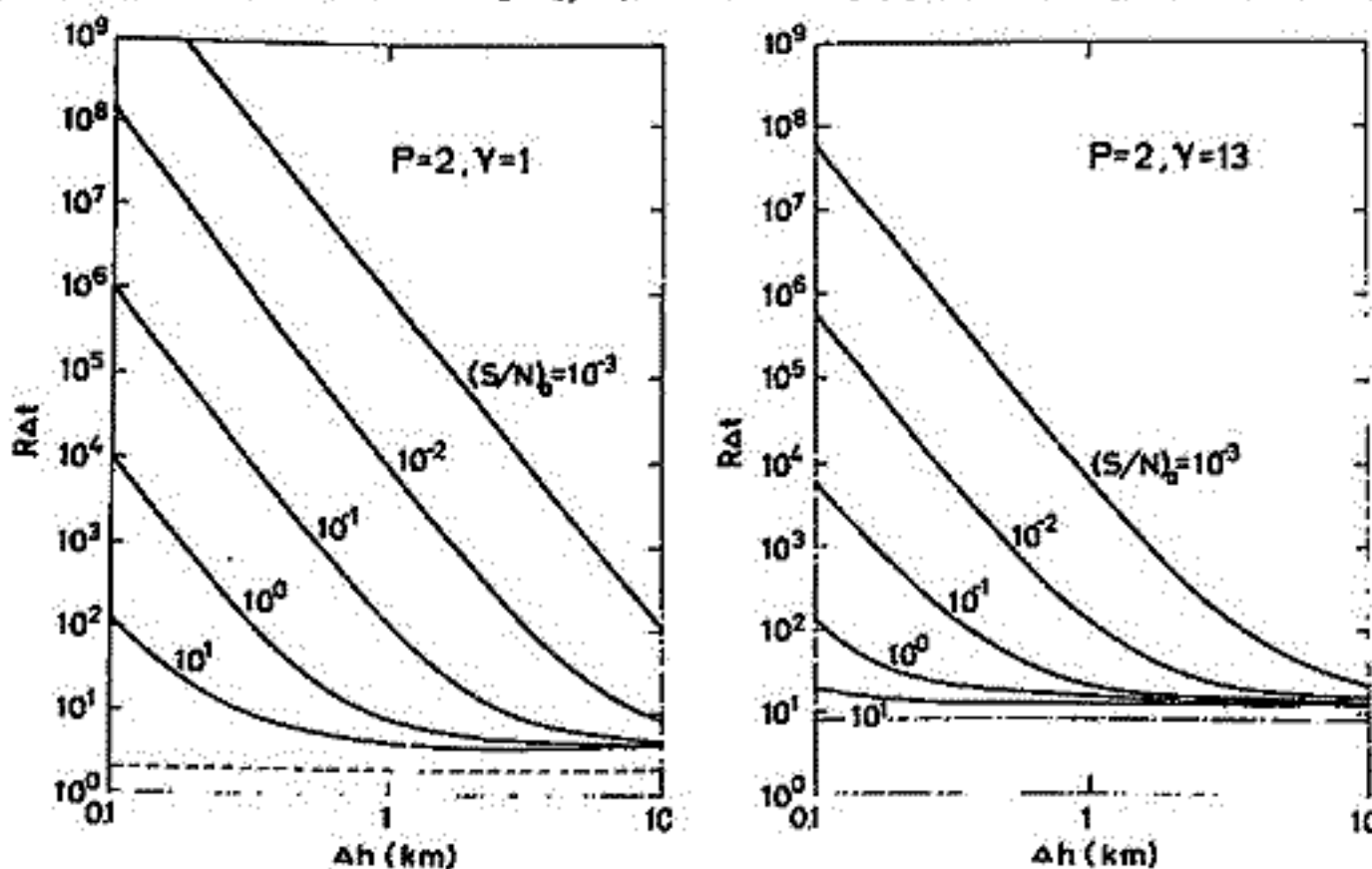
次の4点を仮定する。i) 散乱体は一様に分布し、ii) パルス圧縮も理想的に行えること、iii) 系統誤差は完全に補正され、得られる情報は遅れ時間に依存しないこと、iv) 信号の処理速度には制限がないこと。この条件の下では、相関関数の誤差 $\epsilon^2 = (A/K)(S+C+N)^2/S^2$ となる。ただし、 A ; 処理方式で定まる定数、 K ; サンプル対数、 S, C, N ; 各々信号、クラター、雑音の電力とする。相関関数法では散乱スペクトルと送受信系の影響 (Ambiguity function で表わされる) が単なる積の関係にある。位相変調されたパルスに対する理想化された Ambiguity function を仮定し、この圧縮比を γ 、パルス数を P とすると Δt と Δh は次の関係にある。

$$R \cdot \Delta t = \frac{2}{P(P-1)} \left[\frac{2P\gamma}{\gamma+1} + \left(\frac{N}{S}\right)_0 \frac{1}{\gamma(\Delta h)^2} \right]^2 \quad (1)$$

ただし、 $R = \epsilon^2 / AT_p$, T_p ; パルス列の繰り返し周期、 $(S/N)_0$; レーダー定数と電子密度で定まる量である。下図は(1)式の関係の一例である。他の条件が等しく、 $P_1 \leq P_2$ なら $(R \cdot \Delta t)_{\gamma, P_1} \geq (R \cdot \Delta t)_{\gamma, P_2}$, i.e. パルス数は常に大きい方がよい。しかし、 γ については常には言えない。たとえば、受信電力が強くと(1)式の右二項が無視出来る場合、 $\gamma_1 \leq \gamma_2$ なら $(R \cdot \Delta t)_{\gamma_1, P} \leq (R \cdot \Delta t)_{\gamma_2, P}$ となる。これは Ambiguity function のサイドローブが強く受信されるためで、この場合は無変調パルス ($\gamma=1$) の方が Δt は改善される。一方、散乱電力が小さい時は $\Delta t \propto 1/\gamma^2 P(P-1)$ となりパルス圧縮は有効である。 $(S/N)_0, \Delta h$ が与えられた場合、次の不等式が成立すれば

$$\frac{P\gamma}{\gamma+1} < \left(\frac{N}{S}\right)_0 \frac{1}{(\Delta h)^2} \quad (2)$$

無変調より圧縮比 γ のパルスを用いた観測の方が、時間分解能を改善できる。つまり、散乱信号が弱く Δh も小さい場合、パルス圧縮のメリットがあることがわかる。



無変調及びパルス圧縮 ($\gamma=1, 13$) を用いたダブルパルス法における $R \cdot \Delta t - \Delta h$ の関係の一例。

S. Fukao, S. Kato, T. Aso, T. Tsuda, S. Yokoi,
R. M. Harper² and K. E. Gorden³.

1. Kyoto University, 2. Arecibo Observatory,
3. Rice University.

The Jicamarca IS radar antenna consists of two superimposed square arrays; for the present measurements, one antenna is phased to point to the vertical direction, while the other is off-vertical by an angle of 3.6° .

The echo power in the vertical antenna is always stronger than that in the off-vertical antenna throughout the stratospheric heights (Fig.1); the difference becomes more than 10 dB at the height of about 20 km. This seems to suggest that a thin turbulent layer is responsible for the scattering. The thickness of the layer is tentatively estimated to be about ten meters, which is much thinner than that of the scattering volume (~ 4 km).

The echo powers in both antennas vary over a range of almost 10 dB with a period of 5-15 min and the enhanced power is generally associated with a wider autocorrelation time. This feature was already observed at the mesospheric heights and interpreted to imply that stronger turbulence occurs in thinner layers (e.g., Rastogi and Bowhill, 1975).

The spectral analysis with the maximum entropy method (MEM) will be discussed shortly.

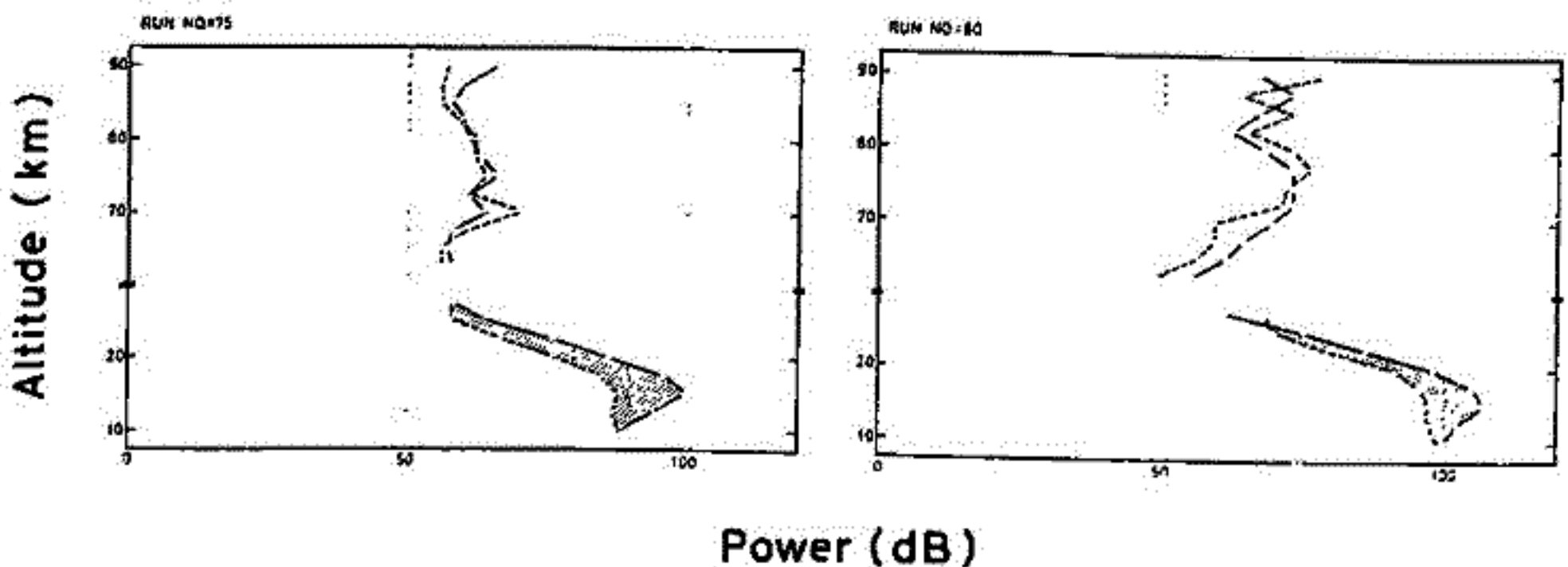


Fig.1 Average power profile obtained with the 50-MHz Jicamarca IS radar.

Arecibo ISレーダーによる夜間のF領域 イオン組成の解析

佐藤 亨 深尾 昌一郎 木村 肇根

R. M. Harper

(京都大学工学部)

(Arecibo Observatory, NAIC)

前回の報告⁽¹⁾に続いて、今回は夜間の電離圏F領域からのIS(インコヒーレント散乱)パワー・スペクトルを解析する方法とその結果の一部について報告する。前回対象とした高度100-300kmの昼間の電離圏(O^+ , NO^+ & O_2^+ イオンの存在を想定)と異なり、今回問題とする高度200-500kmの電離圏は、夜間には O^+ イオンのみでなく軽い H^+ , He^+ イオンが降下して来ていると考えられるので、これらのイオンの組成比を決定する事が必要となる。

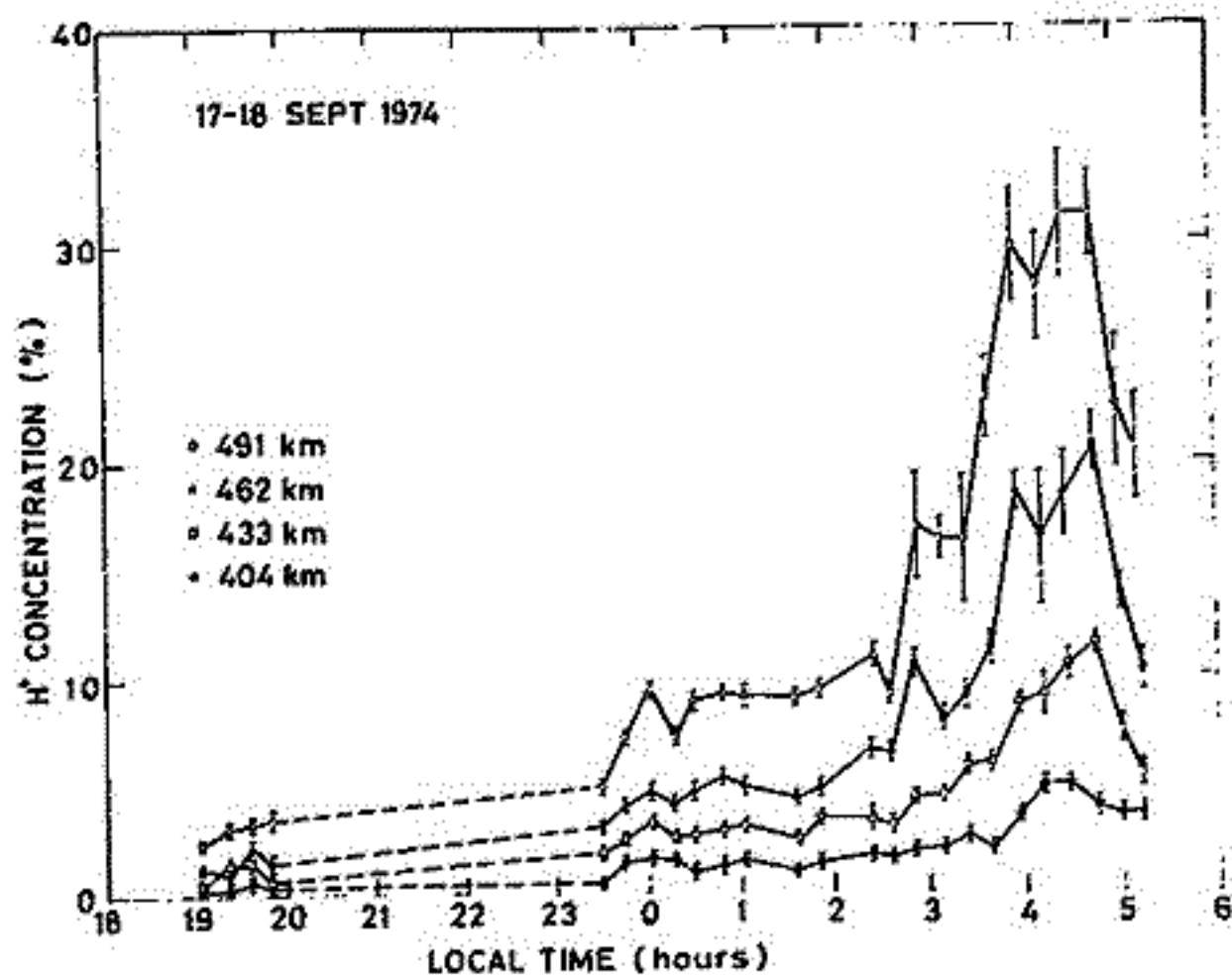
前回の場合は2種のイオンの質量比が約2倍と比較的小さく、イオン組成の影響と他のパラメータの影響を分離できない事が問題になった。その点では、 O^+ , He^+ , H^+ の3種のイオンの質量比は16:4:1と比較的大きく好都合であるが、この場合はパラメータ数の増加が最大の問題となる。

最小二乗法を用いた解析法は、原理的にはパラメータ数には無関係に適用する事ができるが、すべてのパラメータ(現実にはイオン温度 T_i , 電子温度とイオン温度の比 T_r , O^+ イオンの比密度 α , 軽いイオンのうち He^+ の占める割合 $P \equiv [He^+]/([He^+]+[H^+])$, 及びACFの正規化因子の γ)を変えて計算機シミュレーションを行なった結果、推定誤差が大きくなって実用的でない事が明らかになった。

特に、 O^+ イオンと H^+ イオンの中間の質量をもつ He^+ イオンがACFに及ぼす影響と、 T_r の及ぼす影響は分離しにくく、誤差の原因になっていると考えられる。そこで He^+ イオンが存在しない($P=0$)と仮定した場合と、電子とイオンが熱平衡にある($T_r=1$)と仮定した場合の2通りの解析を行ない、両者を比較する方法をとった。

下図は、プエルトリコのAreciboにあるISレーダーによる夜間のデータ(17-18 SEPT 1974)を $P=0$ を仮定して解析した場合の H^+ イオンの比密度が、高度と時間によってどう変化するかを示したものである。この解析によって19時台を除いては $T_r=1$ とみなしてよい事がわかったので、次に $T_r=1$ を仮定して同じデータを解析した。その結果、 H^+ イオンの比密度が最大になる午前4-5時にかけて He^+ の比密度も最大となり、491kmの高度では20%にのぼる事がわかった。この場合、 H^+ の比密度の値は前者の方法に比べてエラー・バーが大きくなる傾向はあるが、全体としてほぼ同程度の値が得られた。

(1) 佐藤・深尾・木村, IS電波を用いた電離圏大気のリモートセンシング, 日本地球電磁気学会第59回講演会予稿集, 1976, 及び佐藤・深尾, 電子通信学会アンテナ・伝播研資A・P 76-11, 1976.



麻生武彦・加藤 進・深尾昌一郎・津田敏隆 (京大工) R M Harper (NASA, PLD 研究所)

IS レーダーシステムを用いた Middle Atmosphere 領域 (成層圏・中間圏の下部) の電波によるリモートセンシングは 力学的エネルギーの輸送に因ってこの領域の果たす役割の重要性から近年非常に注目と集めるに至つてゐる。この分野の進展の成果はバルーヒカマルカの IS レーダーグループの VHF 帯 (50 MHz) での観測と嚆矢とするが更に IS レーダーとして一般的な UHF 帯の電波を用いた観測の可能性について実験的に明らかにすることは散乱 χ カ = スムの解明とともに将来その建設を望まれている IS レーダーの幅広い有用性を明確にする上で重要であることは言をまたない。このような背景のもとに昨年 12 月プエルトリコのアレシボ観測所の IS レーダー (430 MHz) を用いた UHF 帯電波による最初の Middle Atmosphere のレーダー実験が行なわれた。実験の概要は前回の報告に述べた通りであるが、今回は得られたエコー信号の計算機による数値処理とその結果について解析の進んだ段階まで報告を行う。

磁気テープに記録された高度 15 ~ 67 km にわたる $\Delta t = 3$ ms 間隔の複素時系列データ (位相検波出力、最大データ長 2 ~ 5 分) は自己相関関数法 (ACF), 高速フーリエ変換 (FFT) あるいは最大エントロピー法 (MEM) によりデジタル処理され、得られたエコーのパワースペクトルから散乱体の運動即ち大気の流れの方向と大きさが決定される。図 1 に ACF 法の流れ図を例示する。図 2 各高さに于いて読み込まれたデータは n_1 個に分割 (平均化 (Prediction integration) 帯域制限をした) のち n_2 個に対し Autocovariance 関数を計算しこれを n_3 回くりかえし (Post detection integration) 所望の ACF を得る。複素 ACF は $R(\tau) = \rho^*(\tau) \exp [j\phi(\tau)]$ とすると複素速度 v_x は $v_x = -(2k)^{-1} \phi'_x(0) = -(2k)^{-1} \phi'_x(\tau)/\tau$ (k : 入射電波の波数) と表わされる。但し添字 x は散乱体の成分を表わし y は雑音が無相関である限り $\phi'_y(0) = 0$ になり $k \Delta r$ とする。図 2 に解析されたデータ例を掲げる。このうち (a) は天を Off-vertical (天頂より 8.8°) と Vertical と $n_1 = 6, n_2 = 30, n_3 = 10$ (即ち 5.4 sec の平均), 又横軸は $n_1 \Delta t = 18$ ms と単位とする。位相の progression がうわがるように Vertical と $v_x \approx 0$ に対し Off-vert と $v_x \approx 1.5$ m/s となっておりクラッターや送信機からの chirping を蒙ることなく成層圏水平風成分 (約 10 m/s) に起因するドプラ偏移が観測されている。

乱流層が少量である場合は上記の式は荷重平均を与え詳しくスペクトル解析は FFT や MEM を用いて行うことができる。

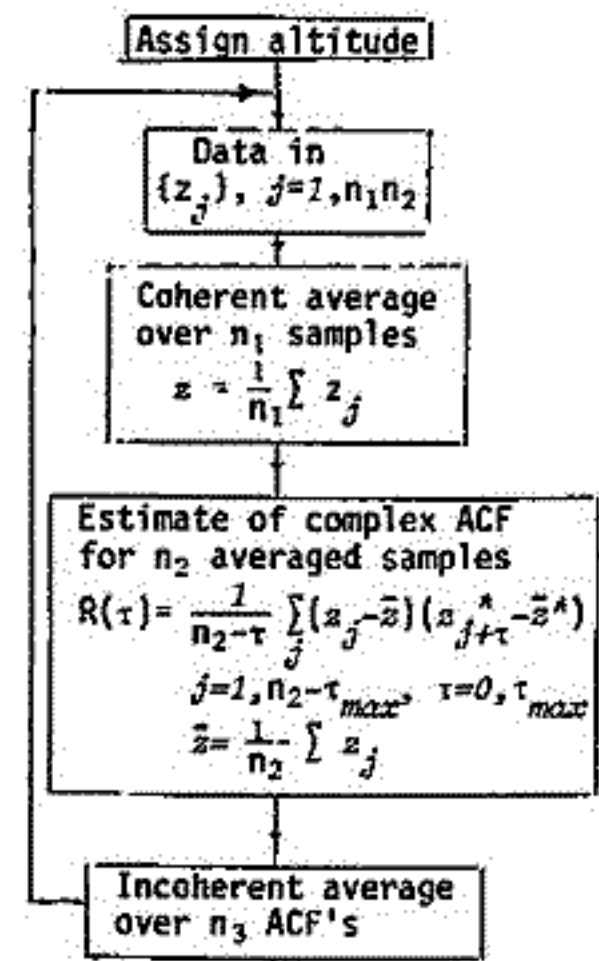


図 1 ACF 処理の流れ図

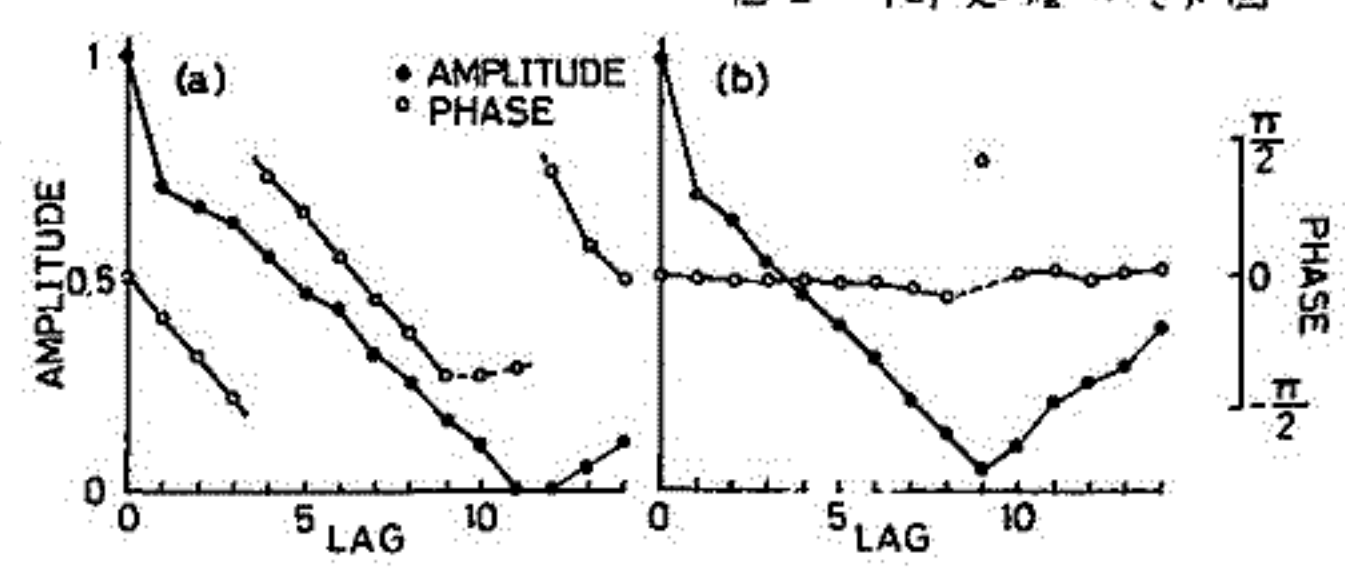


図 2 高度 20 km の ACF の一例 (a) Off-vertical (b) Vertical

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

加藤厚雄・米沢利之
中部工業大学

前回の学会では、NWC(22.3KHz)-春日井回線電波通路にあらわれたSPA(Sudden Phase Anomaly)と太陽天頂角(伝搬路上の最小天頂角とその中点における天頂角)および太陽X線強度の間の統計的な関係について報告した。

今回は、SPA(ϕ)とNWC-春日井回線電波通路を10等分した各点の太陽天頂角の平均($\cos \lambda$)および太陽X線強度(I)の間の関係を1970年1月~1973年2月の4年間について調べた結果を報告する。なお、太陽フレアおよび太陽X線強度に関するデータはSolar Geophysical Dataに記載のものを使用した。

4年間に得られたデータを統計的に処理して、次のような結果を得た。

$$\begin{aligned}
 1970年 & \begin{cases} (i) \phi = 11.18 + 86.63 \cdot \cos \lambda + 0.76 \cdot I \\ (ii) \phi = -48.18 + 67.36 \log_{10}(\cos \lambda) + 104.30 \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1971年 & \begin{cases} (i) \phi = 10.45 + 79.55 \cos \lambda + 0.90 I \\ (ii) \phi = -94.98 + 90.14 \log_{10}(\cos \lambda) + 140.37 \cdot \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1972年 & \begin{cases} (i) \phi = -18.90 + 90.49 \cos \lambda + 0.60 I \\ (ii) \phi = -29.36 + 74.83 \cdot \log_{10}(\cos \lambda) + 76.78 \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1973年 & \begin{cases} (i) \phi = -18.17 + 81.47 \cos \lambda + 1.88 I \\ (ii) \phi = -124.70 + 112.47 \log_{10}(\cos \lambda) + 176.53 \log(I) \end{cases}
 \end{aligned}$$

上式の(i)は太陽天頂角 $\cos \lambda$ と太陽X線強度 I をそのまま用い、(ii)はそれぞれに対数をとった。なお、 ϕ と I の単位はそれぞれDegreeと $10^{-3} \text{ erg}(\text{cm}^2 \text{ sec})^{-1}$ 。また、これらの場合にそれぞれ得られた、重相関係数、偏相関係数および確率誤差は以下のような結果になった。ただし λ と I は(a)の場合に $\cos \lambda, I$ 、(b)の場合に $\log_{10}(\cos \lambda), \log_{10}(I)$ である。

| 年 | | 重相関係数 | | 偏相関係数 | | 確率誤差 (%) | データ数 |
|------|---|---------------|---------------------|---------------|---------------------|----------|---|
| | | $r_{\phi, I}$ | $r_{\phi, \lambda}$ | $r_{\phi, I}$ | $r_{\phi, \lambda}$ | | |
| 1970 | a | 0.80 | 0.69 | 0.68 | 19.4 | 34 | 左図より、重相関係数は0.70~0.90となり、前回の0.6~0.7に比べてかなりよくなった。しかし、1970年、1973年については $\cos \lambda$ や I そのものよりも対数を用いた方が相関はよくなるが、1971年、1972年については $\cos \lambda$ や I そのものの方が相関はよくなる。また今回は、SPAと太陽天頂角(伝搬路上の最小天頂角と |
| | b | 0.83 | 0.74 | 0.73 | 20.7 | | |
| 1971 | a | 0.89 | 0.88 | 0.63 | 15.0 | 14 | |
| | b | 0.85 | 0.84 | 0.55 | 17.0 | | |
| 1972 | a | 0.76 | 0.74 | 0.48 | 22.6 | 40 | |
| | b | 0.70 | 0.66 | 0.40 | 21.2 | | |
| 1973 | a | 0.88 | 0.85 | 0.48 | 15.0 | 21 | |
| | b | 0.93 | 0.90 | 0.59 | 14.0 | | |

その中点における天頂角)、太陽X線強度および太陽電波(9540MHz)の間の統計的な関係を1970年1年間の場合について調べたが、相関係数は前日に報告した程度がそれよりもさらに悪くなり、1971年以後については解析を中止した。

太陽フレアの際に理論的に期待される、VLF電波に対する反射高の変化は、従来の電離層に関する研究結果を用いてかなりの正確さで計算できるはずで、それと上に得られた結果との比較検討は目下進行中である。

鎌田 哲夫 (名古屋大学空電研究所)

SPA資料は、地上において1~8 Å波長域の太陽X線フレアをモニタリングする唯一の極めて有用なものであることは、これまでこの学会でも報告し強調してきた。

今回は、1971年1月から1974年2月迄の3年間の Explorer 37 Satellite による1~8 Å波長域の Solar X ray フレア資料を用いて、これに対応して観測された NWC-豊川同線上での252個のSPAとの対応について、種々調査した統計結果を報告する。詳しくは学会席上でのべず、2, 3の主な結果を列挙すると、

- (1) X線フレアの開始時刻は、SPA現象のそれより先行する場合が多い。
- (2) Solar X ray フレア時の1~8 Å波長域の Flux 強度と、これに伴う VLF 位相高の低下との間には、指数関数による回歸関係がみられる。
- (3) Solar X ray フレア時の波長域の異なる X 線 Flux 強度の比と、VLF 位相高の低下との間にも、指数関数による回歸関係がみられる。

ということである。

遠距離伝播VLF電波位相に及ぼす降下粒子の 効果について

菊池崇, 永月清二, 寺島良子, 大谷寛 大内長七
電波研大吹.

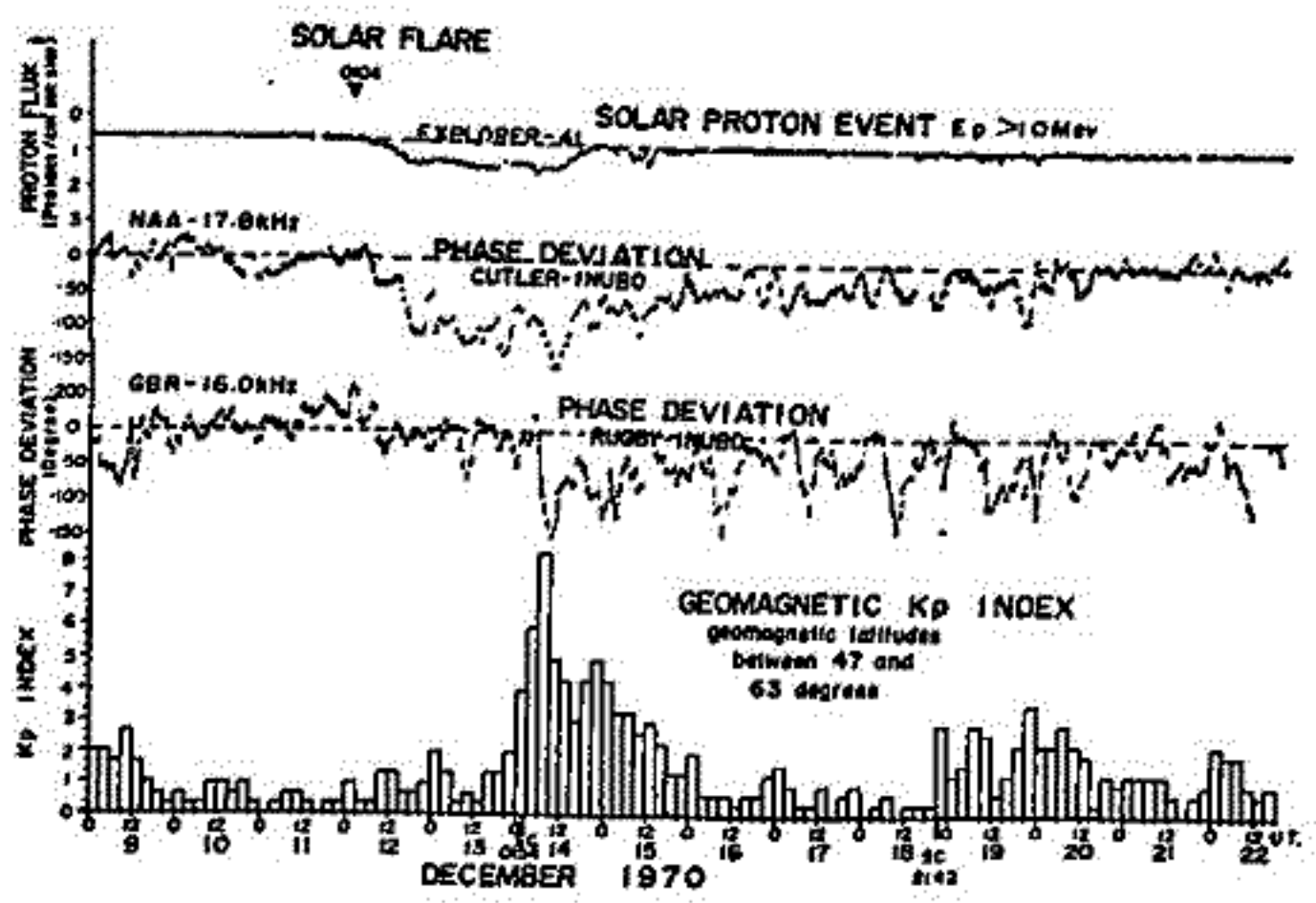
プロトンフレアに伴う高エネルギープロトンが極冠帯の下部電離層を異常電離し、HF、VLF等の電波伝播に大きな影響を及ぼすことはよく知られている(PCA, PCPA等)。石井他(1973)はSolar Geophysical Data (SGD)に見られる人工衛星のプロトンフラックスと、極冠帯を伝播するNAA 17.5 kHz (Cutler-Inubo)の位相変動を比較した結果、ほぼプロトン($E_p > 10 \text{ MeV}$)の強度変化と同じ形をした位相進みが現われることを示した。極光帯を通るGBR 16.0 kHz (Rugby-Inubo)に対しては、地磁気嵐効果が現われるやすく、比較的小さい擾乱に対してはこれがはっきり分離されることが示された(下図参照)。

これらプロトンフレアによるものの他に、NAA、GBR両回線には、年周を通じて10μF程度の位相変動が見られるが、これと、常時人工衛星で観測される1 MeV程度のプロトン及びKp指数との相関を調べた。1975年8月以降、SGDに見られるように1 MeV程度のプロトンフラックスは、概ね回帰性磁気擾乱に伴っているようであるが、両者のVLF伝播に及ぼす効果が分離できる例があるかと報告する。

本位相変動回線のHAIRU 13.6 kHz についてと同様の考察を加える。

参考文献

石井隆広, 羽倉幸雄, 寺島良子, 朝倉敬彦, 1973. 電波研季報 vol.19, p.175-197
「VLF電波の極域擾乱」



石井他(1973)による。

電離圏の異常現象の帯域性について

六田 邦太郎
(岐阜大学)

この報告は 1962 年から 1975 年までの約 14 年間の電離圏の帯域性に関する異常現象として表示されたものを整理したものである。

まず、*flare*, 宇宙線の *Forbush decrease*, 地球磁場の *Sc* および *Sg* 帯域の *minimum phase*, 電離層の f^oF_2 と f^oF_1 および f_{min} , *h'F* についてその活動性の中核上の現象の時刻 (accuracy は 10min 程度) から現象の日 (1000h, 1500h, 2000h) ととり出し、これらを一帯性電離圏の異常現象時とした。したがってこの中には 1966 年 7 月の *Proton Event* や 1972 年 8 月の *August Event* のような典型的なものは、特筆すべき現象時もあるが、まず、地球磁場の *Sc* 帯域で他の *project* に比べて異常 (報告されたものも含む) 現象もある。

そこで、いま、この期間で最も顕著な *August Event* (1972) の電離圏の異常現象のモデルを考えた。即ち、異常現象のパターンとして *flare* - *f_{min}* の上昇 - *minimum* の *Sc* 又は *Sg* - *Cosmic Rays* の *Forbush decrease* - f^oF_2 減少と $h'F$ の上昇 - f^oF_1 の増加と $h'F$ の下降 という一連の現象の報告されたことである。しかし、14 年間に 1000 回程度の異常現象時 (帯域性参照) のうち、このパターンを満足するものは 20 回程度であり、他は上記 *project* 帯域性参照) のうちの 1 つ以上を欠いている。この点から、前者は 1000 回程度ある異常現象のうち、その規模のせいで大きいもの 300 回^①と見られ、次の 2 つの種類の合計の統計処理を行う。 (以下は帯域性参照) (1000)

- A 磁気嵐時について上記 *project* (△) のどれか 1 つを欠けているものを 1 つ取り除く。これを A 分類法と名づける。
 - B 磁気嵐時の 宇宙線の異常 (減少) の電離圏の異常 (帯域性参照) のあるもの。これはその双方があるもの 3 つに合せる分類法。これを B 分類法と名づける。
- 即ち *Magnetosphere-Cosmosphere* に典型的パターンがあるもの (M-C-I-Storm と呼ぶ)
Magnetosphere-Cosmosphere に対して典型的パターンがあるもの (M-C-Storm と呼ぶ)
Magnetosphere-Ionosphere に対して典型的パターンがあるもの (M-I-Storm と呼ぶ)

この他に上記 5 つの *project* について考えると、決定的な *Combination* (即ち *Sc* と *flare* のみ) のみ、*flare* *f_{min}* f^oF_2 のみ (など) のみで、1000 回のうち 2 つを欠けるのは統計処理上の別の問題と見られるからこれ以上は注意しないことにする。

結果として、このに提出されたのは、上記の B 分類法による 2 種類の異常現象の *recurrency* および発生時刻の傾向についてである。

recurrency としては 太陽活動下降期 (1962-65, 1971-75) に比べて大きく減少傾向にある。太陽活動上昇期 (1961-71) に比べて増加傾向にある。

また、発生時刻の傾向として 太陽活動下降期には M-I-Storm が多く、太陽活動上昇期には M-C-Storm が多い。

ただし、このにいう下降期、上昇期は太陽黒点数 S_s の *max* と *min* の 1/2 程度おこなわれている。

大塩 光夫, 木所 常一
電波研, 電波研平磯支所

地磁気擾乱として回帰性磁気擾乱の生起の周期性が相対的に卓越する太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相を、先に1974年一年間に於けるFort Collins-平磯、9200料、15MHz標準電波に就いて調べたが、茲では1973-75年の三年間に就いて報告する。電界強度は毎時値の、0dBを最小値とした一日の平均値 $\bar{E} = \frac{1}{T} \int_0^T E dt$ ($T: 24$ 時間)によって表わされ、一日間の相対電界強度と名付けられた。地磁気資料は元来回線経路上のもの、使用が妥当であろうが、速報性の観点から神岡に於けるK指数が採用された。

解析結果の概要は次の通りである。

1. 地磁気擾乱の遠距離短波受信電界強度に及ぼす影響は遅れを生ずる故、当日の \bar{E} と前日迄の ΣK の平均値 $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Sigma K)_i$ (n :自然数)とが比較された。3年間を通じて、 \bar{E} と ΣK の平均値の、両者の逐日変化が相反する比率は、いずれの3ヶ年平均に於いても60%代であって著しい差異を示さないが、相対的に比率の大きい $n=2$ の場合(年の順に64.5, 64.6, 65.8%; 平均64.9%)、即ち当日の相対電界強度 \bar{E} と、前日及び前々日の ΣK の平均値 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 (\Sigma K)_i = \bar{\Sigma K}$ とが比較された。
2. $\bar{\Sigma K}$ に対する \bar{E} の変動の月別様相は、各年共に一様な傾向を有する。即ち旬配の絶対値は冬期緩やか(大略一定)、夏期急で、春秋期にその中間である。
3. 逐日変化の様相は、大局的には $\bar{\Sigma K}$ と \bar{E} との間の相反する関係を示すが、個々の逐日変化は必ずしも大局的变化と一致しない。故に上記1.の意味での当日の \bar{E} と $\bar{\Sigma K}$ から夫々前日のそれらと減じた差による日較差、 $\frac{d\bar{E}}{dt}$ 及び $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ が考察された。 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ に対する $\frac{d\bar{E}}{dt}$ の変動を示す関係図は、全四象限を占める。地磁気擾乱が増大すると相対電界強度が減少する第4象限、及び前者が減少すると後者が増大する第2象限の変動の様相は、 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} < 0$ として、従来の両者間の関係概念に当て嵌まる現象である。この場合の月別該当率 R は3年間を通じて約48%から約83%の範囲を取るが、'73及び'75年では R は春秋期に大きく夏冬期に小さい傾向を示し、'74年ではその逆の傾向を示し、同じ太陽活動極小期であっても年によって一様な季節的变化の傾向を示さない。'74年の夏期に於ける相対的に大きい R は、その期間に於ける急始型地磁気嵐の相対的多発に由来するかも知れない。又一般に夏期にMUFは低く、 $\bar{\Sigma K}$ の変動に対して \bar{E} は相反する変動の影響を受け易く、 R は大きくなると考察される。
4. 3.に於ける第4象限を占めるものは全体的には原点通過の直線を形成するが、第2象限を占めるものは一様な様相を呈さない。即ち地磁気擾乱増大時には相対電界強度は大略一様に減少するが、一方回復時には場合々々によって複雑多岐な増大の様相を呈する。
5. 3.に於ける第1及び第3象限を占めるものは、 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} > 0$ となって、従来の両者の関係概念に当て嵌まらないもので、'73, '74, '75年の順に夫々35.5, 35.4, 34.2%, 平均35.1%を占める。これは伝播中の反射高以下の電離層による電波の吸収と関係づけられた。即ち f_{1E} , f_{2E} , 及び f_{min} に於ける吸収の目安として、当該回線大圏経路に近い積内の f_{1E} , f_{2E} , 及び f_{min} と、当該経路に實際上含まれるJim Creek-大吹間のVLF電波(18.6kHz, 7620km)位相の9時地方時の値が採用された。経路上の一実近似の表現を含むにも拘らず、電子密度の増減は3領域共大抵の場合に相伴ない、吸収の増減に伴ない \bar{E} が増加する事が、年の順に64.2, 64.9, 61.1%, 年平均63.4%の場合に説明され得る。従って残る約1/8(=12.8%)の場合は、 \bar{E} が地磁気変動にも吸収にも対応しない不明の部分である。

石嶺 剛, 越前谷 春松, 森 哲造, 小角 鉄弥, 貝沼 昭司, 高橋 鉄雄, 竹内 鉄雄
郵政省 電波研究所 秋田電波観測所

電離層による無偏角吸収は一般に太陽天頂角に依存するが冬季にはこの一般則が成り立たなくなる傾向があり、これは冬季間に数日の規模で生起する、異常に大きな吸収に起因する。この異常吸収はD領域の電子密度増大に対応していると推測されるが、電子密度がどのような機構で増大するのか不明である。我々は擾乱時における長短波伝搬機構を解明するため、この冬季異常を筆直打上げ、長短波標準電波 2.5 および 5.0 MHz ならびに 40 kHz の受信、流星レーダ、気象ロケット等の観測資料を使って調査しており、今回はその中間報告として冬季異常時における長波受信電場のローカスの振舞、異常吸収と成層圏気象パラメータとの関係についての調査結果を発表する。

解析によると冬季異常時には長波 40 kHz 波の反射高度でも電子密度は増大し、日没後でもかなり長時間にわたって平常日に較べ大きいことが電場のローカスの振舞から推測される。また J J Y 5.0 MHz の電界強度、 f_{min} と長波 40 kHz の振中、位相を比較すると異常の極大が発現する日は一致せず、40 kHz 波の異常が先に発生する。したがって異常発生の際にはエネルギーは下層大気から上方伝搬してきたものと思われる。

また成層圏気象パラメータと冬季異常との関係では風系が一時夏型に変わり、すぐ冬型にもどった直後に発生する傾向にある。

川平浩二
(京大・理)

§1: 序

Winter Anomalyの原因に74は数多くの理論が提示されてはいるが、力学的立場からの説は、(i) D領域の nitric oxide, NOの反応係数が温度に依存する = cから、D領域の gravity wave 等による heating による NOの増大 (電子密度の増加による) あり、(ii) プラネタリ-波による E領域からの NOの輸送による D領域 NOの増大、(iii) polar region からの circulation による NOの南向き輸送による 中緯度 D領域 NOの増加、等がある。こゝでは、winter anomaly の scale, sudden warming の周期的、NOの life time 等の理由により、プラネタリ-波による NOの輸送が大きいことを考慮の下に、NOの連続の式とプラネタリ-波の連続の式を couple させて、realistic model を作り、NOの変化を調べた。

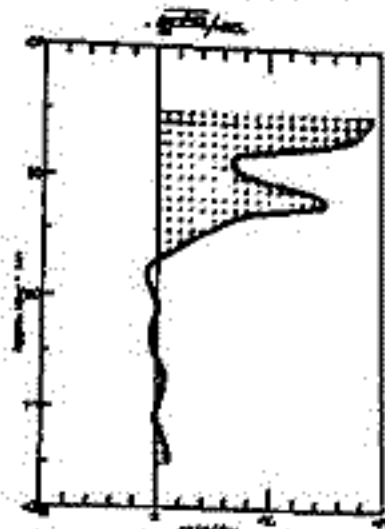
§2: 計算の process と結果

計算は、冬季平均の電圧と上下の = 次元を同じにして、定常プラネタリ-波の構造を求め、理想化して NOの連続の式 (Nicollet, 1955)

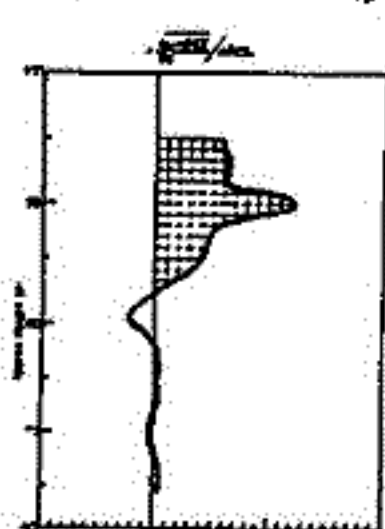
$$\frac{dn_{NO}}{dt} + n(NO) \nabla \cdot \mathbf{v} + [I+J + b_0 n(N)] n(NO) = [b_1 n(O) + b_2 n(O_2)] n(N)$$

に、波のに伴う擾乱場、温度の変化を与えて、perturbした NO を求めた、 $n = \bar{n} + \delta n$ 、 I, J, b_1, b_2, b_0 は反応係数、 b_0, b_1 は温度に依存する。 $n(O), n(O_2), n(N)$ は電子密度、酸素分子、窒素分子、窒素原子の number density である。計算は理想化されたプラネタリ-波の構造を求めた。

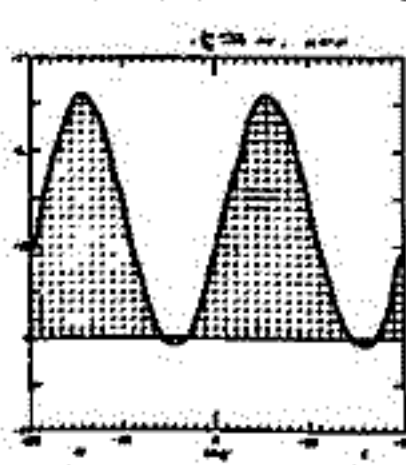
計算に用いたモデルは、同様に、各擾乱分布は Strover (1971) の model を基にして、30km ~ 120km に向けたプラネタリ-波の構造を、30km に向けた 260 g.p.m を与えた時の例。本図は、折り返し変化の時の擾乱に $n(NO)$ の flux convergence と Meira (1971) の $n(NO)$ の分布を比較し、同じ緯度 c_1, c_2 であり、前者は増加万の領域で、大電圧で、18に90倍近い NOの増加が得られることは示され、本図は radiative cooling & photochemical heating の折り返し現象をプラネタリ-波の構造と与えたときの同様の図である。大電圧は約 1.5 x 10¹¹ g.p.m、90km 付近に peak を見出し NOの増加が得られることは示される。本図は電圧分布である、擾乱の値は δn 、波の pattern は δn の値に依ることは示され、Thomas (1961) の擾乱の scale と一致する。



本1図. (折り返し) perturbed NO vertical flux convergence と basic NO の ratio. 10の増大を示す。波の構造



本2図 (折り返し) vertical flux convergence の basic values 10の増大を示す。波の構造



本3図 (折り返し) 90km 付近の電圧分布。波の構造は電圧分布と一致する。

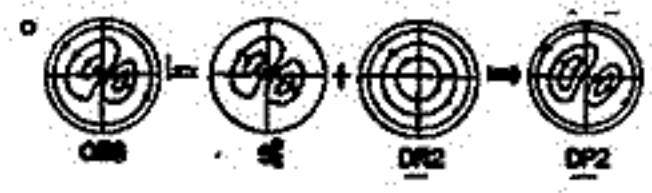
北村 泰一
九大 理学部

地磁気の Hourly Value のうち、1日11.21 矢と陸山 Bandpass Filter を通じ 数日周期変化を抽出し、全世界的にみると 3の電流系と12

変形 DP2 型電流図

S_q^P + (みかけ上の) 赤道西向き電流系

(11のDP2は赤道東向き電流, 変形DP2) と12のDP2の理由による



別図: ...

が存在すること。光の字会(新潟) ...

① 相 ... の期間 ... (32, 41) ...

② 赤道西向き電流 ... "anomalous" ...

と11) ... 今回 ... 見 ... sampling ... 10 ... 24 ... 10 ... 10 ... Huancayo ... 10 ... 10 ... 10 ...

1958 MAR 21 UT+12 ALL INCLUDED

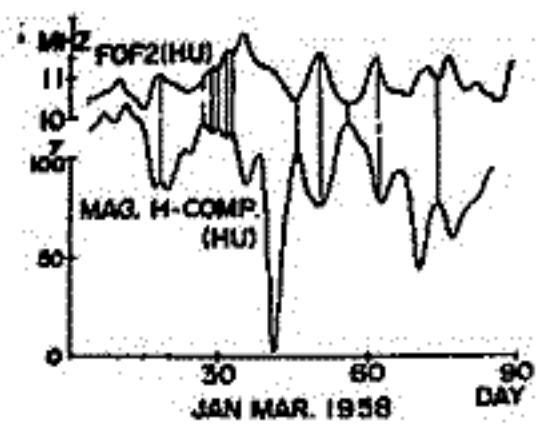


別図: ...

変形 DP2 型

S_q^P + 実在 赤道西向き電流系

と11) 電流系 ... 変化 ...



1958~1973年の柿岡、女満別および鹿屋の
地磁気太陽・太陽日変化 (III)

白木正規
地磁気観測所

(I)と(II)では、それぞれの三つの観測所、柿岡、女満別および鹿屋、における1958~1973年の地磁気太陽・太陽日変化(SとL)を解析し、その季節変化や太陽黒点数による変化について調べた。結果の概略は次の通りである。

| 季節変化 | S | L | 太陽黒点数による変化 | S | L |
|------|------|-------------|------------|----|--------|
| W/4 | 0.67 | 1.55 ± 0.03 | D+H+Z | 55 | 26 ± 5 |
| E/4 | 1.19 | 1.18 ± 0.04 | D+H | 57 | 42 ± 6 |
| S/4 | 1.34 | 1.96 ± 0.04 | | | |

ただし、季節変化は、各季節のレンジと年平均のレンジの比を示し、太陽黒点数による変化は、レンジを $\gamma_0(1+10^4 m R_{12})$ という Wolf の式で表わしたときの m の値を示している。これらの結果にみられる S と L の違いの原因の一つは、L には海洋のガイオモ作用による地磁気変化が含まれていることが考えられる。そこで、(III)では L の変化から海洋ガイオモの影響分を除いて L の季節変化と太陽黒点数による変化を再評価してみた。再評価の結果は、

| 季節変化 | L | 太陽黒点数による変化 | L |
|------|-------------|------------|--------|
| W/4 | 1.28 ± 0.04 | D+H+Z | 26 ± 6 |
| E/4 | 1.23 ± 0.04 | D+H | 62 ± 9 |
| S/4 | 1.99 ± 0.05 | | |

となり、季節変化の W/4 の値は 20% 程度小さくなり S の値に近づいている。また、太陽黒点数による変化では、D+H という平均についていえば S と L とはほぼ同じ値を示している。しかし、S と L の間にはまだ大きな違いがみられる。これは、海洋ガイオモの影響を除く方法が十分でなく、海洋ガイオモの影響が完全に除かれていないか、あるいは、S と L の違いは海洋ガイオモとは別の原因によるかと考えられる。これらについて更に検討する。

中緯度F層でのE層大陰静電場による Lunar Tide の数値計算

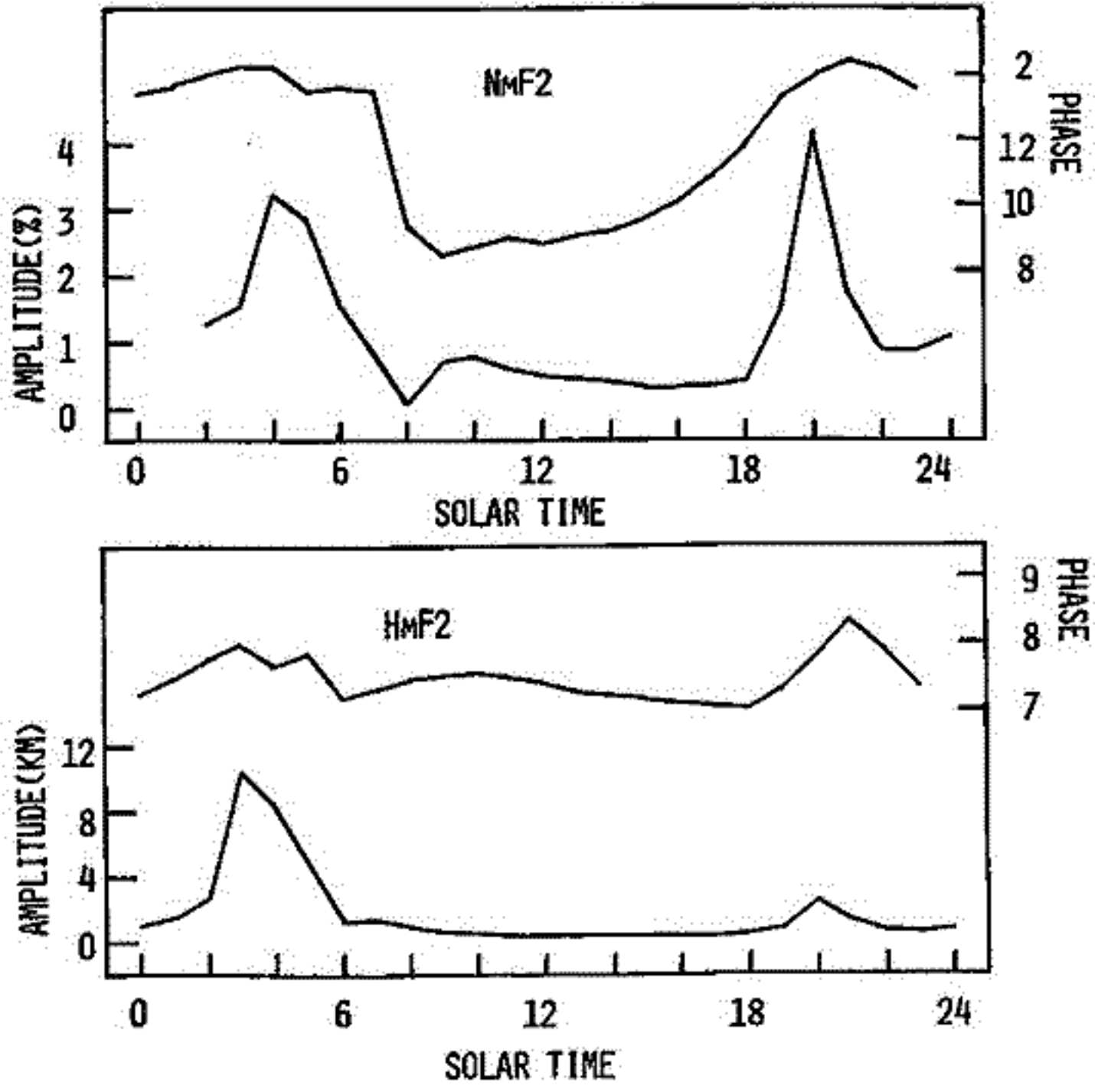
半田駿・前田理
京大・理

電離層F領域での Lunar tide は電子密度の F₂-Peak はた各高度での変化、F₂-Peak の高度変化の data を用いて解析されており、その形態に ついてはよく知られている。ところで、F 領域での Lunar tide のエネルギー源は、E 層以下にあると考えられる。従つて、F 層への伝播の形態は、中緯度長潮汐波動として直接伝播する場合、E 層の潮汐波動によりドリフト作用により作られた、大陰静電場が磁力線に沿つて伝播する場合の二通りが考えられる。今回は静電場の上向き成分によって生ずる電離層F領域での Lunar tide について数値計算をおこなった。

方程式系は前回(75 枚)のとおりであるが、上部境界を 100 km に変更したことに水素イオンも考慮することにした。従つて O⁺, H⁺, NO⁺ の連続方程式 (ただし、NO⁺ は $\text{div} = 0$ と仮定) と、イオン・エレクトロンの運動方程式、中性粒子の連続方程式を連立させて解く。一まず $\text{dip} = 25^\circ$ 、地理緯度 30° の地点について計算をおこなった。

図は、得られた結果の一部である。図の上からそれぞれ、F₂-Peak の電子密度、高度の Lunar 変化の位相と振幅の日変化を示している。(位相は、最初の Peak の Lunar time で表示した。) 結果を、data 解析の結果と比較すると良く合っている。従つて、中緯度F層の Lunar tide

については、E 層静電場によるものだけを考えても、十分その振舞いが説明できることがわかる。



Sq Focus 付近における電子温度 の異常上昇について

小山孝一郎, 平尾那雄
東京大学宇宙航空研究所

本誌は、これまで数回にわたって内之浦上空の電子温度の異常上昇について報告してきた。電子温度の異常上昇に関するこれまでの得られた性質は

1. 午前11時ごろに高度 100 Km 付近にあらわれる
2. 太陽黒点数の上昇と共に電子温度は上昇する
3. $\sqrt{\Delta F^2 + (H40)^2}$ の増加と共に電子温度は増加する
4. 電子温度が異常に増加している層の中において、
2つ入電子群が存在している

であった。

その経路や磁気データの詳細な検討を行った結果、この電子温度上昇はダイナモ電流の focus に近いところまで生じているらしいことがわかってきた。ここからは上に挙げた性質をもとにして電子温度異常上昇の生成のメカニズムについても論じてみたい。

電子温度の異常上昇に関して東大理学部福島直樹教授より御助言を賜った。ここに記して謝意を表す。

参考文献

Oyama, K and Hirao, K, P.S.S. to be published in Oct. 1976

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、(II)

前田 佐和子
京大理

地球磁時に起る T.I.D. は内部重力波によるものと考える立場から多くの理論的研究が行われ、Iris radar 等による観測結果に概ね一致する結論を得て来た。具体的には内部重力波の励起源、分散特性、中性大気と電離大気の相互作用等の問題が個々には説明されつつある。従って、それらの結果をふまえて現実に即した条件で数値実験を行い、現実の説明がどの程度できるかを調べる。前々回、前回の講演で、極域電離層電流に相当する源を仮定し、その結果もたらされる中性大気の擾乱について報告した。今回は、中性大気波動との相互作用による電子密度の擾乱を調べ観測結果との照合を試みた。

源、中性大気モデルは前回同様で Francis (73) の提唱した *pseudo-turbulence* による中性気体の風 (W_n) を計算し、次に drag 効果によるイオン速度 ($V_z = (W_n \cdot \mathbf{b}_b) \mathbf{b}_b$; \mathbf{b}_b は磁力線方向の単位ベクトル after Hooke (63)) を求める。図は計算の一例である。中緯度におけるイオンの垂直速度 ($V_{iz} = V_z \cdot \sin I$, $\sin I = 0.86$, I : dip lat.) の時間変化である。ほぼ同じ条件下にある France の St. Santin での IS radar の観測結果と比較してみると ① *Main pulse* について、F2 peak 付近での振幅が ±20 m/s、伝播時間が約 1 時間で観測によく一致している。② 計算では垂直方向の位相進行がみられず、T.I.D. 特有の *forward phase tilting* がおこらない。③ 波形は *pulse-like* なものと、*oscillation* の中間的な形に近づいている。

次に、高度 120 km から 500 km までの電子密度変化を計算する。中性気体による *recombination* と *diffusion* によるイオンの運動と、イオン生成率 (α) 損失 (L) の変動を考慮して電子密度に関する連立式を数値積分する。

連続式

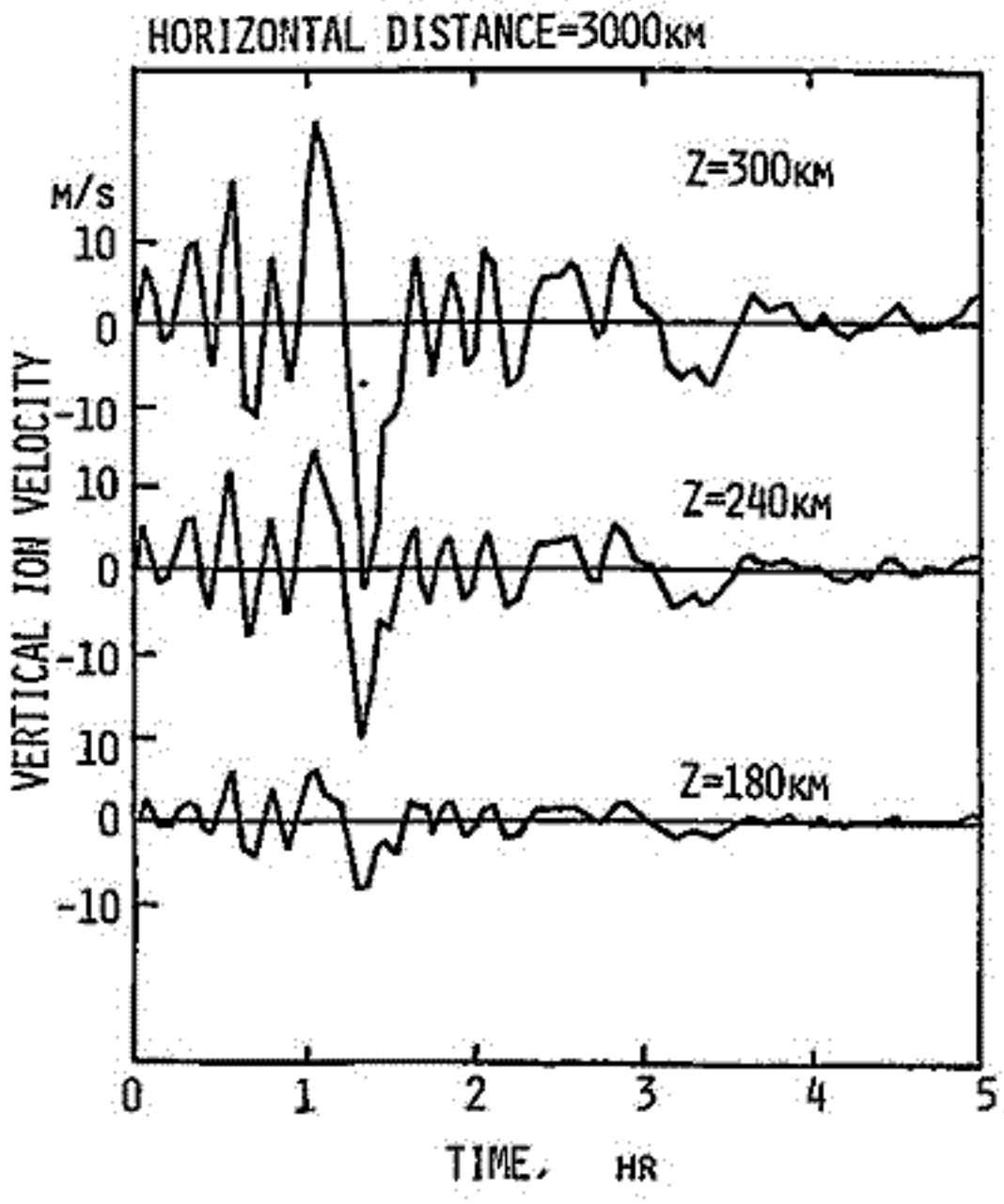
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n V_{iz}) = \alpha - L$$

$$V_{iz} = (W_n \cdot \mathbf{b}_b) \sin I - \frac{D_n \sin I}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$$

$$\alpha - L = \frac{-\alpha_0 \beta_0 (2\beta_0 + \alpha_0 \beta_0)}{(\alpha_0 \beta_0 + \beta_0)^2} n$$

D_n : 拡散係数
 n : 電子密度 (= イオン密度)
 α : 再結合係数
 β : 付着係数
 添字 0: 定常状態
 ' : 一次変動量

境界条件、初期条件
 $z = 120 \text{ km}$ $n' = 0$
 $z = 500 \text{ km}$ $\frac{\partial n}{\partial z} = 0$
 $t = 0$ $n = 1$
 注: 電子密度 (n_0) のモデルは *two-store model* に関する *two-store model* の観測結果 (71 Evans) を採用した。



井上 隆美
京大理

電離層下領域における赤道異常の磁気嵐時の変動形態とその機構を明らかにすることは中・高緯度での電離層研究との関連からも重要であると考えられる。

最近、中緯度電離層と熱圏circulationとの関係が、中性大気の組成変化、イオン・ドラッグの影響との関連を重要視されてきているが (RISHBETH, 1975)、赤道域の電離層嵐については、従来より主にE層電場がその主たる原因と考えられている (MAEDA & SATO, 1971 etc.)

とすると、静穏時に存在する赤道異常の嵐時どのような変動を示すのかについては、それが弱められる場合と、強められる場合の両方のtypeが起り得ること報告されているが (SATO, 1968, RAGHAVARAO & SIVARAMAN, 1973, 井上・類, *56回講演会)、どういふ場合にどちらのtypeが起るか等については、その形態は不明確なままである。特に、嵐時に及ぶ赤道域のE層電場の変化を知ることが重要だが、その点で JICAMARCA での I-S radar 観測の結果が期待される。

われわれは、下層赤道異常の嵐時における変動の形態とその機構を明らかにすることを目的としてその両面から検討中である。1983年9月14日のSCを伴う磁気嵐 (Dst^{min}-125γ) の event に因る限り、静穏時に比べて電子密度の増大とともに赤道異常は enhance されているが、AE index と対照させるとその enhancement は極域の嵐や暴合に伴って起ると考えられる。このことから、極域での電場変動が赤道域の電場分布を変化させる可能性あるいは極域での heating によって生じた中性風が赤道域まで及んで電子密度分布に影響を与えている可能性等が考えられる。

前回の講演で、中性風の赤道異常に及ぼす影響を仮想的に中性風パターンを仮定してモデル計算した結果を示したが、今回は静穏時の東向きE層電場 (daytime) が擾乱時に打ち消されたと仮定した場合を含めて、中性風による air drag の赤道異常に及ぼす影響について、結果を報告する。

H. Maeda (Kyoto University)

It has first been pointed out by Kohl (1963) that the ion drift in the F region of the ionosphere caused by electric fields that were communicated from the E region is somewhat different from that calculated by the formula $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ because of the momentum exchange between ions and neutrals. The effect of momentum exchange between ions and neutrals is usually called *ion drag* (effect of ions on air motion) or *air drag* (effect of air on ion motion). After that, a number of workers have considered this problem in some detail. It seems, however, that the effect of these drags on the motions of ion and neutral gases is not yet fully understood. The purpose of this paper is to express more clearly the effect at different altitudes in the upper atmosphere.

By neglecting all terms unnecessary for the present purpose, the equations of motion for neutral and ion gases are given by

$$\text{Ion:} \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + v(\vec{u} - \vec{U}) = \frac{q}{M} \vec{E} + \frac{q}{M} (\vec{u} \times \vec{B}) + \vec{g} \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{Neutral:} \quad \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{n}{N} v(\vec{U} - \vec{u}) = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} + \vec{g} \quad \dots \dots \dots (1)$$

Suppose that all the parameters included in these equations are proportional to $\exp i(\omega t + \phi)$ and that W (vertical wind velocity) = 0, we have a simultaneous equation and the following solution:

$$A_s \text{ (amplitude)} = (\alpha_s^2 + \beta_s^2)^{1/2} \quad \phi_s \text{ (phase)} = \tan^{-1} (\beta_s / \alpha_s)$$

where

$$\alpha_s = (C_s A + D_s B) / (A^2 + B^2) \quad \beta_s = (D_s A - C_s B) / (A^2 + B^2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} A &= (f^2 + \eta^2 - \omega^2) (vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) - 2\omega\eta (\omega Q^2 + 3\omega v^2 - \omega^3) + 2\omega\eta (vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) \\ &\quad + \eta v [2\eta (\omega^2 - v^2) + 4v\omega f] - 2f\eta v^2 Q_s \\ B &= 2\omega\eta (vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) + (f^2 + \eta^2 - \omega^2) (\omega Q^2 + 3\omega v^2 - \omega^3) - \eta v [4\omega\eta v + 2\omega (v^2 - \omega^2)] \\ &\quad - 2f\eta \omega v Q_s \\ C_1 &= Q_x \eta^2 v^2 - Q_x \eta^2 \omega^2 - 2Q_x \omega^2 v \eta + \eta^2 Q_z Q_s Q_c + \eta^2 Q_x Q_c^2 + Q_y Q_s (\omega^2 - \eta v) \\ D_1 &= Q_x (\omega \eta v^2 - \eta \omega^3 + 2\omega v \eta^2) + Q_z Q_s Q_c \omega \eta + Q_x Q_c^2 \omega \eta - Q_y Q_s (\eta \omega + v \omega) \\ C_2 &= \dots \dots \dots \text{ etc.} \\ D_2 &= \dots \dots \dots \end{aligned} \right.$$

with $\eta = n\nu/N$, $Q = qB/M$, $Q_s = Q \sin I$, $Q_c = Q \cos I$, $Q_x = QE_x/B$, $Q_y = QE_y/B$, $Q_z = QE_z/B$.

The calculated results are illustrated and discussed in comparison with those obtained by previous workers.

NOTE: s = 1 (for U), 2 (for V), 3 (for u), 4 (for v), 5 (for w)
 neutral wind comp. ion drift components

前田 憲一

京都産業大学理学部

電離層内の荷電粒子の電磁ドリフトは, Martyn によって研究され, その結果は 1953 年に発表された。また広野は, Hall 電流による F 層内垂直ドリフトを研究し (1952), さらに一般式を導いた (1955)。両者の結果は同じで, E 層ではドリフトは一般に小さく, F 層では次式で与えられることを示した。

$$V_x = -E_y \sin I / B_0 \quad (1), \quad V_y = [E_x \sin I - E_z \cos I] / B_0 \quad (2), \quad V_z = E_y \cos I / B_0 \quad (3)$$

これらの式を導く過程において, 次の事が仮定されている。

- オ1: 垂直電流は流れない。 $j_z = 0$
- オ2: 粘性(中性風)は無視する。
- オ3: 中性風は水平方向のみで且一様。

オ1 仮定は一般に容認されている。オ2 仮定は下層を対象とする場合, 問題とならないか。オ3 仮定は, 中性垂直風 V_{nz} をゼロとするものであるが, V_{nz} を生ずる力は, $\partial P_n / \partial z + \rho_n g$ だけとなく, この他に Coriolis の力と変位運動する荷電粒子との衝突も考慮する必要がある。しかし通常以前者をゼロとし, 後者の effects は考慮に入れない。この点に留意があるのではないか。

以上の観測から運動方程式(電子, イオン, 中性粒子)を立て, まず V_n を与える式を求め, 次に $V_{nz} = 0$ 即ち hydrostatic equilibrium の条件を apply して, その条件下の V_n を求める。この V_n と運動方程式とから, V_e, V_i を求める二次式を得る。

$$V_x = [\partial_{r_{xx}} E_x + \partial_{r_{xy}} E_y + \partial_{r_{xz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{xx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{xy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (4)$$

$$V_y = [\partial_{r_{yx}} E_x + \partial_{r_{yy}} E_y + \partial_{r_{yz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{yx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{yy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (5)$$

$$V_z = [\partial_{r_{zx}} E_x + \partial_{r_{zy}} E_y + \partial_{r_{zz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{zx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{zy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (6)$$

以上の他に, 電子については $j / e N_p$ による寄与がある。

$j_z = 0$ の条件を更に apply すると, 上式は変わるが, その影響は一般に下層や中高緯では僅小である。

(1), (2), (3) の旧式と (4), (5), (6) とを比較するため, 大気と電離層のモデルについて数値計算を行った。結果は一般に次のようになる。

- イ. (2) と (5) とはよくあう。
- ロ. (1) と (4), (3) と (6) はよくあわない。
- ハ. 赤道中心の狭い belt では, E 層でも垂直ドリフトは大きい。
- ニ. 極の E 層での東西ドリフトは $\partial P_n / \partial x, \partial P_n / \partial y$ によって生ずる。

粘性の値の取り方で, かなりの変化が生じるので, 注意を要する。

hydrostatic equilibrium の条件を $\partial P_n / \partial z + \rho_n g = 0$ とし(正しいこと)による影響が本質的に重要であるように思われる。

月の G.L.A 時間変化について (3)

亀井豊 前田 均
(京大理工)

G.L.A. (直訳で Geomagnetic Lunar Angle (time): 月の地磁気座標上の位置 (経度については時間で見られる)) の変化は、リニカカシの index を与える。月にある事象は、地球の磁場に近づく。しかし、電離層カレントによる磁場変化が月には表われない可能性がある。実際には現象が起る2つの場がある。ここでは2つの可能性について検討する。

- A) Lunar tides \Rightarrow Ionospheric current \Rightarrow Latitudinal Balance \Rightarrow Dist
- B) Lunar tides \Rightarrow Ionospheric Electric Field \Rightarrow Ring current particle \Rightarrow Dist

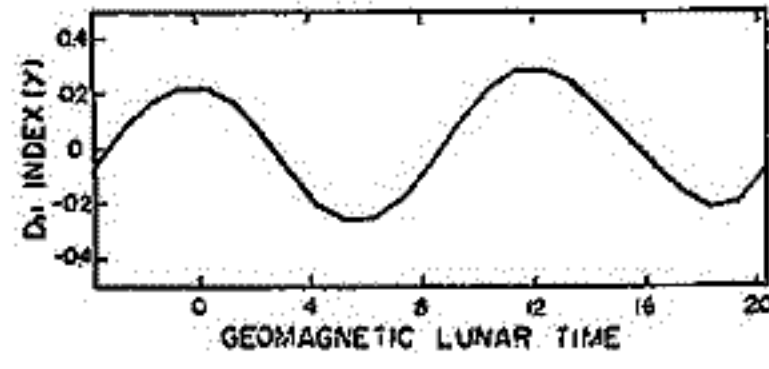
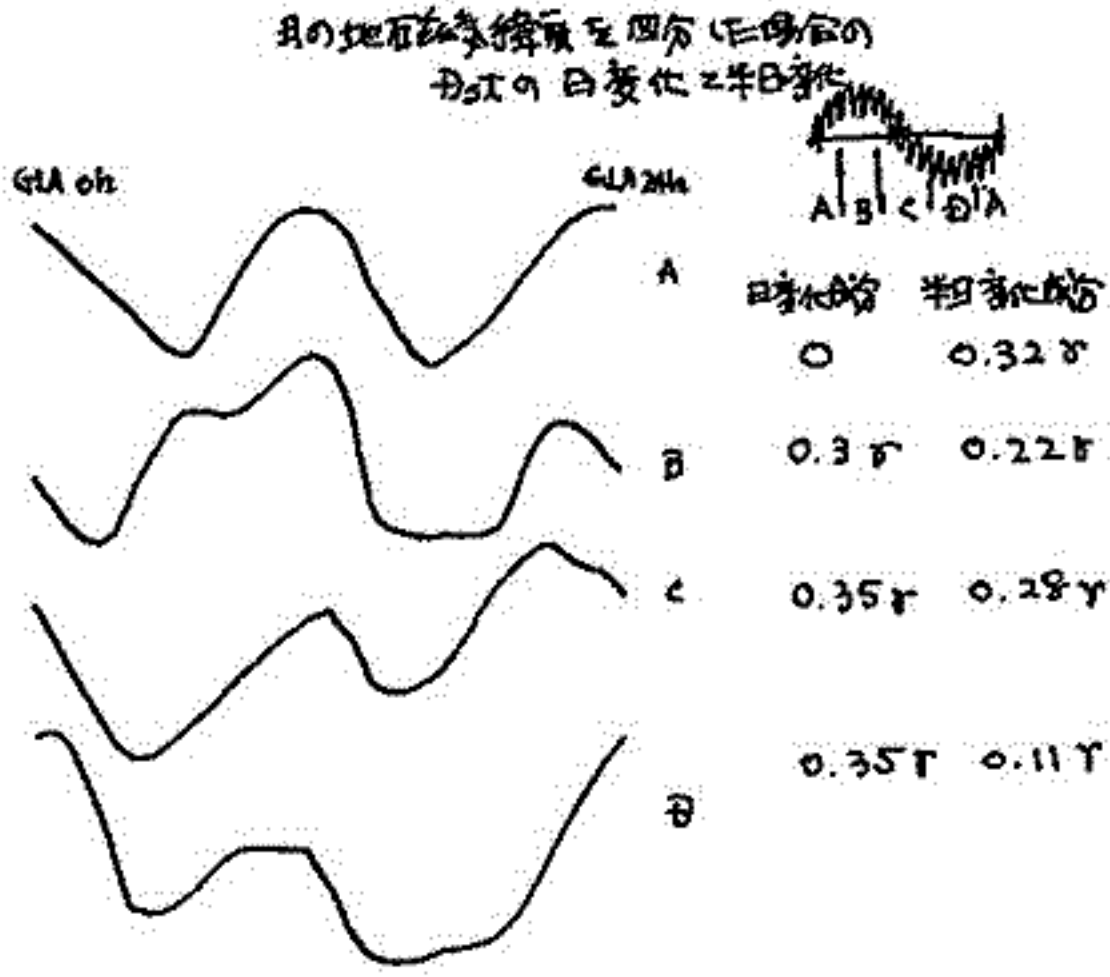
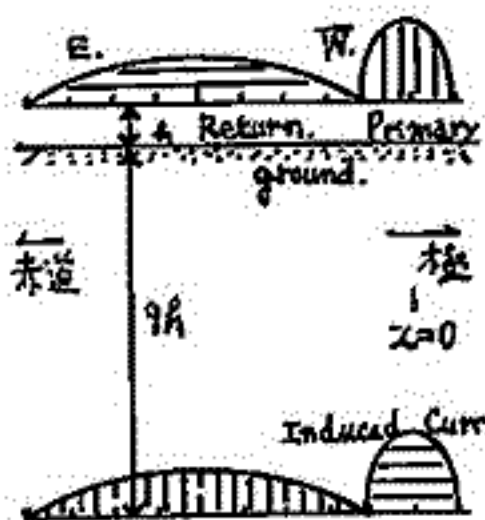


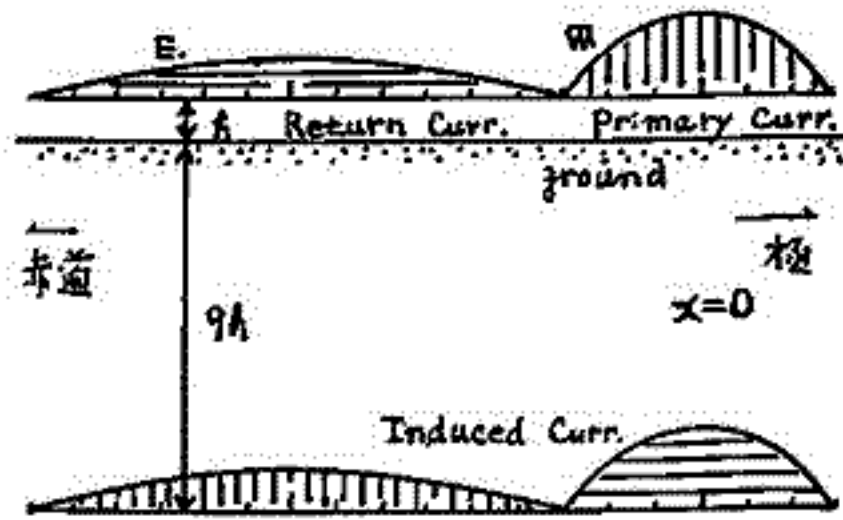
Fig. 15. Variation of Dist with geomagnetic lunar time.

鈴木 裕
(大阪大・工)

地磁気のデータを注意深く適用すると Auroral Electro Jet の動きが多少程度推測できる。しかし Jet を無限長線電流と仮定すると、 H_c より得られる Jet の動きは定性的に正しいが、speed など計算値とかなりずれる場合がある。この点を放物線型分布の Jet と比較してみよう。



※1図 a) 昼の電流系



※1図 b) 夜の電流系

電流系 (SCRASE, ※1図)

電流は高さ h の所を分布 $i = i_0(1 - x^2/b^2)$ で流れるとする。電流の中は $2b$ で午後 (westward primary curr.) では $b = h$, eastward return curr. では $b = 4h$, 夜にはそれぞれ $b = 3h$, $b = 6h$ とする。Induced curr. は高さ $h = 9h$ の所を流れる。

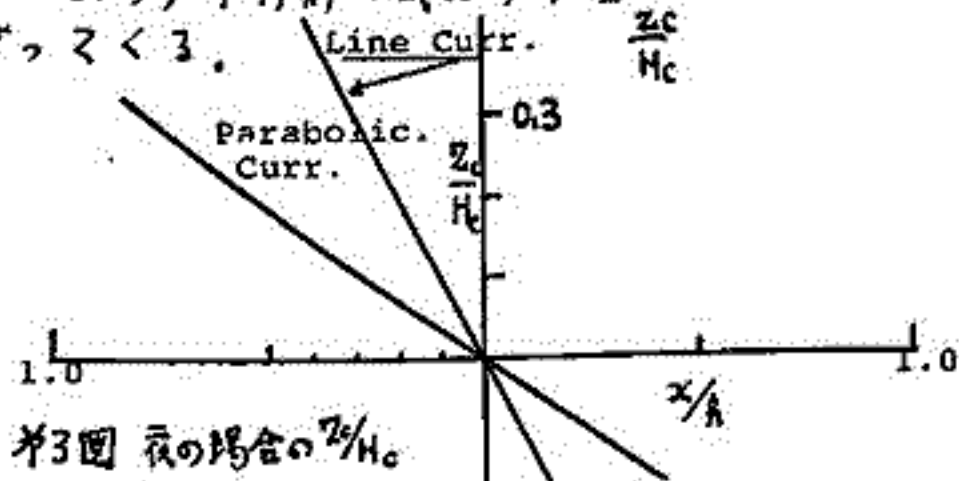
地上で観測される地磁気値 H_c, Z_c は、

$$H_c = H_{p0} + H_{p1} - H_{r0} - H_{r1}$$

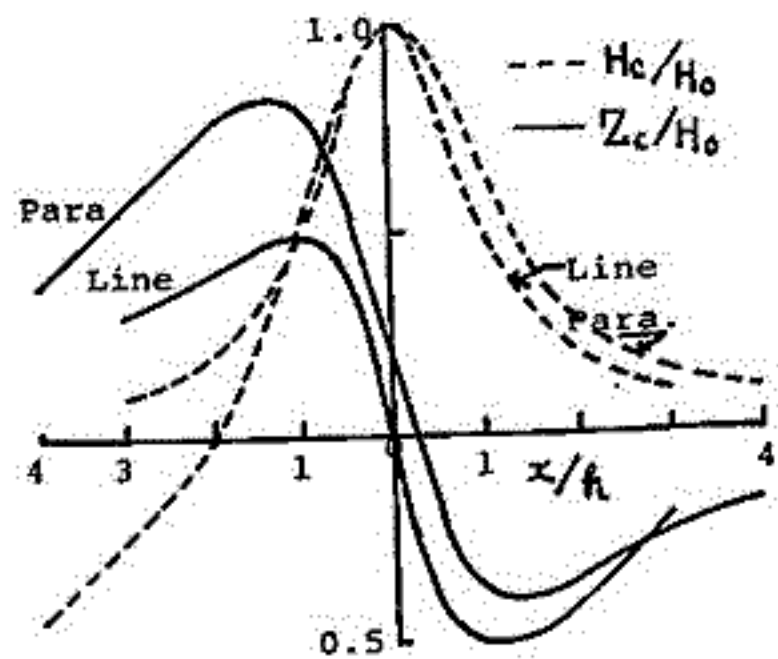
$$Z_c = Z_{p0} - Z_{p1} \pm (Z_{r0} - Z_{r1})$$

但し、添字 p_0, r_0, p_1, r_1 は primary curr., return curr. および、それぞれの induced curr. による磁場を表わす。結果を※2図に示す。図からわかる様に H_c は Jet の直下で極大を示すが、 $Z_c = 0$ の点は $h/4 \sim h/3$ Pole 側へずれる。

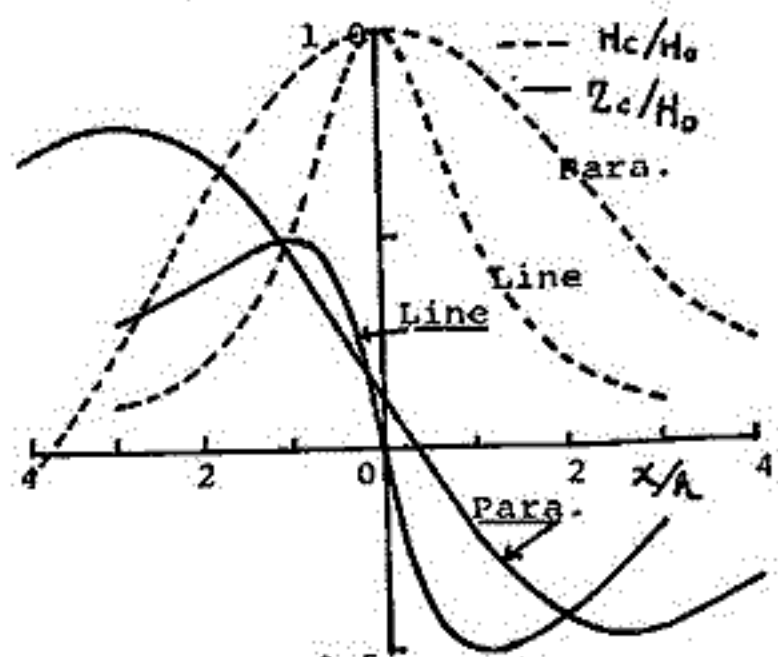
Line curr. では Jet の速さ v として、 $d(Z/H)/dt = \frac{1}{x} (dx/dt) = v/h$ で表わされ、 v は Z/H の変化で決まる。 Z_c/H_c の x による変化は午後の場合、Line curr. model と※1図 model で1割程しか変らない。しかし、夜の場合は両者に3割ほど開きがあり、4行前の式より v を求めると3割ほどちがってくる。



※3図 夜の場合の Z_c/H_c



a.) 昼の磁場変化



b.) 夜の磁場

※2図 磁場変化
 $H_0 = H_c(x=0)$, Para. は※1図電流系, Line は無限長線電流。

極域電離層電流 (N)

前川 浩一郎 ・ 前田 坦
 京大 京大

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

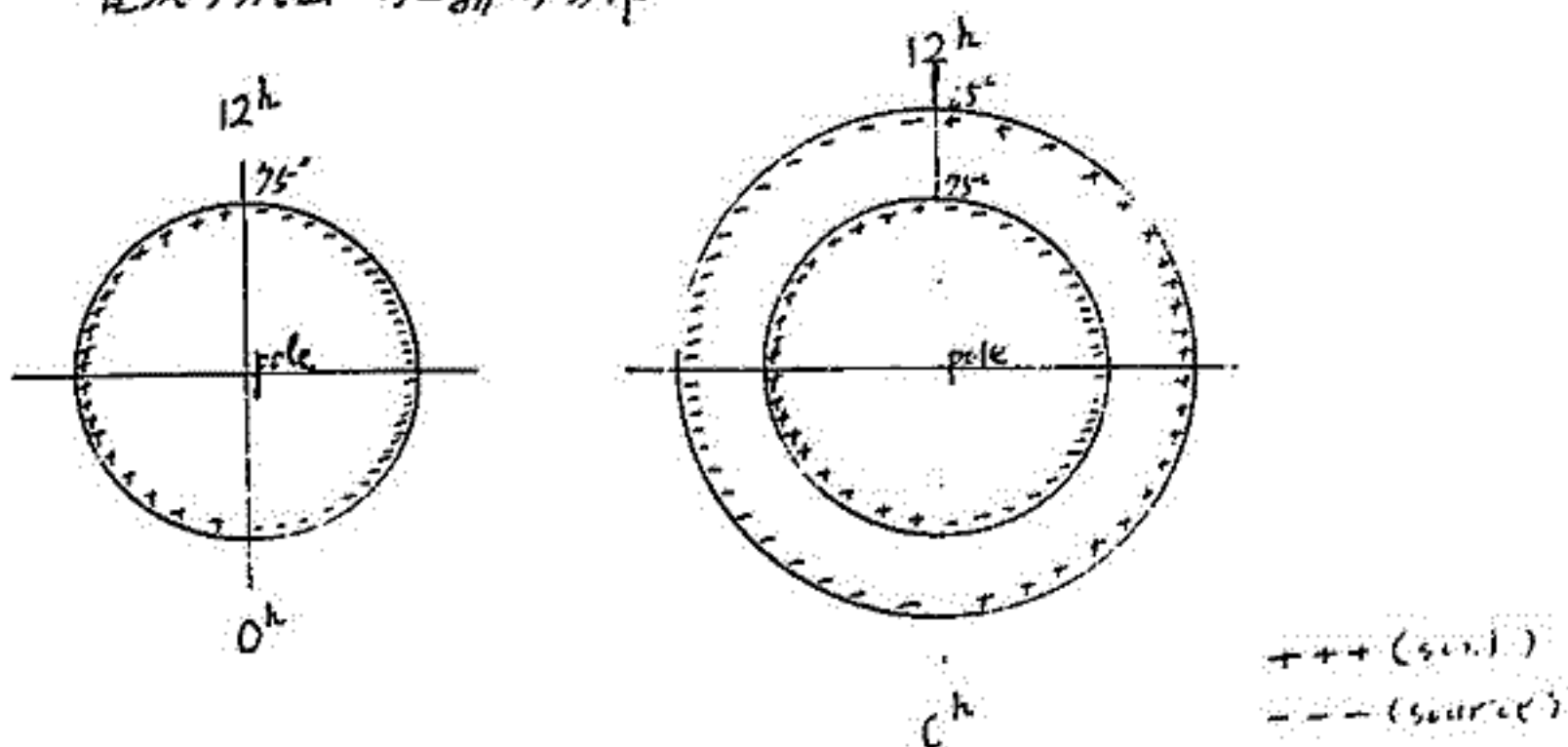
$\nabla \cdot j_{\parallel} = \pm j_{\parallel}$ の解を、次のような条件の下で、数値計算により求める。

(1) 電気伝導度分布を、単純な場合から一般の場合へ、段階的に変え、
 電気伝導度が電流系分布に与える影響をみる。

(2) j_{\parallel} の分布およびその総流出[入]量から、全体の電流系にどのような影響を及ぼすかを調べる。

(3) 更に、マイナ電場を印加させ、その寄与を調べる。

電流の流出[入] $\pm j_{\parallel}$ の分布

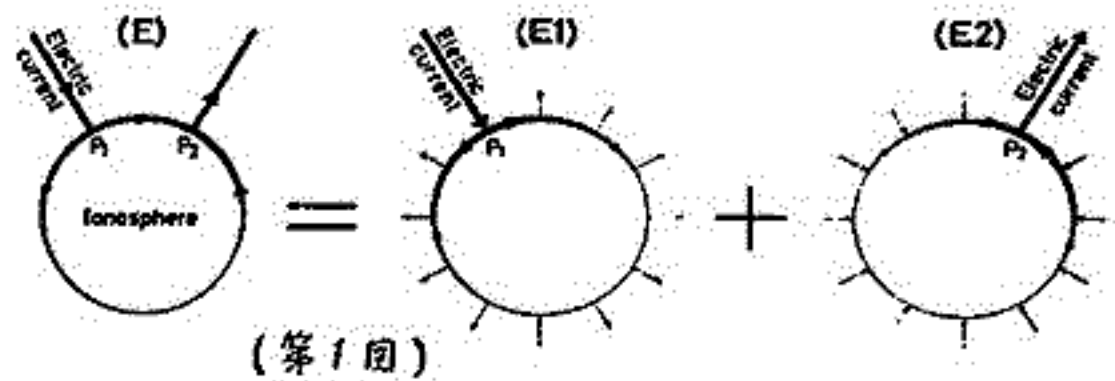


電離層・磁気圏内三次元電流系に伴う磁場に関する
一般基本定理とその應用

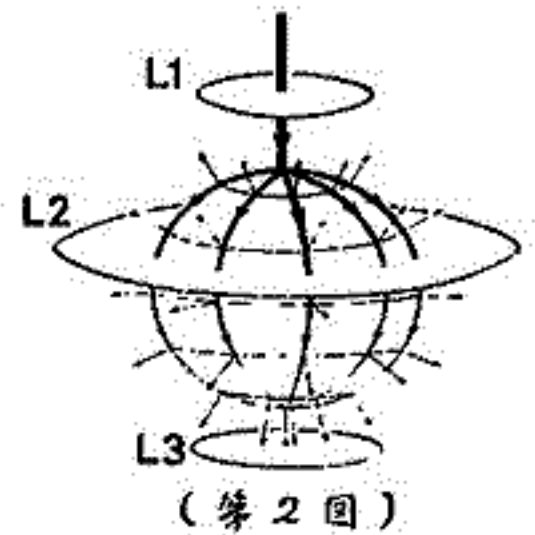
福島 直
東京大学理学部

磁気圏中の field-aligned current と電離層水平電流から成る三次元電流系が地上に及ぼす磁場を求めるときには、次の基本定理が利用されている。すなわち、電離層を平面で近似し、この平面に垂直に電流の出入があっても、電離層の電気伝導度が一様であれば地上には Hall current による磁場以外は現われないということである。換言すれば、電離層に垂直に出入する電流による磁場と電離層中の Pedersen current による磁場とは、地上では完全に相殺されているということである。

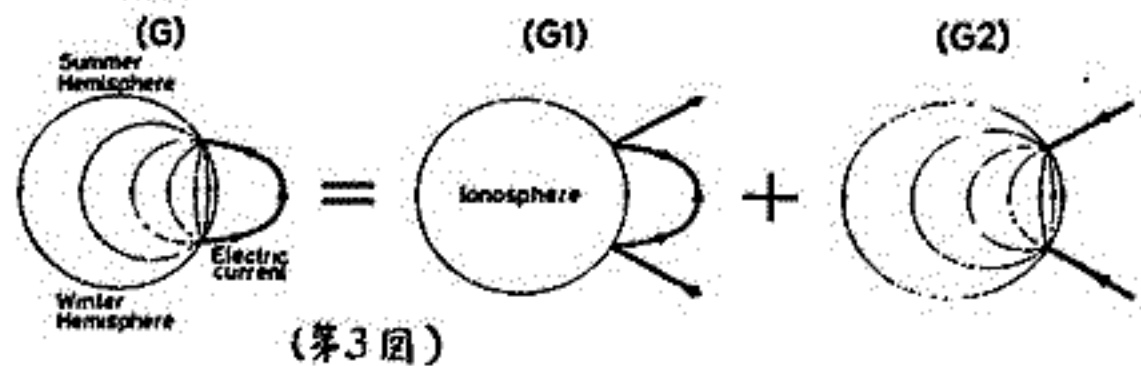
この定理は球面電離層の場合においても成立することが次のようにして証明される。第1図に示すように、電離層上任意の二点で等量の電流が電離層に対して鉛直に出入する場合 (E) を (E1) と (E2) に分けて考える。こゝに (E1) 電流系は、図の向きを変えて画けば第2



図に示すように、入射電流は流入点から電離層上で拡がる一方、電離層上各点から等密度で鉛直上方に流れ出していると考えられる。第2図の電流系は、線電流入射方向を $\theta = 0$ の軸とし、地球中心を原点とする球座標 (r, θ, ϕ) をとれば、電流分布は ϕ 座標にはよらない。従ってこの電流系がつくる磁場は ϕ 成分しか持たない。第2図中の $L1, L2, L3$ は、Maxwell の定理を用いてこの電流系が及ぼす磁場を求めるときに便宜上示した円板である。電離層より高いところでは、座標 (r, θ, ϕ) 地点で $H_{\phi}(r, \theta, \phi) = -\{I_0 / (4\pi r)\} \cot \frac{\theta}{2}$ と求まる。



こゝに I_0 は入射線電流の強さである。一方地球上においては、地上 colatitude θ の地点を結ぶ円を過って流れる電流がないため、いたるところで磁場は全くあらわれないことが証明される。



この一般基本定理を適用すれば、磁気圏・電離層にわたる三次元電流系が地上に及ぼす磁場を求めるときに、一例を第3図に示す如く、field-aligned current が電離層に対して鉛直でないことによる影響 (G1) と、電離層に鉛直電流が出入した場合の影響 (G2) に合わせて求めるとよい。

もし電離層電気伝導度が一様で、しかも Hall current がなければ、(G2) 電流系は地上に磁場を及ぼさない。一般には Hall current があり、また電離層電気伝導度が一様ではないので、それらの影響が現われる。この場合電気伝導度不連続のところではどのようにして電流が divergent free の条件を満たしているかにより、地上にあらわれる磁場に差違がある。

TRIAD 衛星による 南半球高緯度地方の field-aligned currents 分布; 1) 午前部分

藤井良一, 飯島 健, 福島 直, T.A. Potemra*
東大理, * APL / Johns Hopkins Univ

1974年6月から8月までの TRIAD 衛星のデータより、南半球高緯度地方の field-aligned currents の分布及び諸特性について解析した結果を報告する。

今回の講演では、対象を午前部分 03 MLT - 10 MLT に限定し、磁気圏及び電離層の静穏な時、荒れている時、各々の場合について、

① 位置 ② 電流が磁力線方向か 反磁力線方向か ③ 単層か二重層か

④ 電流密度

等について論じ、北半球に於ける観測解析結果と比較してみる。

その結果の一部は以下のようである。

- 磁気圏が荒れている時は静穏な時と比べ field-aligned current 分布は緯度的に低くなる
- 電流の向きとして、高緯度側は下向き、低緯度側は上向きである。
- 電流密度は 0.1 MA/m^2 から 10 MA/m^2 である。

南半球の解析で特徴的なことは 衛星の軌道が北半球とは異なり、緯度線に沿わず、経度線に沿うものが多いことである。

北半球の解析結果と比較すると

03 MLT - 10 MLT では高緯度側に入り、低緯度側から出るといふ二重層が卓越しているという点では 南北両半球とも一致した。

新たに分ったこととしては

- 軌道の特殊性から 同一の軌道で 単層と二重層両方の観測例が発見されたこと
- 5月から8月は南半球では秋から冬の季節であるが、電流密度は、高緯度側で 2 MA/m^2 、低緯度側で 1.6 MA/m^2 と北半球に比べ2倍程大きくなっていること
- 更に磁気圏が比較的静穏な時に磁場変動が W 型の四重層と考えられる例がデータの 10%程あったこと

等である。

本講演では 上記の統計の詳細と、その物理的説明を行う。

地磁気嵐後の外部プラズマ圏回復過程と 上部電離圏構造変化

丸橋克英
電波研究所平磯支所

磁気嵐が起こると磁気圏対流が強まり、プラズマ圏は外側からぼさとりられるようにな
さくなる。嵐が終ると対流も弱まり、擾乱時にプラズマホーズの外側にある磁力線を一
部は地球の周囲を回転するようになり、やがて新しい静穏時のプラズマ圏を形成する。こ
のようにしてできる擾乱時プラズマホーズと静穏時プラズマホーズとの間の領域を外部
プラズマ圏と呼ぶ。内部プラズマ圏は全体として電離層とつりあいの状態にあるのに対し
て外部プラズマ圏は全体としてプラズマが電離層から流れこみ最終的なつりあいの状態へ向
かう回復過程にあることが特徴である。これを電離層の側からみると、磁力線に沿ったイ
オン分布は上向きの大規模な流れを維持するような形をとり、電離層構造はプラズマ圏の回
復度に応じて変化することになる。ここでは電離層構造変化に注目して磁気嵐後のプラズ
マ圏回復を追跡する。基礎方程式は

$$\frac{1}{A} \frac{\partial(\pi_i v_i A)}{\partial s} = K n(H) n_2 - K' n(O) n_1$$

$$\frac{\partial \ln n_1}{\partial s} + \frac{m_1 g_s}{k T_i} + \left(1 + \frac{n_2}{n_e} \alpha\right) \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} + \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial s} + \frac{\partial \ln T_e}{\partial s}\right) = -\frac{m_1 z_{i2}}{k T_i} v_i$$

$$\frac{\partial \ln n_2}{\partial s} + \frac{m_2 g_s}{k T_i} + \left(1 - \frac{n_2}{n_e} \alpha\right) \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} + \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial s} + \frac{\partial \ln T_e}{\partial s}\right) = \frac{m_2 z_{i1}}{k T_i} v_i$$

境界条件は下層で n_1, n_2 を与え、残る一つは磁力管に含まれる H^+ の総量の時間変化が
上の方程式系と無矛盾に関係づけられるように

$$DN/Dt = F$$

を採用した。ここで N は磁力管の高度 3000 km 以上の領域に含まれる H^+ の総量であり、 F
は 3000 km における磁力線方向の H^+ の流量である。また微分は対流に沿って磁力管を
追跡したときの微分を長けす。磁気圏対流は赤道面上の点 (L, T) で

$$\frac{dL}{dt} = \frac{\omega}{2} \frac{L^4}{L_s^3} \cos(\omega T - \pi), \quad \frac{dT}{dt} = -\frac{L^3}{L_s^3} \sin(\omega T - \pi)$$

を与えた。上の方程式系解の一つの特性として、プラズマ圏の回復がある程度以上は進
ずるまで、例えば 1000 km 高度の密度回復が目に見えなくなる。この結果、外部
プラズマ圏領域の上部電離圏構造の変化の起こる特性的な時間が存在し、更にこ
の特性時間が緯度とともに増大するといふ特徴的な時間変化が得られる。

ADIABATIC MOTION OF CHARGED PARTICLES
IN THE MAGNETOSPHERE

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.

*ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

The characteristic enhancements of ring current particles with energies of about 1 to 100 keV, associated with magnetospheric substorms, were observed by Explorer 45 (S³-A) around the plasmapause in the afternoon to midnight region, and showed the characteristic structure called a "nose" in the proton spectrograms. Recently the magnetospheric storm or substorm associated charged particle enhancements (both electrons and ions) in the mid-night to morning side region have been also revealed.

To interpret these particle enhancements, we speculate the particle sources in the tail region which start to move towards the earth due to an enhancement or modification in the convection electric field. The simultaneous differential equations are deduced to present an adiabatic motion of these particles in the equatorial magnetosphere, under a recently proposed convection electric field and a dipole magnetic field.

Approximate equations of a bounce period, a second adiabatic invariant and a bounce-average azimuth velocity are given with inaccuracies less than about 10^{-3} for all pitch angles. The complete set of flow patterns of 90° pitch angle particles is also presented by means of stagnation lines through which radial drifts and/or azimuth drifts change their directions.

We assume the following conditions;

1. the geomagnetic field is a dipole field, its axis being perpendicular to the equatorial plane, and a field line is an equipotential,
2. changes in \vec{E} and \vec{B} are very slow, and the particle motion can be represented as a motion of its guiding center,
3. the particle motion is adiabatic, i.e. first and second adiabatic invariants (μ and J) are conserved,
4. there are no local energization and loss processes.

The examples of particle tracings including off -90° pitch angle particles in the magnetosphere give a basic concept to explain the newly injected particle populations in the magnetosphere (see the following presentations).

THE CONVECTION ELECTRIC FIELD IN THE MAGNETOSPHERE:
PLASMAPAUSE POSITION AND PARTICLE PENETRATION

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.
*ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

There have been a number of observations of charged particles in the magnetosphere related to magnetospheric substorms. It has been recognized that the convection electric field plays an important role in the motion of those particles by Taylor and Hones, Nishida, Kavanagh et al, McIlwain, Gurnett and Frank, Heikkila, and Smith and Hoffman.

Charged particle flow patterns in the magnetosphere, on the other hand, were first analyzed intensively by Chen, assuming a constant dawn-dusk electric field and a dipole magnetic field. Subsequently, the observed plasmopause and plasma trough locations by Ogo 4, Ogo 5, and Ariel 3 have been interpreted, introducing a time dependency of the electric field strength as a function of Kp (interplanetary magnetic activity index) by Chen and Grebowsky, Grebowsky et al, Chen et al. Kivelson also studied the dependency of Kp on the uniform electric field strength.

Recently, based on the observed electric field data (Heppner) and the shape of the plasmopause, Volland and Stern proposed the following electric field model as

$$\phi_E = AR^\gamma \sin\phi \quad \text{and} \quad \vec{E} = -\Delta\phi_E$$

with $\gamma = 2$. Maynard and Chen used this model to interpret the isolated cold plasma regions observed by Explorer 45. Then, Chen and Grebowsky, and Stern tried to explain the energetic particle enhancements in the evening hours observed by the same satellite, but Cowley still used the uniform electric field to interpret the proton nose structures.

On the other hand, McIlwain proposed his own electric field model E3(1972) and E3H(1973) including a corotation field in order to explain the observed particle data of ATS-5 associated with weak substorms. Konradi et al followed McIlwain's model and showed that the substorm associated particles observed by Explorer 45 came from along or beyond the injection boundary proposed by McIlwain and Mauk.

Here we examined the observed plasmopause positions, and energetic particle penetration distance and their energy, pitch angle, and local time dependences to determine the convection electric field, and criticize the above mentioned various models. The conclusion of our study is that the convection electric field at disturbed condition has an exponent of γ nearly equal to 2.4. Various characteristics of the shape of plasmopause and energetic particle penetration into the plasmopause are also discussed.

PENETRATION OF ENERGETIC PARTICLES ASSOCIATED
WITH MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.
*ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

Smith and Hoffman observed with Explorer 45 (S³-A) the storm-time ring current proton enhancements and found in the 90° pitch angle proton spectrograms the characteristic 'nose' structures inside the plasmopause. They concluded that those particles came to the lower L-value region from the plasma sheet or tail regions under convection, corotation, and magnetic gradient and curvature drifts.

We examined the nose structures in more detail and their characteristics are;

1. observable inside the plasmopause and in the MLT range from afternoon to midnight,
 2. mid-energy protons appear in the lowest L position,
 3. when the nose appears in the outbound orbit, most nose events show the nose structure in the inbound, too,
 4. change in nose edge positions and shapes of successive outbound, inbound, and next orbit,
 5. change in nose energy; nose edge energy of outbound is higher than that of inbound (in other words, nose edge energy in the early local time is higher than that in the later local time at later universal time,
 6. difference due to pitch angles and their changes; as for the particles with energies less than 20-30 keV the large pitch angle particles are detected in the lower L-value positions than the small pitch angle particles. The difference in position increases with time.
- Between these edges, there is an abnormal pitch angle anisotropy.

We succeeded to interpret the above mentioned all characteristics of nose structures by adiabatic charged particle motions in the magnetosphere with Volland-Stern electric field model. The calculation predicts particle penetrations at all local times and examined by observed morning side particle enhancements of both electrons and protons, whose energy spectrums are also presented and discussed.

木星磁気圏プラズマの加熱

西田 篤弘・町田 忍
東京大学宇宙航空研究所

Pioneer 10 に于て木星観測がもたらした成果の一つに、高温プラズマの発見がある。木星の中心から $10 R_J$ 程度まで延びる領域で観測されたプラズマは、予想に反して、数 100 eV に達するエネルギーを帯びていた。この熱エネルギーは、自転運動に対応する運動エネルギーよりもさらに大きいものであり、木星磁気圏に何らかのプラズマ加熱機構が働いていることを意味するものである。

加熱の機構として、いくつかの可能性が考えられるが、ここでは最も基本的なモードの一つと考えられる radial diffusion に伴う加熱について検討を行う。地球の磁気圏の場合と異なり、自転角速度の小さい木星磁気圏では、低エネルギーのプラズマも高エネルギー粒子と同様の拡散効果を受け、従って、拡散係数は高エネルギー粒子の方が解析から得られた値を用いることができる。粒子の source としては帯電層起源を考へるが、Goertz の指摘したように、赤道域の potential minimum に隣接した粒子群がある。これに存在するプラズマには、外側 ($r > r_0$) から加速を受けながら拡散してくる粒子と、内側 ($r < r_0$) から減速を受けながら拡散してくる粒子があり、平均エネルギーは二つのグループの相対比で決まると考えられる。

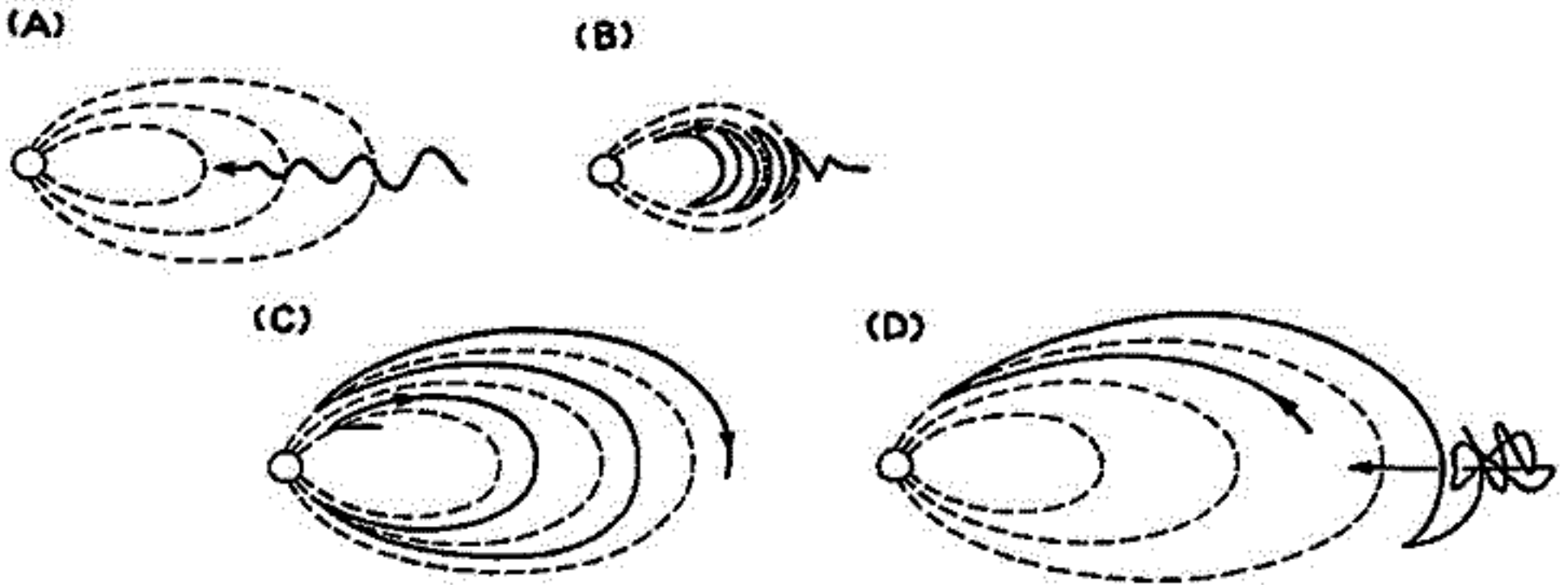
西田 篤 弘
東京大学宇宙航空研究所

昨年秋の本学会で、木星放射線帯における高エネルギー粒子の外部拡散の可能性を論じた。このアイデアは、その後 Iowa グループの T. 氏によって拡張され、再循環モデルとして知られるようになった。

附図は木星磁気圏内で粒子の移動を模式的にあらわしたものである。(A)は断熱量の減少が破壊される通常の radial 拡散で粒子のエネルギーは内側に粒子に従って上昇し、粒子の赤道ピッチ角は $\pi/2$ に集中する。その結果、内部磁気圏ではピッチ角分布が不安定になり、ピッチ角散乱がおこって (B) のように粒子の反射位置が低高度に移る。この過程においてほぼすべての断熱不変量が破壊される。そして、低高度で徹底的に拡散過程によって、(C) のように高エネルギー粒子が外に流出してゆく。

低高度拡散によって外に流出する粒子の赤道ピッチ角は 0 にピークを揃ったので、二流体的不安定の原因となる。その結果、粒子は (D) のように再び赤道面に集中し、その一部は (A) の過程によって再び強い磁場の中に拡散してゆき、加速を受け、このように再循環を繰り返すことによって粒子のエネルギーが上昇し続ける。このように再循環モデルである。単純な拡散モデルの難点である粒子エネルギーの高さは、加速の繰り返しのことによって説明できるわけである。

さてこのモデルが現実には木星放射線帯を支配しているかどうかは、いくつかのファクターに依存している。主なものを挙げると、(i) 内部磁気圏でのピッチ角散乱の効率、(ii) 低高度での拡散係数、(iii) 外部磁気圏赤道面でのピッチ角散乱の効率、がある。これらは、いかにしても未知の量であるが、現在得られている情報を用いて、再循環モデルの現実性を検討する。



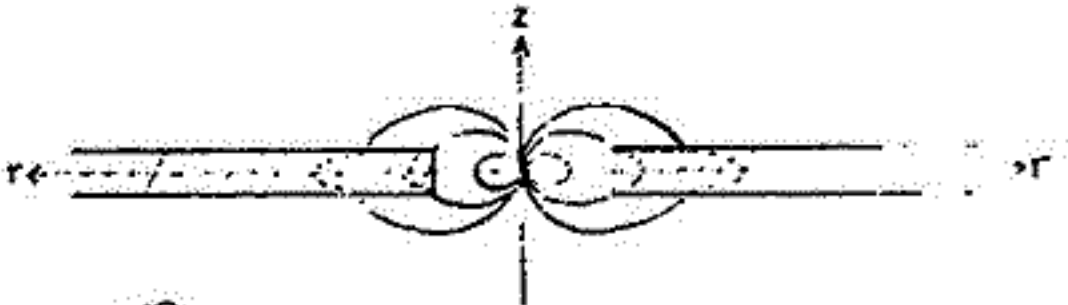
I-53 木星の Plasma Disk

- Aligned Rotator とした場合

大塚 寛 青山 隆司
東北大学 理学部

Pioneer 10号および11号が木星をかすめて観測を行なった結果地球磁気圏と異なり、木星磁気圏はそれ特有の構造を持つている事が明らかになった。その中の一つは、木星磁気圏の Disk 構造が上げられる、つまり電流帯が存在するため、Piddington や Icarus 達が予想していた $55R_J$ という磁気圏の大きさ（木星中心から *magnetopause* までの距離）より、Spin 軸に垂直方向に約2倍程度にも引き伸ばされた磁気圏が観測された。そこで我々は Disk 内の磁場構造、電流分布、密度分布、Plasma 温度、および Plasma の bulk motion との関連において明らかにするためモデル計算を行なった。

木星磁気圏のモデルとして、第1図に示した様に木星を Aligned rotator と仮定し、図中の r, z は円筒座標 (r, θ, z) での r, z 方向を示し、斜線部分が Disk region を示す。この Disk 内では Plasma は corotation 状態からはずれ、outflow を起こしている。Disk region は観測結果を参照し、 r, z および θ に対して、 $20R_J \leq r \leq 100R_J, -5R_J \leq z \leq 5R_J, 0 \leq \theta \leq 2\pi$ としている。この領域を記述する基本方程式は、



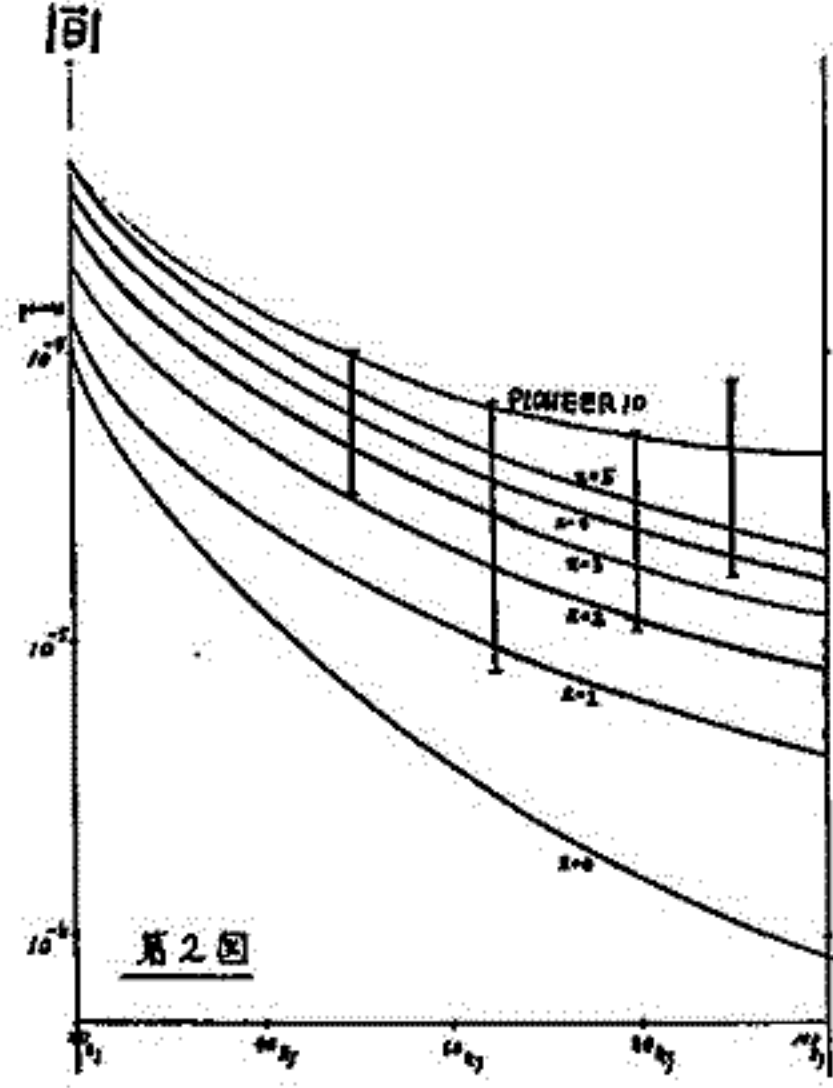
第1図

$$\left. \begin{aligned} \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} &= \vec{i} \times \vec{B} - \nabla P \\ \text{div}(\rho \vec{v}) &= c \\ P &= NkT \\ \text{div} \vec{B} &= 0 \\ \text{rot} \vec{B} &= \mu_0 \vec{i} \end{aligned} \right\} (1)$$

を用いる。ここでは、定常状態を考え重力は他の力に比して小さいとし無視する。又、全ての量は慣性系で記述している。さらに z 方向への Plasma 流及び電流が存在しないと仮定し、Plasma 温度は Disk 内で constant とする。

Pioneer 10号の観測結果を利用し磁場を決定するが、その結果

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \pm \frac{r_0^2 B_{p0}}{r^2} \left\{ 1 - e^{-Dz^2} \right\}^{1/2} \\ B_\theta &= \pm \frac{r_0 B_{p0}}{r} \left\{ 1 - e^{-Dz^2} \right\}^{1/2} \\ B_z &= \frac{r_0^2 B_{p0}}{r^2} \int \left\{ 1 - e^{-Dz^2} \right\}^{1/2} dz + c' \end{aligned} \right\} (2)$$



第2図

(符号は、 $z > 0$ の時+を取り、 $z < 0$ の時-を取り) とする。第2図は、観測結果とモデル計算結果と、Disk の中心部に近づくにつれて、磁場が減少する事を示している。式(2)を用いて(1)を解けば、密度分布、Plasma 温度、bulk motion が、適当な parameter D 及び c' 、初期値に対して、unique に決定される。なお、この model は、磁気圏構造、及び、密度分布と、この Solar Wind との相互作用について解明中である。

§ 1. 序

木星デカメータ波の放射は、木星極域電離圏でのプラズマ波動に起因しているが、その放射機構をコントロールしている要因の一つに太陽風の存在が予測される。このことは Pioneer 10/11 の観測によって明らかにされた木星磁気圏と太陽風との相互作用の大きさを考え合わせても充分あり得ることである。そこで、我々は、木星デカメータ波、特に Main Source より放射されるデカメータ波につき、太陽風の enhancement に対応したデカメータ波の放射強度の変動成分を調べた。

§ 2. データ解析

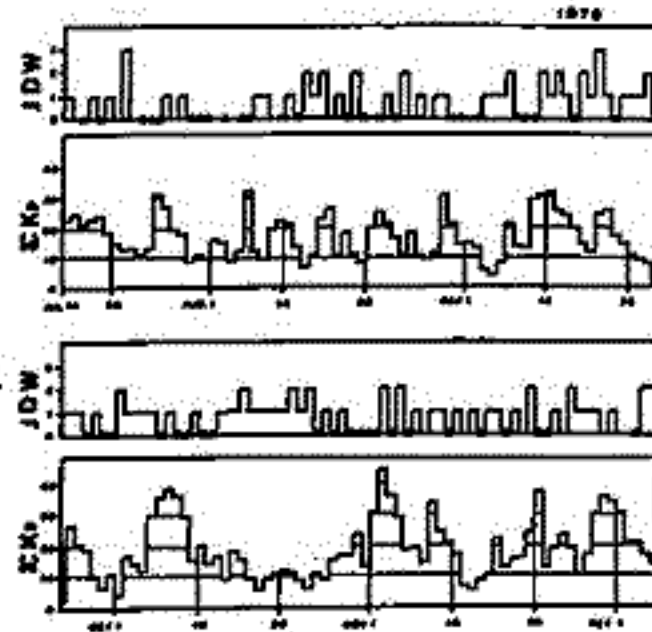
木星デカメータ波のデータは、1974年10月より東北大学理学部で観測されたものを用い、太陽風データは、地球における磁場擾乱指数である K_p インデックスを用いる。第1図には、1975年7月14日より1975年12月6日までの木星デカメータ波データ（受信強度を受信されない場合も含めて4段階にランク分けしてある）と同じ期間の ΣK_p を示している。解析は以下の三項目について行った。

- 1) Spectrum 解析
- 2) Cross Correlation 解析および
- 3) Dynamic Cross Correlation 解析

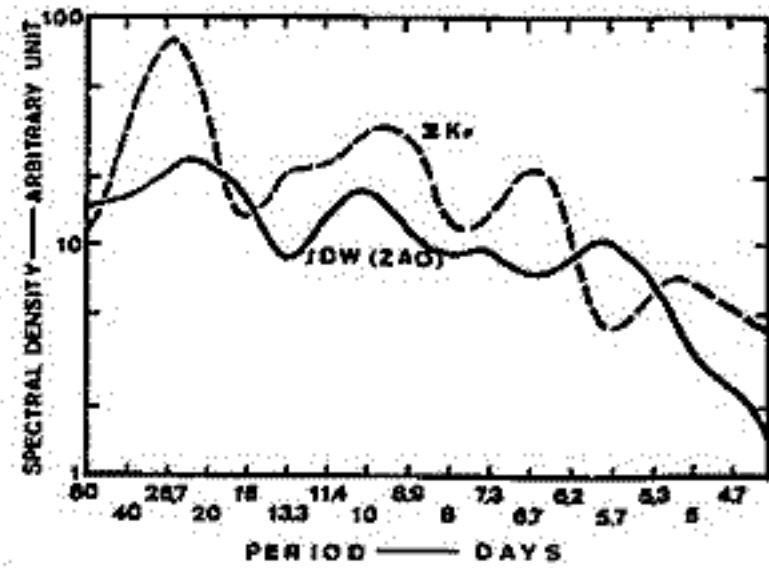
§ 3. 結果

1) 木星デカメータ波出現のスペクトルは、太陽自転周期にほぼ等しい25日に spectral peak を持つ(第2図)こと。さらに、

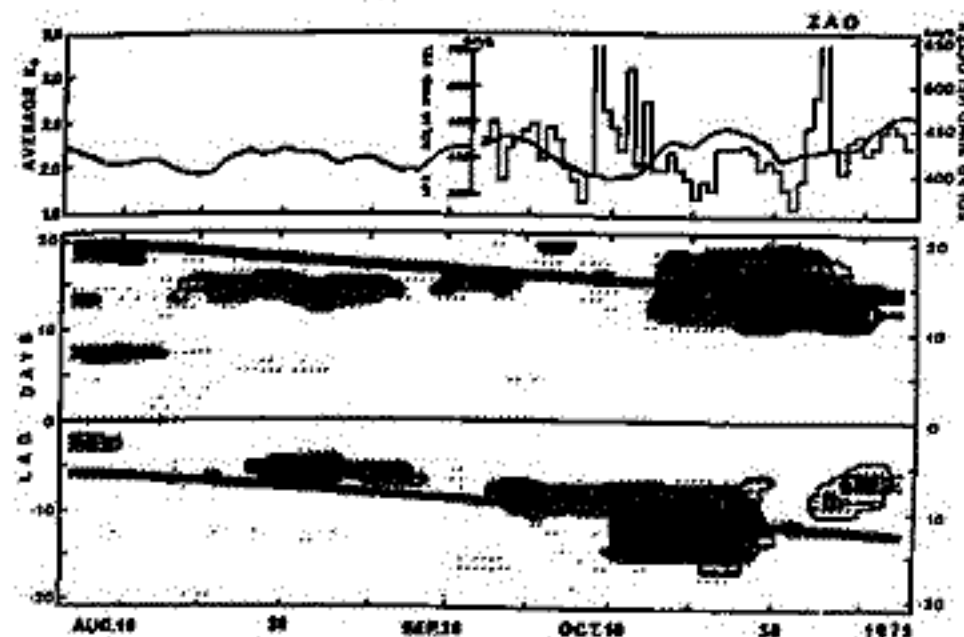
2) Dynamic Cross Correlation 解析の結果、太陽風と木星デカメータ波の間の相関関係は、太陽風スパイラルが地球と木星をクロスする時間差に依存し、かつ地球-木星の相対位置変化に伴う時間的変動とも良く一致する(第3図)ことが判明した。



第1図 木星デカメータ波(JDW)の出現と地球での磁気擾乱指数 ΣK_p との対応。



第2図 木星デカメータ波出現と ΣK_p の Auto Correlation Spectrum.



第3図 木星デカメータ波と ΣK_p の間の Dynamic Cross Correlation. 黒太線は地球と木星の相対位置変化を考慮した上で太陽風スパイラルが地球と木星をクロスする時間差。

大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤 哲朗 (東北大・理)

Development of a system for the observation of the Stokes parameters of the Jovian decameter waves has been started. The crossed three elements Yagi antenna (see Figure 1) is used for the main detector. The signals corrected by two orthogonally crossed elements are mixed to make the right handed circular component (R) and the left hand circular component (L) as has been given in Figure 2. The detected signals are arranged in the electronic system as has been given in Figure 3. The obtained values, I_R , $R-L$, I_L are intensities and ϕ is the phase; all these are known as the Stokes parameters.

These Stokes parameters give that the informations on the relations between the wave normal and the Jovian magnetic field at the source position, as well as the informations on the emission mechanism of the decameter waves. If the decameter waves are resulted from the conversion of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves, into the electromagnetic waves, the data may indicate that the emissions from the main source consist of the right handed circularly polarized waves.

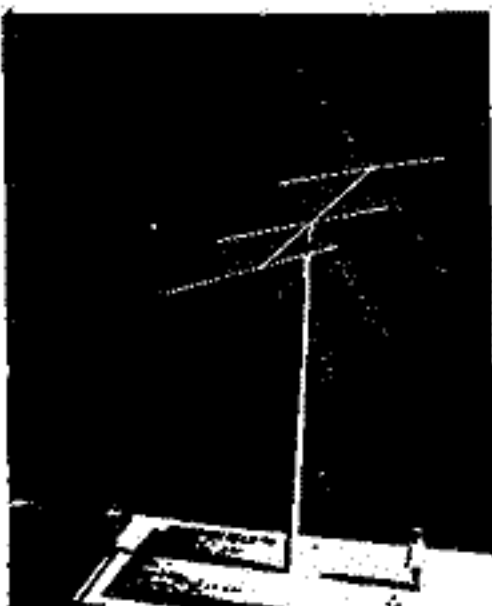


Figure 1.

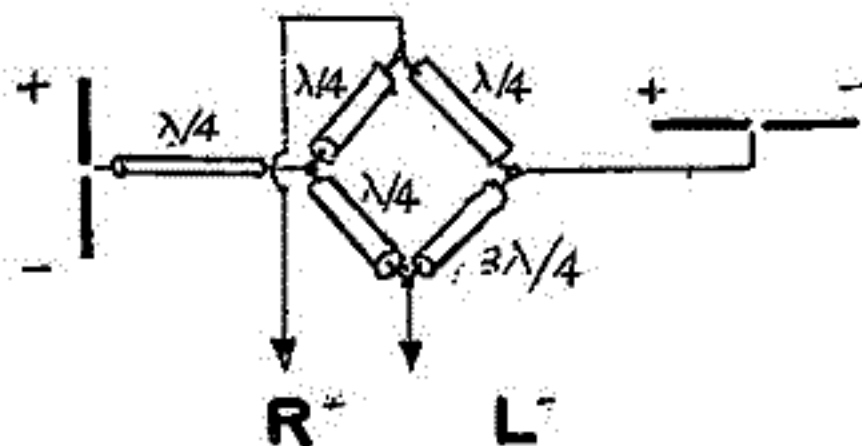


Figure 2.

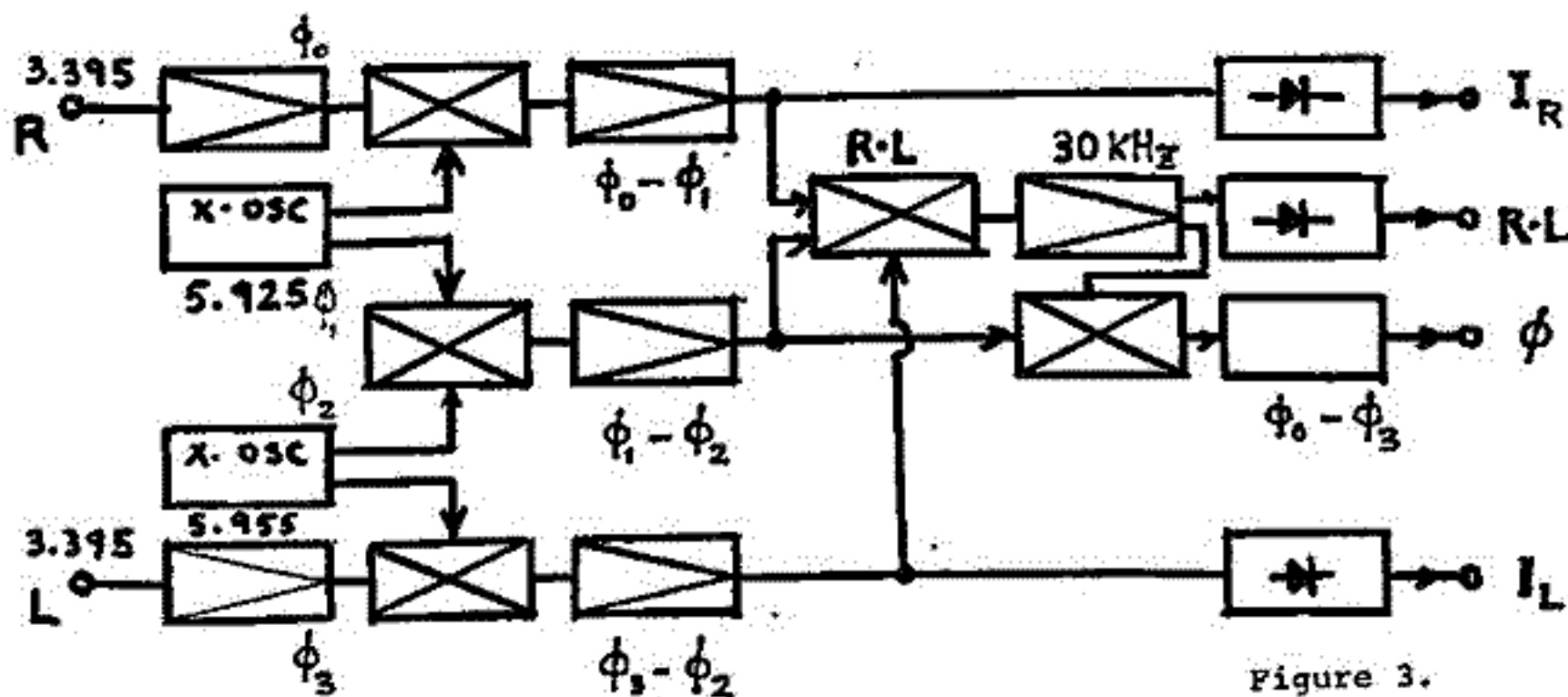
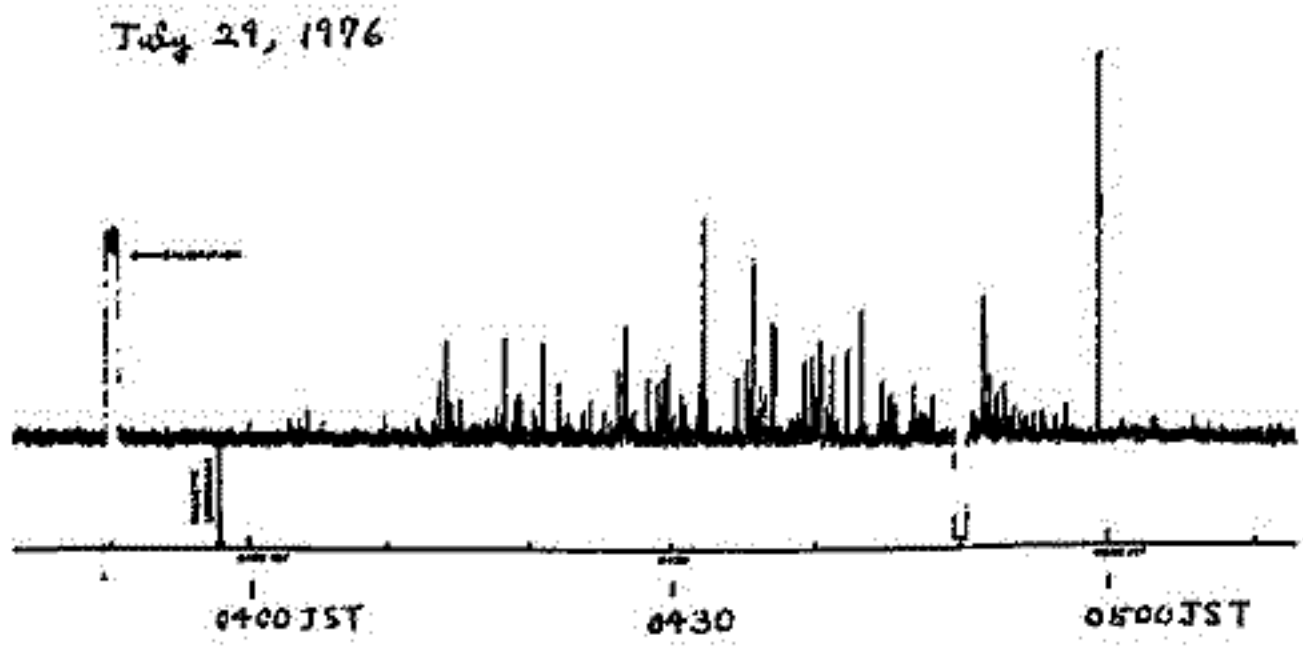


Figure 3.

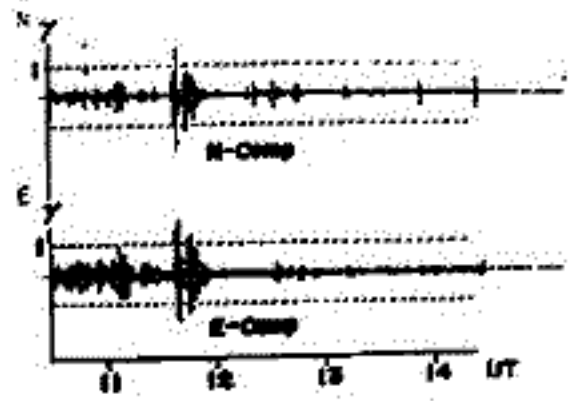
前田耕一郎, 小田進幸
(兵庫医科大学・物理)

1975年12月末より、京都府船井郡瑞穂町(北緯35°13.3, 東経135°21.6)において木星デカメートル波の観測を始めた。受信周波数は21.82 MHzである。受信周波数の決定に当っては天文用保護バンド(21.35-21.97 MHz)の中心である事、木星電波の強度は20 MHzから高い周波数へと減少するがまだ充分強い周波数帯である事、21 MHzの前半にハムバンドがあり既製の部品が得やすい事等を考慮した。受信機はLa Jolla Sciences社製のリオメーターで、混信を避ける為中間周波に水晶フィルターを挿入しバンド幅を~13 KHzにしぼって用いている。現在、受信機の時定数は約0.5秒である。1975年12月末~1976年3月の間、地上半波長の高さに銅線をつくらせたダイポールアンテナを設置し、テスト観測を行った。そして、東北大学の記録と比較した結果、比較できた5例については時間的にほぼ対応してエミッションが受かっている事がわかった。しかしダイポールアンテナでは木星電波の強度変化を調べるのに十分な程S/Nは良くない。この周波数帯では銀河からの電波が非常に強い(輝度温度~数万度K)のでノイズレベルは銀河により決定され、受信機の内部雑音は問題とならない。最小検出可能温度(ΔT_{min})は、銀河成分によるアンテナ温度(T_g)、バンド幅(Δf)、時定数(τ)で決定され約 10^3 Kである。 $(\Delta T_{min} \sim T_g / (\Delta f \cdot \tau)^{1/2})$ フラックスで $\sim 10^{-21}$ watt $m^{-2} Hz^{-1}$ に相当する。木星は点源であるのでS/Nを良くするにはアンテナビームをシャープにするが良い。しかしあまりシャープにすると観測時間を長く保つには追尾装置が必要となる。そこで、1975年7月以後の観測では中間的な性格を持つ3エレメントハ木アンテナを用いている。簡単な経緯台に直交させた2組の3エレハ木アンテナを取り付け、手動では方位、仰角共変化し得る構造とした。従って観測者が居る場合にはより良い条件で観測ができる。直交ハ木アンテナとしたのは円偏波を測定する為である。標準的記録はペンレコーダーにより30 cm/hourのスピードでとっている。下図は木星電波の記録の一例である。またテープレコーダーに収録し、バーストの細かい時間構造を調べたり、周波数解析を行う。今後、太陽風の情報を含む0.1秒~数秒の強度変動の解析、円偏波の測定を重点的に行う予定である。



蓮尾隆一 飯島哲二 坂角介 北村泰一
 九大 理学部

① 1976年初期から、相屋地磁気観測所、九大東才(10km)にて、SQUIDによるULF観測が実行されてきたが、同所は福岡市外を走る私鉄によるノイズのため、昼間の観測は不可能な状態にある。従って当方は夜間(0^h-5^hLT)に限らざるを得なく、移転を検討中であるが、一方において、電算機によるnoise reduction^機と試験中である(別稿SQUID磁気計の地磁気雑音対策 参照)



KASUYA APR 21 1976

② データ処理

記録はアナログMTに一度おまめられから、Sampling rate 5 Hzでデジタル化され、記録の高密度化された状態で保存される。解析時には、まず“Φ skip reduction”を施し、次に“amplitude rate selection”, “Bandpass Filter”の各プログラムを施し、最終的に“spectra”と“Polarization”プログラムを施して、イベントルや偏波状態が自動的にPLOT Figureとして出てくるようになる。

Fig. 1 例

③ 夜間ULFの一例をFig. 1に示す。Y軸は、1 mV以上ありてある。Fig. 2にそのスペクトルを示す。ほぼ100~200秒の周期があるが、詳細にみると、一連の現象はいくつかのtrainの連続であるように見える。

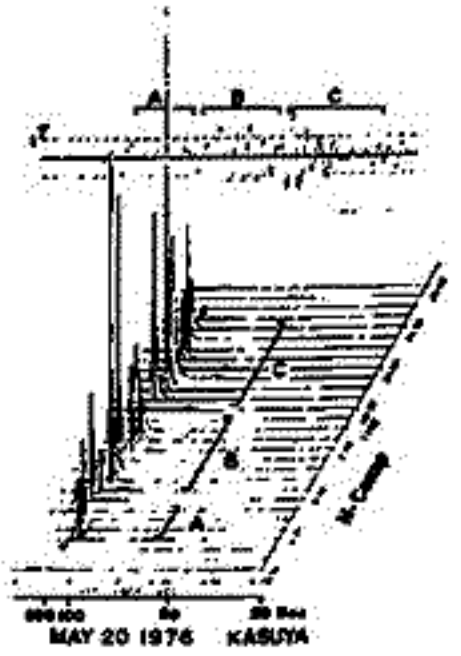
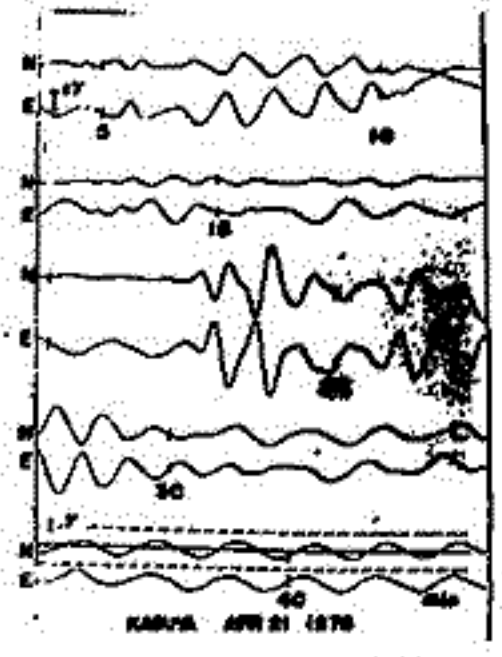


Fig. 2これらのtrainが同様のものを含むことは、Fig. 1の時軸を引伸(く)ねるとFig. 3に明ら



いである。つまり、Fig. 3に示した横軸の数字は“分”であらわしてあるが、20分は東面成分と南面成分は、互に“out of phase”であり、30分以内のULFは、“in phase”になっている。

先の学会で偏波角は地磁場の0°と90°に、この時刻から東北から南面へ方向、0°から90°の偏角をこの時刻に度々確認された、この“in phase”のULFは、磁場が1°傾く。この現象の時刻は、20-21時頃で、この“in phase”のULFは meridian と 45° 以上(3時間) 傾く方向

はこの source 面をこの方向と考えられる。磁場の傾斜の程度は、この方向と支持するものと考えられる。

SQUID磁カ計の低周波磁場雑音対策 (直流電化された電車からの影響)

坂 翁リ, 蓮尾隆一, 飯島哲二, 北村泰一 (九大理)

我々は九大の東方約10kmの地点(KASUYA)で今年2月から、SQUID磁カ計を用いて本格的な観測にはいった。しかしながら屋外の観測結果は雑音が多いためほとんど使われないうちであった。SQUID磁カ計はその性格上液体ヘリウムを必要とするので九大からあまり遠くに持ってゆくことは困難である。そのため我々はデータ処理の段階で、この雑音を消すことが出来ないうちと考へた。そのためにはまず雑音の特徴を知ることが必要である。この数ヶ月間の観測の結果とんは次の様な特徴を持つことがわかった。

- (1) 朝5時すぎから、夜12時すぎまで続く。
- (2) 磁場変動の偏波軸方向がある決った方向を向く。
- (3) 磁場変動がパルス的であり、垂直成分に最も強く出る。その大きさは水平成分の約5倍である。

観測地点を色々変えて調べた結果、とんはKASUYA南方約12kmの地点を走る私鉄電車が雑音源であることがわかった。たまたま4月の交通ゼネストの時に限りこの種の雑音が観測とんなかつた事からこの結果が確認とんした。KASUYAと私鉄線の位置関係を図1に示す。強いパルス的な磁場変動は地表面にほとんど垂直に向いており、とんは電車のノッチの入、断にともなう電流変化によると推察とんする。KASUYAで観測した場合、この磁場変動は水平面内ではほぼ南北方向を向き、その約5倍の大きさで垂直成分に出る(図2)。逆に言えば、垂直成分をモニターすることにより水平成分に含まれる雑音を差引くことが出来る。垂直方向の磁場変動の大きさの2割を南北方向成分から差引けばより、その結果南北成分がどの様に変るかを図3に示す。電車雑音に対する対策はまだ予備的な段階であるが、この雑音が以上に述べた様な状況で混入してこいるのは確かである。今後この方法でどの程度SN比が向上するが明らかにしてゆきたい。

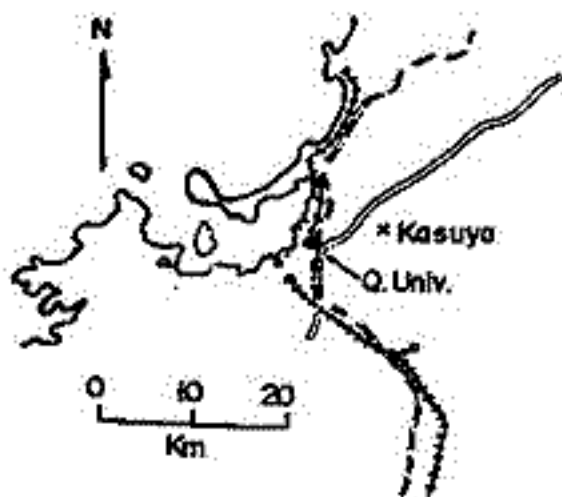


図1

- は国鉄在来線。
 - ==== は国鉄新幹線。
 - ++++ は私鉄線。
- あり特に南に伸びている線からの影響が非常に強い。

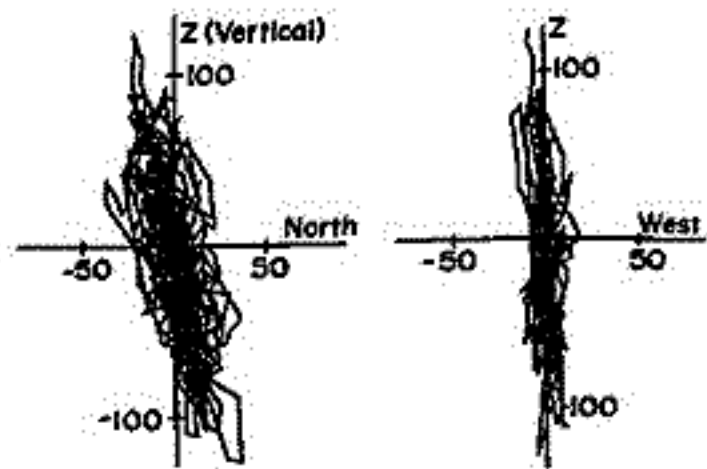


図2

目盛100がほぼ2割に対応する。

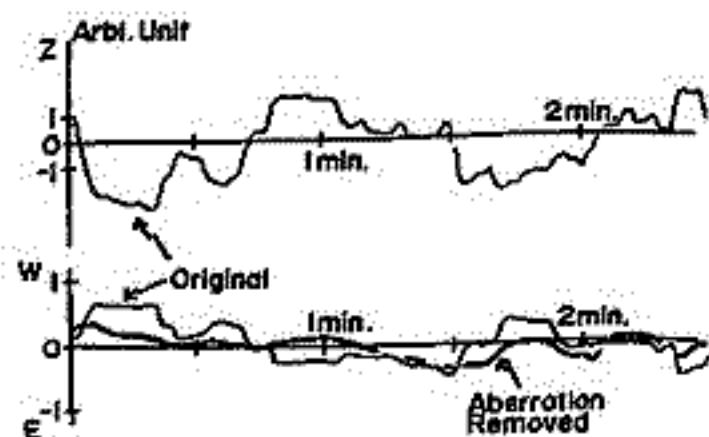


図3

目盛1がほぼ1割に対応する。

時系列データ(波動現象)解析システムの開発

先般の通り、本誌第10号
10月号に発表

今年末、当研究所に中型計算機システムが導入される予定である。これを機会として、

時系列データ解析システムを、以下の方針で現在開発中である。

(I) 処理内容

- i) 1系列又は2系列データを対象とする。
- ii) 本システムは思考錯誤処理を対象とし、データの開始日の選択、データ間隔の指定、フィルタの種類および解析方法の選択が、くり返し行えることとする。
- iii) フィルタは、low pass, high pass, band pass, band reject の4種類で、チェビシェフフィルタを用いる。
- iv) 波動解析の手法としては、Blackman-Tukey法、Cooley-Tukey法(FFT法)、自己相関法(Akaike法)、Maximum Entropy法(Burg法)を採用する。1系列の場合は、自己相関、パワースパクトルを、2系列の場合は、相互相関、クロススペクトル(絶対値、位相、coherency、伝達関数の絶対値、polarization パラメータ)を計算する。
- v) 出力形態としては、グラフ・ディスプレイ表示(ハードコピー付き)、XYプロッタ出力、ライニング印刷など。ダイナミック処理時には、グラフ・ディスプレイでの3次元表示、ライニング出力の重ね打ち、カラーディスプレイなど。

(II) 処理方法

バッチ処理とし、グラフ・ディスプレイを扱う言語環境と、グラフ・ディスプレイを
使わない一般の処理の2つを考えた。

今後には、システムの検証と、解析結果の紹介、検討など。

カナダ北極圏に於ける地磁気脈動の観測

— P_i2 の偏波 —

加藤俊雄, 青島, 藤, 高橋隆男
東海大 工学部

1974年8月19日から9月29日までの2週間におおきく、カナダ北極圏に位置する

Cambridge Bay (地磁気緯度 77.9°N, 経度 300.3°) と

Fort Smith (地磁気緯度 68.1°N, 経度 299.8°) とにおいて、地磁気
微細変動の同時観測を行なった。

現在までに、P_i2 やその他の脈動に関してフィルター解析イデジナル処理によ
る周波数解析、パワー スペクトラム及びパワー スペクトラル密度等の解析が
行われ、その周波数特性や P_i2 の現象に関する両地磁気の相違等から P_i2 脈動の
発生機構について報告して来た。今回は、P_i2 の偏波を統計的に解析して、
極域(特に極冠帯に於ける)の P_i2 の偏波に関する一般的傾向について報告する。

TABLE I. General tendency in polarization of P_i2

| Station | Geomag. latitude | Polarization | | Researcher | Data |
|---------------------------------------|------------------|--------------|---------------|---|--------------|
| | | Pre-midnight | Post-midnight | | |
| * Cambridge Bay | 77.9° | CC | C | | |
| Point Barrow | 68.5 | C | C | Kato, Saito <i>et al.</i> , 1969 | 1964 |
| College | 64.7 | CC | (C) | Kato, Saito <i>et al.</i> , 1969 | 1964 |
| Suffield | 58.8 | CC | CC | Rostoker, 1967 | 1965 |
| Montreal | 57.0 | | | | |
| Minneapolis | 55.6 | | | | |
| Agincourt | 55.1 | | | | |
| Westham | 54.7 | | | | |
| Victoria | 54.2 | | | | |
| Fredericksburg | 49.6 | CC | CC | Sakurai, 1969 | 1958 |
| Onagawa | 28.3 | C | CC | Kato, Otsuka <i>et al.</i> , 1956b Sakurai, 1969 | 1953 1967 |
| Wairarapa Valley (near Wellington) | -45.0 | C | C | Christoffel and Linford, 1966a | 1964 |

C: clockwise CC: counter-clockwise (Saito, 1969)

参考文献

Saito, T.: 1969, 'Geomagnetic Pulsations', *Planetary Space Sci.* 10, P374

I-61 カナダ北極圏に於て観測した、サブストームに伴う地磁気脈動について。

加藤愛雄 大西信人
東海大学 航空宇宙学科

1974, 8月, カナダ北極圏の極冠帯にある Cambridge Bay と極光帯にある

Fort Smith に於て地磁気脈動の同時観測を行なった。

今回は特に磁気圏サブストームに伴った地磁気脈動について、二箇所の記録について、比較解析を行なった。サブストームの growth phase, Expansion phase の初まり、及び Expansion phase, に於ける地磁気脈動の両者の相違, 特性について、フィルターを用いた同波数解析の結果について述べる。

平沢 威男

国立極地研究所

極嵐 (Substorm) 時の Pi-Pulsation (ULF 現象) に関連し、多くの研究者により、その中に含まれているなんらかの物理的意味ある成分の抽出に努力がはらわれてきたが、その波形の複雑さか、また 数多々の要因の重なり合いのためか、必ずしも、人々を納得させる結果が得られていないとさえ考へていく。そこで、昭和基地で得られる各種超高度観測のデータを用いて、もう一度、総合的に調べてみようというのがこの解析の「おらひ」であり、前回までは、主として、ULF 現象の高周波成分 (0.1 ~ 数 Hz) に用いて報告してきたが、今回は 低周波成分 (0.002 ~ 0.1 Hz, 周期 500 秒 ~ 10 秒) に用いて調べてみた。

1. 使用データ

1973 年中に、昭和基地で観測された極嵐現象のうち、地磁気長周期変動、地磁気暴動、オーロラ、CNA、VLF など、総合的データがそろっている約 50 例を選取した。そのなかには、auroral breakup が観測点の真上、低緯側、高緯度側で起る例、またさまざまな場所で連続して観測される例など、想定されるあらゆる場合の例を含めた。

2. スペクトル解析

約 50 例の極嵐中の ULF 現象を周期 500 ~ 50 秒, 100 ~ 20 秒, 60 ~ 10 秒の 3 段階にわけて、スペクトル解析し、その中にはどの例にもほぼ共通して定常的に観測される卓越スペクトル (周期) 成分が存在するかどうか調べてみたが、けん落なものも認められなかった。しかし、統計的に処理してみた結果、周期 200 ~ 150 秒, 100 ~ 60 秒, 40 秒周辺の 3ヶ所にやや卓越する周期成分が存在することが認められた。

3. auroral breakup の位置と ULF 現象の関係

次に、aurora 現象と卓越周期成分の関連を調べた結果、200 ~ 150 秒 および 40 秒周辺の卓越周期成分は観測点近くで、Breakup が起る場合には強く観測され、100 ~ 60 秒の卓越周期は観測点からある程度は離れた場所で Breakup が起ったケースに対応することがわかった。

4. aurora の動向と ULF 現象

うずまき状 (または ループ状) aurora の東西方向への動向と卓越周期 200 ~ 150 秒の ULF 現象の間にかなりはっきりした相関関係が認められる。

以上のほか、CNA と極嵐時の ULF 現象との関連についても報告する。

極光帯における P_i 脈動と関連現象 (IV)

- Polarization Study -

桑島正幸
(地磁気観測所)

極光帯の観測点「昭和基地(磁気緯度 -69°34')」, 元来とほぼ同じ子午線に沿って高緯度側に位置する「みずほ基地(-71°56')」の2点での地磁気同時観測で得られた資料をもとにして、P_i 脈動の特性を調べつつある。

今までは 主として P_i 脈動に含まれる周期成分の特性を調べる為に、デジタルデータと CPU を使ったスペクトル解析を行ってきた。P_i のように duration が短かくかつくの中に幾つもの成分を含んでいる現象のスペクトル解析を行う場合、従来の B-T 法や FFT 法では十分な効果を期待することができない。前回では B-T 法のかわりに Burg 等によって開発された Maximum Entropy Method を使って P_i 脈動のスペクトル解析を試した。数例について 試した結果では auroral break up 時に X の直下付近で観測される P_i 脈動には、中低緯度において damped type oscillation を示して現れる P_{i2} の周期に相当する成分が含まれていることが確認された。この成分の振巾の緯度効果を調べると、auroral break up のあたりの直下で振巾の最大が見られる、すなわち auroral oval で P_{i2} の振巾の最大が見られる。一方同時に plasmapause 付近でも secondary peak の存在する傾向が見られた。斎藤等⁽¹⁾ は resonant model を提唱して、これらの傾向を説明することを試している。

一方最近、ある demarcation region を境にして polarization の逆転があることが P_{i3-4}⁽²⁾, P_{i5}⁽³⁾ 及び P_{i2}⁽⁴⁾ について指摘されているが、auroral break up の起った地点の高緯度側と低緯度側で P_i 特に P_{i2} の polarization がどうなるかということについての解析は十分でない、しかし もしも P_{i2} の source が auroral oval に根を持つ line of force にあるとすれば、この近傍での polarization study は、P_{i2} の発生機構の model を築き上げる上で、スペクトル解析と同様に重要である。今回は polarization を中心にした 解析結果について報告したい。

(1) 斎藤・横井 ; 1976 年度磁気圏 シンポジウム、703-712p, 74頁

(2) Fukunishi et al. ; J. Geophys. Res., vol 79, 4432, 1974.

(3) Sanson et al. ; J. Geophys. Res., vol 76, 3675, 1971.

(4) Fukunishi ; J. Geophys. Res., vol ~~77~~⁸⁰, 98, 1975.

Substorm Recovery Phase における Pulsating Aurora - ELF 波動 - PIC 脈動の関係 (I)

谷口 裕幸・国分 征 (東京・理)

電子降下と VLF emission の相関については、Rosenberg et al. (1971, 1976) 等、 $\sim 0.5 \text{ sec}$ 同期の $2 \times 10^4 \text{ L.U.}$ の対応と、X線 burst - VLF emission の 1:1 対応を見出し、Oguti (1976) は、pulsating aurora と磁気赤道点での X線 burst の同時的対応関係を明らかにした。これは、bunching 効果に伴って、電子 cyclotron 共鳴の南北対称性を示唆する。

pulsating aurora と PIC range の脈動については、その間、coherent な関係は Campbell, Victor 等により以前から報告された。Oguti & Watanabe (1975) は、同相性 pulsating aurora と不規則脈動との対応を見出した。

これは、PIC range の回復期での脈動の起振の問題と、cyclotron 不安定の交調の問題として興味深い。

解析には TV camera と同軸の photometer data (4275 \AA), $0.85 \sim 1.7 \text{ MHz}$ band の ELF 波、誘導型磁力計の H, D 成分、等を用いる。

手法: $2 \times 10^4 \text{ L.U.}$ 解析には、MEM (Burg algorithm と自己共分散関数法) を用いる。

- ① 非定常時系列には、基底 AIC 理論を用いて局所定常自己回復 model を用いるのが妥当であろう。
- ② 最小 (大) 位相型時系列には、前方 (後方) の n の予測誤差を最小にする algorithm (M. Sato, 1974) が正しい適用である。
- ③ 基底 FPE 理論は、電圧 data に対しては本質的に最適 filter 長を与えてくれ、 χ^2 検定値などを併用する必要があると見られる。

● aurora - ELF 波の解析には、(規格化共分散関数より time lag と τ を求める) digital Tchebyscheff filter で正逆方向に filtering した C phase data を用いる。

● 他は hodogram - 偏波解析を行なう。

結果

● pulsating aurora と それに伴う脈動は、特に D 成分との相関が良い。同期は 2.5 sec の変動に対しては、 $2 \times 10^4 \text{ L.U.}$ の一致は、(脈動同期性、pulsating aurora 同期性) 僅かに長い傾向がある。短同期 pulsating aurora ($\leq 0.5 \text{ sec}$) に対しては、D 成分に相関する $2 \times 10^4 \text{ L.U.}$ は見出せない。全体として、脈動は burst type の電離層起振の成分を含んでいると考えられる。

● pulsating aurora の flashing type の微細構造と、Chorus noise は、ともに pulse 間隔 $0.1 \sim 0.35 \text{ sec}$ を持つ。しかし、 $2 \times 10^4 \text{ L.U.}$ は必ずしも一致せず、時間相関は規格化共分散関数 ($0 \sim 10$ 変動平均) により平滑化 (= サンプリング 1 us は 0.025 sec) は peak 値は $\sim 0.3 \sim 0.5$ であり、time lag も $\pm 0.6 \text{ sec}$ の間を分散して、系統的な 1:1 対応は現在まで見出されていない。

更に解析を進める結果と、脈動の偏波解析、 1 sec 以上の長同期の ELF 波強度変動、pulsating aurora の morphology などと併せて、報告する。

— 昭和基地における観測結果のまとめ —

佐藤 夏雄, 林 幹治
(極地研) (東大理)

1974年12月23日～1975年1月31日までの40日間、昭和基地に於いてELF(0.75kHz)放射の到来方向観測を行なった。解析の結果、いくつかの興味深い現象と、問題点が明らかになった。今回は、観測結果のまとめとその解釈、および、方探観測の問題点と、得られたデータの信頼度のチェックを行なう。

I 統計結果

- i) 到来方向の日変化; 早朝(06-08^hMLT)は天頂に近い北東側から到来し、午前(10^h~12^hMLT)は南東、午後(12^h~16^h)は南西、そして、夕方(16^h~20^h)には天頂に近い北西側から到来する。特に、午後側のwestward shiftは顕著である。この日変化特性は、衛星・地上観測によるELF・VLF放射の受信強度の時間-時間分布から推定される到来方向と、定性的に一致する。また、E \geq 40keVの補捉、降下電子の空間-時間分布ともほぼ一致する。
- ii) 強度と到来方向の関係; ELF放射強度が 3×10^5 volts/meter. Jm²以上(このlevel以上では方探演算器による誤差が小さい)では、a) エミッション強度が増加するにつれ、poleward shift(10^h~14^hMLT)する、b) 強度が増加するにつれ、天頂に近づく。a)はエミッション源がlocalizeされている効果であり、b)は受信される強度、距離の 2 乗に反比例する効果であろう。
- iii) 強度-受信強度の日変化; ELF放射は昼間の現象であるが、強いエミッションは正午付近で受信される。
- iv) 波の modulation と到来方向; Polewardから到来する波ほどP₁によるmodulationを受けやすい。

II Case Study

- i) 数時間以上も到来方向が一定である例(源がconstationしているか)、あるいは、東から西へと移動する例(源が磁気圏に固定されているか)、あるいは、移動する例(源が電場によって移動が速い場合)、ランダムな速い移動(源がランダムに位置、強度変化したしている)などの特徴を持ったイベントが観測された。
- ii) 偏波特性は、楕円率の大きき右廻り偏波である。
- iii) 直線偏波に近づき、天頂角の大きい波の場合にはゴニオン-夕磁気圏現象に似ている。

III 問題点

今回の解析結果の一般的特性として、天頂角の大きき波が期待していたほど強くないことが、この原因として、

- i) 波の電場成分と磁場成分の比が理論値よりも小さかった。
- ii) エミッション源が広がっている場合、平均的な到来方向は天頂に近づき、効果が主とする。
- iii) 演算器による誤差。この効果については、40日間の強度と到来方向データの統計から信頼度のチェックを行なう。

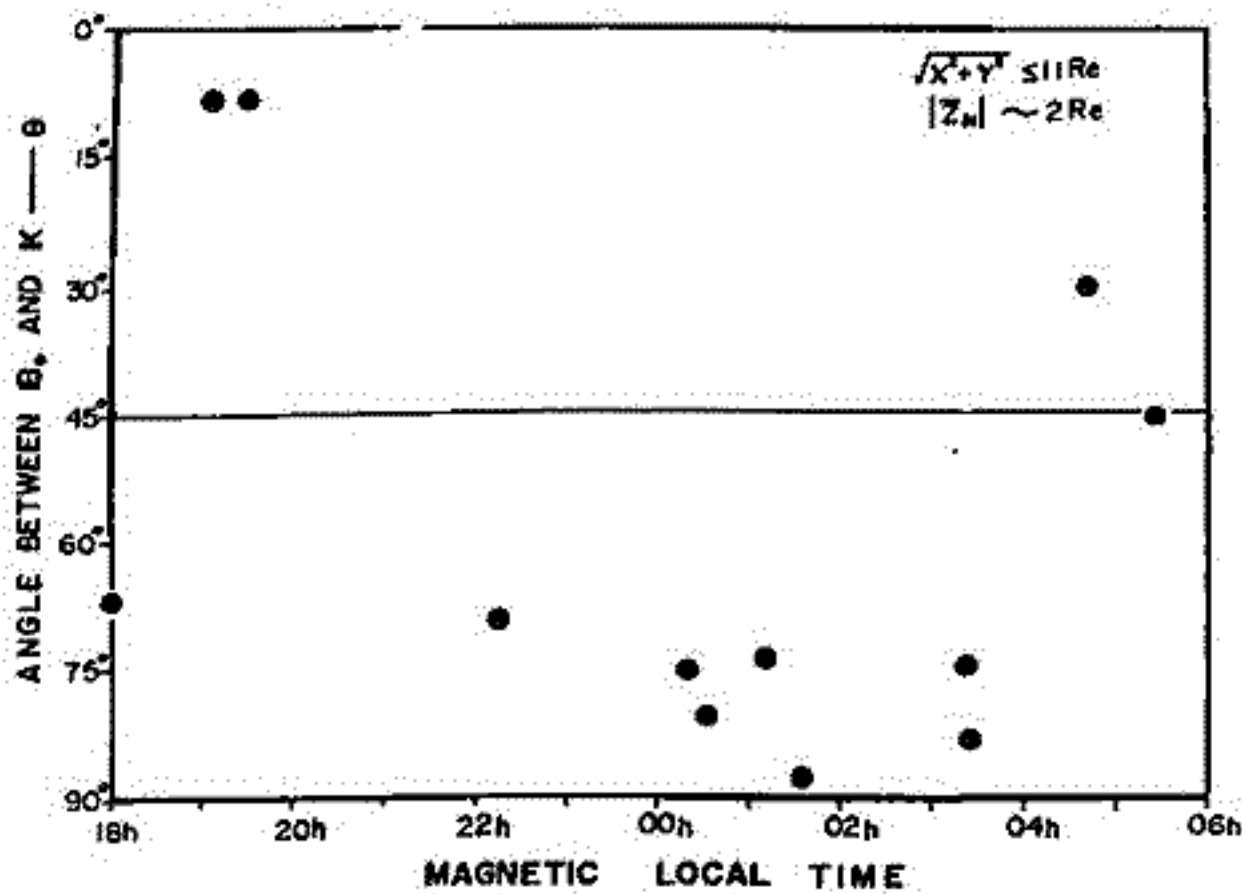
湯元清文・齋藤尚生
(東北大・理)

Substormに伴って、長周期(T:5~40分)の減衰型磁場変動が磁気圏の中で発生することが見出されており、Ps6型P13磁場変動と呼称されている。前回の学会までに、磁気圏の中で観測されたPs6の発生領域とPs6に關係したfield-aligned currentのlongitude方向への伝搬特性や、plasma fluxのPs6型変動について報告した。今回は更に解析をすまめ、磁気圏におけるPs6型磁場変動の波動的特性について調べてみた。

dataとしては、040-5の磁場記録を使用し、isolated substormに伴ったPs6の30 eventsについて解析した。

まず、磁場変動のminimum varianceを取る方向をwave normal θ と仮定し (Sonnerup and Cahill, 1968; Kaufmann, et al., 1970)、maximum varianceのambient field に対する δB_{\parallel} と δB_{\perp} の比について調べてみた。その結果の一例を第一図に示す。 $R < 11 R_e$ の、midnight sector では compressional mode が卓越し、dawn & dusk では transverse mode が卓越していることがわかる。 $R > 11 R_e$ では substorm による disturbance が大きい為には $(\Delta B/B_0 \sim 10\%/20\%, \delta B_{\parallel} \approx \delta B_{\perp})$ 、はっきりした mode は出ていない。

次に、磁場変動のpolarizationについて調べてみると、組織的な法則性が見出された。これはPs6が、単なる磁場のirregular fluctuationと云うよりは、quasi-periodic な wave、即ち、pulsation であることを裏付けている。



(第一図)

参考文献

Kaufmann, R. L. et al. (1970), J. Geophys. Res., 75, 4666.
Sonnerup, B. U. Ö. and L. J. Cahill, Jr. (1968), J. Geophys. Res., 73, 429.

高橋主衛・桜井亨・斎藤尚生
(東北大・理)

磁気圏内における長周期 HM wave の source として惑星間空間及び磁気圏境界領域での HM wave を考えることは重要である。ここでは磁気圏境界領域での HM wave の伝播特性及び HM wave に対する magnetopause の応答に主眼を置いて考察する。

OGO-5 data をもとにして、主として以下に示す方法の組合わせにより解析した。

1) Variance 法による HM wave の伝播異方性 (オ1回参照)

2) MEM による power spectrum 計算

1968 年から 1969 年の OGO-5 data の中、衛星の trajectory が磁気赤道面に接近した場合について、magnetosheath における HM wave の解析を行った。磁気活動の比較的小さい場合 ($K_p \leq 2$) について次に示す結果が得られた。

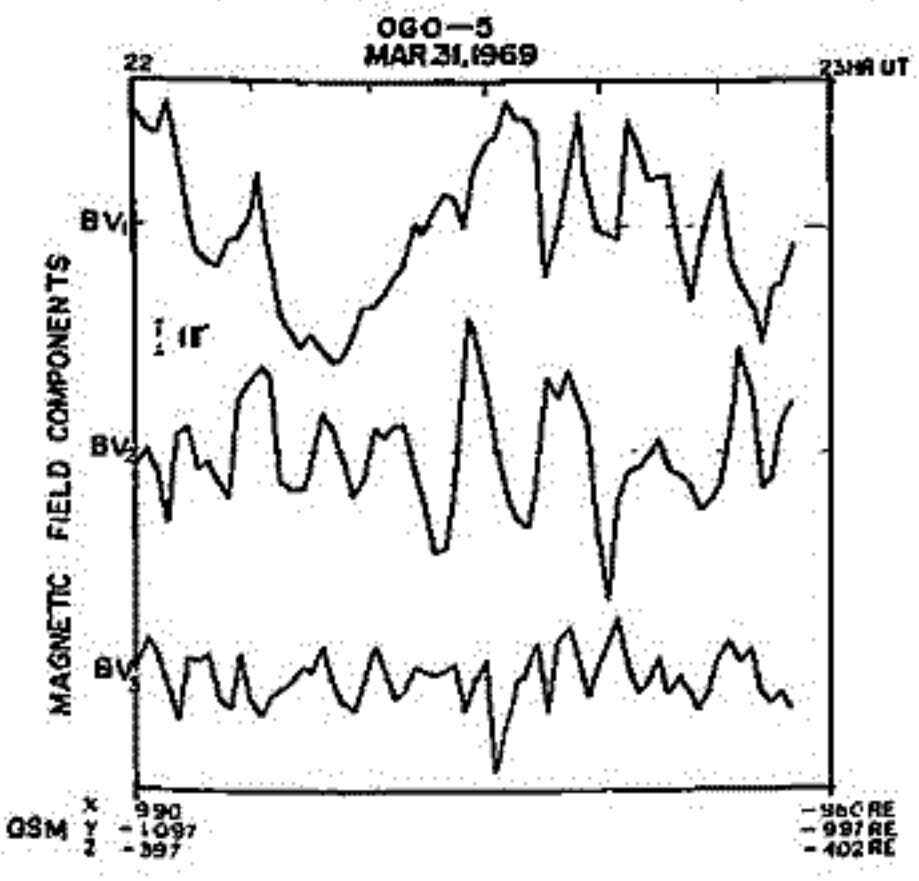
① minimum variance を与える主軸は magnetopause の法線方向に沿う傾向にある。即ち変動の最大振幅はほぼ magnetopause に平行な面内に存在する。(オ2回参照)

② 平均磁場の方向と最大振幅を与える方向とがなす角度は分散している。(オ2回参照)

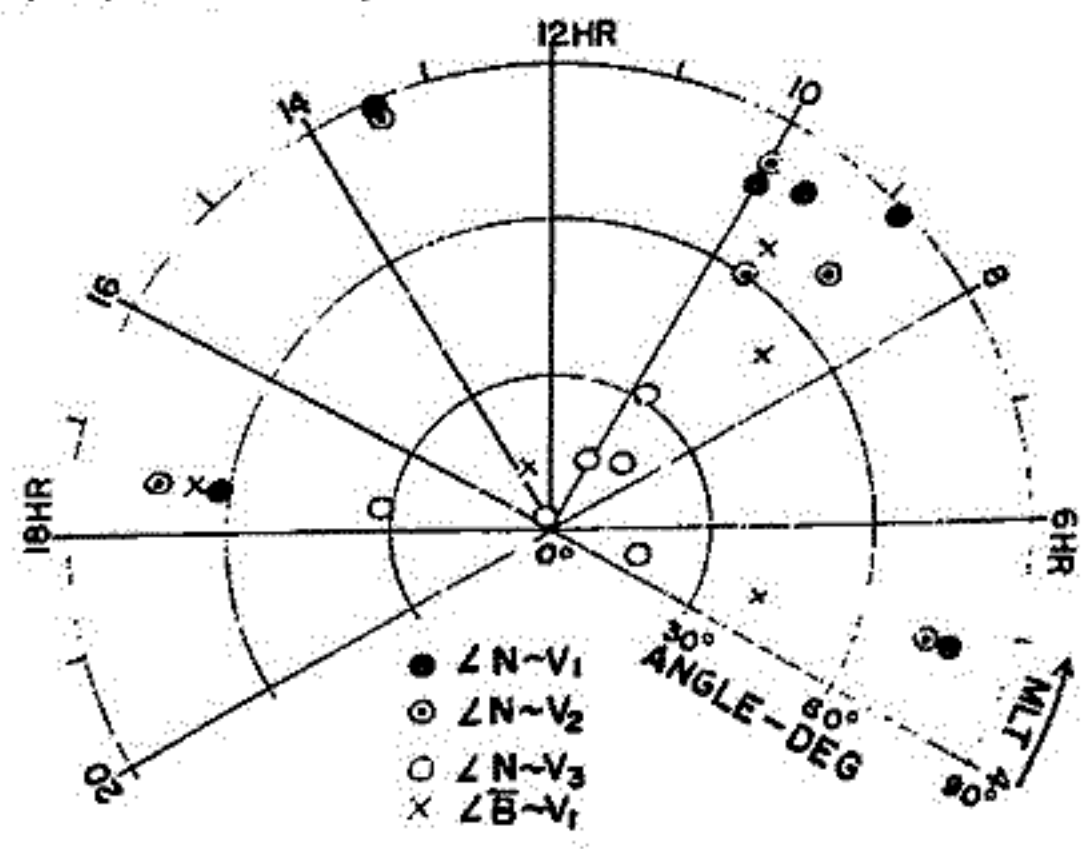
①の結果については、Fairfield et al. (1970) の周期 5~100 秒の磁波について得られた結果とは特性的に一致するが、②については今後更に検討を進める必要がある。

図の説明

V_1, V_2, V_3 はそれぞれ maximum, medium, minimum の variance を与える方向の単位ベクトル、 $B \cdot V_i$ 等はそれらの方向の変動成分、 N は magnetopause の法線方向の単位ベクトル、 B は平均磁場ベクトルを示す。



オ1回



オ2回

桜井 亨・大塚 寛・斎藤 尚生
(東北大学・理学部)

Pioneer 11 の high resolution magnetic data の解析に基づいて Jovian magnetosphere における ULF waves の観測結果が報告された。一般に plasma wave の励起される物理機構をより正確に理解するには Jovian magnetosphere と terrestrial magnetosphere 双方での plasma wave の発生について比較検討する事が有効であり、Comparative magnetospherology なる新しい学問分野の存在意義もここにある。

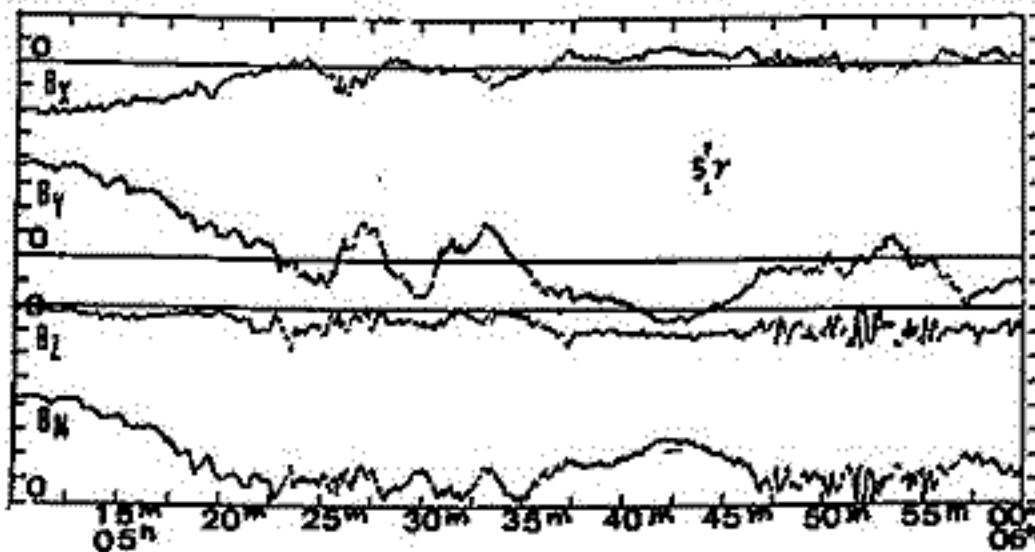
Jovian magnetosphere で観測された ULF waves の中には current sheet に伴う proton gyroperiod に近い周期を有する high-frequency ULF (周期 10~40 秒), 或は比較的 high latitude ($\lambda_M \approx 29^\circ$, $r \approx 40 R_J$) で観測された周期 数秒の long-period ULF, etc. いくつかの興味ある ULF waves が観測された。

★1図は Jovian magnetosphere ($r \approx 40 R_J$, $\lambda_M = 0^\circ$) において current sheet を crossing するときに観測された周期が proton gyroperiod (~ 10 秒) に近い ULF waves の実例である。この ULF wave は B_{total} の minimum になる領域で発生し、resonant particle energy は ~ 200 eV となり、これら粒子が関与する cyclotron resonant interaction による発生と考えられる。

一方、地球磁気圏でも同様の発生機構と考えられる ULF wave (Pc1 wave) の long-period pulsation に伴って発生している。★2図は ATS 軌道で観測された Pc1 wave であり、long-period pulsation による background B field の minimum の領域で発生している。resonant particle energy は ~ 0.5 MeV で同時に観測された $0.6 \sim 1$ MeV の energy の proton による cyclotron resonant interaction によるものと考えられる。

Jovian magnetosphere と terrestrial magnetosphere の夫々で発生する ULF waves の類似性に関して high-frequency ULF 以外の ULF wave についても其の発生機構を検討する。

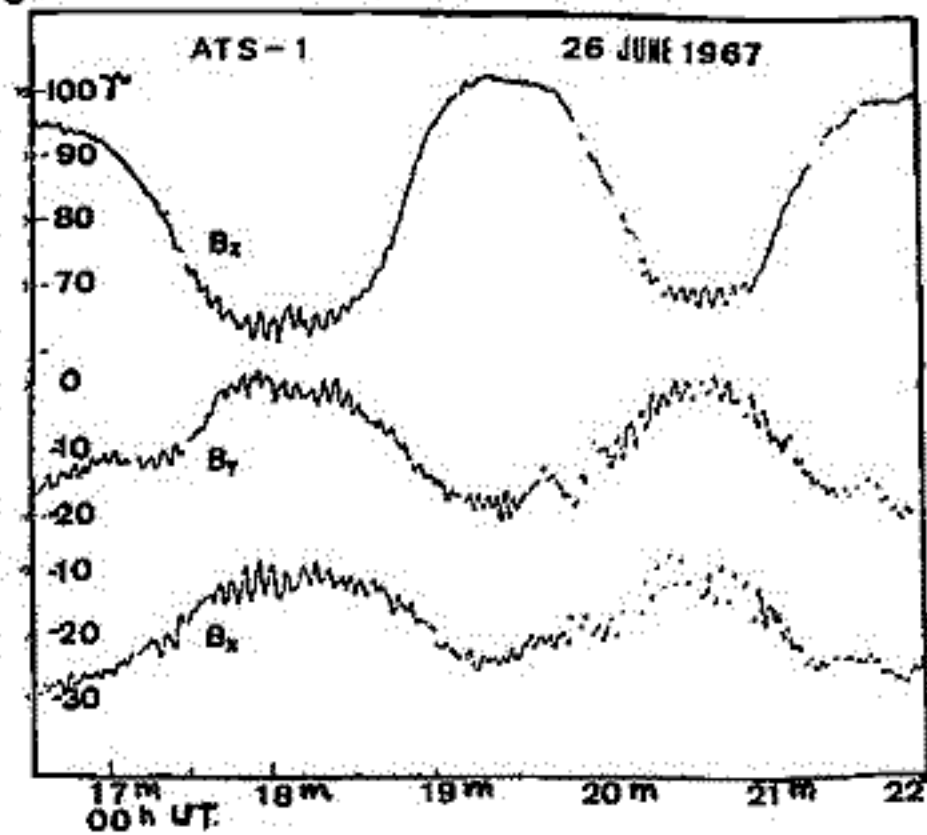
CURRENT SHEET CROSSING



PIONEER 11 DEC 1, 1974 HOUR 5 HVM COMPONENTS

41 R_J , $\lambda_M = 0^\circ$

★1 図



★2 図

降下粒子の研究

荒川英代 平沢威男 本田武
国立極地研究所

前回の学会で、昭和基地でのロケット観測で得られた電子密度データから降下粒子の情報を得る解析を、X線の観測結果も参照して行い、breakup時 = post-breakup時の降下粒子のエネルギースペクトルに相違がある可能性を指摘したが、電子密度データから降下粒子の情報を求める解析には、次のような問題点がある。

- 1) 大気モデル (組成, 温度) の任意性。
- 2) 化学反応, 特に酸素成分 (NO_x) の効果。
- 3) 降下粒子の成分分布, エネルギー分布, 空間異方性, 時間局所性に関する情報の不足をむすかしいこと。

今回は以下の点に関し更に改良を試み、よりよい結果を得る努力を行う。

- 1) 降下粒子のエネルギー分布について、前回は、

$$f(E) \propto \exp(-E/E_0)$$

と近似したが、実験データを必ずしもよく説明していない。Auroral X-ray などのデータを説明しきれない例も多いので、2成分、

$$f(E) \propto F_1 \exp(-E/E_1) + F_2 \exp(-E/E_2)$$

又は、exponential + power law の形、

$$f(E) \propto E^\alpha \exp(-E/E_0)$$

等も試みた。

- 2) 降下粒子の空間異方性, 時間局所性については、他のロケットデータ (X-ray) の他に、地上データ (地磁気, 光, CUF 等) を検討する。

- 3) 電子密度を求める際、effective recombination coefficient を変換可能なイオン-中性分子反応式を解く方法を採用する。この方法の方が特に 50 km 以下で望みしく、降下粒子の影響を時間的に入れられる。

- 4) 中性酸素成分 (NO_x) の効果も、とくに S₁ があるかを検討する。

以上の点を考慮し、前の結論を再検討する。

——大域的考察——

野田 彰
東京大学 理学部

・前回、同一標題 (I) ——基礎的考察——では分散式として特別な形 ($H(x, k) = H^{(0)}(x) k_{\mu} k_{\nu} + \epsilon(x) = 0$) について、局所的な考察から Riemann 幾何学との関係を報告した。今回は、その大域化を行い、媒質の非一様性が緩やかな場合の波動伝播の問題が、重力場・電磁場中の粒子の非量子論的な古典的運動を含む形で一般化出来ることを報告する。

・非一様媒質、重力場、電磁場中の波動 (粒子も de Broglie 波として波動性を持っている) を考える際、我々は何か一様な場での波動を考え、それを帰らかに張り合わせ非一様な場での波動を得る。

これを数学的に見ると、局所的に R^n (R は実数体) に同相な微分可能多様体 M を波動現象を考える空間とし、又、 M を底空間とするファイバーバンドルを分散関係が定義される空間として考える。一様な場は M の各点におけるファイバーと見なすことが出来る。このファイバーは温度・密度・圧力など M で定義される物理量が値をとるスカラー、ベクトルテンソル空間等の直積空間と、 M 上の余接空間 (その元は、波数ベクトルと呼ばれている) の直積よりなっている。このファイバー上で定義された波動を最小作用の原理で張り合わせ、 M 上の伝播路を決める。

・一般の力学では、特殊な形の分散関係しか扱われていないので、 M の接バンドル上で定義されるラグランジ形式 \mathcal{L} 、 M 上の余接バンドル上で定義されるハミルトン形式はルジャンドル変換で微分同相に相互に移り得るので、両者の扱いは差はない。しかし、一般的な分散関係は、元来余接バンドル上の実数値関数として定義されるので、ハミルトン形式の方が一般的である。

・波動伝播の問題を大域化することにより、現在 Newton - Maxwell 理論で記述されている磁気圏波動の問題を特殊相対論的取扱いが必要になる現象、或は回転する強い重力場における波動の問題に拡張することは容易になる。前者に対しては、単に粒子の de Broglie 波としての分散関係を書きかえ、後者に対しては更に、上記の“物理量が値をとる直積空間”に Riemann 計量テンソルを直積として加えるだけである。

拙論では以上の議論を定式化した形で行う。

磁力線の再結合に向する数値的研究: 準定常過程

鶴飼 正行^{*} 津田 孝夫^{**}
^{*}愛媛大工 ^{**}北大工

初期的カレントシートに電流抵抗の増大が生じると磁力線のリコネクションが同時に進行し、X型磁場形状が成長しうる事は既に報告した。更に計算を進めると、このリコネクションのプロセスは徐々に成長がおさえられ、システムは準定常過程になることが示された(但し、この結果を信じたためには今回用いられた two-step Lax-Wendroff scheme に若干の修正が必要である)。今回の報告の主目的は、得られた準定常的リコネクションの形状を基にして、現在までに内題と成りてくる点を明らかにすることである。

(1). diffusion 領域の正確な構造は、いわゆる convection 領域の解とうまく match した形ではよく知られてはいる。我々のモデルにおいてはこの領域に於ける磁場の絶縁、この外に外部領域に於ける X型磁場形状とプラズマ流体の流れのパターンを確立し、更に維持する究極的原因と成りてくる。即ち、磁場の再結合はこの領域に於ける電流抵抗の増大に成りてるとして進んでいく。

(2). field reversal 領域において slow mode compression wave の (fast reconnection に対する) 重要性を最初に指摘したのは Petroschek である。現在のモデルの (いわゆる eventual 形) 解においてもこの mode の存在が確認される。

(3). external region においては、similarity model では slow mode expansion が主たるプロセスであり、Petroschek のモデルでは fast mode expansion が主たるプロセスであることが知られている。現在得られている解においては fast mode expansion が主たるプロセスであることが確認でき、従って得られた解の形状は Petroschek のそれに類似している。

磁気中性面を含むプラズマの動的振舞いの 計算機解析

林 隆也, 佐藤 哲也
(東大理)

磁気圏における磁場のリコネクションを考える場合、ある静的な磁場構造の自発的な不安定性という考え方もあるが、ここでは外的条件に左右される現象であると考えすることにする。

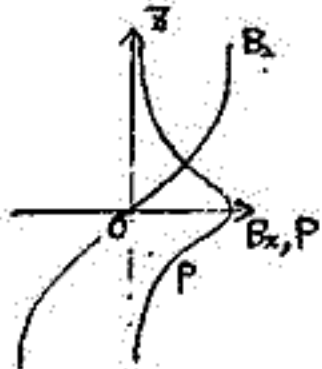
例えば磁気圏前面の場合、地球磁場に対して反平行磁場成分をもつ太陽プラズマが侵入してくるといった動的な構造変化の結果として、磁場のリコネクションが生じると考える事ができる。一方、磁気圏尾部においても、前面でリコネクションが生じ、その結果プラズマが磁場とともに尾部に運ばれ、磁気中性面をもつプラズマシートにプラズマが侵入する。そのためにリコネクションが生じると考えられる。

このように、反平行磁場構造をもつプラズマに対し、外部からプラズマが侵入するという、磁場とプラズマの流れの動的な構造の変化の結果、磁場のリコネクションを誘発するという観点から、磁気圏のリコネクションの問題を考える。

このような目的から、静的なバランスを保っている反平行磁場構造に対して、磁場を伴うプラズマが垂直に流入したとき、磁力線構造及びプラズマの流れがどのように時空変化してゆくかを調べるため、計算機シミュレーションを行なっている。

圧縮性断熱変化プラズマで等方的プラズマ圧力を仮定し、 y 方向に一様な $x-z$ 2次元面内を考える。(補足として、 $y-z$ 2次元面内の計算も行なった)

初期条件

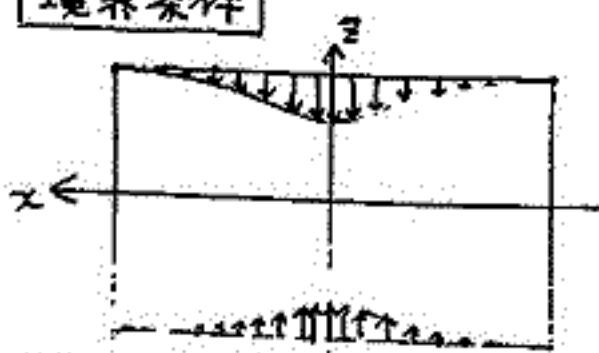


図のような反平行磁場 B_x で、磁気圧とプラズマ圧力が静的にバランスするように、

$$B_x(z) = \tanh z, \quad p(z) = \text{sech}^2 z$$

と与える。プラズマ速度 V_x, V_z や B_z はゼロとし、密度 ρ は一様と仮定する。

境界条件



上下端(境界)から、時刻 $T = 0$ より図のような大きさのアロフィルをもつフローを与え、磁力線を伴うプラズマを流入する。(値を固定する)
左右端からは自由に流出する。
実際の計算は対称性を利用して、1象限のみでおこなう。

方程式系

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{V} = 0$$

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{V} + \eta \mathbf{J}^2$$

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} p$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \mathbf{J})$$

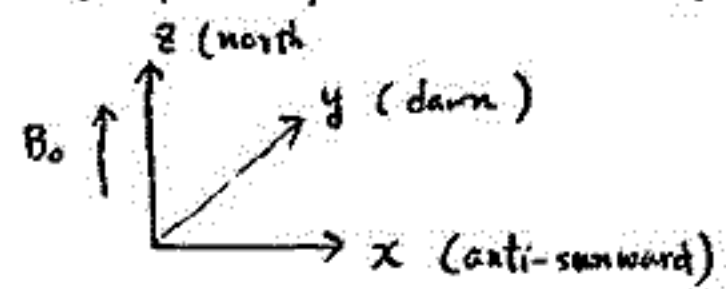
$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$$

佐藤 哲也
東大 理

プラズマシート内部及び外部境界領域とオムラ治動との間に伝導的対称関係があることは、この予想の対称性から人工の解得と見ることが出来る。しかしながら、プラズマシート境界領域が直接オムラに影響を及ぼすという具体的な物理過程は不明である。このことはプラズマシート境界領域のオムラ治動と対称比較的安全性を、その伝導的不安定性を示しにくくしているという事情によるものと思われる。本講義ではプラズマシート境界領域の電離層と結合することによる不安定化の一例についてを述べる。

簡単に、プラズマシート境界は、その左に勾配が存在するということと、その右に勾配が存在するものと考え、即ち境界領域では圧力勾配による電子と陽子のドリフトを、逆方向にドリフトさせる。同様の座標系をとると電子及び陽子のドリフトの式で与えられる。



$$V_{ey} = - \frac{\partial p_{eo} / \partial x}{e n_0 B_0}, \quad V_{iy} = \frac{\partial p_{io} / \partial x}{e n_0 B_0}$$

プラズマシート内では $p_{io} \gg p_{eo}$ であり $|V_{iy}| \gg |V_{ey}|$ となる。しかも V_{iy} は数 10 km/s 程度と考えるとよいであろう。従って、MHD 波を励起するに十分な速さとして以下で MHD 波に注目する。

今、プラズマシート-電離層間を三次領域に分ける。

- 領域 I (プラズマシート領域) : この領域では $v_{eth} > v_A$ であり磁力線方向の情報伝達は電子の熱運動が担う。
- 領域 II (下部磁気圏) : $v_{eth} \ll v_A$ であり情報伝達はアルファベータ波
- 領域 III (下部電離圏) : 異なる磁力線方向の情報伝達は電子の電流による。

領域 I の方程式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot (n \mathbf{v}_{\perp e}) = \frac{j_{\perp}}{e l} \quad \dots (1), \quad n m_i \frac{d \mathbf{v}_i}{dt} = n e (-\nabla p + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_0) - \nabla p_i \quad \dots (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot (n \mathbf{v}_{\perp i}) = 0 \quad \dots (3) \quad (l: \text{プラズマシート厚さ, } z: \text{領域 I, II の } z \text{ 軸})$$

領域 I と II の境界条件

$$\phi = \pi \sum j_{\parallel} / k \quad (k: \text{波数, } y \text{ 方向; } z: \text{領域 I, II の } z \text{ 軸})$$

(1)-(4) より $\frac{d^2 \phi}{dx^2} - k^2 \omega \phi = 0$; $\omega = 1 + i \frac{d}{\omega} \frac{\omega - k v_{iy} + i d v_{iy} / dx}{\omega - k v_{iy} + i d v_{iy} / dx}$; ($d \ll 1$)

解 ($z = R$ 電離層基底 $z = 1$)

$\omega = 0$ として purely growing wave ならば $\gamma = -d v_{iy} / v_{ey} > 0$

佐藤 昭世, 林 隆也
栗 大 理

前回の講壇(第59回)で、赤道エレクトロジェット領域における type I と呼ばれるレーダ エコーと、オーロラエレクトロジェットに併う「拡散性レーダオーロラ」(D. diffuse radar aurora) と呼ばれるレーダエコーが、同じ二流体不安定性に基づくと考えられているにも拘らず、観測されるドップラースパクトルには重大な違いがあることをお話しした。即ち、赤道領域のエコーのドップラ速度は常にイオン音波の速さ (C_s) にほぼ固定されているのに対し、オーロラ領域のそれは必ずしもイオン音波の速さと固定されていない。VHF 波帯では、むしろ、ジェットとの速さに近いものもある。この違いの説明として、両領域におけるエレクトロジェットとの速さの違いがあることに着目し、その違いが、不安定波を支配する非線形効果の違いと関係があることを示すという非線形理論を提唱し、電子計算機を用いて、その正しさを証明した。

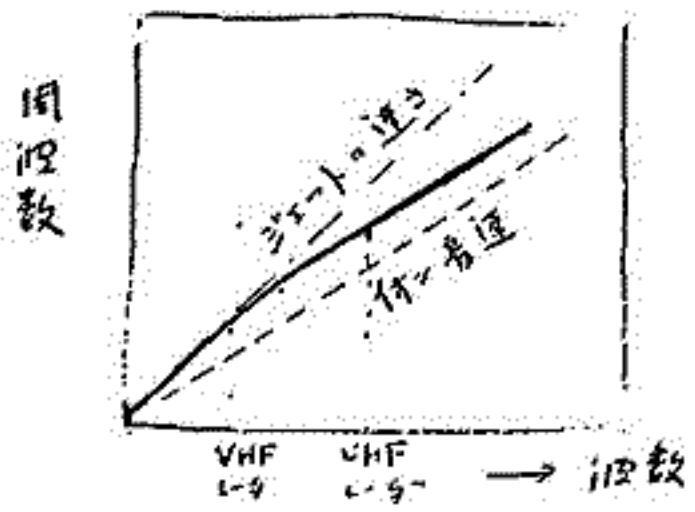
今回は、その非線形計算と他のいくつかの初期条件に対して詳しく行なったその結果についてお話しする。

この非線形計算の結果に関連して、もう一つ、(ここでは観測者速に由来するもの以外) 拡散性レーダオーロラの性質を特徴づける観測事実についてお話しする。

Tsunoda 氏らによる VHF レーダによる観測では、観測されるドップラ速度が、イオンの音速 (400m/s) である。一方 Greenwald 氏らによる VHF レーダの観測ではドップラ速度がイオンの音速と十分近い時には、その速度が 2km/s に近くなる。この違いは観測グループが違っているとすることもあり、あまり両グループとも注目してはならないが、拡散性レーダオーロラを知る上では大いに注目されるべき観測事実である。

流体理論の立場からは二流体不安定波の速さはジェットとの速さと等しく与えられるが、上の関係からドップラ速度の違いを説明するには VHF レーダの観測から得られる小波長スケールの波 (波長が数 10 cm 以下) のみで非線形効果を用いて速度の違いを説明することはできない。しかし、type I の非線形効果と同じ、波長が数 km のエレクトロジェットの retardation を考えれば、VHF レーダによる長波長の波の速度も C_s になる可能性がある。この矛盾は、数 10 cm というイオンのラマージ半径よりも短い波長に対して二流体方程式を用いた結果であることと容易に想像される。

Kinetic 方程式にもっとも分散関係を示す結果は図に示すようにある。この図からわかるように VHF 帯の波の位相速度、群速度ともジェットとの速さと同じであり、前に話した非線形計算の結果も波の速度は線形速度であることと保証されており、観測と矛盾しない。一方、UHF 帯に対しては、群速度はイオンの音速に近く、ドップラ速度は群速度を代表していることを考え合わせると UHF 帯の波も十分説明される。



この図からわかるように VHF 帯の波の位相速度、群速度ともジェットとの速さと同じであり、前に話した非線形計算の結果も波の速度は線形速度であることと保証されており、観測と矛盾しない。一方、UHF 帯に対しては、群速度はイオンの音速に近く、ドップラ速度は群速度を代表していることを考え合わせると UHF 帯の波も十分説明される。

A Test of the Plasma Laser Process
for the Terrestrial Kilometric Radiations

Shigeo Takei, (Geophys. Inst., Tohoku Univ)

Terrestrial kilometric radiation (Gurnett, 1974) originates in the auroral zone at geocentric altitudes of the order of $3 R_E$ or less, and the peak power of the emission amounts up to 10^9 watts. This high level of power radiated in the frequency range 50-500 kHz has been the one most difficult to explain theoretically.

Benson (1975) proposed a mechanism in which electrostatic waves are excited by the electron beam and subsequently converted first into (L-X) electromagnetic waves and then into (L-O) mode, same as in the Oya's mechanism of Jovian decametric radiation (Oya, 1974).

Palmadesso et al (1976) proposed a different mechanism in which the electron beam directly amplify (L-O) electromagnetic waves in the presence of the ion wave turbulence. This mechanism is distinctive in that three waves coherently interact with each other. That is, the electric field of the electromagnetic waves $E_0(R_0, \omega_0)$ polarizes the charge density fluctuations associated with ion waves $E_1(R_1, \omega_1)$ to produce a new electrostatic fields δE with components at $(R_0 \pm R_1, \omega_0)$; and the oscillation of charges associated with the coupled electrostatic waves

$\delta E (R_0 \pm R_1, \omega_0)$ and $E_1(R_1, \omega_1)$ form a current which mediates the transfer of energy between δE and E_0 , at (R_0, ω_0) . This process is thought to be a plasma laser first proposed by Lin et al (1973).

Both of the above-quoted theories seem helpful in explanation of the terrestrial kilometric radiation. But the Benson's paper described merely in outline, while Palmadesso et al assumed hypothetically large amplitude of ion wave turbulence.

In the present study we examined the mechanisms proposed by Benson (1975) and by Palmadesso et al (1976), and show the results of examination on

- 1) basic mechanisms,
- 2) spectral intensity of the density fluctuations possible in the earth's ionosphere,
- 3) theoretically expected power and radiation pattern,
- and 4) expected time-evolution of the event in the course of the magnetospheric substorm.

References

- Benson, R., *Geophys. Res. Lett.*, 2, 52, 1975.
 Gurnett, D.A., *J. Geophys. Res.*, 79, 4227, 1974.
 Lin, A.T., L.K. Kuo, and J.G. Dawson, *Phys. Rev. Sect. A*, 3, 1614, 1973.
 Oya, H., *Planet. Space Sci.*, 21, 637, 1974.
 Palmadesso, P., E.P. Joffe, S.L. Ossakow, and K. Fernando, *J. Geophys. Res.*, 81, 1702, 1976.

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

永野 宏
峯岸 大

以前の学会で、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定におけるイオンのラーマー半径の有限性の効果について報告した。その際、波数ベクトル k が主磁場 B_0 に直角な場合には、主速度 U_0 と主磁場の向き取り方の違いにより、境界面の上下での物理量が一樣な場合には、波数が大きくなる所で、安定化の場合と、逆に通常の MHD の場合よりも成長率が大きくなるような場合とが存在し、また、物理量を磁気圏境界での値とすると、この後者の場合もまた安定化するが、その臨界波数は前者に較べて非常に大きくなるという事を示した。今回は磁気圏境界層の厚さが有限な場合について、これらの違いを調べた。

非圧縮性プラズマにおいて波数ベクトル k が主磁場 B_0 に直角な場合に、図1のように境界層の幅を有限な厚さ $2d$ とし、主速度のみが境界面で連続で、他の物理量は不連続であるとする。このとき、主磁場に直角な主速度 U_0 の領域 I, II, III での向きの違いにより、model 1 と 2 との2つの場合が存在する。

波数ベクトル k を x 軸の正の方向に取っても、負の方向に取っても結果は同じであるので、磁気圏境界面では model 1 は夕方側に、model 2 は朝方側に相当する。磁気圏境界近傍の物理量として

- 磁気圏内部 — $N_{01} = 50 \text{ cm}^{-3}$, $T_{01} = 10^4 \text{ K}$,
 $B_{01} = 16 \text{ V}$
- 磁気圏境界層 — $N_{02} = 22.36 \text{ cm}^{-3}$, $T_{02} = 10^5 \text{ K}$,
 $B_{02} = 14 \text{ V}$
- 磁気圏境界域 — $N_{03} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_{03} = 5 \times 10^4 \text{ K}$,
 $B_{03} = 10 \text{ V}$

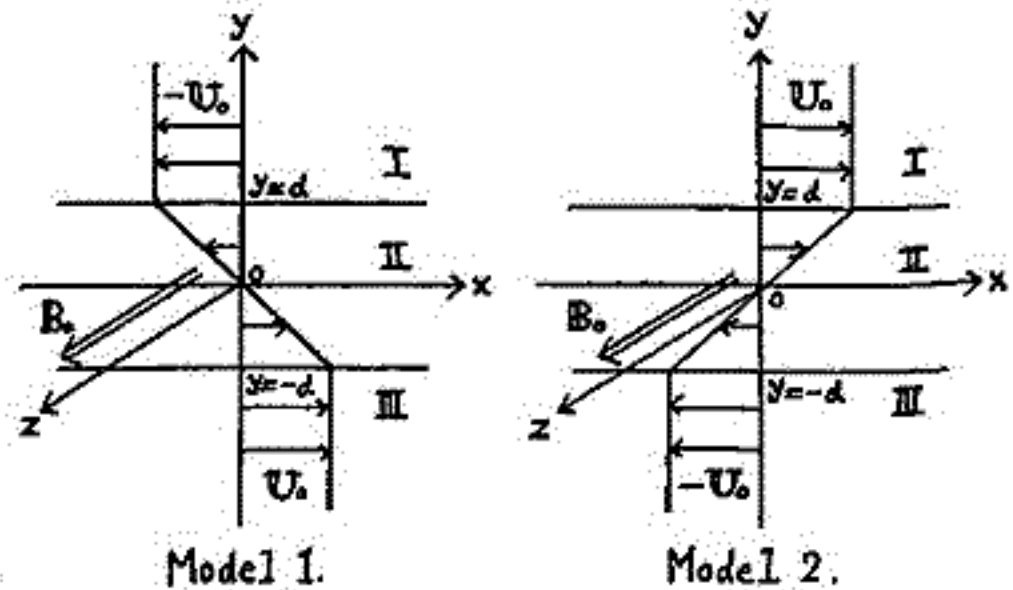


図 1.

を用いると、これからより境界層の中では、イオンのラーマー半径 $R_{Li2} = 30.3 \text{ km}$, Alfvén 波の速さ $V_{A2} = 64.6 \text{ km/sec}$, 磁気粘性の係数 $\nu_2 = \frac{1}{2} R_{Li2}^2 \Omega_{Li} = 3.08 \times 10^3 \text{ km}^2/\text{sec}$ とする。以上の値を用いて、 V_{A2} と d とで無次元化した成長率 Γ^* と波数 k^* との関係と求めると図2のようになる。但し、ここで $d \sim R_{Li2}$, $M = U_0/V_{A2} = 1.16$ としている。この図より、これら2つの model について、臨界波数や最大成長率と与える波数に違いが見られる。波を Alfvén 波と仮定すると、波の周期 T は、夕方側で $T > \lambda_c/V_{A2} \sim 4.3 \text{ sec}$, 朝方側で $T > 5.3 \text{ sec}$ とする。

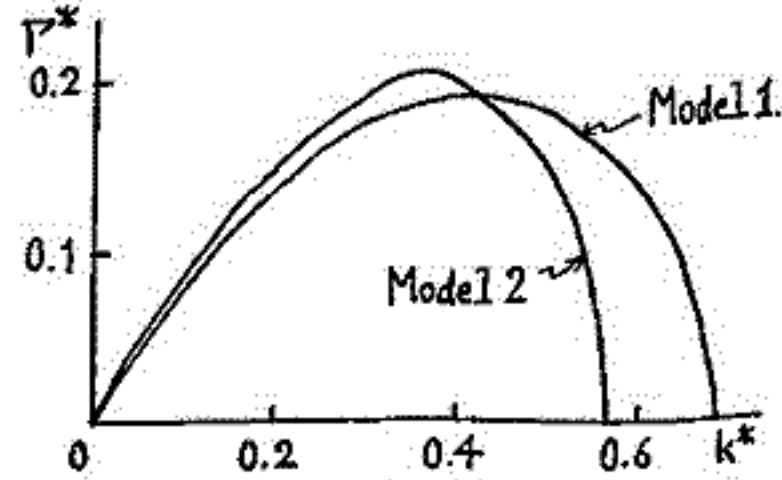


図 2.

通常の MHD 近似では最大成長率は波数が無限大の時であるが、この近似は使えず、境界層の幅や粒子のラーマー半径の有限性を考慮して micro の方程式を解かねばならぬという Lerche の議論 (1966) に対し、Ong and Rodrick (1972) による有限な境界層の考慮が、また、さらにこれに有限なイオンのラーマー半径の考慮により、MHD 近似が可能であるということを示す。

Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型振幅振動

三浦 尚・三浦 尚
東大理

前回の講演でオーロラ中の小規模な渦運動はE×Bドリフト速度のシアーによる $low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性 (シア不安定性) が起ることを報告したが、磁気圏にはプラズマの運動が速度シアーを伴ったような領域が他にも考えられ、たとえば磁気圏境界域では磁気流体力学 Kelvin-Helmholtz 不安定性が起る可能性について数多くの研究がなされてきた。

Kelvin-Helmholtz 不安定性が十分に発達した段階では有限振幅の擾乱による渦運動が卓越し、この運動によつて異なる速度層間の運動量輸送が起る。したがつて、このような運動量輸送を考えると Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型段階でのふるまひを知ることは重要であるように思われる。

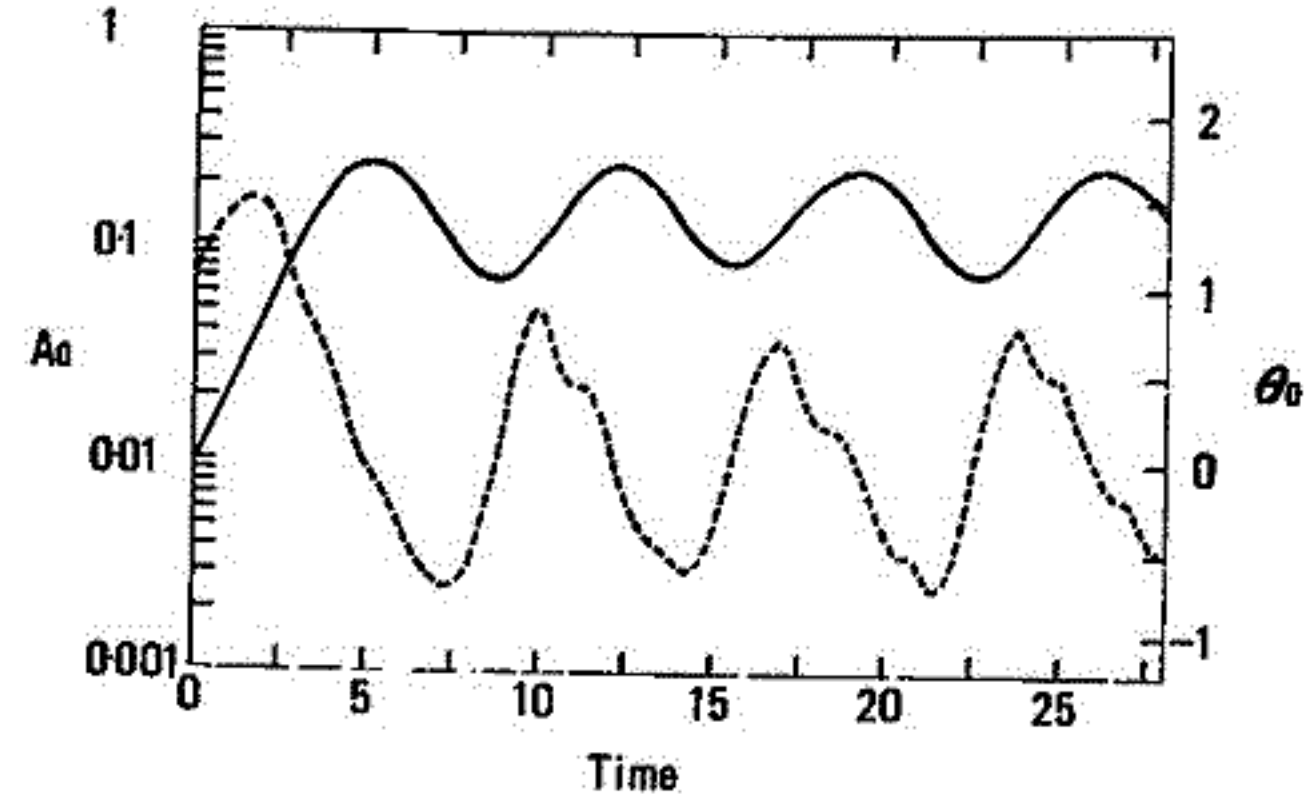
今回は $low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性について擾乱が十分に発達した段階では0次のモードと最も不安定なモード間の相互作用により最も不安定なモードの振幅が振幅振動を行なうことが明らかにされた。この現象について報告する。

下図に示すように初期状態で微小な擾乱を与えると擾乱の振幅は非線型に成長し、擾乱が十分に発達した段階では擾乱の振幅はほぼ周期的な振動を、同時に擾乱の位相も振幅振動と一対一の対応関係をもつて振動することが明らかになった。

この現象を説明するために最も不安定なモードの振幅と位相の空間依存性(形)は時間と共にかわらないという仮定のもとで理論的考察を行った。理論結果は下図の計算結果と良好一致を示し、振幅振動は擾乱の電場によるホール運動(渦運動)によつて、プラズマの電場の周期的な変動が起るために起ることを示され、振幅振動の周期は擾乱の電場によるホール運動の粒子が渦を一周する時間とほぼ等しいことが確かめられた。

詳しい計算と理論の結果については講演の際報告する。なお、時間軸は磁気圏境界域の磁気流体力学 Kelvin-Helmholtz 不安定性についての線型範囲を示した。

右図
 $low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性の時間発展を示す。
 A_0, θ_0 はシア層の中心での最も不安定なモードの振幅と位相の値を計算値を示す。
時間は成長率の逆数で正規化
— 振幅 A_0
--- 位相の値 θ_0



玉 尾 孜
東大 理

最近に地磁気脈動の理論は主として冷いプラズマ内の固有電磁皮体振動として考へられて来た。その場合には fast mode と Alfvén mode との局所的結合振動が可能である。一方、plasmopauseより外側の外部磁気圏では有限圧力効果が重要となり、高エネルギー粒子の非一様性によるドリフト運動及び波と此の種の粒子との失鳴相互作用が重要とまで来た。他方、観測されてくる地磁気脈動も多様である。その周期帯の特徴の他に、伝播型と非伝播型の二つに大別される。従って、結合振動の理論としては、固有結合振動と、粒子による波の不安定励起の二つを統一した理論が要求される。

前回報告した様に、ドリフト運動による効果を取り入れた場合の失鳴結合振動を決定する微分方程式は、 $\bar{\xi}_x$ を x 方向 (Fig. 1) の変位とすると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho_0 (V_A^2 + V_s^2) (\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2)}{(\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - k_y^2 V_s^2) - k_y^2 (V_A^2 + V_s^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2)} \frac{\partial \bar{\xi}_x}{\partial x} \right] + \rho_0 (\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) \bar{\xi}_x = 0$$

上式の解の特性から、結合振動を形成する4つの基本モードがあり、

- (a) 非伝播型:
 - (1) drift Alfvén, $(\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) = 0, \quad \omega_A^2 = k_y^2 V_A^2$
 - (2) drift sound, $(\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2) = 0, \quad \omega_s^2 = k_y^2 V_A^2 V_s^2 / (V_A^2 + V_s^2)$
- (b) 伝播型:
 - (3) fast, $\omega^2 \approx \omega_s^2 \approx (k_y^2 + k_z^2) (V_A^2 + V_s^2)$ (伝播型は $\partial \bar{\xi}_x / \partial x$ の係数の分母=0の次のモード)
 - (4) slow drift ($\omega \approx \omega_d \approx k_y \langle v_{di} \rangle \ll \omega_s$)

一般には此の4つのモードの結合振動であり、局所的にどのモードを粒子による不安定性で励起し得るかによって、その増進に卓越する振動の性質が決まることになる。今回は、可能と一つの代表例として、不安定領域内に局所的に励起された非伝播性のモードが結合振動を通して、その領域外では伝播性モードとして成長しよから外側に伝って行く場合を考へる。

(a) 高周波: $\omega \approx k_y V_A$, bounce 失鳴
Alfvén \longrightarrow fast

(b) 低周波: $\omega \approx k_y \langle v_{di} \rangle$, drift 失鳴
drift Alfvén (sound) \longrightarrow drift Slow

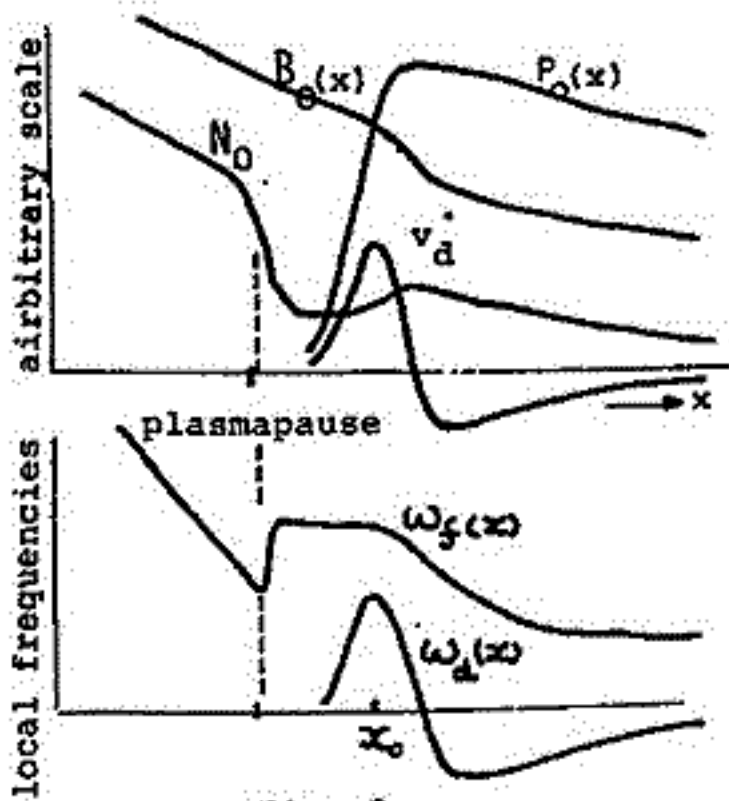


Fig. 2

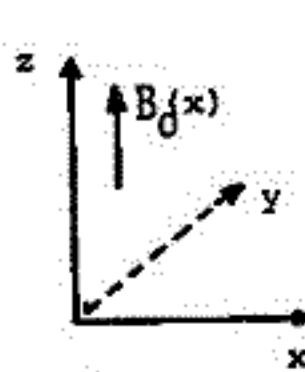


Fig. 1

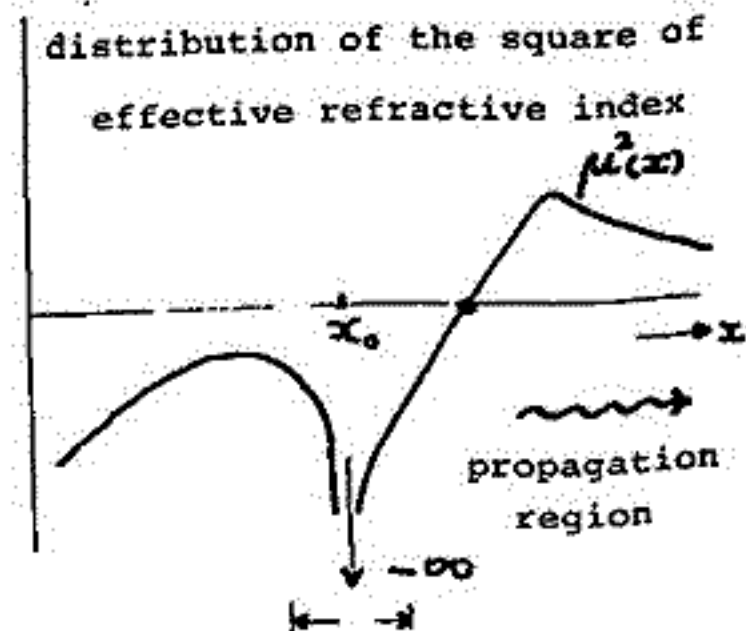


Fig. 3 instability region

菅見治一 (名大空電研), V. Karpman (I Z M I R A N)

我々は今までにホイッスラ波の変調不安定性の討論を、一次元自己変調の場合、及び自己集束の場合について調べてきた。今回は二次元の変調不安定性(今までの討論は全てこの中に含まれる)を調べ、成長率が最大になるのはホイッスラ波が電磁流体力学に与えられる、即ちホイッスラ波と電磁流体力学の間にパラメトリックな条件が満たされる場合であることを見出した。又この場合、Stenzel による実験^[1]とも定性的によく一致する。

基礎方程式系としては次のものをとる、即ち高周波(ホイッスラ波) $\vec{E} = \frac{1}{2} \times \{ E \exp(i(k_2 z - \omega t) + c.c.) \}$ の場合 E に対して、

$$i \left(\frac{\partial E}{\partial t} + v_y \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \frac{v_y'}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{T}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \Delta \omega E = 0 \quad (1)$$

ここで、 $v_y' = 2v_y/\omega R$, $T \equiv (\partial^2 \omega / \partial k_2^2)_{k_2=0}$, $\Delta \omega \equiv (\frac{1}{2} v_y' / 2E) \{ (\partial E / \partial \rho) (\rho - \rho_0) + (\partial E / \partial B) (B - B_0) + (\partial E / \partial v) v \}$ ホイッスラ波は同知のように、 $\omega_c/2$ を境にして伝播特性が異なるが、それは $\omega_c/2$ で T の符号がかわることで理解出来る^[2]。一方、低周波(電磁流体力学)に対しては、

$$\begin{cases} \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho v) = 0, \\ \partial v / \partial t + (v \cdot \nabla) v = -\nabla P / \rho - \frac{1}{\rho} B \times (\nabla \times B) / \rho + f / \rho, \\ \partial B / \partial t + \nabla \times (v \times B) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

ここでポインティング定理、ブ力^[3,4]

$$\begin{cases} f_x = -\frac{1}{16\pi} \frac{\partial E \omega (\epsilon - 1)}{\partial \omega} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} \\ f_z = \frac{\epsilon - 1}{16\pi} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + \frac{1}{16\pi \omega^2} \frac{\partial [E \omega^2 (\epsilon - 1)]}{\partial \omega} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} \end{cases} \quad (4)$$

基礎方程式系(1)~(4)を用いて不安定性の解析をする。(1)を ρ, v, B に変形し、全ての量を $\delta = k_x x + k_z z - \Omega t$ の形の関数と仮定すると、次の分散式を得る。

$$F(\Omega, k) \times D(\Omega, k) = G(\Omega, k) \times (v_y' k_z^2 + T k_x^2) \times \epsilon_0^2 \quad (6)$$

$$\begin{cases} F(\Omega, k) = (\Omega - k_y v_y)^2 - \frac{1}{2} (v_y' k_z^2 + T k_x^2)^2, \\ D(\Omega, k) = (\Omega^2 - v_s^2 k_z^2) (\Omega^2 - v_A^2 k_x^2) - \Omega^2 v_s^2 k_x^2, \\ G(\Omega, k) = - (k_y v_y / \theta) v_A^2 \{ (d_1 - \mu d_2) [-(\Omega^2 - v_A^2 k_x^2) k_z^2 (d_1 - \mu d_2) - \Omega^2 k_z^2 d_3] \\ + d_2 (1 - \mu) \times [v_s^2 k_z^2 (d_1 - \mu d_2) - (\Omega^2 - v_s^2 k_z^2) d_3] \} k_x^2 \}. \end{cases} \quad (7)$$

$d_1 \equiv (\epsilon - 1) / \epsilon$, $d_2 \equiv [\partial(\omega^2(\epsilon - 1)) / \partial \omega] / \epsilon$, $d_3 \equiv \partial(\omega(\epsilon - 1)) / \partial \omega / \epsilon$, $\mu = (\Omega / k_z) / (\omega / k)$
 $v_s: \text{音速}$, $v_A: \text{アルファ速度}$, $\epsilon_0 = e^2 / 4\pi E / B_0$, $\epsilon = kc^2 / \omega^2$

(6) 及び (7) 式が我々の討論の基になる式である。パラメトリックな条件は

$$F \approx D \approx 0 \quad (8)$$

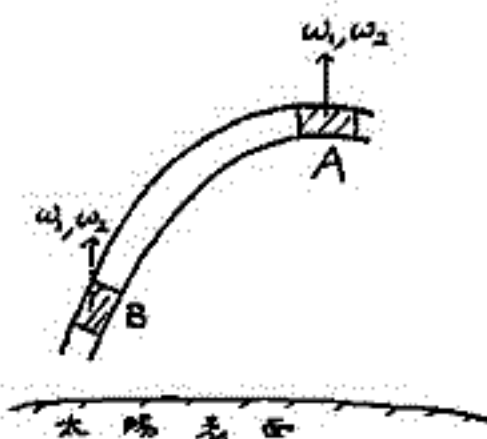
に相当する。 $D \approx 0$ の根として、fast & v slow 電磁流体力学がある。Stenzel の実験の場合を検討すると、 $\omega < \omega_c/2$ では前者による soliton が、又 $\omega > \omega_c/2$ では後者による soliton が生成されることになる。これはさきあげて自己集束 ($\Omega = 0, |k_x| \gg |k_z|$) に近いものであるが、 $\Omega = 0$ ではない。又、自己集束の場合、密度の変化 $\delta \rho$ は $\omega < \omega_c/2$ で正である^[3]が、今回の場合は負であり、実験との対応がつかない。

[1] R.L. Stenzel, Phys. Fluids, 19, 865 (1976)
 [2] H. Washimi, J. Phys. Soc. Japan, in press
 [3] H. Washimi, J. Phys. Soc. Japan, 34, 1373 (1973)
 [4] H. Washimi and V. Karpman HETP (JETP) in press.

Type III 太陽バーストにおけるフィラメント構造の生成

藤見治一 (名古屋電研)

最近, Stewart^[1] は Type III 太陽バーストの中, '逆U' 又は '逆J' バーストと呼ばれる形のバースト (第1図) では第ニ高調波 ω_2 と基調波 ω_1 の比の $1/2$, 即ち $\gamma = \omega_2 / 2\omega_1$ が, 領域 A では $\gamma \approx 0.85$, 領域 B では $\gamma \approx 1$ という解析結果を示した。 Type III バーストの放射の機構は未だは, セリシなハ失ヒカ^レが, 基調波はプラズマ振動数 ω_p に, 又第ニ高調波は ω_p の2倍に等しいと考^レてよいであろう。従^テ, γ が領域 A での $1/2$ より小さくなることは放射の機構以外に原因があると考^レえられる。



[第1図]

若^シはこの原因を, ①密度の磁力線に沿^テたフィラメント構造に依ると考^レえ, 更に, ②このフィラメント構造は高速荷電粒子群 ($v \approx c/3$) の通過に伴^フてレ^ニコフ効果により励起されるラングミュア波による自己ダクト生成に依ると考^レえる。このよ^リに考^レえる根拠を以下に示す。

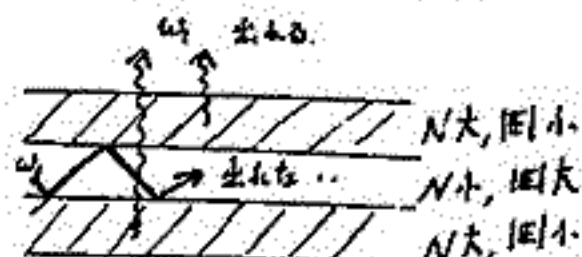
ラングミュア波の分散式, $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 v_e^2$ (1), $\omega_p = (4\pi e^2 N / m_e)^{1/2}$, v_e : 電子の音速, N が非共振効果により一様な密度 N_0 から δN を生^ジて γ となる。

$$N = N_0 + \delta N$$
 (2)

δN はイオンの運動を伴^フすける環数 k と周波数 Ω ($\Omega \ll \omega$) を用^イて,

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{-1}{1 - (\Omega/k)^2 / c_s^2} \frac{|E|^2}{16\pi N_0 T_0}$$
 (3)

以下 $(\Omega/k)^2 / c_s^2$ が 1 より小さい時^ノを考^レえる。 (c_s はイオン音速の速度)。 (3)式より考^レるよ^うに, $|E|^2$ が大^キて N が小^シ, $|E|^2$ が小^シて N が大^キ。一方 (1)式より考^レるよ^うに, 共振圧射率は N が小^シと大^キくなる。従^テ, 2波は N が小^シの領域に集中する。これは自己ダクト生成の機構である。

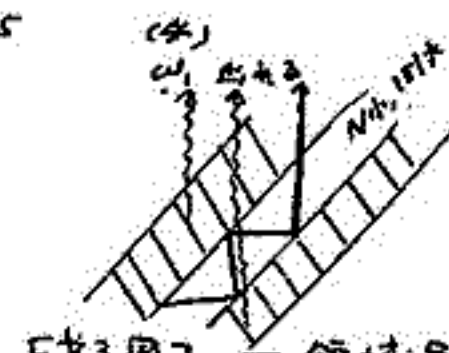


[第2図] - 領域 A

これを領域 A に適^シさせる (第2図)。このダクトより放射される電磁波の中, 基調波 ω_1 は N が大^キの領域から出^ルた^ルの波が垂直伝播し, 観測される。一方高調波は何処からでも垂直伝播可能である故^ニ, $|E|^2$ が大^キの領域から出^ルたもの^ノが強度が低^シ。故^ニ γ は,

$$\gamma = \frac{\omega_2}{2\omega_1} = \frac{2(\omega_p)_{N_0}}{2(\omega_p)_{N_0 + \delta N}} \approx 1 - \frac{|\delta N|}{N_0} \approx 0.85, \quad \therefore \frac{|\delta N|}{N_0} \approx 0.15$$

一方, 領域 B (第3図) では, 荷電粒子の走^ル方向に沿^テ, γ による一様な密度分布がある故^ニ, N が小^シの領域から ω_2 は散^ル射^シて出^ルる。故^ニ $\gamma = \frac{2(\omega_p)_{N_0}}{2(\omega_p)_{N_0}} \approx 1$ である。



[第3図] - 領域 B

以上で Stewart の結果を説明出来る。ラングミュア波のエネルギーは荷電粒子群のエネルギー E_b と等分配されると考^レてよい。 E_b とコロナの磁エネルギー密度の比, $\delta \equiv E_b / N_0 T_0$ は確定的な値は存在^シないであろうが, $10^{-3} < \delta < 1$ の程度である。

(3), (4)式より, $|1 - (\Omega/k)^2 / c_s^2| = \frac{\delta}{0.15}$ (5) 故^ニ, δ が十分小さい時は $\Omega/k \approx c_s$ 。これはラングミュア波がイオン波とパングトリッフ条件を満たしている時に相当する。これに因^リる理論は検討中である。

[1] R.T Stewart, Solar Physics, 32, 451 (1974)

Whistler turbulence と Alfvén turbulence の相対作用 (II)

新部 文彦
(九大教養物理)

1. 序

天体プラズマの様なタイムスケールの長い(プラズマの乗過程のタイムスケールに比較して)元流現象に対しては、従来実験室プラズマを想定して飛程をせらわして元流理論の定式化をそのまゝ適用する事の疑問が提出されている(文献1)。Alfvén 波の様な線型 wave-particle 減衰機構が禁じられるモードの場合には、元流の Reynolds 数(文献2)が大きいので乱流は発達した元流の状態(文献3)になっていると考えられる。この状態では高周波と低周波元流間の相対作用が増大しているといえる。プラズマ中のエネルギーの流れは流体と違い高周波 → 低周波であるので発達した元流の源は高周波元流と仮定するのが自然である。勿論逆の仮定、低周波元流(通常大振幅)が高周波元流(小振幅)に与える効果を調べる事も必要である(文献4)。ここでは高周波元流(本記事モード)の振幅が $100 \mu\text{V/m}$ (電界)程度でも Alfvén 波動の成長率として $\sim 10^{-4}$ に達し得る事を注意しておこう。

2. 定式化

前回に於て報告した様に Whistler 乱流が存在する場合、Alfvén 乱流の成長率を(文献5)の方法を用いて求める。

3. 結果

高周波元流 → 低周波元流 のエネルギー伝達には軌道補正と Modulation の2つの効果が存在する。発達した Alfvén 乱流の減衰のメカニズムとして decay (文献6)を仮定すると Alfvén 波のスペクトラム (I_R) は下記の如くである。

$$I_R \propto k^{-2} \quad (\text{軌道補正が判る場合})$$

$$I_R \propto k^{-3} \quad (\text{Modulation "})$$

尚、ここでも同様に Modulation のメカニズムは粒子(電子)と whistler 波の共鳴的相対作用が主役を演じており、いわゆる Modulation Instability (文献7)とは違っている。後者の(非共鳴的相対作用)メカニズムとの比較検討は現在調べられている(文献8)。

文献

| | |
|-----------------------------------|--|
| (1) M. Nambu, J.A.T.P. (in press) | (5) M. Nambu, Phys Fluids <u>12</u> , 412 ('76); " Sept., (in press) |
| (2) " , Phys. Fluids (submitted) | (6) R.H. Cohen, J. Geophys. Res. <u>72</u> , 7742 ('67) |
| (3) " , to be published. | (7) V.E. Zakharov, J.E.T.P. <u>35</u> , 163 ('62) |
| (4) L. Stenflo, to be published. | (8) M. Nambu, to be published. |

Electrostatic Electron Cyclotron Wave の Whistler Wave への mode 変換

大家 寛, 宮岡 宏
東北大学理学部

従来、磁気圏内 VLF-ELF emission は、その発生メカニズムとして主に energy の高い粒子と波との直接 couple する結果発生するものと捉えられてきたが、近年、磁気圏内での強い、electrostatic waves の存在が観測されるとともに、その electrostatic waves から、電磁波への mode 変換が、emission の発生メカニズムとして重要であることが、明らかになってきた。

今回は、特に温度異方性をもつ Bi-Maxwellian electron plasma 中での dispersion eq. を計算した結果から、 $1/2 \Omega_e < \omega < \Omega_e$ の周波数領域で instability を起こす electrostatic cyclotron waves (ESCH 波) から、Whistler mode waves への mode 変換の可能性について種々の、磁気圏内のパラメーターに対して調べた結果を報告する。

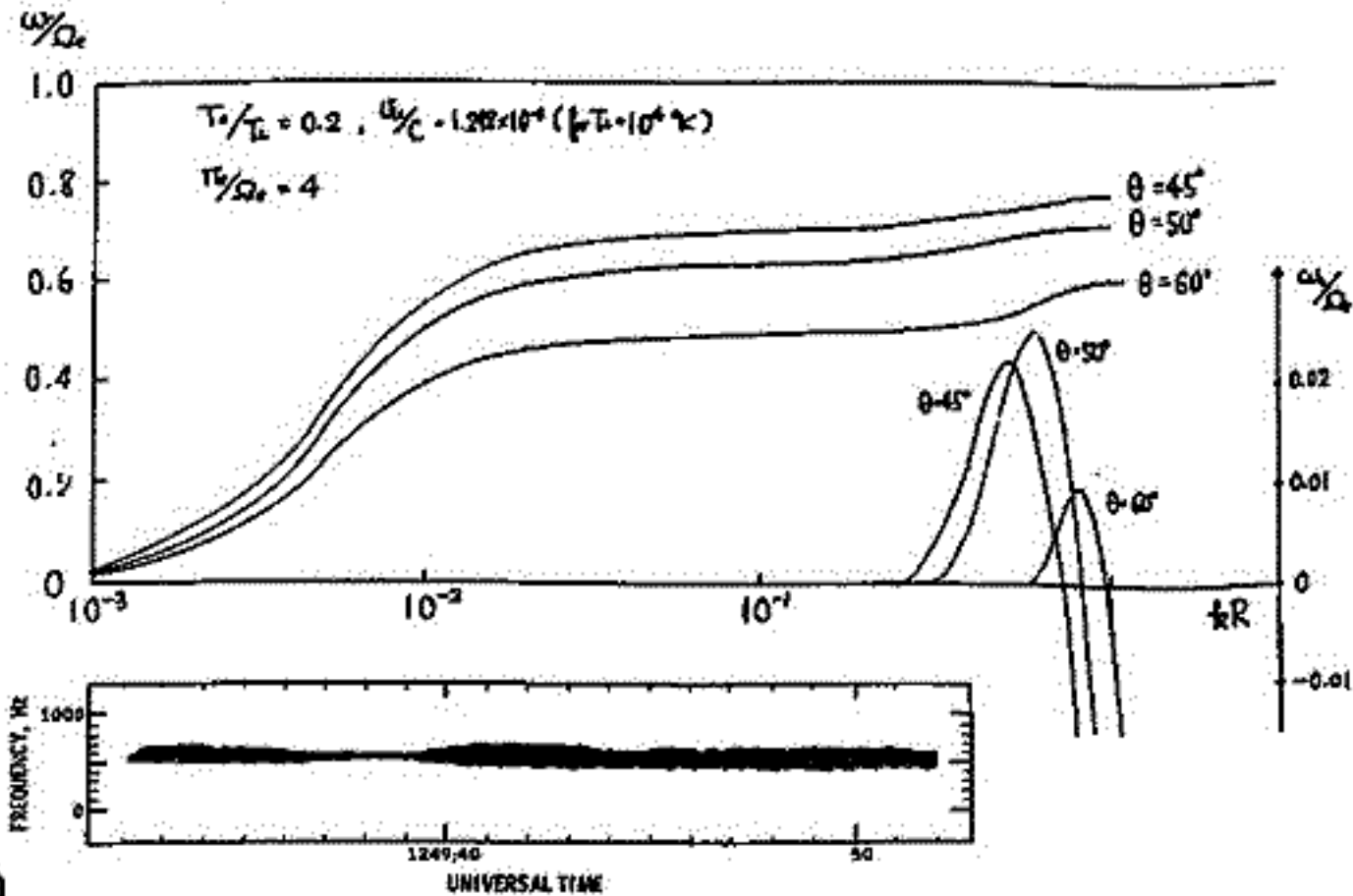
計算の結果、

- 1° γ (growth rate) が最大となるのは、wave normal angle $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ の範囲で、 kR の大きい (≥ 0.2) の領域である。
 - 2° この範囲の dispersion curves は、 $\omega/\Omega_e \lesssim 0.5$ の Whistler mode へ連続しており、その間の damping rate はかなり小さい。
 - 3° この周波数領域での instability の growth rate は、 $1.5 < \omega/\Omega_e < 2$, $2.5 < \omega/\Omega_e < 3$ での場合に比べて、非常に大きい。
- 等のことが明らかになった。

従って static 領域で発生した ESCH 波は、大きな磁場変動を経験するか、あるいは Ω_e の大きい方向 (earthward) への伝搬を考えると容易に、Whistler mode への変換が起こる。

このメカニズムによれば、OGO-5 で観測された狭帯域で、monotonic な ESCH 波の dynamic spectrum と酷似するパターンをもつ Postmidnight chorus¹⁾ のいくつかの特性を説明できる。又、その $0.5\Omega_e$ 近傍における missing emission についての Doppler shift の立場から検討した結果も併せて報告する。

第1図
ω-θ ダイアグラム



第2図
Postmidnight chorus の例
(after Tsunetani and Smith, 1974)

1) Tsunetani, B.T. and E.J. Smith, J. Geophys. Res., 79, 118-134 (1974)

Takashi Yamamoto

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

Estimations of VLF hiss intensity associated with auroras have been made by many authors, based on the assumption that hiss is generated by incoherent Cerenkov or cyclotron radiation from the precipitating electrons. Jorgensen (1968) calculated the flux of Cerenkov emission arising from electrons with energies of 1-20 KeV and obtained a peak amplitude of 10^{-14} W/m² Hz at 10 KHz by assuming that all radiation is ducted unattenuated. Lim and Laaspere obtained a peak intensity of the power of the order of 10^{-13} W/m² Hz. However, the computations of Cerenkov radiation taking into account ray path spreading or collisional damping show that the incoherent mechanism cannot produce observed power fluxes as high as 10^{-13} - 10^{-11} W/m² Hz. Therefore, it has been suggested that VLF hiss is generated by a coherent mechanism rather than incoherent Cerenkov radiation.

Recently, Maggs (1976) has shown that the observed power fluxes of VLF hiss can be accounted for by convective beam amplification of incoherent Cerenkov whistler radiation by the beam of precipitating auroral electrons. It has clearly been demonstrated that the power flux expected from precipitating electrons without beam amplification cannot possibly account for strong VLF hiss. The beam amplification mechanism was investigated by using the lowest-order WKB wave kinetic equation and linear growth rates.

The purpose of this paper is to develop some consequences resulting from Maggs' model that have not been considered in his paper. We first examine the variation of temporal and spatial growth rate with altitude. Even if the velocity space distribution of the beam does not vary with altitude, the variation of cold plasma density causes a large change in the growth rate. If the altitude of the beam generation point, where the electrons are supposed to be accelerated downward by a kilovolt potential drop along the geomagnetic field lines, is much higher than the observation point, the variation of beam velocity distribution with altitude cannot be neglected. The beam distribution functions at any point along the geomagnetic field line can be determined from Lionville's theorem and the conservation of the first adiabatic moment, provided that the beam is unaltered by wave particle interactions. The effects of transformation of the beam on the linear growth rate are also considered.

Next, we consider an altitude dependence of power flux levels of VLF hiss predicted by convective beam amplification. It is shown that power fluxes at lower altitude might not rise to as high levels as observed because of smaller growth rates and shorter length of rays contributing power. It is also suggested that nonlinear processes play an important role in determining the levels and spectral shapes of VLF hiss power flux at much higher altitude, if the altitude of the beam generation point is high enough.

橋本弘藏・木村馨根
(京大工)

S³-A 衛星による VLF 放射の磁気赤道近傍での観測結果では、磁気嵐時に $\frac{1}{2} f_H$ (サイクロトロン周波数) 近傍が欠け、 $\frac{1}{2} f_H$ の上側の方が下側より圧倒的に強い VLF 放射が観測されている。〔図1参照; Maeda¹⁾〕又 OGO-3 や 5 で観測された banded chorus でも同様の特性のあることが知られている。²⁾³⁾ 又 Coroniti et al.⁴⁾ は、 $\frac{1}{2} f_H$ 近傍で $\frac{1}{2} f_H$ より上の sharp Te emission を、L₁~6, 磁気緯度 8° で観測している。このように $f > \frac{1}{2} f_H$ の特性をもった VLF 放射源があると考えねばならない観測事実が出てきている。この現象の解釈として、今まで考えられていた様な cyclotron instability のメカニズムで考えるものと、新たに quasi-electrostatic instability の立場で考えるものとの比較検討を行った。

Bi-Maxwell 分布をしたホットプラズマ中でのホイストラーモードの electrostatic な instability の値を図2に示す。Wave normal angle θ が発鳴角 θ_{res} より大きな場合で、L₁~6 の領域のパラメータを用いた。成長率 γ の大きな領域は $f > \frac{1}{2} f_H$ に限られて狭く、屈折率は 150 位である。この領域は、磁界成分もあるが、Harris 型 instability で知られた静電波で近似できる⁵⁾ので、quasi-electrostatic instability と呼ぶことにする。この波の伝搬は、ホットプラズマ中の Ray Tracing⁶⁾ では、 $\theta > \theta_{res}$ のまま伝搬してゆき、 $f = \frac{1}{2} f_H$ の領域に達するまでに減衰してしまふ、長距離伝搬はしない。

前述の現象を上記の静電的立場と cyclotron instability の立場から、比較検討する。

| | quasi-electrostatic instability | cyclotron instability |
|---------|---------------------------------------|---|
| Source | $f > \frac{1}{2} f_H$ にしかない。 | 不安定周波数を比較的自由に決定できる。 |
| 伝搬 | $f < \frac{1}{2} f_H$ では減衰。 | 伝搬し得る。 |
| merit | $f > \frac{1}{2} f_H$ が本質的 | 種々の周波数で放射可能 |
| demerit | $f < \frac{1}{2} f_H$ の emission 説明不可 | $f \approx \frac{1}{2} f_H$ での cut off 説明不可 |

Maeda¹⁾ は、 $f < \frac{1}{2} f_H$ のエミッションを LHR 近傍での反射点からダクト伝搬したものと考へているが、反射点近傍では wave normal angle が 90° に近く、ダクトに入ることは困難である。一方 Coroniti et al.⁴⁾ の観測結果は、赤道付近を源として $f \approx \frac{1}{2} f_H$ のところまで伝搬してきたものと考えると、quasi-electrostatic instability で説明可能である。また、これについては Young⁸⁾ の pure-electrostatic の cold & hot plasma 中の instability との解釈がある。

文献 (1) K. Maeda, P. S. S., 24, 341, 1976. (2) J.W. Burtis, Tech. Rept. No. 246f-3, Stanford Radio Sci. Lab., 1974. (3) B.T. Tsuntau and E.T. Smith, J.G.R. 79, 118, 1974. (4) F.V. Coroniti et al., J.G.R., 76, 2366, 1971. (5) K. Hashimoto and J. Kimura, R.J.S.R.J., 21, 73, 1973. (6) 橋本・木村, 信学技報, AP75-83, 1976. (7) K. Maeda et al., Rep. X-602-76-106, G.S.F.C., 1976. (8) T.S.T. Young, J.G.R., 79, 1985, 1974.

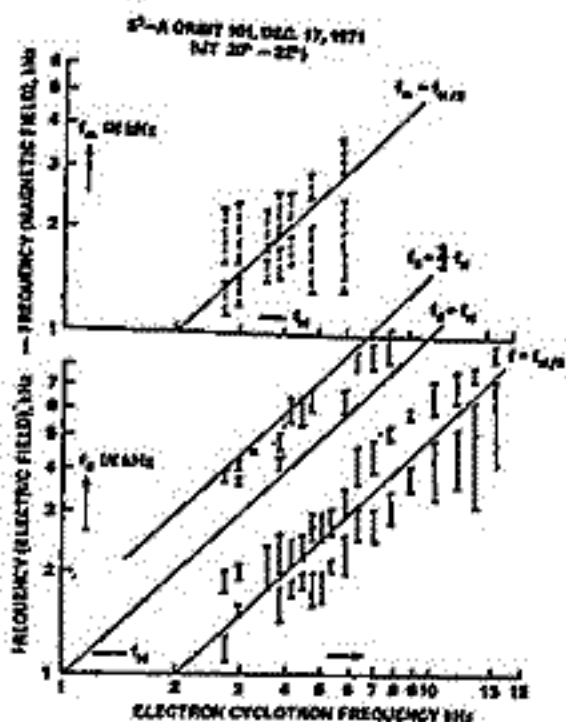
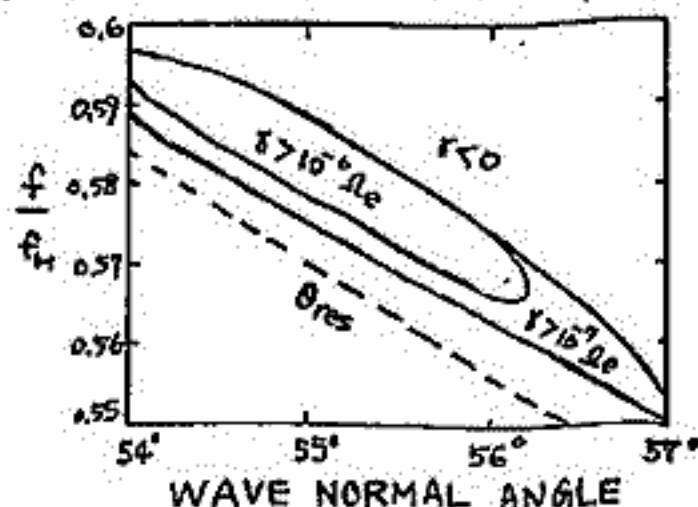


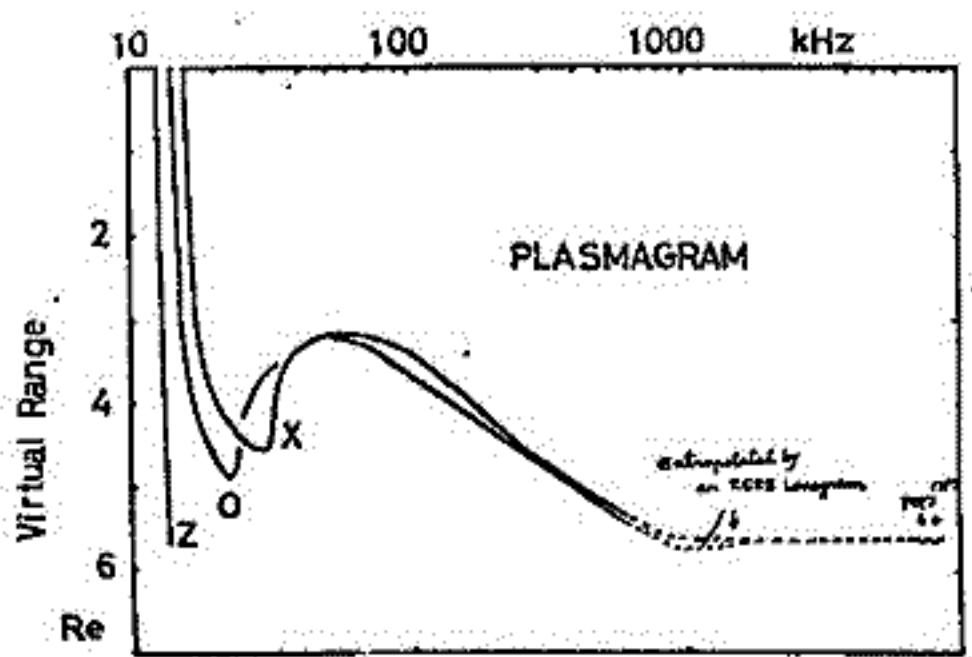
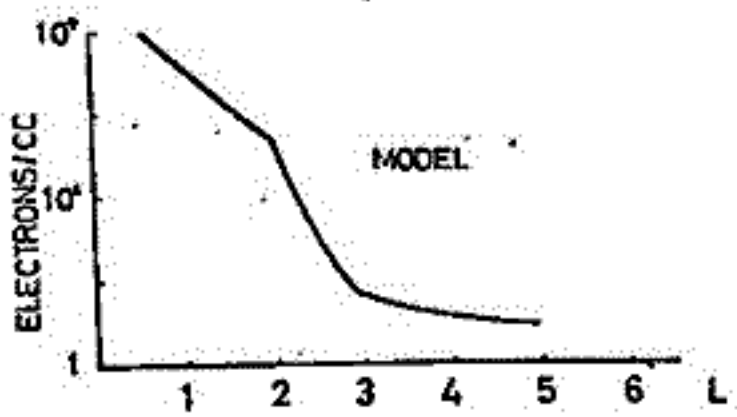
図1. S³-A の VLF 放射の周波数分布

図2. quasi-electrostatic instability →
 $f_p/f_H = 8, A = T_e/T_c = 1.5,$
 $T_e \approx 2.5 eV$



中村 義勝 恩藤 忠典 村上 利光 渡辺 成昭
電波研究所

プラズマホーズサウンダーは恩藤により提案されている (Journal of the Radio Research Lab., 1974)。ここではプラズマホーズサウンダーから発射される電波の伝搬特性とそれによって得られるイオノグラム(プラズマグラム)の特性を明らかにするため適当なプラズマ圏モデルを用いて計算を行った(一例を下に示す)のでその結果について述べる。またプラズマホーズサウンダーの概要、問題点についてもふれる。



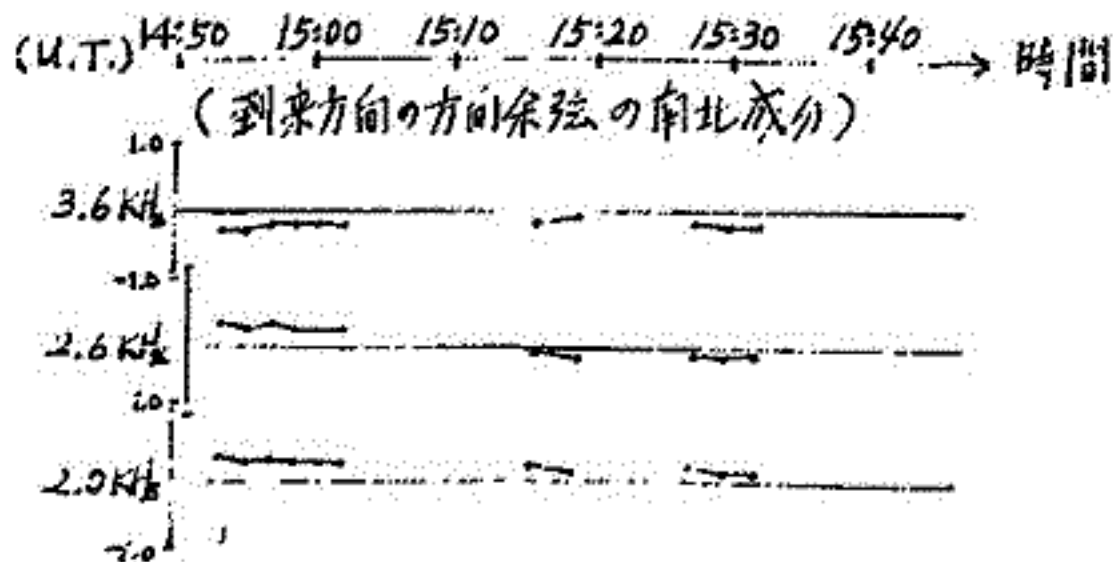
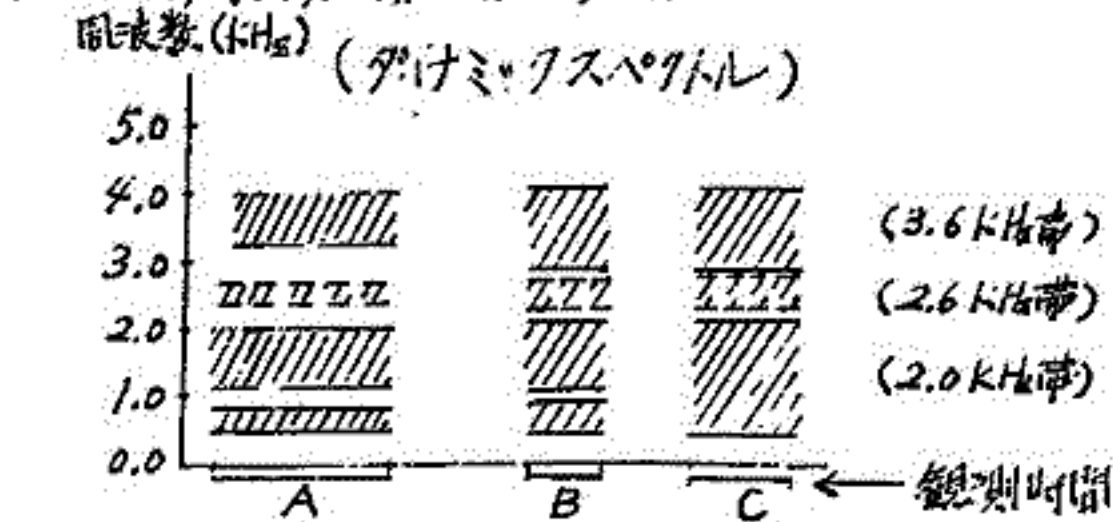
プラズマホーズ付近で観測したVLFエミッションの解析

池田 慎・鶴田啓一郎・西田篤弘・渡辺啓三 (東大宇宙研)
林 幹治 (東大理)

1975年7-8月にかけてロバール(カナダ)で受信したVLFデータの解析を、先の2回の学会に続い(報告する。前回までは、VLFエミッションクソグトルと到来方向の解析を主に進な(きたが、今回は、ホィンラーの解析結果を主(報告する。

ホィンラーの解析は、その伝搬パル、赤道面上の熱めプラズマの密度、きれうの時間変に求める。ただしこの時地球磁場は定常なパルであり、熱めプラズマは高度1000km以上で放射平衡の状態にあると仮定している。この仮定は、現在の測定精度を考慮すると疑念をきかと思われる。(は)きりした形をモノホィンラーはきかな(又この解析は、プラズマホーズの位置とプラズマ分布を求め、前回報告したVLFエミッションがプラズマホーズの近傍で生成されている事を確認し、クソグトル・到来方向の解析と合わせて高エネルギー電子の分布を求め(。

さらにクソグトル・到来方向の解析では、解析した観測時間を、前回のものを含めて拡大し検討を加える。前回は、7月27日の16:00-16:30 U.T.の間を解析したが、今回は、16:00-17:30 U.T.の間にひらける。(解析の例:下図参照)。この図では、バンドがエミッションを四形に描いているが、ほぼ同じ到来方向を示すバンド(観測時間Aでは、2.6kHz帯と2.0kHz帯。観測時間B・Cでは、3.6kHz帯と2.6kHz帯。)と、それとは異なる到来方向を示すバンド(観測時間Aでは、3.6kHz帯。観測時間B・Cでは、2.0kHz帯。)がある事を示している。つまり、地上で観測される2つ以上のバンドがエミッションには、赤道面上の異なる領域で生成されたものと、同じ領域で生成されたが、異なる周波数帯をもつものがある事を示していると思われる。詳しい内容は、講演の際に報告する。



I-87 イオンホイスターの伝搬路とイオン分布

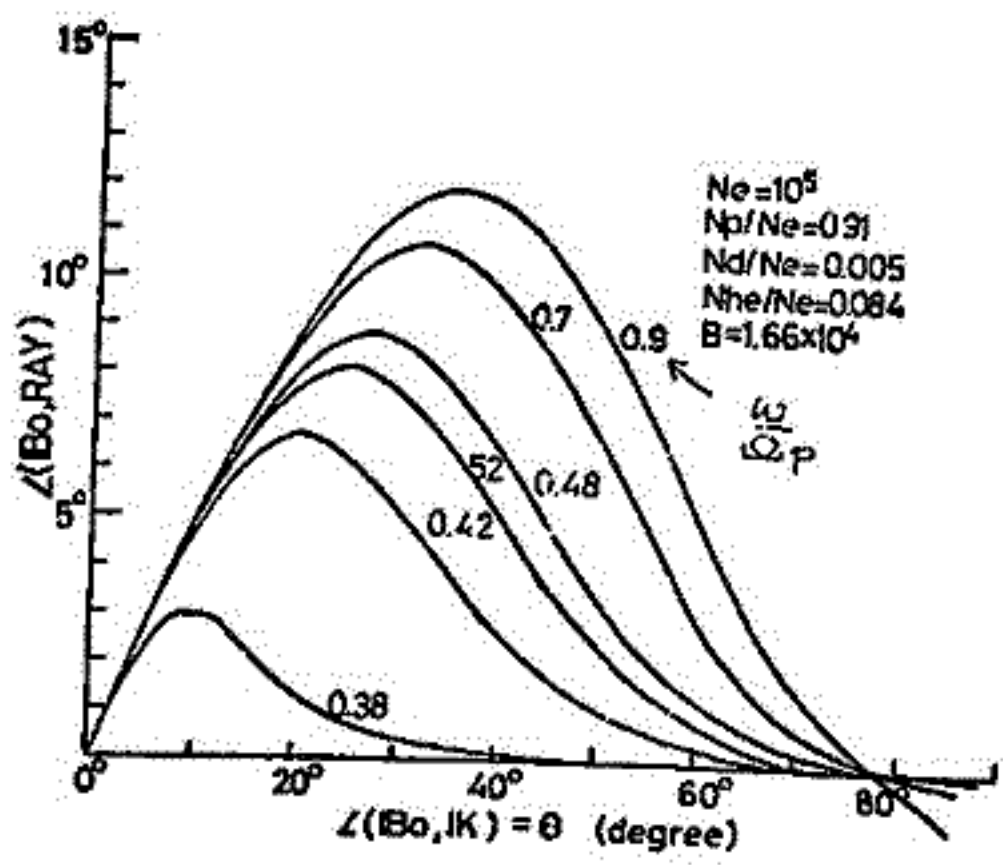
渡辺 茂昭, 恩 康 忠 典
電 波 研 究 所

低緯度地方における赤道越えイオンホイスターは、電磁波伝搬問題、イオン分布、磁気赤道面情報をもたらし意味でも重要である。その意味でも伝搬路が重要である。下図はKの方角におけるRayの伝播角の角度を、 ω/Ω_p をパラメータとして描いたものである。Deuterium Whistler の周波数帯域の3.0-3.5 MHz程度は、この帯域のクロスオーバー周波数付近では30°程度しかずれるが、いわゆる電波ホイスターの1.0-1.5 MHzに比べると、磁力線に平行しく伝播しやすい。今図は、モデル大気中での伝搬路を調べる。

カトイオンホイスターの右磁力線モードより ω/Ω_p 1.2 の K 側の N 側 () 比率 (N_p/N_e) は Likhitar and Sabalov 1973 が報告している。これに対し、広く見られる D^+ の粒子の影響が大きい。いわゆる Deuterium Whistler 代わり、Cross over freq. の認定にも D^+ の効果を考慮しなければならない。前述の高層でも然り。そのイオン分布算出法を示すと共に、上図の伝播路による認定例を紹介する。

尚、Deuterium-Whistler が横波-Ion Cyclotron wave である事の傍証として、ダイポールアンテナの Null direction に対応する方法がある。Deuterium Whistler は Proton Whistler は $\omega \approx \Omega_p$ Hiss と同期し、受信される Field の強度が変化^①する。これより Deuterium-Whistler は、おおよそ、磁場面に直角の電場を持つと考えると、これは ω の electromagnetic wave は Bernstein mode と云う事も考えられるが、いわゆる $\omega \approx \Omega_p$ 型 (南緯面半波長位して113ものと考えられる) を説明するのには、伝播特性から見て困難である。

② SPIN Modulation



低緯度ホイツスラーの比較解析

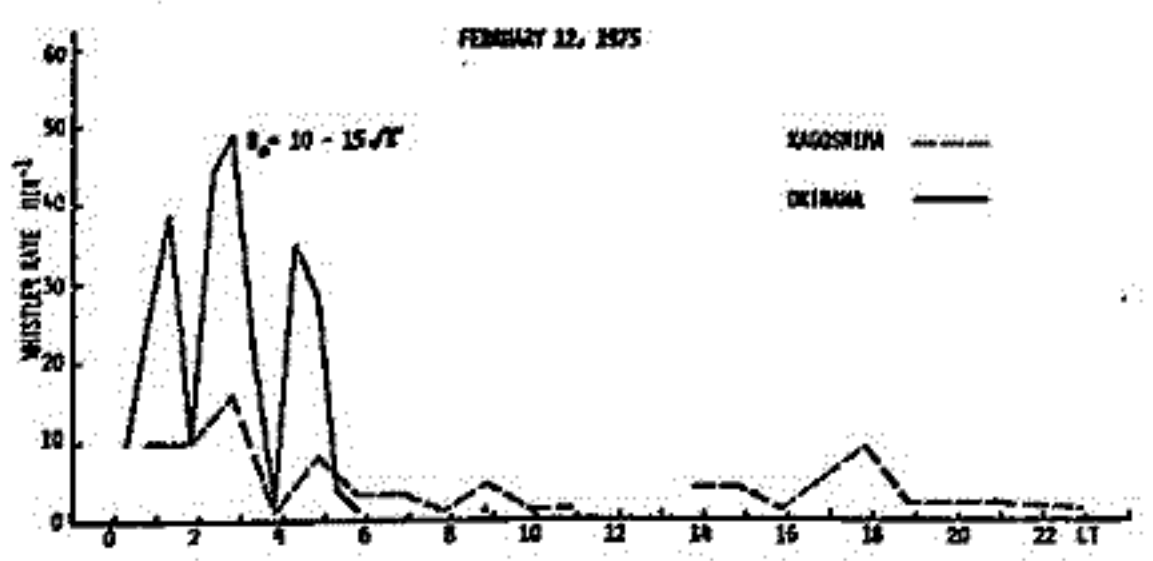
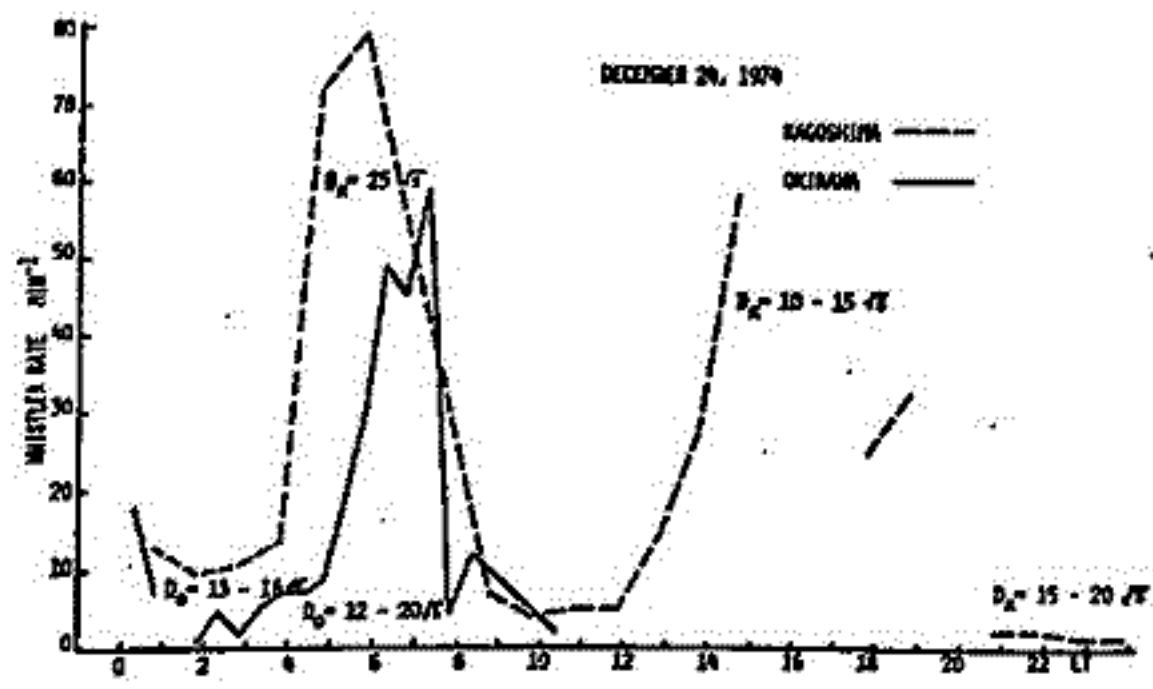
恩藤忠典* 田中義人** 上滝実* *電研研 **名大空電研

1974年10月から1975年3月までの間に沖縄観測所(地磁気緯度15.3°N)及び名大空電研鹿児島観測所(20.7°N)で測定したホイツスラーの比較解析を行った。

沖縄のホイツスラーの平均的特性は、夕方の発生頻度の極大なることである。全般的には鹿児島の方が沖縄よりホイツスラーの発生頻度は大きく、但し、場合には下図のように沖縄の方がずっと大きい場合もある。又沖縄のホイツスラーの特性として、下図の如く1~2時間以内に、発生頻度の可成りの増減を繰返す断続的の発生を可成りある。

沖縄及び鹿児島を通る現地の地球の磁力線は、双極子磁場から可成り離れており、その最高点高度は夫々、776 km 及び 1700 km である。

沖縄の1974年12月及び6月のfoF2の月平均値及びh'Fmax以下の電子密度分布として、パラボラ型分布を、h'Fmax以上の離子チャップマン分布を用いて、現地の磁力線に沿って沖縄におけるホイツスラー分散を求めると、20~00LT間で $D = 24 \sqrt{f}$, 00~06LT間で $D = 17 \sim 22 \sqrt{f}$ の値を取りうる。



Full wave的解析によるモードカップリング

長野 勇 湯保 正 喜
(金沢大学 工学部)

1. はしがき 電離層中における正常波(O)と異常波(X)のモードカップリングに對して、過去に Ray Theory の立場から、いくつか説明がなされてきた。最近 VLF 領域の特珠な場合に full wave 解析が行なわれているが、① Z trace (正常波→異常波) が生ずる中短波領域において、定量的な解析はほとんどなされていない。② 本報告では、媒質を均質多層と見なす Multi-Layered Method^③ を使用し、分散曲線が交わる付近の区間で、正常波から異常波、そして異常波から正常波へのエネルギー変換について、電子密度の勾配、Dip 角、方位角をパラメータとして、そのエネルギー変換が主になる入射角の範囲 (Ellis window) を調べた。

2. 計算方法 斜め伝搬において、 $X=1$ ($X=f/f_H$, f_H プラズマ周波数) の条件下、モードカップリングを起す条件は、

イ) 磁気子午面内伝搬 ロ) $\sin \theta_i = \cos \text{Dip} (Y/Y_{\pm 1})^{1/2}$

ここに、Dip は地球磁場の俯角、 θ_i は入射角、 $Y = \frac{f^2}{f_H^2}$ 、 f_H は Gyro 周波数を満たす場合である。図1は①②の条件を満す時の Booker root と X との関係を示している。Oup から Xup へのエネルギー変換を求めると、図の A 点で Oup を入射し、B 点での Xup のエネルギーを求め、その比を Cox とする。また down 波に對しても同様な区間で計算し Cox とする。従って、Oup → X → Odown のエネルギー変換量は次式となる。

$\phi_{oxo} = P \cdot C_{ox} \cdot C_{xo}$ ここで P は、B 点と X モードの反射点間の減衰である。また入射波の経路 path は、上昇波と下降波とは同じ path を通ると仮定する。(tilted layer)。

3. 計算結果 電子密度モデルとして、 $N(z) = N_0 \exp(\alpha(z-z_0))$ を仮定し、電子衝突は無視した。以下の計算では $f = 1.85 \text{ MHz}$, $f_H = 1.2 \text{ MHz}$ を使用した。

図2は Dip 角 45° での磁気子午面内伝搬における入射角 θ_i に對する $C_{ox} (= C_{xo})$ のグラフであり、パラメータは電子密度勾配 $\alpha (1/\text{km})$ である。図3には、Dip 角と $\Delta \theta_i$ ととして Ellis window $\Delta \theta_i$ と電子密度勾配との関係が描かれ、電子密度勾配が大きくなると $\Delta \theta_i$ が大きくなることを示している。中緯度地方において、中短波の下層領域で起る Z trace については、入射角が 26.7° を中心に 0.4° の幅で許容内に入るのであろう。これらの数値結果の一部は Ellis (1965) が観測した高緯度での Z trace の実験結果とよく一致している。

文献 (1) Smith, M.S. (1974) Proc. R. Soc. Lond. A 336. 25
(2) Oya et al S.49 地球電気磁気学会
(3) Nagano et al (1975) Radio Sci.

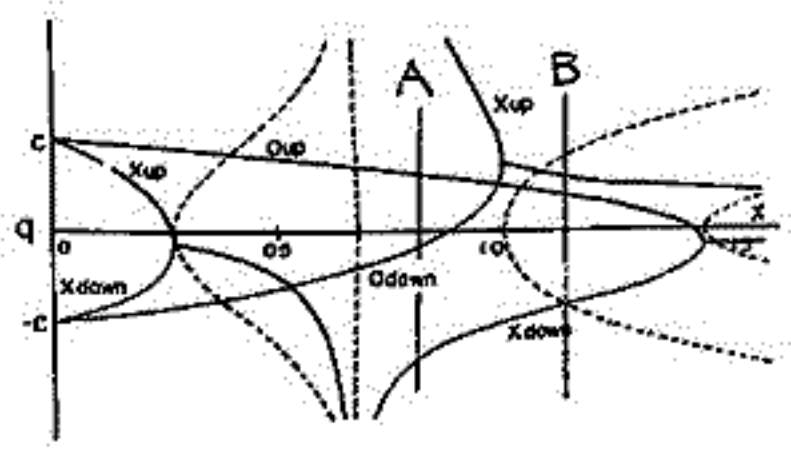


図1 Booker root

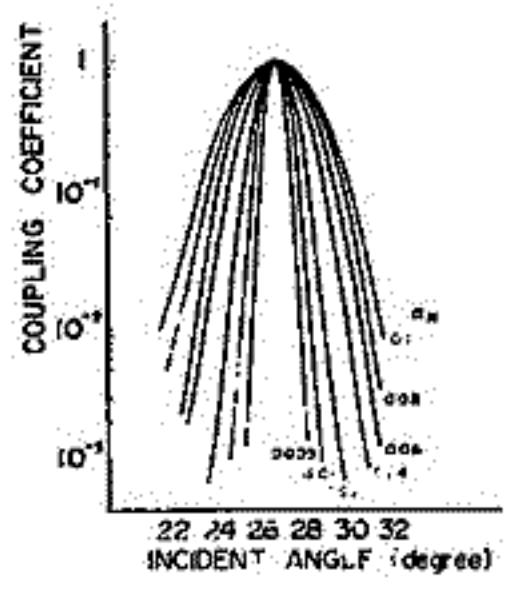


図2

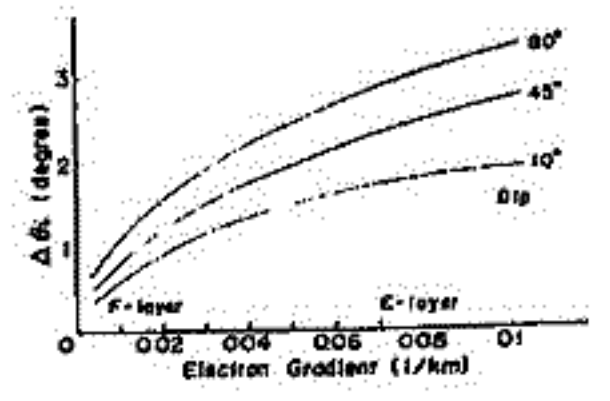


図3

第 2 会 場

電離子観測衛星(いめ)に搭載した

プラズマ測定器の構成

高比良昭*, 内倉謙司*, 山田弘基*, 宮崎茂*, 森弘隆*, 山内忠孝**
*宇宙開発事業団 **電波研究所

プラズマ測定器(RPT)は球型フラットカソードヒューズとし、フレミングプロトダの原理により、グリッドG1の電子電流電圧特性曲線から電子温度、電子密度およびプラズマ空間電位対衛星電位が決定され、コレクタCのイオン電流電圧特性曲線からイオン密度、イオン温度が求められる。これらのパラメータは他の観測機器と同様に電離子のデータミクスを解明し組織的観測を行なうために必要とされる。

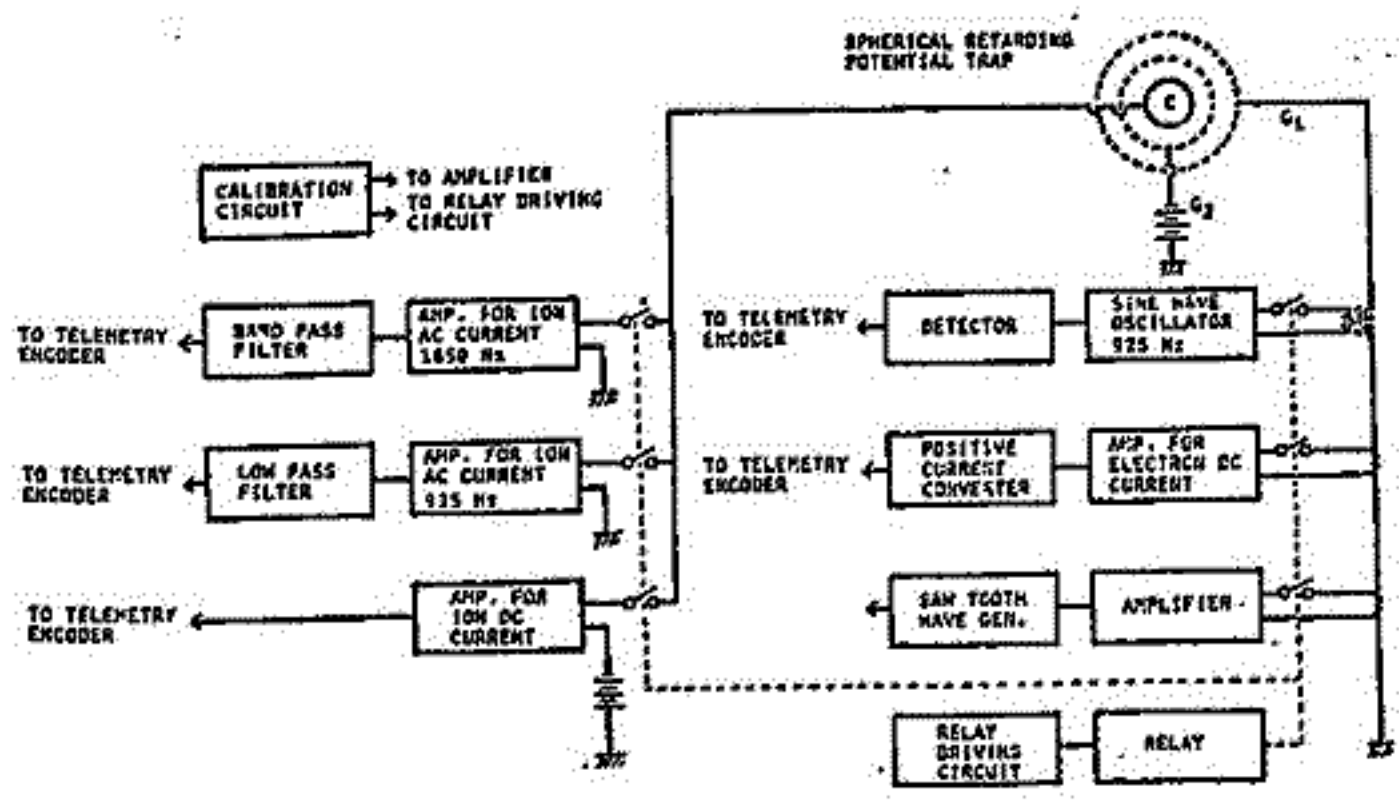
測定電極は球型グリッドG1, G2およびコレクタCの電極からなり、各々の直径が10cm, 0cm, および4cmの同心球である。グリッドG1には電子電流測定用、G2には電子電流測定用、コレクタCにはイオン電流測定用の電圧が印加される。グリッドG1には電子電流測定用の電圧(-10V)を印加し、グリッドG2には電子電流測定用の電圧(-10V)を印加し、コレクタCにはイオン電流測定用の電圧(-40V)を印加する。コレクタCにはイオン電流測定用の電圧(-11V)を印加し、グリッドG1を通過したイオン電流を捕集する。X, Y, Zのイオン密度、イオン温度を精度よく測定するために交流電圧による一次微分、二次微分を衛星上で行なう。

観測は0.4秒間隔で0.1秒間隔で行われ、電子電流測定は0.1秒間、イオン電流測定は0.1秒間で行われる。増幅器のデータミクスは「データミクス」により自動切換により0.01秒である。また、両方の定電流源、発振器等を行動させ、増幅器の特性を自動的に校正する機能を行なう。

RPTの重量はRev. No. 10から始まり、尚々のデータが得られ、このデータは単純直符のデータが多く得られる。なお、データの衛星の電流測定系にわたるプラズマの擾乱を示すデータも認められる。

RPTの全重量は20kg、消費電力は20Wである。なお、開発は三光電機と日立製作所の協力を得て行なわれた。

(文献) 宮崎, 森. 電波研究所季報 14 (1967).



電離尺観測衛星(うめ)に搭載した
正イオン質量測定器の開発

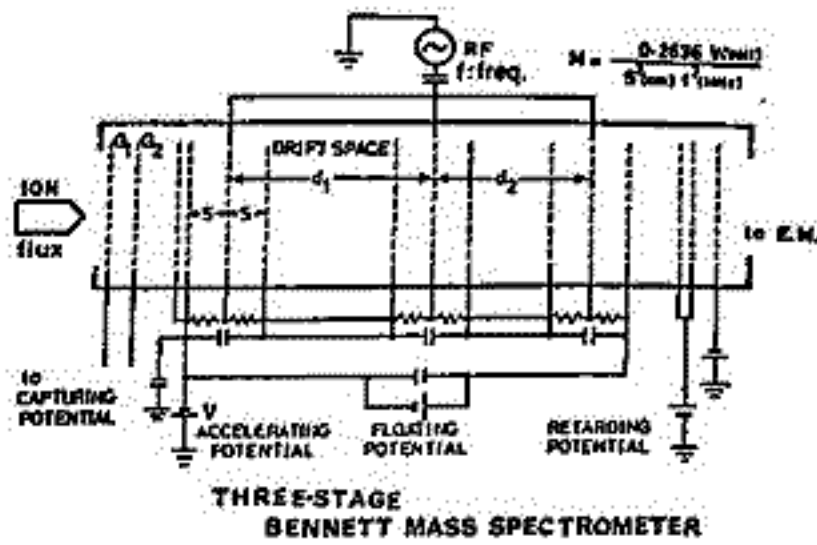
高比良理*, 内倉謙司*, 山田弘基*, 敬本敏**, 水津武**, 畠野信義**
*宇宙開発事業団 **電波研究所

(うめ)に搭載した観測装置のうち、正イオン質量測定器(PIC)について紹介する。PICは高周波電界と直流電界のみによるベネット型質量分析計をセリサとし、プラズマの組成を直接観測するものであり、プラズマ測定器やトリアイオンカウンタと共に電離尺の時局的、空間的变化をとらえるものである。ベネット型質量分析計は線型加速器の原理を応用しEベシテイルの一種であり、磁場を用いない点が重量、姿勢に対する考慮の軽減に有利と、又、口径を大きく感度を高くしうることから衛星の搭載に適しているが、衛星電位の変動、すなわちイオンの速度の影響が直接現れる欠点もある。

ここでは、グリッド口径36mm, の3段、5-3ドワフトサイクルのベネットセリサを用いた質量検引はイオン加速電圧を階段状に変えている。質量範囲はHigh, Lowの2段で周波数を6MHz, 14MHzに切り換えて1~20AMUをカバーしている。感度、分解能の調整のため、コマンドを2系統持ち、1つは捕捉電圧を-50V, 0Vに、又他の減速電圧を20V~32Vまで2Vステップで変えられるようになっていた。信号のトリグはチャンネルロレンの出力をパルスカウンタする方法をとっている。ゲート時間は4.9μsec, 0.49μsecの2段階を自動選択できるようになっており最大1.3x10⁶カウント/secに設定されている。セリサはスピル軸の上下に各々とりつけられ、テレメータには1コマ毎に各々の出力が送られる。なおテレメータ内には高圧モニタ、減速電圧モニタ及び高周波電圧モニタがHK項目のほかに送られるようになっている。観測は64秒周期で行われ、PICは8秒間隔で与えられる。この8秒間隔を4秒間隔と周波数切換、2秒間隔で減速電圧を切換る。

PICの観測は高圧放電を考慮し、衛星打ち上げから約3週間経過した後、開始から実時間観測で4回、正相観測で4回行われる。データは全体的に感度低下傾向を示しHe⁺, H⁺の情報も得ることができ、しかし、ヘモークスも有効に利用可能な工夫が必要とされた。

PICの重量はセリサ部が1.3kg x 2、電子回路が2.6kgで消費電力は6Wである。なお流電は三菱電機と松下通信工業の協力を得て行なわれた。



松浦 延夫・西崎 良
電波研究所

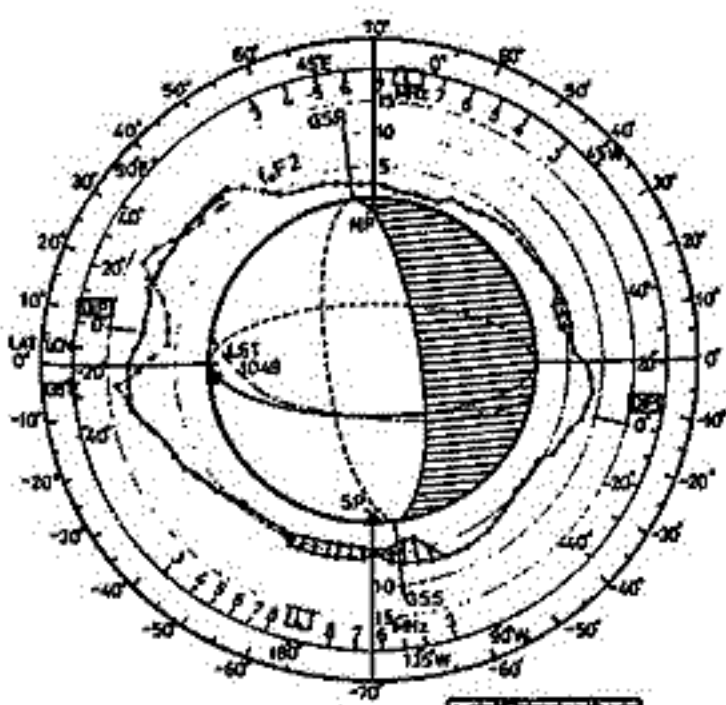
電離層観測衛星 (ISS) は昭和51年2月29日12時30分 (日本時間) に宇宙開発事業団 (NASDA) 種子島宇宙センター大崎射場からNロケットにより打上げられ、ほぼ予定通りの軌道に投入された。3月15日の軌道決定結果によると、近地点 991 km, 遠地点 1,011 km, 軌道傾斜角 69.7°, 周期 105.1分であった。初期運用段階 (打上げ後約1ヶ月を予定) のあと電波研究所による定常運用が行われる予定になっていた。しかし、初期運用の最終期 (4月20日の428周回) の観測データ送信のあとISSの電波は途絶した。

約1ヶ月間の初期運用期間中に種子島宇宙センターからISSのコマンドにより、ISSの運用が行われ、データ受信は鹿児島管轄センターにおいて行われた。トッパサイド・サウンディング (TOP) ミッションは3月15日に機内電源が投入され、この期間に23パスが運用された。この中には7周回分の記録観測モードのデータが含まれている。これらのデータを解析した結果について述べる。

TOPミッションには電離層の臨界周波数を衛星上の論理判定回路により求めたTOP-Aと通常のイオノグラム・データを求めるTOP-Bの観測がある。

TOP-Bのイオノグラムから読みとった臨界周波数の地球周回分布を上記の7周回分について求めた。最高1/2分までのデータを観測搭載テープレコーダに記録することになり、再生所要時間は約5分である。比較的短時間内に臨界周波数の地球周回分布が求められたのは世界でも最初である (ISISの観測周期は64分)。その一例が図に示されている。図の左側の磁気赤道付近と赤道異常がわかる (Rev. 219) や Rev. 218 の赤道異常がみられる。磁気赤道付近の太陽高度角は共に10時50分頃であり赤道異常の発達期であるが、経度依存が顕著にみられる。

ISS Rev NO 218-219
18 MAR 1976, 0149-0351 UT



高緯度地域 (L26) では南半球に顕著なスプレッド現象がみられる (半経方向に線分が結んだ部分) が、臨界周波数がその傾向で北半球に比べて高くついている。7周回分のデータのうち6周回分のデータ (L26) はついでその傾向が結果がみられる。1周回分のデータ (南半球での最高L値は4) はスプレッドエコーはみられなかった。このように南北非対称性はN(北)側の観測結果にもみられる。RPT (プラズマ観測) データの電子密度、電子速度にもみられる。入射角の異なる粒子条件下にもみられる。南北両半球の差については、北半球が朝方であり、南半球が夕方であることを除いては、条件の差は認められない。

TOPミッション機内帯に障害力下されたNASDA関係各位、特に内務課主任岡野邦彦に謝意を表します。

図. ISSデータから得られた臨界周波数の地球周回分布。

森 弘隆, 小川忠孝, 宮崎 茂
郵政省電波研究所

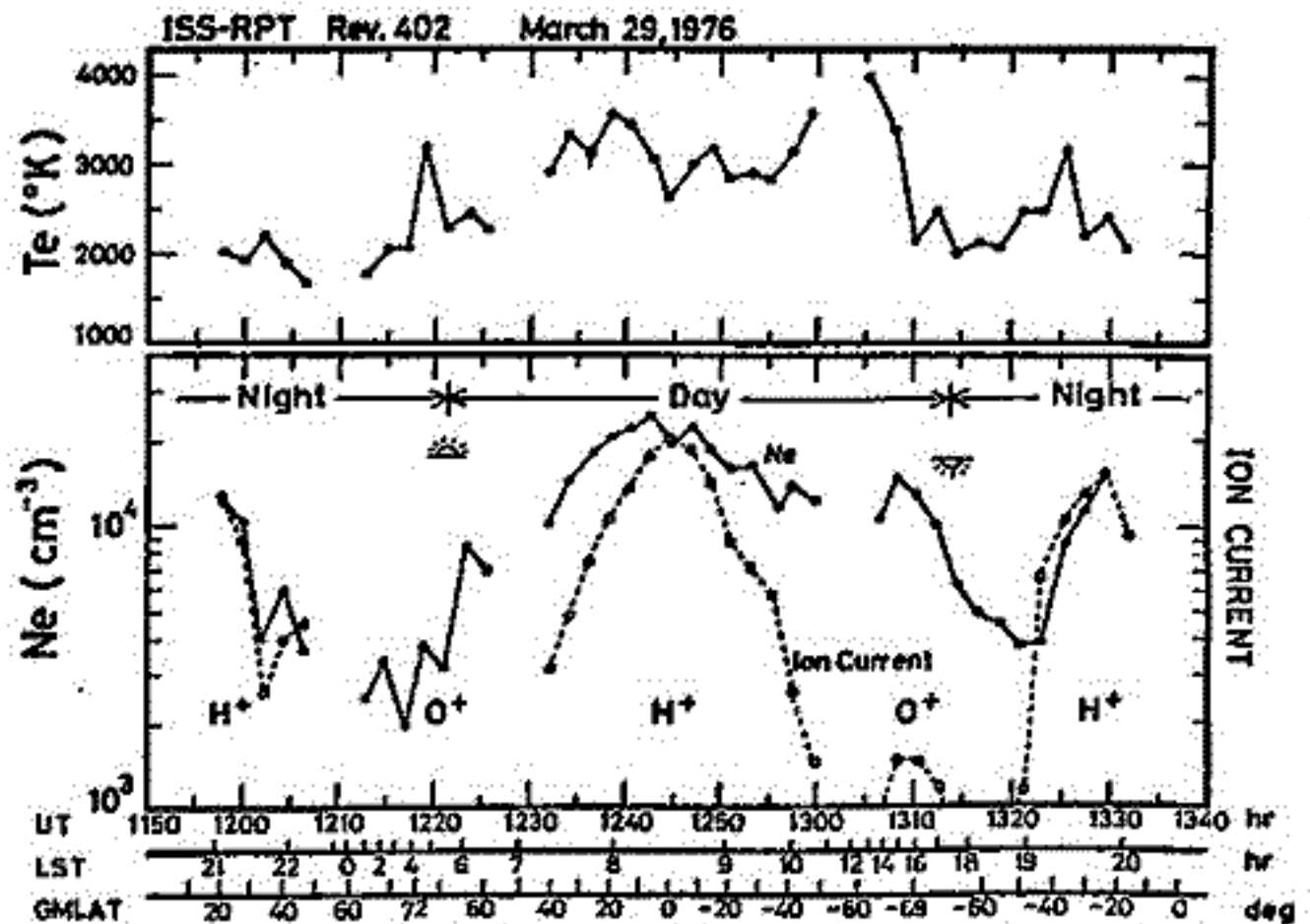
電離層観測衛星ISSJは1976年2月29日予定の軌道に打ち上げられた後、同年4月28日事故により電波の送信を停止するまで、約1ヶ月間NASAにより初期運用スケジュールに従う動作チェックが行われた。その間に搭載観測器の動作も順次開始され、わずかの時から観測データの取得された。プラズマ観測器RPTは3月5日に観測を開始され、以後合計30パスにわたって観測が行われたが、そのうちデータレコーダによる地球一周分の観測は9パス分、日本上空における実時間観測は32パス分のデータが返上された。

RPTは2枚のグリッドとコレクターを同心球状に配した球形Retarding Potential Trapセンサーとし、ラングミュアプローブ法の原理によって、電子とイオンの密度、温度の測定を行うことが出来る。取得されたデータから、観測器は正常に動作しており、コマンドによる測定感度の設定範囲内で電子、イオン束十分解析可能な電流特性が得られることが確認された。一方、データの質に関しては、特に昼間側の観測の大半において、強い振動的雑音で電子、イオン電流特性に重畳されたり、この現象の成因を解析に妨げたり困難を余儀なくされた。この雑音の原因については、衛星の電源システムの制御動作の影響で衛星表面の電位に変動が生じたものと考えられている。

下図はRPTデータの解析結果の一例で、第402回飛行における一周分のデータのうちの電子電流-電圧特性から電子温度、電子密度の解析を行った結果である。この例では、電子温度はLST0:00付近で最低の1500°Kを示し、南半球の高緯度側で最高の4000°Kに達している。電子密度は磁気赤道で最大になり北半球の高緯度で最小になっているが、南半球の高緯度では極大を示しており、南北の非対称性が現われている。なお、密度分布中の0点の分布はイオン飽和電流値の相対的变化を示している。この値は

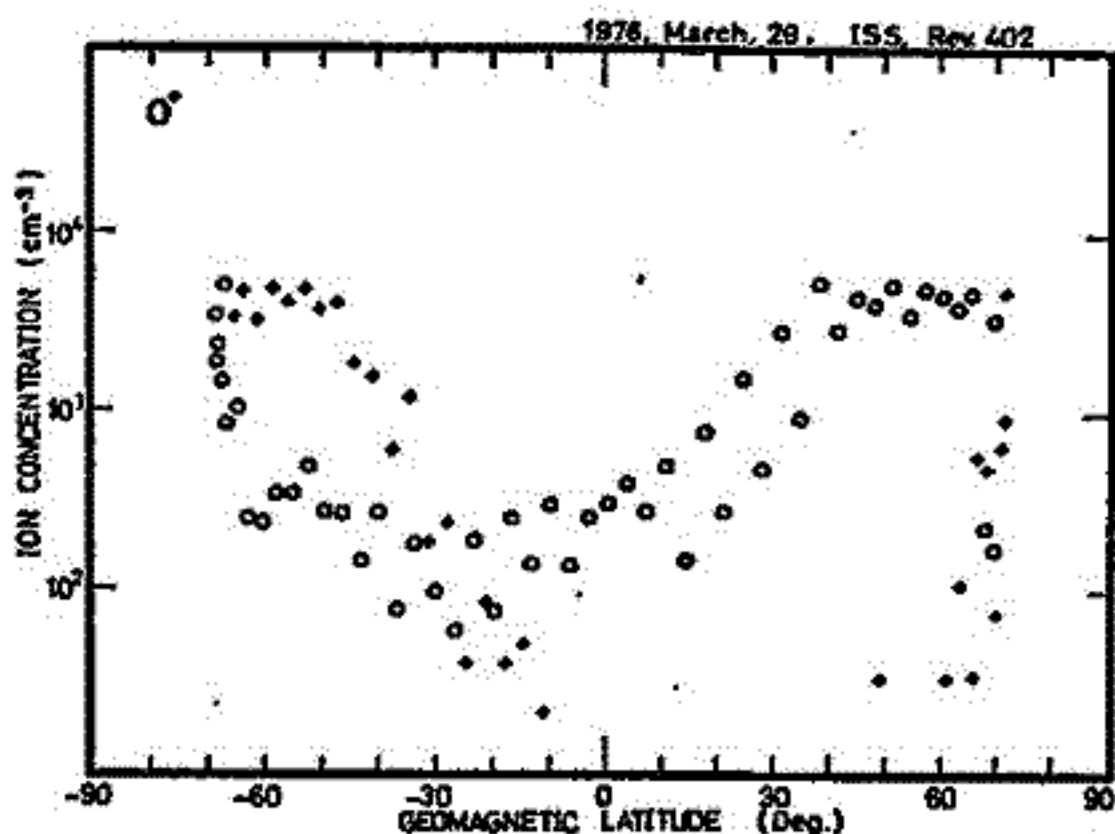
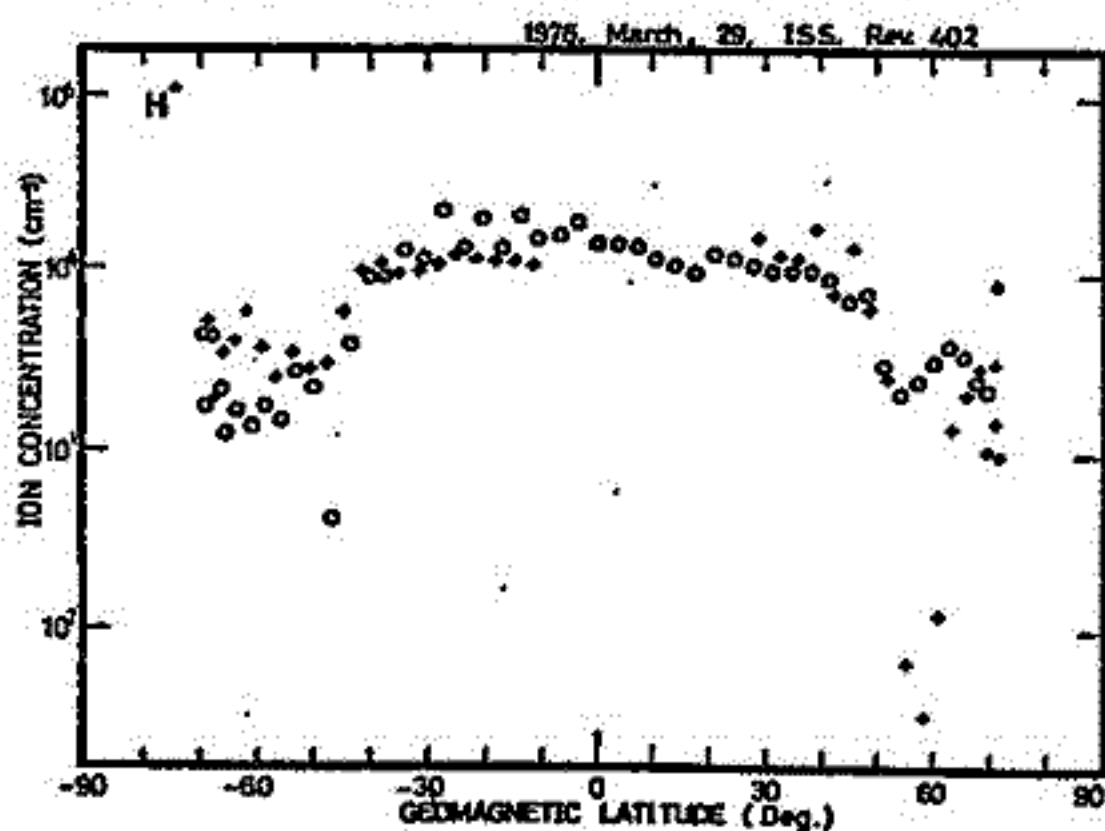
電子温度の変化に比べて変化範囲が大きく、搭載質量分析器PICによるH⁺の変流特性とよく似ている。この結果は、RPTのイオン電流捕集特性から定性的に説明できる。

今回は、得られた観測データの中から、主に電子温度、密度の解析結果について報告する。



養本義 大津武 菅野信義
郵政省電波研究所

電離層観測衛星 (ISS) は去る2月29日、Nロケットを用いてほぼ予定通りの軌道に投入され、順調な動作が確認されたが、約1カ月後、電源系に故障を起し、本格的運用には至らなかった。正イオン組成の測定には5-3サイクル3段ベネット型質量分析計 (PICと略称) を用いており、その主要性能は表に示す通りであるが、約1週間の期間データを取得することができた。本稿ではその観測結果についておべる。



ISS搭載質量分析計主要性能表
 センサ：3段ベネット型×2個
 質量範囲：1~4, 1~20 AMU
 グリッド間隙：0.30mm
 周波数：14, 5MHz
 加速電圧：0~299ステッパ状
 減速電圧：20~32ボルト
 イオン検出：+チャンネルコンパ
 ートレンジカウンタ
 観測時間：8秒/64秒

右図は3月29日、Rev. No. 402に於いて得られた一周分の測定結果よりプロトン及びO⁺の分布を示すものである。赤道・中緯度でプロトンが卓越し、極域でO⁺が増加しており、地磁緯度50附近でH⁺に明瞭なトラフの存在が見られるが、O⁺ではそれが無い。H⁺の分布ではローカルタイムによる差がそれほどなく、トラフの位置もほとんど一致している。ただ北極の夜側でかなり深く密度が減っており、南極側と傾向が異なっている。

トラフは全周側では明確でなく、電子密度を見る限り、存在しない場所があるが、軽いイオン (H⁺, H₂⁺) では昼夜ともに明瞭なトラフが存在し、プラズマポーズにつながっていることが指摘されていく (H. A. Taylor, J. Geophys. Res. 67/6) が、ISSによる観測はこれを裏付けている。

ISS: Rev. No 402 のイオン組成測定結果
 +印は北上するパスで得られたものではほぼ夜間、
 O印は南下するパスで得られたものではほぼ昼間
 高度は1000km (1022~989kmの間でほとんど円軌道)

上 滝 実, 村 永 孝 次, 加 藤 伸 夏 (電 研 研)

§1. 目的

雷放電によって放射される電波雑音を高度 1000 km の衛星に受信し、地上の雷活動の地理的及び時間的分布を測定し、無線通信等の問題に寄与すること。また地上では電磁界のために測定された広い周波数帯での宇宙雑音、太陽雑音等を測定すること。

§2. 観測装置

- 測定周波数 4種類とし、各々は標準電圧のガードバンドにはいる。
 - CH1: 2.497 MHz, CH2: 4.997 MHz, CH3: 9.997 MHz 又は 10.003 MHz,
 - CH4: 24.994 MHz 又は 25.006 MHz.

○ 観測項目

- a). 各周波数帯における平均雑音電界強度 (平均値)
- b). 上記平均電界を 15 dB 又は 20 dB 上をわき平衡性雑音波の強度 (スペクトル値)

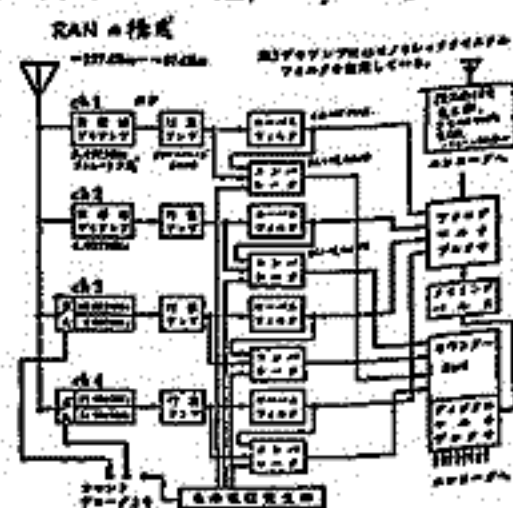
○ 観測装置の構成は才 1 図に示される。

§3. 観測結果の概要

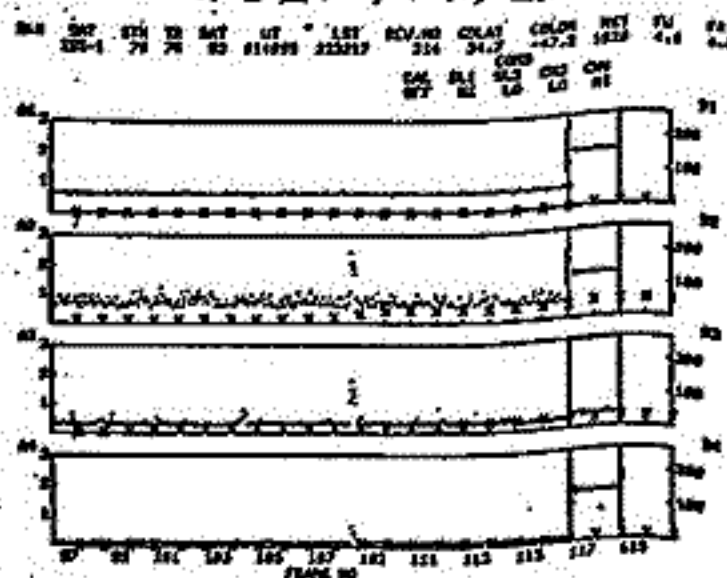
51年2月29日に打上げられ以来4月2日に電波の送信を停止するまで1ヶ月余の試験観測期間中に得られたデータは、正規観測が610点、実時間観測が3310点である。

- 雷放電の放射電磁波のうち、電離層の臨界周波数より高い周波数成分のエネルギーが電波雑音のエネルギーに受信された。(才 2 図)
- 宇宙雑音の強度は各周波数帯で得られた。(才 3 図)
- 地球全周における、1000 km 高度の電波雑音の平均的分布が得られた。(才 4 図)

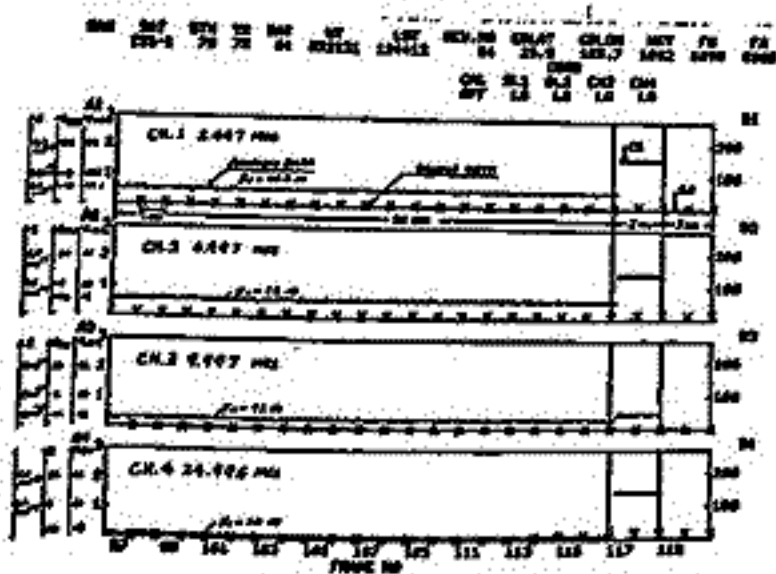
その他、軌道に沿った雷の発生頻度、エネルギーのスペクトラムの各周波数帯での強度、種々の電波雑音の特性などについて報告する。



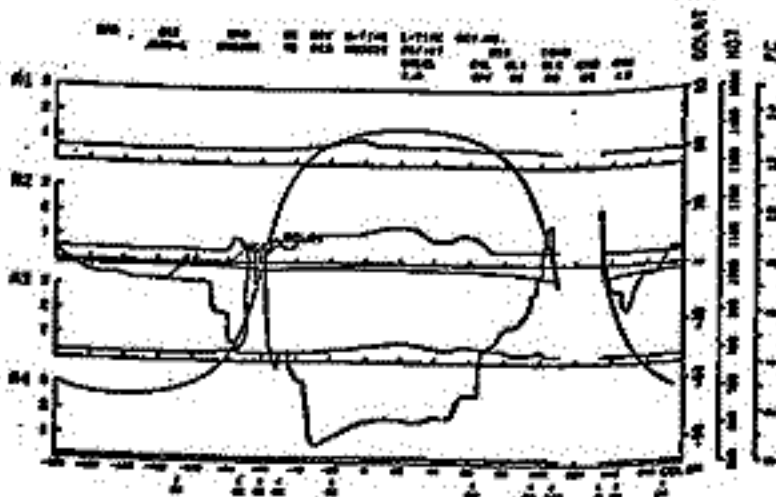
才 1 図. ブロック図



才 2 図.



才 3 図



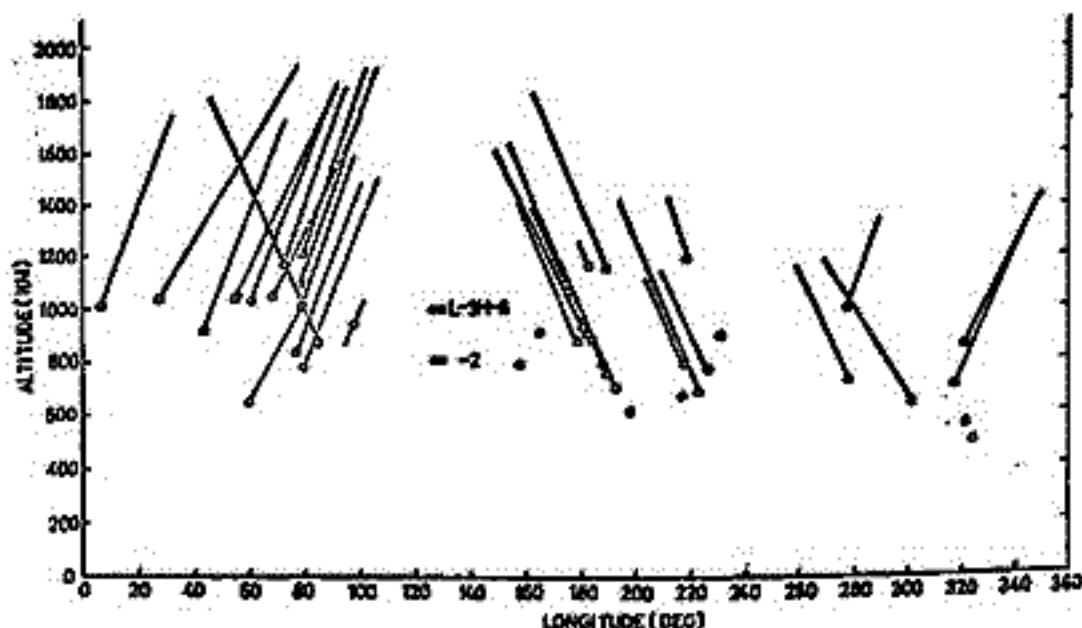
才 4 図

宮崎 茂(電波研)

TAIYO衛星に搭載されている RETARDING POTENTIAL ANALYZER (RPA) は昭和51年8月現在においても REAL TIME & STORED MODE 観測の動作は正常である。今回は751回分の STORED MODE の観測について $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の地磁気異常域に於ける特性および初期的考察を加える。

図1 $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の経度特性

図1は $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の経度による高度変化を示す。白丸が50%-50%のいわゆる TRANSITION HEIGHT を示し、実線の上端は H^+ が100% になる高度を示したものである。図には内之浦におけるロケット観測結果も示してある。観測時間は06-18 LT であり、41パスの観測結果である。これによると TRANSITION HEIGHT の変化に因して二つの領域に特徴づけられることが判る。すなわち、約170°E

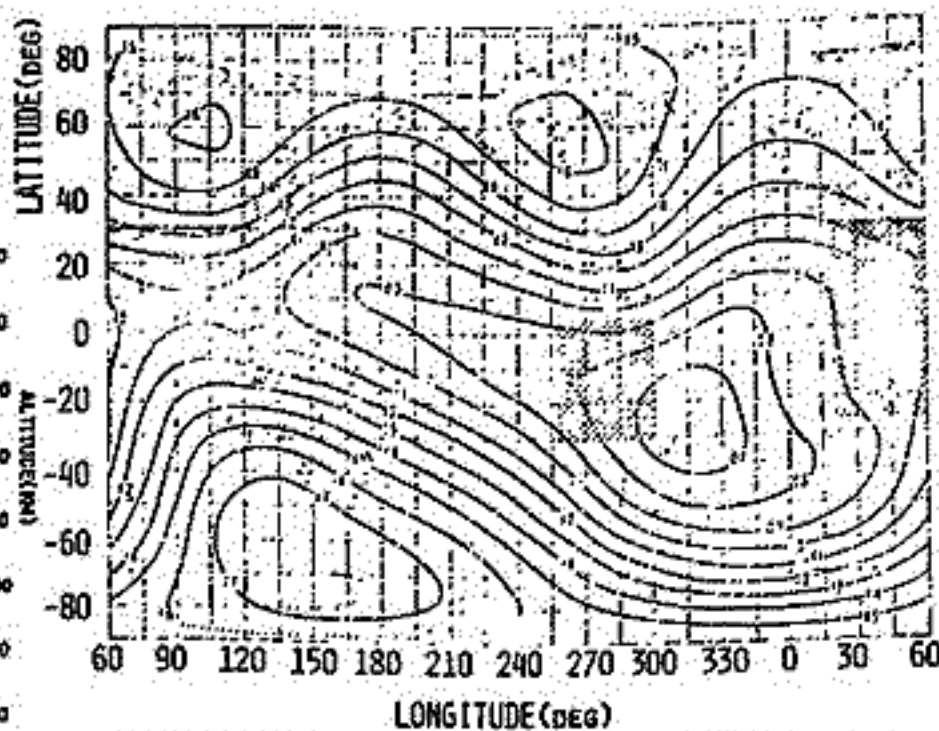
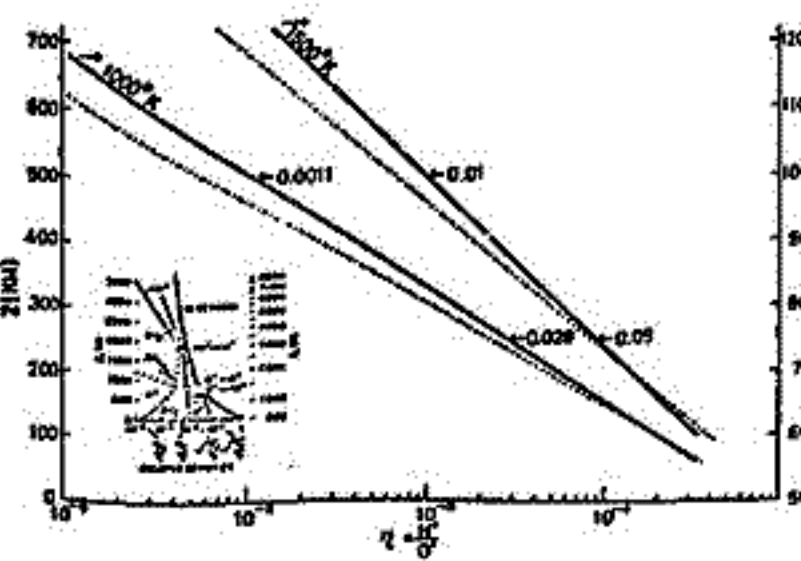


~360°E~30°E における約700 km 前後の TRANSITION HEIGHT と約30°E~170°E の約1000 km の TRANSITION HEIGHT の領域である。また前者の領域では H^+ が100% になる高度は約1300 km であるが、後者では約1900 km に上昇していることが示されている。この結果を図2にも示してある。すなわち細かい黒模様領域がそれに該当する。また夜間データ数が少ないが、同図においてやや粗い黒模様領域で TRANSITION HEIGHT が高くと見られる。

この現象は上層における中性粒子の風による影響と、ダイナモ理論における電場の水平面方向の電場によって上層の荷電粒子のドリフトを考慮して、電子およびイオンの地球磁場中における運動方程式を解くことにより説明できると見られる。

図2 $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の黒..領域(黒模様)

図3 磁力線に沿う拡散平衡分布による $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の計算曲線(実線は左側のZの値, 実線は右側の高度軸)



WORLD MAP OF GYROFREQUENCY FOR A HEIGHT OF 100 KM.

「たいよう」の軌道変化から求めた外圍温度

加藤斐雄* 平尾邦雄** 大西信人* 延味幸子*

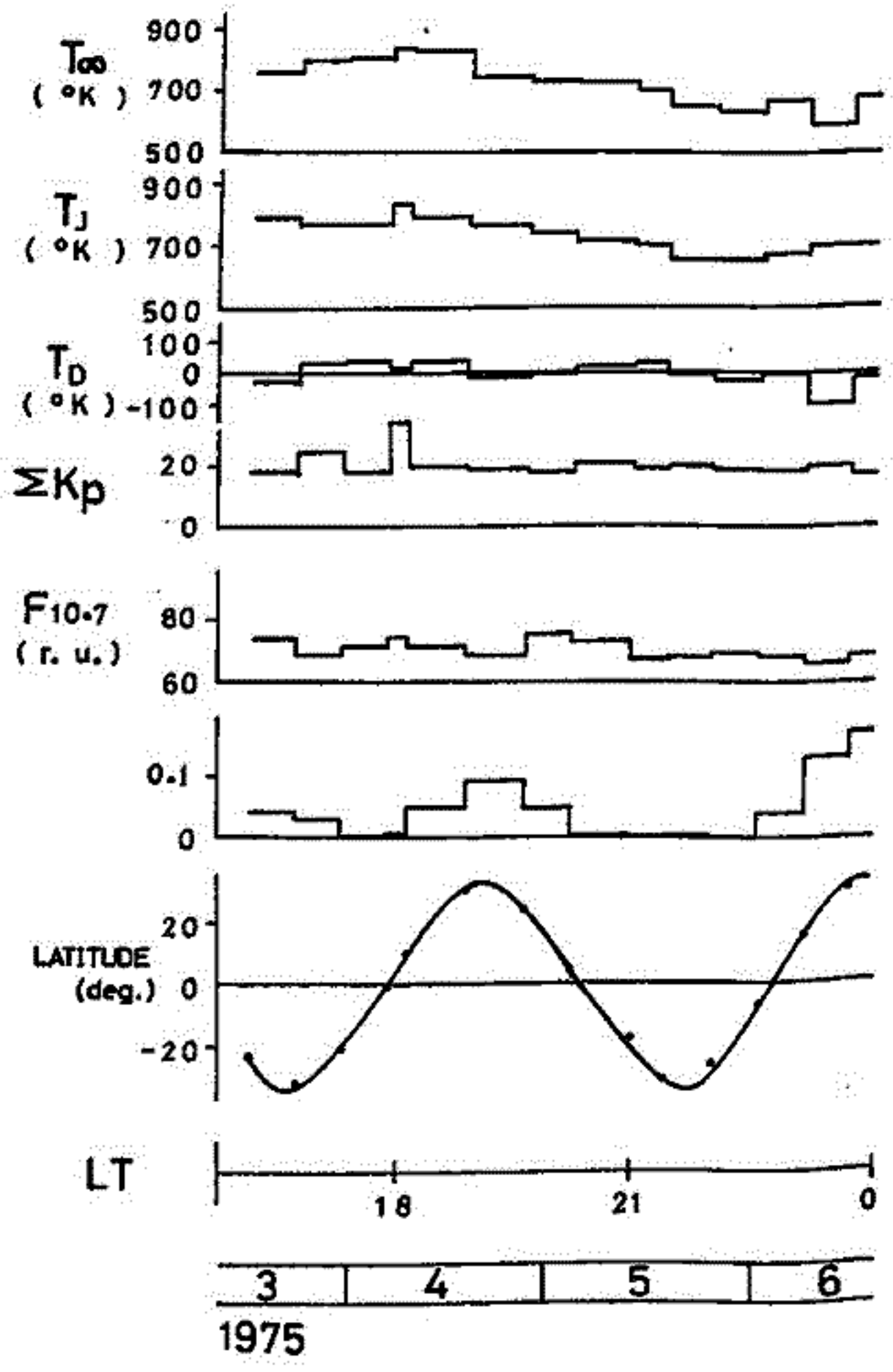
* 東海大・工 ** 東大宇宙研

科学衛星「たいよう」は 1975年 2月 24日に KSCより打ち上げられ現時点でも順調に飛行を続けている。その軌道は遠地点が約3000km, 近地点が約250kmの長円軌道であり, スピン軸は軌道面に垂直である。従って周期減衰率から近地点付近の大気密度を求めることが可能である。また, Jacchia 71 大気モデルを用いて外圍温度を求めることが出来る。

解析結果の一部を右図に示す。軌道データは約一週間ごとであるため長径の各観測日の値から平均の周期減衰率を求め外圍温度の平均値を計算した。また各観測日の外圍温度は黒丸で示した。

$F_{10.7}$ flux, K_p についても各観測日の間隔ごとの平均をとった T_J は J71モデルにより計算した温度であり, T_θ については $T_\theta = T_\infty - T_J$ である。

外圍温度 T_∞ は J71モデルとはほぼ一致しているが, ところどころにかなりの差異が見られる。これは K_p , $F_{10.7}$ flux, 緯度, 経度をして季節以外の要因によっても外圍温度が左右され得ることを示唆して居り, 他の現象との比較も必要であると考えらる。



在ハミウロニヨリ電子温度観測結果 II

電子温度上昇と降下粒子

平尾 邦雄, 山 孝一郎
(東大 宇宙研)

前回の講演に於いて、科学誌等にハミウロ観測ニ由リ夜間、極高電位域ニ於テ

電子温度ノ異常上昇ニツイテ述べた。其ノ結果ハ南大西洋地磁気異常帯地域ニ於テ正
地磁気ノ対シテ異國ニ於テ示道ニ基テ在該ニ帯束ノ地域ニ電子温度上昇ノ見出
事ニ由リ。一方在ハミウロニ於テ、太陽ノX線ニ規則ヲ示シ外ノ比例計測器ノ搭載ニ由
リ在ハ、ニ由テも南大西洋地磁気異常帯地域ニ於テ極高電位域ニ降下粒子ノ観測ニ由リ
之ハ亦ハ前々同ノ講演会ニ報告シタル。

其ノ後、ニ由テ電子温度上昇と粒子降下ノ同時観測ニシテハ之ヲ見出シ、ニ由テ者ハ完全ニ
一致シ之ニ由テ起リテ下リ下、而シテ同ノ系統内ニ於テ亦ハ之ニ由テ判明シタル。

今迄報告シタルハ之ノ結果ニヨリテ電子温度上昇は降下粒子域ノ西半分ニ於テ之ヲ
起シテハ之ニ由テ中帯ニ多シ。ニ由テ之ハ降下粒子ノスベクトル又ハ極性カハ降下
ハ之ニ由テ意味ヲ与ヘテ之ヲ考エラレタリ。

South Atlantic Anomaly にともたう粒子降下と 異常帯電効果 — TAIYO 衛星観測

大家 寛 森田 昭 高橋 忠利
東北大・理

昨年秋の学会で、TAIYOにより観測された、South Atlantic Anomaly上空での特異なプラズマ現象を報告し、それが Anomaly 領域に生ずる differential precipitation によるものであると結論した。

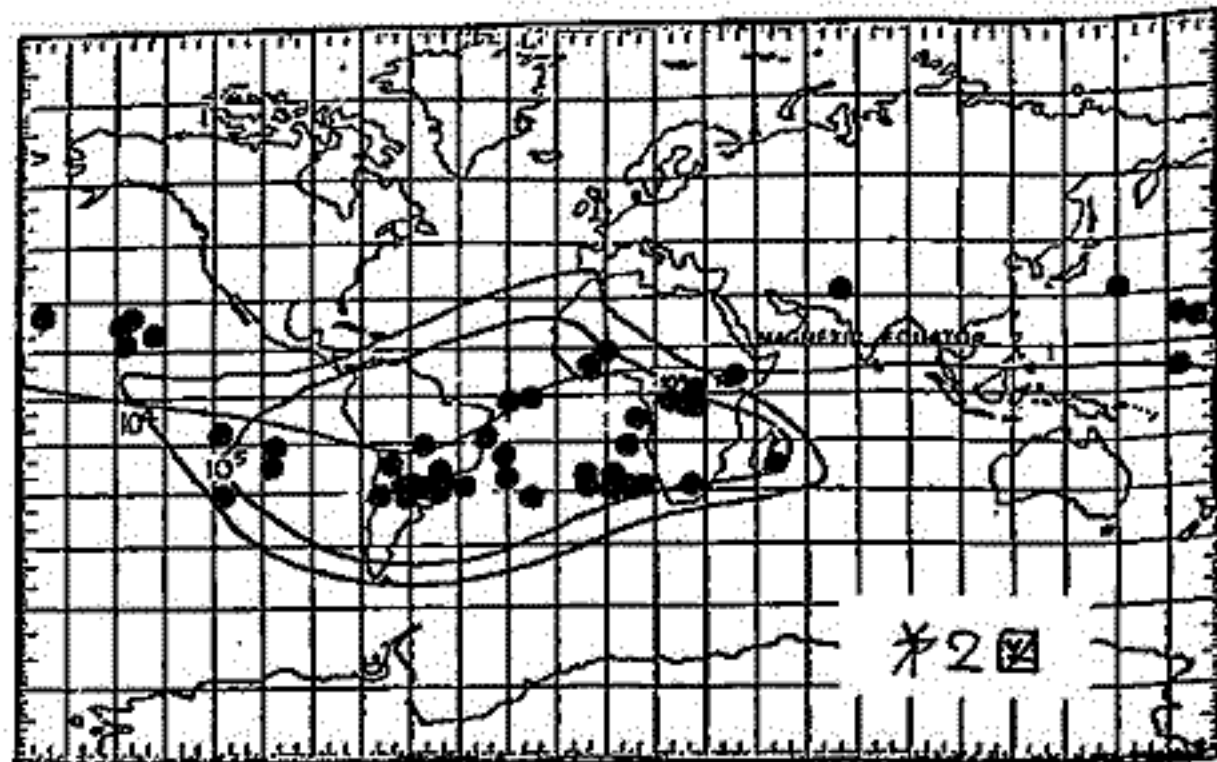
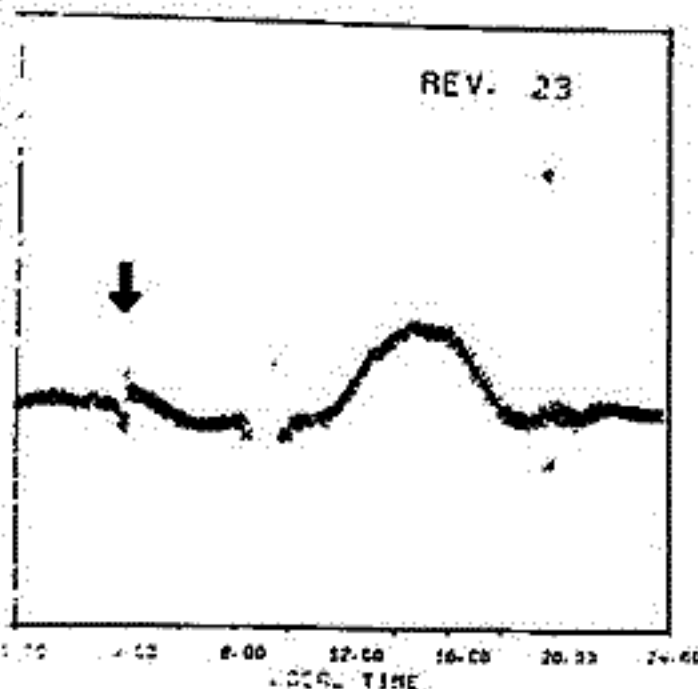
その後、TAIYOは一年以上にわたる観測を継続しており、新たに得られつつあるデータは以前に得られた結論をさらに裏付けるものとなっている。又、蓄積されたデータにもとづきこの異常現象の詳しい描象が可能になった。

解析は現象の定量的な把握をすするため、これまでに得られたデータについて、人工衛星の位置、高度、Local Time、シース容量、電子密度等を全て digital 量として算出した上で行った。これらをプロットしたものを一例を第一図に示す。図は Rev. 23 の容量値変化を人工衛星の Local Time について示したもので、↓印が "differential precipitation" による容量異常現象である。

今回の解析の結果の主な点は以下の通りである。

- 1) データ取得期間 1975, 2 - 1976, 3
IMP 観測軌道 14 / orbits
- 2) 第二図に、容量変化異常の測定された場所を●印でプロットしたが、その殆どが、South Atlantic Anomaly 領域に集中している。しかしこの領域外にも観測例は散在しており、容量変化を引き起す他の原因があるものと思われる。
- 3) シース容量変化のパターンは種々の現れ方をし、以前に報告した典型例はむしろ稀である。
- 4) 高度分布について見ると、以前の結果に比して低高度での分布がより広い経度領域にわたっている。differential precipitation の領域がかなり広い領域にわたる、ダイナミカルな動きを示すことの結果として解釈される。

第一図



II-11 K-9M-57号機によるBa発光雲の観測

中村 純二 (東大教養)

地上数百料乃至数千料における電界の測定に対し、人工発光雲による方法は電界ベクトルの向きまで正確に解析できる点で、最も信頼ができる。

我々は昭和46年8月#K-9M-33号機によって、夕方薄明時の高度220 kmにおける電界の測定を行った。これはそれまでに行われた独、仏、米による、大陸におけるデータとも矛盾がなく、日本がS_q系の渦の北側に位置していることを初めて明らかにした実験である。

しかし、より確実な科学的根拠を与えるためには、更に夕方薄明時における同高度の電界の測定を行う必要がある。その場合、果して電界が夕方と逆向きになるかどうか、また昼間の影響の残る夕方薄明時に比べて、夜間の静かな状態から日照の状態に移行する夕方薄明時は絶対値においてどのような値ともつか などが関心の焦点となる。

今年8月末に行われる予定の#K-9M-57号機では、この目的のために明方のBa発光雲実験が実施される。新しいBa爆燃剤それぞれ7.6 kgならびに6.5 kgを使用した2ヶのBa弾を地上5観測点から観測し、結果について、風向、風速、拡散状況等を解析し、夕方薄明時における高度250 km並びに210 km付近の電界の模様を求める見込である。

II-12

トル

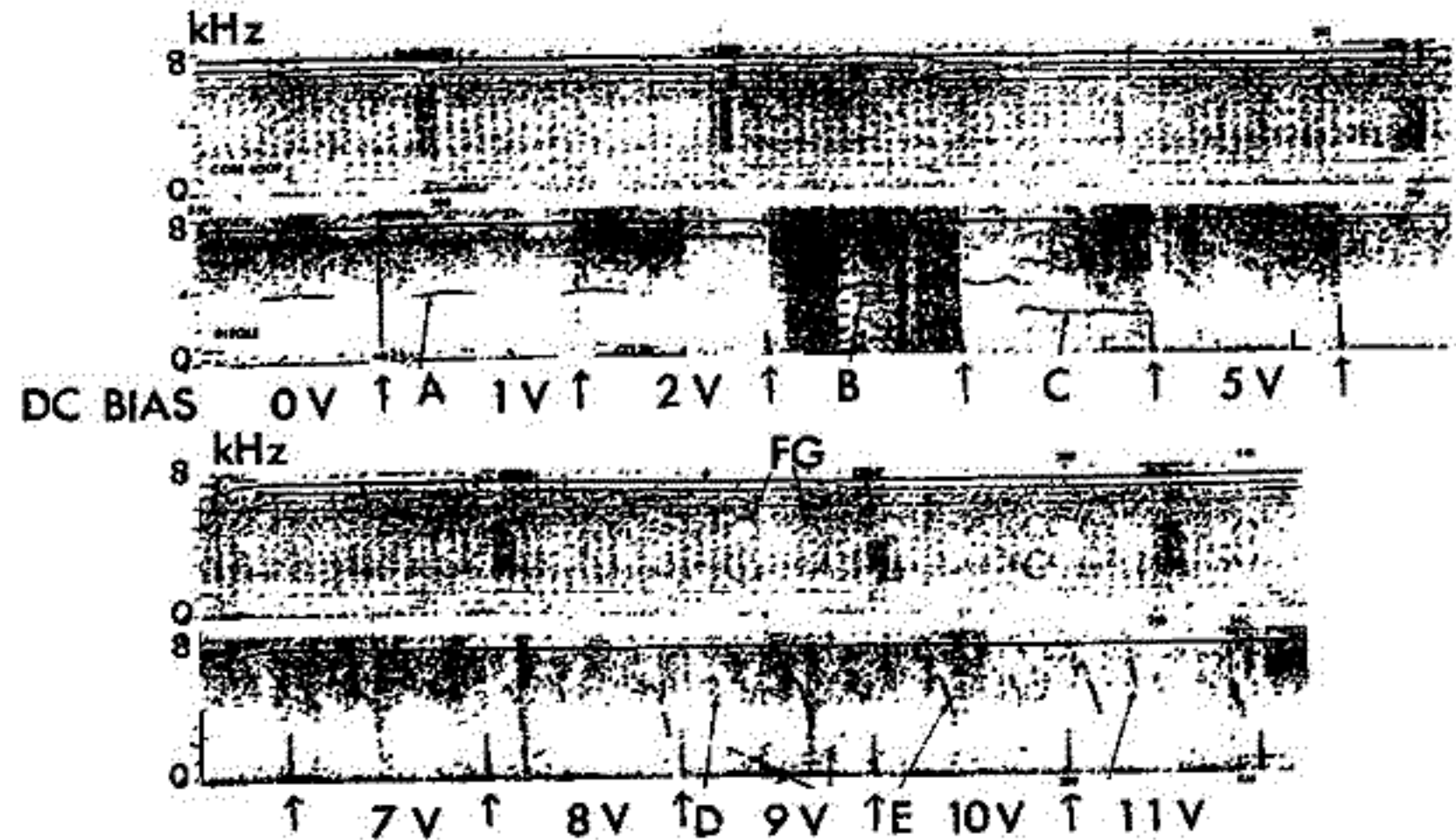
平本和夫・松本 絃・橋本弘蔵・木村智根・宮武貞夫
(京大工) (電通大)

昨年、9月2日21:00LTに打ち上げられたK-9M-51号ロケットによって行われたビーム・プラズマ波動相互作用実験において、プラズマ波の励起、及び非線形結合を観測するためにVLF広帯域受信機とHF掃引受信機が搭載された。ここでは受信されたVLF帯スペクトルについて報告する。VLF帯受信には10mダイポールアンテナ、及びコアループアンテナを用いて同時に観測され、ダイポールにはアンテナ感度を増すためにDCバイアス電圧が0V~11Vの範囲で1Vステップで繰り返し印加された。この結果、興味あるエミッションがそれぞれのアンテナで多数受信されたが、そのうちDとバイアス電圧0V~11Vの範囲におけるダイポール及びコアループで同時に受信されたVLFスペクトルのソナグラムによる一例を図1に示す。

ダイポールで受信されたVLFスペクトルでは等間隔に現れる縦の線(これを記号↑で示す)がバイアス電圧の変化点である。バイアス電圧が0V~3Vの範囲ではロケットスピンの同期した比較的周波数変化の小さい記号A、Bが受信された。バイアス電圧が3V~4Vになると非常に強度の高いノイズが広い周波数に渡って受信され、Bが消え記号Cのエミッションが現れる。バイアス電圧が5V以上になるとD、Eの記号(示したようなスピンの同期した)が、周波数変化の大きいエミッションが受信されている。このバイアスの変化によるエミッションの変化は受信開始後、繰り返し見られる。

一方、同時にコアループで受信されていたVLFスペクトルでは、記号F、Gの特殊な上下対称のエミッションがある。これは高度200km~310kmの範囲で受信され、その周波数は高度の変化と共に、かなり変化している。しかも、ダイポールに印加されたバイアス電圧が8V以上でのみ受信され、このエミッションのピークの周波数はバイアスに依存する。又、このエミッションはコアループが地球磁場に平行方向に近い時に現れやすい。これらの結果はアンテナへのバイアスが周囲のプラズマに入力する影響の複雑な事象を示している。

図1 ダイポール及びコアループで受信されたVLFスペクトル



K-9M-53 および K-9M-56 による Plasma 波動励起実験

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

序

昭和50年8月26日に打上げられた, K-9M-53号ロケットによる, Plasma 波動励起実験は, 種々の Plasma 波動の励起現象を観測した他, ロケットと周囲の Plasma との接触効果等について重要な手がかりを得ることができた。この実験は K-9M-41号ロケットをはじめとする, Plasma 波動励起実験の一環として

- 1) 5m Antennaより大電力高周波を Pulse 状に発射し, Plasma を加熱して Plasma の応答を励起された Plasma 波動を介して探る。
 - 2) Hot Cathode へ大電流を流して熱電子を放出する。
 - 及び 3) 1m Antenna に直流電圧を印加してロケットの電位をコントロールする。
- 以上3つの Active な動作も宇宙空間で行ない, Plasma の波動-粒子相互作用を通じて, Plasma の基本的な研究を行なっている。今回の報告では, K-9M-53号ロケット実験の結果をまとめ, さらに9月17日打上げ予定の K-9M-56号ロケット実験の速報を行なう。

K-9M-53号ロケット実験のまとめ

K-9M-53号ロケットによる実験で観測された波動励起現象は次のようなものがあった。

- i) HF 領域では大電力 Pulse 発射後に遅れを伴って現われる Delayed Emission が観測され
 - ii) VLF 領域では
 - a. Hot Cathode に大電流を流して熱電子を放出したときに現われる Discrete-LHR-Emission
 - b. 1m Antenna に Step Bias を印加し, ロケット本体の電位を低下させたときに現われる, 連続スペクトルを持った Continuum Emission
 - 及び c. Dynamic Spectrum で U 字形のスペクトル構造を持つ U-Slope Emission
- 以上4つの各々特有のスペクトル構造を持った Plasma 波動が現われ, 波動励起のメカニズムは各々解明されつつある。

K-9M-56号ロケットによる実験

K-9M-56号ロケットによる実験の目的は, K-9M-53号ロケットで得られた Data の確認を第一とし, その Data の質の向上をはかっている。即ち Antenna 系の改良により, VLF 及び HF 領域での受信感度を上げることができた。また53号ロケット実験では不明瞭だった, HF 領域と VLF 領域の各々モードの異なる Plasma 波動間の関連についても質の良い情報が得られるようになってきている。

II-17 S-210-11・S-310-3による電子密度の観測とインピーダンスプローブの諸特性

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によるプラズマ中容量値の周波数スペクトルの中の共鳴—プラズマ共鳴 (PR)、変形プラズマ共鳴 (MPR)、シース共鳴 (SHR)、高域ハイブリッド共鳴 (UHR)—の特性に関してロケットと室内実験の解析結果を用いて検討する。

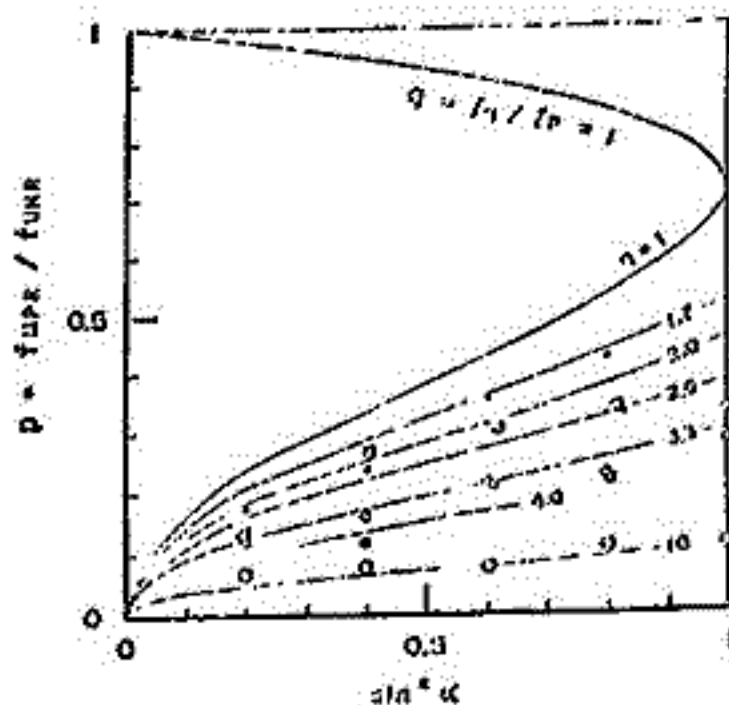
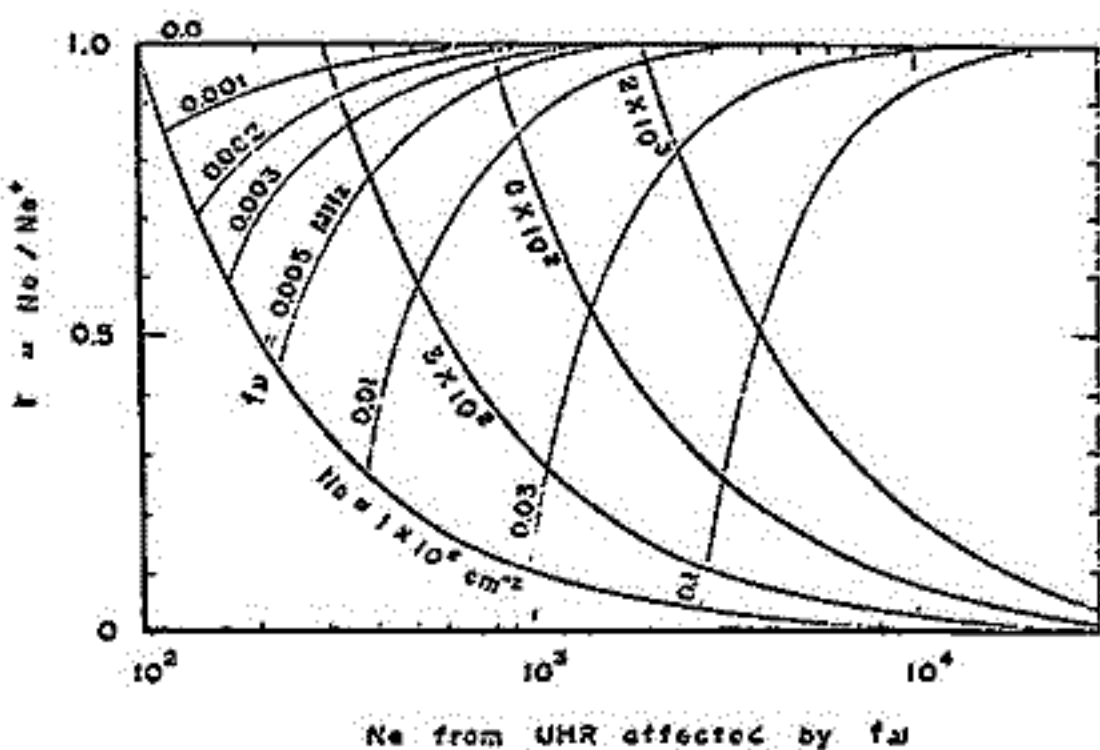
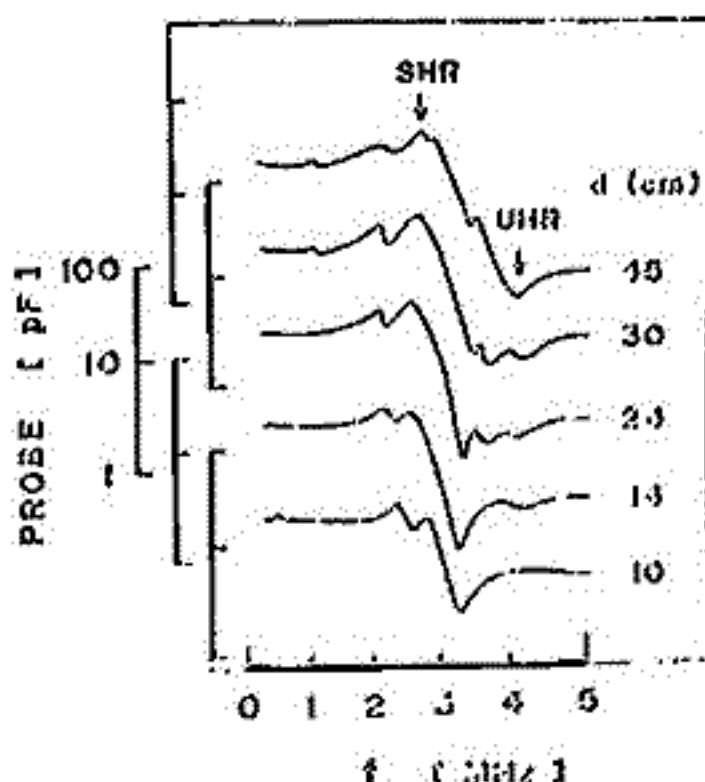
[I] PR現象はBalmainの理論式で明らかだが、磁場(B) [1.2~2.3 gauss]及びプローブとBの角度(α) [0°~90°]に依るないことが室内実験で確認された。

[II] SHRの電子温度(T_e) [700°~6000°K]特性は前回発表されたが、今回はプラズマ系の大さき [0.1~1.0 m] を変化させて特性の変化を追い、 T_e を変数にして得たスペクトルと同様の結果 (右図) が大型チャンバーの実験で得られた。

[III] UHRの衝突周波数(f_c)特性はS-210 6号機以後、補正されている。11号機は夏の夕暮れ時の低高度の観測ロケットで、同時に低電子密度測定用NESEWが搭載されている。比較研究の目的で改良された f_c 補正手順を述べる (左下図)。

[IV] MPR現象の角度特性はK-9M-54号機の結果から、 $\alpha = 45^\circ \sim 90^\circ$ 、 $f_H/f_p \equiv \xi = 1.2 \sim 1.7$ 、 $0.4 \sim 0.9$ の領域で検出され理論的に説明されたが、 $\alpha = 27^\circ \sim 90^\circ$ 、 $\xi = 1.7 \sim 14.0$ の範囲に関して大型チャンバー実験で調べられ検討された。ただし、 f_H : ジヤイロ周波数。結果は理論曲線によく合った (右下図)。

[V] K-9M-54号機の観測結果からロケットの複雑姿勢に基づくWAKEの影響で一部分の電子密度がWAKEの中の値であったことを報告する。又、磁気緯度と観測時刻による違いを検討する。



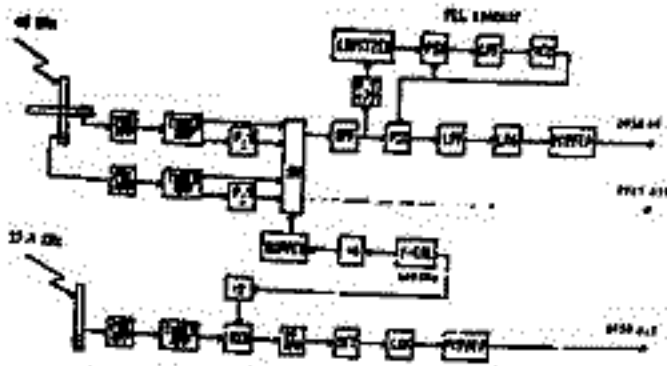
[IV] 最後に、S-210-11号機 (1976年8月17日19時15分J.S.T.)、S-310-3号機 (8月21日21時10分J.S.T.)、及びK-9M-55号機 (9月14日11時00分J.S.T.予定) による電離層電子密度の高度分布の観測結果を掲げて簡単に説明する。

S-210-11号機による低電子密度観測 (速報)

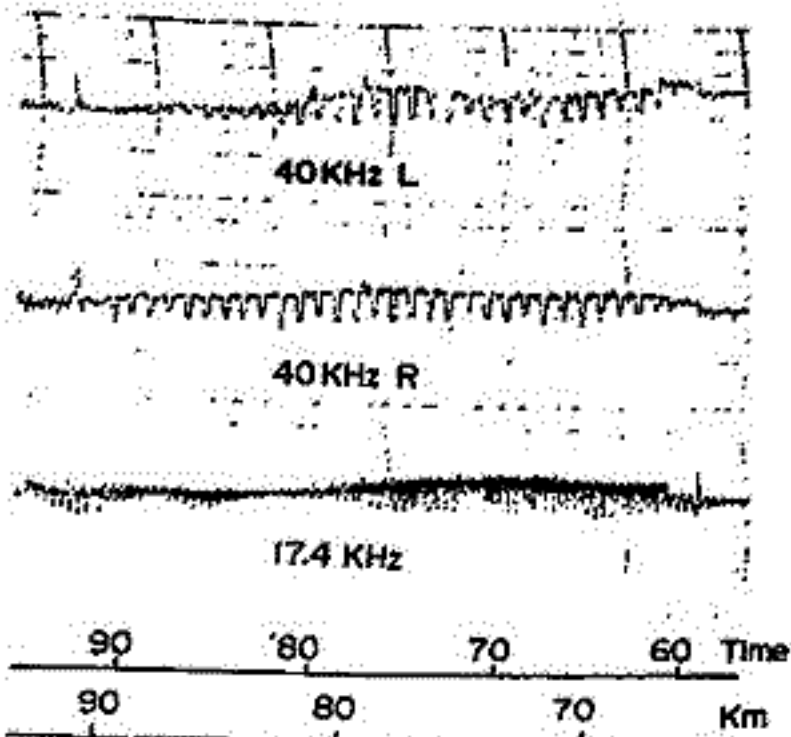
長野 勇 若保 正 善 木村 啓 根
(金大 大工) (京大 大工)

S-210-11号機は1976年8月17日19時15分仰角80度で打ち上げられました。同機の低電子密度観測には、40 KHz 横見川島と17.4 KHz 旅旋児島の二波の受信機が搭載され、40 KHz については、その偏波および強度を、17.4 KHz では強度のみ観測を行った。装置は、長さ120mm 直径10mmのフェライトコアに巻数1000回のアンテナを複数した。左右両内偏波は、直交フェライトアンテナを電気的に25 KHzで回転し、その周波数差により分離した。受信機の最大感度は機内のノイズレベルをおさえられ、40 KHz 受信機では、約15 dB、17.4 KHz 受信機では約20 dB (0dB = 1μV/m)であった。

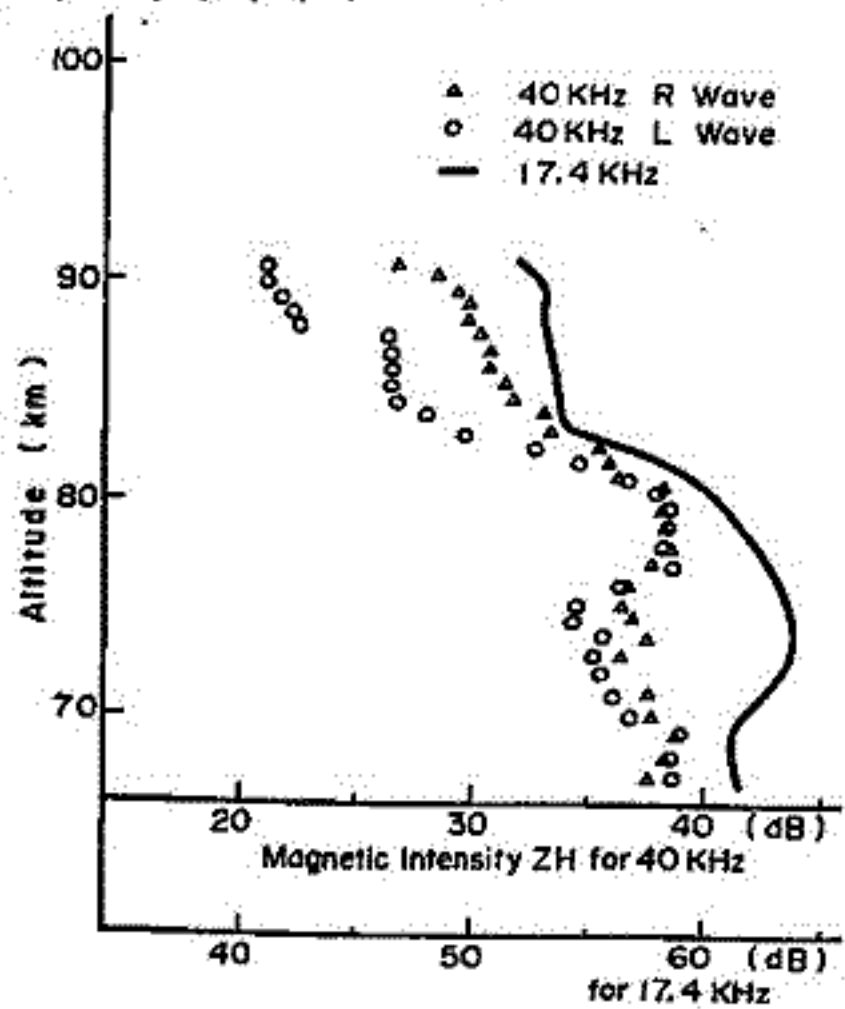
S/Nが0dB以上のデータは、40 KHz では高度65kmから90kmまで、17.4 KHz では全帯域で得られた。これらの観測データから、低電子密度の解析は Full wave 法により現在行っており、講演時には、昨年度 (K-9M-53号機) と比較して発表が出来る。



ブロックダイヤグラム



レリメーター出力電圧



観測強度

深田 豊, 早川 幸男, 岩波 秀樹, 國枝 秀世, 長瀬 文昭, 山丁 広順
名大 理

放射線帯の下に、恒常的に高速電子が存在する事は遠く宇宙のロケット観測で確かめられた。それによれば、電子は2つの成分から成り立っており、磁力線に平行の方向に強い降下成分と、それに垂直方向に強い捕捉成分とに分かれる。降下成分の強度は高度には余り依存しない。この成分は其役真で散乱された電子であると考えられる。一方捕捉成分は高度とともに、そのロッチ角分布の中が減少し捕捉がよくなると同時にその強度が増大する。この過程は大気による散乱角の増大により、降下成分に変わる寿命により決まる。電子のエネルギー分布は $I(E) = A \cdot E^{-\alpha}$

で表わされ、降下成分では $\alpha = -2.5$ 、捕捉成分では高度 500km 以下で $\alpha = -1.25$ である。この電子の示すものは地磁気擾乱の度合にかかわらず表われ、かなり強度の能率区の違いのみがある。この事は定常的に存在する降下電子の原因が地磁気の変動による事を示している。

1975年9月23日 2100 JST に打ち上げた K-9M-52号ロケットに搭載した X線観測用比例計数管は、X線と電子とを識別するために二段管にした。この計数管、コイシテニスイベントは電子によるものである。また前段計数管は X線に対して 1 keV 以上で感度をもちいたためこのエネルギー範囲では電子を捉えているものと考えられる。地磁気は静穏であり1ヶ月以上に亘って S.C. はなかった。

コイシテニスイベントには降下成分が見られず、捕捉成分であった。計数管窓のせり前段計数管の透過性を考慮して ~20 keV 以上の電子を捉えたものと考えられ、降下成分電子のスペクトルの軟らかさを示している。一方前段計数管は 12 keV 以上の範囲で電子特有の方向分布を示し、降下成分が見える。この結果は過去の観測による得られたものとほぼ一致している。

S-210JA-22号機による高エネルギーオーロラ
電子の観測小玉正弘, 今井 喬, 竹内 一
理化学研究所

オーロラに伴って入射する 40 KeV 以上の高エネルギー電子の空間分布とエネルギースペクトルを、極域における電離過程の解明という観点から捉えるために、S-210JA-22号機が 1976 年 1 月 26 日に昭和基地から打上げられた。オーロラ電子観測用搭載計器は以下の 3 種類である。

| | 立体角 | SΩ | 取付角 | 測定エネルギー範囲 |
|-----------------|----------------|---------------------------|-----|--|
| 1. マイカ薄窓比例計数管 | $\pm 20^\circ$ | 0.028 cm ² st. | 90° | { a. 40 - 60 KeV b. 60 - 110 KeV |
| 2. 同上 | $\pm 20^\circ$ | 0.028 | 45° | { a. 40 - 60 KeV b. 60 - 110 KeV |
| 3. プラスチックシンチレータ | $\pm 20^\circ$ | 0.076 | 90° | { a. 70 - 90 KeV b. 90 - 180 KeV c. ≥ 180 KeV |

打上げ時期の geomagnetic quiet な状態を反映して、例えば 3a チヤネルでは、検出された最大フラックスは background の 10 倍程度に止まり、その空間分布はほとんど一様であった。エネルギースペクトルも含め今回の観測結果は、active 時に打上げられた次の 20 号機 (6 月 25 日) の結果との比較においても重要な情報となると思われる。データテープの再生がまだ一部しか完了していないが、これまでに得られた結果について連載する

久保 昭也, 村田 節夫, 伊藤 富造
 東京大学宇宙航空研究所

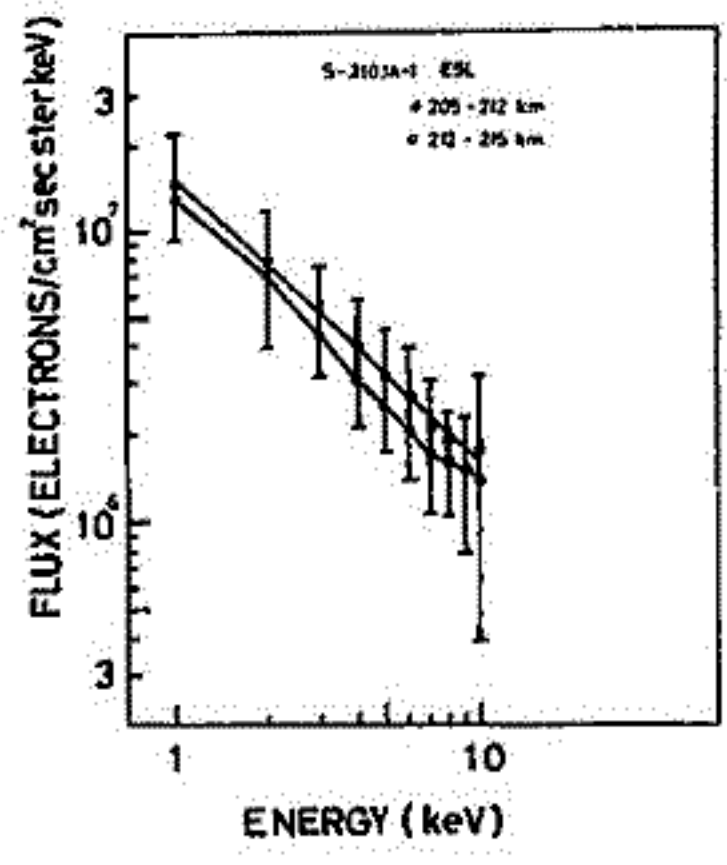
S-310JA-1 号機は波動-粒子相互作用を解明するためのロケットとして 1976年 2月 13日に 45°E 標準時で 12時 45分に発射角 80°, 発射方位 315°の昭和基地から打上げられた。我々は ESL と呼ぶ電子エネルギー分析器を機体に於て本邦初の電子のエネルギースペクトラムの測定を行なった。

我々の ESL の粒子取り入れ口はロケット軸に平行なうで、本来ならば、precession の影響は現われず、spin の影響は殆んど現われぬ筈である。所が、実際にはカウンターのデータを見ると、少し異なる spin modulation を示し、カウンターの数値も折れ変化している。

打上げ時刻から太陽の天頂角及び方位角を求めると、天頂角 55.87°, 方位角 -15°であり、昭和基地での磁場の方向は天頂角 24.5°, 方位角 -45.83° である。これから磁場と太陽のなす角は 36.37° となる。GA によると、磁場とロケット軸のなす角 α_m は 7° から 39° まで変化するから、ロケット軸が太陽の方向を向く事は起り得る。我々のデータには折れ変化が 340 附近候で spin modulation を示すような傾向がある。この時刻にロケット軸が太陽の方向を向くと仮定すると、磁場と太陽の方向がわかっていゝので、 α_m がわかればロケット軸と太陽のなす角がわかる。

このロケットには種々の ESM と呼ぶ磁場偏角型の電子フラックス測定器も搭載されており、このデータも spin modulation 及び precession による変化を示している。ESL と ESM のデータは完全に anti-phase になっている。これは ESL も ESM も粒子取り入れ口の方向は同じであるが、ESM は測定器の外側が金網で出来ているために、入り口より内側でなく、金網の部分に太陽光が照射した場合にカウンターの数値が多くなる事を説明がつかない。

結局、spin modulation を示しているカウンターのデータは最もカウンターの数が少ない部分に太陽光の影響を受けている、電子ビームのカウンターであろうという事になる。その部分のデータを用いて、種々の高度での電子のエネルギースペクトラムを求め、その一例を図に示す。



南極ロケット S-210JA-22 と S-310JA-1 による電子密度・温度の観測

小川忠彦, 森 弘隆, 宮崎 茂
郵政省電波研究所

第17次南極観測で打上げられた7機のロケットのうち、既に打上げられてデータが入りきった S-210JA-22 と S-310JA-1 による電子密度と電子温度の解析結果について報告する。7機のロケットすべてに同一仕様のプローブが2本ずつ搭載されており、極域の電子密度と温度のプロファイルを得ること、オーロラ出現時の電子密度ゆらぎ(周波数 $< 300\text{Hz}$)を測定することを目的としている。プローブは宇宙研の平尾研究室で開発されたガラス封じ型円筒プローブ(直径 3mm , 長さ 20cm のステンレス製)を使用した。2本のプローブのうち、1本は通常のラングミュアプローブとして用い(LPと略称)、0.5秒で $0\sim 4\text{V}$ の三角波掃引を4秒間繰返し、 N_e, T_e の測定を行う。次の4秒間ではプローブに 2.5V の固定電圧を印加し、電子密度ゆらぎを測定する。両モードとも2秒毎に感度切り換え(Low Gain, High Gain)を行う。もう1本のプローブ(EPと略称)には約 6.4V の固定電圧を印加し、電子電流を連続的に観測し、 N_e の連続したプロファイルを得る。両機とも地磁気的に静かな時磁気線方向に発射された。S-210

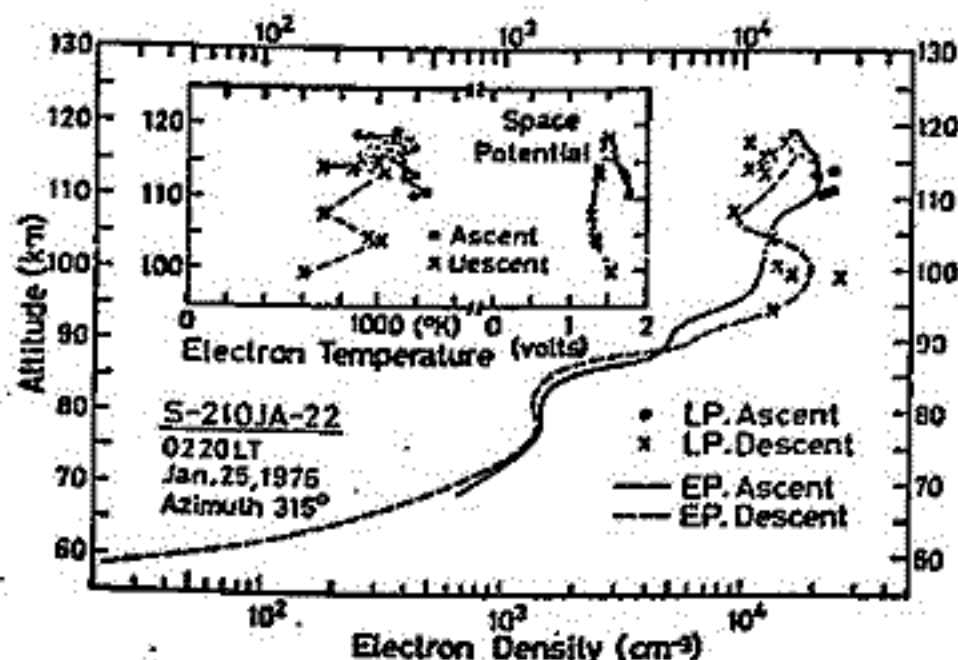


図1. S-210JA-22 (太陽天頂角 $\sim 90^\circ$)

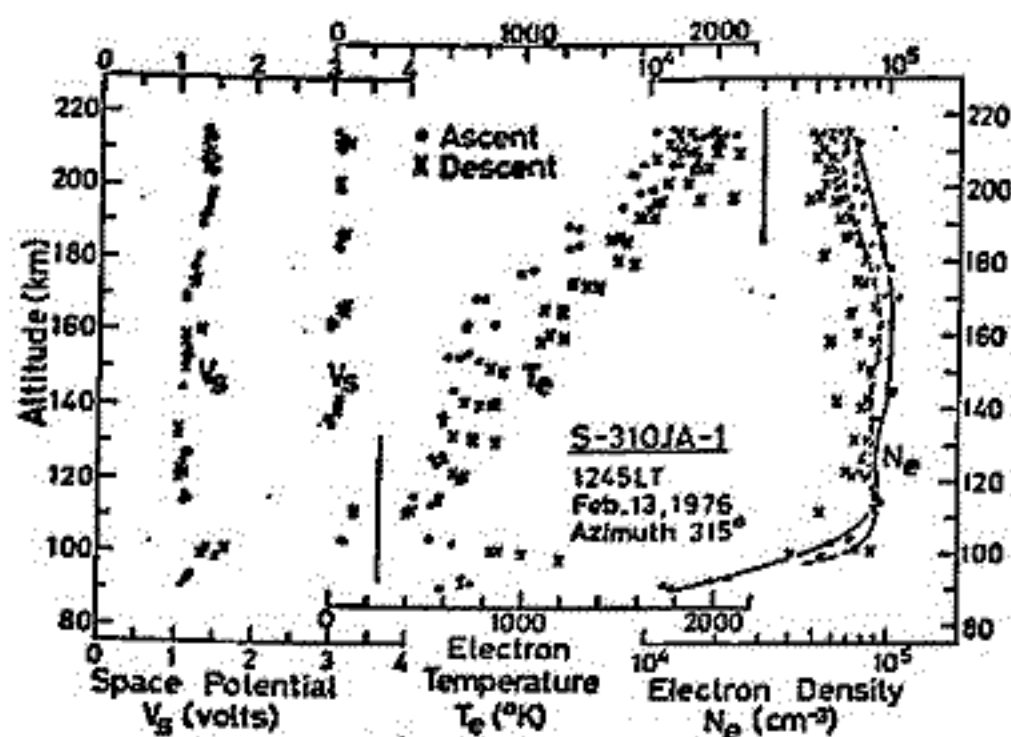


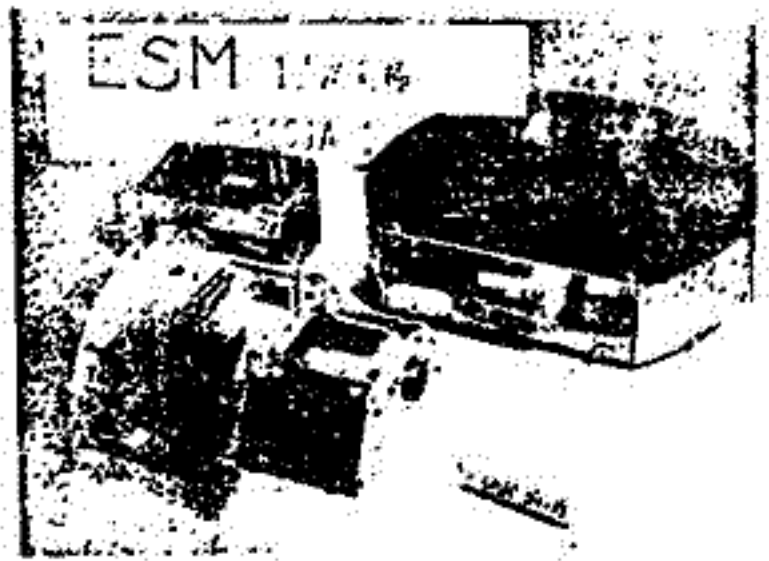
図2. S-310JA-1 (太陽天頂角 65°)

JA-22 と S-310JA-1 の結果を図1と図2に示す。JA-22の結果ではE層で $N_e \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ であり、アイオノグラムは $\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ を示しており、ロケットの姿勢の影響が現われていると思われる。またE層附近の N_e 分布が波うっているのも自然現象ではなく、ロケット姿勢に関連している。80km附近の N_e のふくらみは高エネルギー粒子のX線による電離の影響であろう。 T_e は最大 10^3 K であった。310JA-1の測定では N_e 分布はアイオノグラムとほぼ一致した結果を示し、最大 10^5 cm^{-3} である。200km以上ではアイオノグラムにF2層が観測されている。 T_e は $600\sim 2000 \text{ K}$ で高度と共に単調増加しているが、下りの100km附近に温度上昇があった。 V_s は $1\sim 1.5\text{V}$ が通常の値であるが、PWLの測定で3Vが印加されると V_s も上昇している。なお、310JA-1の N_e, T_e プロファイルは内海浦でのS-310-2 (1975.8.30, 13:10発射) による測定結果とよく似たプロファイルを示している。地磁気的に静かであったりか、電子密度のゆらぎは観測されなかった。

おわりに、ロケット観測を遂行されている極地研究所と、昭和基地で奮闘されている関係の方々へ感謝する。

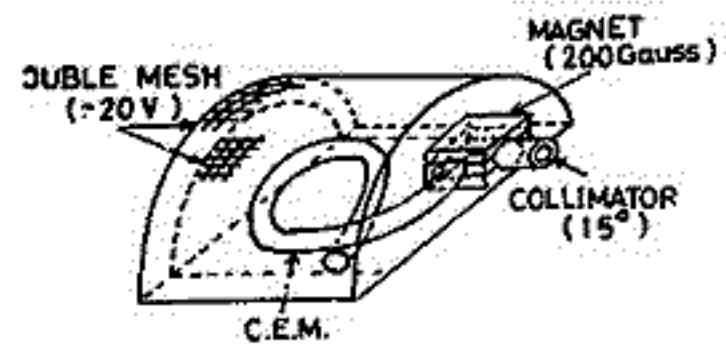
松本 治彦, 賀谷 信幸
(神戸大学 工学部)

1976年2月13日12時45分LT 南極昭和基地で打上げられたS-310-JA-1号機による降下電子観測(ESM)結果を報告する。第1図に本装置全体の写真を、第2図にSensor部の概略図を示す。ESMは小型、軽量、簡便を主眼とし、Sensor部は $15^\circ \times 15^\circ$ の開口角を有するCollimator, 永久磁石(200 Gauss)の 90° 偏向型アトマイザーとC.E.M.から構成されている。特徴としてC.E.M.に供給される3KVの高電対策として側面を排気向上のため二重メッシュで囲っている。(51年春学会予稿参照)

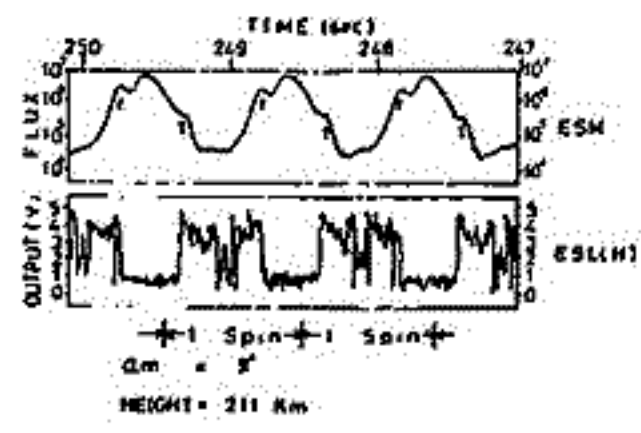


第1図 ESM全体の装置

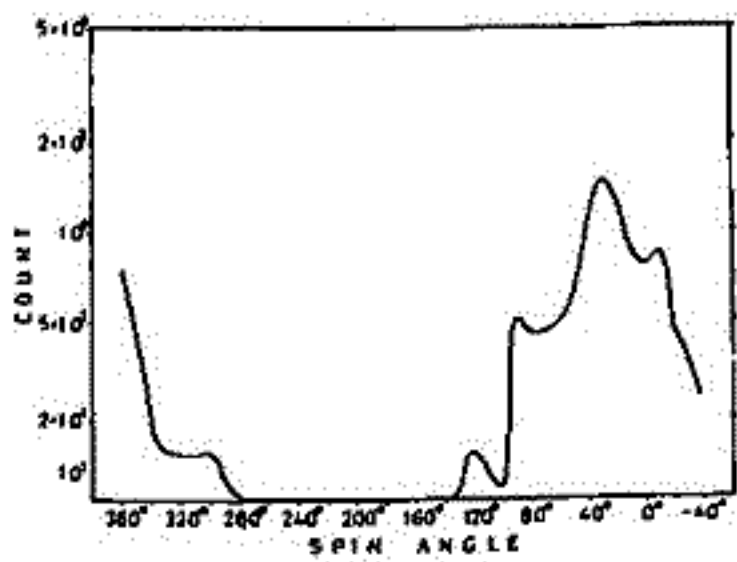
実際の観測では、データがSpin Modulationを受けている。データの一例を第3図に示す。この原因はオーに太陽による紫外線が考えられ、ESMの構造上から紫外線がCollimatorから直接入る可能性と側面のメッシュから入りPhotoelectronを発生し、それを計数する可能性とが考えられた。この原因追求のためにESMと同型のSensorを製作し、これに重水素ラニアによる紫外線を照射する実験を行った。Spinの影響を調べるため紫外線を側面(メッシュ)に照射し、そこからロケット軸を中心にSensorを回転させる。その結果 第4図に示すようにSpin Modulationがみられ、実際のデータとも類似している。複数のPeakが現われるのは、Sensor内部の構造によるものと考ええる。



第2図 Sensor部の概略図



第3図 DATAの一部



第4図 紫外線実験: 基準はメッシュ正面

以上の実験結果よりSpin Modulationは太陽光によるものであり日陰の部分から粒子観測のデータとなる。Electron Fluxは $10^4 \sim 10^5$ particles/cm²ster sec keV とより詳細な解析結果報告は当日行う。

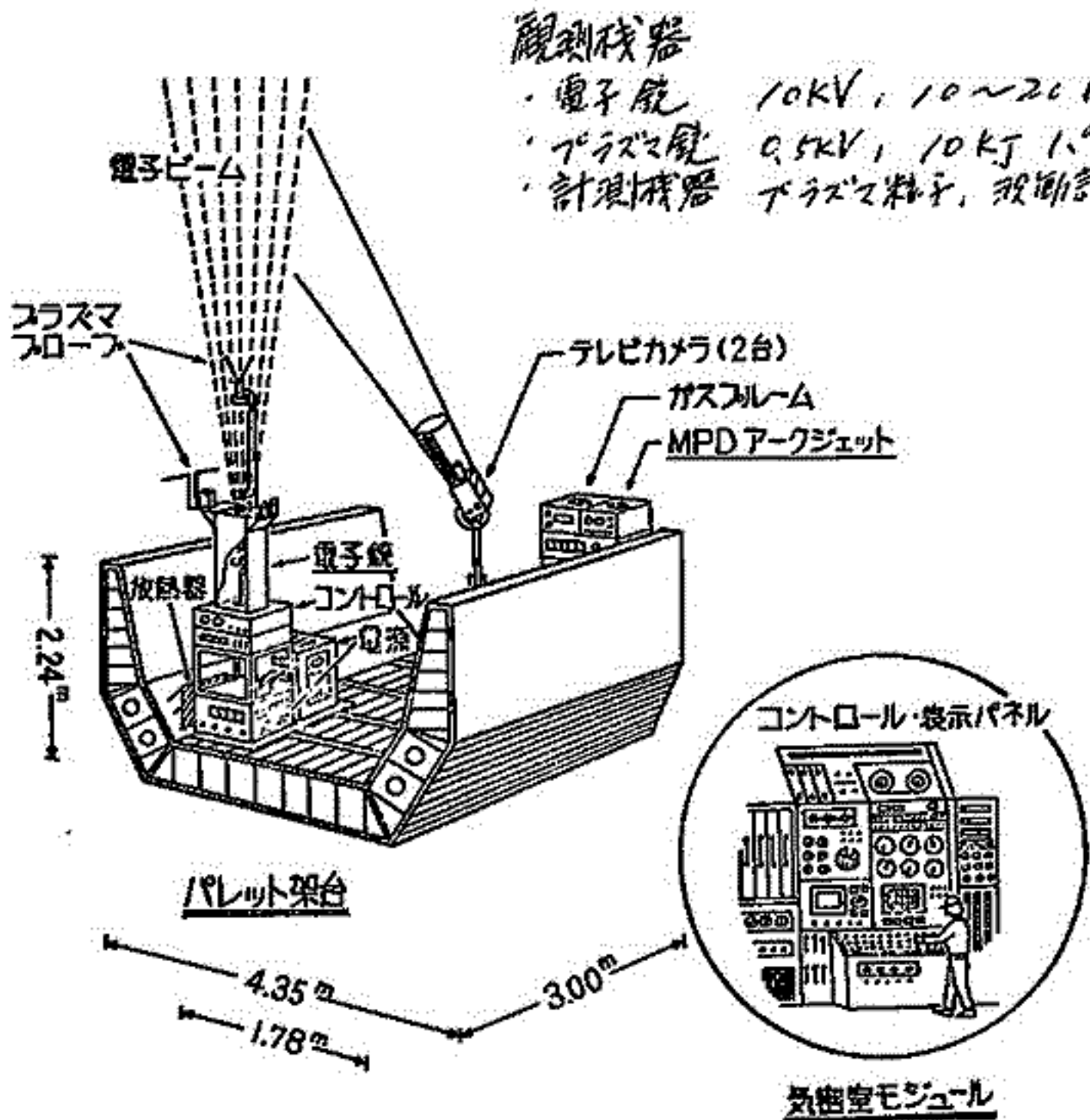
おわりに この実験に対し、極地局、東大宇宙研の関係者及び隊員の方々、重水素ラニアをお貸し頂いた東大・等松隆夫教授に感謝の意を表す。

大木 長蔵 (東大宇宙研)

スペースシャトルを利用した宇宙実験として、第一次スペースラブの総括実験が1980年夏に実施される。日本からは粒子加速器を搭載して、スペースプラズマ実験を行なうことが提案されている。これをSEPAC計画と呼んでおり、これに際するミツリヨニ計画、実験機器について準備状況、今後の作業予定を報告する。

科学実験項目は次のようである。

- 1. 大気光励起実験 : オーロラ、大気光
- 2. プラズマビーム物理学 : ビーム伝搬、励起励起
- 3. 荷電中和実験 : 帯電現象、電流不安定
- 4. 電子エコー実験 : 磁場圏構造
- 5. ビルヤコフ電流 : 異常磁気現象
- 6. 重層層人工擾乱 : 電子密度、温度変化



観測機器

- ・電子銃 10KV, 10~20kW
- ・プラズマ銃 0.5KV, 10kJ 1.0~2
- ・計測機器 プラズマ粒子, 励起計測, TV

II-26 太陽風と地球磁場の相互作用の

シミュレーション実験

広瀬 義晃、南 賢行、阿部 弘和、竹屋 孝夫
大阪府立大学工学部

まえがき 地球の回りでの柱状なスケールで起っている現象を、実験室でモデルをつくって研究することは、有力な研究方法である。著者らの目的は地球背後における α - β プラズマと双極子磁場による相互作用で生じる磁気線の変形とその近傍のプラズマの振動について調べることである。

実験装置 実験装置の概略を図1に示す。同軸型プラズマ鏡により打ち出された高電圧プラズマ流は、鏡より約60cm離れたモデル地球と相互作用する。モデル地球背後には、コンデンサにより電圧を印加した移動可能な一對の電極を配置してある。この電極は、モデル地球背後に回り込んだ高電圧プラズマ流によって放電し、モデル地球背後からプラズマを打ち込む事になる。このプラズマ放電の発光の観察や電気特性を測定した。

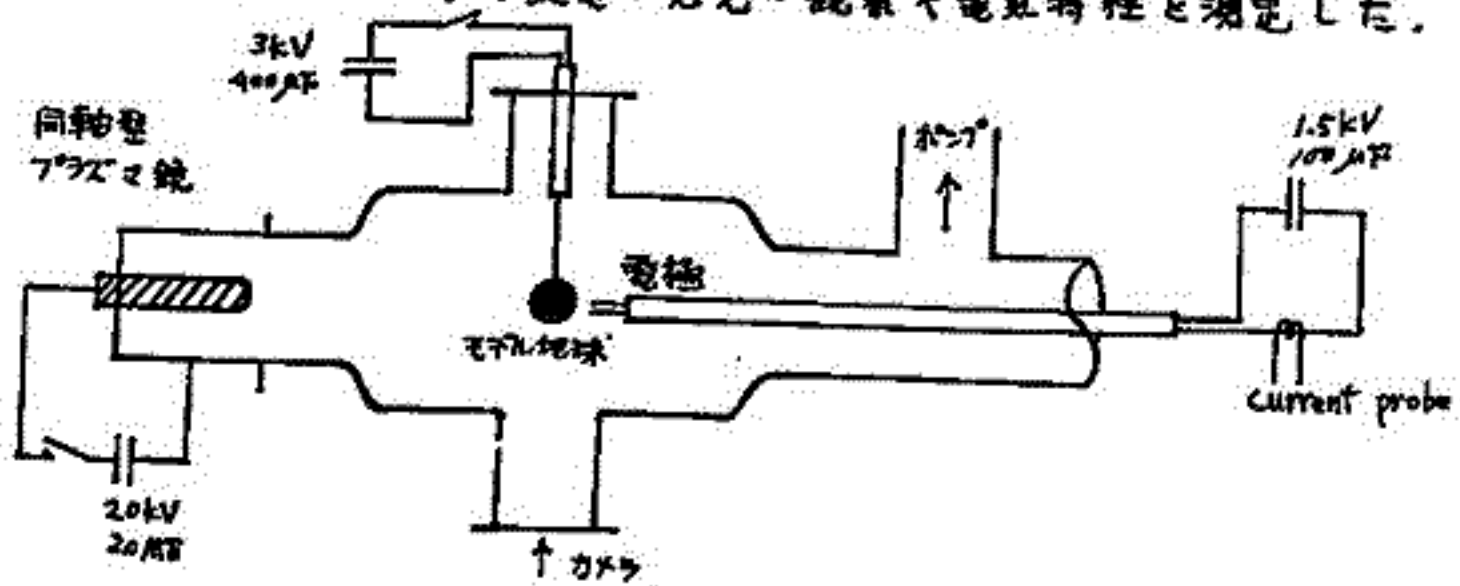


図1 実験装置

実験結果 本実験にかいて磁気線に沿うプラズマ(図2)を観測する事ができた。これは、オーロラの発生や、木星磁気圏のイオ平衡による影響に対応していると思われる。また、モデル地球の赤道面におけるプラズマ分布の非対称性(図3)は、地球磁気圏プラズマシートにおける非対称性に対応していると思われる。講演ではさらにモデル地球背後に加えた電流によるエネルギー注入効果について述べる。



図2 子午面
モデル地球背後の磁気線に沿う
プラズマ

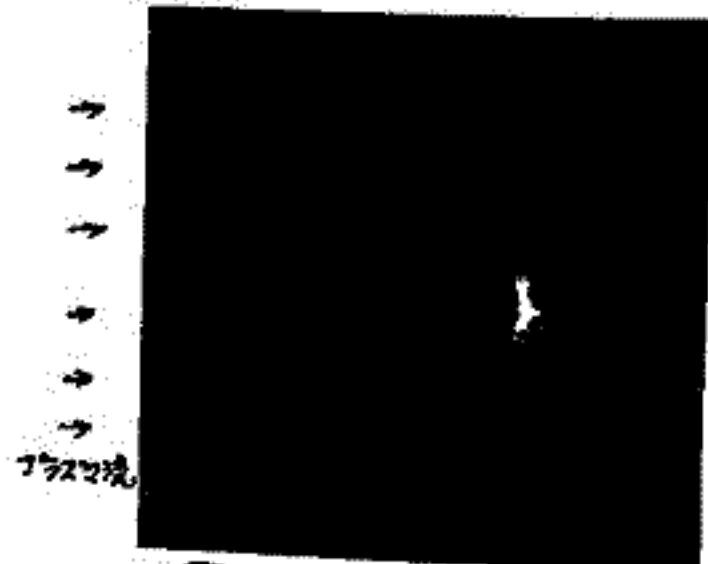


図3 赤道面
プラズマ分布の非対称性

II-27 平行プローブによる電離層電場の測定

久後 近 有 繁 作 小 月 芳 夫 (大阪大学)

1. まえがき 先に2本の平行に伸ばした金属プローブによりプラズマ中の電場を測定する際、このプローブによるVXBの出力に重畳してパルス状にあらわれる可能性について述べた。全体として、レゾナンスプローブのために作られたシステムのためには、この出力が、その出力の読み取り精度がゆるいが、このデータについて一応プラズマ中の電場を測定する。またこの出力を用い、3成分の絶対値を測定する方法についても述べる。

2. 結果 結果を上昇時について高度分布として示した(図1)ここで点線が計算値である。補正を行うことにより、真の値は、みづから電場に対して小さく、よりダイナミクス電場として有意な値となっている。なお、高度100km付近にあらわれる大きな電場は偏さとともに方向がランダムに変化しているの、局所的な密度傾勾によるものと考えられる。実際これは、電子密度の大きな傾きのあった部分に対応している。

3. 3成分の測定 今回の方では、Eベクトルとプローブ方向が垂直になった状態の時の電位差を求めたものであるが、これに因るに示すように更に1本のプローブを設けることにより、この3本のプローブは出力差により、この3本のプローブは出力差により、方向を知ることが出来る。この場合予定される測定データについて述べる。

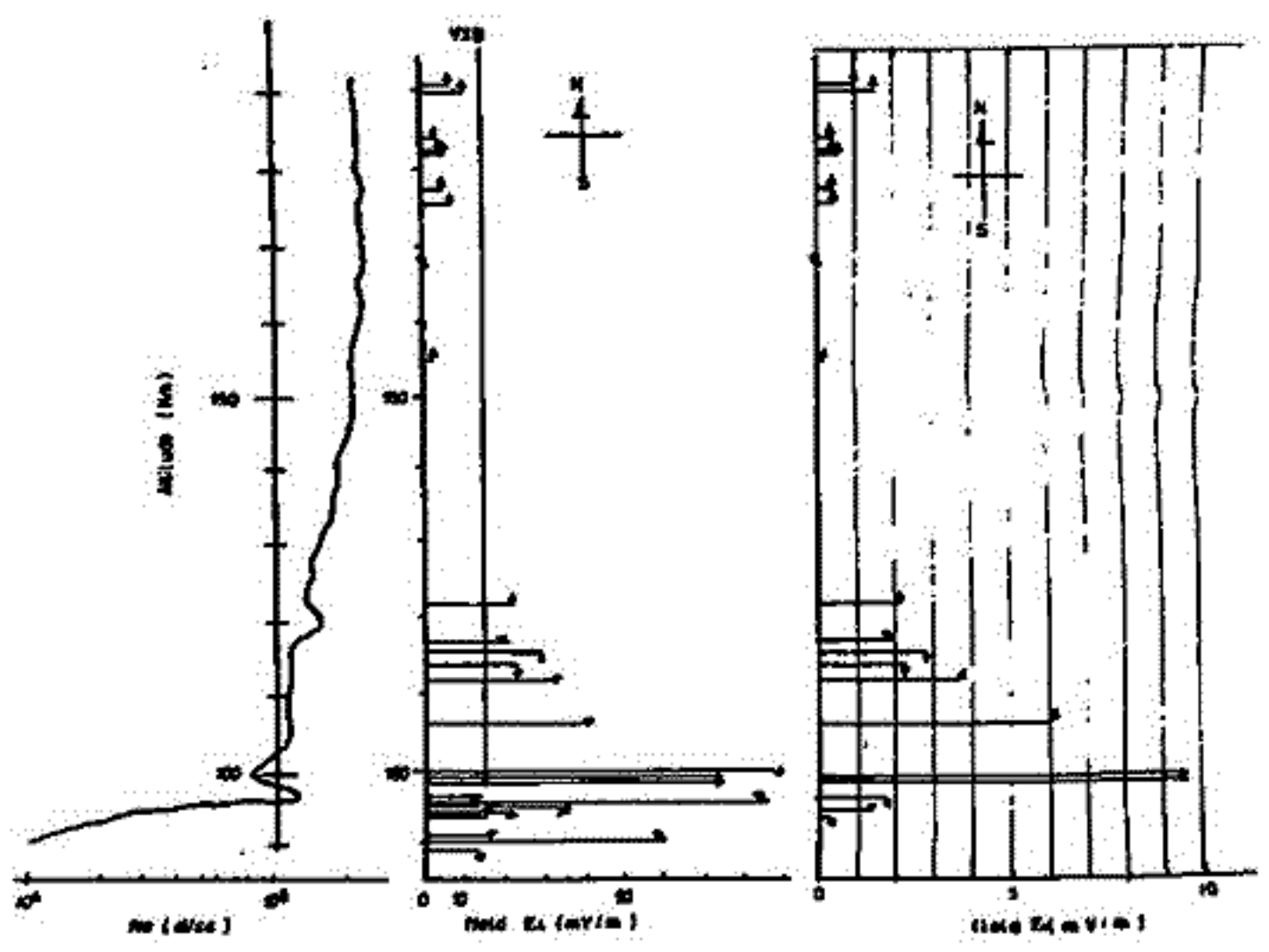


図1 観測結果 (左端 電子密度 中央 静電場補正値 右端 測りた静電場)

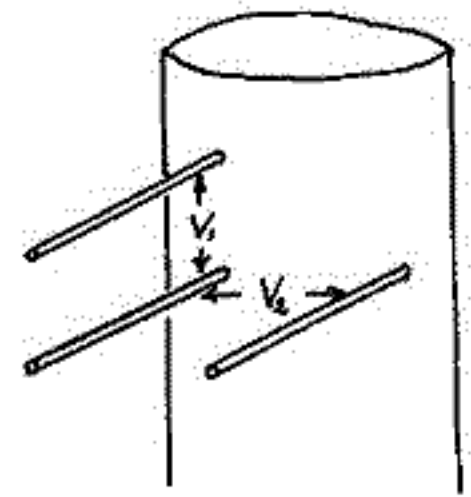


図2 電場方向を知るためのプローブ

ファラデーカップによるイオン温度測定と
統一理論による方法の比較

南 繁行 竹屋 芳夫
(大阪市大工学部)

まえがき

プラズマ中のイオン温度測定については、グリッドをもつファラデーカップが用いられることが多い。しかしこの方法の絶対精度については、他の方法とのクロスチェックがとれていなかった。今後Spaceで用いられるであろうと考へ、J.G. Laframboise氏による統一理論から導かれた図表⁽¹⁾を利用してイオン温度を求める方法との比較実験を行なったのでその結果を述べる。

実験

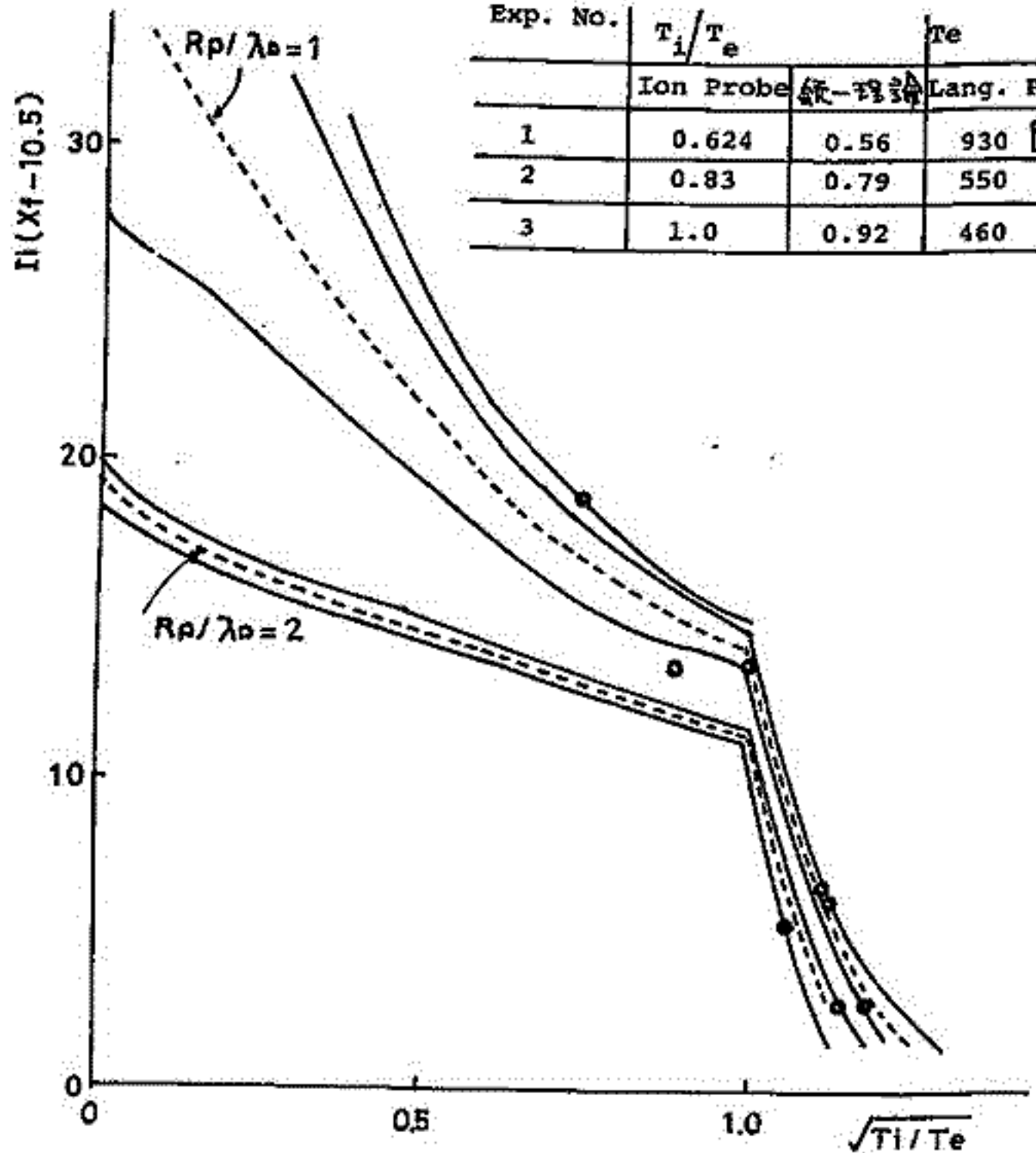
実験は後方拡散形プラズマ源を用いて、電子密度 $10^5 \sim 10^6$ [1/cc]のオーダーで行なつた。気体はアルゴン、ヘリウムである。ピッチ 0.3mm のグリッド2枚をもつファラデーカップと、統一理論より導出された R_p/λ_D (球プローブ半径/デバイ長) について測定するための球状の円筒プローブを用いた。

結果と検討

実験で得られたデータは、右図にプロットした。ここで横軸はラングミュアプローブによる温度 T_e とファラデーカップによるイオン温度 T_i で得られる $\sqrt{T_i/T_e}$ である。縦軸は空間電位でのイオン飽和電流を正規化したイオン電流の理論値である。図中の白丸は、ほぼ $T_i/T_e = 1$ の付近にある。得られた結果は $T_i/T_e > 1$ については統一理論では解析できない。 $T_i/T_e < 1$ に於ける比較例を表1に示した。この場合予想外によく合っている。これはプラズマの分布函数が誤差の存在を決定している。 $T_i/T_e > 1$ のデータはプラズマ源を異にしてゐる。

Table 1

| Exp. No. | T_i/T_e | | T_e |
|----------|-----------|------|---------|
| | Ion Probe | 統一理論 | |
| 1 | 0.624 | 0.56 | 930 [K] |
| 2 | 0.83 | 0.79 | 550 |
| 3 | 1.0 | 0.92 | 460 |



(1) J.G. Laframboise VTIAS Report No 100 (1966)

II-29 ロケット搭載用電子銃装置を用いた室内実験

(宇宙研スペースシャッターでの電子ビームのスパシミュレーション)

佐々木進, 戸沢洋二, 河島信樹, 鶴岡重信^A
東大宇宙研, 日大理工^A

宇宙空間での大出力電子ビーム放出実験は、諸外国だけでなく我国でも K-9M-57, 58号機, L-3H-9号機で予定されており、Space Shuttle AMPAS-SEIAC 計画でも主要な実験項目としてとりあげられている。我々はその地上シミュレーション実験としてロケット搭載用の電子銃装置を用い、宇宙研の大型チェンバーで次の様な目的のもとに実験を行なった。



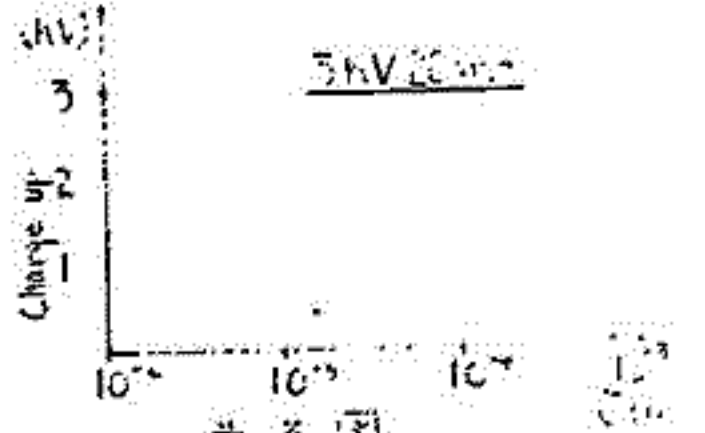
オ1図

- (1) 電子銃から出た電子ビームの伝播特性(拡がり)の研究
 - (2) 電子ビーム放出に伴う電子銃装置の charge up とその neutralization の研究
 - (3) 電子ビームによる波動励起と周囲のプラズマ加熱の研究
- 使用した電子銃の最大出力は本実験の場合、3KV 100mA (300W) である。以下に実験結果を示す。

| | 拡がり大 | 拡がり小 |
|-----------------|------|------|
| 加速電圧 | 大 | 小 |
| ビーム電流 | 大 | 小 |
| 真空度 | 高 | 低 |
| バックグラウンドのプラズマ密度 | 小 | 大 |

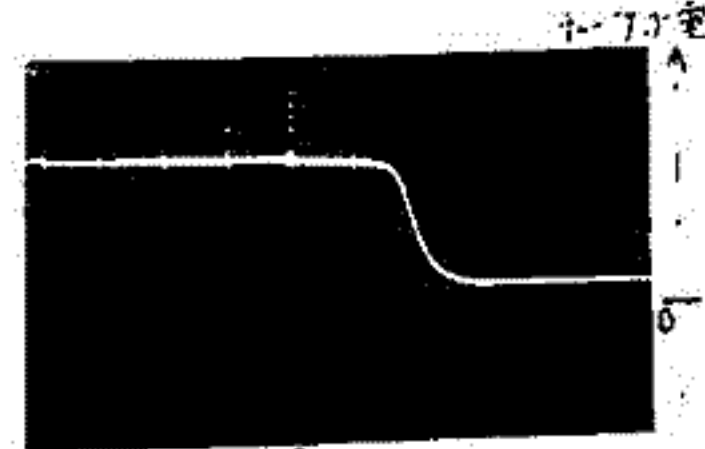
オ2図

(1) 伝播特性: 電子銃を出たビームは、自身の静電的な力で拡がっていく。本実験では可動プロフ及び写真撮影によりビームの拡がりを測定した。オ1図に写真の一例を示す。拡がり特性の各パラメータ(加速電圧・電流・真空度・バックグラウンドのプラズマ密度)依存性をオ2図に示した。



オ3図

(2) charge up 及び charge neutralization: 電子ビームシステムをチェンバー壁から電気的に絶縁し、ビーム放出に伴う電子ビームシステムの charge up 量を測定した。オ3図に示す様に真空度が高い程 charge up 量が多い。これは真空度が低い所では、電子ビームによりプラズマが生成され、return current が少くなる為だと考えられる。これらのデータは、charge neutralization のひとつの方法として、ビーム経路に中性ガス雲を放出するという方法が有効である事を示している。この事を確かめる為、ビーム経路に FAV (Fast Acting Valve) でパルス的に中性ガス雲を放出した。オ4図に示すようにガス雲を放出すると charge up 量が急減する事が観測された。但し条件によっては、ガス雲を放出した瞬間一時的に charge up 量が増す場合があり、これは return current が中性ガス雲によって一時的に阻止される為と考えられる。



オ4図 ↑ガス雲放出

(3) 波動励起及び周囲のプラズマ加熱: 波動はチェンバー内にアンテナを入れ、スペクトルアナライザーで 10kHz ~ 1GHz 迄を調べた。バックグラウンドプラズマが存在する時にのみ、ビームによる波動の励起が観測された (150MHz 付近、200 ~ 500MHz 付近)。これらの波動は二流不安定性によるものと考えられる。又 K-10-12号機での電子ビーム放出実験(本年一月、200V 4mA 電子銃)で、ビーム放出に伴う周囲のプラズマ加熱のデータが得られたが(ラングミュア特性、電子エネルギー分析器)、本実験でも同種のデータが得られた。

今回の実験は、電子ビーム放出に伴う現象を幅広く調べるという目的の為、精密な物理測定を行う余裕がなかったが、本年10月に計画している実験ではより精密な測定を行う予定である。本実験は、東大宇宙研スペースシャッター管理室の協力のもとに行ないました。(51 8 26)

森田 護・小川 俊雄 (京大理)
 鶴田 浩一郎・大林 辰蔵 (東大宇宙研)

ロケット・科学衛星によるファルローアを用いた電場測定の基礎実験として、スペースシャッター内にアブダック及び、金で表面処理した球ファルローア(直径3cm, 両球の間隔36.2cm)を設置し、このファルローア系をシャッター外部のモーター装置により約100秒の周期で回転させて、シャッター内の電場を測定した。一方、各ファローアとシャッター壁の間の電位差をそれぞれ測定することにより、ファルローアで測定した電場の妥当性を検討した(Fig. 1)。その結果、ファルローアにより測定された電場と、壁を基準にして測定したファローア電位から求めた電場が一致した。

次に増幅器の入力抵抗を変化させて、ファローアに電流を流した場合のファルローアの出力をアブダックファローア及び、金ファローアについて測定した(Fig. 2, Fig. 3)。その結果、アブダックファローアを用いた場合には、ファローアに電流が流れても比較的安定な出力を与えるのに対し、金ファローアの場合には極めて不安定であった。

更に、アブダックファローアを使用して電流-電圧特性(Langmuir曲線)を求め、これからシャッター内のプラスマの諸特性とファローアの浮動電位を求めた(Fig. 4)。ここで求めた浮動電位は、先の静電的に求めたファローア電位より0.3-0.6V高い値を示した。

以上の実験の結果、電場測定に対するファルローア法の有用性とアブダックによるファローア表面処理の効用が明らかになった。

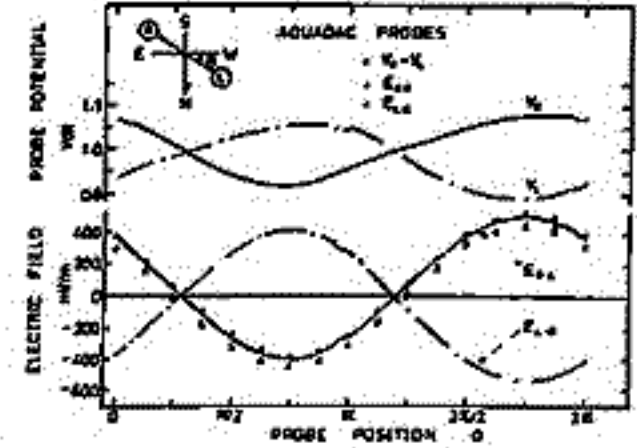


Fig. 1. シャッター壁とファローアの電位差(V_A, V_B)、それから求めた電場($V_A - V_B$)、及びファルローアによる電場(E_{A-B})

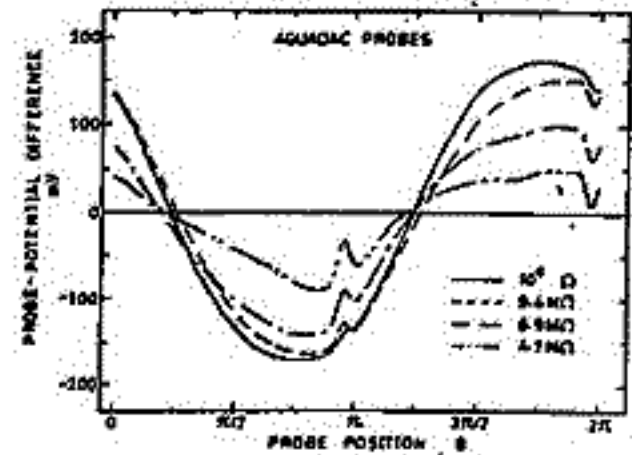


Fig. 2. 入力抵抗を変えた場合のファルローアの出力量。アブダックファローア

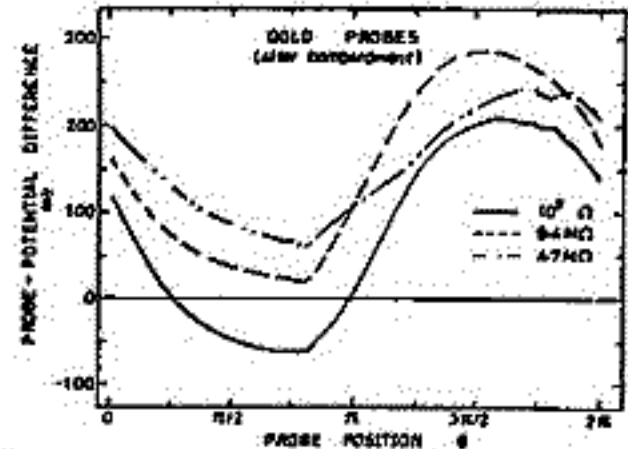


Fig. 3. 入力抵抗を変えた場合のファルローアの出力量。金ファローア

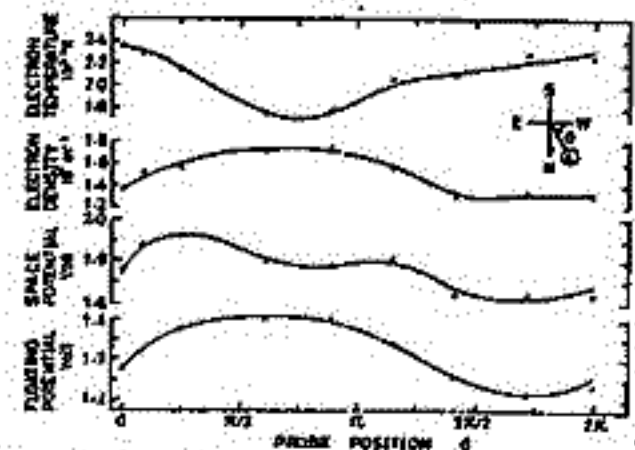


Fig. 4. ラングミュア曲線によるシャッター内のプラスマ諸特性と浮動電位の分布

ビームの歪みリスペースチェンバー用均一大容積 プラズマ源の開発

筒井 稔

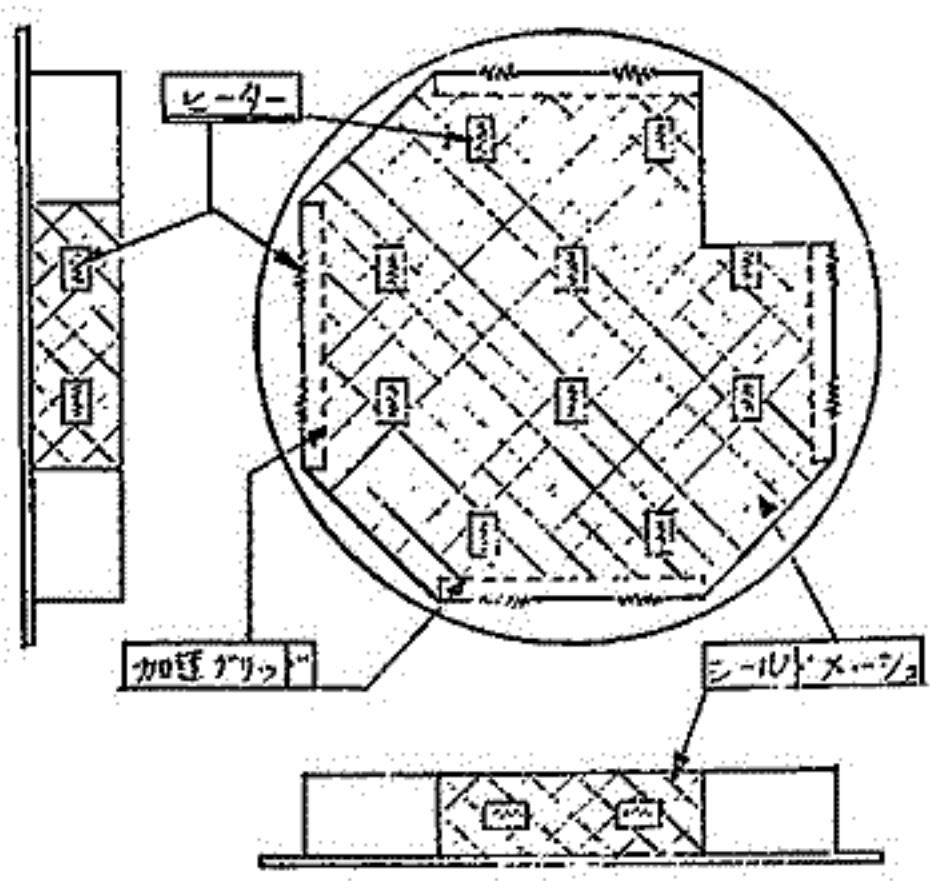
京都大学工学部

昨年秋の学会におりて、後方拡散型均一大容積プラズマ源の開発の、一応良好な結果が得られた事を報告したが、波動等の実験を行う上には一番問題になるのがビームの発生である。後方拡散型プラズマ源におりて必然的に発生するイオンビームは波動帯に同位波波動の実験におりて大きな障害となつて来た。そこで筆者は現在ビームの歪みりしかも均一で一大容積低温プラズマ源の開発を行つて、まいるので報告する。

拡散型のプラズマ源のうち後方型は、イオンによりプラズマを実験領域に引き出し、まくるが、この場合イオンは熱電子加速用の電界により加速を受け、そのためにイオンビームが生成する。この状態を作り出すためにあるのが、この装置の主眼である。そこでビームの無い均一大容積低温プラズマ源にするために図りような装置を開発中である。

図りようなチェンバー扉全面をプラズマ源として使用する。長さ10cm、直径8cmの円筒の周囲に5mmメッシュの網をかきまかれ、プラズマ発生用の熱電子管の図りようの側面に取付けられ、チェンバー軸に対して直角に加速されるように加速電圧印加用のメッシュがせられ、ヒータの内側に固定される。四方から中心に向つて(磁場により回転を受けながら)加速された熱電子は気体と衝突電離して高密度の電離気体を網の容器内に蓄積する。側面外側には以前の後方拡散型と同じ原理でプラズマが生成し、チェンバー側壁付近のプラズマ補充の助けとする(実際は壁面損失は多いが)。そのように高密度となつた電離気体は前面メッシュにある数ヶ所の窓から密度勾配により実験領域に拡散しようとするが、その窓の中央にヒータを設置しておけば網内のイオンのみかその熱電子(低温)を伴つて、実験領域に拡散しようとする。

この方式では密度勾配のみの拡散を促進させる要因であるため高密度のプラズマが生成する場合に更に改良する必要があるものと思われ。

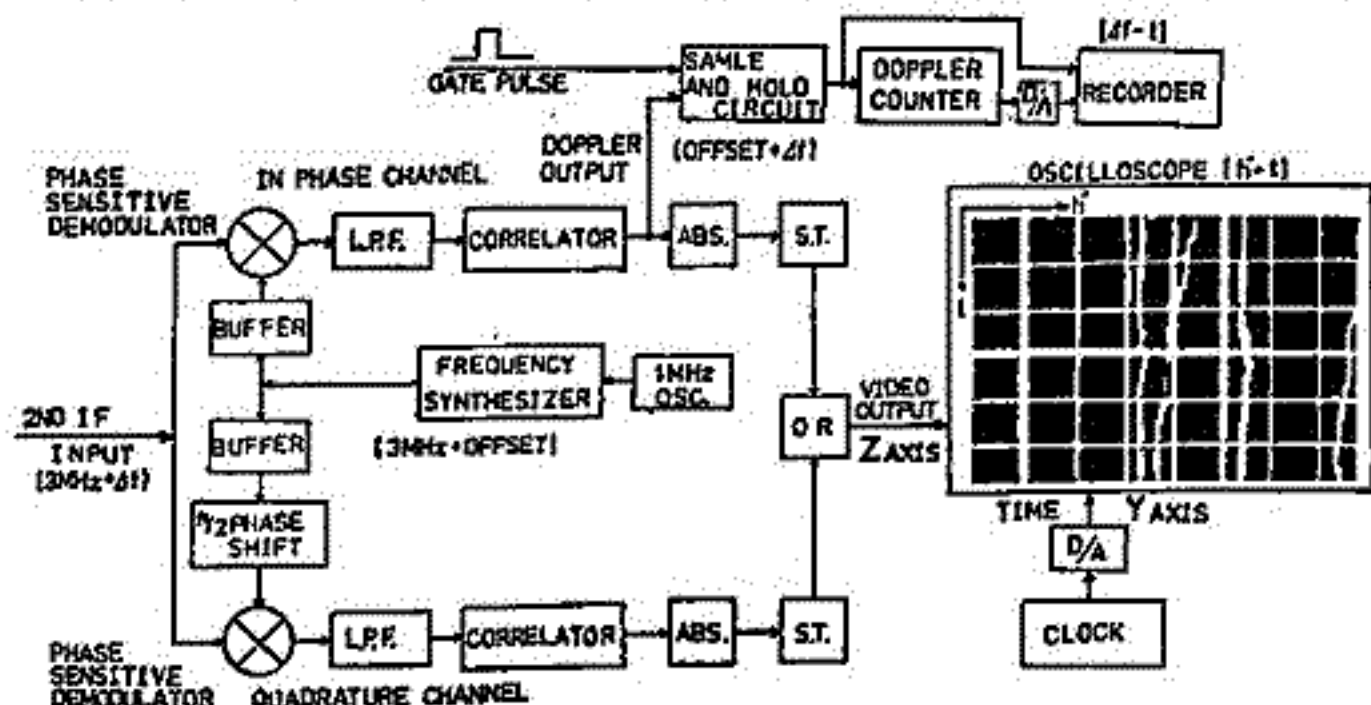


符号化パルス方式サウンダによる電離層高度変化の精密測定

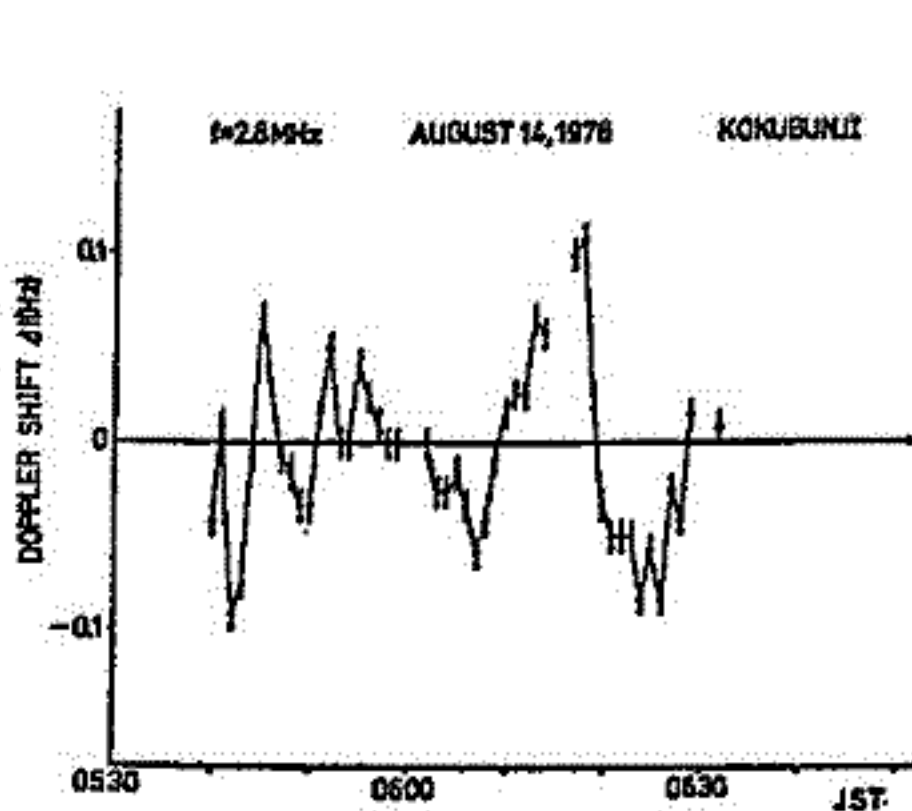
五十嵐喜良，古閑照男，相京和弘

郵政省電法研究所

前回はTTL-ICで構成された相関器を用いたI-Q方式のデジタル整合フィルタを試作して行なった電離層反射高度とドップラの測定についてその概要を報告した。ドップラシフト Δf の極性の判別ができなかったため、今回は局発信号を周波数シンセサイザで作成しオフセットをかけることによりその判別ができるようにした。またh-tの記録を取るためビデオ波形を輝度変調し、時刻をD-A変換してオシロスコープのY軸に入力してホラロイドカメラにより定時間処理できるようにした。観測結果の例をオ2図、オ3図に示す。これは早朝のE_s層のドップラシフトであり電離層反射高度の時間変化と対応づけられる。距離分解能は3km、周波数分解能は±0.01Hzである。整合フィルタとして並列遅延線方式のアナログ整合フィルタ、TTL-ICシフトレジスタを用いたデジタル整合フィルタについては既に報告しているが、サンプルホールド回路とアナログスイッチで構成された言わばA-D混成整合フィルタの試作を行なったためこの観測結果の概要も報告する。

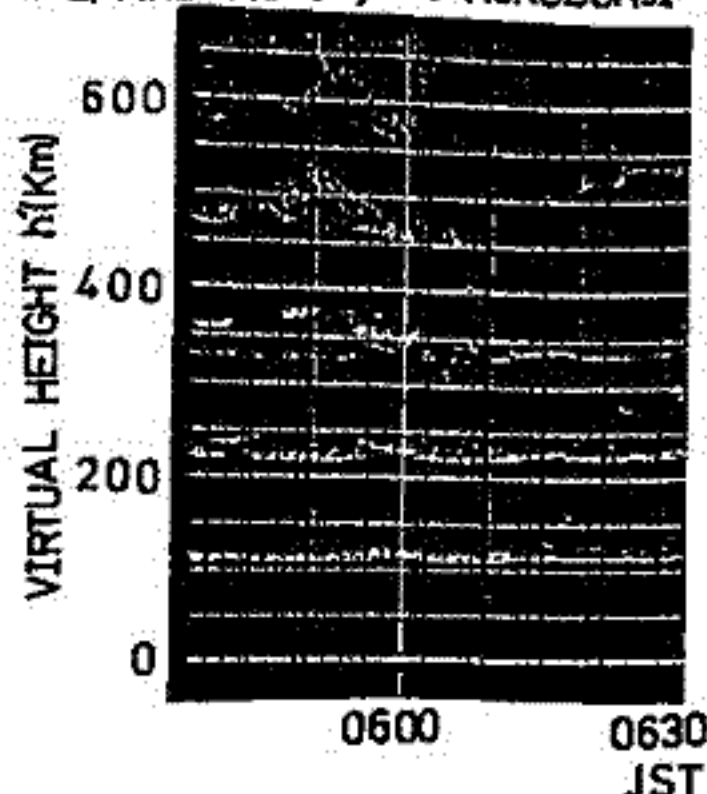


オ1図 ドップラ，h-tの記録と整合フィルタの構成図



オ2図 E_s層のドップラシフト $\Delta f-t$

f=28MHz AUG.14,1976 KOKUBUNJI



オ3図 E_s層の高度変化 h-t

野崎篤朗 前田力雄 古閑照男 五十嵐喜良 藤井周
(電波研)

斜入射の Sounding を定常的に行う装置を開発した。現在の定時観測機では掃引発振器に可変容量ダイオードを用いているため、Sounding の電波を別の受信機で受信することができない。

新しい方式では、送信機、受信機共、定時観測機との共通部分を多くし、時計装置、周波数掃引部、変復調部を新設した。

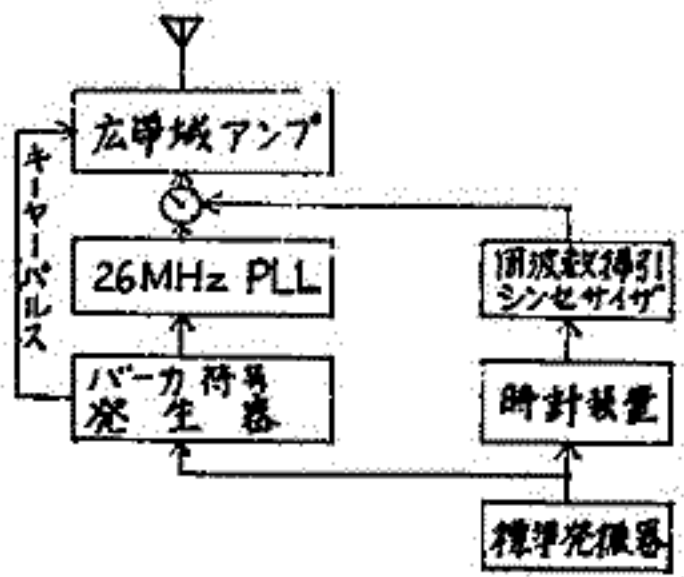
掃引の開始時刻及び周波数掃引速度のタイミングを合せるのに送、受で独立同期している。また、送、受信周波数を正確に同期させるため、立上り時間の短いシンセサイザを用いて掃引周波数を作り出しているのが特徴である。

定時観測にこの装置を用いると、時計装置と適当な受信機を持つ事により、発射地以外でも Ionogram が得られる。

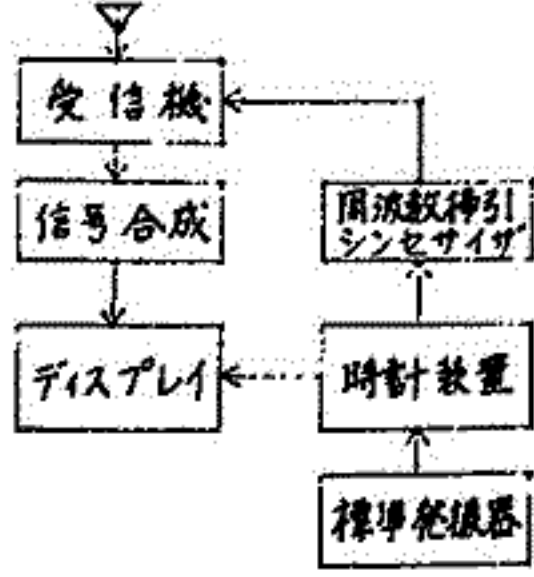
現在までに国分寺で発射した電波を平磯で受信し(直線距離 126 km)、斜め Ionogram を得ている。さらに内、浦-平磯間、稚内-平磯間で実験を行うべく準備中である。

| 主要諸元 | |
|---------|---|
| 周波数掃引速度 | 1 MHz/sec |
| 掃引周波数 | 1 MHz ~ 20 MHz |
| パルス間隔 | 50 msec |
| 周波数ステップ | 50 kHz |
| 変調形式 | バーカ 13 bit 0- π 位相変調 |
| パルス幅 | サブビット 20 μ sec 全パルス長 260 μ sec |
| 送信出力 | 5 kW (尖頭) |

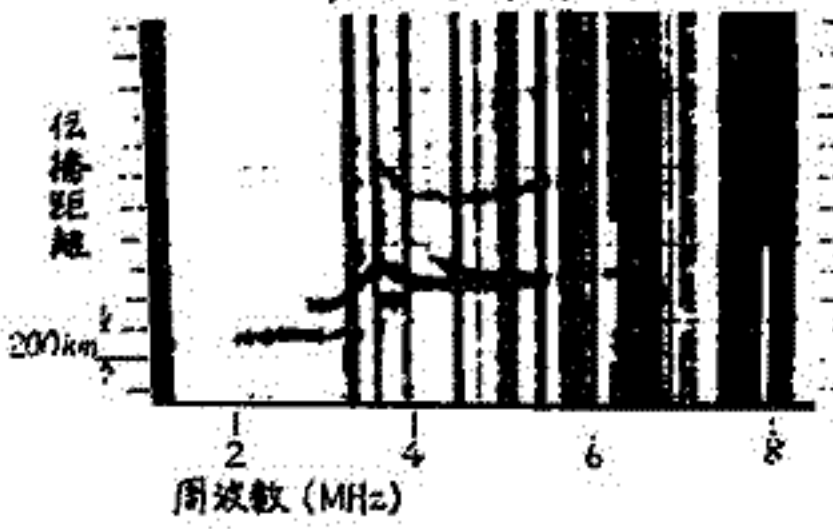
送信側ブロック図



受信側ブロック図



斜イオノグラム

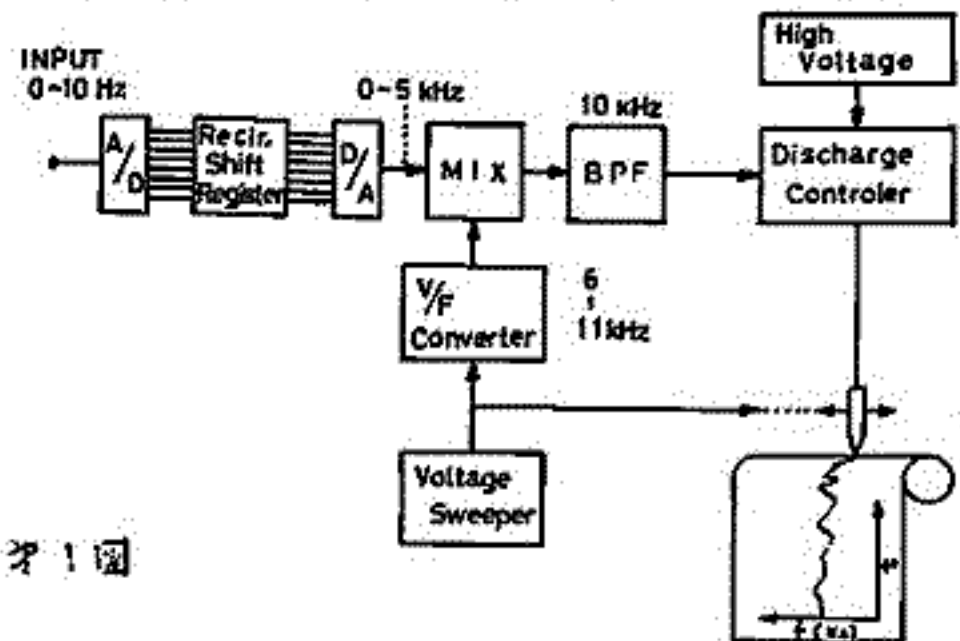


HF ドップラ - 観測におけるリアルタイム周波数分析及びその表示装置の開発

筒井 裕 辻井常男 小川 徹
(京都大学 工学部)

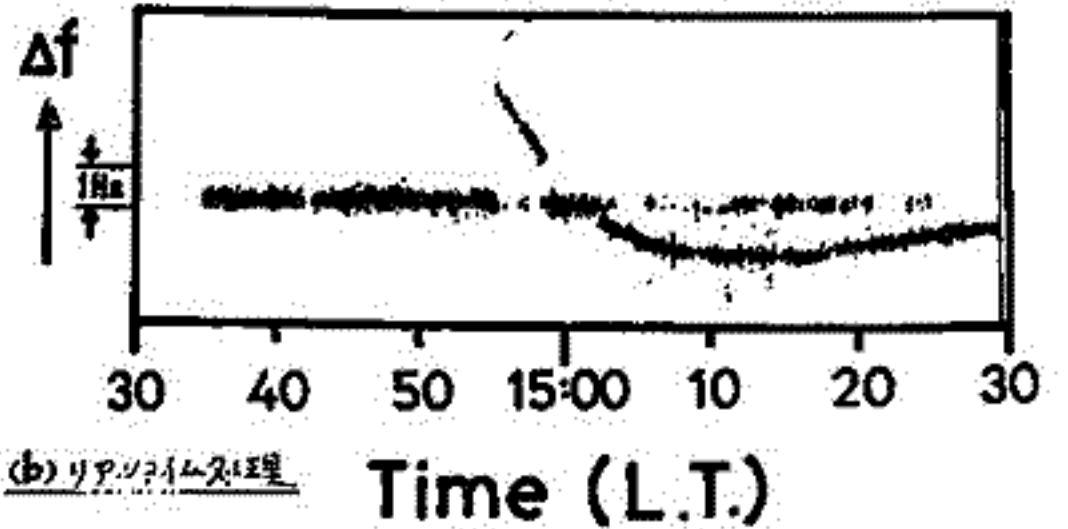
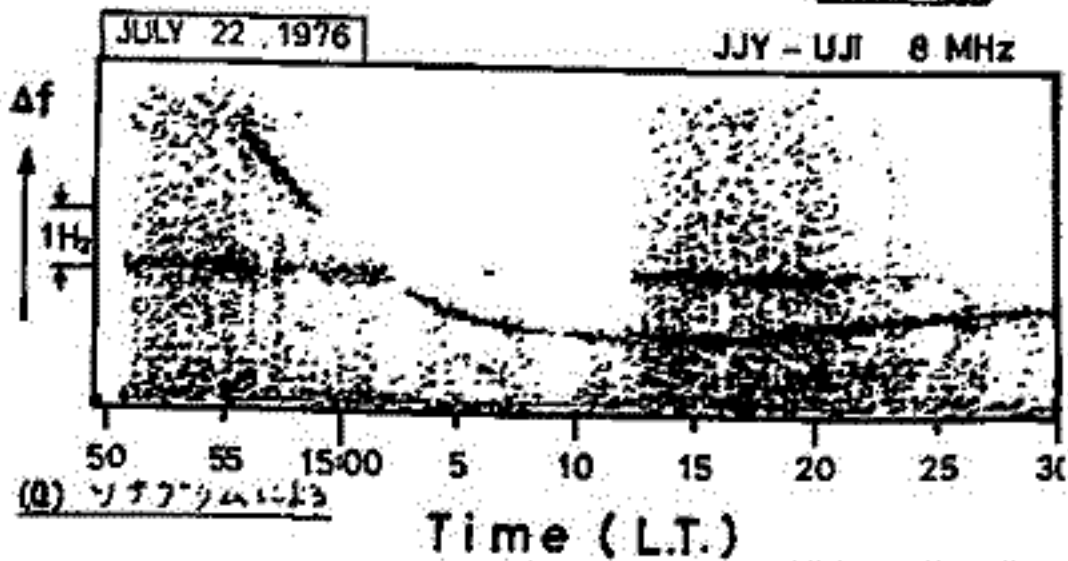
電離層のダイナミクスを知る上で有効な HF ドップラ - 観測は以前から昼夜連続に行われてきた。しかしその周波数分析のデータ処理における一連の問題であった。10 Hz 以下のドップラ - 信号は低周波帯域に集録される。そこでその信号の周波数分析を行うには、その集録されたデータと約 50 倍のデータ速度で再生し、ソナグラム又はレイスタグラムに於て周波数スペクトルの時間変化を表示するのである。周波数分解能の高いソナグラム方式では、1日のデータを処理するのに約 6 時間も要しており、昼夜連続のデータと周波数分析するに相当の労力と時刻と少電とを要した。筆者等はこの作業の省力化のためリアルタイム処理を要する装置を開発したので報告する。

第 1 図はリアルタイム周波数分析及びその表示装置のブロック図である。10 Hz 以下の低周波信号を電圧変換器による時間圧縮を行なうことにより 5 kHz までの周波数に変換しこれを分解能 (バンド幅) 約 100 Hz のフィルターで周波数分析を行うのである。即ち掃引電圧は周波数に変換された入力周波数 f_i と同次の条件 $f_s - f_r = 10 \text{ kHz}$ を満足するだけの放射電圧となる。その信号は放電記録紙上で入力周波数に相当する位置で放電する仕組みとなる。



第 1 図

第 2 図は (a) ソナグラムで解析した信号と (b) リアルタイム処理によるデータを示している。(a) の周波数及び時間分解能は (b) のそれらに比べて大きく、このため解析部分のデータに依存してその改善の余地がある。一方 (b) の S/N は (a) に比べて極めて良い事が判る。これは受信信号を録音再生ヘッドを通し変換してソナグラム方式でその変換時に混入した雑音が S/N を下げたことによる。そこで受信回路により処理し直接放電記録を行なうことによる装置の開発である。



第 2 図

通常の観測により人的な時間的労力が著しく軽減された。この方式は低周波帯域信号を集録してその現象の分析に活用が可能であること懸念の軽減を期待される。

(a) ソナグラムによる

(b) リアルタイム処理

EXOS-B 搭載用磁力計について

青山 巖, 遠山文雄, 高橋隆男
(東海大・工)

EXOS-B 計画は昭和53年夏～54年初めの打上げを目的として現在 PM 設計の最終試験を終了し FM 設計の段階である。この試験は電磁圏、磁気圏の構造と変動の観測を目的とするが、搭載装置の一つとしての磁力計測(MGF)に関する事項について述べる。

この衛星の軌道は近地英 250 Km, 遠地英 35000 Km の長楕円軌道であり、地球磁場の観測は地球磁場を基準とした地磁気変動計(GA)として姿勢検出を目的とした磁力計の感度切換によって高感度磁場計測を行う。磁場構造を明らかにし、pulsation の測定も期待される。使用する磁力計はフラックスゲート型磁力計で、衛星軸方向に直角面に2成分を持つ3成分測定である。スピンレートは0.5 rpmでフルスケール計測を行う。デジタル8 bits による出力信号方式を採用している。特にこの衛星は、軌道により地球近傍での姿勢計測の目的もあり、3成分共感度切換を4段階で行い、感度±2ガンマ(フルスケール±256γ)に計測する。この切換は自律的に衛星から地上からのコマンドによっても制御出来る。従来計は衛星下部のセンサー・制御装置の展開する予定であり、また、太陽センサー(SAS)も同時搭載している。

現在まで PM 総合試験が終了し、更にセンサー展開計測試験、磁力計の最終試験を行うつもりであり、あわせて他の試験結果についても述べる予定である。以下にその概要の通りである。

| | |
|---------|---|
| 測定方式 | 3成分共 2 進 8 bits |
| 測定範囲 | ±51200, ±10240, ±2500, ±256γ (4段切換) |
| 励振周波数 | 20 KHz |
| 電気計寸法重量 | 170 × 160 × 105, 1.6 Kg |
| 検出計寸法重量 | 110 × 106, 0.45 Kg |
| 消費電力 | +70 mA (+12V), +40 mA (-12V), +140 mA (+5V), +15 mA (+5V) |

参考文献
 河島, 大塚, 大林: EXOS-B 計画, 宇宙観測システム(昭53年夏)第3号
 河島, 大塚, 大林: EXOS-B, 科学衛星システム(昭53年夏)第4号
 青山, 遠山, 高橋: EXOS-B に依る地磁気計測, 科学衛星システム(昭53年夏)第5号

萩崎 努, 小川 徹
京都大学工学部

光ポンピング磁カ計は現在地磁気, 磁気圏及び惑星間空間磁場等の精密測定に広く用いられるようになってきた。現在まで, その性能を向上させる為に種々の型の磁カ計が開発され, 精度は 0.1% 以下にまで向上した。この従来型磁カ計は根本的には同一の共鳴現象を利用している。即ち, 原子のゼーマン分裂位同隔 ($h\omega_0$) が磁場の強さに比例することから, 外部から高周波磁場 (角周波数 ω) を加え, $\omega = \omega_0$ の時生じる共鳴現象を光学的に検出する。換言すればゼーマン分裂位同隔の 1 光子遷移を利用していることになる。ここでは, 光ポンピングで観測されるその他の現象が磁場測定に応用できるのか否かを検討し, 基礎実験を行ったことの結果を報告する。

1 光子遷移を利用した従来型磁カ計の欠点は

(a) 弱磁場 (100 Gauss 以下) での誤差が大であること。高周波磁場による共鳴線の位置のシフト (Bloch-Siegert shift) は

$$\omega/\omega_0 = 1 + \left(\frac{\omega_1}{2\omega_0}\right)^2 + O\left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^4$$

と与えられる。ここで $\omega_1 = \gamma H_1$ で, γ は磁気回転比, H_1 は高周波の振幅である。州らから, 弱測定磁場 ω_0 が低いほどシフトは大きくなり誤差が増加する。この点を解消する為に米国で磁気圏及び惑星間空間磁場測定として用いる方法は, 既知の強さのバイアス磁場を弱測定磁場に重畳させ ω_0 を大にしている。この方法の問題点は, 100 Gauss 以下の磁場に対しては精度は 0.1% 以下程度で測定器として不満である事, またバイアス磁場の時間的に変化すれば弱測定磁場の变化と区別できない事がある。

(b) 高周波磁場による共鳴線の幅が大きいこと。地磁気程度 (0.5 Gauss) の磁場測定でも, この若干の問題を, 精度, 感度を下げている原因の一つであるが, 弱磁場では更に共鳴線の幅が大きい。

ここでは 1 光子遷移以外の現象の弱磁場測定への応用について検討し, 尚ほ上記欠点が解消できるかどうかを考慮してみた。磁場測定応用に可能な現象は,

- (1) Hanle 効果 (2) 多量量子遷移 (3) パラメトリック共鳴
- (4) 高周波磁場による g-因子の変化

理論的検討及び基礎実験の結果を要約すると

(1) Hanle 効果: 共鳴線のシフト, 幅が非常に狭く, 弱磁場測定に応用可能。しかし精度はパラメトリック共鳴に劣る。 (2) 多量量子遷移: 共鳴線のシフトはあるが幅が狭く, 地磁気程度の高精度測定に有望。 (3) パラメトリック共鳴: 共鳴線のシフト, 幅が非常に狭く, 弱磁場の高精度測定に極めて有効である。測定の原理は, 原子として C_2 を用いた時, 弱測定磁場を 30 Gauss 程度とすれば, 感度は 0.01 ~ 0.001 Gauss (暗電流 1%) となり, 弱測定磁場の更に弱ければ感度はこれより増加する。この方法では, バイアス磁場の必要をせず, 互成測定も可能である。

なお (4) は, 強い高周波を原子に与える時, 原子の g-因子が変化することから, 直接磁場測定に小間重なる。高周波磁場の振幅の絶対測定へ応用可能である。簡単な実験でも 0.1% 以下の誤差であり, 2 光子の校正, あるいは μ -1 P 系での絶対校正にも応用可能である。さらに真空中では電界 (但し V/2 以下) の絶対測定も可能と思われる。

大西信人
(東海大・工)

地磁気脈動と検知するための誘導磁力計としては $5 \times 10^{-4} \gamma \cdot Hz$ 以下の分解能が必要であると考えられる。入力換算ノイズ $0.1 \mu V$ の増幅器を用いるとして Sensor の必要感度は $200 \mu V / \gamma \cdot Hz$ とする。この感度を持つ誘導磁力計を一本の core を作る場合表-1 に示すような直流抵抗及び重量 (coil 重量 + core 重量 (比重 8.6)) とする。なおこの計算は線径 0.32ϕ の巻線を用い、ホビンの肉厚を $5mm$ にし、core の長さ全部に巻線巻いたときの場合である。

一般に誘導磁力計は高感度増中器と共に用いられる為に sensor の抵抗は小さい方がよい。円柱コアの磁束増中度は回転楕円体のそれにほとんど近似出来るので coil は core の長さ全部に巻いた方が抵抗を少なく出来る。また太い巻線を用いた方が抵抗を少なく出来る。しかし重量は増してしまふ。

より軽く且つ低抵抗の誘導磁力計を作る方法として複数の誘導磁力計を束ねる方法が考えられる。図-1 は 2本の core を平行に置いた場合と3本の core を平行に正三角形に置いた場合及び4本の core を平行に正四角形に置いた場合の一本の core に対する磁束増中度減少度 α と示したものである。この core 間隔 x に対する減少度は core の直径より長さに依存し長い core は $|d\alpha/dx|$ は小さい。また、core の中心からの距離に対する磁束増中度分布は、ほぼ回転楕円体のそれに近似出来る。

例えば core 長さ $80cm$ 直径 $1cm$ ($L/D=80$) の core を $15cm$ 離して4本用いた条件で誘導磁力計を作るならば； 1) 巻線の線径 0.32ϕ , 2) ホビン直径 $2cm$, 3) core の長さ全部に巻線を巻く、重量 (coil + core 重量) は約 $10kg$, 直流抵抗は約 $2K\Omega$ となる。更に巻線線径を 0.2ϕ にするならば重量約 $5kg$, 直流抵抗約 $5K\Omega$ となる。

このように複数 core にすることにより重量及び抵抗を減らすことが出来る。加えて、自己静電容量も小さくすることが出来、周波数特性も良くなると思えられる。

| コア長さ (cm) | コア直径 (cm) | ホビン直径 (cm) | 巻数 | 抵抗 (K Ω) | 重量 (kg) |
|-----------|-----------|------------|-------------------|------------------|---------|
| 80 | 1 | 2 | 3.1×10^5 | 16.9 | 56 |
| 80 | 2 | 3 | 3.2 " | 14.7 | 50 |
| 80 | 3 | 4 | 2.7 " | 14.6 | 51 |
| 100 | 1 | 2 | 2.6×10^5 | 8.4 | 26 |
| 100 | 2 | 3 | 2.2 " | 7.5 | 27 |
| 100 | 3 | 4 | 2.0 " | 7.5 | 31 |
| 120 | 1 | 2 | 1.9×10^5 | 4.5 | 16 |
| 120 | 2 | 3 | 1.6 " | 4.7 | 18 |
| 120 | 3 | 4 | 1.4 " | 5.0 | 24 |

表-1 コア1本の誘導磁力計を作った場合の各諸量 (巻線 0.32ϕ)

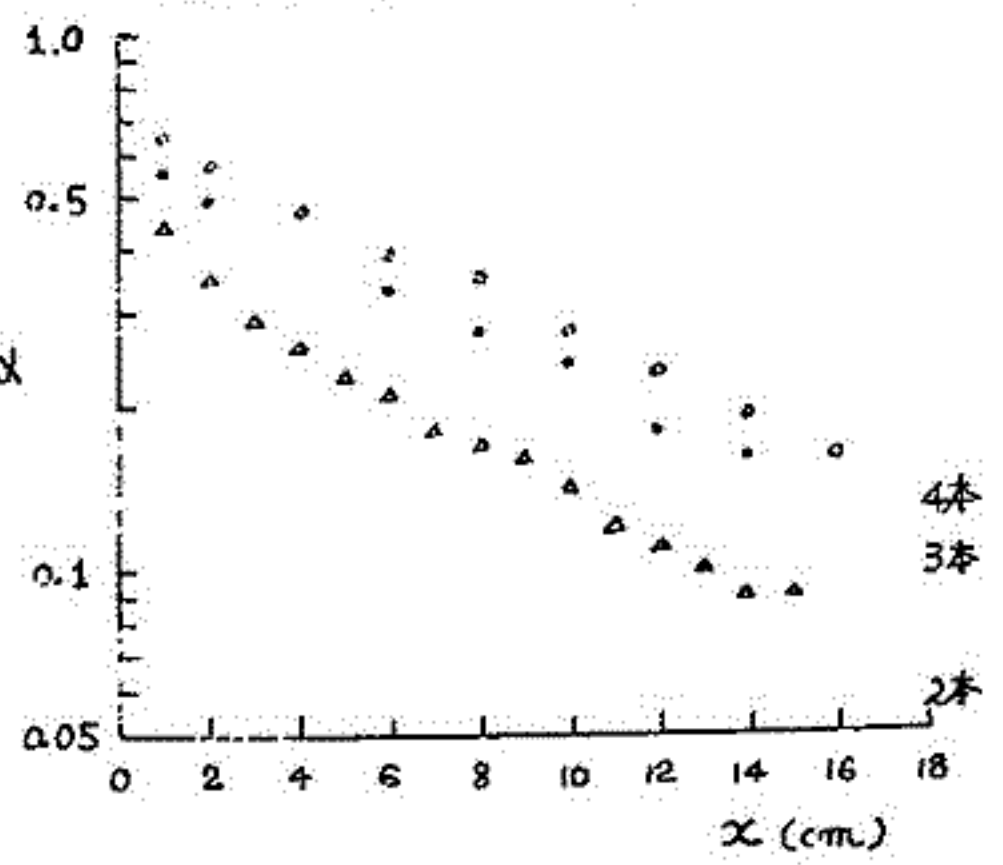


図-1 コア1本に於ける磁束増中度減少度 α とコア間隔 x との関係 (使用コア、長さ $50cm$ 直径 $1cm$)

浜野 孝三

東京大学 理学部

海洋底や湖底の堆積物の持つ残留磁化の多くの部分は、これらの堆積物が沈降、堆積したあとで獲得したものであることを示す実験が行なわれている。(Khranov, 1968; Løvlie, 1974) 前回の報告では、堆積後に残留磁化を獲得する過程を調べるための実験を行なった。この実験では人工試料(Talc:Magnetite=200:1)を用いて、ヘルムホルツ・コイルによる一定磁場中で荷重を加えることにより、試料が圧密を受けるに従って残留磁化が段階的に獲得していく様子を調べた。試料の圧密に伴って残留磁化が増加することは、強磁性粒子の内で動けたりそのが増えたりすることによって理解される。前回の実験での問題点は、荷重の重さを段階的に変化させていたために、試料の圧密のされ方が時間的に一様でなく、圧密速度と残留磁化の関係を探るには適当でなかった。また、自然堆積物の主要構成物である粘土鉱物を含まず、粒子の大きさも大きな人工試料を用いたために、実験で得られた圧密の程度と残留磁化の大きさの関係を、直接に実際の堆積物に適用することはできなかった。

今回は、前に用いた試料に圧密を加える装置を改良して、おもりにして水を用いて荷重を連続的に加えられるようにした。この装置では水の流量を調節することにより、10~100 mbar/min. の速度で試料に連続的に圧力を加えることができる。用いた試料は、北西太平洋の海洋底堆積物(Red Clay)である。試料にかかる圧力と水の含有量、空隙比との関係は、圧密過程での体積変化の測定と、圧密された試料を乾燥(110°C, 1hr)して重量を測定することから得られる。この試料では、含水量75重量%の試料に圧力を加えた場合、0.2 barで67%、0.5 barで56%、1 barでは52%に変化する。残留磁化の獲得過程を調べるのは、試料が圧密されていくある段階だけ磁場を加えることにより、いわば部分圧密残留磁化を測定することにより行なった。用いた試料の量は、1 barの圧力で圧密を受けた時に約2cc、乾燥後の重さで2g程度である。また残留磁化の大きさは $10^{-4} \sim 10^{-5}$ emu/cc(含水量50重量%)であった。

今回用いた自然堆積物では、圧密されて含水量が70重量%に減少するまでに、90%以上の残留磁化が獲得されるという結果が得られた。前回用いた人工試料では、90%の残留磁化が獲得されるのは含水量40%程度であった。この違いは、自然物が粘土鉱物や 1μ 以下の小さい粒子からできているために、含まれている水の内で吸着水や表面水の割合が多く、自由水が少なくなり、同じ含水量でも粒子が動きにくくなるためと考えられる。

参考文献:

Khranov (1968), *Phys. Solid Earth*, 1, 68Løvlie (1974), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 21, 315

2 滝野一郎・笹嶋貞雄
(京大・理)

堆積残留磁化の発生機構解明のモデル実験として、centrifuge (遠心機) を用いて、短時間に琵琶湖湖底堆積物、海洋底堆積物 (suspension) を沈降・圧密させる。この沈降・圧密を magnetic field の中でなせば、最終生成物の残留磁化は、堆積物の残留磁化のモデルと考えられる。以下の実験結果はその妥当性を示している。

- (1) 圧密した物質の粒子系の構造を示す量 — magnetic anisotropy quotient: q は、 $q < 0.67$ である。
- (2) Anisotropy の min. axis は、initial \vec{E} と final \vec{E} との軌跡上にある。
- (3) Anisotropy の min. axis は、 \vec{E} の軌跡上にあるにもかかわらず、磁化方向は、magnetic field (地球磁場の $\sigma - \sigma'$ の弱い作用磁場) の方向と誤差範囲で一致する。

上記の centrifuge を用いた方法より、2. suspension の磁化を獲得するスペクトルと、横軸に suspension の initial density (ρ_{ini}) をとり、2. 求める実験をなせば、実験は suspension の ρ_{ini} を parameter として変化させ、最終状態 $\rho_{fin} = 1.34$ まで圧密して、残留磁化 (J) を獲得させる。 $J - \rho$ のカーブは、スペクトラムの種別やそのものは ρ_{ini} をその指標となる。実験結果として、最も強い磁化を獲得する suspension の density が、 $\rho = 1.24$ (琵琶湖湖底堆積物) 付近にある事 — density が小さい時よりも、ある critical density の方がより磁化を獲得する — を得た。同様な結果は海洋底堆積物にも見られる。今回は、この常識的でない実験結果について報告する。

真 真 一

(東 大 理)

前回の実験に続くものとして、様々なコンセンレーション(サンプルにおけるマグネタイトの重量パーセント)、そして様々な外部磁場強度の下における「DRM」強度の温度依存性を調べる実験を行った。

今回の実験においては前回より大型のソレノイドコイルを使用し、その中央部に4つのカプセルを同時に入れられる様にした。さらにカプセル内より7つの部分にわけると、3本のガラスパイプを用いた。この目的は前回の実験における残留磁化強度の高温部での減少が、熱エネルギーの増大による水分子等の活性化にともなって発生する部分的な対流によるものであるかもしれないという考えから、これをあおこえるために行ったものである。サンプルにおける変更は無水けい酸(SiO_2)の100ミクロン以上の直径を有する部分をフルイによってカットした。すなわち、無水けい酸のグレインサイズは10~100ミクロンほどである。

温度依存性実験を行うにあたり、その予備実験として2 Oeおよび5 Oeにおける残留磁化強度のコンセンレーション依存性を33°C一定として何点か調べてみた。その結果マグネタイト1g当りの残留磁化強度はコンセンレーション0%~20%において急激に減少するという事が明確となった。これに因してはコンセンレーションが大きくなるという事は双極子相互の接近を意味し、その結果としてとなり合う双極子が相互に逆向きになった方がエネルギー的に安定であるという視点から定性的に理解する事が出来る。この実験からその磁化強度が大きく変化する部分に注目し、0.3% 1.0% 3.0%の3つのコンセンレーションを採用して温度依存性実験を行う事とした。

上記の3つのコンセンレーションそれぞれに対し地球磁場に比較的近い0.3 Oe, 0.9 Oe, 1.5 Oe, 3.0 Oe, の4点をとって30°C~48°Cの温度において温度依存性実験を行った。コンセンレーション0.3%においては30°C~48°Cの温度変化に対し25%~30%の増加が見られた。しかし1.0%, 3.0%のサンプルにおいては温度変化がはたして存在するか不明となってしまう。予備的に言える一つの結論として、外部磁場及び内部相互作用による磁場の相加磁場が大きいほど温度依存性は明確化するが、小さい場合には不明確となってしまうという事であるこれらの結果は前回のそれと相反するものであり定量的にはルグリーのそれともほど遠いものであると思はれる。これらの原因を明らかにするため種々の実験が必要と思はれる。今回はさらにレッドクレイについての温度依存性についても報告するつもりである。

San Juan 火山岩に含まれるマグネタイトの
残留磁化について

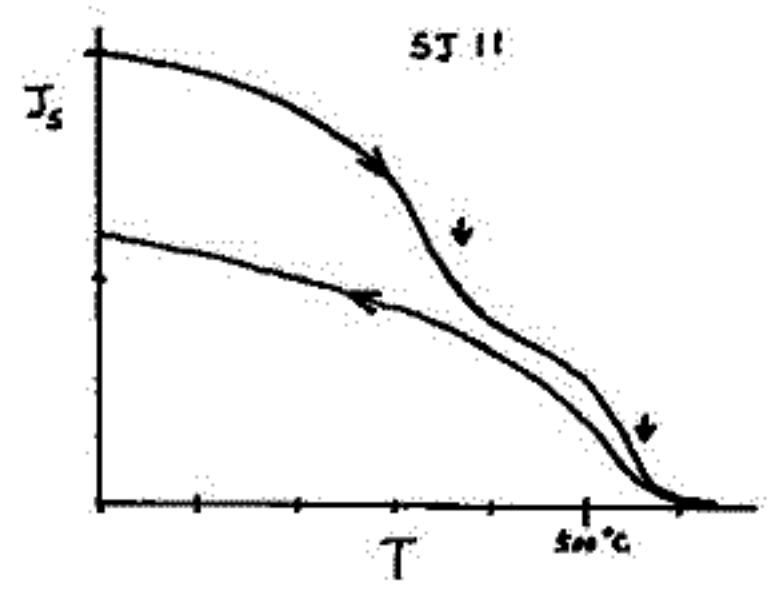
田中 秀文

東京工業大学理学部

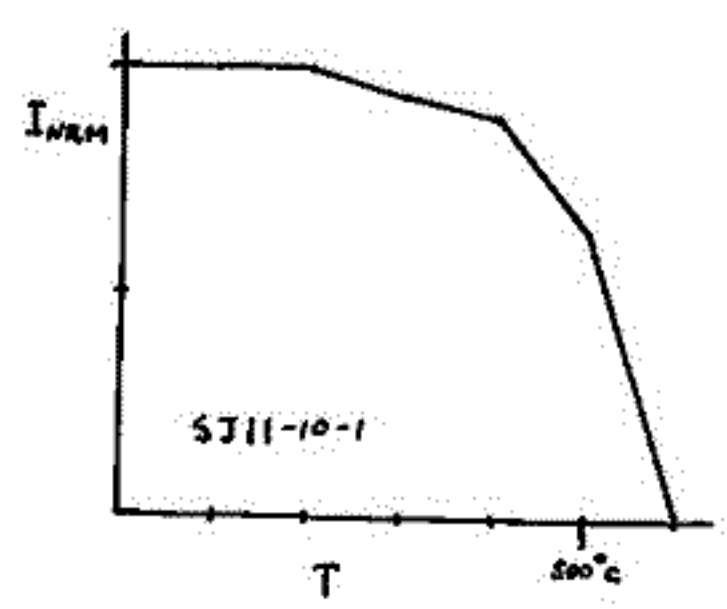
図(a)は San Juan 火山岩 (Colorado, U.S.A.) にしばしば見られる熱磁化曲線で、
飽和磁化の break down を示す transition point が 350℃付近に存在するのが特徴であ
る。この transition point は Readman & O'Reilly⁽¹⁹⁷⁰⁾ によれば高温酸化を受けたマグネ
タイト (マグネタイト) の分解を示す。即ち、San Juan 火山岩のうち図(a)のよう
な熱磁化曲線を示す岩石はごく普通に高温酸化を受け生じた magnetite が後に一部 maghemite
化したものを含まれて、このことは X線回折により求めた磁性鉱物の格子定数が magnetite
のそれよりも小さいことからもわかる。海底の岩石よりも地上の岩石には低温酸化
を受けた titanomagnetite はめったに存在しないと考えられていることも多いようだが、地
上の岩石で titanomagnetite を含む物は以前から多数報告されておられる。

ところで、この火山岩は maghemite 化による CRM を持つという可能性はあるわけだが、こ
のことも調べるために NRM の熱消磁を行った。maghemite による CRM が存在すれば、熱
消磁曲線も図(a)の heating curve のような S 字形になるはずだが、結果は図(b)のよう
に magnetite による TRM しかないことを示すものであった。即ち、この岩石の NRM には
maghemite は含まれていないことがわかる。maghemite による残留磁化は不安定である
という報告もあり (Kent & Lowrie, 1974)、この San Juan 火山岩の場合、安定な TRM が
残っているため maghemite による CRM は無視できるものと思われる。

maghemite による CRM が弱く無視できることが一般の火山岩でも成り立つならば、多少
低温酸化を受けたような岩石でも古地磁気学に用いることができるということになる。



(a) 熱磁化曲線



(b) 熱消磁曲線

(References)

Readman, P. W. and W. O'Reilly, Phys. Earth Planet. Interiors, 4 (1970), 121-123.
Kent, D. V. and W. Lowrie, J. Geophys. Res., 79 (1974), 2987-3000.

杉浦 直治 永田 武

東大 理 地 研

NRM と ARM の交流誘磁を比較することによつて古磁場強度を求めろ方法 (Allen, 1970; Stephenson and Collinson, 1974) を chondrite に適用すると, Allende, Y-74-013, Y-74-191 からはほぼ linear な NRM vs. ARM の plot が得られ, paleointensity は各々, 1.86, 0.011, 0.15 Oe となり, 他の chondrite の NRM は大抵 "coercivity" を持つ成分が欠けておる (Fig. 1), TRM 以外の IRM, VRM 等の origin を暗示する。このことは, NRM/SIRM vs H_c の plot (Fig. 2) からも明らかである。一方, VRM の decay constant の測定から, 地球磁場程度の intensity の範囲による VRM では NRM の intensity を説明できない (Fig. 3) したがって IRM 起源が有力であるが, これは NRM の低温領域の野放を説明しきれず, 30 Oe 程度の磁場強度を必要とする。これを生かすためには, Butler and Cox (1974) の磁石-残留磁化を安定化する process を考えざるを得ない。一方, 上述の NRM ~ ARM (~ TRM) である chondrites の blocking temperature は低いので, 統一的に解釈するならば, すべての chondrite は低温に於ける TRM (PTRM) を保持してゐると考えられる。

references

- R. W. Allen, Ph. D. Thesis, University of Liverpool (1970)
- A. Stephenson and D. W. Collinson, Earth Planet. Sci. Letters, 23 (1974) 220.
- R. F. Butler and A. V. Cox, J. Geomag. Geoelec. 26 (1974) 55.

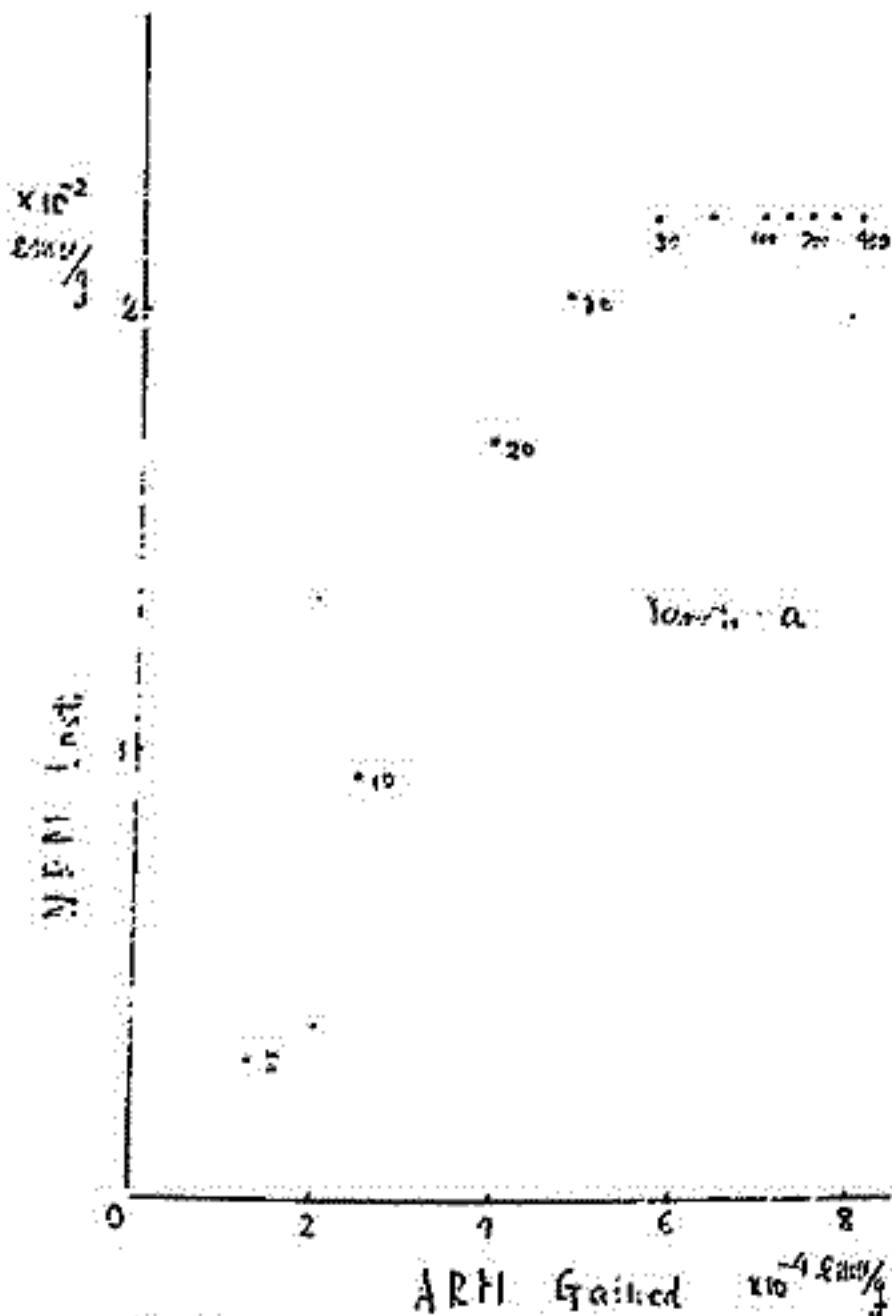


Fig. 1

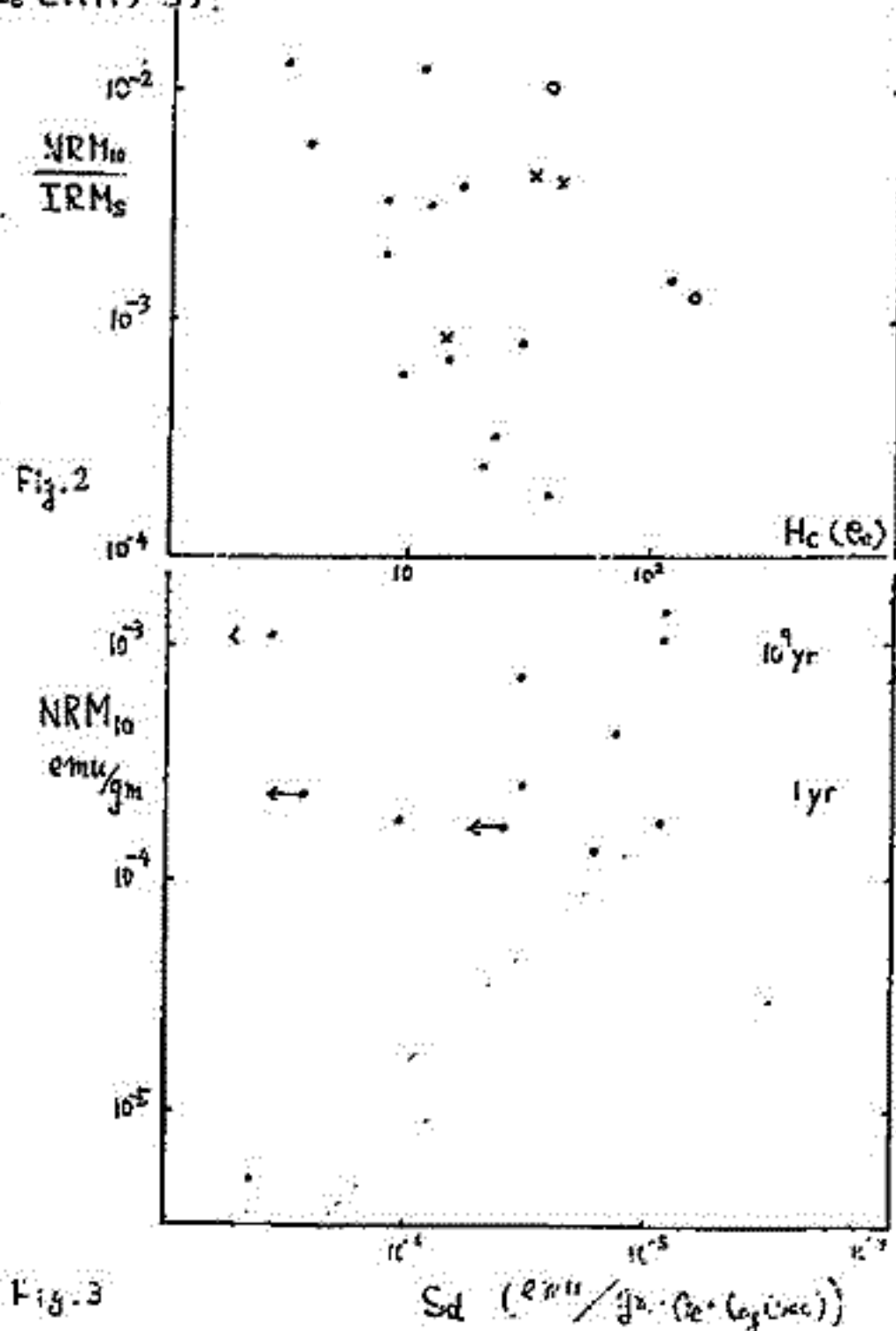


Fig. 2

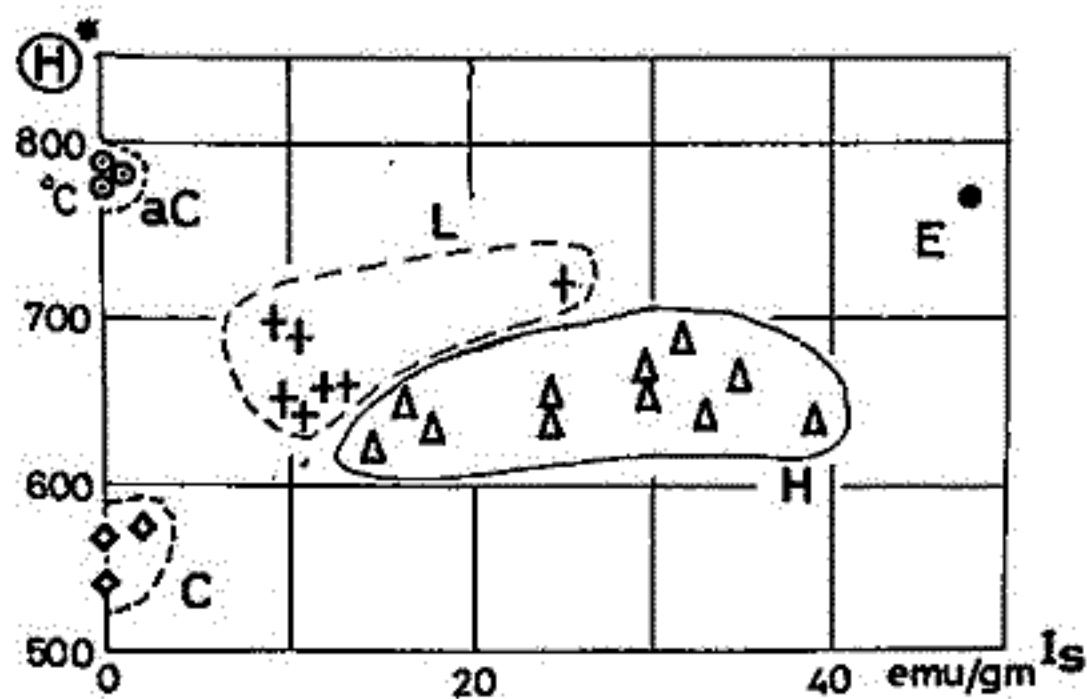
Fig. 3

T. Nagata and N. Sugiura
 (Nat'l Inst. Polar Res.) (Geophys. Inst. Univ. Tokyo)

14 Yamato-meteorites have been magnetically examined. These meteorites are one iron, one enstatite chondrite (E), 7 olivine-bronzite chondrites (H), one olivine-hypersthene chondrite (L), one carbonaceous chondrite (C) and 3 achondrites. Up to the present time, the basic magnetic properties of the stone meteorites were measured for one of E, 4 of H, 7 of L and 36 of C. (Stacey et al. 1961, Larson et al. 1974, Sugiura and Nagata 1975). Therefore, the new data of Yamato meteorites have doubled the existing data of the magnetic properties of the enstatite chondrites and the ordinary chondrites and have newly added the magnetic property data of achondrites. It seems thus that a preliminary statistical classification of various stone meteorites has become possible on the basis of their magnetic properties.

Fig. 1 shows an example of results of such statistical examinations. In the figure, I_s represents the specific intensity of saturation magnetization of ferromagnetic metals and $(H)^*$ denotes the magnetic transition temperature of the main ferromagnetic phase in the cooling thermomagnetic curve. As clearly shown in the figure, each group of plots for E, H, L, C and aC (achondrite) is well separated from one another. The chemical and petrological meanings of this diagram are as follows:

- (a) As established in the Urey-Craig-Mason diagram for the chondrites, the metallic iron abundance decreases in the successive order of $E \rightarrow H \rightarrow L \rightarrow LL \rightarrow C$. The I_s -values in the figure represent this characteristic, i.e. $I_s(E) > I_s(H) > I_s(L) > I_s(C)$.
- (b) $(H)^*$ for H and L groups represents the $\beta \rightarrow \alpha$ phase transition temperature of kamacites, and $(H)^*$ for E represents either Curie point or the $\beta \rightarrow \alpha$ phase transition temperature of low Ni kamacite. Thus $(H)^*(E) > (H)^*(H, L)$.
- (c) The achondrites contain, in general, a very little amount of metal, in which Ni content is very small. Thus $I_s(aC) \ll I_s(L)$ and $(H)^* \approx 770^\circ C$.
- (d) $(H)^*$ of C represent^s Curie point of magnetites and/or substituted magnetites. Thus $(H)^* = 540 \sim 570^\circ C$.



$(H)^*$ - I_s Diagram for the stone meteorites
 $(H)^*$: Magnetic Transition Temperature
 I_s : Saturation Magnetization

Takesi Nagata,
Nat. Inst. of Polar Res.

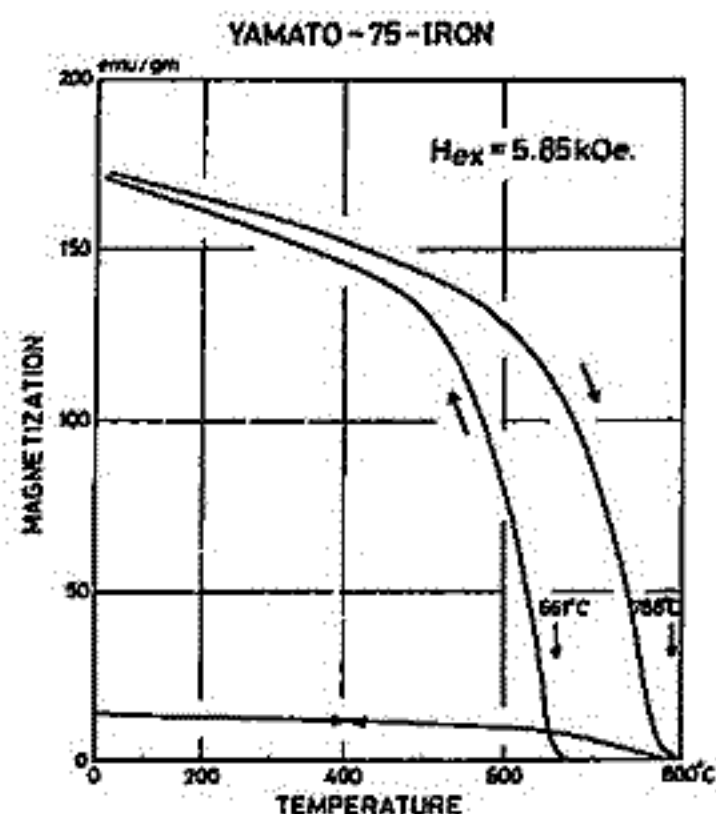
R. M. Fisher
U. S. Steel Co. Res. Lab.

and Naoji Sugiura
Tokyo Univ.

A Yamato iron meteorite, Yamato-75-105, is examined chemically, metallographically and magnetically, has revealed that the major elements of the metal base of this iron meteorite are 5.65% Ni, 1.0% P and 0.52% Co, in addition to Fe occupying the most parts. From the chemical composition and the microstructure, this iron meteorite can be classified as a reheated hexahedrite, i.e. a Ni-poor ataxite. An "ablation zone" about 2 mm in thickness on the flat surface indicates an extensive reheating on entry into the earth's atmosphere although traces of the original single-crystal features remain.

Within the matrix of kamacite (95% Fe and 5% Ni) composition, Fe-Ni phosphide (schreibersite; 75% Fe, 10% Ni and 15% P) grains are enveloped by high-P kamacite of α -phase (91% Fe, 7% Ni and 2% P). These structures suggest that this meteorite specimen was reheated to above 1000°C. The acicular grain structure of the kamacite matrix indicates a rapid cooling rate after the reheating. Both metallographic and magnetic analyses have consistently revealed the above mentioned conclusion.

NRM of this iron meteorite is very stable against the AF-demagnetization with respect to both the intensity and the direction. The observed NRM is mostly attributable to TRM acquired on entry into the earth's atmosphere.



Thermomagnetic curve of Yamato-75-105, showing an irreversible (95% Fe, 5% Ni) kamacite phase and a reversible (91% Fe, 7% Ni and 2% P) high-P kamacite phase.

堂面春雄・宗岡 浩
山口大学 教育学部 物理学教室

九州島北部・佐賀県中部および大分県国東半島近傍の新生代火山岩について、現在までにえられた古地磁気学データ（主に NRM 方位）を報告する。

測定した岩石試料は、Miocene - Pleistocene のもので、残留磁化方位は表 1 に示す如きである。

交流消磁の結果は、必ずしも残留磁化方位の収れん度を著しく減らすことはなかった。

大分試料の残留磁化方位は NRM そのもので、佐賀試料のそれらは 200 Oe (実効値) の交流磁場での消磁後の残留磁化方位をそれぞれ表には示した。また表中、O(N) および O(R) は磁化方位が北半球上向き、および南北球下向きのものを示している。* は Scattered RM を示す。

なお、佐賀試料には、同一岩層についての Creer & Isipir (1970) による方位を並記した。

Table 1. NRM Polarity of Northern Kyushu Cenozoic Rocks

| | | Saga | | Hime-Shima | | Kunizaki | | Oita | |
|--------------------------------------|-----|-----------|------|----------------|---|----------|-------------------------|----------------|------|
| | | (1) | (2) | Upper Pleisto. | N | | | Upper Pleisto. | N |
| Pleistocene Volcanics | B5 | N | N | Andesite | | | | | |
| | B5 | N | N | | | | | | |
| Plio. Basalt | B4b | N | N | | | | Upper Plio. Andesite | | O(N) |
| | B4a | S | N | | | | | | |
| " | B3 | O(R) | O(R) | | | | | | |
| | B3 | R | R | | | | | | |
| | B3 | N | N | | | | | | |
| " | B2d | S | S | | | | | | |
| | B2c | N | N | | | | | | |
| | B2b | O(R) | O(R) | | | | | | |
| | B2b | O(N) | O(N) | | | | | | |
| | B2a | O(R) | N | | | | | | |
| " | B1d | O(N) | O(N) | | | | | | |
| | B1d | O(N) | O(R) | | | | | | |
| | B1c | O(N) | O(R) | | | | | | |
| | B1b | Very Weak | | | | | | | |
| | B1a | R | R | | | | | | |
| Upper Miocene Sanuki- toids | S | R | R | | | | | | |
| Andesite | TA | R | O(R) | | | | | | |

'Note' for Saga Rocks
(1) This study,
(2) Creer & Isipir, 1970,
Geophys. J. R. astr. Soc., 20, 127

上野宏共 (山工大・工)

E. Irving (Energy, Mines & Resources, Canada)

Superior 岩石区 (約 2500 m.y.) から一部は Grenville 岩石区 (約 1000 m.y.) にまたがる当地域から採集した主としてシル一部 花崗岩質岩石を対象とした。何回かの造山運動を受けているこの地域では何種かの磁化が overprint されている。熱角磁と交流角磁によりそれらを分離した結果、下の表のように安定なる種類の磁化 即ち CS・CH・CV と low blocking temp. の CX が識別された。

CS はシルクのみ見出され、この岩体では 2630 m.y. の Rb/Sr 年代が得られている。2690 m.y. の Matachewan dyke (Strangway, 1964) の pole と符号する。

CH は Grenville Front 近くから得られる pole と良く一致し、Grenville 岩石区外まで Grenville 造山運動の (Grenville 岩石区) 影響が及んだことが示される。

CV については確証はないが、1500 m.y. の pole と一致することからこの時代の overprint であろう。CX はくり返して何度かの中程度の再加熱を受けた折に獲得したのであろうと推定される。

尚、表の Thermal type は blocking temp. が高い方から A→D。N は core 数。n は同一 core で 50° 以上方向が異なるため除外した core 数。

| Site | N(n) | a.f. (Ga) | D°, I° | k | Thermal type | Magnetization |
|--|------|-----------|---------|-----|--------------|---------------|
| <i>Granodiorite suite</i> | | | | | | |
| 87 | 5 | 200 | 348,+84 | 50 | D | CX |
| <i>Tonalite suite (metamorphosed in Grenvillian orogeny)</i> | | | | | | |
| 66 | 5 | 300 | 129,+55 | 43 | A | CH |
| <i>Bourbeau sill</i> | | | | | | |
| 51 | 4(1) | 200, 300 | 137,+45 | 14 | B | CH |
| <i>Ventures sill</i> | | | | | | |
| 53 | 5(2) | 200 | 190,-46 | 11 | B | CS |
| 78 | 5(1) | 200 | 087,-28 | 21 | A,B | CV |
| 79 | 5(2) | 200 | 054,-20 | 24 | A | CV |
| 78' | 3(2) | 200, 300 | 179,-32 | 12 | A | CS |
| 79' | 3(2) | 2000 | 183,-30 | 25 | A | CS |
| <i>Roberge sill</i> | | | | | | |
| 54 | 5(2) | 200, 300 | 116,+72 | 41 | B | CH |
| <i>Doré Lake Complex</i> | | | | | | |
| 73 | 5 | n.r.m. | 357,-35 | 26 | C | CX |
| 86 | 5 | 300 | 219,+22 | 95 | C | CX |
| 69 | 4(1) | 300 | 028,+39 | 93 | C | CX |
| 70 | 5 | 200 | 080,+54 | 24 | B | CH |
| 71 | 4(1) | 400 | 323,+36 | 10 | C | CX |
| 72 | 4(1) | 300 | 117,+23 | 144 | B | CH |
| <i>Metagabbro sill</i> | | | | | | |
| 64 | 2(3) | 400 | 194,-44 | 928 | A | CS |

| Magnetization (sites) | B | D°, I° | k | Pole | dm, dp |
|-------------------------|---|---------|----|----------|--------|
| CS (53, 64, 78', 79') | 4 | 186,-38 | 70 | 61S,087W | 13,08 |
| CH (51, 64, 66, 70, 72) | 5 | 119,+51 | 15 | 07S,185E | 28,19 |
| CV (78, 79) | 2 | 080,-24 | 64 | 08S,134W | 34,18 |

Minnesota valley の dyke から求めた Paleo intensity

西谷 忠 師 杉 浦 直 治 小 嶋 稔
東京大学 理学部

Minnesota valley から採集したサンプルから dyke を選び出し、性質を調べて Paleo intensity を求めてみた。サンプルは4個で (01, 04, 06, 07-2 と名前をつける), そのうち2個 (01, 07-2) は 3600 ~ 3800 m.y. の岩帯をつらぬく dyke であることがわかっており、4個ともかなり古い岩石であることが期待できる。交流消磁によって安定性をみた結果、06, 07-2 は非常に安定であることがわかった。これら安定なものに対してテリエ法によって Paleo intensity を求めることを試みた。その結果 07-2 については 0.244 ± 0.005 (Oe) と求めた。(Fig. 1)

得られた値を確かめる意味からも、別の方法を適用して Paleo intensity を求めてみた。この方法は加熱して TRM をつける前後で ARM の交流消磁に対する減少の仕方から性質の変化していない部分を選び出し、TRM, NRM の交流消磁による減り方から Paleo intensity を求めるものである。(Shaw の方法)

06 に対しては Fig. 2 のように、加熱前の ARM(1) 及び加熱後の ARM(2) の減少の様子は加熱によって性質がほとんど変化していないことを示すものであり、Fig. 3 の NRM, TRM の傾きから Paleo intensity として 0.0832 ± 0.0014 (Oe) と求めることができた。

07-2 に対してもこの方法を適用してみると 0.303 ± 0.006 (Oe) となりテリエ法の結果とも矛盾しない。

Fig. 2

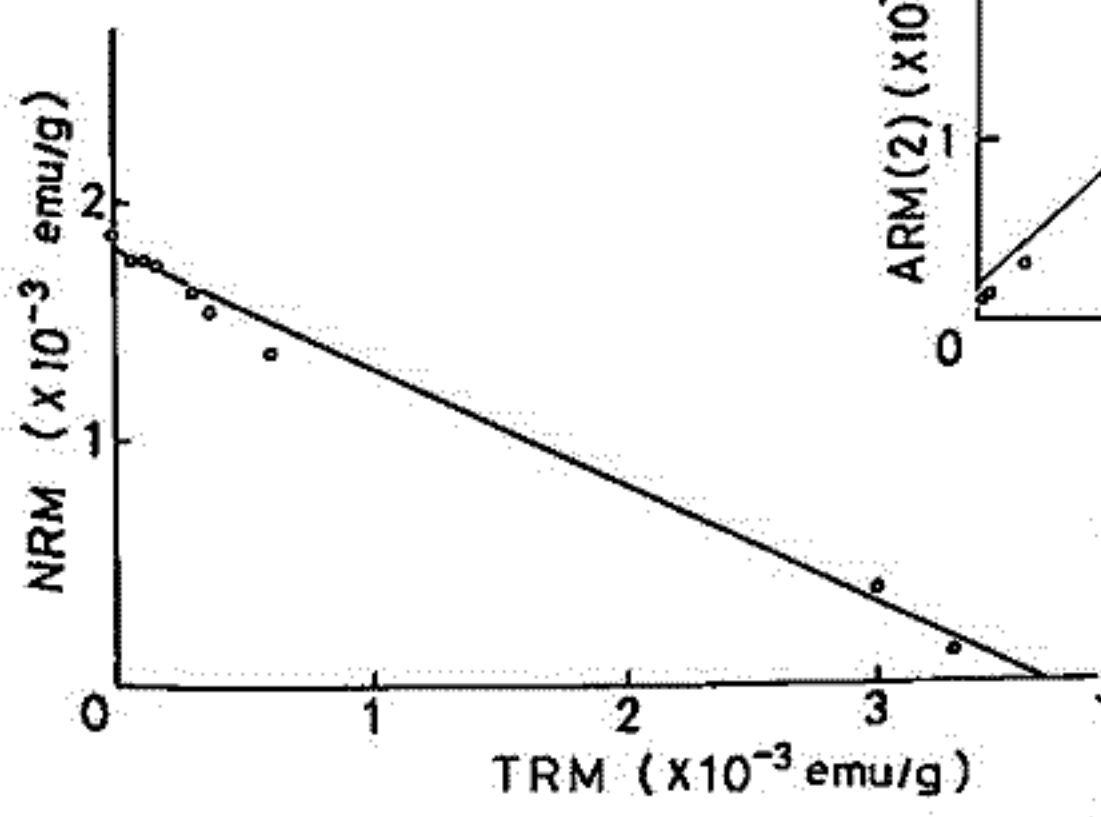
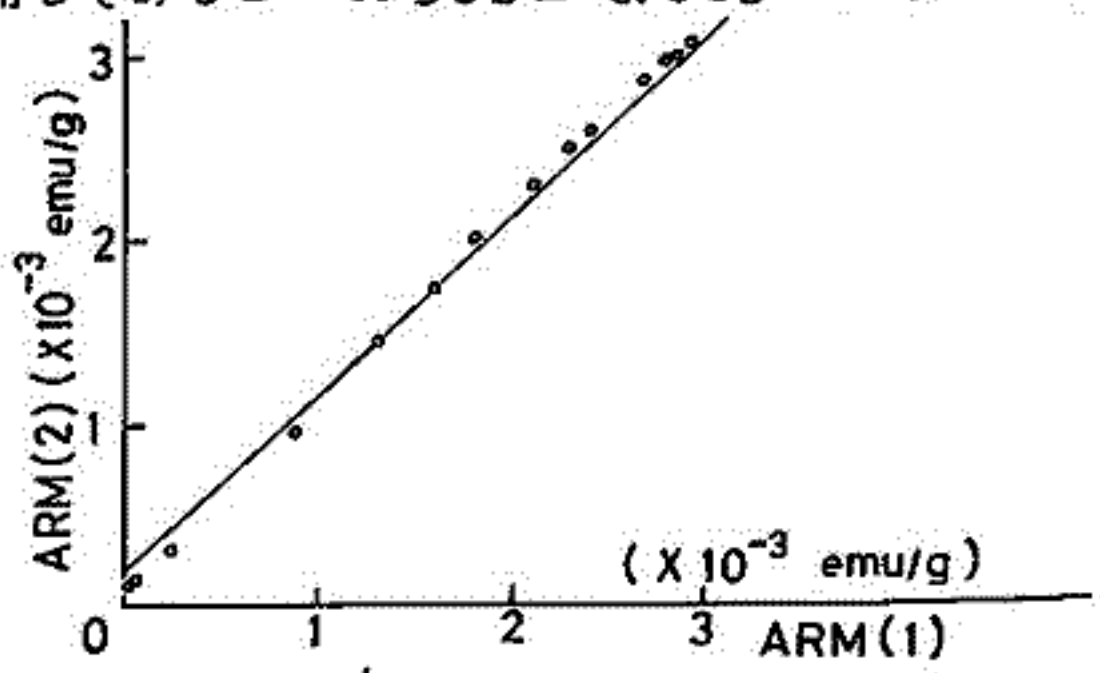
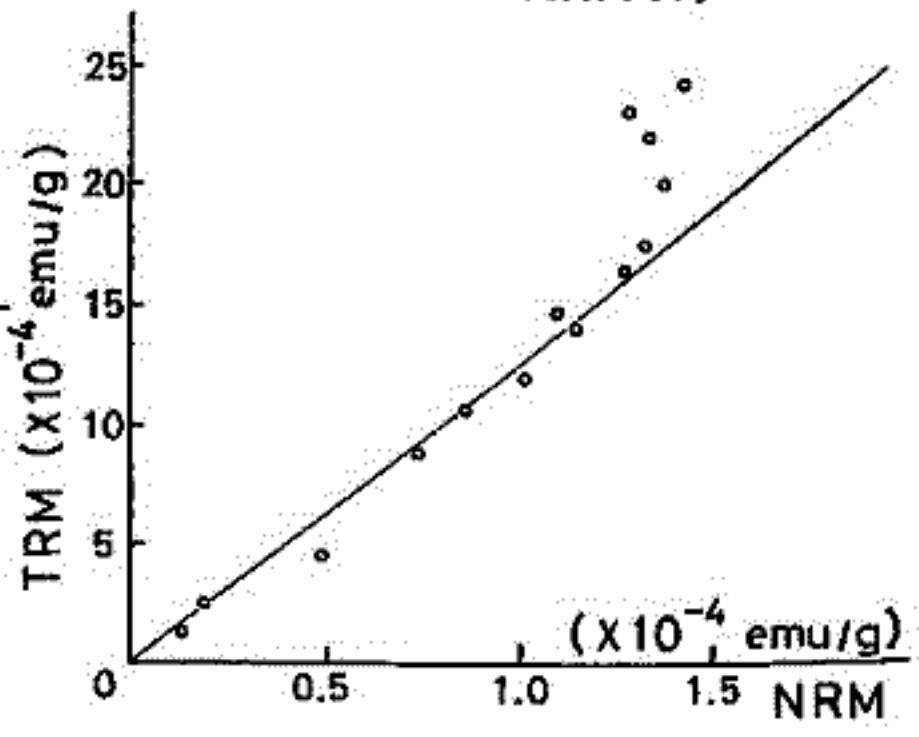


Fig. 1

Fig. 3



ハワイ西南方海域におけるピストンコアの磁性測定

上嶋正人
地質調査所

自給丸による深海底鉱物資源探査航海GH76-1で得られた海底泥のピストンコア資料に対して、残留磁化の測定を行った。(50 Oe 消磁)

海域は 5°N ~ 10°N, 170°W ~ 175°W で測定したコア5本の位置は、

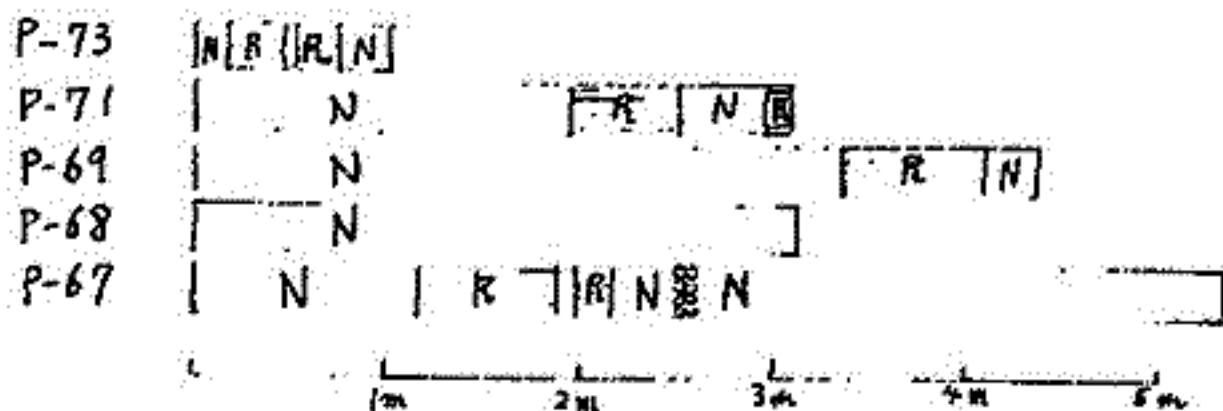
| Core name | Lat. | Lon. | depth | depth of first reverse |
|---------------|------------|--------------|-------|------------------------|
| 408A (P-73) | 9° 58.7' N | 174° 0.9' W | 5780m | 0.19m |
| 410A (P-71) | 8° 59.2' N | 173° 1' W | 5810m | 1.95m |
| 412A (P-69) | 6° 59.2' N | 172° 59' W | 5870m | 3.35m |
| 413A (P-68) | 6° 1.6' N | 172° 59.3' W | 5780m | ----- |
| 414A-1 (P-67) | 4° 59.8' N | 172° 58.3' W | 5350m | 1.18m |

コアの年代測定については、有田氏の鑑定(本公表データ)によれば、depth of first reverse の上少しの所から、Quaternary タイプの radiolaria が上方へ続き、下方へは stained radiolaria が続いている。年代は三紀のかなり古いものと考えられるとされている。

一方、pelagic sediment の一様増積を仮定すれば、上記 depth of first reverse は Brunhes Matuyama boundary となり 695年である。P-67には、2.5mに porphyrite cobbles があり、下整合様のもつがあると考えられ、もっと詳細な磁気および年代測定が必要である。

このうち P-69 については 250 Oe まで段階的消磁を行っている。Reverse の部分では 50 Oe 消磁で逆に強くなっており、Normal 方向の VRM によると思われる。100 ~ 200 Oe の部分で見られるが、PRM はかなり安定と思われる。

P-69 の Normal 部分を パーマロイミールド中で乾燥させた所、乾燥するにしたがって残留磁化が入って行ったが、これは資料がずっとより磁気粒子のぬじぬじのようなものによるとと思われる。方向は変化が少なく、強さが 2/3 になった。圧密による DRM に対しては、後の乾燥ではさほどの追加的 DRM をつくことはなさそうである。



なお DRM 測定を始めうにあたり、東大海洋研の小林教授 北沢助平より 多大の援助と指導をうけた事と感謝します。消磁にあたり、東大理学部の小嶋研究室のお世話になった事と感謝します。

フィリピン海洋底の年代学
— Leg 31 岩石の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代 —

小嶋 稔・兼岡一郎
東京大学 理学部

フィリピン海で、DSDP・Leg 31 で得られた7ヶの海底岩石（いずれもドリルして採集）につき、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代測定を試みた。6ヶのうち、Site 290 および Site 291 より得られた岩石については、有意義な年代が求められなかった。他の4ヶは一応、有意義な年代が求められた。これを表に示す。

| Sample | rock type | K (%) | $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ isochron age (m.y.) | fossil |
|-------------------|---------------------------------|----------------|---|---------|
| Hole-core-section | | | | |
| <u>290-8-2</u> | tuff (volcanic conglomerate) | 1.07 1.08 | ————— | 43 ~ 45 |
| <u>291-5-CB</u> | basalt | 0.538 0.538 | ————— | 42 ~ 50 |
| <u>291A-3-CC</u> | basalt | | ————— | 42 ~ 50 |
| <u>292-41-2</u> | basalt | 0.366 0.386 | 49.5 ± 3.0 | 37 ~ 40 |
| <u>293-21-2</u> | gabbro | | (42) | 44 ~ 46 |
| <u>294-7-1</u> | alkali basalt | | 48.8 ± 2.0 | 56 ~ 60 |
| <u>296-63-4</u> | volcanic lapilli tuff | | 47.5 ± 4.0 | ~ 30 |

小嶋 稔・本田勝彦・斎藤和男
東京大学 理学部

西太平洋海底には、平坦な頂部を有するギョーが数多く存在する。ギョーは、はじめの海面上に島として出現し、これが海浪のため削られ頂上が平坦になり次第に海没したものと考えられている。ギョーの研究はしたがって、その成因からみて海水面レベルおよび海洋底レベルの変動につき、重要な手懸りを与えてくれる。このためにはギョーの形成年代を知ることが不可欠である。筆者等は1971年スクリッフス海洋研究所のR/V Washington がトレッゲしたギョー-岩石のうち6ヶにつき $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 段階加熱年代測定を行った。この結果を下表に示す。

| SAMPLE | ROCK | LOCALITY | DEPTH | $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ age ^{*)} (m.y.) isochron | FOSSIL AGE ^{**)} |
|--------|-----------------------|------------------------------------|-------|---|-------------------------------|
| AV-3 | plagioclase basalt | Renard Guyot (17.8°N, 176.1°E) | 1000m | 88.5 ± 9.5 | lower Eocene |
| AV-19 | trachy andesite | Wilde Guyot (21.2°N, 163.4°E) | 800m | 86.4 ± 1.9 | middle Eocene |
| AV-23 | olivine dolerite | Lamont Guyot (21.5°N, 159.6°E) | 800m | 84.7 ± 10.6 | Eocene |
| AV-25 | alkali basalt | Scripps Guyot (23.7°N, 159.5°E) | 1000m | 97.5 ± 3.0 | middle Eocene (Cretaceous) |
| AV-30 | mugearite | Makarov Guyot (29.5°N, 153.4°E) | 800m | 93.9 ± 1.3 | Cenomanian - Senonian |
| AV-39 | mugearite | Seiko Guyot (34.3°N, 143.9°E) | 800m | 101.8 ± 3.4 | Cretaceous |

*) $\lambda_e = 0.585 \times 10^{-10} \text{ y}^{-1}$, $\lambda_\beta = 4.72 \times 10^{-10} \text{ y}^{-1}$, $^{40}\text{K}/\text{K} = 1.14 \times 10^{-4}$

***) Heezen et al., (1973) [3].

Aries V-3およびAV-39の二試料を除き、他はいずれも flat age スペクトラムおよび直線的アイソクロンを示し、求められた実験値年代の信頼性を保証している。又、アイソクロンについて求めた χ^2 検定もこの結論を支持している。

試料の年代および太平洋プレート運動 (Morgan, 1971; Clague and Jarrard, 1973) から、これらギョーの生れた位置を推定してみた。この結果は、いずれのギョーも赤道附近で生れたことを示している。この結果はJarrard等 (私信) がAries V-23 について行った古地磁気研究結果と完全に一致している。

化石年代と絶対年代のズレは、岩石年代が85 m.y. のものについては特に顕著である。これは85 m.y.前後にクライマックスに達した海水面上昇 (Hays and Pitman, 1973) を考慮すると説明できようである。すなわち85 m.y.以降につくられたギョー (島として誕生) は、海面の沈降のため、ギョーの海面下沈降の時期が大巾にあくられるため、化石年代と絶対年代の差が大きくなったと説明できよう。

地磁気逆転遷移期における古地磁気圏

斎藤 尚生・高橋 主衛
(東北大・理)

地質時代の地球磁気圏、即ち古地磁気圏 (Paleomagnatmosphere) については、磁気圏の大きさに対する磁気圏や plasma 圏の大きさ、極冠帯の大きさや形状などが報告されてきた。之等の中には磁気 moment の軸が自転軸と平行であるという仮定に立った研究の流れがある。一方、地球磁場が反転する遷移期 (又は excursion 期) に、地球の axial dipole が必ず zero になる時期があり、残余の磁場に多少 equatorial dipole component が存在すれば、paleomagnatmosphere は必ず自惑星磁気圏になるというもう一つの研究の流れがある。

地磁気反転遷移期に於ける型になるということを確認するために、今表に示す様々な種類の model を設定した。即ち今、axial dipole (\vec{M}_A) の他に equatorial dipole (\vec{M}_E) を考える場合 (Maximum-effect model)、core-mantle boundary に non-axial radial dipole (\vec{M}_C) を考える場合 (Minimum-effect model)、およびそれ以外の quadrupole, octopole 等 (\vec{M}_M) を考える場合 (Non-dipole model) を地球磁場 model として設定する。今、地磁気反転 model とし、簡単に為し \vec{M}_E, \vec{M}_C を不変とし、 \vec{M}_A のみを +100 から -100 に sine 函数的に変化させたとして、Max.-effect model, Min.-effect model の何れにおいても必ず perpendicularity stage を経過する事が解る。Non-dipole model に対しても現実に近い値を想定すると、地表には multipole component が卓越しているとしても、外部磁気圏では反張り軸型になると考えられる。

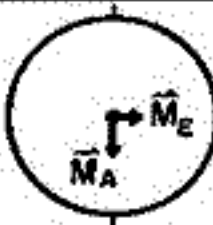


| M O D E L | | | | MAX. ANGLE OF RESULTANT DIPOLE DURING: | |
|-----------|-------------------|---|---|--|---------------------|
| | | | | REVERSING | EXCURSION |
| 1 | MAX. EFFECT MODEL |  | AXIAL DIPOLE + EQUATORIAL D. | 90° (TYPE 3) | 90° (TYPE 3) |
| 2 | MIN. EFFECT MODEL |  | AXIAL DIPOLE + NON-AXIAL D. | 90° (TYPE 3) | ~40° (TYPE 1-3) |
| 3 | NON-DIPOLE MODEL |  | AXIAL DIPOLE + NON-DIPOLE (QUADRUP. etc.) | INDEFINITE (TYPE 4) | INDEFINITE (TYPE 4) |

表 1

参考文献

Saito, T., T. Sakurai, and K. Yumoto (1976) : The earth's paleomagnatmosphere as the third type of the planetary magnetospheres, Planet. Space Sci. (in press).
 Saito, T., K. Yumoto, and K. Takahashi (1976) : Comparative magnetospherology, Part 2, Earth's paleomagnatmosphere and geomagnetic field reversal, 月惑星シンポジウム報告 (第24号).

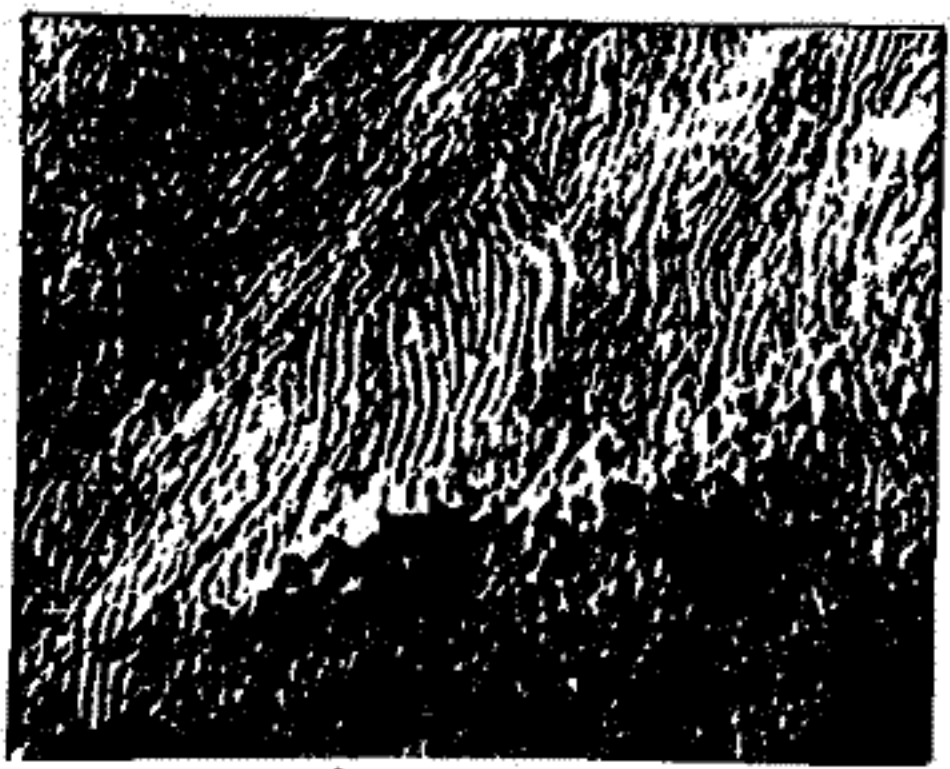
齋藤 尚生
(東北大・理)

古オーロラに関しては福島・慶松両教授による一連の研究が有名であり、之等は古文書という明確な記録に基づいた研究である。又で最近 Siscoe (1976) は旧石器時代の古オーロラ記録に関して大学同窓会誌に次の様に一文を寄稿している。

Among the possibilities are the serpentine meanders or "macaronis" found on rocks, in habitation sites, and on cave walls from Cro-Magnon times. The most dramatic of them are found on a ceiling deep in the cave of Vaucluse in France. Here lines drawn in red clay by the fingers of many different people resemble the folded-curtain patterns of aurorae.

地磁気 excursion 期には paleomagnetosphere は perpendicular stage に入、て第3型になり、地磁気極は geographic equator に移動して "equatorial polar cap" の状態が出現し、高緯度ではなく寧ろ中低緯度に aurora が現われる時期があった (Saito, 1970; Saito, Sakuai, Yamota, 1970a, b; Saito, Takahashi, Yamota, 1976) と考へられるので、旧石器時代に起こった excursion の際、オーロラが、中緯度に棲息した人類によって記録として残されたとするならば、第3型 paleomagnetosphere という式々の model にしても好都合である。

又で Siscoe は筆者へ、手紙にも「Regarding the archeological aspects of the subject I know very little. My hope was to cause archeologist to take a look at the possibility.」としか述べていないので、古オーロラの記録に関しては実物の写真もなく、上記の記述しか手がかりがない。そこで旧石器時代を専問として居られる芹沢長介教授の御協力を得て、Siscoe とは独立に不馴れた洞窟画の検討をし始めた。第1回は、若し古オーロラを表現しているとするならば最もそれに近いと思われる Pech Merle 洞窟中の Macaroni の一部分である。之が果して geomagnetic excursion 期のオーロラを表現しているか否かの検討結果を述べる。



オ 1 図

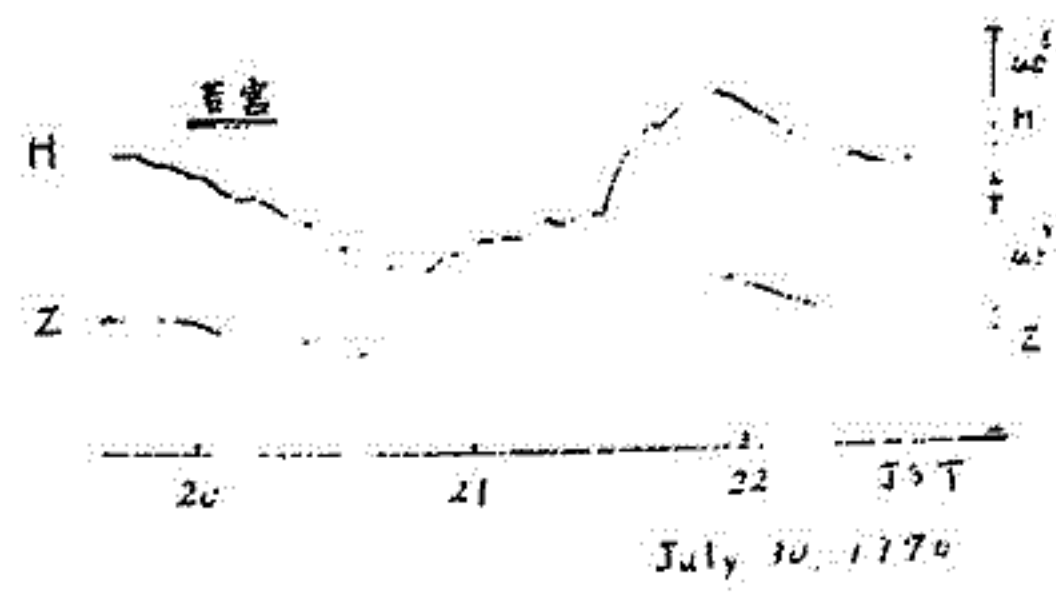
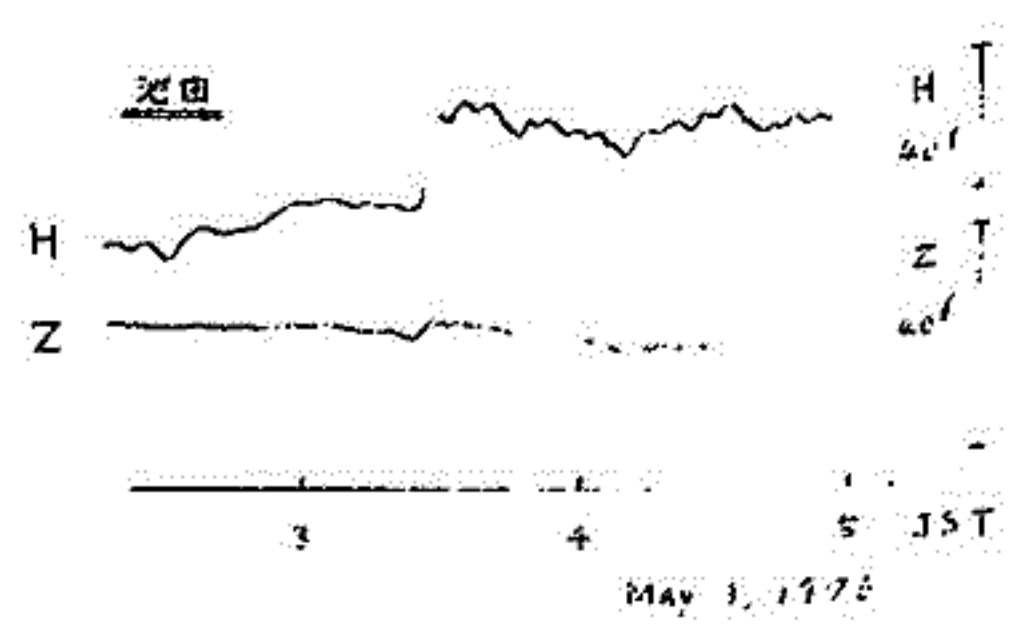
鈴木 亮, 佐友則彦, 宮腰 潤一郎
(京大理) (京大教養) (鳥取大教養)

震研よりフラックスゲート磁力計をお借りして、池田(徳島県)と若宮(高知県)と山田町)の二ヶ所において磁場観測を行った。この観測については次の二点で興味がある。ひとつは、日本海側の鳥取から智頭、津山に向けての一連の観測、あるいは芝平の船岡、引原、山崎等での共同観測が、本州を横断して太平洋へて至る過程でどうなるかという問題、他のひとつは、いわゆる Central Japan Anomaly の西の境界として、四国での磁場がどのような特徴を持っているかということである。

今のところデータは未整理であるが、陸くり敷の現象についてあらためておたこのように次のような性質が見られるようである。池田、若宮と H と Z は同位相の変化を示す。ΔZ/ΔH は大きくはなく、池田では 0.1 ~ 0.3, 若宮では 0.2 ~ 0.4 であるようだ。若宮で長周期にわたると ΔZ/ΔH が大きくなる傾向がやや見られるが、池田では解析も増やさない不明である。

若宮の Z 変化は我々の予想より小さかったが、四国の地形から考えて、若宮が海に近しいものゝ、まだかなり内陸の性質を持っているのかも知れない。下に変化の例と池田を示す。

磁力計をお貸し下さった震研の方へ、観測の便宜を計り下さった京大防災研、地大ベリ観測所及び高知大地震観測所の方へお礼を申し上げます。



本蔵義孝, 小山茂
東大地電研究所

地震と電磁気現象の関連を調べるために, 今年7日より御前崎付近と甲伊豆において地磁気・地電流観測を実施している。第1の観測点は御前崎に近い茨園町に設け, 遠州灘に予想されている大地震に関連して電磁気的異常があるかどうかを調べている。第2の観測点は異常隆起が観測された注目されている冷川付近に設け, 異常隆起, 発生している微小地震などとの関連で異常が検出されるかどうかを調査している。

茨園観測点

フーノーステート磁力計による地磁気3成分の他に, 地電流2成分の連続観測も行っている。地電流測定には, 短周期ノイズを除去し, ドリフトによるステールアウトを防止するために, 同期帯2.5分~2.5時間バンドパスフィルターを用いている。また自然電位の測定も行っている。これまでの結果は以下の通りである。

地磁気短周期変化

Yanagikura (1972) による地磁気3成分の地電流成分の時間変化を調べる予定であったが, 記録のデジタル化が大変な解析はあまり進んでいない。

一方, Rikitake (1976) によれば, 鉛直成分より水平成分に異常が検出されたことなどの議論もあつたので, H, D成分についても調べてみることにした。同期10分~30分程度の変化の振幅を捉え取り, 11ヶ所観測所における記録と比較し, 振幅比を求めた。各月を前, 後期に分けて, 振幅比の平均と95%信頼区間を求めた。今までの結果は下の通り。

| | H | D |
|-----------|-------------|-------------|
| 1976年7月前期 | 1.18 ± 0.02 | 0.95 ± 0.03 |
| 後期 | 1.16 ± 0.04 | 0.97 ± 0.02 |

1971年に御前崎町で地磁気観測を行なったが, その時の記録と11ヶ所観測所における記録から振幅比を求めると以下のようになる。

| | H | D |
|---------|-------------|-------------|
| 1971年8月 | 1.16 ± 0.03 | 0.89 ± 0.03 |

これを今回の結果と比較するとHには変化はみられなかったが, Dには有意な変化が認められる。しかし今回の観測点は前回の点から数km離れているため, 場所の違いによる可能性もある。

自然電位

電極間隔はNS: 143m, EW: 145mである。要所埋設後1ヶ月間で両成分とも±50mVの範囲で変動しているようである。

甲伊豆観測点

ここでは地磁気3成分, バンドパスフィルターを通した後の地電流変化2成分を観測している。

地磁気短周期変化

茨園観測点と同様のことを行っている。H, Dの振幅比は以下のようになる。

| | H | D |
|-----------|-------------|-------------|
| 1976年7月前期 | 1.04 ± 0.03 | 0.90 ± 0.02 |

地電流短周期変化

観測点は直流電化線に近くノイズはかなりの大きい。フィルターを通しても同期10分~20分のノイズが大きくなり, 誘導電流を精度よく観測することは不可能に近い。

参考文献

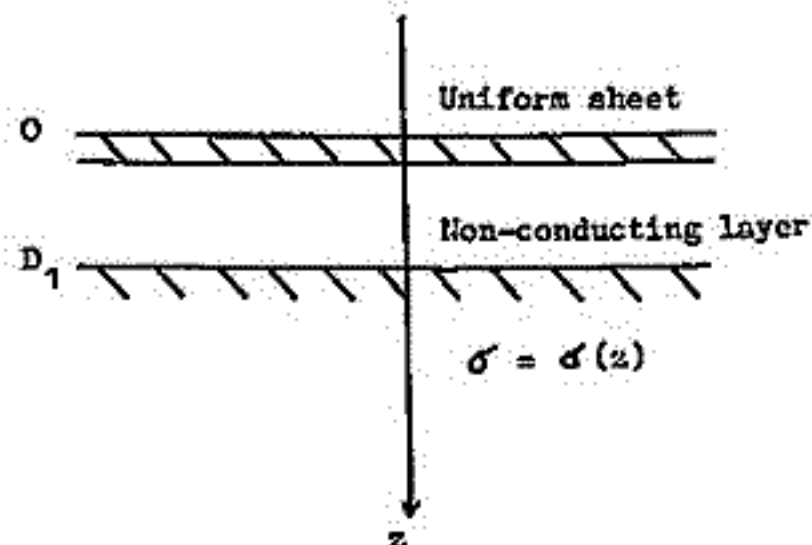
Yanagikura (1972), Memo. Kakioka Mag. Obs., 15, 1-11.
Rikitake (1976), J. Geomag. Geoelectr., 28, 145-156.

離島における地磁気・地電流変化から推定される上部マントルの電気伝導率構造

本藏義奇
東大地震研究所

Honkura (1973) は離島効果から上部マントルの電気伝導率を求める方法を考案し、実際に三宅島におけるデータを利用して伊豆・小笠原弧下の電気伝導率構造を推定した。今回は離島上におけるマグネットテリリック法から上部マントルの電気伝導率を求めることができないのかについて考察する。離島上で観測される誘導電流は海と島の電気伝導率が著しく異なるために大きな擾乱を受け、一次元モデルとして扱うことは不可能である。しかし島の電気伝導率がわかれば、Ashour & Chapman (1965) の議論から、島で観測される電場より海中の電場を求めることができる。そうすると、問題は Honkura (1973) の方法と同様に扱うことができることになる。

今、島が厚いとしときの構造を右図のように考える。この構造に対して Modified response function Q を次のように定義する。



$$Q = \frac{\frac{dv(D_1)}{dz} + \lambda v(D_1)}{\frac{dv(D_1)}{dz} - \lambda v(D_1)} e^{-2\lambda D_1}$$

ここで λ は誘導磁場の波長、 $v(z)$ は次の方程式を満足する。

$$\frac{d^2 v(z)}{dz^2} - (\lambda^2 + \chi^2) v(z) = 0$$

$$\chi^2 = 4\pi \sigma(z) \omega i$$

一方、観測から求まる島の電場と磁場の比、 E/H である。従って E/H から Q を求めれば $\sigma(z)$ を決定することは可能になる。Self-induction, Mutual-induction は島が小さい場合、及び周期が非常に短くなる場合には無視でき、このとき Q は次のようになる。

$$Q = \frac{2\pi M(2 - R_1 + \beta) + P R_2}{2\pi M(2 - R_1 - \beta) + P R_2}$$

ここで、
 $M = E/H$ (観測値), $R_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$, $R_2 = \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2}$, $\beta = \frac{P\lambda}{2\pi\omega d}$, $P = \frac{1}{\sigma_2 d}$

σ_1, σ_2 はそれぞれ、海、島の電気伝導率、 d は平均的な海深を表わす。三宅島で得られた地磁気・地電流の記録から求めた E/H を用いて $\sigma(z)$ を推定し、Honkura (1973) の結果と比較することの意味が深いであろう。

参考文献

Honkura (1973), J. Geomag. Geoelectr., 25, 167-179.
 Ashour & Chapman (1965), Geophys. J. R. Astr. Soc., 10, 31-44.

地磁気移動観測班 (笹井洋一・石川良宣)

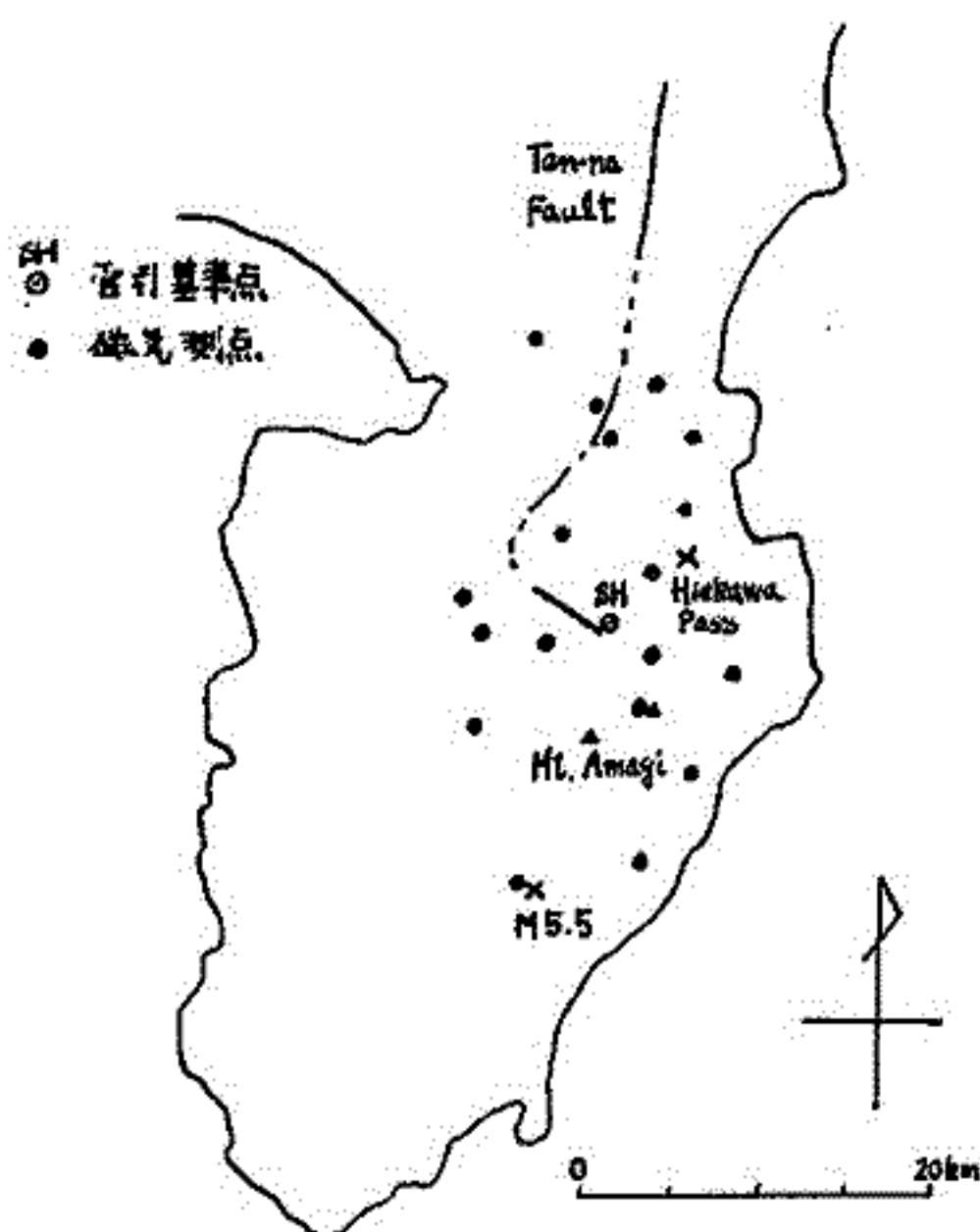
東京大学 地震研究所

伊豆半島の天城山付近に昨年夏頃から微小地震が群発し、その活動は天城山系の走向に沿って盛衰をくり返しながら、現在も続いている。一方、国土地理院は、水準測量の再測から、伊東の西方、冷川付近を中心とした、直径20kmほどの地域が、6年前に比べて、数cm～10cm以上も異常隆起していることを見出した。重力測量の結果では、この隆起は少なくとも最近2年ほどの間に生じた、とされている。この地域は1930年に伊東群発-北伊豆地震という前歴がある。天城火山群は4000年～1万年前に活動した火山地域でもある。異常隆起の原因が、大地震をもたらす構造的な地殻歪の蓄積によるものか、根島等で知られている火山性の膨張なのか、今の所、明らかでない。

本年5月末に半島の東部一帯で、才1回の全磁力測量を行なった。測量方式は、我々が房総半島で行なっている方式を踏襲した。電車のノイズをさけるため、大部分の測点では深夜に測定している。測点分布を図に示す。

同時に中伊豆町管引(図中のSH)において、プロトン磁力計による全磁力連続観測を行なっている。鹿野山測地観測所から夜間値を送って換えて比較している。全磁力値は、6月中にやや減少の傾向を見せたが、その後回復して、8月には当初のレベルに戻ったようである。

8月18日02時14分M5.5、河津町でM5.5の直下型強震が発生した。(図中のX印)震源のごく近く(2km以内)に測点があったので、8月20日に再測したところ、約5% (精度検定を許していないので暫定値)程度の全磁力の増加が見られた。約16km北方の管引でも、1.5%の増加があった。



奄岐、対馬、五島列島周辺海域及び九州東岸沖
 の地磁気異常について

歌代慎吉（海上保安大学校）

海上保安省水路部測量船「昭洋」「明洋」により九州周辺海域の海上磁気測量が実施された。測線間隔は2~3 miles であり、地磁気全磁力が曳航式プロトン磁力計により測定された。測定結果から奄岐、対馬、五島列島周辺海域には顕著な local magnetic anomaly が数多く存在することを見出された。特に奄岐周辺及び玄界灘には最大 $+500^\gamma$ 、 -600^γ の多数の正負の local anomaly がある。又対馬の西方、五島列島の北方の対馬海峡には最大 $+1,200^\gamma$ 、 -600^γ に及ぶ正負の多数の local anomaly が存在する。之等の磁気異常帯は対馬海峡を越えて九州島方面へ續いていくものと推定される。之等の磁気異常帯は伊豆小笠原海域、北海道樺丹半島沖、秋田男鹿半島、能登半島沖と共に我国周辺海域の極めて顕著な磁気異常帯の一つである。

一方対馬の東方、奄岐北方の対馬海峡には local anomaly はほとんど見られず。之等の海域の水深は割に深く $40\text{m} \sim 100\text{m}$ である。奄岐、対馬、五島列島周辺海域の local anomaly の中には南側に正、北側に負の磁気双極子型を示すものがあり、三見られる。之等について磁化の方向、強さを求めた結果から、之等の磁気異常帯はほぼ現在の地球磁場の方向に磁化したものと推定される。

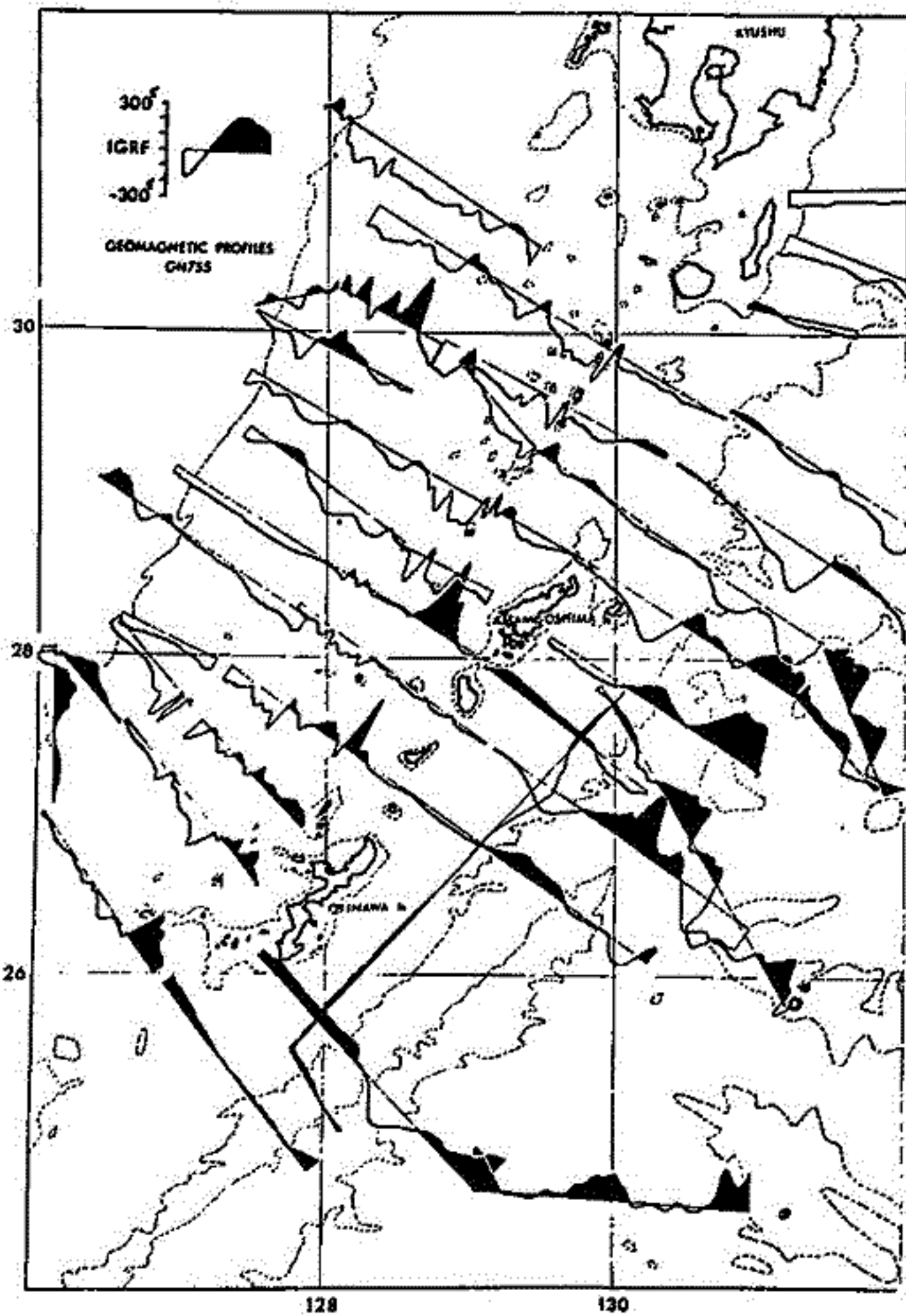
一方九州東岸沖の豊後水道、宮崎沖、都井岬沖、佐多岬、種子島にわたる太平洋岸に沿った海域では顕著な磁気異常はほとんど見られず。等全磁力線は方向は北東-南西に向いていて日本近海、全磁力の normal distribution とほぼ一致している。然し詳細に検討すると四国沖及び種子島連の太平洋沿岸海域に 30^γ 程度の北西-南東に向いた linear な正負の magnetic anomaly が交互に存在するのを見られる。之等は三陸沖の太平洋海盆に見られる大きさが 500^γ に及ぶ顕著な linear な magnetic anomaly よりかはるかに小さく又向きも三陸沖の anomaly と直交していること其の原因は全く異なると考えられる。

宮崎光博・三木繁榮・村上文敏
地磁気調査所

1975年7月16日から8月22日にかけての38日間、日本周辺大陸棚及び地殻構造研究にかかわる南西諸島北東域の地磁気調査【GH755】と実施された地磁気観測について報告する。

測線は、 $24^{\circ}\text{N} \sim 32^{\circ}\text{N}$ 、 $126^{\circ}\text{E} \sim 134^{\circ}\text{E}$ 、地磁気異常として、観測値より IGRF1965.0 と差引いた値を用いて示す(下図)。

地磁気異常プロファイルの概観は次のとおりである。
 (1) 島弧軸のまわりの地磁気異常は小さい。
 (2) 島弧軸の北西側40km程のところ、磁気異常が急激に減少する。
 (3) 島弧の南東、島弧より外側には長距離の異常がある。
 (4) 沖合部で、地磁気異常は比較的小さい。
 (5) 大陸棚の近海で、磁気異常が認められる。



(1) 島弧軸のまわりの地磁気異常は小さい。
 (2) 島弧軸の北西側40km程のところ、磁気異常が急激に減少する。
 (3) 島弧の南東、島弧より外側には長距離の異常がある。
 (4) 沖合部で、地磁気異常は比較的小さい。
 (5) 大陸棚の近海で、磁気異常が認められる。

野村 雅 史

東京大学 海洋研究所

プロトン磁力計による 海洋地域の地磁気全磁力測定は十数年前から行なわれ、日本近海でも、かなりの量の測定がすでになされている。ここでは、主として友田、瀬川氏による、水産大の海鷹丸 及び海洋研の白鳳丸の観測データを解析した結果を報告する。

対象となる地域は $20^{\circ}\text{S} - 60^{\circ}\text{N}$ 及び $100^{\circ}\text{E} - 160^{\circ}\text{W}$ の北西太平洋海域である。なをここで問題にする地磁気異常は長波長成分だけであり、いわゆる magnetic lineation をつくる、波長 10 mile 程度の地磁気異常は無視している。すなわち、観測値から 1965年の IGRF を引いたものに、30 mile の移動平均をとったものを一次データとしている。

これには、以下の三つの要素が含まれている。

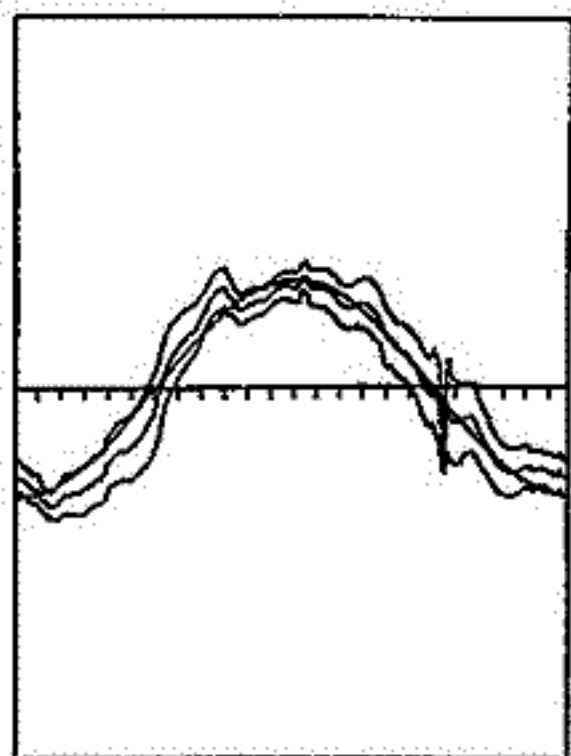
1. 地磁気の日変化
2. 地磁気の経年変化
3. 長波長の地磁気異常

地磁気の日変化については、観測値に数時間から、24時間の Band pass filter をかけ、場所による地磁気異常は Random noise とみなして、平均化する操作によって、かなり reasonable な結果が得る。特に日変化の大きい赤道付近では、この傾向は著しく、以下に例をあげておく。

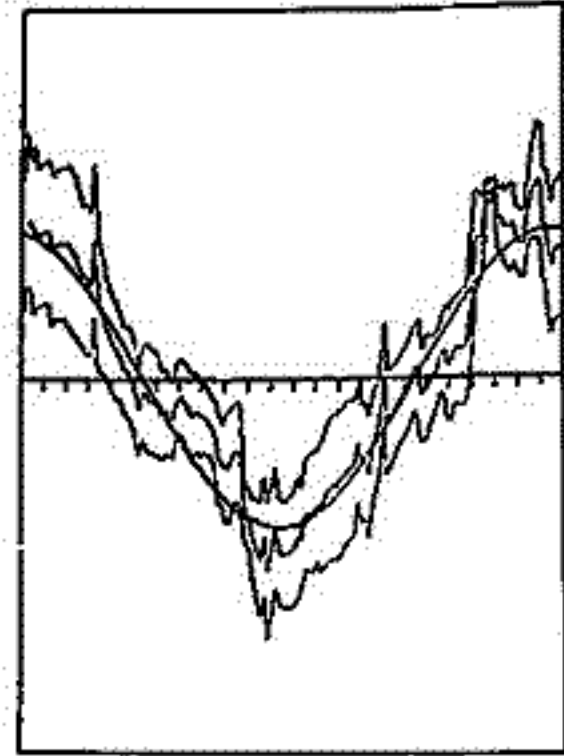
地磁気の経年変化については、航跡の cross point でのデータがなく、データ量の不足とともに、船の位置測定の誤差が大きいこと、古い観測のプロトン磁力計の絶対値の精度不足などから傾向を出すことができない。

長波長の地磁気異常は、対象海域には二つの大きな負の異常がある。一つは日本の東から日本海へかけての -250 nT におよぶ異常であり、もう一つは、グアム島の東、マリアナ海域の -150 nT 程度の異常である。これは人工衛星の観測とは必ずしも一致しない。また、人工地殻によるカーニスの厚さ等との相関もあきらかではなく、この原因は明らかではない。

赤道付近の日変化



南極付近の日変化



縦軸は Full scale 100 nT

横軸は local time で左から右へ 0-12-24時

て

甲田正夫 小林和男 藤本博己
東京大学海洋研究所

GDP-12, GDP-16, KH7602 のプロトン磁力計の全磁気データを用い、四国海盆の地磁気縞模様について考察する。

IGRFとして1965年のものを用い、それぞれの測線データについてパワースペクトルを計算し、5~30マイル以上の波長はおとした。

バンドパスフィルターをかけた地磁気異常のデータを用い、地磁気異常に原因していると思われる、第2層の厚さを仮定し *Intensity* を計算してみる。

Heizler Number と比較し *Spreading rate* を計算し、*Inter-Arc-Basin* としての四国海盆を考察してみる。

この地域は日本列島及び縁辺海の地史を研究するのにきわめて重要な地域と思われる。

人工ダイポール・フィールドによる構造調査法 — 地震火山断層地域の例 —

鍋谷 祐夫 (弘大・理)
栗高 一雄 (弘大・鉱)
高木 慎一郎 (地調)

人工大電流電源(数10KW)を dipole source とし電界を作り、平面的に電界の値から *apparent resistivity* を決定して行く方法は広域調査のため能率が良いので青森県岩木山地震域(Fig.1)と兵庫県山崎断層地区(Fig.2)の二ヶ所で実験した。A-B または A'-B' は電流ダイポールを置く測定点(Fig.1 白丸, Fig.2 黒丸)を分布させ解析の結果、図の様な見掛け抵抗分布図を得た。

岩木山の場合は I, II の調査(DES)結果と併せ群発地震(黒丸)は南東の低抵抗部から構造線(点線)南側に発生し頻度が高くなる。

山崎の場合は中国縦貫道(C-J HWY)を断層と近似すればその南北で抵抗は不連続に考えられよくその結果 Pliocene 以後数 km の左ずれ断層運動があった。

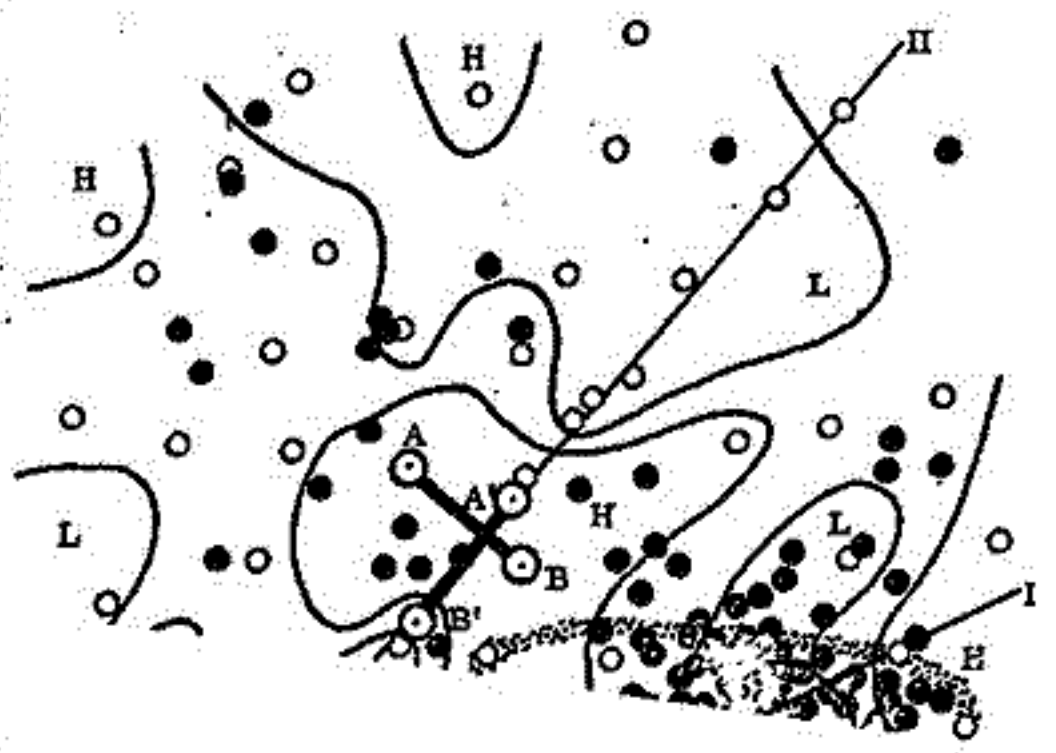
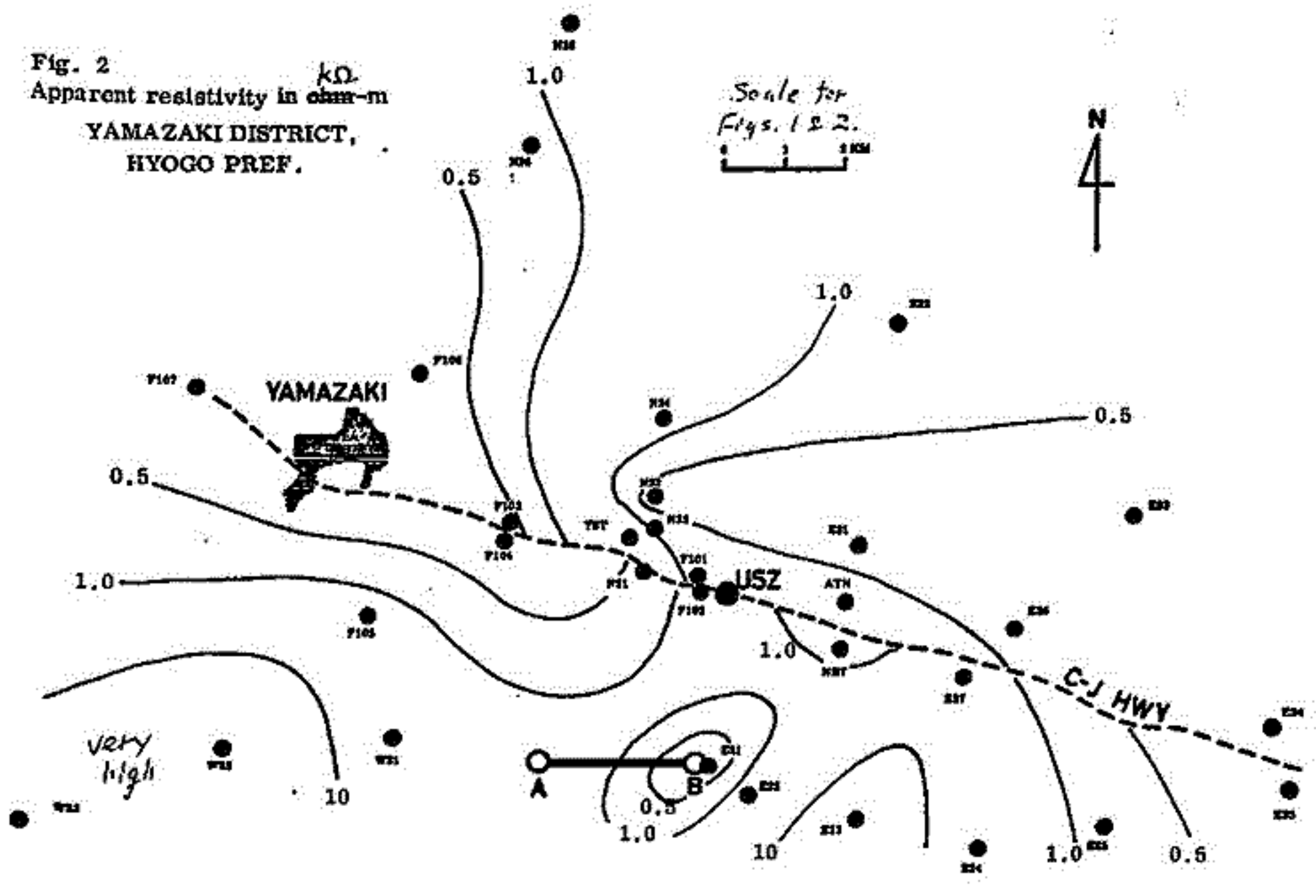


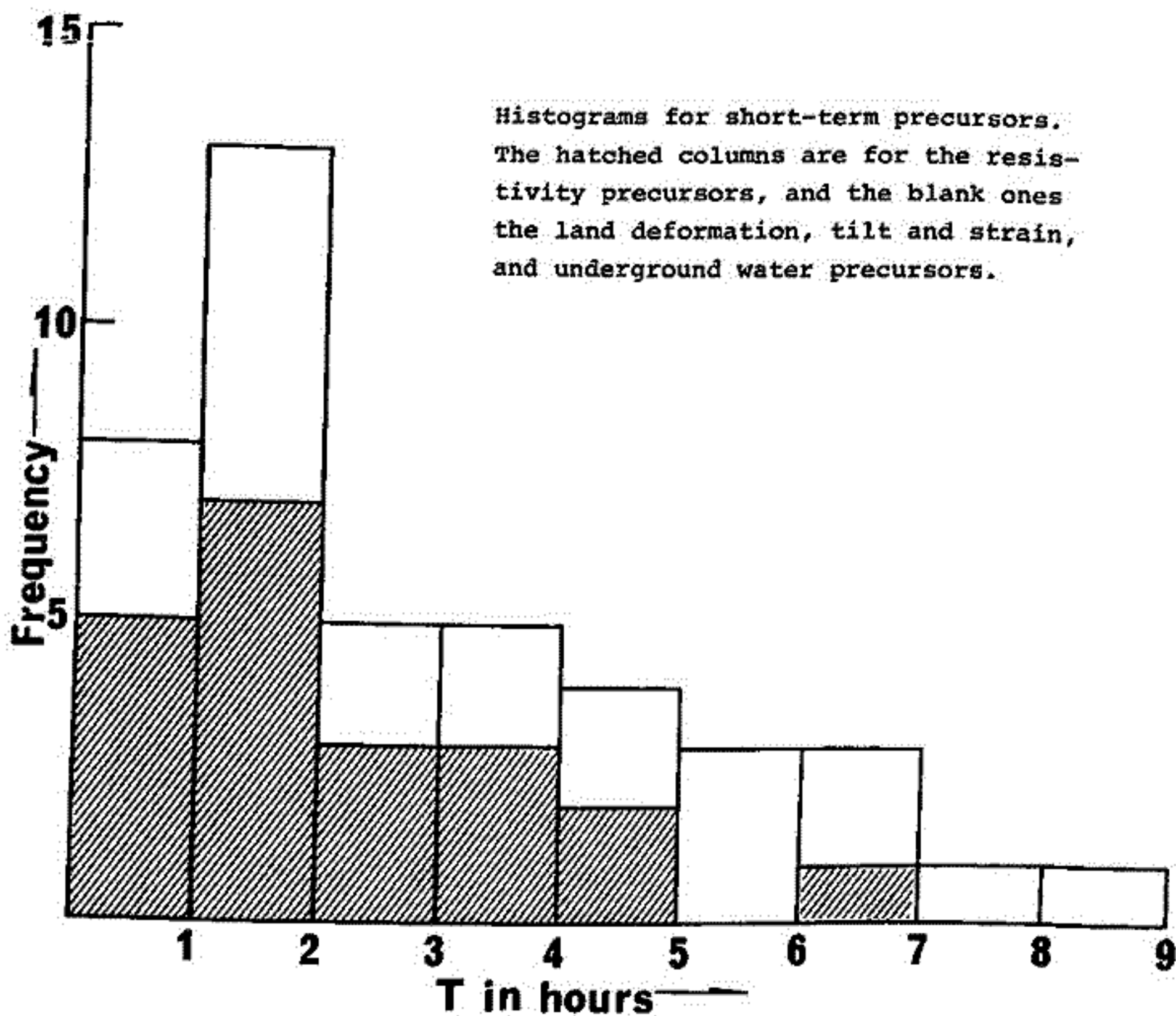
Fig. 2
Apparent resistivity in $\frac{k\Omega}{\text{km}}$
YAMAZAKI DISTRICT,
HYOGO PREF.



Resistivity Changes as a Precursor of Earthquake

T. RIKITAKE Faculty of Science, Tokyo Institute of Technology
 Y. YAMAZAKI Earthquake Research Institute, University of Tokyo

Twenty-one resistivity changes forerunning an earthquake as observed by the Yamazaki resistivity variometer are analyzed. On the basis of a Weibull distribution analysis applied to the observed data, it is made clear that a characteristic parameter of the distribution of precursor time takes on an almost the same value as that for a group of short-term precursors such as deformation of land, tilt and strain, and underground water. No correlation between earthquake magnitude and precursor time is also found for both the groups. It is surmised that the resistivity precursors as well as the others cited in the above may be caused by preliminary failure immediately prior to the main rupture in the earth's crust.



渡辺 秀文
東大. 理

これまで、第1近似的には、一樣で等方、反転対称な乱流に対して、コリオリ力とローレンツ力が小さな擾動として加わった場合のダイナモ作用を考えて来た。しかし、現実の天体及び地球物理的な場においては、これらの効果が大きく擾動として扱われる事が多い。そこで、ここでは、これらの作用が基本的に重要な場合を考える第1歩として、乱流に対する回転の効果を考えてみた。

簡単のために乱流は十分に弱く、非線形項の作用を無視できるとする。又乱流のスケールは遠心力が問題となるほど大きくはなく、一樣であるとすると、この場合、非圧縮流体に対する基本方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \nu \nabla^2 \mathbf{v}, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0$$

一般化されたフーリエ変換を用いて、連続方程式により圧力項を消去すると、波数ベクトル \mathbf{k} とし、 $\frac{\partial v_i(\mathbf{k})}{\partial t} = -\nu k^2 v_i(\mathbf{k}) - 2 \epsilon_{lmn} \Omega_m P_{il}(\mathbf{k}) v_n(\mathbf{k})$, $P_{il}(\mathbf{k}) = \delta_{il} - \frac{k_i k_l}{k^2}$

これから、一樣な乱流のスペクトル・テンソル $\psi_{ij}(\mathbf{k}) \equiv \int \langle v_i(\mathbf{x}) v_j(\mathbf{x}-\mathbf{r}) \rangle e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}$ に対して次の式を得る。

$$\frac{\partial \psi_{ij}}{\partial t} = -2\nu k^2 \psi_{ij}(\mathbf{k}) - 2 \epsilon_{lmn} \Omega_m [P_{il}(\mathbf{k}) \psi_{nj} + P_{jl}(\mathbf{k}) \psi_{in}]$$

これは ψ_{ij} の直交展開: $\psi_{ij} = \sum^1 \alpha^1 e_i^1 e_j^1 + \sum^2 \alpha^2 e_i^2 e_j^2 + \sum^3 \alpha^3 e_i^3 e_j^3 + \sum^{3*} \alpha^{3*} e_i^{3*} e_j^{3*}$, ϵ を用いると簡単化される。(\sum^1 は \mathbf{k} に垂直な単位ベクトル)。 \sum^2 ($\alpha=1, 2, 3$) に対する方程式は

$$\begin{aligned} (\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2) \sum^1 &= 2\Omega \mu (\sum^3 + \sum^{3*}) \\ (\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2) \sum^2 &= -2\Omega \mu (\sum^3 + \sum^{3*}) \\ (\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2) \sum^3 &= -2\Omega \mu (\sum^1 - \sum^2) \end{aligned} \quad \mu = \frac{k \cdot \Omega}{k \Omega}$$

ここで \sum^3 の右辺は real であるから、Im \sum^3 に対しては $\propto e^{-2\nu k^2 t}$ の解が得られる。以下から以後 \sum^3 real とすると、結局次の解を得る。但し、 α, β, γ は初期条件で決まる。

$$\begin{aligned} \sum^1(\mathbf{k}) &= e^{-2\nu k^2 t} [\alpha(\mathbf{k}) + \beta(\mathbf{k}) \cos 4\Omega \mu t - \gamma(\mathbf{k}) \sin 4\Omega \mu t] \\ \sum^2(\mathbf{k}) &= e^{-2\nu k^2 t} [-\beta(\mathbf{k}) \cos 4\Omega \mu t + \gamma(\mathbf{k}) \sin 4\Omega \mu t] \\ \sum^3(\mathbf{k}) &= e^{-2\nu k^2 t} [-\beta(\mathbf{k}) \sin 4\Omega \mu t - \gamma(\mathbf{k}) \cos 4\Omega \mu t] \end{aligned}$$

エネルギー・テンソル $R_{ij}(0) \equiv \int \psi_{ij}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$ は直交展開の式を代入して次の形式に書ける。
 $R_{ij}(0) = \int \sum_{\lambda} f_{ij}^{\lambda}(\mathbf{k}/k) \sum^{\lambda}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$, \sum^{λ} は \mathbf{k} の方向に μ に依存する関数で、その依存性は以下の事ができると思われる。2: f_{ij}^{λ} の \mathbf{k} の方向に μ の平均をとると

$$R_{ij}(0) = \int \overline{f_{ij}^{\lambda}} \sum^{\lambda}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$$

よって
 $\int \sum^1(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int [\alpha + \bar{\beta} \frac{\sin 4\Omega \mu t}{4\Omega \mu t}] e^{-2\nu k^2 t} d\mathbf{k}$
 $\int \sum^2(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int [\alpha - \bar{\beta} \frac{\sin 4\Omega \mu t}{4\Omega \mu t}] e^{-2\nu k^2 t} d\mathbf{k}$
 $\int \sum^3(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int [-\bar{\gamma} \frac{\sin 4\Omega \mu t}{4\Omega \mu t}] e^{-2\nu k^2 t} d\mathbf{k}$
であるから、 $t \gg 1/\Omega$ では、コリオリ力の寄与は小さく、 $R_{ij}(0)$ は唯一の μ 方向角 $\alpha(\mathbf{k})$ から求められる。特に α が \mathbf{k} の絶対値 k に依存する時は $R_{ij} = \frac{\overline{\alpha^2}}{3} \delta_{ij}$ となる。
 $R_{ij}(0)$ の漸近解 ($t \gg 1/\Omega$) が Ω に依存しない事。又、 $\alpha(\mathbf{k}) = \alpha(k)$ の場合、乱流の運動エネルギーが等分配される事は興味深い。

行武 毅
東京大学 地震研究所

過去数百年の地磁気永年変化は、移動性磁場と停滞性磁場の2種類の磁場の重ね合せでかなりよく表現できるが、よく見ると近似の度合の不十分なることがわかる。このことは赤道面内双極子の変化に、より明瞭にのみとれる。1000~2000年の範囲の地磁気永年変化を表現するには、モデルをどのように修正すればよいかを検討することにした。

移動性磁場と停滞性磁場とが、たんにその強度を時間的に変化させただけでは、近似の度合を上げることはできない。赤道面内双極子磁場の変化をよりよく表現するには、西方移動磁場の他に、東方へ移動する磁場成分を加えることが必要と思われる。

地磁気永年変化を Gauss 係数の時系列に表現したとき、もしデータが長期にわたるくわつとれば、各項の時間変化を Fourier 級数に展開して、球函数の展開項が異なる周期のものは異なる位相速度として成分の重ね合せとして表現できる。現存のデータはせいぜい数百年にわたるに過ぎないので、このような展開方法は不可能である。そこで短期間の変化を説明する種類のモデル(A: 停滞性磁場と西方移動磁場; B: 西方移動磁場と東方移動磁場の重ね合せ; C: 停滞性磁場, 西方移動磁場, 東方移動磁場の3種類の磁場の重ね合せ)を求め、これらが過去2000年間の古地磁気学データと適合するかどうかを調べることにした。

具体的には、33°1600 AD 以降の Gauss 係数について、モデル A, B, C を求めた。次に各項毎にモデル A, B または C をとり、2磁場を合成し、過去2000年間の傾角、伏角と比較して、観測値を最もよく説明するモデルとその項のモデルとして採用することにした。このようにして、順次各項毎に得られたモデルについて報告する。

中国における極光観察史料 — BC 2世紀から AD 16世紀までの史料調査結果総括

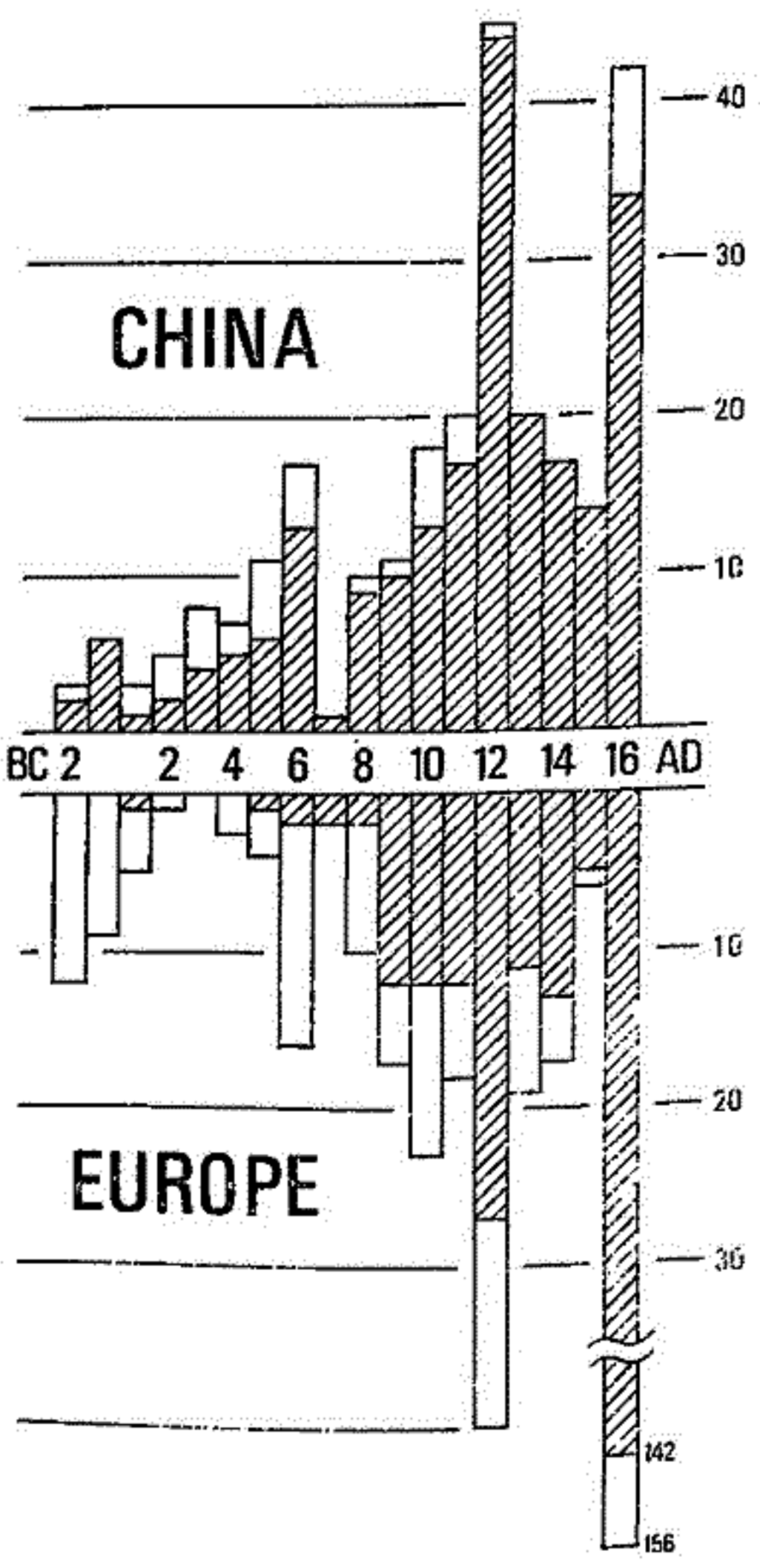
慶松光雄 (遺稿代読: 福島直 (京大文学部))

著者は中国の史書(とくに史記天官書、正史天文志など)中に記載されている極光および太陽黒点観察史料を集め、1130年までの分をこの巻までに6部にわけて全訳大学教養部論集・自然科学篇に連載してきた。このたび1131年~1600年にわたる史料を調査して1ヶ月の機会に、中国と欧州における記録を比較してみたい結果を簡単に記述する。

中国極光資料をまとめるにあたっては、記事中に示されている出現時刻、方角、色、形態および動態を記述する表現などを考慮して、(1) certain, (2) very probable, (3) probable, (4) doubtful, (5) unlikely の5段階による評価を加えてきた。この5段階のうち、(1), (2), (3)を附したもののみを集め、その出現傾度をBC 2世紀始めからAD 16世紀末までの期間にわたって世紀別に示したものが右図である。一方欧州における極光記事はF. LINKが発表したものをそのまゝ用いて統計した。なお右図中斜線を施してある部分は、極光出現年月日が明確である史料についての統計結果である。

16世紀以降になると欧州側の極光史料が圧倒的に増大するが、15世紀末までの期間では、史料として残っている極光記事の数は中国と欧州(ほぼ)同数(あり)。極光出現年月日まで明確な記載がある史料の数は中国の方がずっと多い。6~14世紀の間における極光史料増減の傾向は両地域でよく似ており、共に紀元7世紀において史料が極端に少なく、12世紀においては著しく多い。12世紀には中国には太陽黒点観察史料も多い。

これらの資料の一部は、歴史時代における地球磁場の変動を推論するための利用されることがある。上記史料がまた他の研究にも多く利用されることを期待する。



142
156

袴田和幸 (中部工大)

地磁気活動度は、惑星間空間磁場の南向き成分および太陽風の速度に依存していることは、すでに明らかであるが、これらの磁場および太陽風が太陽に起源を持つものである。地磁気活動度の増減の原因も太陽活動度に求められるはずのものである。今回は地磁気活動度および太陽活動度としてなじみの深い AA-index と黒点数 (SS) の各々の一年平均値を用いて両者の間の定量的関係を調べた。

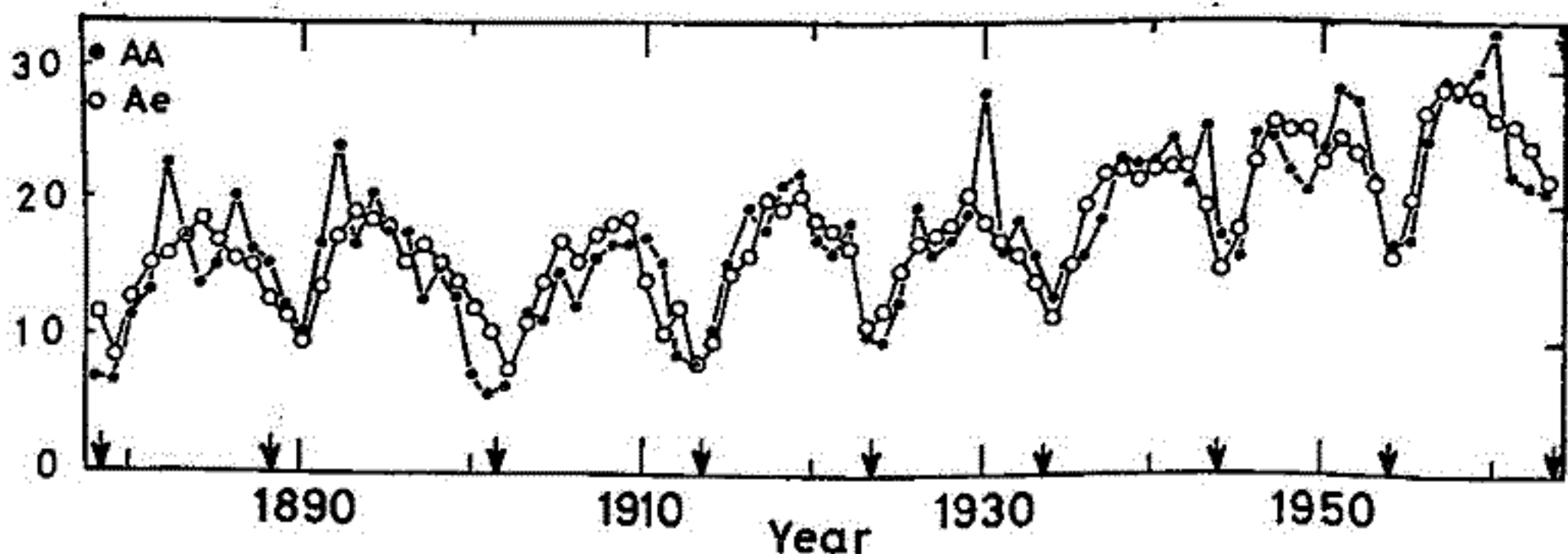
太陽の大規模な構造の磁場が太陽風とともに惑星間空間に引き伸ばされ惑星間空間磁場を形成すると思われるのでここでは黒点数よりも黒点磁場に注目する。そこで黒点数 (SS) と黒点群中の最強磁場の一年間の総和 (SH) との関係を探ると、SS を用いて $\text{Log}(SS+43.8)$ の式で計算される値 (LS) と SH との間に良い相関 ($r=0.97$) があることがわかった。今後 SS のかわりに黒点磁場の一年平均値に対応する量である LS ($=\text{Log}(SS+43.8)$) を用いることにする。

まず AA および LS 共に 11 年周期以外に長周期変動があるので両者共に 11 年移動平均を L (各々の 11 年移動平均値を RA, RL とする) と比較するとやはり高い相関係数 ($r=0.97$) が得られる ($RA \propto RL$)。次に AA の 11 年周期の成分 DA ($=AA-RA$) と LS の 11 年周期の成分 KL ($=(LS-RL)/RL$; LS の 11 年周期成分は RL と共に振幅が増加するので RL で規格化する) と比較する。このときの相関係数は黒点の太陽面上での緯度 (λ) に依存しているため、 λ 依存性の比較的小さい $\lambda \geq 14.0$ の年のみを用いると $r=0.81$ の良い相関を得る ($DA \propto CKL$)。AA = RA + DA であるから LS を用いて AA を表わす第 1 近似としては $AA = a_0 + bRL + CKL$ を得る。ここで KL を書きなおすと

$AA = a_0 + bRL + C \cdot LS/RL$ — ① この式を用いて各年の AA が求められる。次に地球に及ぼす黒点の影響力が低緯度の場合ほど大きいと仮定しその影響力が $W(\lambda)$ と書けるとすると LS の項に $W(\lambda)$ をかけ

$AA = a + bRL + C \cdot LS \cdot W(\lambda)/RL$ — ② と表わせる。今 b と C はすでに求められているのでここでは、a と $W(\lambda)$ を求める必要がある。そこで ②-① を計算し変形すると $W(\lambda)$ として次式が求められる。

$W(\lambda) = 1 + \{AA - AA_0 - (a - a_0) / C \cdot LS/RL\}$ ここで $W(\lambda)$ としては、 λ に対して滑らかに変化し $\lambda \geq 14.0$ ではほぼ 1、 $\lambda < 14.0$ では 1 より大となるように定数 a を決める。こうして求めた a と $W(\lambda)$ を用いて再び ② 式で計算した値 A_e と観測値 AA とを比較すると下図に示すように良い一致を得た ($r=0.86$)。従って ② 式で示されるような形で、黒点磁場および黒点緯度で代表される太陽活動度により、地磁気活動度が決定されると考えられる。



1974年6月~7月における惑星間空間 ショック波の観測

渡辺 堯

名古屋大 空電研究所

1974年の6月下旬から7月上旬にかけて多くのフレアが群発した事はよく知られていますが、この時期のシンチレーション観測により惑星間空間ショック波がいくつか観測された。観測の geometry を Fig. 1 に示す。3C 48 により $\alpha = 70^\circ$ とする領域は地球の約 20 度西、太陽から約 0.9 AU の $\alpha = 3$ にあった。方位のため $\beta = 10^\circ$, 11 号の位置も Fig. 1 に示してある。3C 48 の観測により得られたシンチレーション指数と太陽風の速さを Fig. 2 に示す。速さは radial 方向に流れる太陽風を等方的 diffraction pattern と仮定して求めた。Scintillation Index のグラフには顕著な山が 4 つ見られ、各々に (A)~(D) と名前を付け、種々の現象との関係を探る事とする。

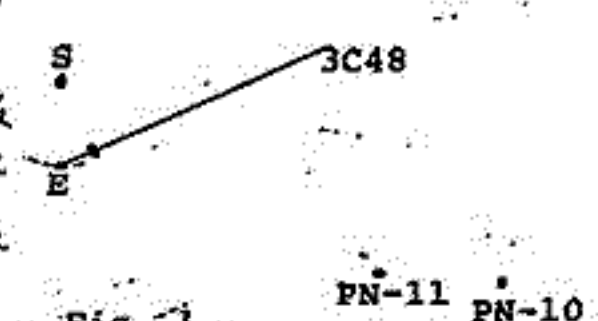


Fig. 1

- (A) この Scintillation Index の増加は 6 月 23 日 8 時 57 分に起った SSC に対応しており太陽風の速さも 320 km/s から 510 km/s へと上昇している。この現象は 6 月 19 日 23 時頃に発生した II 型バーストに起因するショック波によるものと考えられるが、6 月 21 日にも 2N 程度のフレアがありどうもよくわからない。ストリークによる現象とは考えにくい。0.3~0.5 MeV (IMP-7) の Proton Flux の増加が観測されている。
- (B) これは 6 月 25 日 23 時に起った SSC に対応したショック波によるものと考えられる。関係するフレアは 6 月 23 日 5 時に起った 3B のものがある。Proton Flux の増加も観測されている。しかし太陽風の速さは増加していない。この点には考察を要する。
- (C) 7 月 3 日~7 日の間にいくつかのプロトンフレアが生じているため対応付けは困難であるが 7 月 4 日 20 時 50 分に発生した II, IV 型バーストによるショック波によるものと考えられる。太陽風の速さも約 500 km/s から約 720 km/s へと上昇している。Pioneer 10, 11 もこのショック波を観測しており、特に PN-11 の場合、speed の jump は 500 → 720 km/s であり、3C48 の観測とよく一致している。これはこのショック波の速度が 1 AU から 4.3 AU の間で急激に減速していない事を示しているのかもしれない。
- (D) 7 月 7 日に起った 3N のフレアに対応したショック波と考えられる。太陽風の速さの増大は見られず、Proton Flux の増加にはよく対応している。SSC は無い。

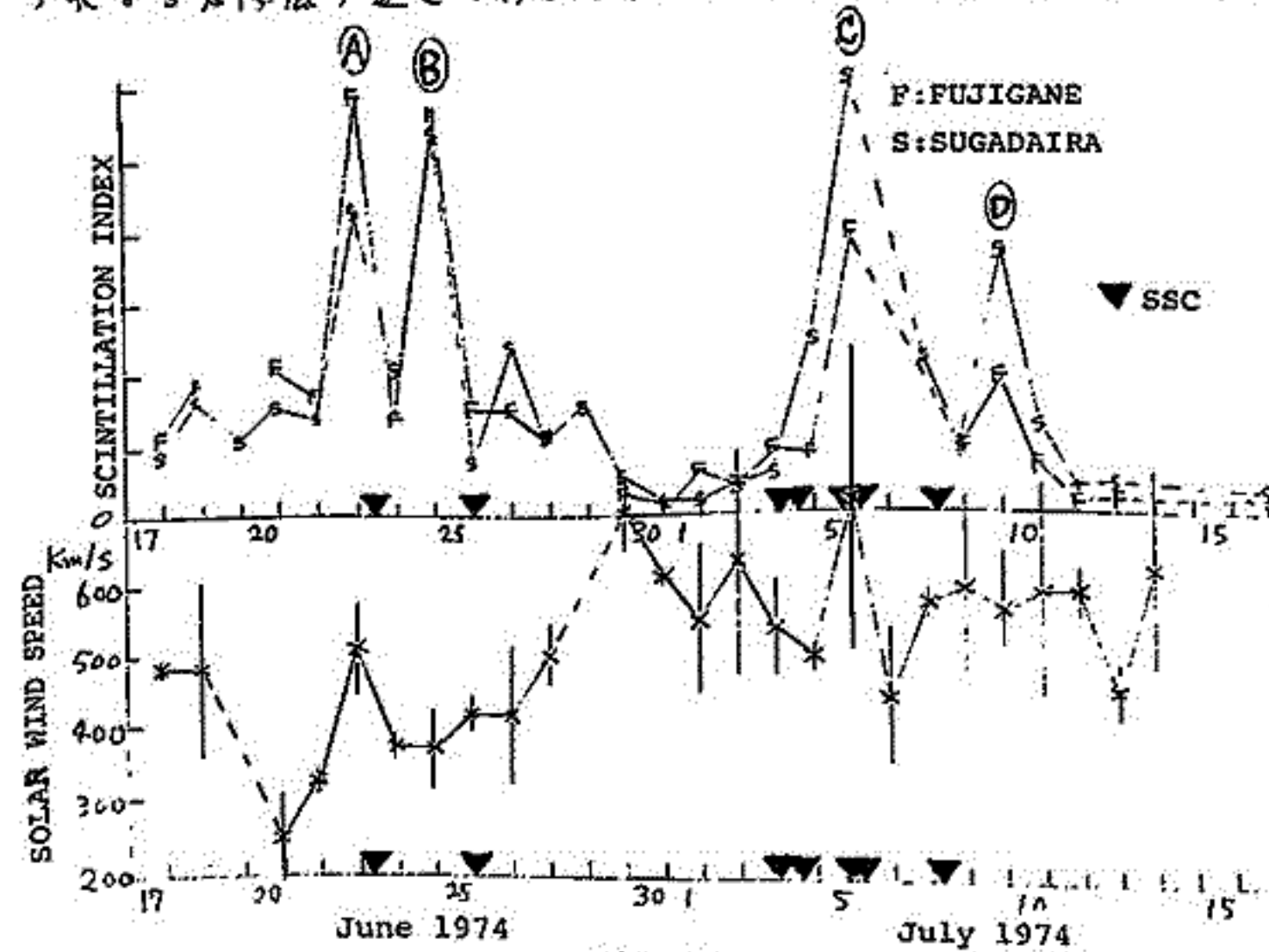


Fig. 2

このショック波を観測しており、特に PN-11 の場合、speed の jump は 500 → 720 km/s であり、3C48 の観測とよく一致している。これはこのショック波の速度が 1 AU から 4.3 AU の間で急激に減速していない事を示しているのかもしれない。

(D) 7 月 7 日に起った 3N のフレアに対応したショック波と考えられる。太陽風の速さの増大は見られず、Proton Flux の増加にはよく対応している。SSC は無い。

荒木 徹
京大理

前回までの解析で赤道側には独立して現れ出るSCは高緯度SCと別な種類のものである。高緯度SCと同じ原因によって起る現象であること、MI(Main Impulse)電流系に先行して常にPRI(Preliminary Reverse Impulse)電流系が存在すること、全SSC eventsの3~4割にはMI電流系のみが現れる。これは赤道正午での観測所の波形(SCがPRIのみのpure SC)をみれば判別できること等を示した(図1,2)。つまり、太陽風中の衝撃波(or不連続面)に打撃する磁気圏-電離層-地球系の反応にはPRI電流系とMI電流系が引き起こされて現れるものと、PRI電流系が欠けたりその二種類があることとなる。

その原因として、以下の3つを考慮することが出来る。

- ① 惑星間空間衝撃波(or不連続面)の構造,
- ② IMF(惑星間空間磁場)のpolarity,
- ③ 磁気圏歪曲と伝播する圧縮波の波面の向き。

①については衝撃波の中にはPRIによく似たprecursorをもつものがあるが、これは地中の磁場変化との関係は明らかでない。②はIMFのpolarityによって衝撃波を受けた側の磁気圏のconfigurationが異なるとその反応にも差異が生ずるはずとの考えにとりあえずあり、一つの例としてkokubun(1976)によって示されているが統計的に果してそうなのかわからない。③は惑星間空間衝撃波による磁気圏圧縮の効果が赤道側磁気圏の地球側へ伝播する際に生じる南向電場を磁力線沿いに極地方へ投射し、これによるHall currentがPRIを作る(Tamao 1964)とすれば、磁場の時間変化が大きければ発生する電場も大きくなるはずであるとの考え方にまず、地上のデータを見ると、そのように傾向が見られるが、物理的に意味のある因果関係があるのか定かでない。

以上を元に地上と人工衛星データを併せて解析結果を報告する。

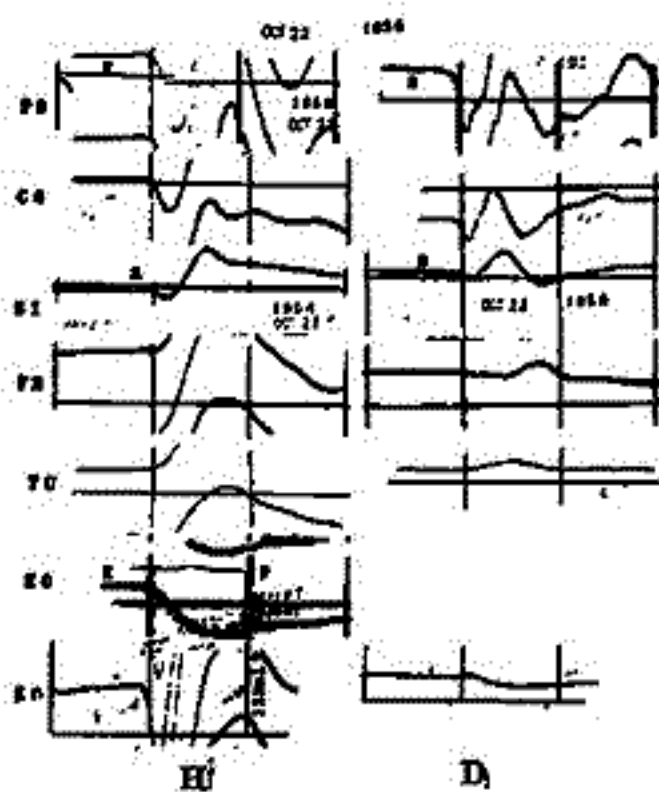


図1. PRI電流系とMI電流系が同時に出現した場合の波形分析

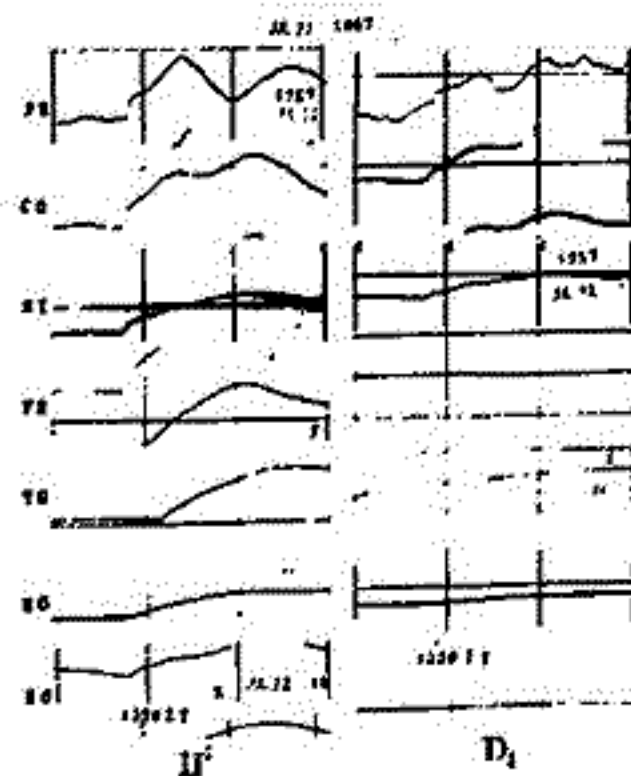


図2. MI電流系のみが出現した場合の波形分析

岩崎 昇
相模工大・工

これまでの報告で、惑星同北向き磁場変動に対応して、地球極域の高緯度（ 70° 以上、auroral oval 内）の昼側側の領域に、通常のもとは逆向きの、昼側から夜側に向かう電離層電流（DP-pile）が発生することを示してきた。

今回は、これらの地磁気変動と惑星同磁場変動との対応する事例を、1969年1月～12月の1年間について、採り出し整理してみたので、その対応例等を紹介する。データは、Thule の地磁気、及び、Exp. 33, 35 の惑星同磁場を用いる。Thule の磁場変動は、昼夜成分・ F_n と、朝夕成分・ F_d とに分解し、それぞれ、惑星同磁場の南北成分・ B_z との比較が基本となる。

分析結果は、以前から報告されていることも含めて、次の様である。

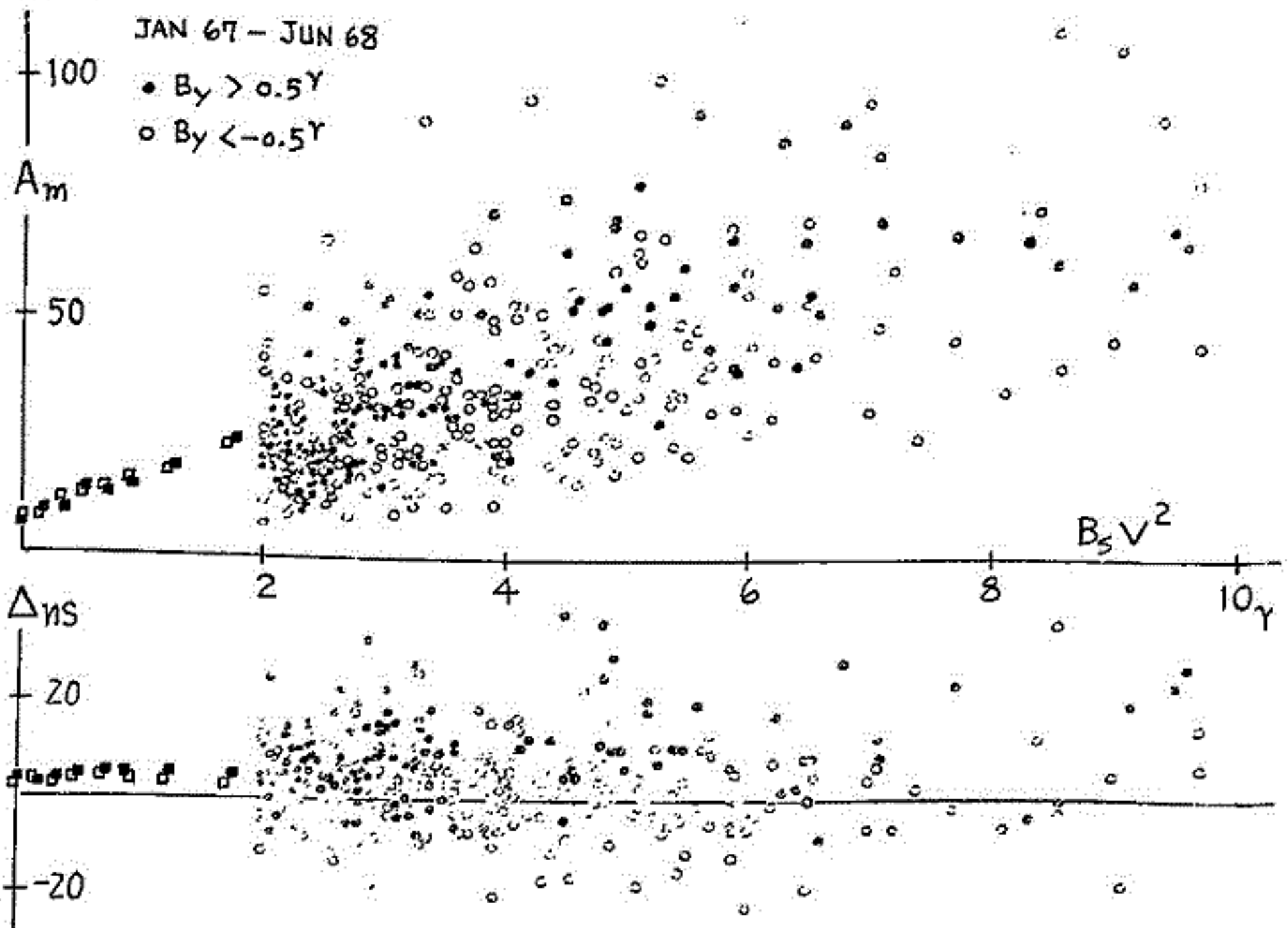
- ① $B_z (> 0)$ と F_n or $F_d (> 0)$ とは、夏期に、そして、昼同時に好く対応し、
- ② $B_z (> 0)$ に対応して、 $F_n (> 0)$ の方が、 $F_d (> 0)$ よりも好く対応する。
- ③ B_z に対する F_n or F_d の有効時間遅れは、15～20 min とみられる。
- ④ $B_z (> 0)$ が十分に大きくなれば、 F_n or F_d も > 0 となるが、見かけ上の電離層電流が昼側から夜側へと逆向きに流れる ($F_n > 0$) とみられる臨界点は、ほとんどは $B_z \geq 3^\gamma$ である。
- ⑤ として、DP-pile が最も明確に現われているときでも、 $B_z = 6^\gamma$ に対応して $20 \sim 30^\gamma$ 程度の夜側から昼側への正常の向き電離層電流が存在しているから、極域には、 B_z の原因に依るとは別れ、 $20 \sim 30^\gamma$ 程度以上の正常の向き磁場が存在していると考えられる。

芳沢克明, 村山 喬
名大理

地球上で測られた地磁気擾乱の大きさは、北半球と南半球とで必ずしも等しくないが、ここでは Mayaud の作った南北別の地磁気活動度指数 A_m , A_s を用いて、その非対称性の性質を調べた。解析は、1967-1972 の範囲で、太陽風及び IMF の情報が得られている時期について行なった。

下図は、 $A_m \equiv (A_m + A_s) / 2$ 及び $\Delta_{ns} \equiv A_m - A_s$ を、substorm の大きさを規定するパラメーター $B_s V^2$ (B_s : IMF 南向き成分, V : 太陽風速度 / 400 km s^{-1}) の関数として示したものである。 A_m は $B_s V^2$ にほぼ比例し、IMF の成分による差は殆んど認められない。一方、 Δ_{ns} は、 $B_s V^2$ と B_y との関係では、明らかに $B_y > 0$ の時の方が $B_y < 0$ のときより大きい値を示す。しかしその差は $B_s V^2$ にはあまり強く依存していない。

$A_m - A_s$ が IMF の極性に依存することは、既に Berthelier and Guerin (1972) によって 1964-1969 の期間につき報告されている。一方、北半球では $B_y > 0$ か $B_y < 0$ かに従ってオーロラ帯電場の南向き成分に系統的差異のあることが知られ (Mozer and Lucht, 1974)、これに対応して、AE index で見た substorm activity にも $B_y \geq 0$ による差が認められている (Murayama and Hakamada, 1975)。これらの結果は一つの現象を異なる側面から見たものと考えられるが、その成因についても考察を加える予定である。



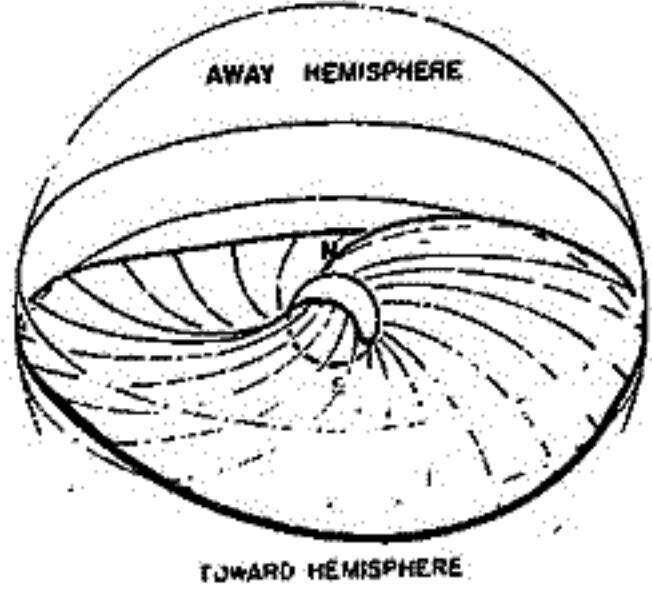
齋藤尚生・渡辺 実
(東北大・理)

Wilcox 達(1965)が 4-sector 構造を称した直後から、惑星間空間と観測される磁場構造は既に 2-sector になったり 6-sector になったり、見かけ上 sector 数を刻々と変えてきた。又 PIMF (Prehistoric Interplanetary Magnetic Field) のように、この構造は決して定常的ではなく、この半世紀間 sector 数を刻々と変えてきた。この sector 構造という観点から捉えようとすると、惑星間空間磁場構造は時間的・空間的に規則な要素が必ずにもついで。

然し、今 Two-hemisphere model (Saito, 1974) に基づくと第 1 図に示した様に、半分の褶曲した neutral sheet で惑星間空間の極性が二分されているとすると、種々の観測事実が単独に説明出来る都合が良い。即ち「時間的にかしに反転する中性面が、太陽の自転の間に地球をかすめる回数によって、見かけ上 sector 数が決定される」と考えれば説明がつく。

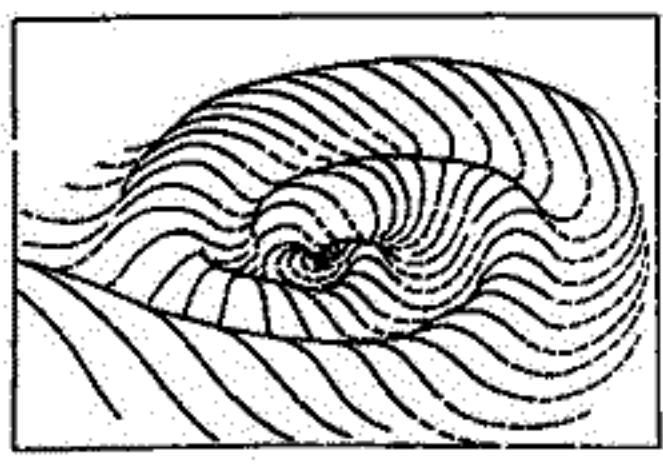
この中性面を次の様に、反転は two sectors 毎の周期と反転を繰り返すものと仮定すれば、先づ第 1 図の中性面に波が立って、その波の振幅が次第に大きくなる。この波の横波のたつたつた系(振幅・大波・深さ・長波、各々定数)となり、波は半周の間に一回の反転を繰り返して再び第 1 図の様な状態となり、後述の如くは第 2 図の波(振幅・大波・深さ)に収まり、反転を繰り返すことになる。

Two-hemisphere model は Wilcox 達の論文に示されているが、最近の Saito and Wilcox の論文によれば第 2 図の様な面が描かれて居り、混然然として Saito という用語と中性面の形が驚かされる。然しこの長短の波(第 1 図)と第 2 図)が意味するものは、基本おなじみの螺旋構造(第 1 図)と第 2 図)とを比較する。磁場反転の系(第 2 図)は未だ導入されていない。尚も第 1 図 図を比較すると、螺旋構造ならば、中心に螺旋の中心があり、中心から外へ向かって螺旋の中心が外へ向かって螺旋の中心になる等がある。この事を後述の日々の論文に引用されるに当たって、図 1、図 2



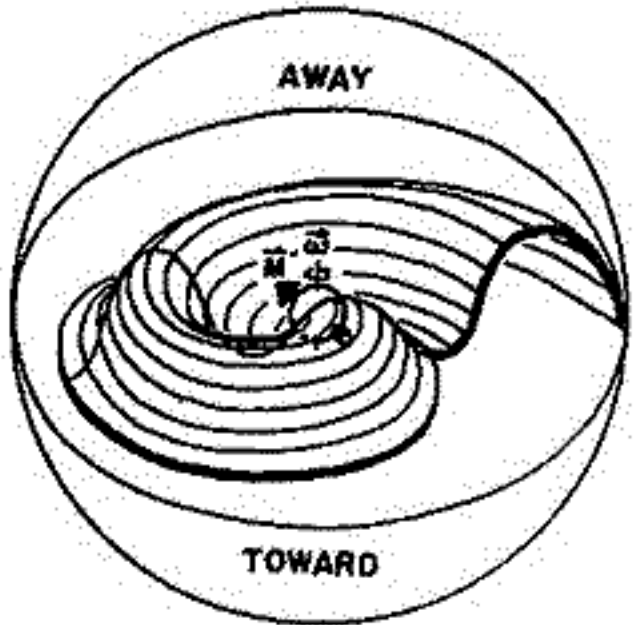
第 1 図

Saito, Sakurai & Yumoto
Planet. Space Sci. (in press)



第 2 図

svargaard & Wilcox
nature (to be submitted)



第 3 図

斎藤・渡辺・岩田・後田
天文学雑誌 1974 年 10 月号

宇保義教 (中印工大) 森 寛 (信大・理)

宇宙線の異方性と惑星間空間磁場 (IMF) との関係はかなり良く認められて来た。この事とさらに詳しく調べるため、IMF の直接測定値を用い、さらに地上に固定された宇宙線の観測データとの比較と容易なため、IMF のデータを Solar ecliptic coordinate から Geocentric equatorial coordinate に変換し、両者を比較検討する。

図1に、NAOYA の GG-factor と IMF の方位角成分との関係が示してある。これによると、いわゆる $B \times \sin \theta$ で期待される宇宙線の偏り角が $0^\circ - 180^\circ$ で北から、 $180^\circ - 360^\circ$ で南からの偏りではなく、 $45^\circ - 225^\circ$ で北から、 $225^\circ - 45^\circ$ で南からの偏りがみえる。

図1. N-S ASYMMETRY V.S. B_ϕ
GG(NAGOYA)

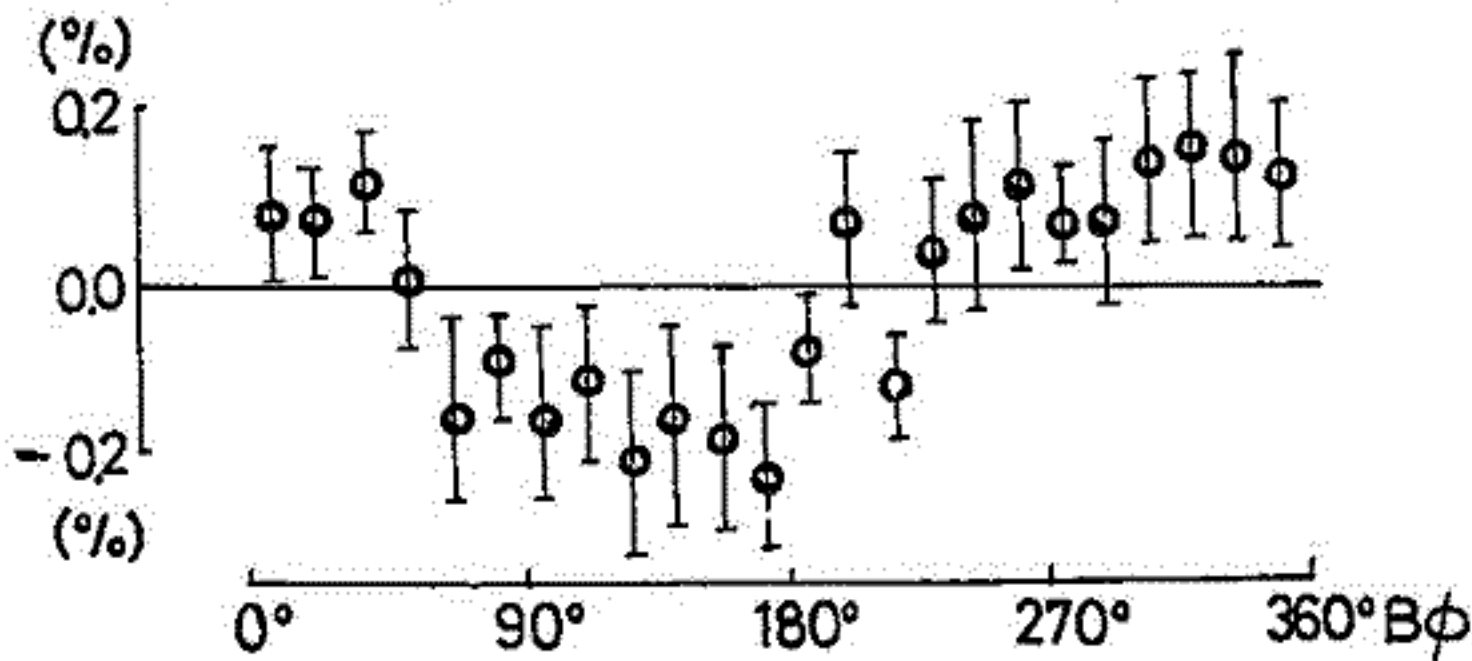
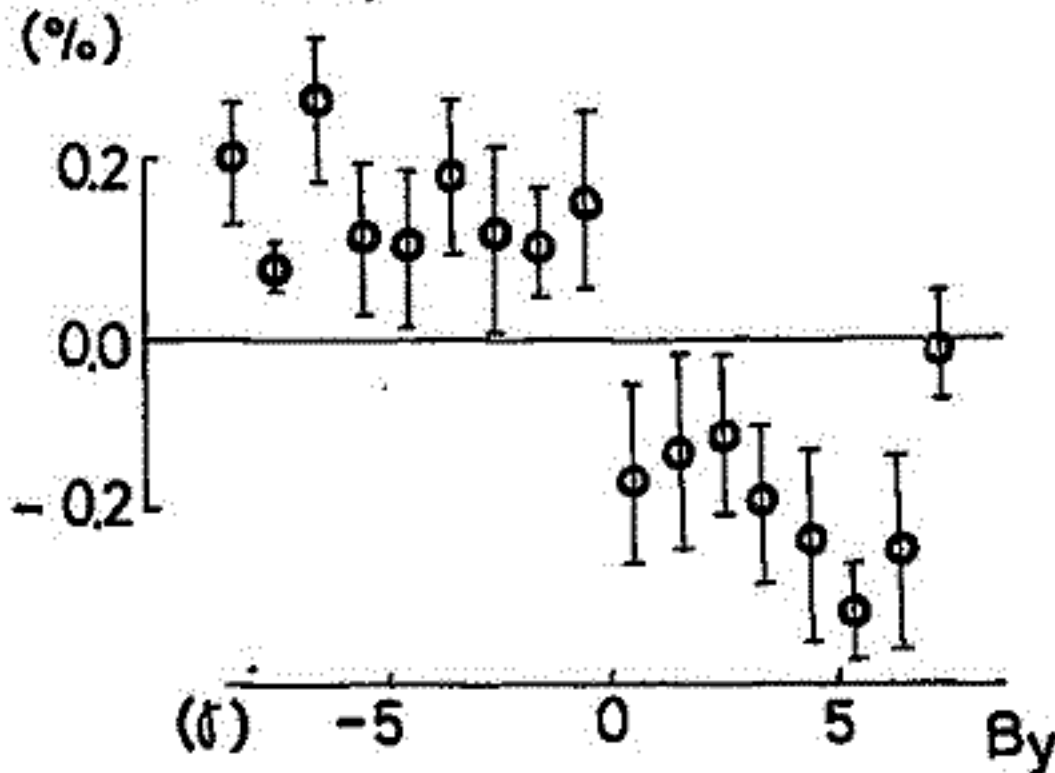


図2. には ΔR が太陽方向であれば、宇宙線の偏りの大きさは IMF の B_y 成分に依存して居るので、その B_y 成分と名古屋の GG-factor との比較が示してある。この図からは、異方性の大きさは B_y の大きさに依存して居ると判断できる。

図2. N-S ASYMMETRY V.S. B_y
GG(NAGOYA)



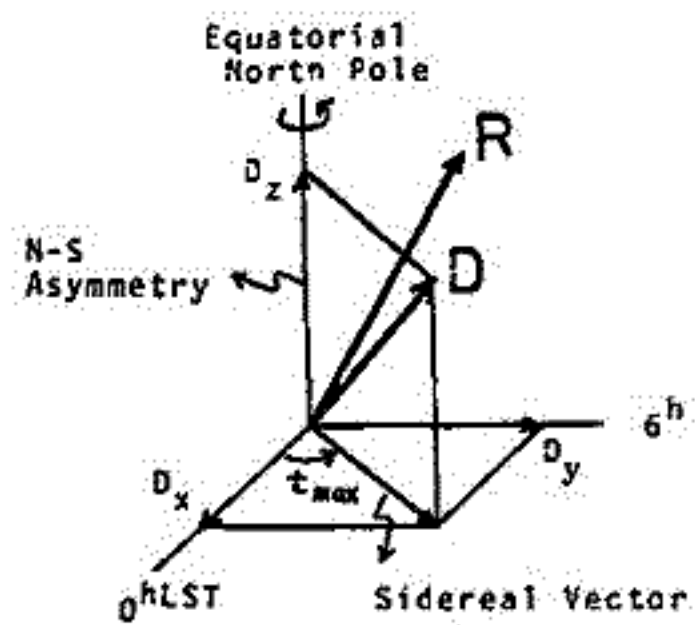
講究では、さらに、いわゆる Away Toward における IMF の相異に着目する予定である。

データの提供を許可された名古屋大学の宇宙線グループ及び、IMF のデータを提供して下さい、た 理化学研究所の宇宙線グループに感謝致します。

黄道面に垂直な方向の宇宙線異方性の解析

安江新一、森 覚、一尾 隆臣
 信大理 信大理 信大教養

宇宙線強度のデータを惑星間空間磁場(IMF)が Toward の日と Away の日に振り分けたあと、両者の差をとることにより「IMFの極性に依存した」恒星時日変化を、南北非対称を描出して検出の解析が行われた。その結果、Swinson 等により示された黄道面にはほぼ垂直な方向(B × DN 方向)の流れの可能性が強調されている。我々は上の恒星時日変化と、南北非対称の両者を組みこみして、3次元空間における IMF の極性に依存した宇宙線の流れの方向を決定することを試みた。



(第1図)

第1図のRで示される異方性が存在すれば地球上の観測所では地球磁場の影響をベクトルDとして観測される。RとDの間の関係が式(1)と式(2)か、長島氏により示されている。

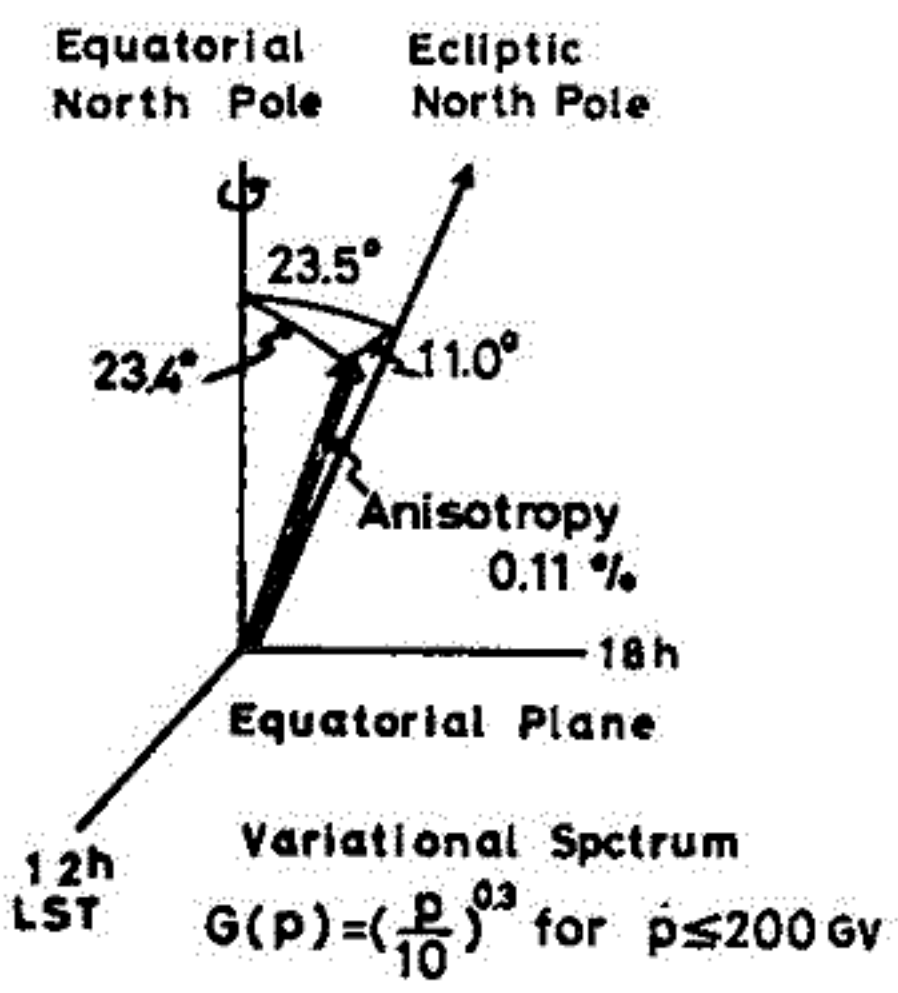
$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & c_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_x \\ R_y \\ R_z \end{pmatrix}$$

ここで、 c_1, s_1, c_1 は Coupling coefficient と呼ばれ、変化するベクトルの関数である。

使用したデータは宇宙線中性子成分(Deep River, Thule, McMurdo)、中肉子成分(名古屋)、及び地下宇宙線(三郷、武山)の1974-75年の平均値を用いた。

その結果、第2図に示すように、黄道面にはほぼ垂直な方向に(0.11 ± 0.02) % の大きさの宇宙線の流れが存在することが示された。変化するベクトルの中は0.3で予想されていたよりも近い値であった。

これらの結果に基づき、太陽動星方向の密度可変性、大きさ存在についての議論が予定されている。



(第2図)

太陽活動周期 No.20に見られる宇宙線強度の南北異方性

奥谷晶子、和田雅美
理化学研究所

高緯度地域 (cutoff 2GV以下) で観測された宇宙線中性子強度を用いて1965年から1975年迄の11年間にわたる南北異方性の年変化を調べた。図①②③は夫々太陽活動周期の初期('66, '67)、中期('68, '69, '70)及び後期('72, '73, '74)に観測された南北異方性を示す。図の縦軸は MA (Toward の日の平均の南北差) - MA (Away の日の平均の南北差) であり、横軸は各観測所の平均の asymptotic latitude λ^* の差の $\Delta \lambda$ をとったものである。初期①には、振幅は小さい(約0.03%)が、点は大体一直線上に並んでいる。太陽活動が活発な中期②には、大きな振幅(約0.1%)の南北異方性が整然と現われる。後期③には、乱れているので振幅が精度良く求められない。以上の結果から空間の状態が'71年以前と'72年以後とで変化しているとも考えられる。他現象と比較し、更に詳しく検討した結果を報告する。

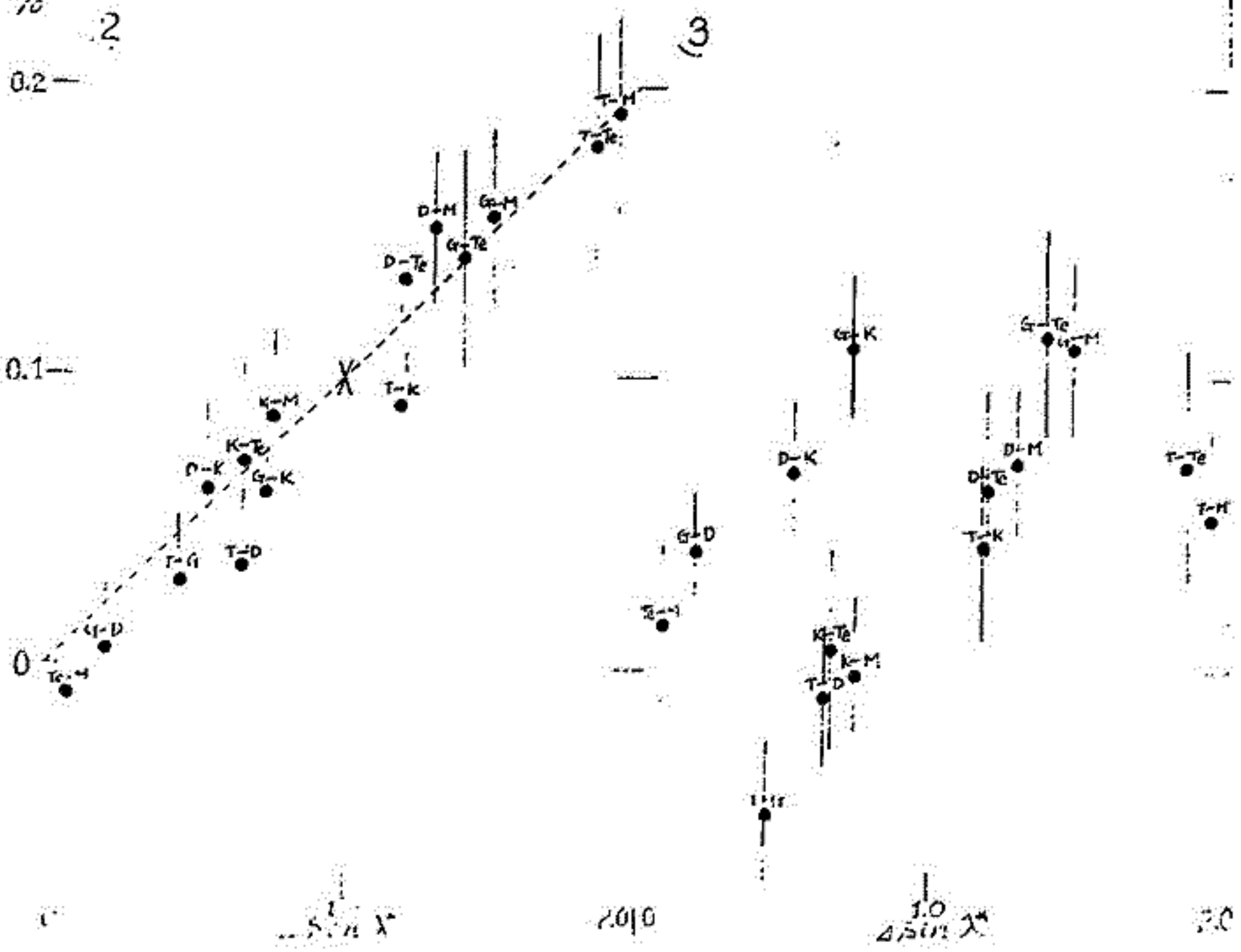
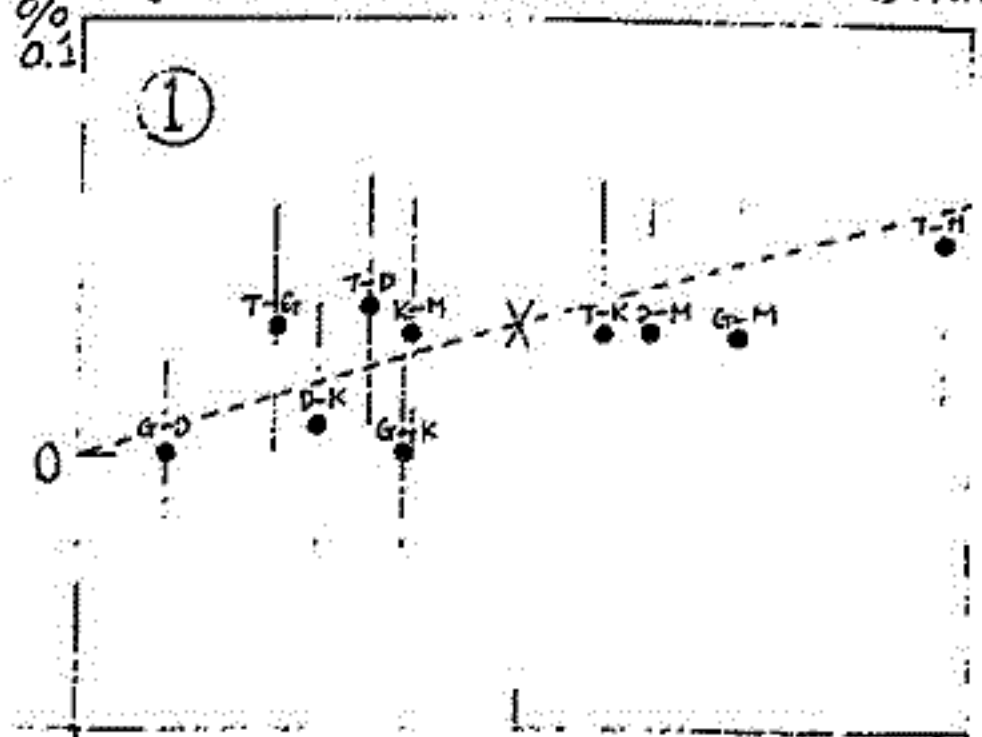
%
0.2

0.1

2010

10
ASIN λ^*

00



恒星時宇宙線方位性の位相変化について

一之瀬 眞理, 森 寛, 安江 新一
 信大教養 信大理

1975年のMÜNCHENにおける宇宙線国際会議において、北半球に於ける宇宙線陽宇宙線方位性の位相が1969年に逆転し、~18h恒星時から~6h恒星時に変化したことが、Cenci-Castagnoli et al. によって報告された。そしてこの位相変化は太陽磁場の逆転の時期と一致するようで、これに因連させた解釈が提議された。

我々はこの現象の存在を確認するため、1967~1975年の期間にわたる地上、地下のmaxon telescope 及び地上のcos chamberのdataを用いた解析を行った。その結果を図1、及び図2に示す。図1に示すように、恒星時宇宙線方位性の位相変化は先にのぞいた1969年のみならず、1974年にもほぼ方位性の位相が~18h恒星時のもとで起ることを図示した。特に1974年における位相の変化は太陽磁場の逆転のよりの説明が困難であることを示している。

1969年及び1974年の2度にわたる恒星時宇宙線の位相変化は相対し、太陽のactivity 最南北非対称が逆転していることが知られている。これらの関係については後者の予定である。

Summation Dial of The Sidereal Diurnal Variation at Takeyama (54 m.w.e.)

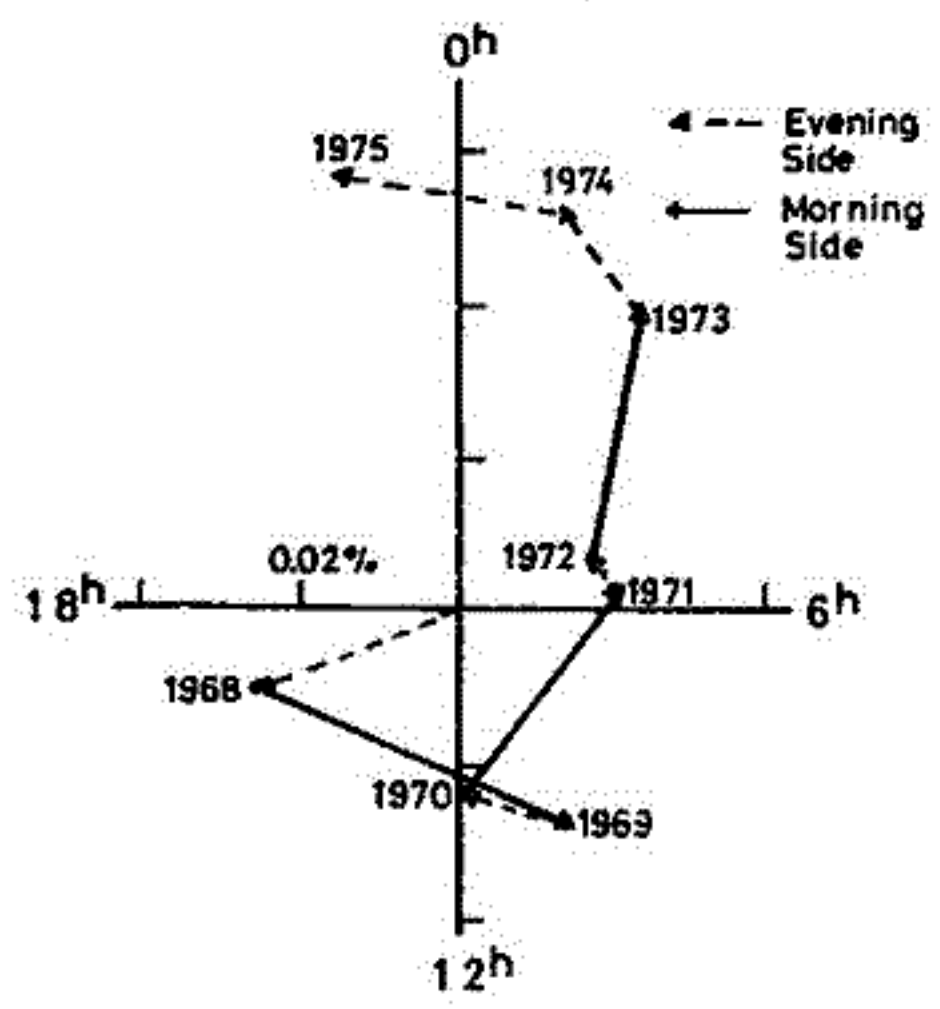


図 1

Change in Phase of The Sidereal Diurnal Variations

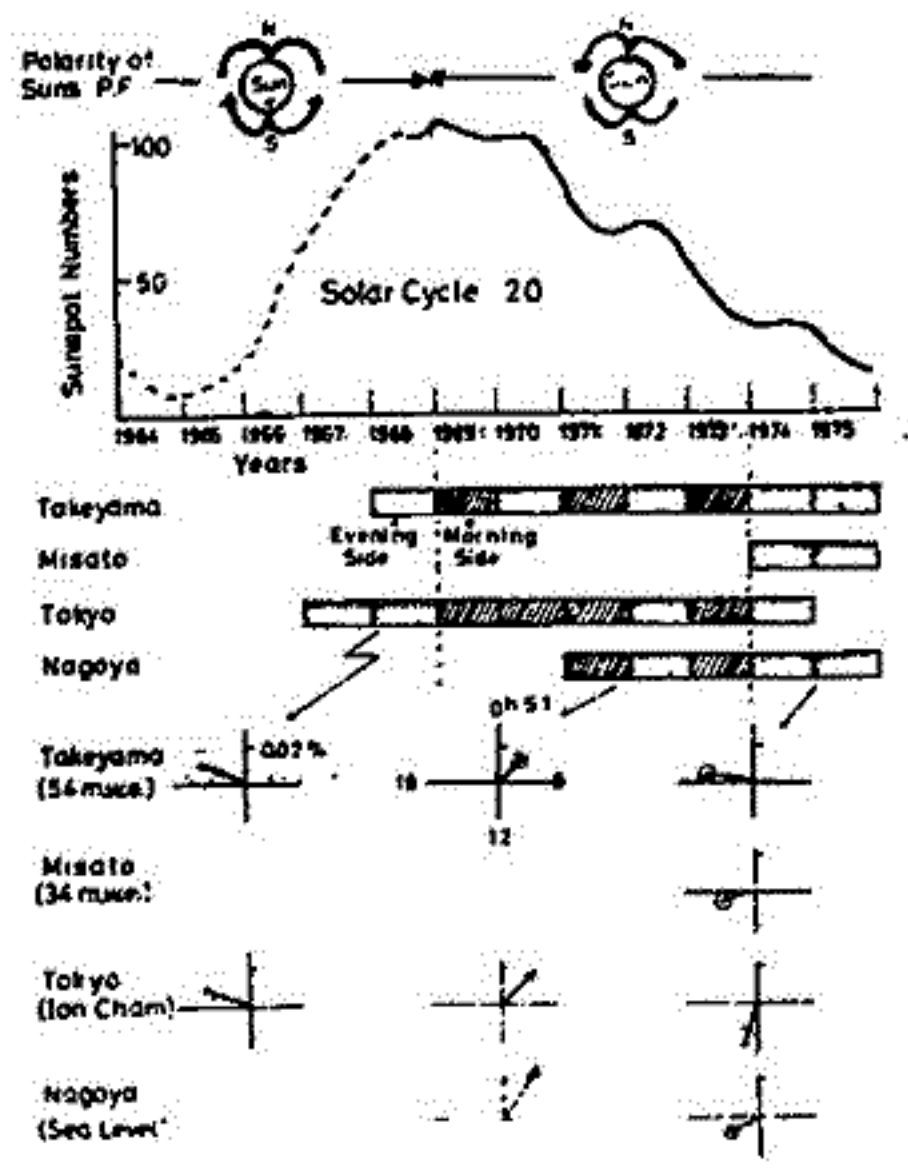


図 2

北村正通・池上比呂志
気象研究所

§1. 解析事象

1-1) 1974年武山(地下成分)及び板橋(中性成分)の太陽日変化による月平均日変化Vectorをプロットして Harmonic Dial をつくると、両成分の変化は一身殆ど不一致の様に見えるが、各々の月平均日変化Vectorを求めると、何れも地球上では、ほぼ 14^h L.T. 方向に最大時刻(Tmax)を示し、惑星直空直下"大体 15^h 方向となる。

1-2) 次に1月と7月、2月と8月、...と11月組合に6ヶ月離れた月の平均Vectorの組をとり、両者の差Vectorの中点を求め、原点よりその点に垂るVectorを求めれば"Fig 1, 2の様になる。" 各々の月平均Vectorを求めれば、それは月平均Vectorと一致し、Tmaxは地球上では 14^h L.T. と一致。

§2. 解釈

2-1) Swinson は、地球直下 Ecliptic Plane に垂直な Cosmic Ray flow を前提とすれば、6ヶ月離れた月平均太陽時日変化Vectorの中には 180° (12時角)異なるVectorが含まれることになる。(これは仮に2つのVectorを Swinson Vector と呼ぶことにする)。今も、Tward Polarity と Away Polarity の出現回数は各月とも大体等しいとすれば、両月の Swinson Vector の絶対値は大体等しいが、それ以外に残りの2ヶ月は共通のVectorで、これを1-2)で求めたVectorと一致する。(実際には各月にはTward, Away Field の出現回数必ずしも等しいが、それは次項に示す) 以上の考察から月平均Vectorと1-2)で求めたVectorと一致することを用いる。

2-2) 以上のことから宇宙線日変化Vectorの中には Swinson Vector と同時に 15^h 方向の異方性の存在が認められる。この事実と我々の次の様に示す: 惑星直空直下では1974年の時点では平均的に Ecliptic Plane より上方では

Away 相、下方では Tward 方向。その境界面の凸凹による地球近傍では Tward, Away Field が交互に観測されたと示す。今地球近傍において惑星直空直下磁気線に直角な断面を考えると、その面は 15^h と 3^h 方向となる(Fig 3)。その面の磁場は平均的にFig 4の様になり、矢印が示す方向の荷電粒子の運動が存在し、これが 15^h 異方性の原因と表される。

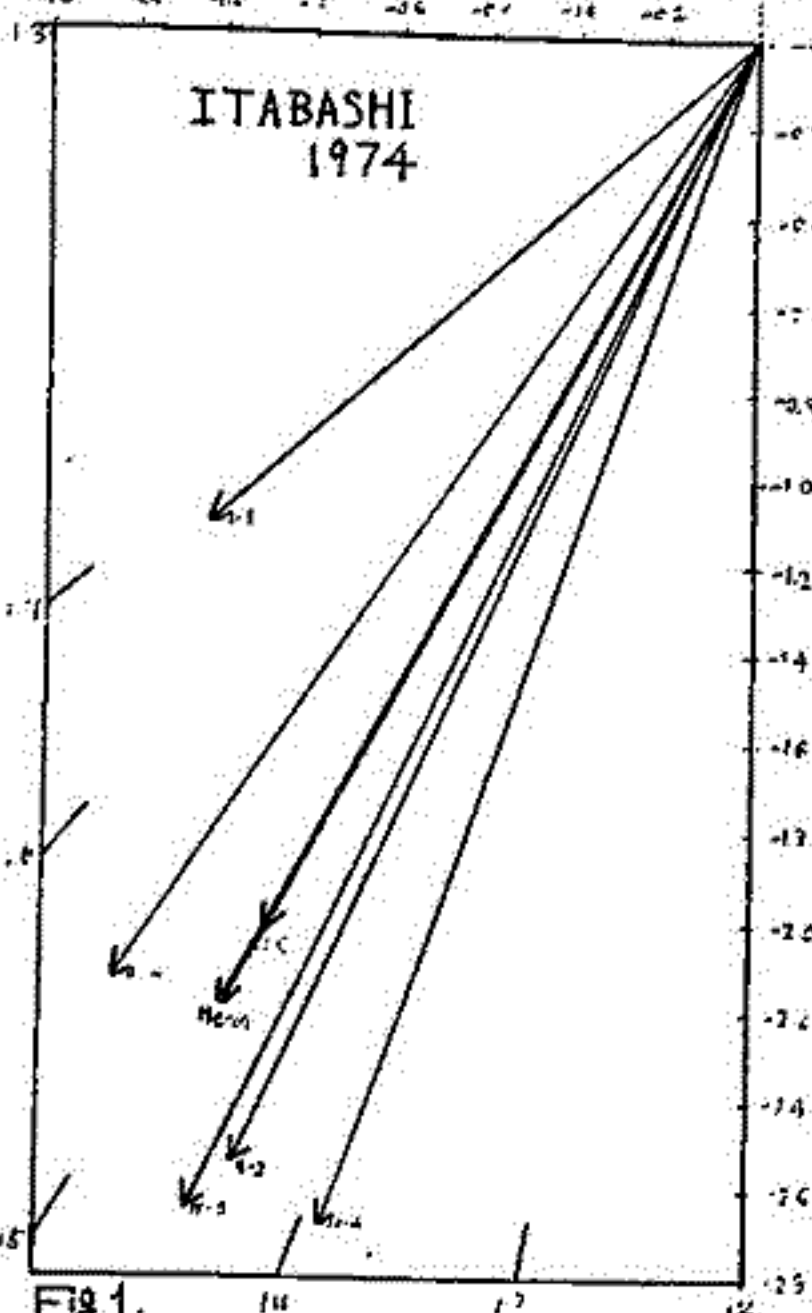


Fig 1.

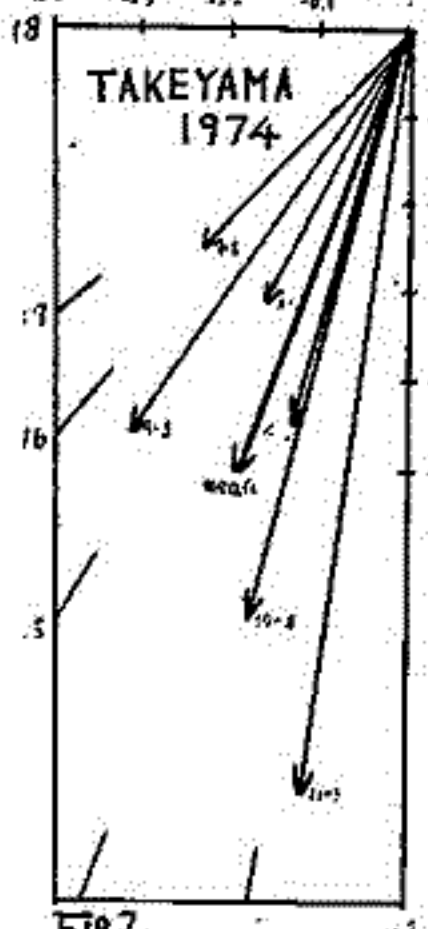


Fig 2.

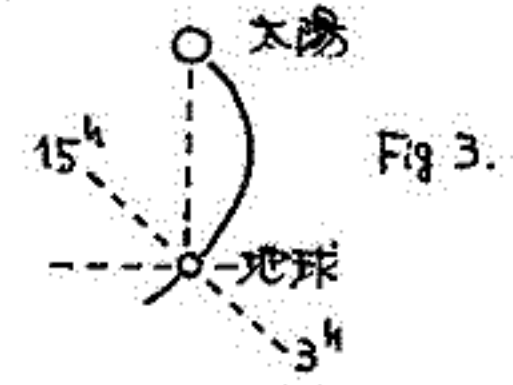


Fig 3.

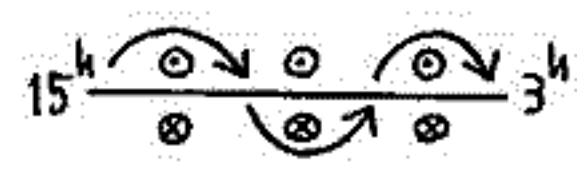


Fig 4.

千葉 敏 躬
岩手大教育

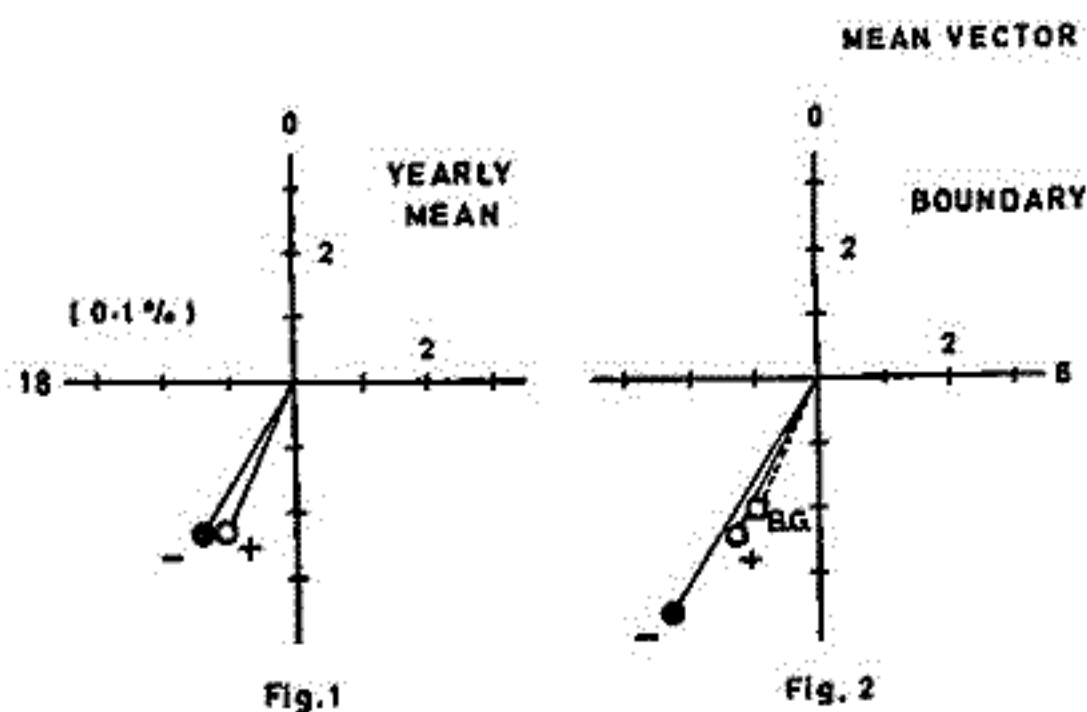
宇宙線の anisotropy は、惑星間空間磁場や太陽風などによって影響をうけることは十分考えられる。しかし、惑星間磁場の polarity を考慮した場合の日変化の異方性ならびに季節的变化などは、中性子成分を用いた解析の場合、あまり明確にあらわれないらしいがある。ここでは、その要因の手がかりを得るために、手はじめに polarity の boundary および磁場の尺度の一つ K_p などに着目して宇宙線異方性の解析を試みる。

解析には、とりあえず最も適している期間 1974 年における Tokyo の中性子データを用いた。Fig. 1~4 は、その解析結果の一例を示す。惑星間空間磁場の polarity にもとずいて、中性子成分の異方性を平均的に求めたものが Fig. 1 である。これからは、polarity にもとづく異方性の差異ははっきりあらわれない。Fig. 2 は、sector の boundary に着目して同様な解析を行った結果を示す。この図から、amplitude に関しては、その差異が顕著に認められる。なお、図中 B.G. は boundary 直後の 5 日間を除いた期間における異方性の平均値を示す。

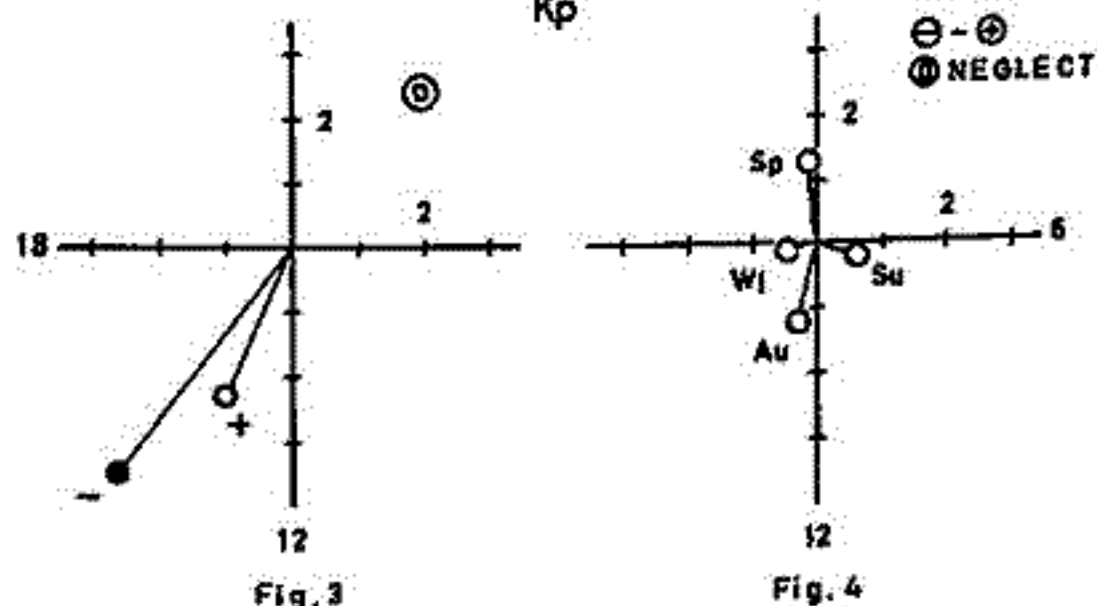
Fig. 3 は、 K_p key の大きい (Disturb, ⊙) 期間に相応する中性子データのみを用いて、異方性を解析した結果を示す。又、上記期間を除いた中性子データを用いて、季節的变化の異方性を解析した結果を Fig. 4 に示す。これらは、このような解析において、 K_p の尺度を配慮することにより、磁場の polarity および季節的变化に関する宇宙線の異方性のパターンをより明確にとらえることが可能であることを暗示している。

TOKYO NEUTRON 1974

POLARITY



K_p



太陽自転周期の間、宇宙線の Spherical Zonal Components

高橋八郎 矢作直弘 長島一男
 新大・教授 新大・教授 名大・理

長島による宇宙線三次元異方性解析方法により、在来ネットワークの宇宙線観測所より宇宙線中性子成分データを引用し、1967年の55の4つの Solar Rotations (Rot. Nos. 1826, 1827, 1830, 1831) の期間内の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components (A_0°, A_1° および A_2°) に対してはそれぞれに best-fit の宇宙線変化スペクトラム (P_0°, P_1° および P_2°) を求め、検討を加えた結果を、今号に2回に分けて報告した。

これらの解析した期間は、いつも Forbush Decreases の顕著に回復(2あり、我々の今号の Forbush Decreases の解析結果との比較に便利であり、また、これらの期間は Satellites 等による惑星間空間データも比較的よく揃ったものである。解析で得られた宇宙線異方性 (A_0°, A_1°) に対してはスペクトラム変化のメカニズムの手がかりを得るに便利である。

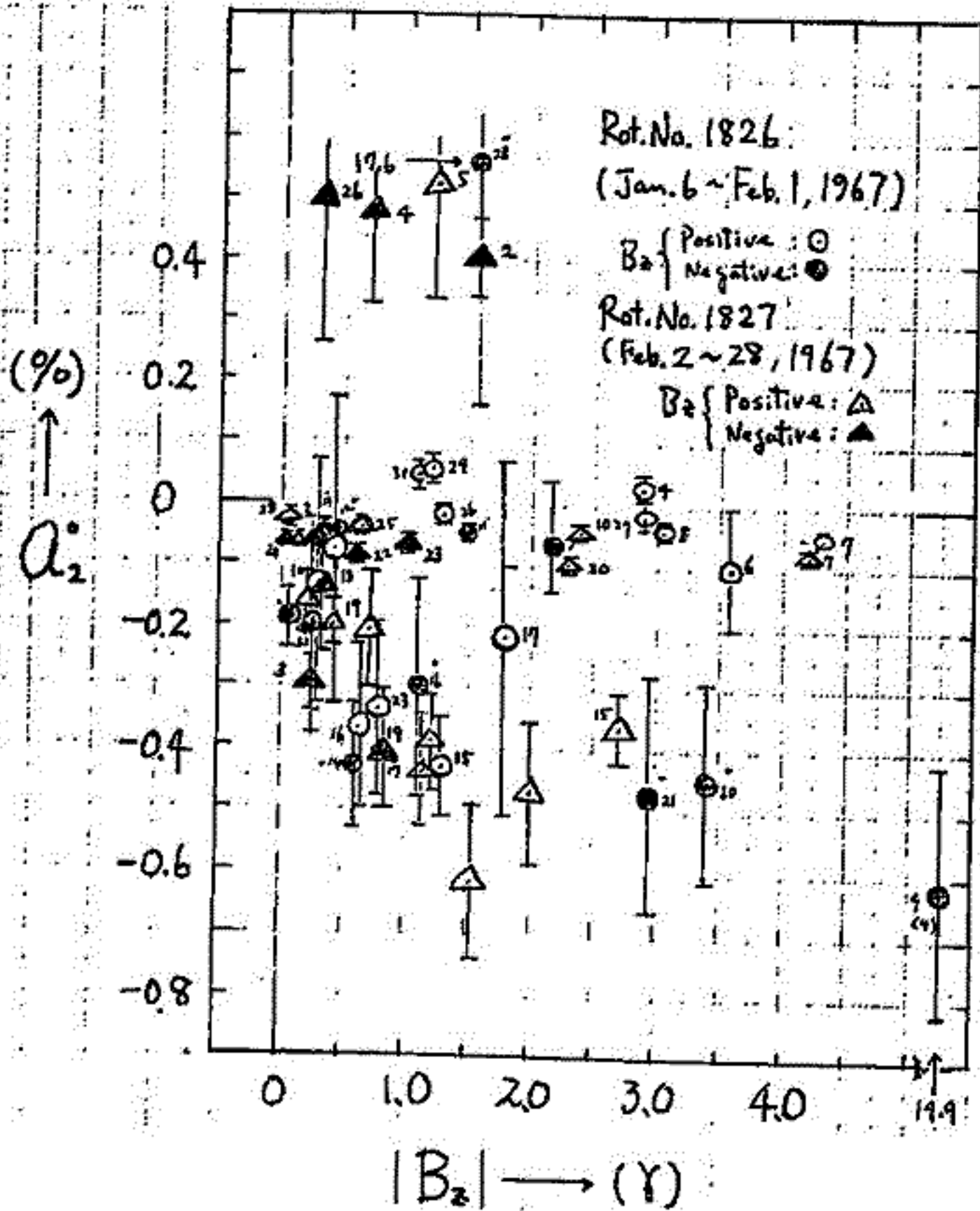
今号の結果では、 A_2° が惑星間空間磁場のZ成分 B_z と強い相関を示す。

Rot. Nos. 1826, 1827 については調べた結果は右の図の通りである。

Rot. Nos. 1830, 1831 については B_z のデータが不足しているため、この相関関係は、はっきりしない。

しかし、前に解析した Forbush Decreases の A_2° については、 B_z のデータがあるものについては調べると同様な相関関係が得られる。

他の惑星間空間データと A_2° との相関、また A_0° と A_2° との相関の検討は後報の問題である。



宇宙線日変化の長期変動 Ⅰ

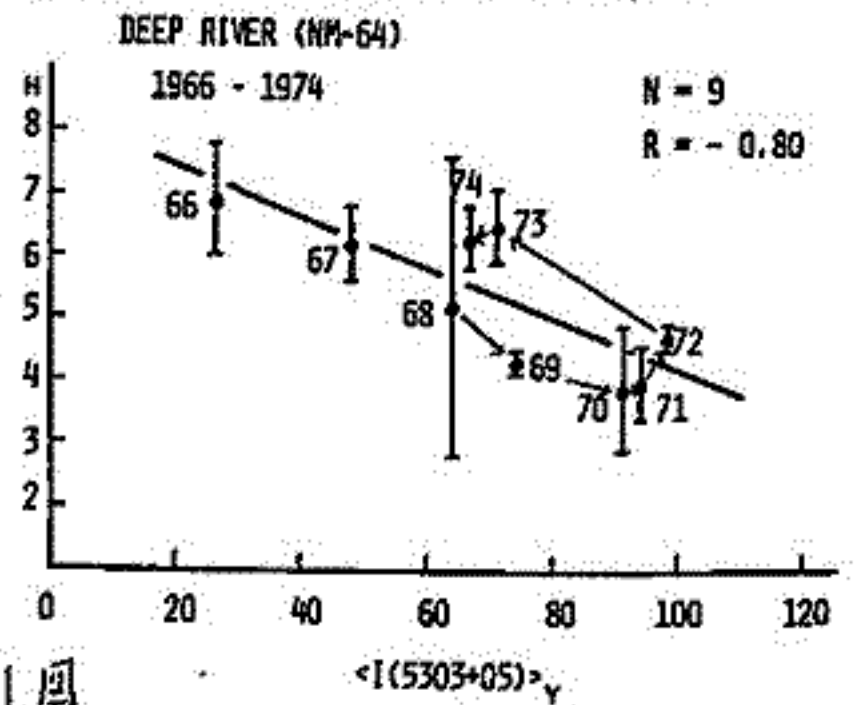
石田 尊雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島 大・教育* 福島 大・教育**

Ⅰ. これまで、宇宙線日変化が存在し、そのspaceでの異方性は平均として $\sim 1h$ 又は $\sim 5h$ 方向にあり、 $\langle Tmn3 \rangle_y$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ緑線強度(I5303)(太陽面低緯度)と大変良い相関(地点により正相関、負相関あり)があること、宇宙線強度日変化と日変化のspaceでの異方性の研究より、太陽活動期ではLoss coneの半開角(α_c)は $0^\circ < \alpha_c < 63^\circ$ 、太陽静穏期では $63^\circ < \alpha_c < 90^\circ$ になること、又、日変化のspaceでの異方性は、太陽活動期には $\sim 5h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1h$ 方向にあること、並びに、宇宙線日変化の経年変化とIMFの構造より、経年変化が太陽一般磁場の回転と関連があるらしいことを報告してきた。

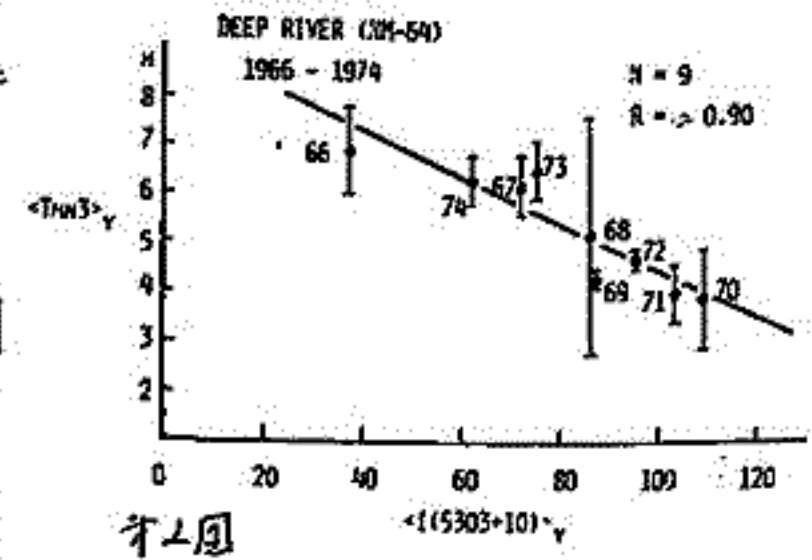
Ⅱ. その際、 $Tmn3$ のヒストグラムの分布が、1968年以降には、それ以前に比べて変化していること、Deep River では $\langle Tmn3 \rangle_y - I(5303)(+05^\circ)$ の相関は1962~1970では大変良く直線上にある($r = -0.95$)が、1968年以降は反時計方向に回転を始める(才1図)、1966~1974では $(+05^\circ)$ ($r = -0.80$)よりは $(+10^\circ)$ との相関が良い($r = -0.90$)ことわかった(才2図)。この傾向は東京の電離函でもみられることわかった。

なお、太陽黒点数とI5303との相関係数(R)の太陽面緯度分布をしらべると、1957~1965の期間と1966~1974の期間では明瞭に差異があることわかる(才3図)。

Ⅲ. 宇宙線日変化の年変化が、1969以降は1968以前と比べて差異があることを、太陽活動(特に、一般磁場の回転、19 cycleと20 cycleの差その他)と関連付けて説明する。

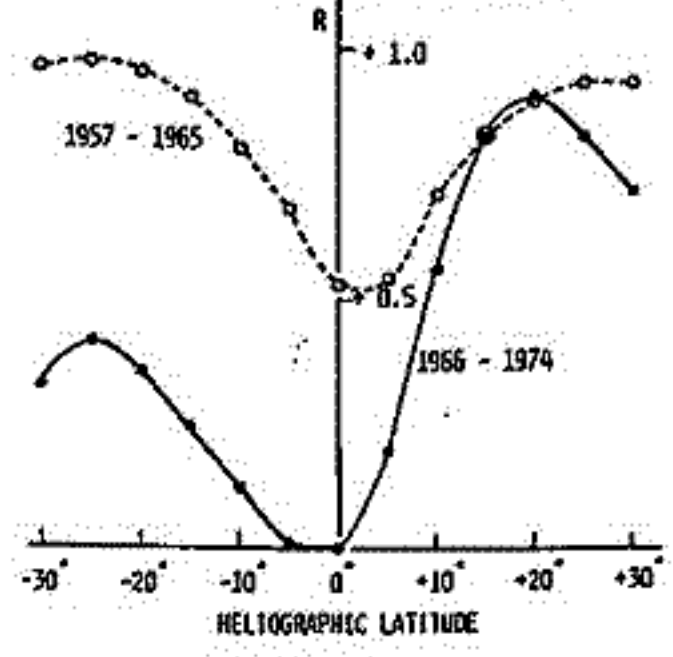


才1図



才2図

CORRELATIONS BETWEEN THE RELATIVE SUNSPOT NUMBERS AND SOLAR CORONAL GREEN LINE INTENSITIES (5303 Å)



才3図

再 覽 (信大 理) 石田 喜雄 (福島大 教員)

宇宙線強度の日変化の研究は、宇宙線 modulation の中でも最も長い歴史を持つ 太陽 の変動機構の解析から、空間の物理についての重要な情報とよんでいる。特に最近の飯島 et al. ¹⁾ による解析と、これによる Fujii ²⁾ の Loss-cone モデルは、宇宙線空間分布の「谷」の機構を予言しているとして、極めて興味深い。

変動機構をさぐる上で「変化メカニズム」は、重要なポイントである。今回は、之を上述の解析は、宇宙線成分 (例えば中性子成分、地上中性子成分等) は地下中性子成分等) について、個別に行われ過ぎて、当然、この取扱いは、出まうの限り、そのエネルギー範囲を言っても予言をせざるを得ない。

今回は、1) より前進から、世界的な中性子成分、地上及び地下中性子成分の定数レヴェル成分を含むとして、この「変化メカニズム」を知ることが出来る。

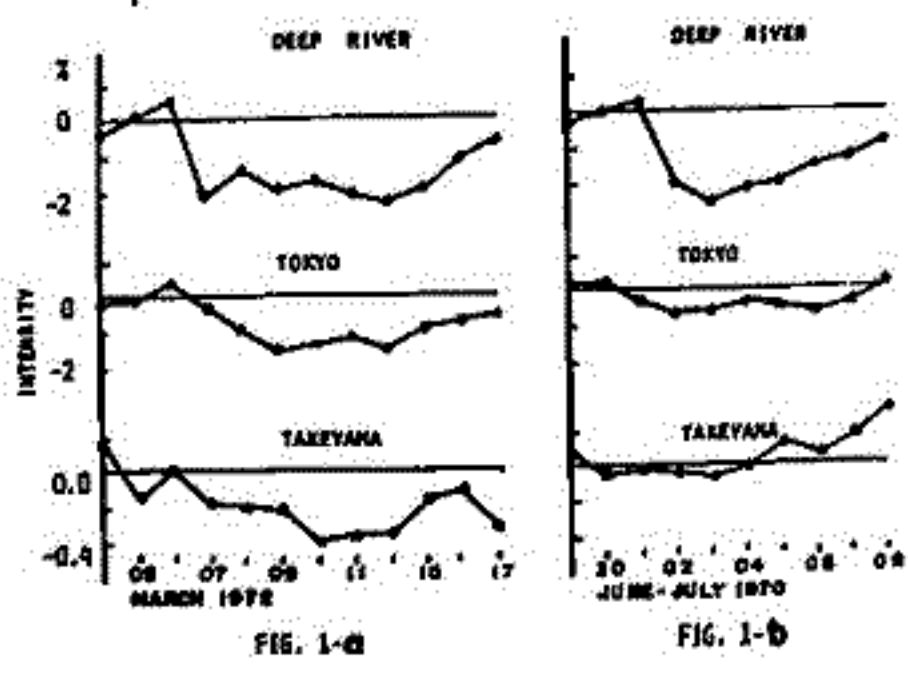
須田 友重, 三島 靖, 村上一昭, 和田 雅美
 気象研, 復讐大理物理, 理研, 理研.

Forbush Decrease (FD) には, 地下の宇宙線強度にも減少を示すものがある。第1図の2例で, Deep River での減少量は同じ位であるが, 54 m.w.e の武山では, Fig 1-aの方が大きく変化している。これは, 変化スペクトルの差によるわけで, $I(p) = p^{-\gamma} e^{p/p_0}$ のスペクトルを仮定して, 理論値との χ^2 検定で, 最も合うものとして, Fig 1-a には $(\gamma = 0.5, p_0 = 100 \text{ GV})$, Fig 1-b には $(\gamma = 0.2, p_0 = 20 \text{ GV})$ のものがえらわれる。

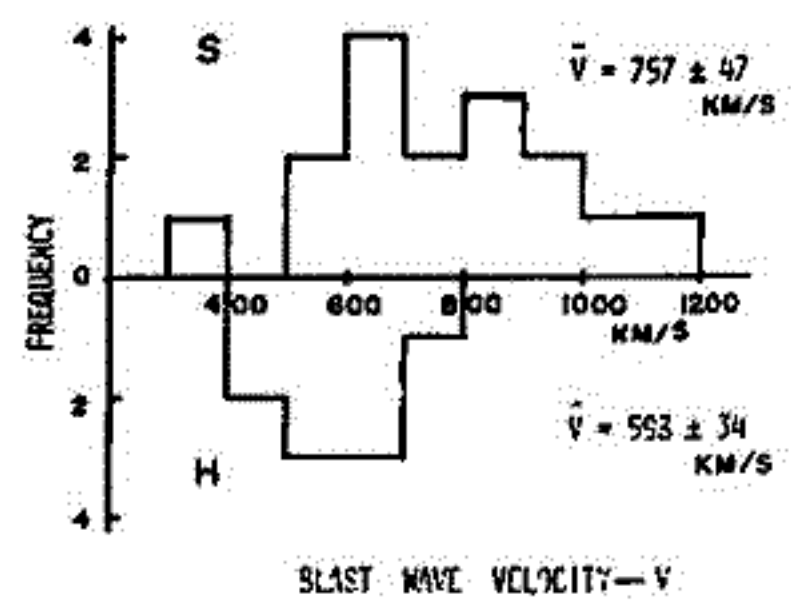
1969-1975年9月に, Deep River で約2%の減少を示した FD 24例について, 各々の変化スペクトルを求めた。この際地下の資料が重要なものである事を第2図に示した。即ち同じ FD に対し, 左図は地上での観測値で $(\gamma = 0.5, p_0 = 50 \text{ GV})$ がえられた, 右図では, 地下の資料も入れて $(\gamma = 0.5, p_0 = 1000 \text{ GV})$ となる。左図の武山の真は, ~~右図の~~ スペクトルから予想される値として打つてものである。この図から, 地上の観測は, どのどのスペクトルをとっても大きな差はなく, スペクトルの決定が武山の値によっていることが分る。

三島ら[1973]は, 変化スペクトルを2種類に分けた。それにならって, FD を地下の減少を示さるような Hard (H) なものと, そうでない Soft (S) のものに分け, それらと惑星間空間の状況との関係をしらべた。ここでは, Blast wave の速度を, プレーから地球磁気圏までの時間から算出し, 夫々のグループについて, 分布を求めた。第3図に示すように, 両者の間には差がみられ H-FD の方が $\bar{v} = 598 \pm 34 \text{ km/sec}$ と S-FD の $\bar{v} = 757 \pm 47 \text{ km/sec}$ よりおそい速度の wave にとまわられていることが分る。又第4図にみよように, 減少の割合(型)は, S-FD の方が早い。これは, スペクトルをはずり決めてえられたものと云える。

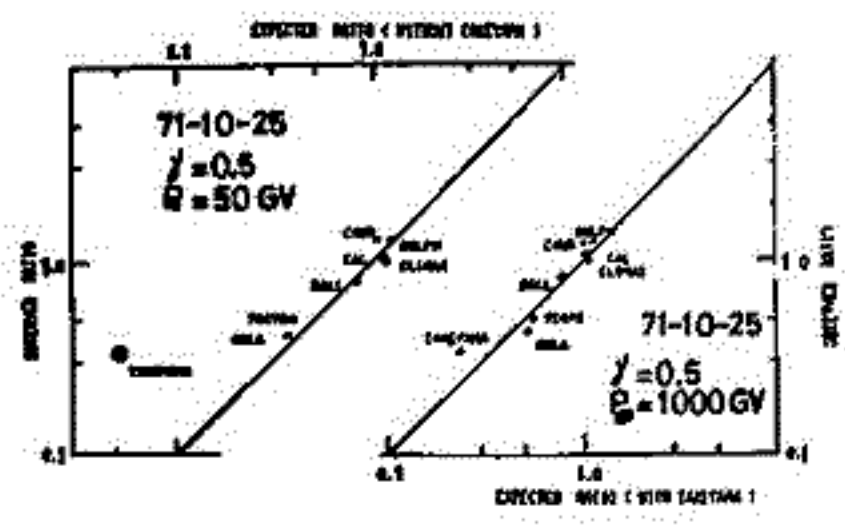
第1図



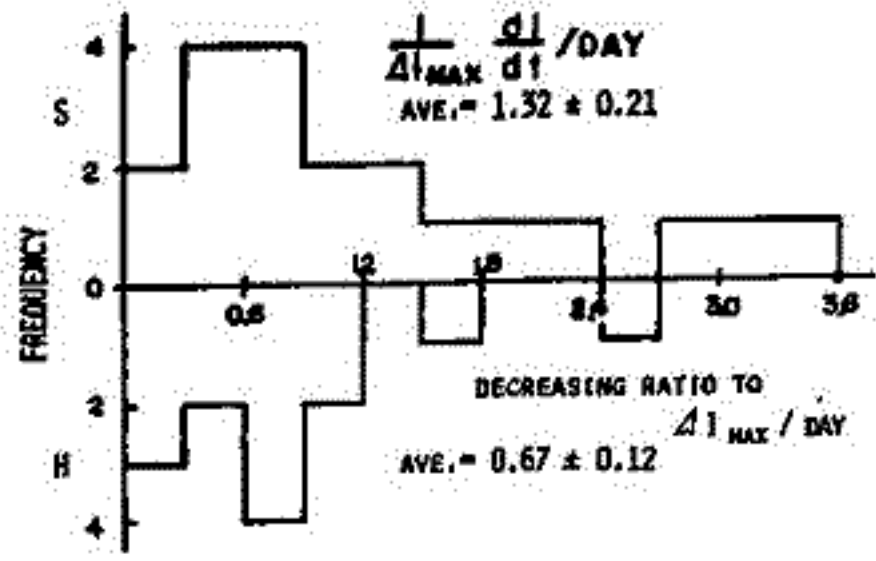
第3図



第2図



第4図



地上及び地下宇宙線データを用いた 1972 August Event の三次元解析

高橋八郎・千葉敏躬・藤本和彦・安江新一・和田雅美
 岩手大・教養 名大・理 信大・理 理研

最近村上等により地下宇宙線 Meson 成分に対する Response function の計算がなされた。これに基づき名古屋グループ (Fujimoto et al.) により、世界の主要地上及び地下宇宙線観測所におけるこれらの Meson 成分に対する Coupling coefficients の計算がなされた。

我々は、今までの neutron 成分とこれらの meson 成分に対する Coupling coefficients を使って、地上 neutron 成分と地下 60 m.w.e. の meson 成分に亘る広範囲の energy の宇宙線の modulation の様子を調べたため、一例として 1972 August event について、長島による解析方法を利用して、その三次元異方性解析を行った。

解析結果以下に示した Fig. 1, Fig. 2 の通りである。Fig. 1 の実線は観測された黒い点の解析より求めた各観測所における宇宙線強度変化期待値 (3 時間平均) である。1 時間値の plot した観測値との比較より一致が見られる。Fig. 2 は解析結果の宇宙線の isotropic 成分 (A_0)、南北方向成分 (A_1)、LT 0^h 方向成分 (A_1')、LT 6^h 方向成分 (B_1)、 $Amp. = (A_1'^2 + B_1^2)^{1/2}$ 、各成分は best-fit の rigidity spectra (χ, P_0) 等も示す。

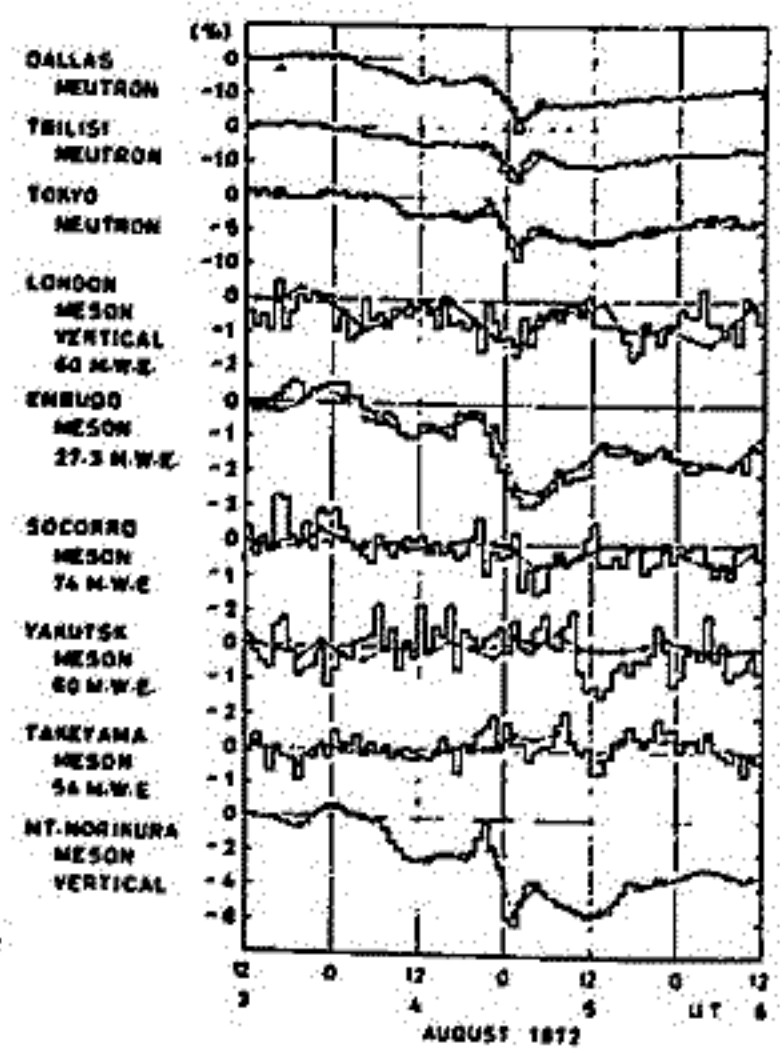


Fig. 1

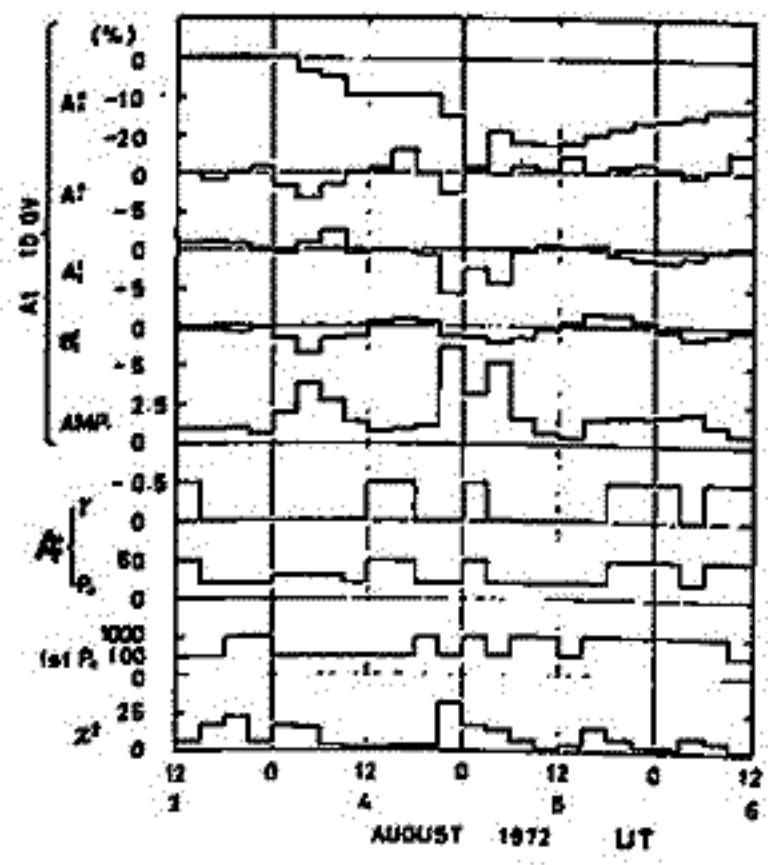


Fig. 2

これらの結果と惑星間電場等 (磁場, Tangential Discontinuity, Solar wind velocity, etc.) と比較検討して上述の Fig. 2 の energy range = 11 GeV の August event の宇宙線の modulation の様子を述べた。

Small Air Shower を含む High Energy Cosmic Ray Modulation.

長島一男
名大理

Primary energy $10^{11} \sim 10^{14}$ eV の領域の宇宙線の観測は、 10^{11} eV 代は地下の muon, $10^{11} \sim 10^{12}$ eV は Local Air Shower, $10^{13} \sim 10^{14}$ eV は General Air Shower を測る事により行われてゐる。

上記エネルギー範囲における宇宙線の modulation を研究する事により、Helio-magneto sphere の物理的状態およびそのスケール、更に Galactic Space への、つなかり等か、解明されることを考えらる。

下図に、既に報告された数ヶ所の station の観測から、sea level を含めて地下および Air Shower の Sidereal Anisotropy (1st, 2nd) の結果を示す。

