

第70回講演会

講演予稿集

昭和56年10月13日～10月15日

於 神戸大学工学部

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第70回総会・講演会プログラム

日 時 昭和56年10月13日(火)～15日(木)

講演会場 神戸大学工学部

TEL. (078) 881-1212

内線 5224(計測工学科事務室)

5226(松本)、5222(賀谷)

4426(安川)

第Ⅰ会場：305教室 第Ⅱ会場：304教室

第Ⅲ会場：301教室 休憩室：302教室

懇親会場 学生会館

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
10 月 13 日	Ⅰ		木星・磁気圏理論				地磁気脈動			評 議 員 会	
	Ⅱ		成層圏・中間圏・電離圏			電離圏・電波計測					
	Ⅲ		実験開発・観測計画			エアロノミー					
10 月 14 日	Ⅰ		太陽・太陽風・宇宙線				特別講演	総会	懇 親 会		
	Ⅱ		電離圏・プラズマ圏								
	Ⅲ		古地磁気								
10 月 15 日	Ⅰ		ELF・VLF				AKR・磁気圏粒子				
	Ⅱ		IMF・サブストーム・磁気圏								
	Ⅲ		岩石磁気・電気伝導度		磁気異常						

* 指定時間を厳守して下さい(講演9分, 討論3分)

* 今回は, 会場の都合により, ポスターセッションは行いません。

* 各会場とも, スライドプロジェクター, オーバーヘッドプロジェクター各1台が用意されています。

会世定編反掌紙水本頁

公そびロて公新臨、論録同訂活

1958年10月13日(水) 第100号

東京大学出版会 発行

〒100 東京都千代田区千代田1-10-1

電話 353-1111(代) 353-1112

353-1113(代) 353-1114

353-1115(代) 353-1116

支店 大阪 306-8555 名古屋 306-8556

支店 京都 306-8557 支店 福岡 306-8558

定価 100円

品名	数量	単価	合計
紙	100	100	10000
墨	10	100	1000
筆	10	100	1000
硯	10	100	1000
その他	10	100	1000
合計			14000

東京大学出版会 印刷

1958年10月13日

東京大学出版会 発行

東京大学出版会 印刷

木星・磁気圏理論 (09:30-12:10)

座長 玉尾 孜(東大理)

- | | | |
|----------------|--|---|
| 1-1 | 森岡 昭, 億谷和彦, <u>徳丸宗利</u> , 近藤 実,
大家 寛 (東北大理) | 位相掃引型干渉計による木星デカメータ波の
観測 (I) |
| 1-2 | 大家 寛, <u>徳丸宗利</u> , <u>億谷和彦</u> , 森田 昭,
近藤 実 (東北大理) | 位相掃引型干渉計による木星デカメータ波の
観測 (II) |
| 1-3 | <u>今井一雅</u> , 里見尚志 (高知高専) | Io Torus Tube と木星デカメータ波アーチ
構造との関連について |
| 1-4 | 青山隆司 (宮城職訓短大),
大家 寛 (東北大理) | Rocking Motion of the Jovian
Magnetodisc |
| 1-5 | 大家 寛, <u>三浦俊一</u> (東北大理) | 木星デカメータ波ダイナミックスペクトルにお
ける Type I Modulation lanes |
| 1-6 | <u>近藤哲朗</u> , 高橋富士信, 熊谷 博 (電波研),
大家 寛, 森岡 昭 (東北大理) | 木星デカメータ波観測における V L B I データと
東北大学蔵王観測所データの比較 |

取消

休 憩 (10:45-10:55)

10:55

- | | | |
|------|---------------------------------|---|
| 1-7 | 玉尾 孜 (東大理) | Field-aligned particle acceleration
due to Io-induced Drift Alfvén wave |
| 1-8 | <u>並川富一</u> , 浜端広充, 細谷靖史 (阪市大理) | 非一様な磁場中のランダムな磁気流体波による
β -効果とサブストーム |
| 1-9 | 村田宏雄 (兵庫医大物理) | Reconsideration of steady field-
aligned electric field and HM drift-
Alfvén wave |
| 1-10 | 南部充宏 (九大教養) | Modulation (PC1-ELF) の理論 |
| 1-11 | <u>平岡規之</u> , 玉尾 孜 (東大理) | オーロラ磁力線上の静電的イオン・サイクロトロン
波不安定 |
| 1-12 | 玉尾 孜 (東大理) | Nonlinear behaviour of resonant
particles by ULF-waves in the
magnetosphere |

成層中・中間圏・電離圏 (09:30-12:10) 座長 小川忠彦(電波研平磯)

- | | | |
|------|---|--|
| II-1 | 深尾昌一郎, 佐藤亨(京大工),
加藤進(京大超高層) | Comparison between wind profiles
measured by Doppler radar and
rawinsondes |
| II-2 | 佐藤亨, 深尾昌一郎(京大工),
加藤進(京大超高層) | 大型レーダーによる成層圏・中間圏の乱流拡散の推
定 |
| II-3 | 西本修一, 前川泰之, 深尾昌一郎(京大工)
加藤進(京大超高層) | 中層大気中の短周期大気波動
KHIとの関連性 |
| II-4 | 前川泰之, 深尾昌一郎(京大工), 加藤進
(京大超高層), 廣田勇, 福山薫(京
大理), M.P. Sulzer(アレシボ観測所) | アレシボレーダーによる中間圏大気波動の観測 |
| II-5 | 福山薫, 廣田勇(京大理), 前川泰之,
深尾昌一郎(京大工), 加藤進(京大超
高層), M.P. Sulzer(アレシボ観測所) | アレシボレーダーによるD領域物理量の観測(II)
Day-to-day variations |
| II-6 | 麻生武彦(京大超高層) | 準二日周期プラネタリー波動の計算機シミュレーシ
ョン(I) |

休 憩 (10:45-10:55)

- | | | |
|-------|---|--|
| II-7 | 伊藤礼, 麻生武彦, 津田敏隆, 加藤進
(京大超高層) | 2-day Oscillation in the Meteor
Region |
| II-8 | Toshitaka Tsuda, Takehiko Aso,
Rei Ito, Susumu Kato(京大超高層) | METEOR RADAR OBSERVATIONS AT
KYOTO (II) |
| II-9 | 伊黒彰裕, 津田敏隆, 麻生武彦, 伊藤礼,
加藤進(京大超高層) | 京都大学流星レーダーによる重力波成分の観測
-(II)- |
| II-10 | 前田佐和子(京産大) | 熱圏重力波のダクト機構 |
| II-11 | 川平浩二(京大理) | 冬期D領域の大規模擾乱 |
| II-12 | 中山泰雄, 前田坦(京大理) | 地磁気嵐時の高緯度中性大気成分変化 |

実験開発・観測計画 (09:30-12:10)

- Ⅲ-1 加藤泰孝, 筒井 稔, 松本 紘 (京大超高層)
- Ⅲ-2 筒井 稔, 加藤泰孝, 松本 紘 (京大超高層)
- Ⅲ-3 富沢一郎, 芳野超夫 (電通大)
- Ⅲ-4 Y. Watanabe, T. Obayashi (ISAS)
- Ⅲ-5 賀谷信幸, 松本治弥 (神大工), 松本 紘 (京大超高層), 木村磐根 (京大工), 宮武貞夫 (電通大), 山岸久雄 (極地研), 大林辰蔵 (ISAS)
- Ⅲ-6 平尾邦雄, 河島信樹, 小山孝一郎, 佐々木進, 渡辺勇三, 赤井和憲, 中井 豊, 大林辰蔵 (宇宙研), 横田俊昭 (愛媛大), J. Raitt, P. Banks, R. Williamson, B. Denig (USU)

座長 芳野超夫 (電通大)

- 宇宙空間プラズマシミュレーション実験におけるマイクロコンピュータによるデータ処理
- AKR発生領域のシミュレーション実験 (I)
- S-520-4KにおけるELF帯誘導磁界干渉防止対策
- IMPEDANCE-PROBE EXPERIMENT ON BOARD K-9M-72 ROCKET
- 大出力マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用のロケット実験 (MINIX)——S-520-2号機の予備実験と将来計画
- S-520-2号機ワイヤ連結型親子ロケット分離実験

休憩 (10:45-10:55)

- Ⅲ-7 K. Hirao, T. Obayashi, N. Kawashima, K. Oyama, S. Sasaki, Y. Murasato (宇宙研), W. Sharp (Univ. of Michigan), P. Banks (Stanford Univ.), J. W. Raitt, W. F. Denig (Utah State Univ.), P. R. Williamson (NASA HQ)
- Ⅲ-8 佐々木進, 高橋邦明, 河島信樹 (宇宙研)
- Ⅲ-9 矢守 章, 河島信樹, 佐々木進, 大林辰蔵 (宇宙研)
- Ⅲ-10 大林辰蔵 (宇宙研)
- Ⅲ-11 中村純二 (東大教養)
- Ⅲ-12 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 町田 忍 (宇宙研), 小川俊雄 (京大理)

US-Japan Tether Payload Experiment

宇宙空間での電子ビームによるBPD (Beam Plasma Discharge) の研究

スペースシャトルSEPAC計画——実験室におけるシミュレーション

SEPAC実験の目的と課題

Ba シェープド・チャージの基礎開発 (Ⅲ)

稀薄プラズマ中における静電場計測法に関する技術的問題の検討 (付: デモンストレーションフィルム 5分)

地磁気脈動 I (13:20-15:15)

- I-13 林 幹治, 小口 高 (東大理)
- I-14 林 幹治 (東大理), AUVプロジェクトチーム (東大理, 九大理, 宇宙研, UBC)
- I-15 小野高幸, 平沢威男 (極地研)
- I-16 河村 謙, 外谷 健, 桑島正幸 (地磁気観)
- I-17 石田十郎, 国分 征, 林 幹治 (東大理)
- I-18 斎藤尚生, 湯元清文 (東北大理), 瀬戸正弘 (東北工大), 赤祖父俊一 (ALASKA大), E.J. SMITH, B. TSURUTANI (JPL)
- I-19 永徳昭人, 斎藤尚生, 湯元清文 (東北大理)
- I-20 斎藤尚生, 山内美佐子, 湯元清文 (東北大理), E.J. SMITH, B.T. TSURUTANI (JPL), S-I. AKASOFU (ALASKA UNIV.)
- I-21 湯元清文, 斎藤尚生 (東北大理)

座長 永野 宏 (岐阜歯大)

- ULF/VLF 偏波スペクトルの実時間色彩表示と VTR による記録
- サブクレフト帯 Pc1, Pi1 脈動の偏波特性
- 昭和基地 — アイスランド共役点観測による Pc1 波動伝播特性の解析
- 中低緯度および高緯度における Pc1 型磁気脈動の特性の対比
- I. P. D. P. の時間的空間的特性
- 環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測 (5) Pi2-SUBSTORMの発生特性
- 環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測 (6) 磁力線振動固有周期の計算
- 環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測 (7) Pc3 の広域特性の解析
- 環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測 (8) Pc3 広域特性の理論的考察

地磁気脈動 II (15:25-17:20)

- I-22 桜井 亨, 利根川豊, 友村 清 (東海大工)
- I-23 国武 学 (東大理)
- I-24 桑島正幸 (地磁気観)
- I-25 小口 高 (東大理)
- I-26 鮎川 勝 (極地研), 巻田和男 (拓殖大), 平沢威男 (極地研)
- I-27 利根川豊, 加藤愛雄, 桜井 亨 (東海大工)
- I-28 国分 征 (東大理), R.L. McPherron (JCLA), T. Fritz (NOAA)
- I-29 福西 浩, 藤井良一, 佐藤夏雄 (極地研)
- I-30 永野 宏 (岐阜歯大), J.S. Kim (SUNYA), M. Sugiura (NASA)

座長 河村 謙 (地磁気観)

- Spectral characteristics of Pi2 observed on the ground and in space
- 多点観測によって得られた Pi Burst 脈動の特性 (III)
- 極光帯および磁気圏における Pi2 型磁気脈動の波動特性
- 地磁気脈動とオーロラ脈動の相関関係
- 地磁気変動・Z成分からみた南北共役性
- 磁気圏内における Compressional 型 Pc4 脈動の特性
- Pc4-5波動に伴う高エネルギー粒子の変調
- 高緯度ULF波動の多点観測
1. Pc3-5波動の緯度・経度依存性
- Long-Period Pulsations Associated with Sudden Commencements

電離圏 (13:20-15:15)

座長 深尾昌一郎(京大工)

II-13 加藤進, 津田敏隆(京大超高層)

Thermal excitation of non-migrating tides

II-14 前田坦, 竹田雅彦(京大理)地磁気 S_q 場の逐日変化II-15 竹田雅彦, 前田坦(京大理)磁力線座標を用いた3次元 S_q 電流系の計算 (V)II-16 品川裕之, 前田坦(京大理)

金星夜側電離圏の組成モデル (II)

II-17 小川徹, 北野正雄, 藪崎努(京大超高層)

S-310-5号機による電離層電流の観測

II-18 大家寛, 渡部重十, 高橋忠利(東北大理)

HINOTORI-IMPによる Equatorial Plasma Bubbles の観測 (I) — Bubbles の出現特性 —

II-19 高橋忠利, 渡部重十, 大家寛(東北大理)

HINOTORI-IMPによる Equatorial Plasma Bubbles の観測 (II) — Bubbles の Dynamics —

II-20 前田憲一

磁気赤道地帯のダイナモジェット電流

II-21 前田坦, 荒木徹, 亀井豊永, 家森俊彦(京大理)

MAGSAT データによる日変化磁場の解析 (III)

HF ドップラー・電波計測 (15:25-17:15)

座長 相京和弘(電波研)

II-22 竹生政資, 北村泰一(九大理)

HF ドップラーにおける日出効果 (まとめ)

II-23 北村泰一, 竹生政資, 古野慎治(九大理), 福西浩(極地研)

HF ドップラー“ふじ”船上観測 (その1)

II-24 石見泰造, 南繁行, 堤四郎, 竹屋芳夫(阪市大工)

風系を考慮した大気波動の伝播と HF ドップラーにおける変動スペクトルとの関連

II-25 満保正喜, 長野勇, 深見哲男(金沢大工), 香川幸雄(石川高専), 高木伸一郎(電々公社)

中波を利用した電離層中の乱流速度の観測

II-26 熊谷博, 小川忠彦, 堀利浩(電波研平磯)

シンチレーション観測による電離層ドリフト速度の測定

II-27 猪本誠二, 相京和弘(電波研)

ドップサイドイオノグラムの高能率符号化

II-28 若杉耕一郎, 松尾優(京工大工芸), 深尾昌一郎, 佐藤亨(京大工), 加藤進(京大超高層)

MUレーダーの観測とパルス圧縮技術

II-29 北條博史, 佐藤亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 加藤進(京大超高層)

MUレーダーアンテナ特性に関する一考察

エアロノミー I (13:20-15:30)

- Ⅲ-13 金田榮祐 (東大理), 平尾邦雄 (宇宙研)
- Ⅲ-14 鈴木勝久, 小川利紘, 岩上直幹 (東大理)
- Ⅲ-15 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之, (立教大理)
- Ⅲ-16 近藤 豊, 高木増美, 岩田 晃, 森田恭弘 (名大空電研)
- Ⅲ-17 内野 修, 前田三男 (九工大), 山村英明 (九大理), 宮副 泰 (九大工)
- Ⅲ-18 高橋文穂, 平尾邦雄 (宇宙研)
- Ⅲ-19 藤原玄夫, 柴田 隆, 久々宮成助, 山村英明, 広野求和 (九大理)
- Ⅲ-20 柴田 隆, 山村英明, 藤原玄夫, 広野求和 (九大理)
- Ⅲ-21 内野 修, 前田三男 (九大工), 山村英明, 柴田 隆, 広野求和, 藤原玄夫 (九大理)
- Ⅲ-22 森 洋介 (宮城教育大)

座長 小川利紘 (東大理)

- PLANET-A塔載ハレー彗星観測用真空紫外撮像装置 (UVI)
- 衛星塔載用中間紫外分光器の開発
- EXOS-C 塔載型オゾン密度観測装置の特性
- 大気球塔載用成層圏NO_x測定器
- ライダーによる上層大気温度の観測可能性
- 成層圏水蒸気とエアロゾルの気球観測 (Ⅵ)
- セントヘレンズ大爆発後の成層圏エアロゾルのライダー観測結果の考察 (Ⅱ)
- 1981年6月, 成層圏エアロゾルの増加
- XeClレーザー・ライダーによる成層圏オゾン観測 (Ⅲ)
- 中低緯度におけるオゾン層の変動に及ぼす対流圏界面の高度変化の効果

エアロノミー II (15:40-17:35)

- Ⅲ-23 内海通弘, 藤原玄夫, 広野求和 (九大理), 長沢親生 (都立大工)
- Ⅲ-24 富田二三彦, 岡野章一, 大沼利弘, 上山弘, (東北大理)
- Ⅲ-25 小川利紘 (東大理)
- Ⅲ-26 岩上直幹, 小川利紘 (東大理)
- Ⅲ-27 中村正年, 高野元春 (筑波大物理)
- Ⅲ-28 三沢清敏 (防大物理), 竹内郁夫 (説間高専), 田鍋浩義, 崇地 厚 (東京天文台)
- Ⅲ-29 三沢清敏 (防大物理), 竹内郁夫 (説間高専)
- Ⅲ-30 米沢利之 (中部工大)
- Ⅲ-31 門倉真二, 鈴木勝久 (東大理)

座長 内野 修 (九大工)

- LASER RADAR による中間圏ナトリウム層の観測 (Ⅴ)
- 中間圏ナトリウム層の観測 (第3報)
— ナトリウム原子密度の季節変化 —
- 酸素原子基底項分布の局所熱平衡理論 (Ⅰ)
1304 Å大気光三重項強度比
- 酸素原子基底項分布の局所熱平衡 (Ⅱ)
63 μm放射の高度分布
- S-310-10号機によるOH, O₂ 大気光の観測 (Ⅰ)
- 酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播
- 夜光発光線の強度変化: O₂ (0-1) バンド, OH (6-2) バンド, NaD 線, 557.7 nm線及び黄緑連続線
- OH放射の長周期変化 (特に半年変化) とそのf₀F₂ 変化との類似性
- 柿岡におけるHe 10830 Åの強度変化 (Ⅲ)

太陽・太陽風 (09:00-10:30)

座長 村山 喬(名大理)

I-31 桜井邦朋(神奈川大工)

太陽フレア粒子の加速過程

I-32 南部充宏(九大教養)

太陽フレアに於ける電子加速の理論

I-33 鷺見治一(名大空電研), 堀 幸久(名大工)

CRITICAL POINT 前後における, ALFVEN 波による太陽風加速

I-34 大家 寛, 三宅 亘, 森岡 昭(東北大理)

惑星間空間における Type III パーストの伝播

I-35 渡部行男, 寺沢敏夫(宇宙研)

バウショック前面で観測される低周波の半統計的研究

I-36 斎藤尚生(東北大理), 瀬戸正弘(東北工大)

HELIOSPHERIC NEUTRAL SHEET の SOLAR CYCLE EVOLUTION

I-37 藤本和彦(名大理), 小島浩司(名古屋保大), 村上一昭, 長島一男(名大理)

IMF 極性 (Toward or Away) 発生日数の年周, 経年変化

I-38 丸橋克英, 渡辺成昭(電波研)

太陽コロナ磁場のマッピング結果と太陽風構造研究への応用

宇宙線 (10:40-12:10)

座長 桜井邦朋(神奈川大工)I-39 西田篤弘(宇宙研)

FORBUSH DECREASE に関する一考察

I-40 須田友重(気象研), 奥谷晶子, 和田雅美(理研)

宇宙線フォーブッシュ減少時の南北異方性

I-41 石田喜雄, 菅野常吉(福島大教育), 斎藤俊子(福島医大教養)

宇宙線中性子強度日変化極大時刻の世界分布と太陽活動度

I-42 北村正亟, 小寺邦彦(気象研)

宇宙線日変化の長期変動

I-43 森 覚(信大理), 長島一男, 藤本和彦, D. B. Swinson(UNM)

太陽時日変化の22年変化

I-44 村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 榊原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦, 長島一男(名大理), 近藤一郎(東大宇宙線研), A. G. FENTON, R. M. JACKLYN(タスマニア大)

タスマニアにおける小空気シャワーの連続観測

電離圏・プラズマ圏 I (09:00-10:30)

座長 佐藤輝夫(兵庫医大)

II-30 村岡良和(兵庫医大物理)

A New Approach to Mode Conversion Effects Observed in a Mid-Latitude VLF Transmission.

II-31 鎌田哲夫, 徳田進, 広永時法(名大空電研)

1971年1月から1981年7月までに観測したSPAについて

II-32 小川忠彦, 大部弘次(電波研平磯)

太陽フレアによる電離圏全電子数の突然増加

II-33 相京和弘, 丸山隆, 西崎良, 井出俊行(電波研)

ISS-b テレメトリ電波の遅延時間差測定による電離層全電子数の推定(3)絶対値校正と観測結果

II-34 丸山隆, 相京和弘(電波研), 松浦延夫(電波研平磯)

ISS-b 観測による中緯度トップサイド, スプレッドFの発生頻度特性

II-35 宮崎茂, 巖本巖, 森弘隆, 佐川永一, 水津武(電波研), 小川忠彦(電波研平磯)

ISS-b による赤道域上部電離層のイオン密度の日変化特性

II-36 宮崎茂, 巖本巖, 森弘隆, 佐川永一, 水津武(電波研), 小川忠彦(電波研平磯)

ISS-b による高緯度上部電離層のイオン密度分布特性

電離圏・プラズマ圏 II (10:40-12:00)

座長 鎌田哲夫(名大空電研)

II-37 小山孝一郎, 向井利典, 野村雄二, 平尾邦雄, 中村良治(宇宙研)

南大西洋上空 $L=1.2$ での電子温度の異常上昇(「極光」による観測)

II-38 西崎良, 相京和弘, 緒方隆信, 丸山隆, 猪木誠二, 永山幹敏, 藪馬尚, 井出俊行, 大瀬正美(電波研)

ISIS-II号で観測された極域現象 E_s 反射エコー, 擾乱時の電子密度分布

II-39 佐川永一(電波研), J.H. Hoffman, W. Dodson(UTD)

極域上部電離層のイオン組成とポーラーウィンド

II-40 江尻全機(極地研)

Preliminary data analysis of an impedance probe onboard EXOS-B(1)

II-41 大家寛, 浦塚清峰, 森岡昭(東北大理)

JIKIKEN 波動観測による電子温度の推定

II-42 大家寛, 小原隆博(東北大理)

じきけん(Exos-B) SPWにより観測されるプラズマポーズの構造

古地磁気Ⅰ (09:00-10:30)

- Ⅲ-32 酒井英男, 広岡公夫
- Ⅲ-33 登内正治, 小林和男 (東大海洋研)
- Ⅲ-34 伊藤清明, 時枝克安, 野津幸夫 (島根大理)
- Ⅲ-35 当舎利行, 綱川秀夫 (東大理)
- Ⅲ-36 小林和男, 古田俊夫, 石井輝秋 (東大海洋研)
- Ⅲ-37 渋谷秀敏, R. Mc Cabe (京大理), J. Almasco (Bureau of Mines and Geoscience, Manila), 笹嶋貞雄 (京大理)
- Ⅲ-38 上嶋正人 (地質調)

座長 時枝克安 (島根大理)

- 貫入岩・断層の古地磁気学的研究
- 瀬戸川オフィオライトの古地磁気学
- 岡山県妙見山花崗閃緑岩質複合岩体の古地磁気
- 設楽岩脈群の古地磁気
- カロリン諸島ボナベ島の火成岩の古地磁気学
- フィリピン諸島ルゾン島パナイ島の古地磁気
- GH80-1 航海で得られた深海底コアの残留磁気の再測定

古地磁気Ⅱ (10:40-12:10)

- Ⅲ-39 林田 明 (京大理)
- Ⅲ-40 井口博夫 (神戸大理), 福間敏夫 (サンコーコンサルタント), 前田保夫 (神戸市教育研), 安川克己 (神戸大理), 藤田和夫 (大阪市大理)
- Ⅲ-41 鳥居雅之 (京大理), 松田高明 (姫路工大一般教養), 石田志朗 (京大理)
- Ⅲ-42 広岡公夫, 津田之嘉 (富山大理), 西村進, 笹嶋貞雄 (京大理), Thio K.H., F. Hehuwat (National Institute of Geology and Mining, Indonesia)
- Ⅲ-43 渋谷秀敏, 笹嶋貞雄 (京大理), 吉倉紳一 (高知大理)
- Ⅲ-44 笹嶋貞雄, 渋谷秀敏 (京大理)
- Ⅲ-45 乙藤洋一郎 (京大理), 松田高明 (姫路工大一般教育)

座長 船木 実 (極地研)

- BIWA I “event” の地球磁場強度の推定
- 福知山及び神戸周辺の中期更新統の古地磁気
- Kenya, Kirimun 地域新第三系の古地磁気(予報)
- インドネシア, ジャワ島中部カラサンブングの中世堆積岩の古地磁気
- 黒瀬川構造帯シルル系凝灰岩より得られた低古緯度
- 古地磁気からみた西南日本形成史の1モデル
- 山陰・江川流域に分布する火成岩類の古地磁気
— 西南日本の時計回りの運動について —

第2日 10月14日(水) 13:30 - 20:00

特別講演 (13:30 - 15:30)

第I会場

1. 朝山邦輔 (神戸大工)

「磁性超伝導体の研究」

2. 桜井邦朋 (神奈川大工)

「太陽活動の変遷と地球環境」

総会 (15:30 - 17:00)

第I会場

懇親会 (18:00 - 20:00)

学生会館

ELF・VLF (09:00-10:30)

- 1-45 山岸久雄 (極地研)
- 1-46 恩藤忠典, 中村義勝, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)
- 1-47 町田 忍, 鶴田浩一郎 (宇宙研)
- 1-48 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)
- 1-49 渡辺成昭, 恩藤忠典 (電波研)
- 1-50 佐々木主税, 木村磐根, 橋本弘蔵 (京大工)
- 1-51 石橋広通, 橋本弘蔵, 木村磐根 (京大工)

座長 木村磐根 (京大工)

- ELFヒスの伝播特性
- 上部電離圏で観測されたプラズマ圏ヒスーII
- 多点強度比較法 V. S. NPE法
- 磁気圏下部におけるホイッスラの伝搬
- イオンホイッスラーと太陽及び地磁気活動ーII
- EXOS-B/SIPLE局共同実験におけるサイプル局信号の絶対強度の解析
- 科学衛星 EXOS-B DPL データの解析

VLF (10:40-12:10)

- 1-52 中川一之, 鈴木光義, 芳野起夫 (電通大), 福西 浩 (極地研)
- 1-53 木村磐根 (京大工), T.F. Bell (スタンホード大)
- 1-54 J.P. マッシュウ, 大村善治, 松本 紘 (京大超高層)
- 1-55 松本 紘, 大村善治 (京大超高層)
- 1-56 大村善治, 松本 紘 (京大超高層)
- 1-57 並川富一, 浜端広充 (阪市大理)
- 1-58 長野 勇, 満保正喜, 吉沢重雄 (金沢大工) 木村磐根 (京大工)

座長 渡辺成昭 (電波研)

- VLF ソーサー及びLHR波のスペクトル構造とオーロラの関係
- ノンダクト伝搬とASE
- VLFライン・エミッションとQuiet Band 形成の計算機シミュレーションーII
- VLFトリガード・エミッションの計算機シミュレーションーエミッション解放のメカニズムー
- 不均一磁場中のホイッスラー相互作用の非線形発展ートラップ, アントラップ粒子の競合関係のシミュレーションー
- 温度異方性によるホイッスラー波の沿磁力線性
- ビーム波入射による偏波・強度の空間分布の計算

IMF・サブストーム (09:00-10:30)

座長 井上雄二(京産大)

II-43 西田篤弘, 星野慎弘 (宇宙研)

太陽風-磁気圏相互作用がIMFに及ぼす影響

II-44 長島一男(名大理), 森下伊三男(岐阜歯大)

Ap-index(daily mean)の期望月変化(29.53日変化)

II-45 前沢 洸 (名大理)

D_{st} indexとAL indexの4~5時間周期性について

II-46 家森俊彦(京大理)

SCとそれに伴うサブストームとの時間差(II)
— SI⁻の場合及び前提条件の必要性 —

II-47 奥沢隆志, 安井英己(電通大)

乗算型準同形フィルタ処理による混合周波数スペクトル成分の同定(II)

II-48 巻田和男(拓殖大), 赤祖父俊一(アラスカ大), Ching I. Meng (Johns Hopkins Univ.)

オーロラ帯のPoleward boundaryの動き

II-49 亀井豊永(京大理)

Quiet-timeのAE indexの意味

磁気圏構造・電流 (10:40-12:20)

座長 丸橋克英(電波研)

II-50 井上雄二(京産大計算機科研)

磁気圏サブストームの計算実験

II-51 荻野竜樹, 鷺見治一(名大空電研)

2次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏のシミュレーション(I)

II-52 大家 寛, 渡部重十(東北大理)

金星イオノポーズの理論と観測の対比(III)

II-53 P.M. Banks, T. Araki, J.-P. St. Maurice and J.C. Foster (Utah State Univ.)

The Interplanetary Electric Field, cleft Currents and Plasma Convection in Polar Caps.

II-54 飯島 健, 福島 直(東大理)

MAGSATで観測されたAuroral DisturbancesおよびPolar-cap Disturbancesの特性と解釈

II-55 鈴木 亮(佐賀大教養), 亀井豊永, 熊木毅(京大理)

MAGSAT衛星データによる磁気圏電流の算出(II)

II-56 家森俊彦, 荒木 徹(京大理)

SC Main Impulseの電流系

II-57 玉尾 孜(東大理), 藤田 茂(地磁気観)

地上磁場観測から磁気圏-電離圏結合電流系を決定し得るか?

岩石磁気・隕石・同位体 (09:00-10:30)

Ⅲ-46 桂 郁雄, 笹嶋貞雄 (京大理)Ⅲ-47 堂面春雄 (山口大教育)Ⅲ-48 堂面春雄, 藤井淑江 (山口大教育)Ⅲ-49 山越和雄 (東大宇宙線研)Ⅲ-50 山越和雄, 大橋英雄 (東大宇宙線研), 大喜雅文 (九大理), 藤根 久 (日大応用地学)Ⅲ-51 船木 實 (極地研)Ⅲ-52 斎藤和男 (山形大理)

座長 中島正志 (福井大教育)

磁場反転期の post-DRM の獲得機構

アイスランド産松山逆磁気期玄武岩の熱磁気解析

米国セント・ヘレンズ火山灰 (1980) の磁性について

深海底の鉄質微小粒化学組成のサイズ及び形態依存性について

C, L, H型コンドライト中の金属相の分析

Ym 75097 L₄ Chondrite の磁気特性

釜石産花崗岩中の稀ガス

電気伝導度 (10:40-12:10)

Ⅲ-53 藤森義彦 (東工大理)Ⅲ-54 田中良和 (京大理)Ⅲ-55 西谷忠師, 小沢教良, 乗富一雄 (秋田大鉱山)Ⅲ-56 宮腰潤一郎 (鳥取大教養), 田中良和 (京大理)Ⅲ-57 本蔵義守, 田中秀文, 大志万直人 (東工大理), A.M. Isikara (イスタンブール大理)Ⅲ-58 瀬川爾朗, 春日 隆 (東大海洋研), 行武毅, 歌田久司 (東大震研), 浜野洋三 (東大理)Ⅲ-59 森 俊雄 (気象研)

座長 河野 長 (東工大理)

油壺と御前崎の岩石における歪と抵抗変化 (Ⅱ)

スタッキング電気探査装置の開発と阿蘇・桜島火山周辺における電気探査について

デジタルメモリーを用いたVLF探査

鹿屋と阿蘇, 柿岡と鹿野山の短周期地磁気変化振幅比の経年変化

北アナトリア断層帯西部域における電磁気観測 (序報)

自己浮上型三成分海底磁力計

東海沖の海底地電位変化について

AKR・磁気圏粒子 (13:20-15:00)

I-59 大家 寛, 森岡 昭 (東北大理)I-60 森岡 昭, 大家 寛, 徳丸宗利 (東北大理)I-61 大家 寛 (東北大理)

I-62 T. Kikuchi and D.S. Evans

I-63 松本治弥, 賀谷信幸 (神戸大工)I-64 松本治弥, 賀谷信幸 (神大工), 小松雅明 (日本IBM)I-65 小玉正弘 (山梨医大), 奥谷晶子, 和田雅美 (理研)

磁気圏粒子 (15:10-16:40)

I-66 向井利典 (宇宙研), 金澤栄祐 (東大理), 平尾邦雄 (宇宙研)I-67 竹内 一, 今井 喬, 河野 毅, 奥谷晶子, 井上 葵, 和田雅美 (理研)I-68 須田友重 (気象研), 河野 毅, 和田雅美 (理研)I-69 友村 清, 桜井 亨, 加藤愛雄 (東海大工)

I-70 上出洋介 (京産大理), D.J. Williams (NOAA/SEL)

I-71 早川 基, 西田篤弘 (宇宙研)I-72 西田篤弘, 羽田 亨 (宇宙研)

座長 向井利典 (宇宙研)

Evidence of the Conversion of the Electrostatic Plasma Waves into the L-O Mode Electromagnetic Waves Observed by JIKIKEN (EXOS-B) Satellite.

オーロラキロメトリック放射の発生域——南北対称性について

Origin and polarization of the auroral Kilometric radiation

Quantitative Study on the Substorm-Associated VLF Phase Anomaly and the Precipitating Energetic Electrons

オーロラ電子マイクロバーストとその速度分散

降下電子束から電子密度の算出

— S-310JA-5, 6号機の Case Study

ロケット高度における極域高速電子のふるまい—III

座長 森岡 昭 (東北大理)

KYOKKO によって観測された Cusp 近傍の降下電子の特徴

低緯度・低高度の地球磁場における荷電粒子のピッチ角分布の経度・緯度依存性

静止衛星による粒子線増加現象の観測

SSC-associated energetic particle flux variations at synchronous orbit

ISEE Observations of Energetic Particles in the Magnetosphere: Their Structure and Dynamics

高エネルギー粒子とプラズマ流の関係

Noise Bursts in the Magnetotail; 高エネルギー電子との関連

磁気異常 I (13:20-15:00)

座長 本蔵義守(東工大理)

Ⅲ-60 力藤常次(日大文理), 本蔵義守, 田中秀文, 佐々田福次郎, 森本禎夫, 鈴木道夫, 渡辺 郁(東工大理)

磁気シールド効果

Ⅲ-61 友田好文, 藤本博己, 山内昭憲(東大海洋研), 時沢秀幸, 内藤好裕(千葉大理)

三成分海底磁力計

Ⅲ-62 瀬戸正弘, 小島正美, 北村保夫(東北工大), 斎藤尚生(東北大理), 平尾邦雄(宇宙研)

RICRESTOMETER(リングコア型残留磁気高速測定装置)

Ⅲ-63 瀬戸正弘, 北村保夫(東北工大), 斎藤尚生, 湯元清文, 村上広史(東北大理), 加藤愛雄, 青山 巖, 遠山文雄(東海大工)

大気球による東北日本および日本海における磁場観測 — リングコア磁力計による観測結果 —

Ⅲ-64 加藤愛雄, 青山 巖, 遠山文雄(東海大工), 瀬戸正弘, 北村保夫(東北工大), 斎藤尚生, 湯元清文, 村上広史(東北大理)

大気球による東北日本および日本海における磁場観測 — プロント磁力計による全磁力観測結果 —

Ⅲ-65 河野 長(東工大理), 柳澤正久(宇宙研), MAGSAT研究班

MAGSAT で観測された日本付近の磁気異常, Part II

Ⅲ-66 中塚 正, 堀川義夫(地質調)

空中磁気圏から推定した三陸沖海域でのプレートの沈み込み角度

磁気異常 II (15:10-16:30)

座長 浜野洋三(東大理)

Ⅲ-67 佐野幸三, 仲谷 清, 中島新三郎(地磁気観)

女満別, いわき, 柿岡, 鹿屋における変換関数の同時比較結果について(I)

Ⅲ-68 加藤諄司, 池田 清(地磁気観)

阿蘇山における全磁力観測結果について

Ⅲ-69 森 俊雄(気象研), 河村 謙, 水野喜昭(地磁気観)

橇挽断層における全磁力および電位測定

Ⅲ-70 青山 巖, 石井 洋(東海大工), 早坂孝(東北工大)

ジョクジャカルタにおける考古遺跡の磁気調査

Ⅲ-71 水野浩雄(国土地理院)

地磁気年変化量分布を表現する core 面上 dipole の分布とその変動

Ⅲ-72 室井 勲(大阪府科学教育センター)

磁気図と極の位置

宿 舎 案 内

ポートピア・ホテル	078-302-1111
オリエンタル・ホテル	078-331-8111
三宮ターミナル・ホテル	078-291-0001
神戸国際・ホテル	078-221-8051
ニューポート・ホテル	078-231-4171
三宮セントラル・ホテル	078-241-5031
ユニオン・ホテル	078-222-6500
三陽・ホテル	078-392-0356

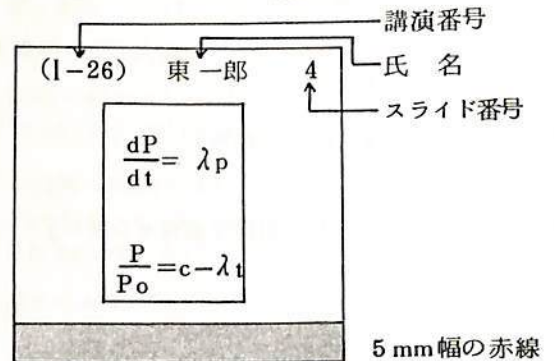
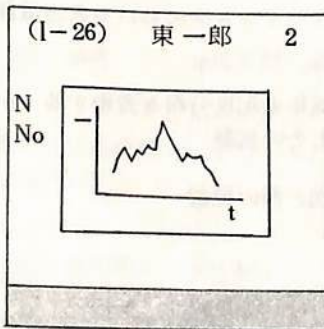
① ひょうご共済会館	078-222-2600
② 六甲荘	078-241-2451
③ 芦屋会館	0797-22-2390

六甲オリエンタルホテル	078-891-0333
六甲山・ホテル	078-891-0301
宝塚・ホテル	0797-87-1151

- 新神戸駅→神戸大学（六甲台キャンパス）タクシー10分，1,000円位
- 大阪（梅田）→阪急六甲駅，電車で約40分
- 六甲山ホテル→神戸大学，バス（阪急六甲行）約30分
- 有馬温泉→阪急六甲，電車，約1時間
- 有馬温泉→芦屋，バス，約45分
- 宝塚→阪急六甲，電車，約40分

スライドの様式について

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

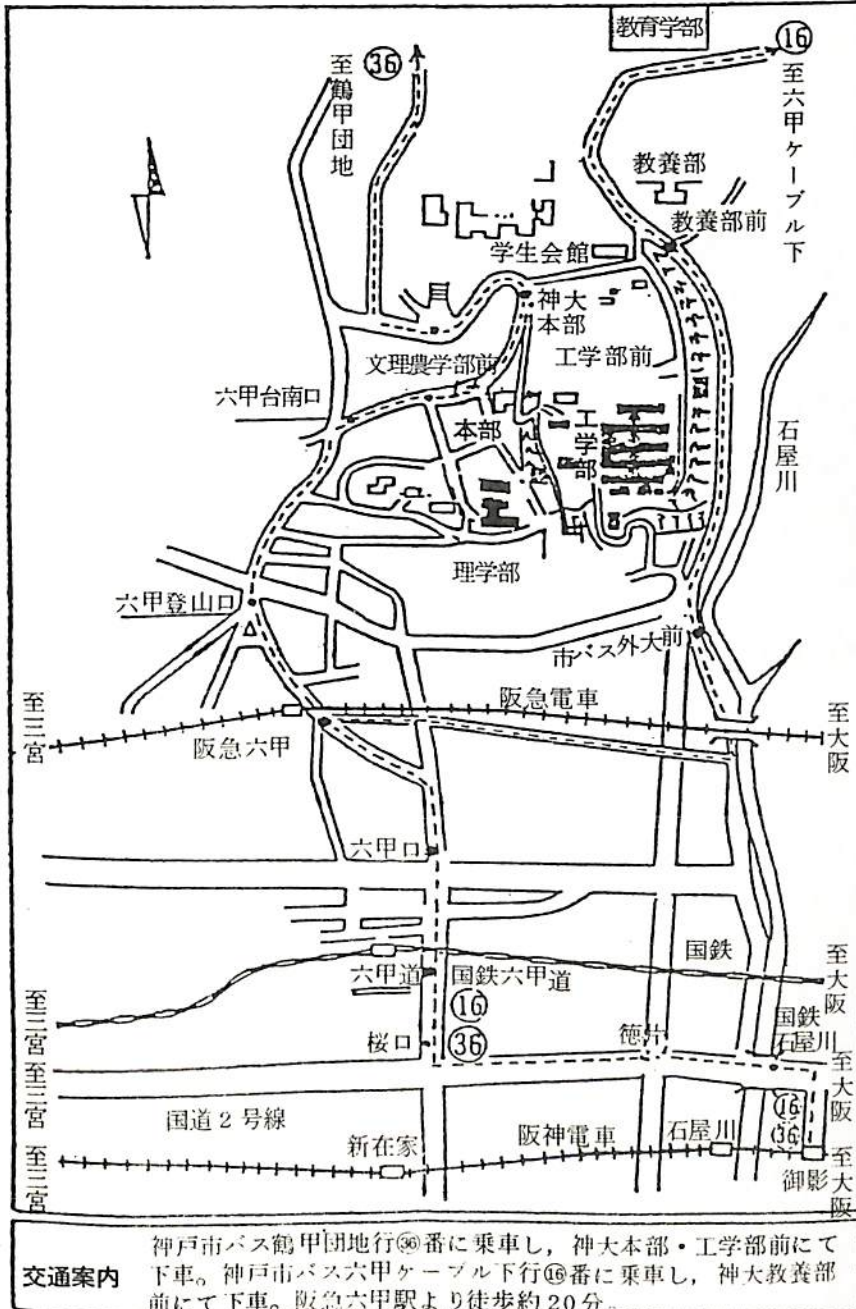


- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に），著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者），スライド番号（1, 2, 3……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5mmの赤鉛筆で記入。

第70回日本地球電気磁気学会講演会会場案内

神戸大学工学部

神戸市灘区六甲町1 電話 078-881-1212



会場への交通案内

- ①阪急 六甲駅(南側)
より市バス(約7分)
- ②国鉄 六甲道駅(南側)
より市バス(約12分)
- ③阪急 六甲駅より徒歩
(約20分)

交通案内

神戸市バス鶴甲団地行③番に乗車し、神大本部・工学部前にて下車。神戸市バス六甲ケーブル下行①番に乗車し、神大教養部前にて下車。阪急六甲駅より徒歩約20分。

第 I 会 場

(I-1 ~ I-72)

學 會 一 集

(85-1-1-1)

1-1 位相掃引型干渉計による木星デカメーター波の観測(I)

森岡昭, 徳谷和秀, 徳丸宗利, 近藤実, 大家寛(東北大・理)

§1 序 木星デカメーター波の発生メカニズムを知る上で, 有力な情報の一つは電波の発生位置を決定することにある。この目的のため現在蔵王観測所において, 1kmベースライン位相掃引型干渉計により, どこまで位置決定の精度を上げうるか検討を始めた。一方, 偏波計は, 間接的に電波発生源を南半球に電波源があるか北半球に電波源があるか推定できるが, その情報を対比させた研究を行, ている。

§2 システム (1) 1kmベースライン掃引型干渉計システム 21.853MHzのポイント周波数で, 約1km離れた2地点のアンテナから受信する。その後, 4回の周波数変換を経つつ増幅を行って, 十分な強度となった信号に対してデジタル及びアナログ相方の形で位相比較する。得られた信号の強度, 位相比較出力及び位相掃引情報は, ペンレコーダー, データレコーダーに記録される(図1)。従来の位相固定型干渉計システムより改良された点は, まずシステムの位相安定性の向上とともに, 最終段のLocal部のPhase Shifterの掃引時間を速めることによ, 急変する信号の位相差を検出できる点である。

(2) 偏波計システム 偏波計システムは, 広帯域にわたる観測システムとポイント周波数での観測システムの両者より成, っている。ポイント周波数観測システムは, 干渉計の一方のアンテナを共用し, 周波数21.86MHzで受信する。この部分は, すでに報告しているように(第60回講演会 大家他) 入力部で左旋円偏波成分, 右旋円偏波成分に分離され, それぞれの強度および両者の相関値をペンレコーダー, データレコーダーにて記録している。

(3) 観測 1kmベースライン掃引型干渉計は, 1981年3月11日から観測が開始された。図2には, 4月2日の観測例(デジタル位相比較)を示しているが, 理論値とよく合, ている。それが木星起源であることは明瞭である。図3は, 偏波計で得られた右旋・左旋両偏波成分の強度および両者の相関値の観測例を示している。明らかに, 右旋偏波成分が卓越していることを示すが, これが木星起源であることは同定できても, 南半球から到来しているか否か, 現在の1km干渉計の精度では

十分に追求できない状態にある。

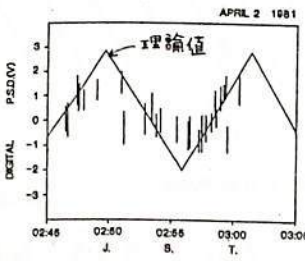


図2 観測例

(4) 結論 今回 (デジタル位相比較) 開発した位相掃引型干渉計は, 従来から言われ, きた通信等外来ノイズの中からデカメーター波を識別できる利点がある他, システム的な位相安定性の向上, さらに位相掃引型にしたことによる精度の向上がはかられた。このシステムを将来, 75kmベースライン干渉計に応用できれば, 約0.2R_J程度の分解能が期待できることが判明してきた。

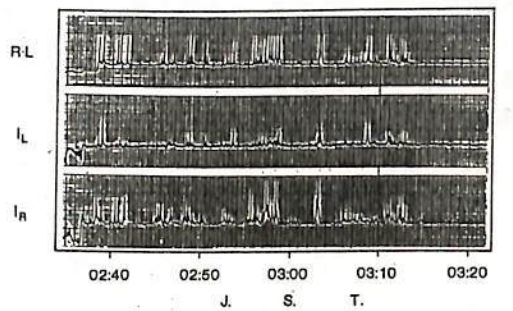
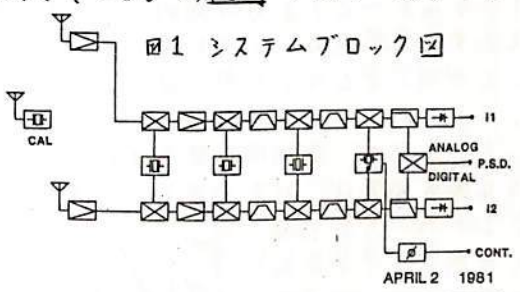
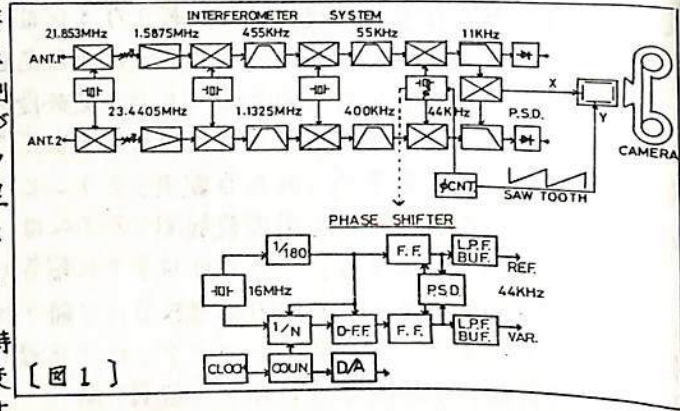


図3 観測例(偏波計)

大家 寛, 徳丸宗利, 森田 昭, 億谷和彦, 近藤 実
(東北大学・理)

§. 序 木星デカメーター波放射は, 木星のオーロラ活動, 即ち木星磁気圏の擾乱を反映していると考えられ, 木星デカメーター波を調べることにより, 木星磁気圏擾乱及び地球も含めた惑星電磁波放射の発生機構に関する情報を得ることができる。この観点から, 新たに開発, 製作した位相掃引型干渉計システムを用い, 1981年3月11日より東北大学蔵王観測所に於いて, 木星デカメーター波の観測を行った。ここでは, 主に位相掃引を行って観測した現象について, フリンジ・パターンの考察から放射源の同定を行ない, さらに, 木星起源と考えられる放射の特徴的な強度変動について報告する。

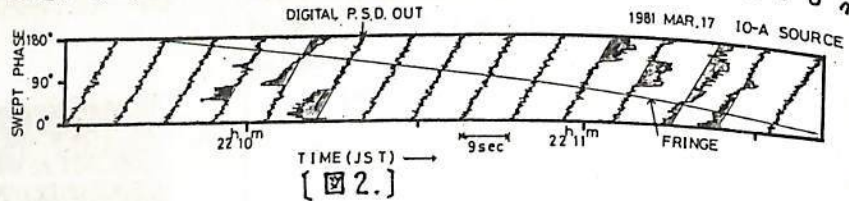
§. 位相掃引観測 位相掃引型干渉計のブロック図及び解析方法を図1に示す。図2には, 位相掃引を行なって観測した現象を示す。この結果, 受信電波が木星から放射されたと仮定した場合のフリンジ・パターンと一致しており, 木星起源の放射であると同定される。又, この現象は, 非常に早い強度変動を示し, 激しく息づいている点の特徴である。



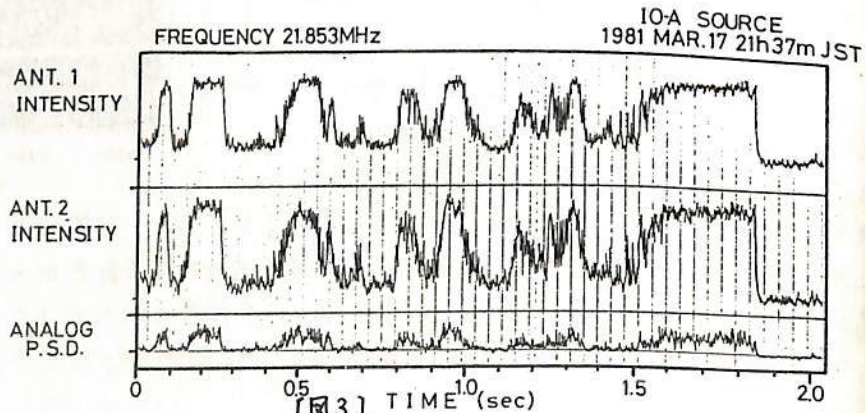
【図1】

§. 急変動バーストの特徴 継続時間100ms ~ 1sの特徴的な強度変動を示す木星起源のバーストが, 存在することが明らかとなったが(図3), その強度変動について1) 継続時間, 2) 繰返し周期, 3) 立上がり時間等の解析を行なった。

§. まとめ 位相掃引型干渉計によって観測された木星起源の急変動バーストに関する主な解析結果は, 以下の通りである。1) バーストの継続時間は, 50ms ~ 300ms, 2) バーストの繰返し周期は, 100ms ~ 300ms, 3) バーストの立上がり時間は $\leq 2ms \sim 50ms$ である。



【図2.】



【図3.】

Io Torus Tube と木星デカメートル波

アーク構造との関連について

今井一雅・里見尚志

高知高専・電気工学科

衛星Ioの位置とは無関係に発生している木星デカメートル波放射の起源として、筆者らは最近 Voyager 1号によって発見された衛星Ioの軌道に広がる高密度プラズマ雲 Io Plasma Torus (IPT) が有力であることを示してきた。今回は、Voyagerの木星電波ダイナミクススペクトラム観測装置によって見いだされた極めて特異なアーク構造(図1)が、IPTを貫く Magnetic Flux Tube (MFT) 中の放射パターンと観測者方向との位置関係によって生じるものであるかどうかについて検討を行った。

シミュレーションを行う上で、① Pioneer 11号の観測によって得られた木星磁場モデル(図2)からわかるように、磁場の非対称性から共回転している IPT の限られた領域から MFT を通ってエネルギーが注入されている。すなわち System III 経度(λIII)依存性がある。② 放射周波数が放射源のジャイロ周波数とほぼ等しい。③ MFT からある特定の角度方向に放射の指向性が鋭い。④ 伝搬途中における屈折・回折等は考慮しない等を前提条件としている。まず図3には、衛星Ioを貫く MFT 中の放射の場合でのビームパターンを、λIII 対 Io Phase 上で表わしている。パラメータ θ は、観測者方向と MFT 方向とのなす角度である。これと同じように図4には、IPT を貫く MFT からのビームパターンを、IPT のエネルギー源の位置を示す Sub-Io Longitude (IPT のある位置からみた λIII) 対 λIII 上で表わしたものであり、この場合は 22MHz であるが、周波数を変えてビームパターンの変化を調べることによりアーク構造との対応を探ることができる。詳細については講演時に報告する。

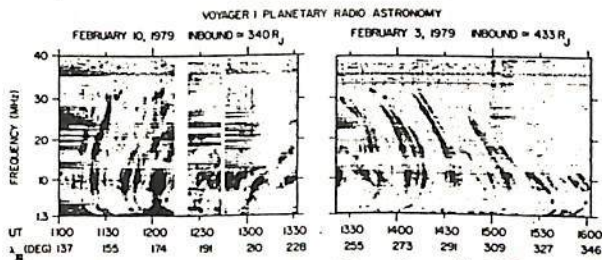


図1 木星電波のアーク構造 After Gurnett & Goertz (1981)

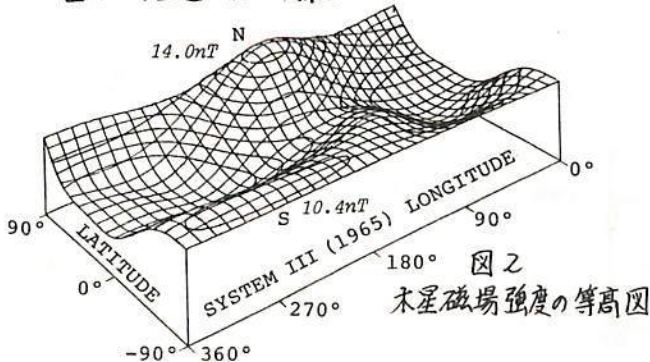


図2 木星磁場強度の等高図

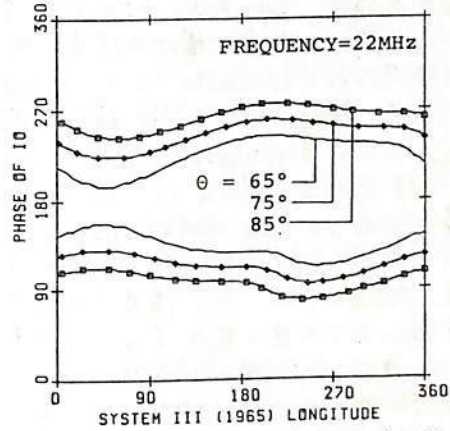


図3 衛星Ioを貫く北磁極側の MFT 中の放射方向

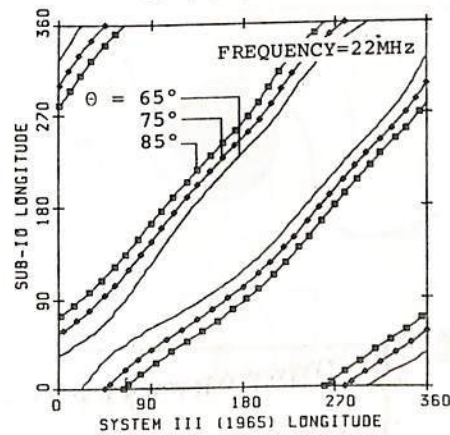


図4 IPT を貫く北磁極側の MFT 中の放射方向

青山 隆司

犬塚 寛

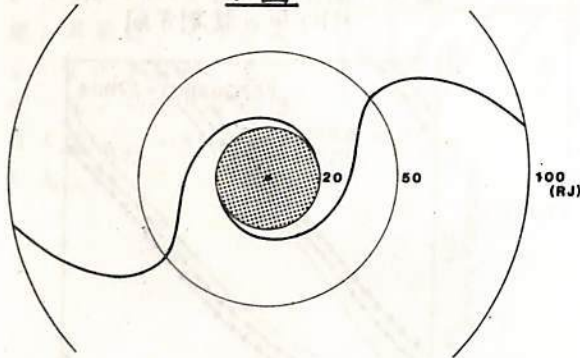
(宮城職訓短大)

(東北大理)

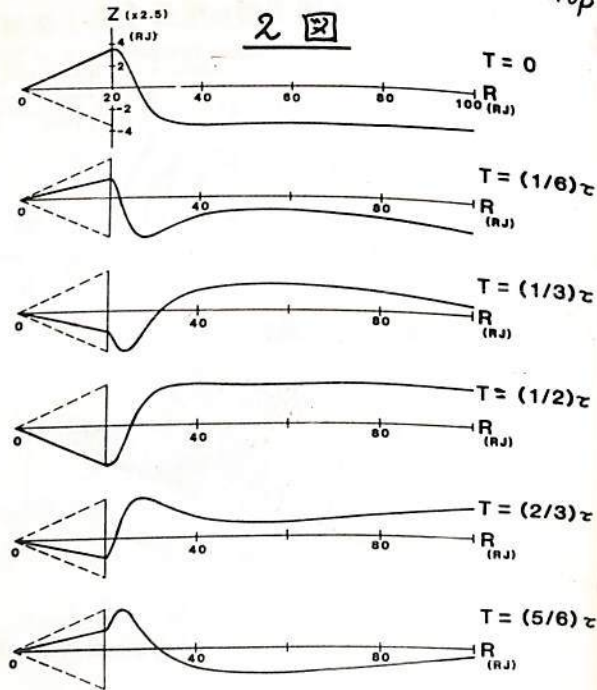
序 木星の双極子磁場の軸は自転軸と約 10° 傾いていることから、Magnetodisc 面は Jovigraphic equator の周辺を自転周期で揺れ動いている。その結果、spacecraft により得られた磁場や粒子の data に明確な自転周期変動が見られる。今回は我々の従来からの主張である Jovian disc wind モデルから導かれる magnetodisc の Rocking motion の様相を示し、既出のモデルおよび観測 data との比較検討を行う。

解析結果 Jovian disc wind モデルを用いて計算された赤道面と Disc 面との交線の形の一例を 1 図に示す。この例では $20 \sim 50 R_J$ の領域において、Disc wind の速度の azimuth 成分が corotation speed を越えているために $\sim 50 R_J$ 付近を境いに、交線の spiral 方向が逆転している。2 図には、木星の子午面と Disc 面との交線の時間変化を 1 自転周期にわたって 6 枚のパネルで表わしている。縦軸 (Z 軸) のスケールは横軸に対し 2.5 倍に引き伸ばしている。Disc 面の動きに比べてゆっくり進む spacecraft が Disc 面を横切る場合、 $20 \sim 40 R_J$ 付近では Disc を斜めに横切ることになり、有限の幅をもつ Disc の中に、垂直に横切る場合に比べ、より長時間とどまることになる。この効果がはっきり現われている data として Voyager 2 の outbound pass における磁場の data を 3 図に示す。横軸のカッコ内の値は、木星からの距離を R_J 単位で表わしている。磁場の落ち込んだ部分は spacecraft が Disc 内にいる時の data であることを示している。およそ $21 \sim 35 R_J$ 付近の data は、磁場の Peak 値の部分がそれより外側の data に比べてまる味を帯びており、Disc の斜め crossing の効果であると考えられる。ここでは計算結果の一例を示したが、Disc の Rocking motion の様相は Disc wind のパラメータ (プラズマの flux, 温度, 磁場モデル, Disc 幅等) に依存するため、木星の local time および Solar wind の圧力変動により大きく変化することが予想され、既出のモデル (Kivelson et al., 1978, Northrop et al., 1978, etc) が限られた Pass に対してのみ観測と一致することに対応している。

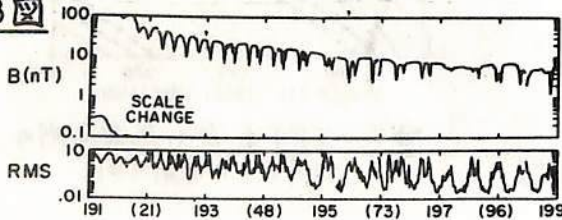
1 図



2 図



3 図



木星デカメータ波ダイナミックスペクトルにおける Type I Modulation Lanes

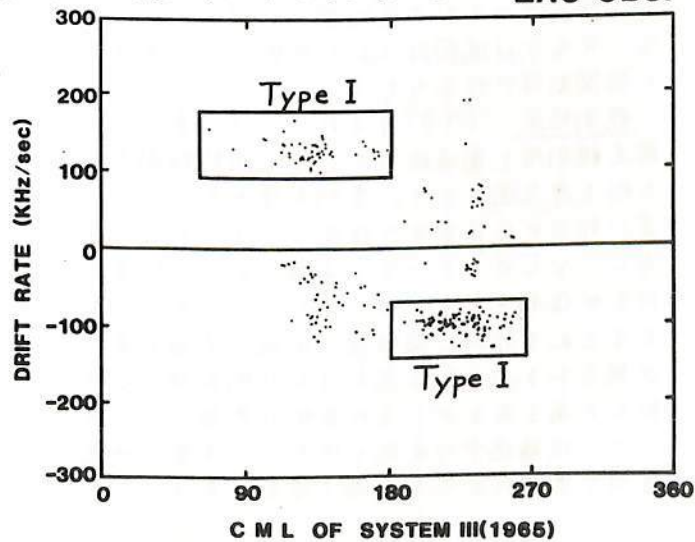
三浦俊一, 大家 寛
(東北大・理)

§1. 序 木星デカメータ波ダイナミックスペクトルにみられる典型的な周波数ドリフトするスペクトルパターンの一つに、Modulation lanesがある。この場合のドリフト率は、数kHz/secから数100kHz/secの広い範囲にわたり、かつ強いCML依存性を示す(図1参照)。これは一群の現象を示すが、同程度のドリフト率をもつlaneがくり返すのが特徴となっている。これは、電子密度の不均一な領域をデカメータ電波が伝播することにより、一つの電波源から互いにcoherentな波の干渉を作ると考えられ、従ってModulation lanesは電波源と木星プラズマ圏の状態の情報を得る上で重要な現象である。

§2. Modulation lanesの分類 ドリフト率とくり返しの時間間隔をパラメータとして行なった2次元解析の結果から、Modulation lanesは、Type IとType IIに分類できることが明らかとなった。図1にType Iの場合を示すが、CML $\sim 180^\circ$ を境界としてドリフト率の符号が逆転しているのが特徴である。さらに、ダイナミックスペクトルにあらわれるType I lanesの特徴として次の点が上げられる。i) laneは互いに平行であり、ドリフト率のばらつきは同一周波数において約 $\pm 20\%$ であり、この誤差範囲で長時間(数10分 \sim 1時間)変化しない。ii) ドリフト率の大きさは周波数の増加とともに増加する。iii) くり返しの時間間隔の平均値は約2secであり、そのばらつきはドリフト率のばらつきよりも大きい。さらに、くり返しは正確には周期的ではない。i)項のlaneの平行性は、となりあうlaneが互いに強い関係をもっていることを裏づけている。このことはlaneが干渉縞であることの根拠となっている。ii)項の場合のように、くり返しの時間間隔が正確に周期的ではないことは、coherentな位相の異なる2つの波の干渉ではなく、3つ以上の準周期的に位相差が変化する波の干渉である必要がある。

§4. まとめ Type I Modulation lanesは、1つの電波源から出てmultipathを通過してきた波で、i) ドリフト率が長時間安定である、ii) ドリフト率が周波数依存性をもつ、iii) ドリフト率の符号がCML $\sim 180^\circ$ を境界として逆転する、点が明らかとなった。これらの特徴を満足する詳細なモデルが考えられねばならない。 ZAO OBS.

[図1] ドリフト率のCML依存性



木星デカメートル波観測における電波研V L B I

データと東北大学蔵王観測所データの比較

近藤哲朗*, 高橋富士信*, 熊谷 博*, 大家 寛**, 森岡 昭**

(* 郵政省電波研究所)

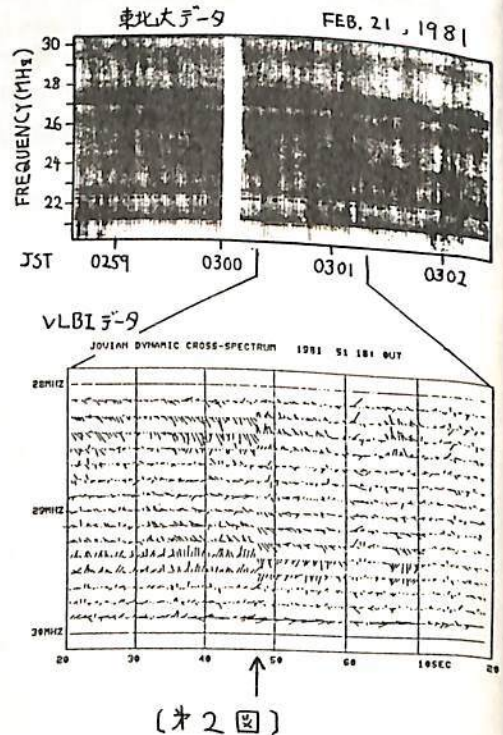
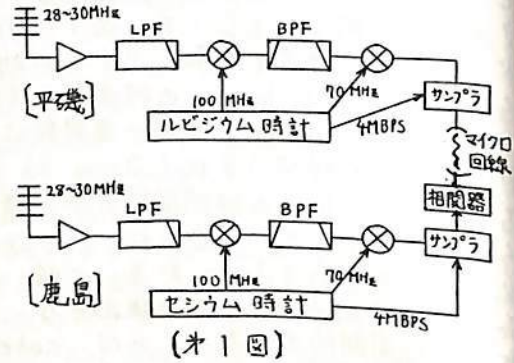
(** 東北大学理学部)

序 木星デカメートル波放射の発生領域の同定は未だなされていないが、その発生メカニズムの解明の為に是非とも必要とされることである。発生領域を同定するには、分解能のすぐれたV L B I (超長基線干渉計) による観測が有力な方法であり、電波研究所では、鹿島・平磯間約46kmのベースラインを用い木星デカメートル波放射のV L B I観測を行なっている。このV L B Iは平均コリンジ角 $72''$ であり、木星の視直径($40''$)に近く電波発生域についての情報が得られると期待される。また受信周波数は28~30MHzであり、木星の極域の磁場強度(南極域の $f_H \approx 29\text{MHz}$, 北極域の $f_H \approx 39\text{MHz}$)から考えて、興味深い周波数帯である。つまり受信帯域内で南北両半球からの放射が受信可能であり、V L B Iによる位相計測により、観測時間中に木星の両半球からの放射が交互に起これば、その位相の変化より、発生領域の同定が可能となることが考えられる。

電波研究所では、東北大学より出される木星デカメートル波放射予報データをもとに、東北大学と連絡をとりつつ、観測を行なった。1981年3月までの観測で東北大学と同時の現象を3例観測することができたので、その結果について報告する。

V L B I システム システムのブロック図をオ1図に示す。鹿島及び平磯にて4素子ハ木アンテナで受信された電波は、それぞれの局にて相対的な位相関係を保った原子時計より得られたローカルにより周波数変換を行なわれる。さらにその後、原子時計により高安定にサンプルされた位相関係を保ったデータは、マイクロ波回線により伝送され、実時間で相関処理が行なわれる。

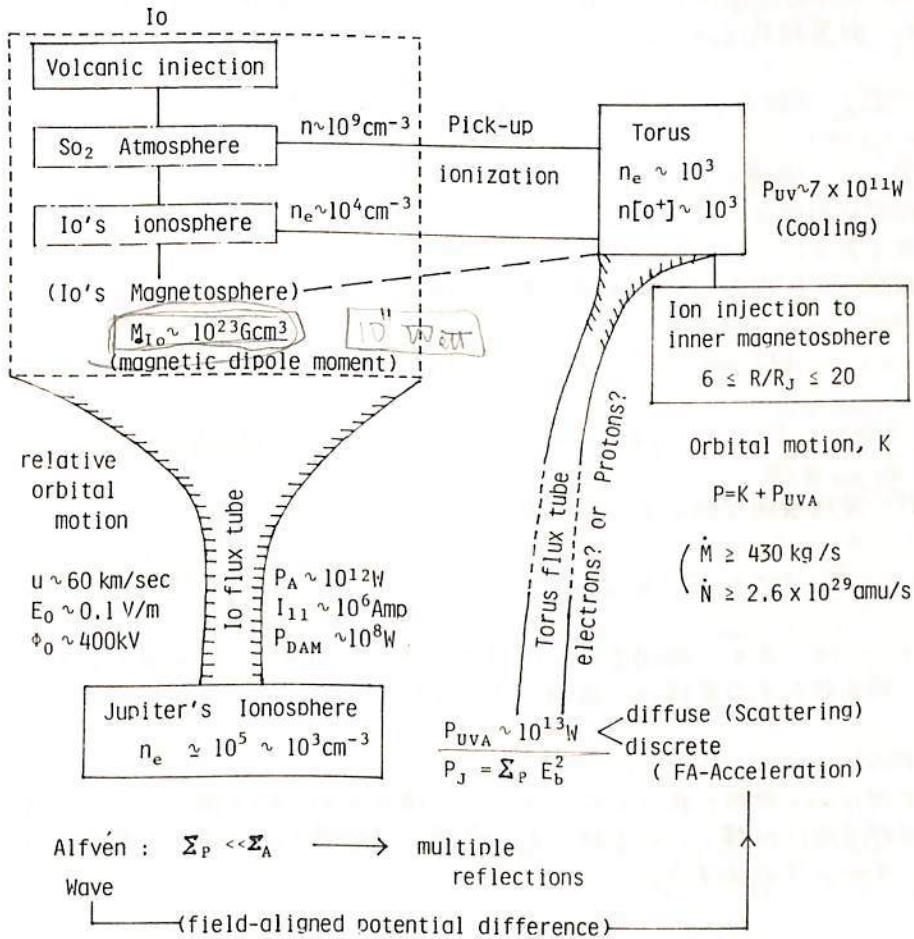
観測結果 1981年2月21日に東北大学蔵王観測所と電波研V L B Iで同時観測された例をオ2図に示す。東北大学のデータでは黒い部分が受信電波の強度の大きい部分を表わし、V L B Iデータでは線の長さが強度、向きが位相を示す。V L B Iデータ中、矢印で示される部分に興味深い位相の急激な変化が見られる。これは見かけ上の発生領域が移動した為であるが、その変化の急激さから考えて、伝播途中の変化ではなく、木星での発生域が実際に変化した為と考えられる。



T. Tamao (Geophys. Res. Lab., Univ. of Tokyo, Tokyo, 113)

A possibility of coherent acceleration of energetic particles due to the field-aligned electric potential difference associated with the Io-induced standing shear Alfvén wakes is discussed. Making use of the energy balance equation within Io's flux tube, which contains the downward Poynting flux, reflected upward energy flux of the Alfvén waves, the rate of energy production resulting from deceleration of trapped energetic particles, and the downward kinetic energy flux of the accelerated energetic particle precipitation, we have estimated a magnitude of the field-aligned potential difference between Jupiter's ionosphere and the Io (Io's magnetopause). We obtain the potential difference to be $0.18 \phi_0$ and the accelerated electron energy flux at the ionospheric level, $40 \text{ ergs/cm}^2 \text{ sec}$, where ϕ_0 is the primary induced potential across the Io diameter due to its relative orbital motion in the Jupiter's magnetosphere.

Io-related energetics



非一様な磁場中のランダムな磁気流体波による

 β -効果とサブストーム並川 富一, 浜端 広充, 細谷 靖史
(阪市大・理)

是迄、磁気圏サブストームに関連した粒子加速がランダムなH.M波の相互作用による平均電場の生成に起因すると考え、議論を行なってきた。前回までは、初期値問題としての取扱を行ない、異なる波の相互作用により、時間に依存した平均磁場沿いの α -効果電場が得られたことを報告し、磁気圏サブストームへの応用を試みてきた。そこで得られた α -効果電場の継続時間は波の周期程度と過渡的なもので、かなり長い時間スケールの現象には適用できないという困難性が存在した。今回は、磁場の非一様性を考慮して、H.M波による平均電場の計算を行ない、磁場勾配に比例した定常な平均電場(β -効果)を得た。これは前回にも触れたことではあるが、前回には数式的な曖昧さが残っていたのを今回は、計算法を確実なものとしたので再度明らかにする。

まず、平均磁場の空間変動スケールは波の波長に比して十分大きいと考え、平均磁場 \bar{B} を次のように仮定した。

$$\bar{B}_i = \bar{B}_{0i} + \alpha_j \frac{\partial \bar{B}_i}{\partial x_j},$$

ここで、 \bar{B}_{0i} と $\partial \bar{B}_i / \partial x_j$ は一定である。このように磁場を仮定すれば、フーリエ解析の方法が使え、計算結果は次のようになる。

$$E_{\beta i} \equiv \langle u \times b \rangle_i = \int dk \frac{i}{\omega^{(0)}} \epsilon_{ijk} \left(\frac{k_x k_n}{k^2} \phi_{jle}^{(0)} \frac{\partial \bar{B}_n}{\partial x_l} - \phi_{jln}^{(0)} \frac{\partial \bar{B}_k}{\partial x_m} \right),$$

ここで、 $\phi_{ij}^{(0)}$ は、磁場のシアーがない場合のランダムな速度場の spectrum tensor であり、その統計的性質は一様であると仮定した。又、 $\omega^{(0)}$ は、磁場のシアーがない場合の波の角周波数である。

今、波数ベクトル k が平均磁場に平行な場合を考えることにする。この場合、 $\phi_{ij}^{(0)}$ は、

$$\phi_{ij}^{(0)} = \frac{E(k)}{2} (\delta_{ij} - e_{i1} e_{j1}) + \frac{iF(k)}{4k^2} \epsilon_{ij1} k_1$$

($E(k)$: Energy spectrum function, $F(k)$: Helicity spectrum function, $e_1 = \bar{B}/\bar{B}$)
で与えられ、平均電場は次のようになる。

$$E_{\beta} = -\beta^{\pm} \nabla_{\parallel} \bar{B}, \quad \beta^{\pm} = \pm (2v_A)^{-1} \int_0^{\infty} \frac{F(k)}{k^2} dk$$

ここで、 $+$, $-$ は、夫々、磁場方向に伝播する波と反磁場方向に伝播する波に対応する。この場合、得られた平均電場は、磁場に平行となる。

「サブストームへの応用」

Tailで何らかの原因で発生した、又は、太陽風収から磁力線に沿って伝播してきたH.M波が、地球方向に伝播してくる時、 E_{β} 電場が反磁場方向に生じ、電子が数KeV程度に加速され、オーロラが生ずる。

H. Murata

Department of Physics, Hyogo College of Medicine, Nishinomiya, 663, Japan

A formation of steady field-aligned electromotive force has been discussed last spring using two models; one is 'elastic string model', and the second is 'field-line resonance model'. After the spring meeting, Prof. Inoue (Kyoto Sangyo University) pointed out that the idea of the formation of steady field-aligned electric field is the same one¹⁾ that he presented at Chapman Memorial Symp. on Magnetospheric Motions, 1973. He also discussed that the field-line resonance theory is not necessarily relevant to cause localized geomagnetic pulsations (Pc 4 and 5) in the magnetosphere²⁾. The purpose of the present paper is to present once again the idea of steady field-aligned electric field given by two authors, separately, and also to discuss HM drift-Alfvén wave as a simple model of the geomagnetic pulsation.

Steady field-aligned electric field In the magnetosphere (not including the ionosphere) the electric conductivity along a magnetic line of force is extremely higher than in the perpendicular directions, so that the electric field tends to be normal to a local magnetic field-line, $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$, where $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$, and \mathbf{E}_1 and \mathbf{B}_1 are wave electric and magnetic fields, respectively. After Inoue's model, $\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B}_0 = 0$, $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{B}_1 = 0$, $\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0 = 0$, $\mathbf{E}_0 // \mathbf{B}_0$, and $\mathbf{E}_1 // \mathbf{B}_1$. Then $\mathbf{E}_0 = -\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B}_1 / B_0$. \mathbf{E}_0 is a DC electric field parallel to \mathbf{B}_0 . On the other hand, the steady field-aligned electromotive force (or ponderomotive force) discussed by Murata is given by $\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1$ where $\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0 = 0$. Then $\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1 = \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B}_1 / B_0$. This emf must balance with the electric field \mathbf{E}_0 , that is, $\mathbf{E}_0 = -\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B}_1 / B_0$, (except at double layer, if the double layer is formed along a local magnetic field-line).

HM drift-Alfvén wave We consider a finite β ($m_e/m_i < \beta \ll 1$) collisional plasma slab to approximate a magnetic shell (where geomagnetic pulsation is trapped) in the ionosphere-magnetosphere system. A nearly homogeneous magnetic field \mathbf{B}_0 in the z direction, and electron and ion densities $n_0(x)$ varying in the x direction are assumed. The plasma is described by the two-fluid equations. The electron and ion temperatures are assumed constant. We neglect electron inertia, electron Larmor radius, perpendicular resistivity ($v_{ei} \ll \Omega_e$), and ion motion in the z direction. The equilibrium motions are given by diamagnetic drift velocities, $\mathbf{v}_0^j = (kT_j/q_j B_0)(1/n_0)(dn_0/dx) \hat{y}$ ($j = e^-$, ion). We assume that $\mathbf{E}_\perp = -\nabla\phi - \partial/\partial t(A_{//}\hat{z})$, where ϕ is electrostatic potential and $A_{//}$ is vector potential, and the perturbed quantities have standing oscillations along the z direction such as

$$\begin{pmatrix} A_{//} \\ v_{1,z}^e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{//}(x) \\ v_{1,z}^e(x) \end{pmatrix} \sin k_z z e^{i(k_y y - \omega t)}, \quad \text{and} \quad \begin{pmatrix} \phi \\ n_{1,e,i} \\ v_{1,\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi(x) \\ n_{1,e,i}(x) \\ v_{1,\perp}(x) \end{pmatrix} \cos k_z z e^{i(k_y y - \omega t)}$$

We may formally obtain steady electric field $\mathbf{E}_0 = -(\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1)_{//}$, where \mathbf{v}_1 = center-of-mass velocity.

References

- 1) Inoue, Y., Hydromagnetic waves in the Earth's magnetosphere and their relation to the polar substorms, presented at Chapman Memorial Symposium on Magnetospheric Motion, June 18-22, 1973, Boulder, Colorado.
- 2) Inoue, Y., A critical study of the field-line resonance theory, report, 1978.

辨別方法
(九大 教授)

最近 GEOS-1 により ELF (振波) と ULF 波動の新しい modulation が観測された [1]。観測のポイントは下記の通りである。

◦ ELF (振波)

$$\omega_{pe} \geq \omega \cong \omega_L \text{ (lower hybrid frequency)}$$

$$k \sim k_{\perp} \gg k_{\parallel} \text{ (外磁場に垂直伝播)}, \quad \frac{ck}{\omega} = 0.3,$$

$$\text{電界強度 } E_h \sim 1 \frac{\text{mV}}{\text{m}}$$

◦ ULF (pc 1)

$$\Omega \sim \omega_{He} \text{ (Helium gyrofrequency)}, \quad \frac{ck}{\Omega} \sim 3000$$

$$k \sim k_{\parallel} \gg k_{\perp}, \quad k_{\parallel} = 10^{-7}$$

$$\delta B \sim 1\gamma, \quad \text{電界強度 } E_{\perp} \sim 3 \times 10^{-3} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

- ELF が観測される場合は ULF も必ず観測される。逆は不成立。
- 現象が観測される時は電子密度に上限 (7 cm^{-3}) がある。これから予想されるしきい値 $|\delta B|^2 / \delta n N T \cong 10^{-5}$ であり、現象は非線形 process であることを示している。
- ELF と ULF の同時観測のデータから ULF 波が ELF 波の growth rate を変動させているとする線形理論では説明が不可能である [2]

上記の観測事実をふまえて、我々は下記の様な仮説を立てて現象の説明を試みる。

- 1) Helium と cyclotron wave の相互作用により ULF 波動 (斜め伝播, $k_{\parallel} > k_{\perp}$) が発生する。
- 2) ULF 波動と電子の cherenkov 相互作用を通じて ($\Omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$)、高周波 ELF 波 ($\omega \cong n\Omega_e$, Bernstein 波) が非線形 mode coupling (induced radiation process) により発生する。[3] その growth rate は $\gamma / \Omega_{He} \cong |\delta B|^2 / \delta n N T \cong 10^{-5}$ である。

[1] N. C. Wehrlin, J.G.R. 86, 1365 (1981)

[2] F.V. Coroniti and C.F. Kennel, J.G.R. 75, 1279 (1970)

[3] M. Nambu, Phys. Rev. 23A, 3272 (1981)

静電的イオン・サイクロトロン波不安定

平岡 規之, 玉尾 孜

東京大学理学部

静電的イオン・サイクロトロン波(E.I.C.)は、オーロラ磁力線上の広い範囲にわたり観測されている。磁気圏尾(粒子源領域)で非断熱的に、さらに、沿磁力線電位差により断熱的に加速された電子によるE.I.C.波不安定について論じる。

[磁気圏起源電子の分布関数] 非断熱過程を経た粒子源($S=0, \tilde{\Phi}(0)=0, \tilde{B}(0)=1$)での分布関数を、無次元量で次のようにおく。

$$f(\tilde{v}_\parallel, \tilde{v}_\perp) = A(\tilde{v}_\parallel^2 + \tilde{v}_\perp^2)^\alpha \exp\{-\tilde{v}_\parallel^2 - (1 + \tilde{v}_\perp^2)\tilde{v}_\perp^2\}$$

ここで、 \tilde{v}_\perp^2 は、粒子源での非等方性を表わす。この分布が、 $\tilde{B}(s)$ (磁場)、 $\tilde{\Phi}(s)$ (静電ポテンシャル)まで落下すると、電位差とロスコーンを考慮して次のような分布になる。(図1)

$$\begin{cases} f(\tilde{v}_\parallel, \tilde{v}_\perp) = A(\tilde{v}_\parallel^2 + \tilde{v}_\perp^2 - \tilde{\Phi}(s))^\alpha \exp\{-\tilde{v}_\parallel^2 - (1 + \tilde{v}_\perp^2 \tilde{B}(s)^{-1})\tilde{v}_\perp^2 + \tilde{\Phi}(s)\} \\ \tilde{v}_\parallel^2 + (1 - \tilde{B}(s)^{-1})\tilde{v}_\perp^2 > \tilde{\Phi}(s) \\ (\tilde{B}_b/\tilde{B}(s) - 1)\tilde{v}_\perp^2 - \tilde{v}_\parallel^2 > \tilde{\Phi}_b - \tilde{\Phi}(s) \end{cases}$$

b: 電離層

[不安定性] この分布は、 $\tilde{v}_\parallel^2 + \tilde{v}_\perp^2 < \tilde{\Phi}(s) + \alpha$ の範囲では $\frac{\partial f}{\partial \tilde{v}_\parallel} > 0$ である。よって、ランダウ共鳴によりE.I.C.波へエネルギーが与えられる。その効果は、静電的分散式におけるランダウ共鳴の項の虚数部で調べられる。今の場合、 $J_0(\tilde{v}_\perp \tilde{v}_\parallel) \approx 1$ となるため、

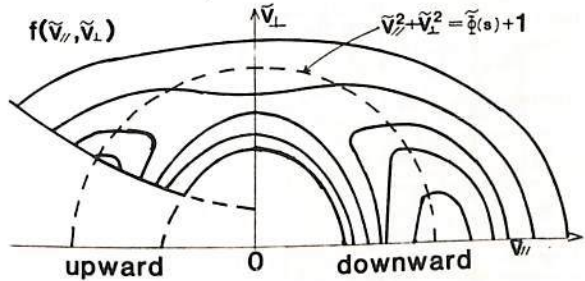
$$\mathcal{G}_0 \equiv \int_0^\infty \tilde{v}_\perp d\tilde{v}_\perp \left[\frac{\partial f}{\partial \tilde{v}_\parallel} \right]_{\tilde{v}_\parallel = \tilde{v}_{res}}$$

分布関数の $\tilde{v}_\perp^2 \tilde{B}(s)$ を1に固定し、共鳴速度と電位差への依存性をみたのが図2である。電位差を決めれば、 $\tilde{v}_{res} = \sqrt{\tilde{\Phi}(s)}$ 付近で \mathcal{G}_0 が最大になることがわかる。

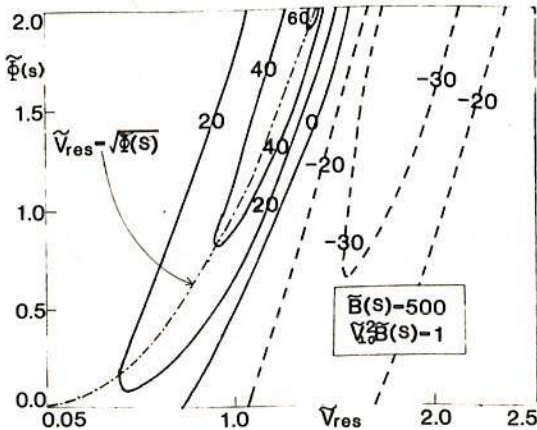
また、 $\tilde{v}_\perp^2 \tilde{B}(s)$ と $\tilde{\Phi}(s)$ を与えた時の \mathcal{G}_0 の最大値を示したのが図3である。 $\tilde{v}_\perp^2 \tilde{B}(s)$ が小さいほど、また、 $\tilde{\Phi}(s)$ が大きいほど不安定であることがわかる。

[成長率] 磁気圏起源のイオン、電子、電離層起源のイオン、電子を含めて、局所線形近似のもとでE.I.C.波の成長率を計算し、報告する。

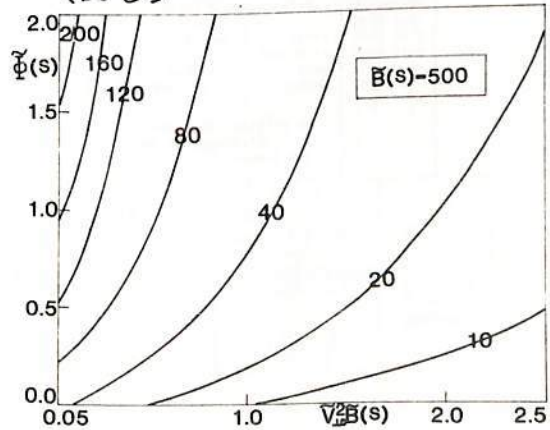
(図1) $\alpha=1$



(図2)



(図3)



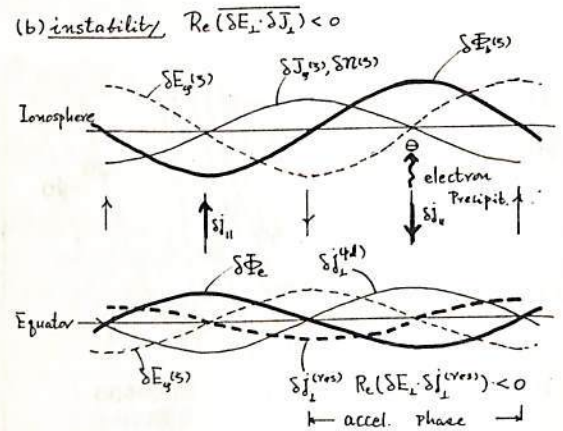
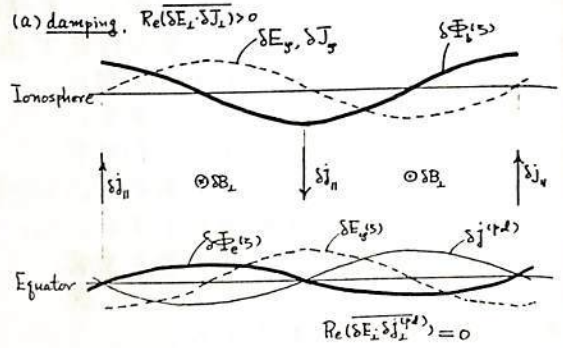
T. Tamao (Geophys. Res. Lab., Univ. of Tokyo, Tokyo, 113, Japan)

Nonlinear behaviour of the drift resonant particles under the ULF electromagnetic fields in the magnetosphere is examined. For the localized mode of ULF-oscillations, such as the Alfvén (drift Alfvén) and the diamagnetic ion drift waves which accompany the associated field-aligned electric field and current, there are two nonlinear effects on the behaviour of the drift resonant particles. One is the phase bunching concentration of the trapped particles due to their perturbed orbits, and the other is field-aligned acceleration of some resonant particles with relatively small pitch angles who feel the dc potential difference of the wave along field lines. In the L-shell coordinate referring to the dipole magnetic field, the kinetic formulation to describe such nonlinear behaviours of the resonant particles is given.

Summary of Fundamental ULF-Modes in Magnetized Plasmas with Temperatures, $T_i \geq T_e$

Mode Classification	Localized modes in L-coord.			Propagating mode
	shear Alfvén Waves		diamagnetic ion drift wave	
	Torsional Alfvén	Meridional Alfvén		
Spectrum	continuum in the L-coordinate			discrete (trapping oscill)
EM-fields currents	$\delta B_\phi, \delta E_n$ $\delta j_\parallel, \delta j_n$	$\delta B_n, \delta E_\phi$ $\delta j_\parallel, \delta j_\phi$	$\delta B_\parallel, \delta B_n, \delta E_\phi$ $\delta j_\parallel, \delta j_\phi$	$\delta B_\parallel, \delta B_n, \delta E_\phi$ δj_ϕ
Pressure	$\delta p = 0$		$\delta p_\perp + \frac{B_0 \delta B_\parallel}{4\pi} = 0$	$\delta p_\perp / p_0 \sim 2\delta B_\parallel / B_0$
δE_\parallel	inductive + static		static	None
δE_\perp	static		inductive + static	inductive
frequency	$v_A / v_{A\parallel}$		$u_i / (1 + \beta_0) v_{A\perp}$	$v_A (1 + \beta)^{1/2} / v$
Notes	local resonance coupling with the fast magnetosonic mode for $k_\perp \sim k_\parallel$.	(drift Alfvén) large azimuthal mode number. no relation with magnetic disturbances on the ground	diamagnetic, and large azimuthal number. u_i : mean ion drift speed	isotropic ($k_\parallel \sim k_\perp$), except for boundary waves such as KH-Inst.

Phase Relationships



ULF/VLF 偏波スペクトルの実時間色彩表示と VTR による記録

林 幹治, 小口 高
(東大・理)

偏波解析は電磁波動の研究を行なう上で基本的な手法である。従来、偏波解析は限定した周波数帯についてポドグラフを描くとか調和解析を行ない位相を調らべるといったことが多く行なわれている。多量のデータを連続的に処理するにはいずれも手間、処理速度の点で容易な仕事ではない。我々は、偏波スペクトルの高速処理、効果的表示、能率的な記録保存というような諸条件をかなりの程度満すシステムとして次のようなものを実用化した。

1. 高速処理

Time domain で一次処理を施すことにより直交する二成分の観測量に回転座標変換を行い、偏波成分を frequency domain で分離する。スペクトルの分離には半チャンネルの高速スペクトラムアナライザが利用できる。(第65回学会で発表)

2. 視覚化

得られた偏波スペクトラムを log 変換した後 (4bit) 回転フレームメモリ [512x256 x 8bit] にインターフェースユニットを介して書き込む。各 1 word は上 4bit と下 4bit が右回り (R) 成分と左回り成分 (L) に対応するように書き込まれる。L, R それぞれ独立に 1A 変換器 (4bit) が用意されそれぞれの出力は緑 (G) と赤 (R) の色成分として高精度モニター TV に表示される。

回転フレームメモリを介して行われるため時間軸方向に刻々流れる表現となる。

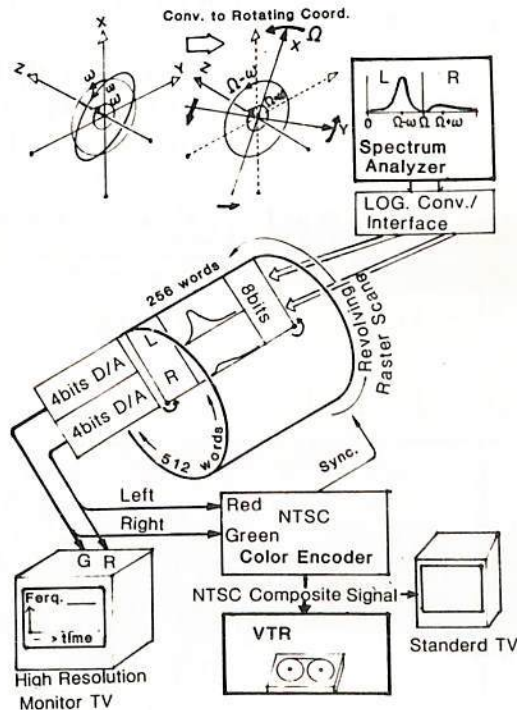
3. 記録

- TV 画面を写真撮影する。
- カラーエンコーダを使い NTSC の複合映像信号を作りビデオテープレコーダ (VTR) によって記録する。

VTR による記録には次のような多くの利点がある

- ① 長時間記録が可能である (VHS 方式でも 1 時間、 β マックス方式で 4.5 時間)
- ② 民生用 VTR の便利な諸機能 (高速ピクチャーサーチ, 倍速, 低速再成, 音声トラックの利用) を利用することができる。
- ③ 記録媒体が低価格で保存性が良い。

REAL TIME COLOR DISPLAY/RECORDING SYSTEM FOR DYNAMIC POLARIZATION SPECTRUM



サブクレフト帯 $pc1$, $pi1$ 脈動の偏波特性

林 幹 治 AUV プロジェクトチーム
(東大・理) (九大・理, 宇研, UBC)

サブクレフト帯あるハポローキヤップの $pc1$ 周波数帯の脈動に関してこれまで主にソ連, アラスカのグループによるいくつかの断片的な研究結果が報告されている。

我々が IMS 期間中に実施した多点観測キャンペーンのうち Baker Lake, Rankin Inlet, Churchill, Rabbit Lake, Gillam (それぞれ地磁気緯度は $75.1; 74.3; 69.9; 68.1; 68.1$) はサブクレフト帯またはそれに近い高精度にある。これらの観測点で得られた $pc1$ 帯脈動のスペクトルにはいくつかの特徴的な現象を認めることができる。今回はこれらの現象について現象論的まとめの糸口としてポーラリゼーションスペクトルを利用してその特徴を調べてみる。

現象のタイプはローカルタイムに大きく依存している

- | | |
|-----------|---|
| LT 0 ~ 06 | piB に特徴があり $0.25-0.5\text{Hz}$ を境にして低い周波数では右回り偏波高い周波数では左回り偏波のバンド構造を示す。 |
| 06 ~ 10 | 多数のドット的な構造の集合が時としてゆるやかな周波上昇を示す。 |
| 10 ~ 14 | 3 ~ 5分間に $0.1 \sim 0.2\text{Hz}$ の周波数下降を示すエミッションがしばしば観測され、特徴的に右回り偏波を示す (恐らく IPRP と呼ばれているもの)。 |
| 14 ~ 18 | 孤立的なドット構造または狭いバンド幅の continuous emission がしばしば観測され、偏波は pure left のものも多い。
(non periodic, unstructure emission) |

以上のような $pc1$ (piB) 帯に大きな地磁気擾乱のある日には $pi1$ 的な擾乱が重なる。

Pc1 波動伝播特性の解析

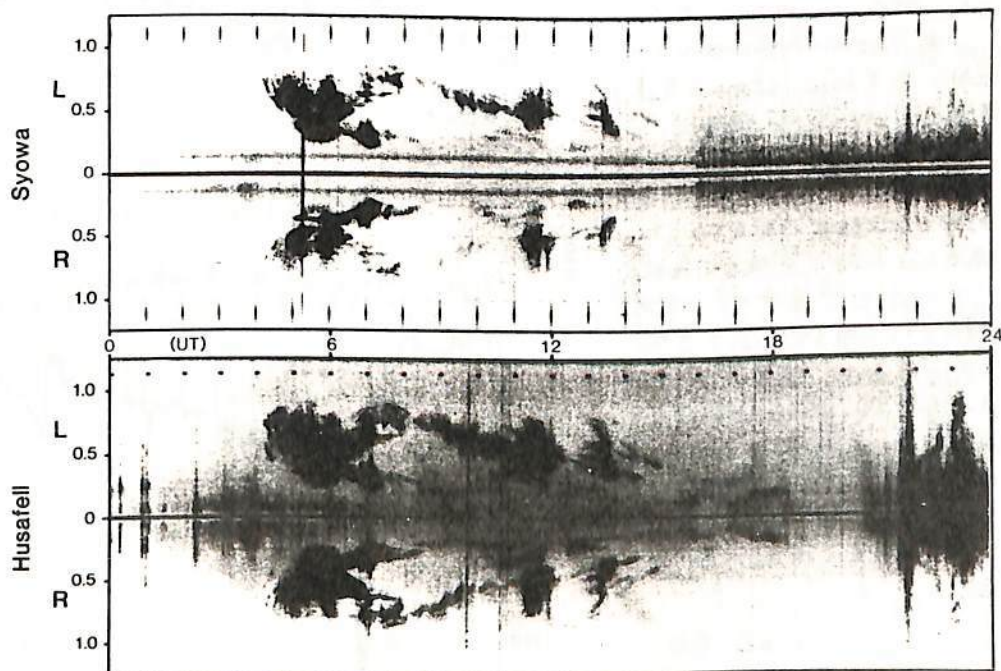
小野高幸, 平沢成男
国立極地研究所

解析のねらい

1978年8月20日より9月26日までの期間に得られた昭和基地-アイスランド共役点観測の結果中、ULF領域におけるPc1波動の伝播特性の解析が行なわれている。ここでは、Pc1波動のダイナミックスペクトル並びに偏波特性について、共役点相互のデータの比較検討を詳細に行ない、磁気圏プラズマ中におけるPc1波動の励起並びに伝播のメカニズムを探る。Pc1波動の共役点観測はこれまでも諸外国において行なわれているが、いずれも $L \approx 4$ の比較的low緯度に位置しており、磁気圏プラズマ中のPc1波動の様相を探るためには必ずしも最適ではなかった。今回のデータは $L \approx 6.5$ のオーロラ帯に位置する共役観測点によるものであり最適の条件にあるといえる。

解析結果

偏波解析結果の例を下図に示す。図には磁力線方向に対し右廻り(R)及び左廻り(L)成分に各々分離された信号のダイナミックスペクトルを示す。信号が円偏波でない場合、R, Lの両成分にスペクトルが現われるが、たとえば左廻り楕円偏波の場合はL成分の強度の方が強く示されることになる。全データの結果を要約すると、i) 南北の共役性はスペクトル、偏波ともに良い場合が極めて多く、共役性のLocal Time依存性は見られない。ii) HM Periodic Emission (Pearl)はL-modeが卓越する。iii) 約0.5Hz以下の、Periodicな構造の弱いEmissionはL, Rともほぼ同じ頻度で出現する。iv) i), ii), & iii)の結果は磁気圏内をRモードで伝播する波動の存在を示唆する。v) 時間とともに周波数の減少するEmission(四のタイフ)の周波数変化は昼側プラズマポーズの外側におけるプラズマ密度のLocal Time依存性と関連づけられる。



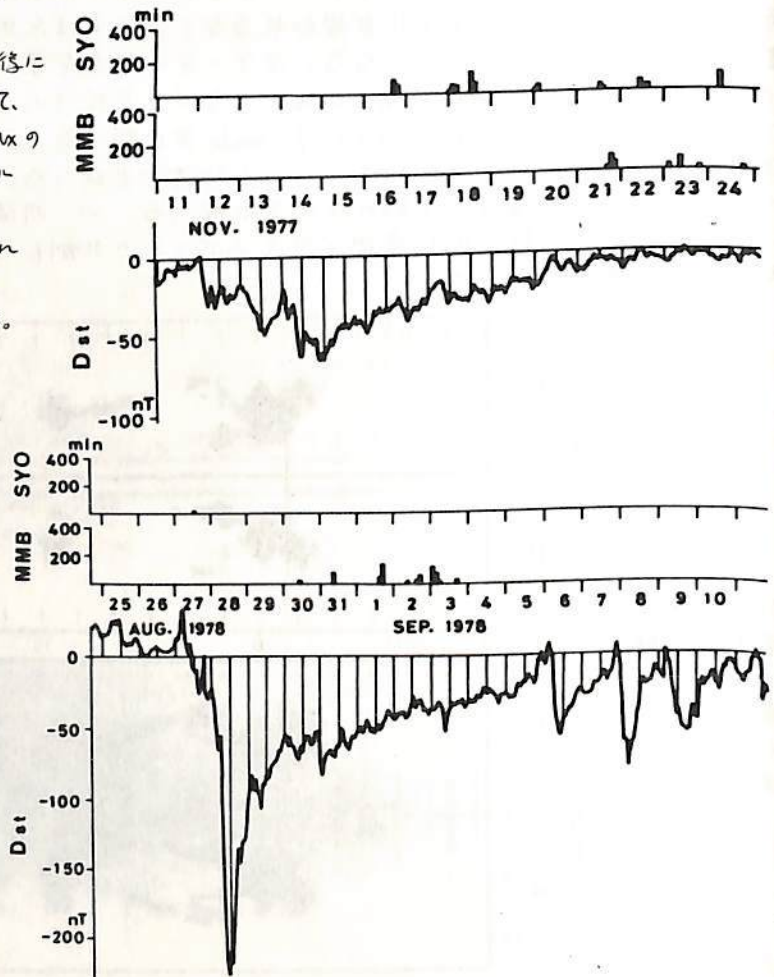
1978年8月21日の観測結果。縦軸は周波数(Hz) 横軸はUTを示す。右旋(R), 左旋(L)に分離された信号のダイナミックスペクトルを示す。

$P_c 1$ 型磁気脈動のうちで "Periodic Emission (PE)" として分類される現象については plasma pause に source があり、そこから電離層の外伝播において中低緯度より高緯度に到達していくという考え方が、我々のこの数年間における研究で明らかになりつつある。すなわち、中低緯度の共鳴別 (MMB, L=1.5)、高緯度の昭和基地 (STO, L=6.1) のいずれにおいても PE の出現は storm time ring current の消長を示す Dst index との関連を示して、PE は magnetic storm の recovery phase において、plasma pause における thermal plasma と storm time ring current を形成する energetic proton による ion-cyclotron instability に伴う wave-particle interaction によって発生するこれが強く示唆される。

しかし、さらにその細い解析をしていくことにおいて、中低緯度の PE と高緯度の PE との間にはいくつかの違いがあることも、見つけられつつある。前回の春の学会の講演においては、MMB, STO とともに storm の recovery phase に PE が出現する傾向は一致するにしても、中低緯度の MMB では Dst max の 2-3 日後に出現のピークがみられるのに対して、高緯度の STO では Dst max の 4-5 日後に PE の出現のピークがみられた。このことは、recovery phase において、source region (plasma pause) が移動していることに対応しているものと考えられる。

又、Dst との対応においても、左図に示すように、storm の発達が急速でしかも大きい場合は、PE の出現が中低緯度に限られるのに対して、storm の消長がゆるやかでしかも比較的小さい場合には、PE の出現が高緯度に限られるという事実が、一般的で傾向として明らかになってきた。これらの事実は、PE の出現およびその消長が plasmasphere の dynamics と密接に関連していることを示唆するものと言えよう。本講演では、これらの結果に対する解釈を試みる。

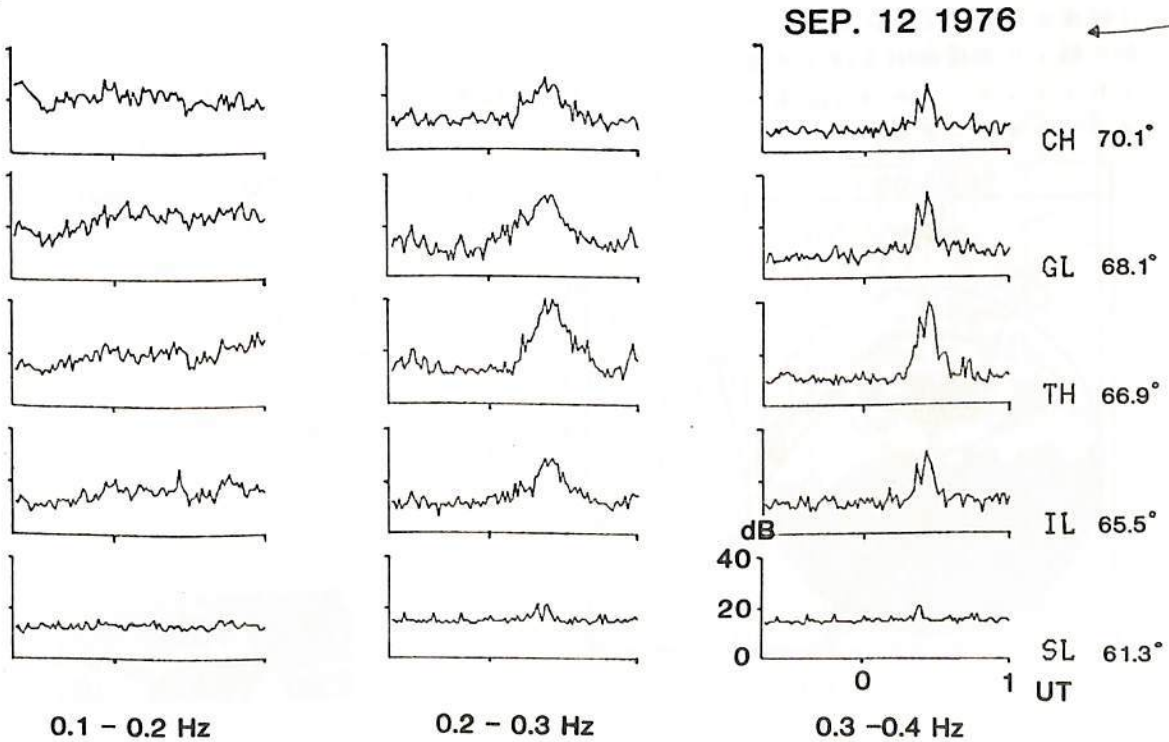
OCCURRENCE OF PERIODIC EMISSION



石田 十郎, 国分 征, 林 幹治
(東大. 理)

I. P. D. P は, 主に夕方側によく見られる, F_2 領域の時間と共に周波数の上昇する現象であり, Substormに関連していると言われる。我々は1976年9月並びに1981年1月~2月にCanadaにおいて行なわれた多点観測で得られたデータを用い, 強度・偏波等の解析を行なっている。多点観測のデータは, 強度分布から発生領域を求め, さらに周波数変化の構造を議論するのに有効である。今回は同一程度上の観測点を選び, 緯度方向の特性について報告する。

1976年のデータは, 高緯度から Churchill (CH), Gillingham (GL), Thompson (TH), Island Lake (IL), Star Lake (SL) の5点を用いている。強度については, 最も強いのは既して GL か TH であることがわい。最も低緯度の SL では Geomagnetic Activity の大きい日を除いて, ほとんど観測されない。今回は, 1976年9月12日 0^h~1^h UT (17^h~18^h MLT) に現われた現象について周波数別の強度の時間変化を示したものである。この例では高い周波数は各点とも同様の変化をしていますが, 低い周波数では観測点によって変化の様子が異なっている。また, 偏波については, 以前から Source 領域では, Left-hand であることが報告されているが, これまでの解析ではこのような傾向は, はっきりとは現われていない。Quick-look によると, 下図の例では, 強度の一番強い TH と GL では Right-hand, その他の観測点では linear である。これは少し遠い程度が必ずしも Source 付近を占んでいないことによると思われる。このように, 偏波, 強度, Spectrum 等について, 観測点間の詳細な比較が必要であり, さらにいくつかの例について, 解析を進め, その結果を示す。



1-18 環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測

(5) Pi2-SUBSTORM の発生特性

斎藤尚生・湯元清文・瀬戸正弘・赤根久俊一・E.J. SMITH・B. TSURUTANI
(東北大・理) (東北工大) (ALASKA 大) (Jet Propul. Lab.)

磁気圏規模ご発生伝播する ULF 磁波の機構を研究するには、広域観測点ご得られた良質 data の解析が必要である。然し IGY station の data は低感度でかつ standardize されていなかった為、ULF の広域波動特性を求めらるには向題があった。1970年代に入つて standardize された高感度磁力計が chain stations に配置された結果数多くの成果が収められたが、一方 station の範囲が 1000km 程度に限りてゐる為の制約も是かされることができた。

最近我々研究 group が開発した新しい原理に基づく Rulfmeter (ring-core ULF magnetometer) は小型軽量高感度なので、僅か 3名の人員が米国に携行して、北太平洋を 4 地及び、H, D, Z; H, D, Z の 6 成分を同時観測することに成功した。この 4 観測点の位置等は引続く 3 講演にも関係するので、先 1 図に掲げておく。この図では、共同研究のよとに同時観測を行なった北極圏の chain stations や、太陽風領域の Lagrange point に位置する ISEE-3 の位置、観測項目など併せて示す。この様な立体的広域観測から得られた結果のうち、本講演では pi2 および substorm の発生特性を、SC-triggering との関連において述べる。

Alaska chain stations 及び地上 4 観測点が丁度 midnight sector に位置した時に SC が発生した典型的な一例として、Feb. 6, 1981 event の立体観測 data を先 2 図に示す。ISEE-3 が 08h01m UT に急激な磁場の compression を観測した 46 分後に地上で SC が起つてゐるが、少なくとも significant な substorm は発生してゐない。これは北向きの IMF が持続してゐた為と思われるが、08h41m UT に ISEE-3 が観測した南転磁場太陽風が magnetopause に到達すると、その約 36 分後に pi2 および substorm が発生してゐる。従つて共同観測期間中に起つた同様な例を併せ考慮した結果、SC-triggered substorm というものが仮に存在したとしても、これは IMF 南転や、Pi2 を伴う従来の substorm とは可成り性質の異つたものであると思われろ。

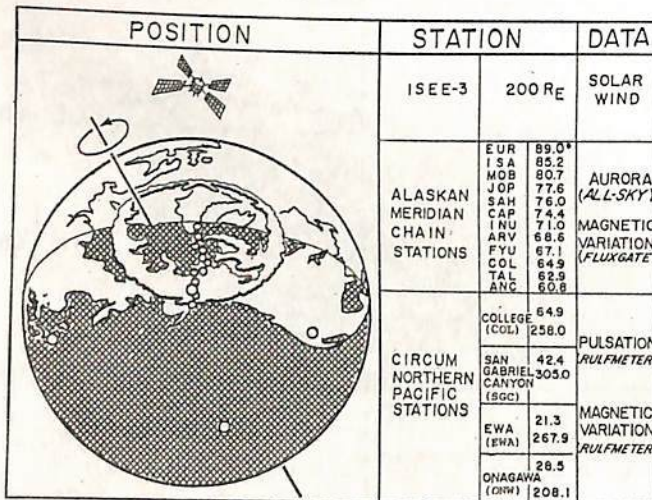


Fig. 1

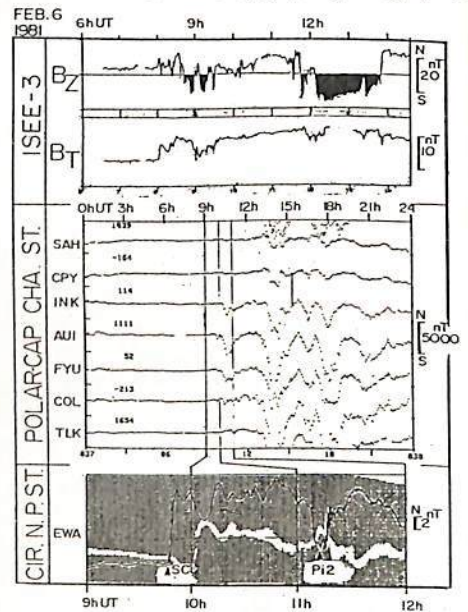


Fig. 2

(6) 磁力線振動固有周期の計算

永徳昭人・斎藤尚生・湯元清文
(東北大・理)

Pi2 の解釈として磁力線の一次的な定在振動が考えられている。最近是非一様磁場中の MHD 方程式を直接解いて、固有周期を求める努力もなされているが、式が複雑なためにいくつかの仮定を入れざるを得ないのが実情である。しかし今日では観測の方からさまざまな事実が明らかになり、それらの事実を式の中に反映すれば、ある程度式の複雑さがとりのぞけるものと考えられる。今回は長周期地磁気脈動周期を解釈する為の第一段階としてダイポール磁場モデルの固有周期について計算を行った。

ダイポール座標系で表わした MHD 方程式に、軸対称・横波の条件を与えた時の Poloidal 及び Toroidal mode の波動方程式は、次の様に書き表わされる。(MKS)

$$\nu \text{成分} \quad \frac{\partial^2 X_\nu}{\partial z^2} - \frac{6z}{1+3z^2} \frac{\partial X_\nu}{\partial z} + \omega^2 \frac{R_E^2 L^4 \mu_0 \rho_0}{B_0^2} (1-z^2)^6 X_\nu = 0 \quad (1)$$

$$\varphi \text{成分} \quad \frac{\partial^2 X_\varphi}{\partial z^2} + \omega^2 \frac{R_E^2 L^4 \mu_0 \rho_0}{B_0^2} (1-z^2)^6 X_\varphi = 0 \quad (2)$$

ここで、 $X_\nu = B h_\nu \xi_\nu$, $X_\varphi = B h_\nu \xi_\varphi$, $h_{\nu\varphi} = k\text{-parameter}$, $\xi_{\nu\varphi} = \text{プラズマの変位}$
 $z = \cos\theta$ (θ ; co-latitude), $L = L\text{-value}$, $R_E = \text{地球半径}$
 $\rho_0 = \text{プラズマ密度}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$, $B_0 = 3.12 \times 10^{-5}$

我々は上の式を Runge-Kutta-Gill 法で解き固有周期を求めた。一例として、プラズマ密度を Chappell の昼側の観測結果を用い、密度が n と $n+1$ の L-shell 内では一定と仮定して計算した。それを L-value の関数としてプロットしたのが 図 1 である。図を見ても明らかのように "time of flight" 近似と厳密に解いた結果とでは、後者の方が $L=7$ で前者の 67% も長くなることわかった。また、他のイオン (ヘリウム, 酸素) も入れて計算すると、プラズマポーズの外側では

水素だけで計算した結果よりさらに周期が長くなり、重イオンの効果も無視できないことがわかった。

講演ではこの他に、夜側の磁力線振動や、プラズマモデルとしてジャイロ周波数モデルを用いた計算結果についても報告し、更に、地磁気脈動周期の粒子密度、 K_p に対する依存性および多点同時観測結果との関連についても言及する。

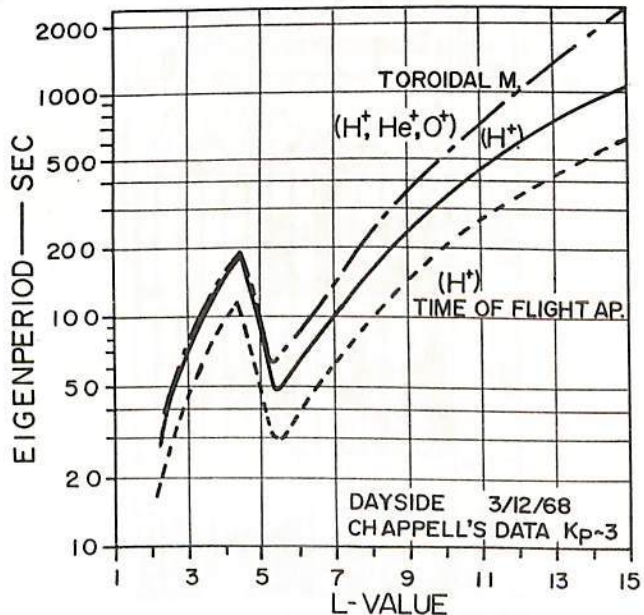


図 1

(7) Pc3 の広域特性の解析

斎藤尚生, 山内美佐子, 湯元清文, E.J.SMITH, B.T.TSURUTANI, S-I.AKASOFU

(東北大・理)

(JET PROPULSION LAB.) (ALASKA UNIV.)

Pc3 は今まで数多くの研究者により解析され、現在ではその発生が IMF の方向や太陽風速度に支配されかつその周波数が磁力線共鳴振動により決定されると考えられている。前会の講演では、Rulfmeter を用いた多点同時観測のデータ解析によって、経度約 100 度におよぶ広領域で Pc3 の振幅変動が同時に起こっていることを報告した。今回は更に詳しい解析を行い、新しい事実を見出したので、その結果を報告する。

1. IMF の効果 統計解析により cone angle が小さくなると Pc3 の振幅が増加することは既に知られている。この点に注目して、同時観測期間中の ISEE-3 データと比較してみたところ、Dynamic spectrum 上での強度変化がそのまま cone angle の増減と一致していることがわかった。(図1) このことは、Pc3 が同時に観測される全領域にわたって cone angle が Pc3 の発生を支配していることを確認するものである。

2. 周波数解析 今までの Dynamic spectrum は FFT 法で行われていた。これをより周波数分解能の高い MEM 法を用いて AD 変換されたアナログデータで計算し Dynamic spectrum を比較した。現在のところ一例ではあるが次の結果が得られた。(図2)

- ①. 各ステーションともいくつかの周波数帯にわかれた微細構造を持つ。
- ②. その band 構造のそれぞれの中心周波数は 3 観測地点でよく一致している。
- ③. 全体的な Dynamic spectral pattern は 3 地点ともよく似ている。
- ④. それぞれの band の強度および時間変化は 3 地点で異なる。

このような事実は、同時性が見られる Pc3 についてこれまで知られていなかった微細構造や周波数変化について新たな解釈を与えるものである。

図1

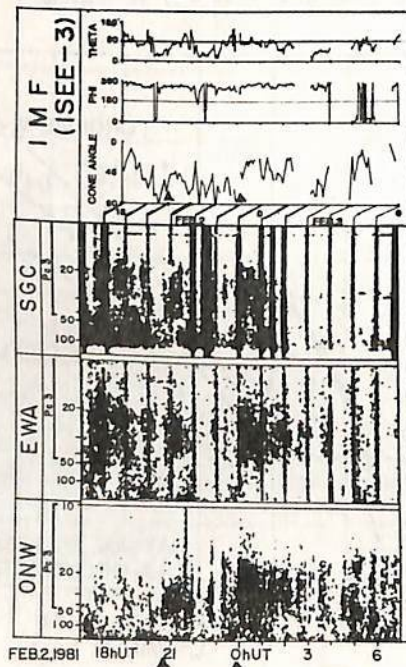
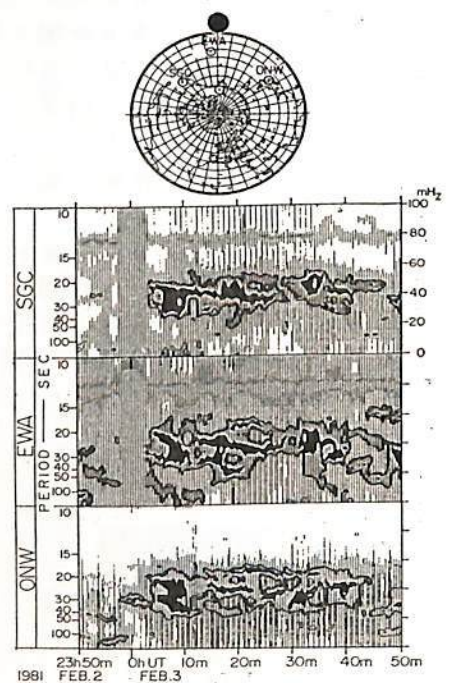


図2



(8) Pc3 広域特性の理論的考察

湯元清文・斎藤尚全
(東北大・理学部)

Recent wave analyses of Pc3-4 magnetic pulsations confirm that large-amplitude compressional HM-waves in the magnetosheath maximize near the subsolar point and propagate into the magnetosphere. Pc3 pulsations observed on the ground tend to be composed of a few frequency components, as seen in Fig.2 of the previous paper of this series on the digital dynamic spectrograms of the Pc events simultaneously observed at the Circum-Northern Pacific Stations. Hence, a parametric excitation of an Alfvén wave by a large-amplitude magnetosonic pump wave is considered to be a more possible generation mechanism of Pc3 pulsations in the magnetosphere.

We analyzed the parametric excitation of the Alfvén wave (\vec{k}^A, ω_A) and other magnetosonic wave ($\vec{k}_2^{fs}, \omega_{2fs}$) by the magnetosonic pump wave ($\vec{k}_1^{fs}, \omega_{1fs}$). The pump wave observed frequently in the magnetosheath propagates obliquely to the background magnetic field in the magnetosphere. The other magnetosonic wave ($\vec{k}_2^{fs}, \omega_{2fs}$) occurs spontaneously as a component of the HM noises near the plasmopause and the detached plasma region. The equatorial extent of the excited Alfvén wave has to be restricted, because the ($\vec{k}_2^{fs}, \omega_{2fs}$) wave is locally restricted. Therefore, the frequencies of the Alfvén waves excited by non-monochromatic pump waves are filtered out in the magnetosphere. We employed the theoretical model for one-fluid with uniform, unbounded, ideally conducting and compressible plasma. The resonance conditions are chosen such as, $\vec{k}_1^{fs} = \vec{k}_2^{fs} + \vec{k}^A$ and $\omega_{1fs} = \omega_A + \omega_{2fs}$. The pump magnetosonic wave is assumed to be strong enough, so as to be given as a constant.

The major results of this analysis are summarized as follows;

- (1) In both cases of the standing ($|B_{1f}^+| = |B_{1f}^-|$) and propagating ($|B_{1f}^+| \neq 0, |B_{1f}^-| = 0$) pumps, the growth rates are inversely proportional to the β -ratio ($\beta \sim m_e/m_i$) and the threshold power intensities are proportional to the β -ratio in the magnetosphere.
- (2) In both cases we can obtain larger growth rates ($\gamma^2/\omega_{2fs}^2 \sim \beta^{-1} |B_{1f}^+|^2/\rho_0^2 G_{1f}^2 \alpha \sim 10^3 - 10^4$) of parametric excitation of Alfvén wave by the fast magnetosonic pump wave in the magnetosphere for $|B_{1f}^+|^2/\rho_0^2 \sim 10^{-2}$, where the gain factor G_{1f} is shown in Fig.1 against the angle $\theta_{1f} = \angle(\vec{k}_1^f, \vec{B}_0)$ of the pump wave.
- (3) The region where the parametric excitation of the Alfvén wave occurs is localized at the resonance point, i.e., $(V_A/\gamma) \gtrsim 10^{-2} \lambda_{1f} \sim 0.04 R_E$ for Pc3 range magnetic pulsation.

The nonlinear resonance theory that Pc3 range HM-waves are parametrically excited by the magnetosonic pump wave is concluded to be the more possible than the linear resonance theory.

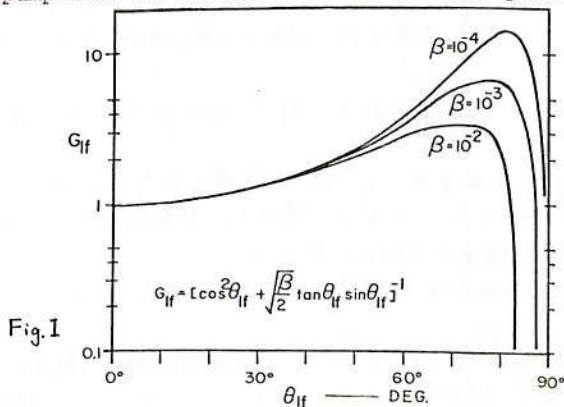


Fig.1

on the ground and in space

桜井 亨, 利根川 豊, 友村 清
東海大工学部

Sudden auroral brightening と共に始まる Substorm onset は一対一の対応で Pi 2 の onset を伴っている事はよく知られている。一方、磁気圏内での substorm onset に伴う諸現象とも Pi 2 は極めてよく一致して起きている。特に静止衛星軌道での ATS-6 の磁場データによると、field-aligned current の急激な成長、ほぼ同時に起る磁場の dipolization, energetic particle の injection 等、substorm の onset と同時に起る諸現象と極めてよく一致して Pi 2 は起る。

又、Pi 2 は極めて transient な振動現象ではあるが、波動的性質を良く備えている。即ち、地上の南北磁気共軌英での polarization の conjugacy が極めてよいこと、Pi 2 の周期成分の中、長周期成分は aurora の起る磁気緯度を通る磁力線の torsional fundamental mode として説明され、更に polarization は auroral electrojet を境にして反転する等いくつかの英から auroral oval を通る磁力線を伝播する shear Alfvén 波の transient な resonance oscillation として Pi 2 の primary spectral peak に相対する長周期成分を説明することが出来る。更に、Pi 2 の短周期成分(通常、典型的なスペクトラムでは secondary peak power に相当するが)は plasmopause 近傍での resonance として説明されている。

上記した事項で、地上の高、中緯度での Pi 2 の観測事実の大雑把な事は説明され得るが、より詳細に発生、伝播の機構を解明するためには、いくつかの未解決の英が尚残っている。その重要な問題英の 1, 2 をあげると次の英である。

1. Pi 2 の source 領域は auroral electrojet との関連ではどの様な領域であるか。
 2. Pi 2 の地上と磁気圏内での特性の関連はどの様であろうか。
- 勿論これらの事は substorm の origin それ自体と深くかかわっている問題であるが、この問題を Pi 2 の立場から探求して行く事もこれらの重要な英である。

さて、これらの問題英をより明確にするために、今回は、Alberta chain stations, Bell telephone station network および ATS-6 の同時観測データを検討した。その結果の概要を纏めると次の様である。勿論 Alberta chain station でのデータは Pi 2 と AE との関連のもとに、更に Bell telephone station network のデータは衛星データの地上への伝播をより明確にすることがわらうのである。

- a). Pi 2 の長周期成分の peak power を Alberta chain stations のデータを使用して、AE との関連のもとに検討すると、現在までの所、AE の max. の領域より低緯度側で起る傾向が強い。
- b). Polarization の反転はより複雑である。即ち peak power の起る領域を境にして反転する傾向にあるが、必ずしも明確でない。
- c). ATS-6 での Pi 2 component は出現しているか、明瞭ではない。即ち AE によって複雑に modify された spectrum となっており、緯度的、経度的に 1~2° 異なる英で地上の Pi 2 の spectral pattern は極めて様相が異なる。
- d). Bell telephone station network の Pi 2 の spectrum と ATS-6 の spectrum は極めてよく一致する場合が見られる。
- e). 地上の Pi 2 の spectral peak を ATS-6 の Pi 2 から説明可能な衛星での azimuthal compressional 両成分を考慮して初めて説明される。即ちどちらか一方での対応は不完全である。

多点観測によって得られた Pi burst 脈動の特性(III)

國武 学 (東大理)

Pi burst (PiB) は irregular な短周期成分を持つ, duration が数分の脈動現象で, substorm の onset 付近に極域で起こる。1980年春の学会では, 1976年の data (ほぼ等経度の 4 station [磁気緯度 $70^{\circ} \sim 65^{\circ}$]) を用いて, PiB の緯度方向の振幅分布及びその時間変化を case study 的に調べた結果を報告した。

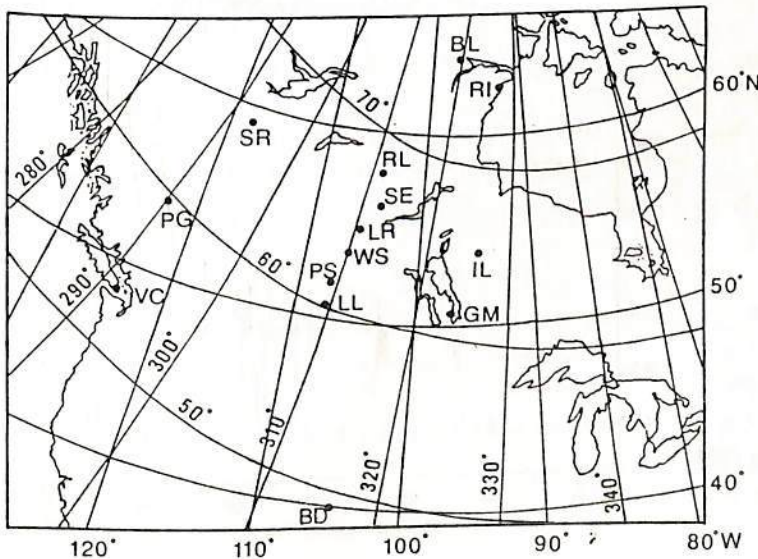
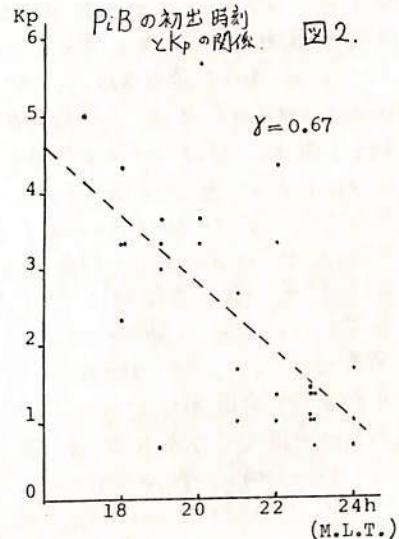
今回は 1980年の data を解析した結果を報告する。station の分布を図 1 に示す。まず統計的解析を行なった。ほぼ同じ経度に沿う 6 station (北から Baker Lake [BL], Rabbit Lake [RL], LaRonge [LR], Waskesiu [WS], Park Site [PS], Lucky Lake [LL]) で観測された PiB を, dynamic spectrum を参照することにより, 約 200 例をとり出した。

Occurrence frequency の緯度依存性を調べた結果, Rabbit Lake (68.1°) が最大であった。

他に顕著な統計結果として, PiB の出現時刻と Kp に関する関係が見出された。magnetic local time 17h ~ 24h の範囲で, その日初めて現われた PiB の出現時刻 (初出時刻) と Kp との関係調べた。(この解析は上述の 6 station の data を用いた)。その結果, Kp が増大するにつれて, PiB の初出時刻が早くなることを見出された。(図 2 参照)。

図 1 に示されたように, 1980年観測では, station は経度方向に約 30° にわたって分布している。前回は 1976年 data を用いて, PiB の緯度方向の振幅分布及びその時間変化について報告した。これに対して, 現在, 経度方向の振幅分布及びその時間変化について解析中である。

その他, PiB の local time による特性の違い, 偏波特性, Polar cap 内 (Baker Lake, [geomag. lat. 75.1°] Rankin Inlet [geomag. lat. 74.3°]) での PiB の特徴についても解析を進めている。以上の解析結果について報告する。



(図 1)

Station Name	Geomag. Lat.
Baker Lake (BL)	75.1°
Rabbit Lake (RL)	68.1°
LaRonge (LR)	64.0°
Waskesiu (WS)	63.4°
Park Site (PS)	61.5°
Lucky Lake (LL)	60.3°

極光帯および磁気圏における Pi 2 型磁気脈動の波動特性

桑島正幸 (地磁気観測所)

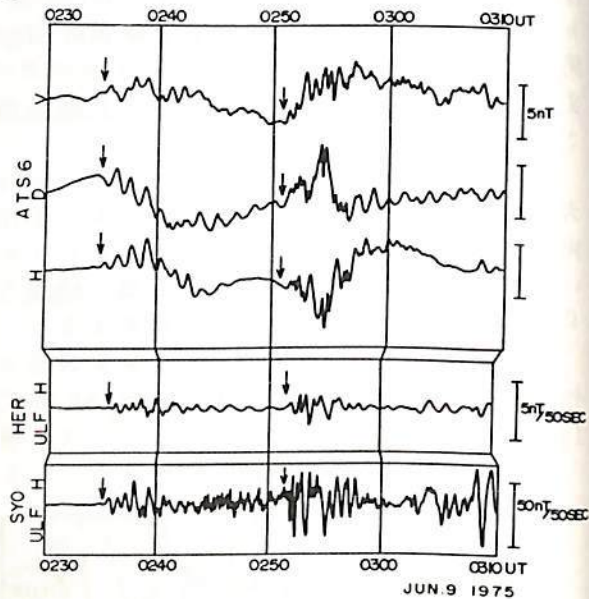
磁気圏サブストームが、どのような mechanism によって trigger されるのか。又どの region から start するのか。という問題を解明することから磁気圏物理の研究に対する大きな課題であることは言うまでもない。この点には、何時 substorm が start するかと正確に把握しておく必要があり、この意味で substorm と 1対1 の対応を示し、その onset が substorm expansion onset とほぼ同時である Pi 2 の研究が、サブストームの研究に対する一つの糸口になりうることを考えられる。

1975年6-7月の期間、静止軌道衛星 ATS 6 は、極光帯においては唯一の発信点である南極の昭和基地と、Iceland の Reykjavik を通る磁気子午線附近に位置していた。この期間において、ATS 6 と地上の観測点において同時に観測された Pi 2 event について、波動特性の対比を行ったので報告する。

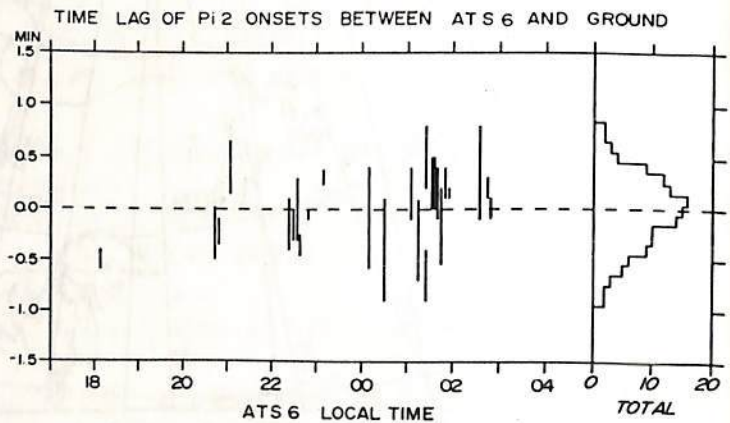
図1は、ATS 6 における Pi 2 event と、大抵同時に観測された地上データの比較である。ATS 6 における各成分は、V が radial 方向で anticardward が正、H は地球 dipole 軸に平行な向き、D は H と V に直交する成分で eastward が正である。地上との対応においては、V は North-south, D は east-west 又は H が vertical に対応する。図1は、ATS 6 が磁気赤道面よりも約 10° 上に位置していた時の観測例で、D 成分が顕著に出ているのが特徴である。これに対して、ATS 6 が赤道面に近づくにつれて、H, V 成分に対して D 成分の振幅が小さくなっていく傾向がみられた。

Pi 2 onset については、図2に示すように ±1分の範囲においては、静止衛星軌道においても、地上においても同時である。±1分の誤差は、現在使用している data の質から、これ以上縮めることはできない。さらに精度を上げて解析することが望まれる。しかし、図2の結果は、Sakurai and McPherson (1980) の結果とも一致しており、現時点においては十分に意味があるものと考えられる。本講演においては、観測結果をふまえた上での、Pi 2 の発生機構についても、言及を予定である。

(図1)



(図2)



$$B = A E^{\nu} J(\omega) + B_0 J(\omega - \tau)$$

小口 高
栗大理

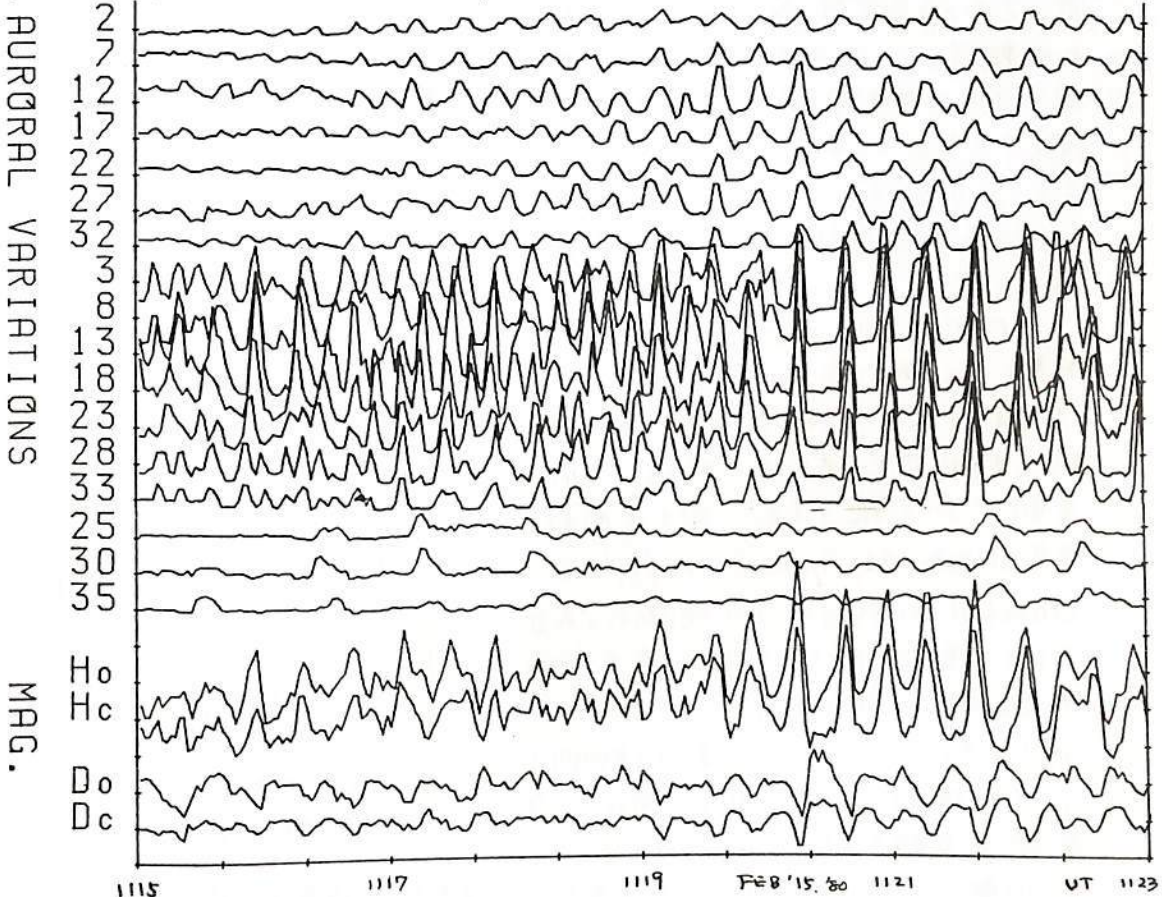
相関関係

modulated part

全天レベルにより観測した pulsating Aurora を 35 の Domain に分割し、それぞれの Domain の明滅の変動と、その下での地磁気脈動の重相関を検討した。重相関は、この場合に約 0.9、D の場合に約 0.8 である。物理的因果は明らかである。

又、Time shifted の重相関の検討の結果、Time shift 0 の重相関が最も高く、HM wave の delay に対応すると思われる重相関の peak は距離には認められなかった。即ち、入射程の modulation を起こしていると思われる HM 波は、少なくとも地上での地磁気変動成分に余り含まれていないと結論される。

Time lag 算して決めた各オーロラ Domain の linear 係数 E、他の時間 apply しても、0.7 程度の重相関が得られ、これから、pulsating Aurora と地磁気脈動の相対的位置関係に依り、それぞれの変動の相関が一義的に決められると推定される。



FEB 15 '80 LR に於けるオーロラ脈動と地磁気脈動。Ho, Do は観測、Hc, Dc は計算。

鮎川勝(極地研), 巻田和男(拓殖大), 平沢威男(極地研)

極域(オーロラ帯)の地上観測による地磁気変動の様相は、オーロラ出現と良い対応を示し、オーロラ発光領域に西向き電流を仮定すると理解しやすい。特に地磁気変動のH成分, Z成分にオーロラ発光域との良い対応を認めることが多い。鮎川, 平沢は、当学会でIMS計画の一環として実施した南極昭和基地を中心とした地上多変観測用テナクを用いてオーロラ発光領域と地磁気変動の対応を比較検討して、~100km程度の空間的範囲でオーロラ発光領域と地磁気Z成分から推定されるオーロラ電流とが大変良い対応を示すことを報告してきている。巻田他は、このことをより定量的に調べ、オーストラリア講演で報告した。

今回は、これらの報告を基に地磁気共役性と考えられている南北両半球の地磁気Z成分=0の変動をオーロラ発光領域と対比させ、共役性の時間的・空間的変動について報告する。図1は南半球3点(Mizuho, A1, Syowa), 北半球2点(Husafell, Leirvogur)の地磁気Z成分=0の変動がオーロラの明るい発光領域と概ね良い対応を有していることを示している。このことからオーロラ観測のデータが得られていない日も、南北のZ成分=0の変動を対比(図2)させることで、

オーロラ電流(オーロラ発光域)の空間的変化の様相を推察し、共役性の時間的・空間的変動について議論する。更に昼と夜で共役性のずれがあるかどうかという点も調べ報告する予定である。

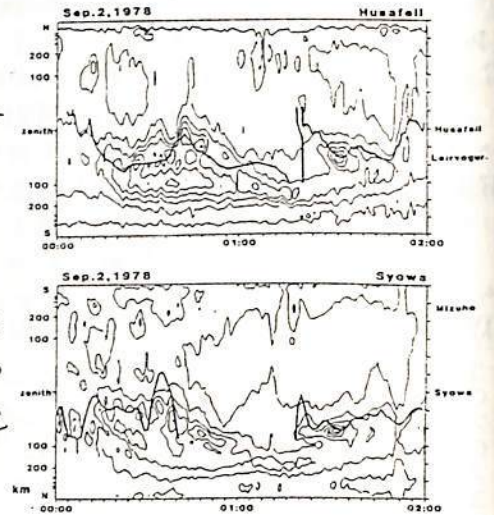


図1. Z成分=0(太線)の変動とオーロラ発光領域の対比

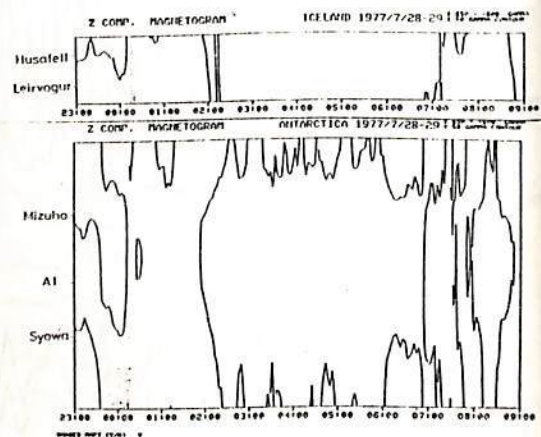


図2. 南北両半球のZ成分=0の時間的・空間的変動の対比例

利根川 豊・加藤 愛雄・桜井 亨
東海大学 工学部

磁気圏内で観測される Pc4-5 帯の磁気脈動は compressional 型 (radial class) と transverse 型 (azimuthal class) に大別される。compressional 型は主に午後側で観測され偏波面はほぼ磁気子午面に在り顕著な compressional 成分を持つのが特徴である。理論的にはこのような偏波特性を持つ HM 波が発生する可能性として high β プラズマ中での field line resonance が考えられる (Southwood, 1976)。この事を確かめる為、静止衛星 ATS-6 で観測された compressional 型 Pc4 脈動について次のような解析を行った。

まず、静止軌道上でその脈動が観測された local time とその時の K_p の関係を調べた。その結果、compressional 型脈動の出現頻度のピークは 16~18 LT に在り、この時間帯での観測時の K_p は $K_p = 2 \sim 3$ で K_p の増加と共により昼側の local time で出現頻度が大きくなる。この事は、ring current が K_p の増加と共に昼側に移動する事に対応していると考えられる。すなわち磁気圏内の high β プラズマの領域として ring current を考えるならば、compressional 型脈動と ring current が密接に関連している事を示唆している。

一、観測された波動の compressional 成分と transverse 成分の振幅比 (b_r/b_\perp) を調べると夕方側のものに比べ真夜中側で観測された波動はより compressional であり、 β のより大きいプラズマ中での field line resonance wave であると考えられる。

PC 4-5 波動に伴う高エネルギー粒子の変調

國分 征, R.L. McPherron, T. Fritz
(東京大学 理学部) (UCLA) (SEL, NOAA)

静止衛星 ATS-6 のデータを用いて, PC 4-5 帯波動の特性とこれらに伴うプロトンフラックス (25 ~ 234 keV) の変調について調べた。ここで用いた NOAA proton detectors は磁気子午面近くに固定された3つのものから成っており, 強度変動だけでなく, 通常の磁場方位のもとでは $90^\circ \sim 30^\circ$ のピッチ角に於ける情報も得られる。結果は次の様に要約される。

⊙ A-class waves (azimuthally polarized)

Wave characteristics

$\delta B_{\perp} > \delta B_{\parallel}$: mostly observed in the morning : good ground-satellite correlation. period $\approx 150-170$ seconds

Modulation

{ out of phase with δB_{\perp} (positive eastward)
almost no phase shift at $E \approx 200$ keV
large at 90° pitch angle

⊙ R-class waves (radially polarized)

Wave characteristics

$\delta B_{\perp} \lesssim \delta B_{\parallel}$: peak occurrence at 15-18h : more than 50% of these waves are not detected on the ground :

Modulation

type I (Stormtime P5) { out of phase with δB_{\parallel}
no phase shift between different energy channels } $\delta B_{\parallel} > \delta B_{\perp}$
large at 90° pitch angle

type II { a systematic phase shift with energy
large at { 90° pitch angle
Small pitch angle } $\delta B_{\parallel} \sim \delta B_{\perp}$

Some of type II waves are detected as triant pulsation (Pg) on the ground.

高緯度ULF波動の多点観測

1. Pc 3-5 波動の緯度・経度依存性

福西 浩・藤井良一・佐藤夏雄

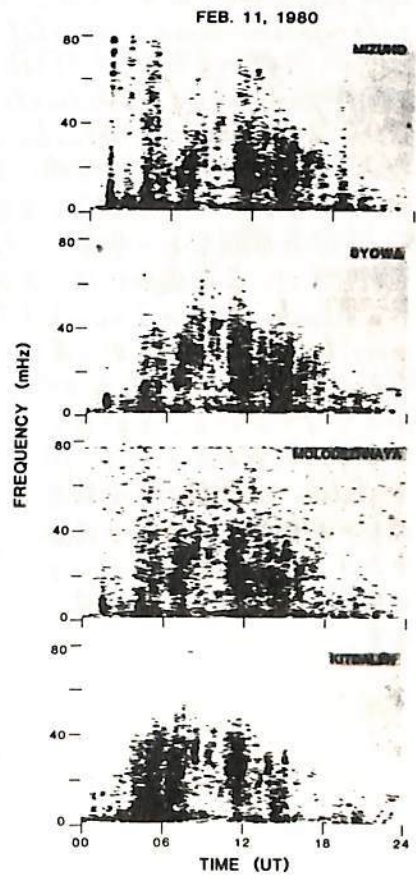
国立極地研究所

IMS期間中の1977年と78年に、地磁気子午線に沿った3カ所の観測点(昭和みずほ・無人観測点A1)と、昭和基地の英領点アイスランドのフサヘルで地磁気振動の同時観測を実施し、磁気圏での電磁流体系の発生伝搬機構を研究する上で貴重なデータを取得することができた。しかし経度方向の観測網がなかったことから、東西方向の波の伝搬や Localization に関する研究は行いことができなかった。この欠点を補うため1979年12月26日、昭和基地の東300kmに位置するマラジョーギナヤ基地にインダクション及びフラックスゲート磁力計を設置し、ソ連との共同観測を開始した。更にこの計画に呼応し、1980年1月28日~3月8日の間、ノルウェーのキッターレンで地磁気振動の観測を実施した。表に示されるように、昭和、A1、みずほが磁気経度70°に沿った Meridian Chain をつくるのに対し、昭和、マラジョーギナヤ、キッターレンはほぼ同じ経度(L~6)に位置し、MLTは昭和より25分及び2時間19分進んでいる。

今回はこれらの観測点より得られたデータを用い、Pc 3-5 周波数帯のパワースペクトル及び位相の緯度・経度依存性を調べた。その結果以下のことが明らかになった。

1. 一般に Pc 3 帯 (20 - 100 mHz) と Pc 4-5 帯 (2 - 20 mHz) の2つの周波数帯にバルセーシオンバンドが存在する。
2. Pc 3 バンドの出現や消滅の様子は、各観測点とも共通しているが、そのパワーが最大になる周波数や時刻は各観測点で異なり、ほととよりしたMLTコントロールを受けている(図参照)。
3. 波形は昭和-みずほ-マラジョーギナヤの3点ネットワークでは非常に類似しており、その位相ずれから Pc 3-5 帯振動の経度方向の波数は約8-20と推定される。

Handwritten note: Pc 3 / Pc 5 with arrows pointing to 7am~10 and m~20.

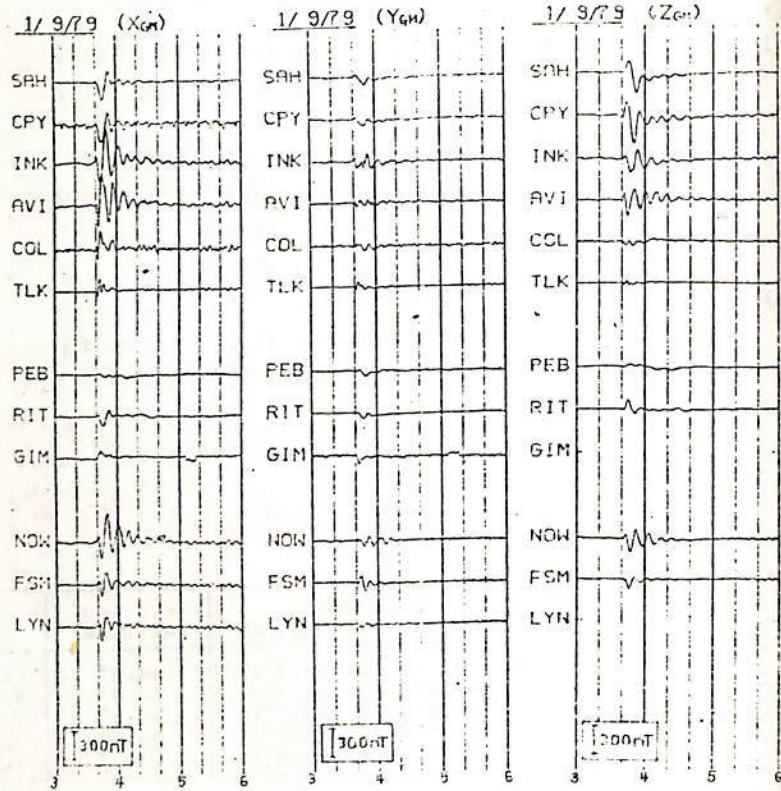


Station Name	Geographic		Invariant Latitude	L	Magnetic Longitude	Magnetic Local Time
	Latitude	Longitude				
MIZUHO	70.7°S	44.3°E	68.0°	7.13	70.6°	00:13
A1	69.8°S	41.6°E	67.0°	6.54	70.5°	00:12
SYOWA	69.0°S	39.6°E	66.2°	6.12	70.5°	00:12
MOLODEZHAY	67.7°S	45.9°E	66.6°	6.35	76.7°	00:37
KITDALEN	69.1°N	20.0°E	65.6°	5.85	105.1°	02:31

Long-Period Pulsations Associated with Sudden Commencements

永野 宏, J. S. Kim, M. Sugiura
(坂早歯大) (SUNYA) (NASA)

Sudden Commencement に伴う地磁気脈動は、その energy source が broad band spectrum を持っているにもかかわらず、何故、ある特徴的な周期を持つ、いくつかのものに選択されるのかと云うことは、我々に多大な興味を持たうす問題があります。我々は、IMS の期間中に米国とカナダとが共同で北米高緯度地域に設置した地磁気観測網より得られた data を用いて、SC に伴う長周期地磁気脈動の特徴について調べましたので、その結果を報告致します。使用した data は 10 秒値の data で、SC に伴う damped type pulsation、即ち、Psc5 または Psc6 type の pulsation について power spectrum, polarization sense, correlation coefficient etc. を求め、これらの pulsation の特徴について調べました。下図はその 1 例であり、1979 年 1 月 9 日の 0300 ~ 0600 UT の間の geomagnetic coordinate で表わした magnetogram の 3 成分を示してあります。上から 2 つの group は Alaska chain と Fort Churchill chain とであり、各々の station を緯度の高い方から順に並べてあり、また、一番下は East-West chain であり、west の方から順に station を並べてあります。0340 UT に SC があり、その後約 11 分の周期をもつ非常に clear な damped type pulsation が広範囲に観測されている例です。この場合には、X 成分、Z 成分の amplitude が大きく、Y 成分は小さく、また、Alaska chain の Inuvik (INK), Arctic Village (AVI) のあたりに maximum intensity をもち、そこから遠ざかるにつれて amplitude が小さくなっていることが見られます。別の event では、同じ station で周期が 5 分程度のものが観測されている場合もあり、周期の違いについての特徴をも報告したいと思えます。



桜井邦朋

神奈川県大学工学部

太陽フレアに伴って、しばしば高エネルギー粒子が発生する。最近のSMMや、「火の鳥」のような恒星による太陽電磁放射の観測結果は、太陽フレアの開始初期、言い換えれば、フラッシュ・フェーズに、硬X線や種々の線スペクトル・ガンマ放射が既に起きていることを示している。このことは、高エネルギー粒子群、特に、徒末、太陽宇宙線とよびならぬ小さな粒子群の加速過程に関する重要なヒントを与える。

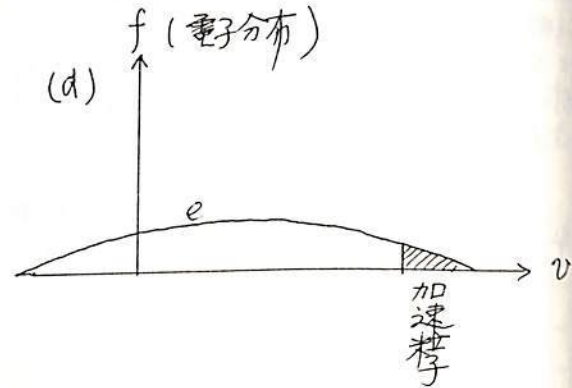
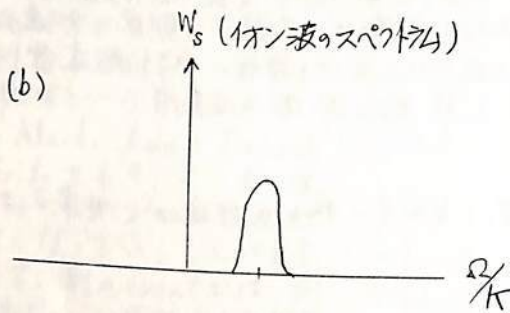
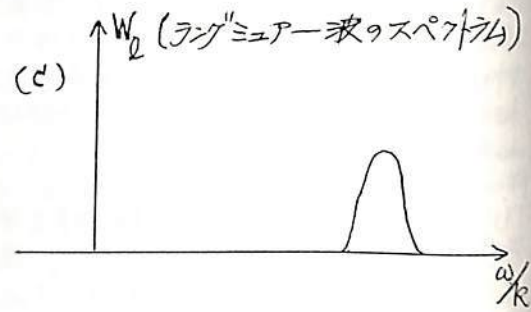
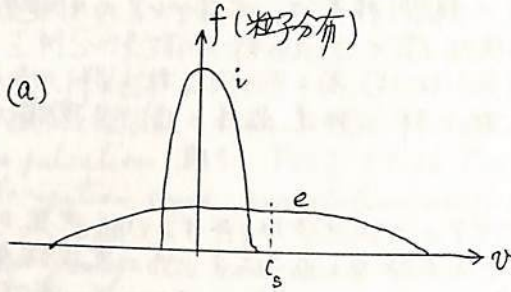
今ここで、太陽フレア粒子群を発生したフレアγハットを取り上げ、その典型的な発達過程について調べると、硬X線やガンマ線などの高エネルギー電磁放射は、フラッシュ・フェーズ、および、それに引き続くエクスポージング・フェーズの発達初期に、殆ど全てが放射を開始していることがわかる。この事実は、フレア初期の100秒程度の短時間に、MeVエネルギー以上の太陽フレア粒子が、既に加速されてしまっていることを示している。また、エクスポージング・フェーズの発達中に、地球上でBeVエネルギーの太陽フレア粒子を観測した例も、実際にいくつか知られているのである。

これらの観測結果は、フレア初期に、高エネルギー粒子の加速が、非常に高效率で起きていることを示している。

太陽フレアに於ける電子加速の理論

新部 元秀
(九大・教養)

最近、フレアに於ける電子加速の可能性をめぐって種々のグループ間で論争があり、ここではそれらについて我々の見解を述べておきた。問題は次の様なシナリオが可能かどうかにある。[a → b → c' → d]



上記のシナリオ中、b → c の process が起きるか否かをめぐって下記の様な主張があり、それらの詳細については原論文にゆずるが結論は次の通りである。

- A.O. Benz (Ap. J. 211, 270 ('77)) $k \ll k_e$ (イオン波の波数) $\sim k_e$ (電子ハイブリッド波数) とも可能
- J. Kuypers (Ap. J. 238, L165 ('81)) 同上
- V.N. Tsytovich, L. Stenflo and H. Wilhelmsson (Ap. J. 246, L89 ('81)) 同上
- L. Vlahos and K. Papadopoulos (Ap. J. 234, L217 ('79)) 全く不可能
- " (Ap. J. submitted) $k \ll k_e$ なら可能
 $k \sim k_e$ では不可能
- M. Nambu (Phys. Rev. 23A, June ('81)) 同上。

藤見治一 堀幸久
(名大空電研) (名大工)

太陽風加速についての Parker のモデルでは, よく知られているように, 基本的な力として, 太陽コロナの圧力及び太陽重力の2つを考えている。Belcher と Davis が太陽風中に大抵中の Alfvén 波が存在することを1971年に発表したが, その頃から Alfvén 波のポテンシャル力による力である基本的な力と考える理論が注目され出し, 多くの論文が発表されている。

これらの論文では, 径方向のポテンシャル力,

$$F_p \equiv \left\langle -(\hat{v} \cdot \nabla) \hat{v} + \frac{1}{4\pi\rho} (\nabla \times \hat{B}) \times \hat{B} \right\rangle_r$$

$$= -\frac{1}{8\pi\rho} \nabla_r |\hat{B}|^2 + \frac{1}{4\pi\rho} \langle (\hat{B} \cdot \nabla) \hat{B}_r \rangle,$$

が, $\hat{B}_r \approx 0$ として最後の項を無視出来るとし,

$$F_p = -\frac{1}{8\pi\rho} \nabla_r |\hat{B}|^2, \quad (1)$$

の, 圧力項の形になると考えられている。ここで, ρ は質量密度, \hat{B} 及び \hat{v} は Alfvén 波の磁場及び速度成分である。これに対して, 我々は, \hat{B}_r の項は高次の計算では無視出来ず, この項をとり入れると F_p は '負の圧力' の形になること, 又, $(\partial/\partial t) |\hat{B}|^2$ の項が加わることを示し, 非定常 Alfvén 波による太陽風の加速機構を提唱して来た。しかし, Alfvén 波の強度の空間分布, 特に効果的に加速機構が働いていると思われる太陽近傍における分布が不明なため, 定量的な討論は少々難しい。

本報告では, 今までより詳しく討論を行う。このため, 球座標で, 太陽風流や媒質の不均一性の効果を取り入れた式を, まず, 導いた。我々の場合, 球対称の近似は使えない。球対称では $\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0$ と満たさない。我々は局所的球対称の近似を用いた。従って, 波の θ 方向 (又は ϕ 方向) の拡散は重要な効果として, 取り入れられている。我々の得た式は,

$$F_p = \frac{1}{8\pi\rho} \left\{ (1 + 2\frac{V}{V_A}) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{V_A} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} (1 + 3\frac{V}{V_A}) \right\} |\hat{B}|^2 \quad (2)$$

ここで, V は太陽風速度, V_A は Alfvén 速度である。

加速で特に問題となるのは Critical Point ($r = R_c$) 前後の領域である。

Parker のモデルでは

$$(1 - \frac{c_s^2}{V^2}) V \frac{dV}{dr} = f_1(r) + f_2(r) \equiv F(r) \quad (3)$$

と書ける。ここで c_s は音速。圧力による項 f_1 は $f_1 \propto r^{-1}$, 又, 重力による項 f_2 は $f_2 \propto -r^{-2}$ 。従って, $r = R_c$ を境として, $r < R_c$ で $F < 0$, $r > R_c$ で $F > 0$ 。(3) 式の右辺に F_p による項が加わった時, F_p の空間依存性により Critical Point 前後の加速の様相が大きく影響される。これについての討論を行う。

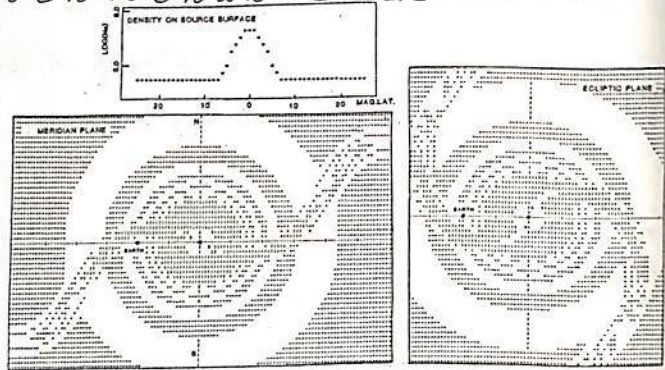
大家 寛, 三宅 亘, 森岡 昭
(東北大・理)

1. 序

惑星間空間における太陽風プラズマの密度構造は一様なものではなく、磁場変動域の近くに密度の高い大規模なプラズマシート構造が存在することが結論づけられつつある。ここではこの不均一な太陽系空間のプラズマ構造が m 波帯の電磁波の伝播にあたる影響を検討するため、太陽風プラズマの密度構造をモデル化し、これに対するRay Tracingを行なった。

2. 太陽風プラズマの密度構造モデル

太陽面は非常に複雑な磁場構造をもっている。しかし、表面からはなれるにしたがって、多重極成分は急速に低下し、最初AlfvenやSchulterが指摘したようなダイポール磁場が展開する。この太陽の双極子磁場成分が惑星間空間を支配し、そのニュートラルシートを中心にプラズマシートが展開する。このシート内はしたがってプラズマの密度が濃厚で磁場が逆転するセクターが存在することになる。ここでは $2R_{\odot}$ に太陽風の源をとり、磁気赤道に沿って密度の濃厚な部分をとる。これを動径方向に等速度で吹き出させることにより太陽風プラズマの実態がモデル化できる。双極子の軸と自転軸が一致しないことから、波うシート状の構造が得られる。(第1図)



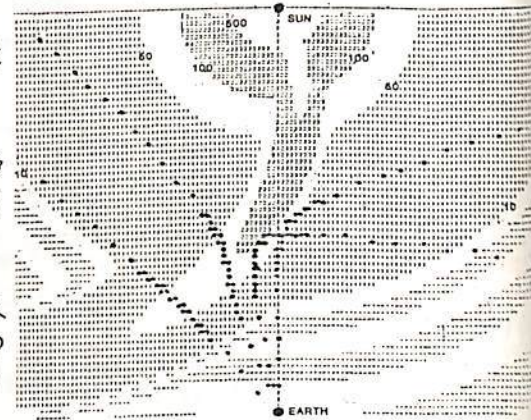
第1図

3. Type IIIバーストの伝搬

この濃厚な密度をもつシート状の構造モデルにもとづいて地球で観測されるType IIIバーストのRay Tracingを行なった。第2図には、 100 kHz の場合の結果の一例を示すが、 m 波帯のType IIIバーストは太陽風プラズマ中の密度勾配によってその伝搬路が曲げられることがあかる。

4. まとめ

Type IIIバーストはフレアに伴い生じる高エネルギー粒子により励起された静電プラズマ波がその場のプラズマ周波数(f_p)およびその2倍($2f_p$)の周波数の電磁波に変換されたものとされている。又、衛星のスピンを用いたdirection



第2図 (数字は電子密度)

finding (Gurnett et al. 1978) により m 波帯のType IIIバーストは $2f_p$ であるとされている。しかし今回の結果からバーストの発生している領域を決定するには、惑星間空間プラズマの密度構造を考慮する必要があることが明らかになった。したがって現実に近い太陽風プラズマの密度構造モデルのもとでType IIIバーストの伝搬を明らかにし、その発生域とそこでプラズマ周波数との関係を知ることが重要である。

Statistical study of the large amplitude low frequency wave observed in fore-shock region

Yukio Watanabe (ISAS)

Toshio Terasawa (ISAS)

We have investigated the possibility that the low frequency waves in the fore-shock region are generated locally by ion beams of bow shock origin.

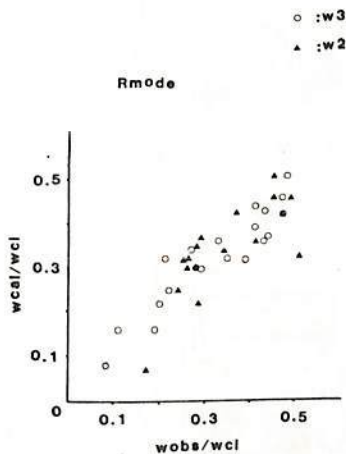
Comparing the observed frequency analyzed by MEM and FFT with that frequency calculated by a simple model, we attempted to confirm above hypothesis semistatistically.

We used Imp G data, August 1969 and September 1969 and selected the intervals of the wave observations during which solar wind velocity did not change more than 15 km/s from one hour before the interval to one hour after it.

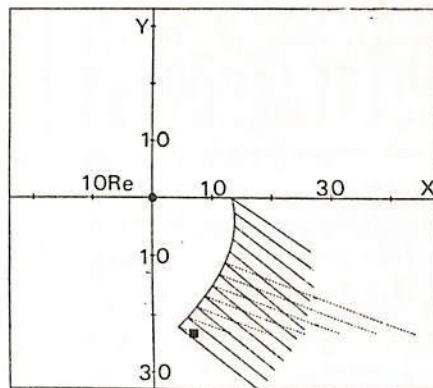
Solar wind density and proton temperature did not change so much as to affect our model calculation.

The procedures are

1. Calculation of bow shock shape and crossing points of field lines to bow shock.
2. Calculation of beam energy (after Paschmann et al.)
3. Calculation of wave frequency by resonance condition and doppler shift condition.
4. Comparison between observations and model



Comparison between observed frequency and calculated frequency for R mode.



Calculated beam path projected to x-y plane.

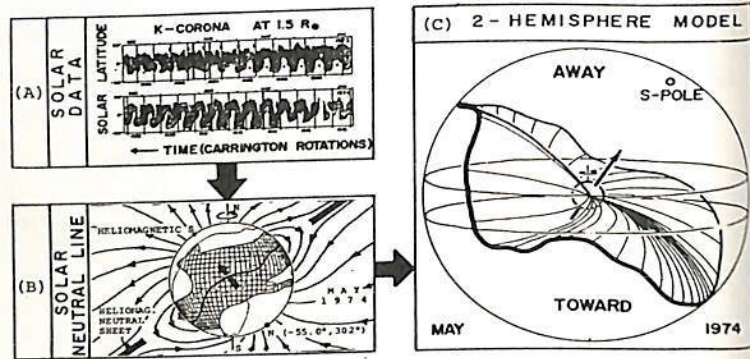
斎藤尚生・瀬戸正弘
(東北大理) (東北工大)

HELIOSPHERE の磁場構造を巨視的に表現するには、その neutral sheet (又は current sheet) の形状を示すことが有用である。neutral sheet の形状は solar cycle の phase が進行するにつれて徐々に変化するが、その形状を求めるには基本的には太陽面現象の観測 data から求める方法 (譬えば第1図) と、惑星間磁場観測 data から求める方法 (第2図) のふたつがある。(両方の data が入手可能な場合には両者を比較勘案して neutral sheet を求める。)

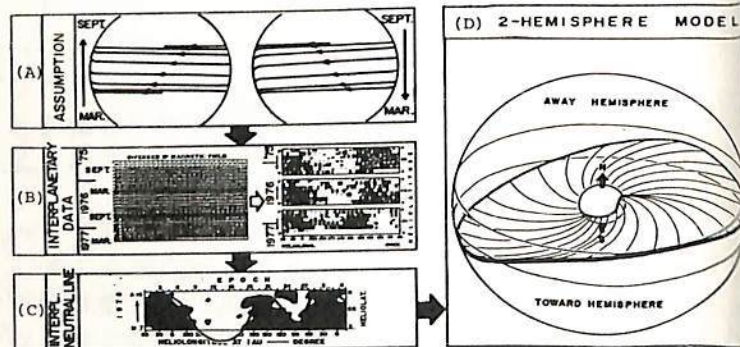
この様な方法を使ってこれまで求められてきたいろいろな年の neutral sheet を、solar cycle の phase 毎に並べかえて、いろいろな solar-interplanetary-terrestrial phenomena が統一的に解釈できる様に考慮しながら neutral sheet の solar cycle evolution として把握すると、次の様に纏めることができる。

- (1) one solar cycle 全体を通じて、決して4枚とか2枚などの定常的な sector boundary が存在するわけではなく、二半球 model が示す様に、一枚の warped neutral sheet がいろいろな形状や反転をしながら evolution を行なう。
- (2) 次の(3)(4)の時期を除いては warped neutral sheet はほぼ地球軌道面に平行に展開している。但し、1954-1955年等の例外を除いては、殆ど常に白面緯度にして 15° 以上 warp している。
- (3) 太陽活動極大期には、太陽極磁場が反転するに伴って neutral sheet も反転する。(Rotational reversing).
- (4) 太陽活動減少期の終わりから極小期の始めにかけて、neutral sheet は、あ反かも反転を開始するかの様に一時的に大きく傾き、もどに戻る。(Heliomagnetspheric excursion).

最近 IAGA の Edinburgh Assembly において Neubauer, Schwenn, Smith 等によって HELIOS-1, HELIOS-2, ISEE-3, PIONEER-11 等による solar wind 観測 data の solar cycle evolution が報告されたが、彼等の実測値は我々の決論と矛盾しないことが明らかになった。



第1図



第2図

藤本和彦, *小島浩司, 村上一昭, 長島一男,
名大理 *名古屋保衛大



Fig 1 IMF極性発生日数比 $(\frac{T}{FA})$

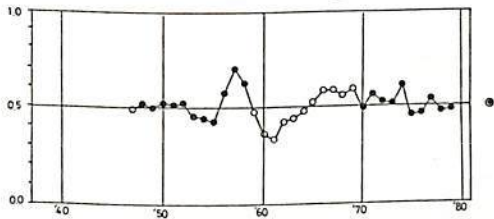


Fig 2 経年変化

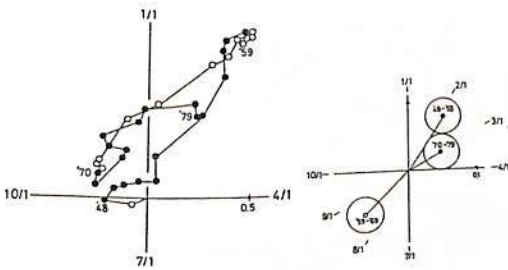


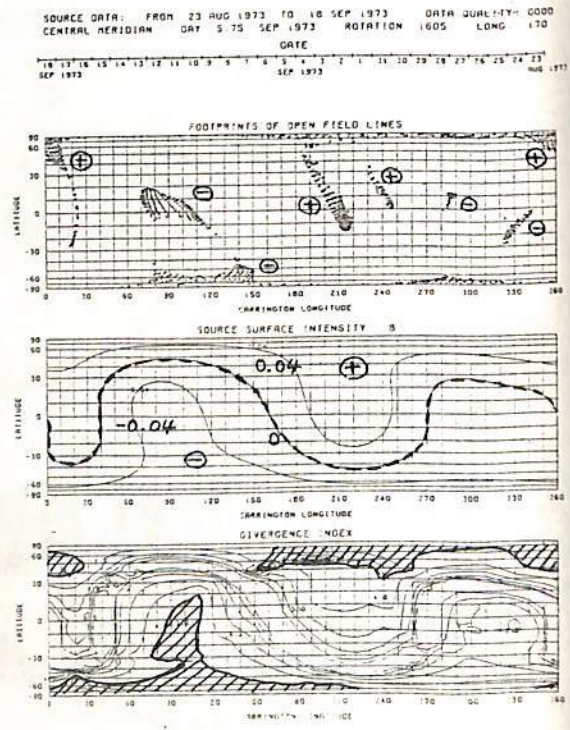
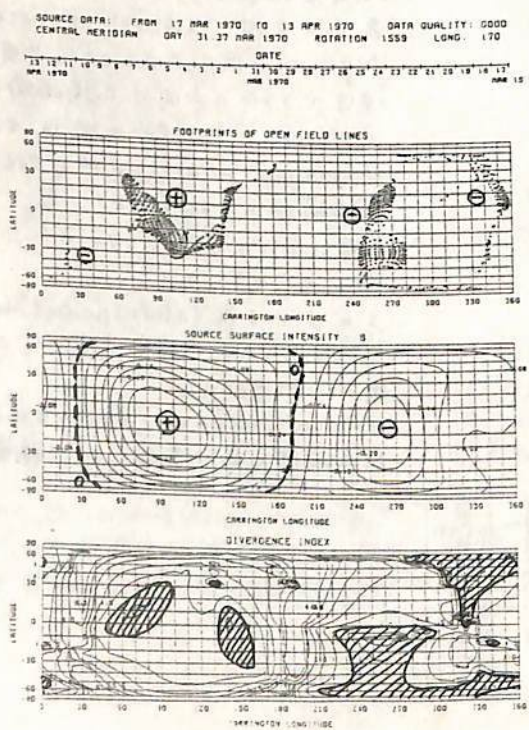
Fig 3 年周変化 (a) と平均 (b)

惑星間空間の磁場構造は Toward-Away
2極構造に於ておりこの構造と
宇宙線強度変動、奥方性の深く
関連していることが知られている。
惑星間空間磁場は太陽磁場の2極構造の
radial に太陽風により引き出されているとして
IMF極性 (T: Toward day A: Away day)
の比 $(\frac{T}{FA})$ の経年変化及び年周変化から
太陽面上での neutral sheet の
傾きとずれ (solar equatorial
coordinates) を推定した。
Fig 1 に月毎の IMF極性の比 $(\frac{T}{FA})$ を示し
Solar minimum あたりでは大きな
年周変化を示し Positive polarity と
Negative polarity では phase が
逆転していることがはっきり見られる。
この有様をわかりやすくするために
Fig 2. に年毎の平均値の経年変化
と年周変化を示す
長年の平均では比 $(\frac{T}{FA})$ はほぼ 0.5 であり
Fig 3 a, b に示されるように年周変化
の平均ベクターの方向は太陽磁場が
Positive polarity の時は 3月
Negative polarity の時は 9月を示し
太陽磁場の反転とほぼ一致して
反転しており平均ベクターの大きさは
約 0.1 を示している。
このことは長年の平均は neutral sheet は
ずれば見られず太陽赤道面から 30°
傾いていると考えられる。
neutral sheet の傾きとずれの変化から
太陽磁場反転の機構について議論する。

太陽コロナ磁場のマッピング結果と 太陽風構造研究への応用

丸橋克英・渡辺成昭
(電波研)

ウィルソン山天文台で測定された太陽磁場データに対して Newkirk 達が球面級数展開 ($n=9$) を行って求めた係数を用いてコロナ中の磁力線の形状を計算した。ここで太陽風が磁力線をひきのばす効果を考慮し、 $r = 2.5 R_0$ ですべての磁力線が半径方向に向くように External source の磁場を仮定してある。磁力線の計算は、 $r = 2.5 R_0$ の球面を経度方向に 36 、緯度方向に $\pm 70^\circ$ の範囲で 25 の網目に切り、各点から光球面に到達するまで磁力線を追跡する方法をとった。結果の一例を下に示す。図は (1) $r = 2.5 R_0$ をおおう 36×25 本の磁力線の根元の光球面上の緯度・経度、(2) $r = 2.5 R_0$ における磁場の強さの分布 (+ は外向き、- は内向き)、(3) $r = 2.5 R_0$ の磁場と磁力線の根元の磁場を比較し、 $B(2.5 R_0) = B(R_0) \times (R_0 / 2.5 R_0)^n$ と置いたときの n の値の分布、の3つで構成されている。(3)の図で n が小さい領域 ($n \leq 4$ の領域を斜線で示してある) は磁力線の幾何学的なひろがり小さく高速と太陽風の吹き出し口に対応するものと思われる。これらの図はそれぞれ、コロナホール、太陽風磁場の強度と極性、太陽風速度との比較を目的として作成された。これまでの解析で特に注目されることは、(1)の開いた磁力線の根元の緯度・経度と(3)の n が小さい領域の緯度・経度の間にずれがあり、コロナホールと高速太陽風の吹き出し口の対応関係の微妙なずれがコロナホール付近の磁場形状の違いにより説明される可能性があることである。



西田 篤弘 (宇宙科学研)

1978年8月より ISEE-3がラグランジュ点におかれ、太陽風と惑星間空間磁場の連続観測を行っている。このデータを用いて宇宙線のFORBUSH DECREASEの原因について考察してみたい。

一般的にいて宇宙線の密度Uの減少の原因としては粒子の平均エネルギーTの減少と流れによる発散が考えられる。FORBUSH DECREASEが衝撃波の到来と共に始まる場合について種々の可能性を検討してみよう。

(1) エネルギーTの減少

困難が二点ある。その一つは衝撃波に伴う惑星間空間電場は3 mV/m程度でありこの電場のもとで1 GeVのエネルギー変化を受けるためには2 AUもの長い行程が必要なことである。(10 GeV陽子の5γ磁場のもとでのラーマー半径は0.05 AUである。)第二点は外向きの密度勾配のもとでの∇Uドリフトは惑星間空間電場 $E = \underline{B} \times \underline{u}$ と同じ向きを持ち、むしろTを増加させる傾向があることである。

(2) 磁力線に直角方向のドリフトによる発散

この場合にも困難が二つある。その一つは∇Uドリフトは本質的に密度勾配に直交するものであって密度勾配に沿って粒子を流出させるものでないことであり、他の一つは太陽磁場双極子が南向きの時には∇Uドリフトは赤道向きであって、粒子を低緯度領域に向ってむしろ収束させることである。

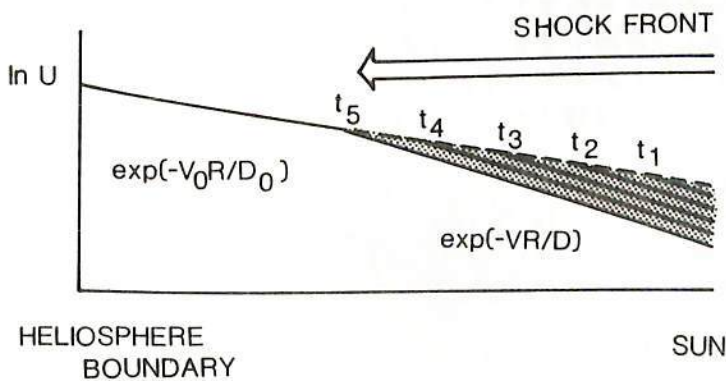
(3) 磁力線に沿う(太陽に対して)外向きの流れによる発散

やはり困難がある。衝撃波による反射のために宇宙線粒子が外向きに流れるものであれば、FORBUSH DECREASEに先立ってUが増加するはずであるが、そのような増加現象は認められないことが多く、たとえ増加する場合でもFDでの減少に見合うものは出現しない。

(4) 磁力線に沿う(太陽に対して)内向きの流れによる発散

これは密度勾配に従う太陽方向への拡散速度が衝撃波の到来と共に増すものと考えられるものである。衝撃波が到来すると太陽風速が増加し、また磁場の乱れが激しくなるために磁場方向の拡散係数 κ_{\parallel} が減少する。従って衝撃波の位置に粒子がpile upしないためには、衝撃波面上流側では∇Uが大きくなっていなければならない。その結果、付図に示すように衝撃波の到来と共にUが減少する。失われた粒子を太陽方向に運ぶのは上流側の粒子流束 $S = -r_{\parallel} \nabla U + C u U$ (CはCG係数)で、その絶対値は下流側での値よりも大きくなっている。この考えはFORBUSH DECREASEの時の宇宙線日変化の位相と矛盾しない。しかし、(a) 衝撃波面で粒子がpile upしない理由、及び

(b) 太陽側(ここに粒子のsinkがあると仮定している)での境界条件、について更に考えてみる必要がある。



(5) 磁力線に直角方向の非ドリフト性の流れによる発散

非ドリフト性の流れが効くのは散乱頻度がジャイロ周波数と同程度以上の時である。衝撃波のすぐ上流側では磁場の揺動が激しく、散乱頻度が高い可能性がある。しかし太陽に致るまで κ_{\perp} が大きな値を持ち続けるとは考えられないので、流れはいずれ磁場に平行にならねばなるまい。

須田友重, 奥谷晶子, 和田雅美
 気象研 理研 理研

フォーブシ減少時に宇宙線南北非対称性の表われることは既に多くの例で見られている。しかしその原因については個々には必ずしも明かでない。たゞセクター構造を通し宇宙線密度勾配とのベクター積で示る $B \times \nabla n$ 効果についていわれていた。[1] しかしその大きさは平均状態でみられる勾配より1桁大きいものも考えねばならぬほどある。

我々がここに報告するものは次の英でさらに進めたものである。

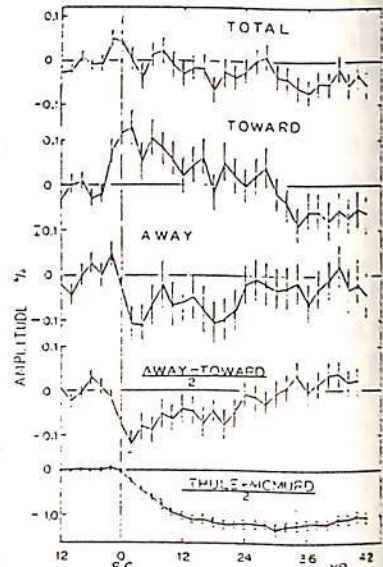
- (1) フォーブシ減少を SSC エポックとして集めた。例数は 1964-75 を用い 357 あるので、これを2つのセクターに別けても充分の数があり、個々の差を消し平均状態をみる [2] が出来る。
- (2) 等方成分と比べた。等方成分の時間変化を太陽動径方向の空間分布とみた。これにより宇宙線減少時の勾配を出し、 $B \times \nabla n$ をつくり、南北異方性の測定と比べた。
- (3) 宇宙線の散乱の効果を上記測定と推定の比から求めた。

解析した結果、第1図に見るようにセクターで異なる方向の南北異方性が得られた。その観測値は (Thule-McMurd) / 2 である。これを (Away-Toward) / 2 とし平均した図が下に示される。0.1% の変化を示す。これと等方成分と比べる。その時間微分の形と示している。これを空間での密度勾配に焼成す。ちなわち、 $G = (1/\nabla)(dn/dt)$ たゞし、 ∇ は宇宙線の相対密度、 ∇ は SSC の移動速度である。 ∇ はそのときの太陽風速度なら第2図 [2] から 500 km/s。 dn/dt は 0.1%/hr と読みとれる。たゞし SSC から 10hr について、これを $G = 10\%/AU$ 。この量はすでに平均状態の 1%/AU [3,4] の1桁上である。たゞし宇宙線 rigidity は 20GV とみる。この G から逆算し南北異方性にまでいくと、測定値は推定値の 1/5 になる。これを宇宙線の散乱による異方性打消効果とみると、散乱の平均行程が 0.03 AU。これは平均状態の 0.3 [4] の1桁下である。

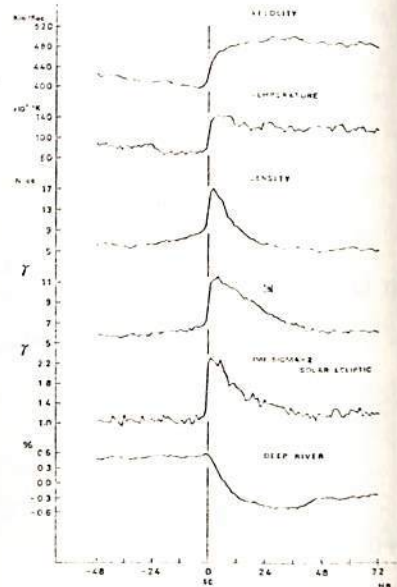
第2図に見るように、SSC のあと磁場の変動も大きい。そのような中で散乱頻度の増すことは充分理解できることである。なかにもこのべた南北成分変化は SSC 前 24hr の平均からの差であり、平均状態が別に存在することを妨げるものでない。

[1] Yoshida, S. et al. JGR, 78, 6409-6427 (1973).
 [2] Wada, M. and Suda, T. Sci. Papers I.P.C.R. 74, 1-12 (1980).
 [3] Kudo, S. and Wada, M. Proc. 15th ICCR, Plovdiv, 3, 158-163 (1977).
 [4] Yasue, S. J. Geomag. Geoelectr. 32, 617-635 (1980).

オ1図



オ2図



宇宙線中性子強度日変化極大時刻の世界分布 と太陽活動度

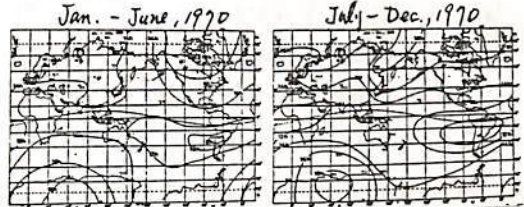
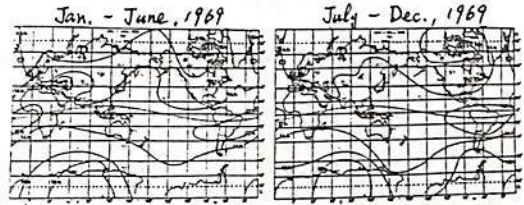
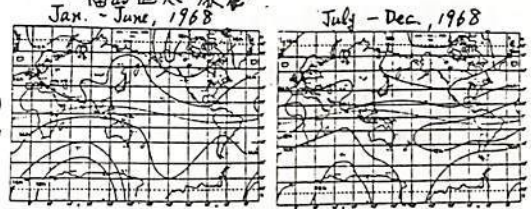
石田 喜雄・菅野 常吉・斎藤 俊子
福島大・教育 福島 匠太・教養

これまで度々報告したように (Kanno (1961), 岡 (1965) 及び 7th, 8th, 9th, 13th I.C.C.R.), 世界各地点の宇宙線中性子強度の月平均値より求めた日変化の極大時刻 (地方時) にこれに T_{mn} (地方) の半年平均値の contours をとると, IGY, IGC 及び IQSY のデータから次のような仮説が導かれた。(i) 太陽活動が激しいときには, T_{mn} は中・低緯度地方では前進し, 高緯度地方と南大西洋地区 (南米より南アフリカまで) では遅れる。(ii) 太陽活動期には地磁気の磁力線が西方に曲げられ, 太陽静穏期には東方に戻る。(iii) T_{mn} の分布が赤道の宇宙線赤道は時間と共に変動する。

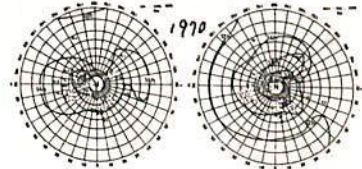
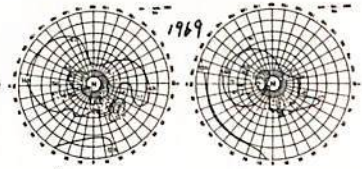
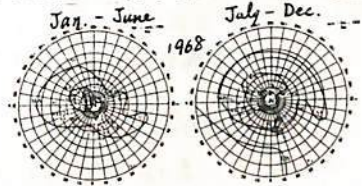
今回は, IASY 期間 (ここでは 1968~1970) について, 上記の仮説の方法で半年毎の T_{mn} の contours を求めたところ, 才1図 (Mercator 図) 及び才2図 (北上方向見た北半球図) に示すような結果が得られた。いずれも左側は1月~6月のもの, 右側は7月~12月のものがある。

比較のための, IGY, IQSY 及び IASY を代表する北半球図を才3図に示す。(a) は Jan.-June, 1958 のもの, (b) は Jan.-June, 1964 のもの, (c) は Jan.-June, 1969 のものがある。これら3図から, 次のことがわかる, IGYの時の T_{mn} の contours (a) は IQSYの時の T_{mn} の contours (b) より西方に shift し, IQSYの時の contours は東方に戻る。IASYの時の T_{mn} の contours (c) はまた西方に shift する。IASYの時の太陽活動度は IGYの時に比べて小さいので, IGYのときほど shift しない。これは前述の仮説の (ii) を support する。

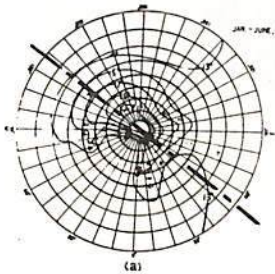
また, 才1図より前述の仮説の (i) 及び (iii) が実証される。



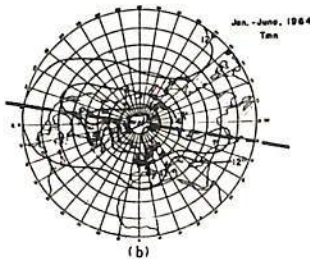
才1図



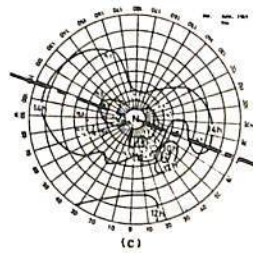
才2図



(a)



(b)



(c)

才3図 (北半球図)

- (a) Jan.-June, 1958
- (b) Jan.-June, 1964
- (c) Jan.-June, 1969

宇宙線日変化の長期変動

北村正通, 小寺邦彦
気象研究所

Huancayo 及び Cheltenham における電離層資料を用い, 1936~1972年の宇宙線日変化の長期変動について解析を行う。

従来用いられていた二方向モデルを用い,

$$\Delta j_1(p, \psi) = k_1 j_0(p) (p/p_0)^{m_1} \cos \psi \quad \left. \begin{array}{l} (p \leq p_{\mu 1}) \\ (p_{\mu 1} < p) \end{array} \right\} (1)$$

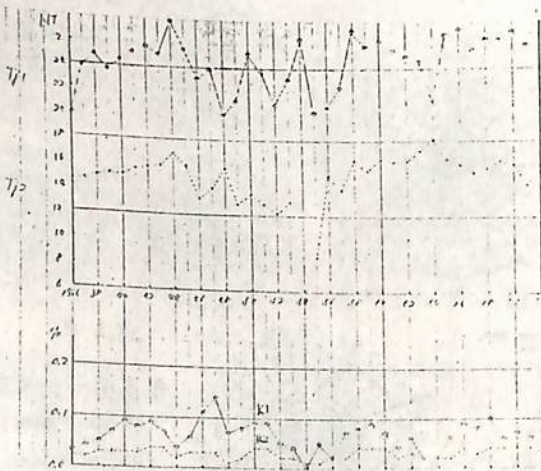
$$\Delta j_2(p, \psi) = k_2 j_0(p) (p/p_0)^{m_2} \cos(\psi - \phi) \quad \left. \begin{array}{l} (p \leq p_{\mu 2}) \\ (p_{\mu 2} < p) \end{array} \right\} (2)$$

において, $m_1 = -1, m_2 = 0$ とし, 観測値 (Amp 及び T_{max}) の最もよく合う異方向性方向と k_1 及び k_2 を求めた。下の図の枠をみた。図は, $p_{\mu 1} = 50 \text{ GV}, p_{\mu 2} = 1000 \text{ GV}$ の場合のものであるが, 他の値を用いて $p_{\mu 1}$ は低エネルギー, $p_{\mu 2}$ は高エネルギーとする限り, 結論は大きく変えることはない。 T_{j1} 及び T_{j2} は夫々, Δj_1 及び Δj_2 の方向 (hr. L.T.) を示す。

この図から次の枠をみた:

- 1) 2つの異方向性は昼の側と夜の側とに截然と分れて存在する。
- 2) 2つの異方向性は, 何れも長期の時間変化を示し, positive polarity の期間と推定された 1947-1957年においては, Δj_1 は ~22 hr を中心に, Δj_2 は ~13 hr を中心に存在し,
- 3) 他の期間, 即ち negative polarity の期間においては, Δj_1 は 2~3 hr 方向, Δj_2 は 15~16 hr 方向に存在するといふ見られる。(= 即ち positive polarity とは太陽北極の磁場から外方向に向いている場合をいふ, 反対方向の場合を negative polarity と呼ぶことにする。)
- 4) 1954年 (positive polarity の期間における太陽活動極小年) においては, 昼側の異方向性が消滅して夜側のみに存在する。

以上は, 2地算のみの資料によるものであるが, 更に資料を増やして解析結果について触れたい予定である。



宇宙線日変化異方向性の方向 (T_{j1}, T_{j2}) 及び k_1, k_2 の長期変動

森 覚 (信大理) 長島 一男 (名大理) 藤本 和孝 (UNM) D. B. SWINSON (UNM)

太陽時日変化の22年変化については前回の報告した。内容の一部は同じ著者名で去る7月のホリーで17回宇宙線国際会議でも"22-YEAR VARIATION IN THE SOLAR DIURNAL ANISOTROPY OF COSMIC RAYS"のタイトルで報告された。

Fig. 1 は1958~1980の23年間の中性子、中陽子モニター(以下も含む)の観測データである。Fig. 2 はこれを一方向の異変位を仮定し反時計「位相」の経年変化である。

- 図からわかるように、
- (1) 1958-70年の期間は、異変位はむしろ定常的($\sim 180^\circ$ 方向)である。
 - (2) 1971~80年の期間では、「位相」は前進してホリ($\sim 150^\circ$ 方向)、その前進は中陽子成分に対しよりも、地下中陽子成分に著しい。
 - (3) 1980年頃では、「位相」は、(1)に復帰しかけている。

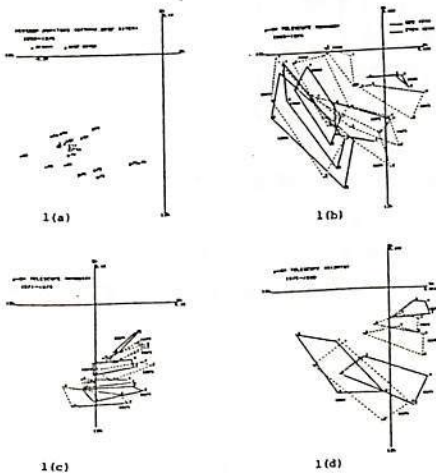


Fig. 1. Observed solar diurnal variations for neutron monitors and meson telescope at ground level and underground for 1958-80.

これらの特徴を知るために、「対流・拡散モデル」を基にして、これらの観測日変化を起す空間での異変位の性質について調べることが出来る。

今回は、前回の方法を踏襲し、さらに

- (1) 中陽子成分の response function について、再考考を加え、新しい coupling coefficients を計算し、best-fitting 解析を試す。
- (2) 中陽子成分(名大)の解析から、いわゆる南北非対称日変化成分(P₂-成分)の存在について、再考しこれを導入して best-fitting を試みる。

以上の諸結果について議論する。

SOLAR DIURNAL ANISOTROPY

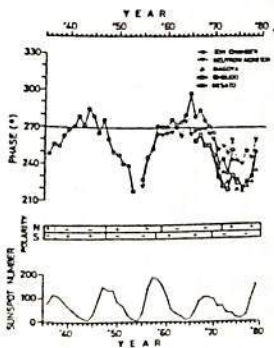


Fig. 2. 22-year variation of solar diurnal anisotropy for 1937-79.

村上昭, 藤井善次郎, 山田良実, 神原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦, 長島一男, ^A近藤一郎
^BAG. FENTON, R.M. JACKLYN 石大理, A 東大宇宙線研, B タスマニア大

エネルギー $10^{13} - 10^{14}$ eV における宇宙線異方性は ($\rho =$ 数 $10 \sim 100$ AU) 太陽磁気圏と銀河系の境界領域に対する情報をもたらす。太陽磁気圏の構造を知るために重要である。このエネルギー領域の観測は小空気シャワーを用いておこなわれるが、観測は現在までのところ Peak Musala (Bulgaria) と Mt. Norikura のみで北半球に限られている。異方性の解析により太陽磁気圏の構造を議論するためには、異方性を空間において三次元的にとらえることが重要であり、このためには北半球における観測にコンジュゲイトな南半球における観測が必要になる。このため現在オーストラリア・タスマニア大学グループと共同でタスマニアにおける小空気シャワー観測計画をすすめている(表1)。

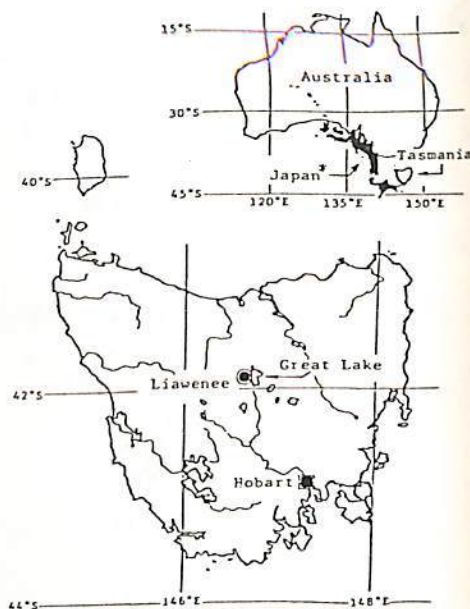
計画は当初の予定より数カ月遅れたが、既にこの8月末に検出器等観測機器を現地に発送し、11月中に観測開始の予定ですすめている。

今回機器発送に先立ち、観測計画の基礎データ(平均エネルギー、平均カウンティングレイト等)を得るためタスマニアにおける観測予定地 Liawence に高度の近い、明野宇宙線観測所(900M)において予備実験をおこなった。

この結果を含め計画の現状について報告する。

	Liawence, Tasmania	Mt. Norikura
Geographic Latitude	41° 54' S	36° 07' N
Longitude	146° 40' E	137° 33' E
Altitude	1060 m a.s.l.	2770 m a.s.l.
Atm. Depth	910 g·cm ⁻²	720 g·cm ⁻²
Detector	Proportional counters (288 counters) 18 x 4 m ²	Plastic Scintillators 4 x 4 m ²
Shower Rate 3-Fold		3.6 · 10 ⁴ /hr
4-Fold	1.2 · 10 ⁴ /hr	1.2 · 10 ⁴ /hr
Primary Median Energy	5 · 10 ¹³ - 10 ¹⁴ eV	2 · 10 ¹³ - 3 · 10 ¹³ eV

表1.



山岸久雄
(極地研)

ELFヒスは磁気圏昼側に観測される、顕著な波動現象であり、磁気赤道面内プラズマポーズ付近、及び $L > 7$, 磁気緯度 $30^\circ \sim 45^\circ$ 付近で主として発生し、一部はプラズマ圏を満し、一部は磁力線沿いに伝播し、極域上空へ降り注ぐ。後者の伝播路について、極軌道衛星 ISIS-1, 2 の VLF 観測の南極昭和基地受信データに基づき、下記の観点から、有り得る Ray pass を計算する。

(1) 磁気赤道域と極域上空のパワースペクトル特性の相異

ELFヒスの発生源付近でのパワースペクトルは、GEOSの観測によれば、高域カットオフが、衛星位置でのジャイロ周波数の $1/2$ 以下であり、40dBに達する。シャープなカットオフを示すが、ISISにより観測される極域上空のパワースペクトルは $1/2 \Omega_{eg}$ (Ω_{eg} : 磁力線を磁気赤道までトレースした点のジャイロ周波数) 以上まで伸び、また高域カットオフは 10dB/oct 程度のゆるやかな減衰を示す。これらの点から、極域で観測される、ELFヒスは様々な L-shell から伝播した波の重ね合せ効果、特に低緯度からの寄与が大きいものと考えられる。そこで、磁気赤道から極域上空への様々な Ray pass を計算し、それらを経由する波動成分の重ね合せにより両者の間のパワースペクトル特性の違いの説明を試みる。

(2) 極域上空での放射強度の緯度分布

極域上空での放射強度の緯度分布は、磁気赤道面内での放射強度分布と伝播路の効果により定まる。ISISのVLF受伝機AGCレベルデータから求めた極域上空の放射強度分布は、高緯度ほど弱まる傾向を見せ、特に $70^\circ \sim 75^\circ$ 以上で顕著に弱まる。OGC-3, 5等の赤道面での放射強度分布と比較することにより、上記の強度分布を与えるようなELFヒスの伝播路について考察する。

(3) ELFヒスの極域上空での偏波特性

ISIS衛星のVLF-AGCデータを調べると、衛星の $1/2$ スピン周期に同期した顕著な信号レベルの低下が、しばしば見出される。これはダイポールアンテナの指向特性のヌル点が波の電界偏波面に一致したために起る現象と考えられるが、この場合ELFヒスを構成する波動成分の偏波面(換言すればKベクトル)は、かなり一様なものと差えられる。このような一様偏波が起る条件、場所について、統計結果を報告する。また、地磁気姿勢計データより地球磁場と偏波面とのなす角を求めることが可能であり、これは伝播路を定める情報を与える。

(4) ELFヒス低域カットオフより推定されるKベクトル

ELFヒスは、複数イオンの効果により左旋波に変換され、カットオフを登けるが、この減衰量は、低緯度ほど大きくなる傾向をもつ。この減衰量は地球磁場の伏角、波の入射角が定めれば数値計算により、定量的に求められる。そこで、観測されたELFヒス低域カットオフ減衰量を与える波の入射角を、長野等のフルウェーブプログラムにより計算し、得られた入射角より、波の伝播路を逆算する。

謝辞: フルウェーブプログラムを提供して下さった長野勇氏に深謝いたします。

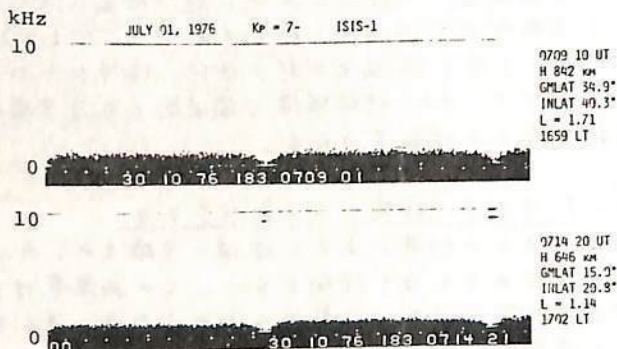
Plasmaspheric Hiss Observed in the Topside Ionosphere II

恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭、村上利光 (電波研究所)
 T. Ondoh, Y. Nakamura, S. Watanabe and T. Murakami
 Radio Research Laboratories, Tokyo, 184

Thorne et al (1973) have reported extensively on characteristics of ELF hiss called plasmaspheric hiss using data of the OGO-5 search coil magnetometer. Tsurutani et al (1975) have also discussed on the inner zone hiss detected from $L = 1.1$ to $L = 2.0$ using the search coil magnetometer data of 38 hiss events observed by the polar-orbiting low-altitude satellite, OGO-6. But, in the above two papers they have analysed only wave magnetic fields of the ELF hiss but not wave electric fields of the ELF hiss. So, we will report characteristics of ELF hiss observed by ISIS satellites using VLF/ELF electric field data received at Kashima station, Japan during Nov. 1973 to Feb. 1977. Then we will compare the present result obtained from ISIS electric field data with those from the search coil magnetometer data of OGO-5 and OGO-6.

Tsurutani et al (1975) have reported that ninety-two percent of the ELF hiss events occurred during geomagnetically active intervals, especially the storm recovery phase, and also that the ELF hiss signals are absent over the geomagnetic equator. We have detected 220 passes of the ELF hiss out of 230 ISIS passes used. ELF hisses were observed for 138 passes (63 %) in the quiet period and for 82 passes (37 %) in the disturbed period. We have 11 passes of the ELF hiss absence over the geomagnetic equator out of 220 ISIS passes. Thus, there are some differences between the hiss electric field- and the hiss magnetic field-results.

The following figure is a typical example of the ELF hiss observed at $L = 1.14$ in geomagnetic low latitude during the storm main phase by ISIS-1.



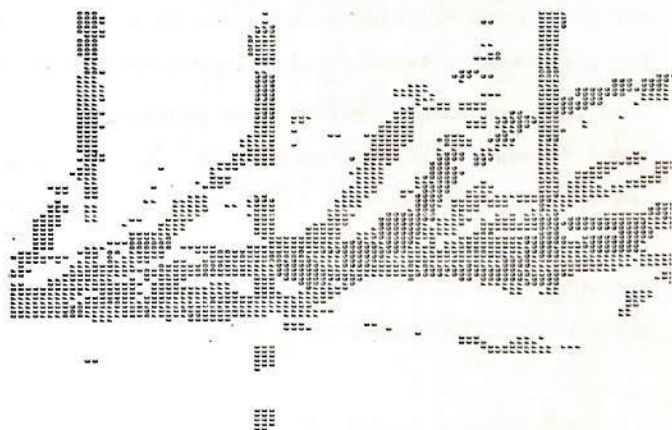
多点強度比較法 v.s. NPE 法

所田 忍・鶴田 浩一郎
(宇宙科学研究所)

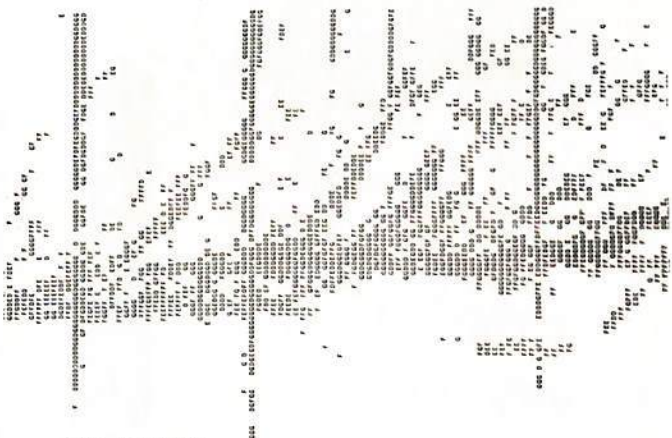
我々は過去数回にわたって、1979年の夏期に、カナダ・ケベック州で行った VLF 多重観測の解析結果を報告してきたが、今回は、NPE (Non Polarization Error) 法による電波の到来方向を求めたもので、その結果を報告する。

図に示したのは、7月23日の早朝に受信された Siple 信号に対して行った解析結果である。(A)は南北のステーション・チェーン (~80 km 間隔で北から南に D, E, F, G と配置) で得られた信号をスペクトラム上で重ね合わせ、さらに各々の周波数成分の大きさを比較して、最も強い信号の受信されたステーションを、D, E, F, G と、この記号で示したのである。他方、(B)は F 系における方探の結果を示したものであるが、この図を作製するにあたっては、電離層の下端の高度を 100 km と仮定して、電波の到来方向のベクトルを、この高度まで延長して、ベクトルの終点から最も近くにある、従って信号が最も強く受信されるであろうと予想される観測点を、先と同じ記号で表示した。

F 系における方探の結果 (B) は、信号強度を直接比較した結果 (A) と大まかに傾向は一致するが、波の到来する方向が散らばりやすいという特徴が見い出された。これは、かわらから言われている電離層-地上面の多重反射や、複数の波動による、互ひき起こされる干渉の効果であろうと考えられる。本講演では、さらに、いくつかの例を挙げ加えて、これらの点について考察をしてゆく予定である。



(A) 多点強度比較法



(B) NPE 法

磁気圏下部におけるホイストラの伝搬

Y. Nakamura, T. Ondoh, S. Watanabe and T. Murakami (RRL)
中村義勝、恩藤忠典、渡辺成昭、村上利光 (電波研)

We have conducted direction-finding measurements of whistlers at Okinawa (geomag. lat. 15.2°N) since 1979. Preliminary results of the whistler direction finding measurements support the ducted propagation of low-latitude whistlers observed at Okinawa. The whistlers at Okinawa occur mainly at times of deep $f_{\text{O}}F_2$ valley in the early local morning. The field-aligned irregularities, $\Delta N/N$ becomes large in the early local morning in low latitudes since the ambient plasma density is the lowest in that time of all the day. The enhancement factor of irregularities, $\Delta N/N$ along the IGRF line for the ducted whistler propagation is at most 0.6, which is smaller than $\Delta N/N$ exceeding 1.0 along the centered dipole field line in low latitudes.

In fact, Ondoh et al (1979) have pointed out that most night-time whistlers occur simultaneously with weak sporadic-E ionizations at Okinawa. In addition to the above results, we have recently found whistlers observed above the low-latitude ionosphere for L less than 1.2, using the ISIS VLF data received at Kashima, Japan. The whistlers observed at low latitudes for L less than 1.2 seem to be affirmative evidence for the ducted propagation of low-latitude whistlers.

イオンホイスラーと太陽及び地磁気活動度-II

渡辺 茂昭, 恩 藤 忠典
電 気 研 究 所

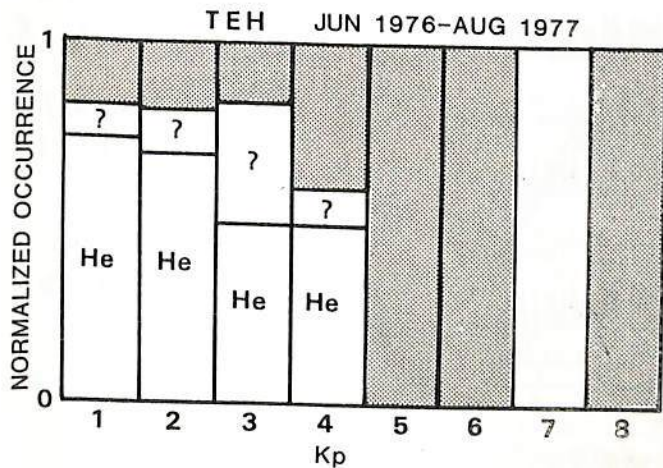
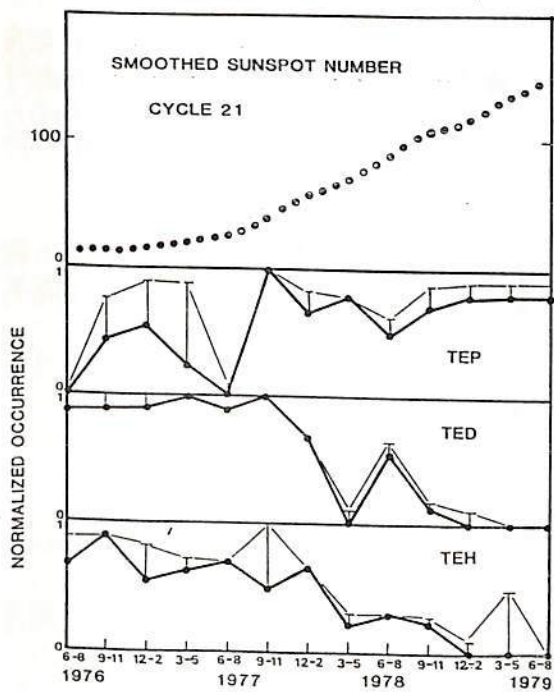
極軌道衛星 ISIS-2号から送られてくるVLF, ELFデータを時角圧縮し, 赤道近イオンホイスラー群の経度変化を見やすくしたダイナミックスペクトルを中心に, 解析する。イオンホイスラーは上部電離圏のイオン組成を良く反映する。特に赤道近イオンホイスラーは, 衛星近辺のみならず, 遠くは与れた赤道上空の情報も伝達する。前回は, 各赤道近イオンホイスラーの生起率は, 太陽活動度に強く依存する事を中心に述べた。今回はさらにSolar Cycle 20のデータをも含め解析する。

特に赤道近のフロトンホイスラー等はどのパターンが, 極大期と極小期では異なる事を示す。その理由を, フロトンの密度比を考慮して明らかにする。

又, 各イオンホイスラーの生起率とKp indexとの関係をSolar Cycle 21, 20, B₄などの極大期, 極小期について報告する。

特に, 極小期には図が示すように, 明らかに, Heホイスラー(ヘリウムホイスラー)は, Kpと逆相関にある。他のフロトンホイスラーも似た傾向を示す。

LT依存性等の統計結果を紹介する。



← Solar Cycleの極小期におけるヘリウムホイスラーのKp依存性

Heとはヘリウムホイスラー群として観測されたパス

? は不明の場合(ノイズ, ヒズにマスクされて存在が不明)

Xツリユは, 群として観測されなかったパス

EXOS-B/SIPLE局共同実験における サイプル局信号の絶対強度の解析

佐々木主税、木村艦根、橋本弘哉
(京都大学、工学部)

1979年の夏と冬、1980年冬に行われた、EXOS-Bと、南極サイプル局信号を用いた波動粒子相互作用の実験の際、観測されたサイプル局信号の絶対強度の解析結果について報告する。

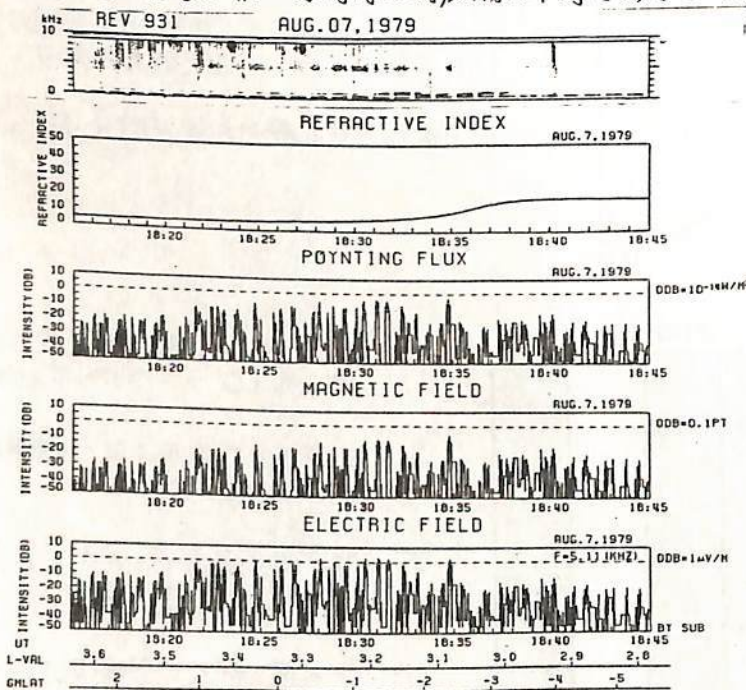
前回の報告までは、磁気圏中で波動粒子相互作用が起る、その日のサイプル局信号の強度についてののみであったが、今回は、ASEの生じていない日のデータについても解析を行った。

I. 絶対強度の決定法

この実験では、衛星から送られてくるVLF信号の他に、地上で、定まった強度の信号(校正信号)をも同一のテープに記録し、衛星からのデータと校正信号を比較することで、受信信号の絶対強度を求めることができる。校正信号が入っていない場合のデータは、校正信号の代わりに、衛星からのデータ中に含まれる安定な信号(DPLパイロット信号等)を基準信号とした。

II. 観測結果

図1がその観測結果の一例である。衛星で受信された電界の強さから、磁界の強さ、電力密度を求めた。ここで磁気圏中の電子密度分布モデルは、サイプル局信号の伝搬時間の解析の結果、適当と思われるものを使用して屈折率を計算してある。この場合、アライズポーズを λ -value = 3あたりで横切るのので、そこで屈折率が増加している。但し、 k -方向は地球磁場に平行であると仮定してある。一番上の図は、周波数スペクトルである。



III. 解析方法

サイプル局からの信号の伝搬形態を次の様に仮定して、解析を進めていく。
 1) サイプル局から電離層まで自由空間伝搬とする。
 2) 電離層中の伝搬は、Full-wave-solutionのプログラムを用いて、信号の損失を計算する。
 3) 磁気圏中は、無損失として、ダクト伝搬、またはノングラウト伝搬を仮定して、信号強度を求める。
 こうして得られた値と実際に観測された値とを比較する。

図1 サイプル局信号の絶対強度の時間変化

石橋広通 橋本弥蔵 木村磐根
京都大学工学部

EXOS-B衛星に搭載されたNWC局VLF信号(22.3kHz)のドップラー観測装置(DPL)により得られた下記期間中のデータを処理したのでその結果を報告する。

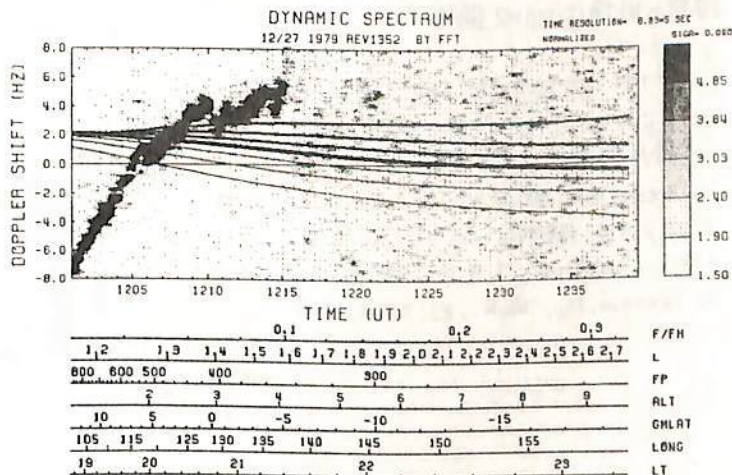
REV1339~1429(179.12.23~180.1.21)におけるDPL観測は入感直後から行なわれており低高度のVLF伝播の様子を見ることができ。一例として下図にREV1352の処理結果を示す。この観測で得られたドップラーシフトは2つの特徴を有している。1つは1206UT, 1210UT付近で不連続になっていること、1つは1201~1210のドップラーシフトがかなり大きな変化を伴って観測されていることである。上記観測期間のうち大半のデータがこれと類似した様相を呈しているが、すべて低高度で日没時に赤道付近を衛星が通過した時に観測されたという事が関係あると思われる。

図中央線はwave normal が磁気子午面内にあるとし、その磁場に対する角度をパラメータとして拡散平衡(DE)モデルの下にドップラーシフトを計算したものであるが、それによれば1201~1210の間にwave normal angle は±60°を超える範囲で変化した事になる。実際同じDEモデルの下でray tracing を行ない、軌道付近のwave normal angle を計算したがこのような変化は見られなかった。

この現象に注目すると次のような事が言える。これらの観測時においては衛星の速度ベクトルは磁気子午面と直角に近い角度をなしているため、wave normal angle がほぼresonance 角に近くない限りそう大きなドップラーシフトの変化は期待できない。しかしwave normal angle が磁気子午面内になく、衛星の速度ベクトルとの角度が先の場合より小さい場合は観測例のようなドップラーシフトの大きな変化も十分考えられる。wave normal が磁気子午面になり理由としては日没時において電離層の傾斜がおこり、それが低高度でwave normal 方向に大きく影響することが第一に挙げられる。

次に信号が不連続な点については、こうした観測結果は以前にも数例あり、その原因はそれぞれ違、た緯度で電離層に入射した波が観測点付近で交わったためと解釈して来たが、今回は多量にしがも類似性のある結果が得られており、このことについても検討して行く。

右図は、EXOS-Bより送られて来たNWC信号ドップラー変位分にFFTを用いた計算機処理を行ない、得られたスペクトルを等高線表示したものである。



VLFソナー及びLHR波のスペクトル構造と オーロラの関係

中川一之^{*}, 鈴木光義^{*}, 福西 若^{**}, 芳野起夫^{*}
^{*}電気通信大学, ^{**}国立極地研究所

はじめに

近年S3-3, ISIS等の衛星観測から, オーロラ粒子の加速機構に伴うイオンの加速現象とVLF, ELF帯の波動との関係が注目されている。^{1), 2)} 今回 昭和基地で受信されたISIS-1, 2衛星のVLFデータの中から特にVLFソナーとLHR波に着目しオーロラアークとの位置関係やイオンの加速機構との関係について解析した。

VLFソナー

VLFソナーの低周波帯に現われる吸収帯の構造, Invariant Latitude - MLT分布及びオーロラアークとの位置関係について調べた。その結果 次のことが明らかになった。

- 1) 吸収量が最大になる周波数は一般に衛星位置でのプロトン gyro半径の整数倍になっている。
- 2) 統計解析から得られたソナーの発生分布はS3-3衛星で観測されたElectrostatic shock¹⁾及びISIS衛星で観測されたTAI (Transversely Accelerated Ion)²⁾の領域とよく一致する。
- 3) 一般にソナーの現われる領域はオーロラアークの位置から少し離れ, アークの高緯度側が低緯度側である。

図1にソナーの吸収帯の様子を示す。

LHR波

VLFソナーの領域の低緯度側に図2に示されるようにバンド巾が狭く内部構造を持つ現象がひんぱんに観測された。これらの内部構造は衛星のスピンのにより周波数が見かけ上変化することにより生じると考えられ, その構造から波のスペクトルの大きさと方向を推定できる。その結果, これらのエミッションはLHR波であることがわっている。³⁾

以上の結果をもとに VLFソナー及びLHR波の発生機構, これらの波とTAIの発生機構の関係について議論する。

(参考文献)

- 1) MOZER, F.S., et.al., *Space Science Reviews*, **21**, 155, 1980.
- 2) KLUMPAR, D.M., J.G.R., **24**, 4229, 1979.
- 3) TEMERIN, M., J.G.R., **23**, 2609, 1978.

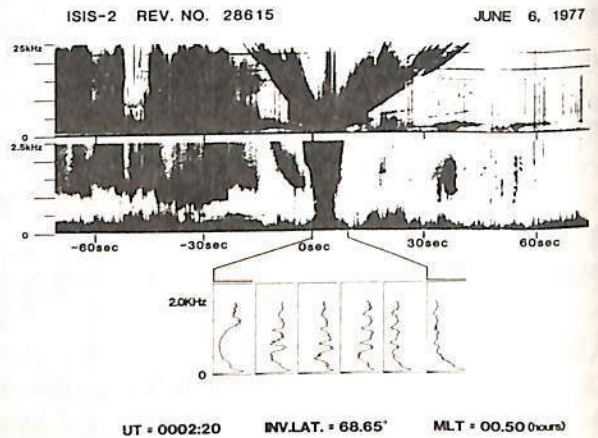


図1 ソナーに見られる吸収帯の構造

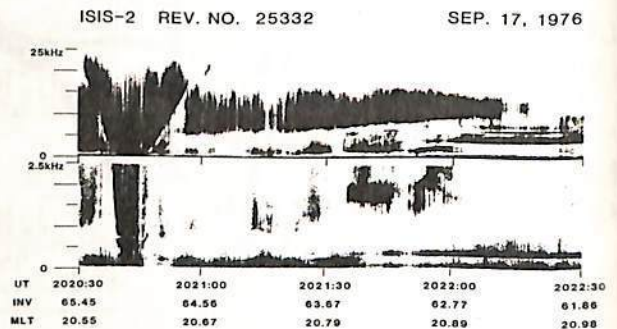


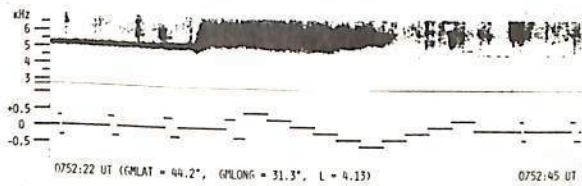
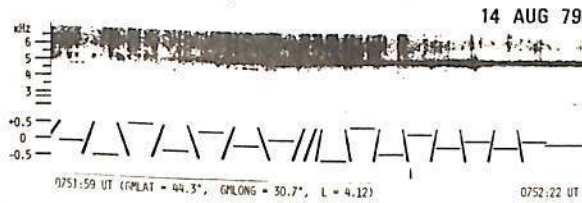
図2 VLFソナーとLHR波

木村 磐根
京都大学工学部

T. F. Bell
スタンフォード大学

サイフル信号やオメガ信号によるASE現象はこれまでから地上観測について豊富なデータがあるが、その特長はriserやfalling tone, hookといったdiscreteな構造をもっている。これらは磁気圏中をダクト伝搬して来たものと考えられている。

1979年7~9月に行われたE×OS-B/サイフル局実験及び1977年10月~1979年8月に行われたISEE/オメガ局実験で観測されたASEを調べると、地上でも観測されるdiscreteタイプのもも観測されるが第1図に例示される様に、狭帯域で一定周波数の波が励起され、それが更に広帯域のバースト状の波動を励起する現象がE×OS-Bで観測された^[1]又ISEE-1ではオメガ(North Dakota)信号により、その周波数の上側に立上りの速いライザー状あるいはバースト状の波動が励起された例がみつまっている。^[2]これらの現象はいずれも信号の遅延時間やホイスターの同時観測からノンダクト伝搬と考えられる。結局ASEの発生(波動-粒子相互作用)領域及び衛星迄の伝搬の夫々の波の伝搬モードはダクト, ノンダクトの両者がありうるから現象が発生して衛星迄到達するのに4つの組合せが考えられる。そこで上記のバースト状波動現象は少くとも発生源で波がノンダクトであったという仮説を立ててみる。所がDingle & Carpenter^[2]によると第1図の現象と酷似した現象がサイフル局, ロバーバル局ならびにS3-3衛星で同時観測されたという報告がある。これからは単純には現象がダクト伝搬によっているとも考えられ先の仮説と矛盾する様であるが、衛星の位置はプラズマポーズのすぐ外側であり又ここでは電



粒子を位相又は密度バンチングさせたと考える。このバンチした粒子が方向θに制限が除かれればあらゆる角度で電波を同時に放射するから、バースト状波動が励起される筈である。この様なモデルでは、サイクロトロン共鳴の場合、信号周波数より高い周波数のバーストが、又ランダウ共鳴の場合元信号より上下にバーストが出る事が予想される。

最後にカーペンター教授の貴重なコメント及びヘリウエル教授, 松本 絃助教授らとの有益な討論を感謝する。

参考文献

1. Kimura et al., Adv. Space Res. Vol. 1. 197-202, COSPAR 1981.
2. Bell, Inan & Helliwell, Mem. Natl. Inst. Polar Res. Special Iss. 16, 128-144, 1980.
3. Dingle & Carpenter, J. Geophys. Res. 86 A6 4597-4606 June 1, 1981.

VLFライン・エミッションと Quiet Band 形成の計算機シミュレーション(2)

J. P. マシュウ, 大村善治, 松本 紘 (京大・超高層)

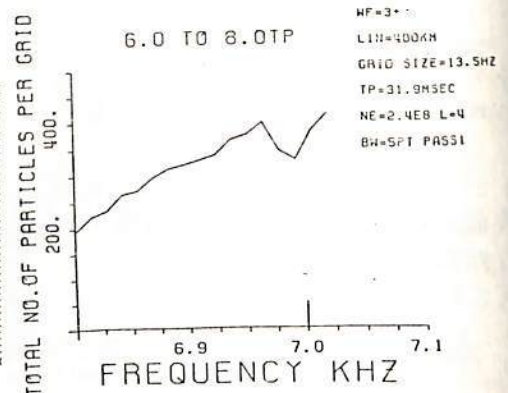
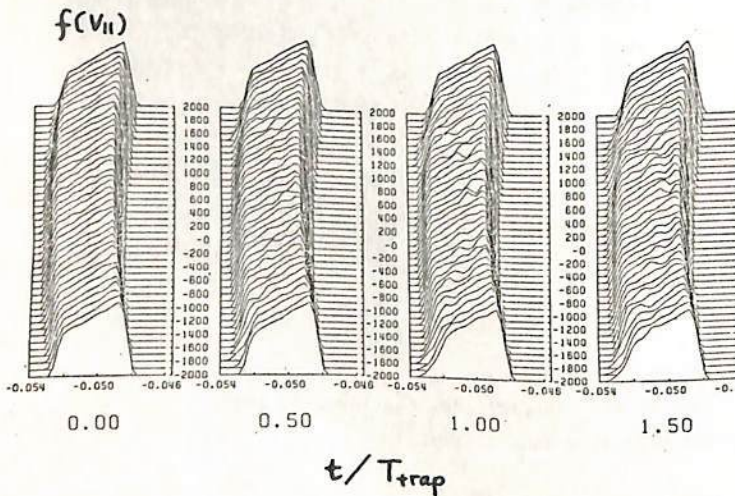
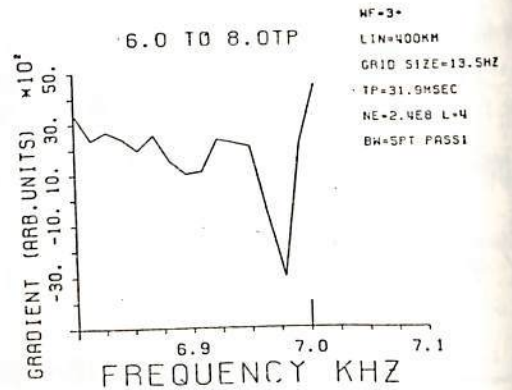
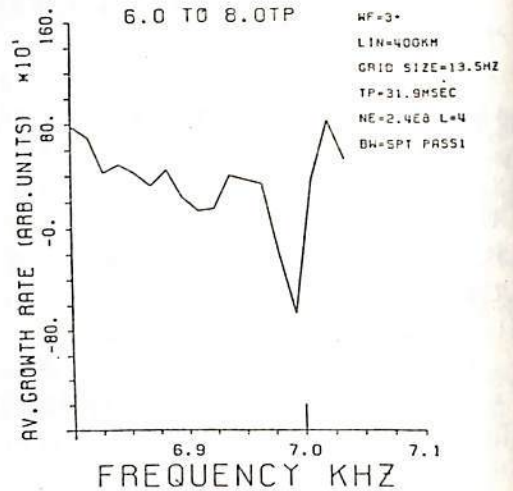
The Quiet Band effect is observed on rare occasions below monochromatic VLF whistler mode waves propagating in the magnetosphere. It is a band of width 50-200 Hz in which wave growth can be suppressed by up to 10dB. An analytic theory developed by Cornilleau-Wehrlin and Gendrin (1979) uses the idea that particle trapping by whistler waves modifies the equatorial particle distribution. This theory predicts that the frequency width of a Quiet Band depends on the square of the magnetic induction of the wave which produces it. Computer simulation studies based on a Long Time Scale (LTS) code developed at Kyoto can aid our understanding of this phenomenon and enable us to examine the assumptions and results of the analytic theory. In particular, the theory assumes that all trapped particles are released together, whereas the simulation results show a realistic progressive detrapping.

A test particle study of deformation of the distribution function under the effect of a monochromatic VLF wave in the dipole magnetic field has been carried out. After several trapping periods, the distribution function shows a peaky damping just below the frequency of the monochromatic wave. It is shown that contribution from the gradient change of the distribution function to the damping is greater than that from the deduction of the flux of the resonant electrons.

References

Cornilleau-Wehrlin, N., and Gendrin, R., J. Geophys. Res., **84**, 882, 1979.

Mathews, J. P., Y. Omura and H. Matsumoto, paper presented at IAGA General Assembly, Edinburgh, 1981.



VLFトリガード・エミッションの計算機シミュレーション——エミッション解放のメカニズム——

松本 紘 · 大村善治 (京大・超高层)

§目的

VLFトリガード・エミッションの多くは、トリガー波が跡切れE時に発生することが多い。本研究は、エミッションがどのような状況下でトリガー波同波数を離れるのか、またその物理機構は一体どのようなものかという点を定量的に明らかにすることを目的としている。

§手法とモデル

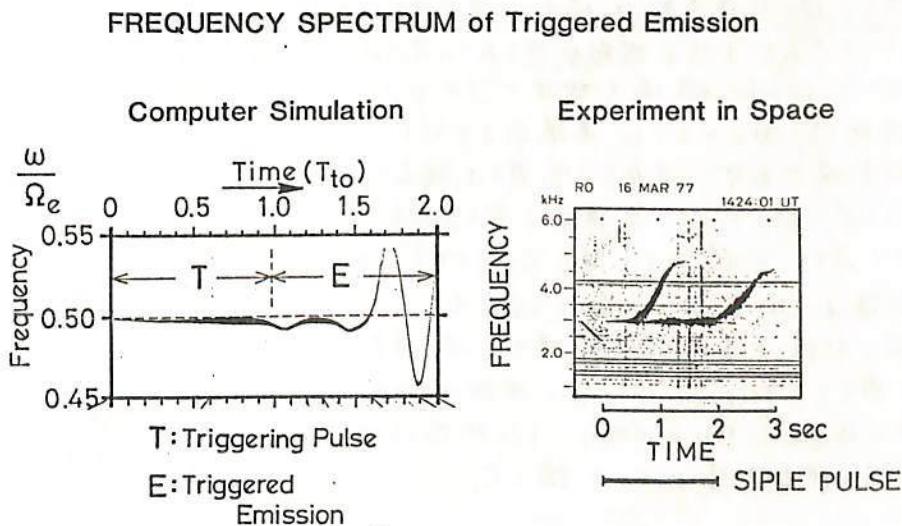
上記目的を達成する一つの手段として、LTS粒子コードによる $1\frac{1}{2}$ 次元の計算機シミュレーションを試みた。LTS粒子コード・シミュレーションの手法については、当学会で何度か我々のグループから報告があったので省略する。今回は、モデルとして

- 1) 均一な外部磁場
- 2) 有限長のホイッスラー波束
- 3) トラップ粒子が主体となる共鳴電子ビーム

の三要素を採用し、波と粒子とを互いに逆向きに走らせ、出会い型相互作用させた。

§結果

下図に示すように長さ約33 msecのホイッスラー・パルスを共鳴電子群と出会い型相互作用させた。トリガー波Tの後にEで示されるトリガード・エミッションが観測された。比較のためサイフル実験のスペクトルも掲げておく。当日には、シミュレーション結果の映画とその物理機構について説明を加える。



不均一磁場中のホイッスラー相互作用の非線形発展

— トラップ、アントラップ粒子の競合関係のシミュレーション —

大村善治・松本 紘 (京大・超高層)

前回の学会で、不均一磁場中のホイッスラー相互作用における、トラップ、アントラップ粒子各々の役割について報告した。地球磁力線に沿って伝搬するホイッスラー波と、それに逆方向に走行する高エネルギー電子との相互作用を考えると、電子が赤道面から離れて走行している場合には、トラップ粒子は波を増幅させ、アントラップ共鳴粒子は波を減衰させる。一方、電子が赤道面に向かって走行している場合には、トラップ粒子は波を減衰させ、アントラップ共鳴粒子は波を増幅させる。これは、狭い $v_{||}$ -分布関数をもつ電子ビームを用いたM-TS粒子コードによる計算機シミュレーションにより明らかにされたことであるが、今回は、広い $v_{||}$ -分布と電子ビームに与え、より現実的な大規模シミュレーションの結果を報告する。

電子の $v_{||}$ 速度分布として、図1に示すように、赤道面において一定の $\frac{df}{dv_{||}}$ を持つような2種類の分布を仮定する。線形成長率の式から明らかのように、均一磁場の赤道面においては、一方は波を増幅させ、他方は減衰させる。しかし、外部磁場の不均一性を考慮した場合の成長率についてはまだ十分な理解が得られていない。そこで Dipole 磁場を仮定しシミュレーション領域を図2のように赤道面を中心に両半球に広げ、波がない時電子は Adiabatic Orbit に従うものとして全領域に電子を分布させておき、ホイッスラー波を伝搬させて、その振幅 ω と周波数の変動を調べる。弱い勾配を持つ不均一磁場中の波の成長に關して、Karpman [1974] 等の理論があるが、その検証を行うと同時に、トラップ・アントラップ粒子の競合関係について論じる。

図1 赤道面での $v_{||}$ -速度分布

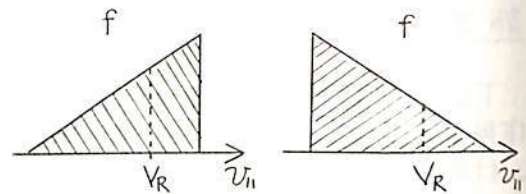
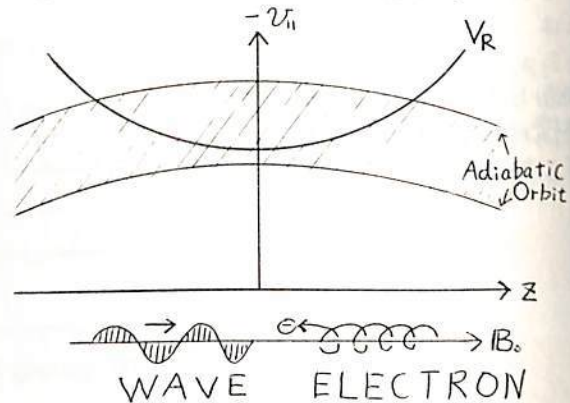


図2 シミュレーションモデル



温度異方性によるホイスラー波の沿磁力線性

並川 富一, 浜端 広充
(阪市大・理)

強磁場中の無衝突プラズマの運動を記述するのに有効な理論であるCGL理論は、Chew-Goldberger-Low (1956) に始まるが、有限ラーマー半径効果も含めたCGL理論の拡張は、Thompson (1961), Macmahon (1965), Kennel & Greene (1966), Frieman-Davidson-Langdon (1966), Bowers (1971) 等によりなされてきた。しかし、CGL理論の波動現象への応用 (Fedele 1969; Morioka & Spreiter 1970; Yajima 1966 etc.) は、低周波の磁気流体波に限定されており、ホイスラー波には応用されていない。周波数が、イオンサイクロトロン周波数付近からロア・ハイブリッド周波数域の場合には、CGL理論を適用することは出来ないが、ホイスラー波領域にある場合は、イオンの運動を無視することが可能となり、電子の運動のみを考えればよいから、CGL理論の適用が可能となる。

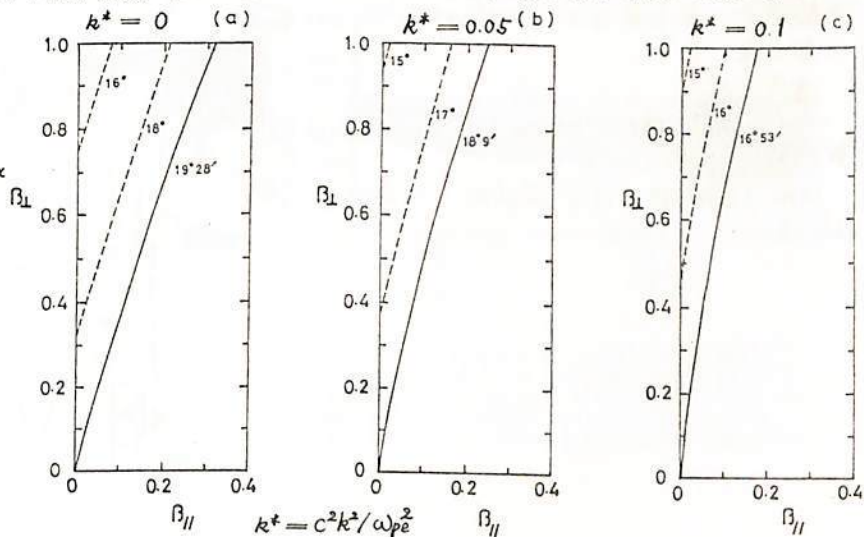
本報告では、Macmahon (1965) により得られた電子に関する式をホイスラー波に適用し、電子の温度異方性がホイスラー波伝播に如何なる影響を与えるかを明らかにする。電子の温度異方性が、ホイスラー波伝播の沿磁力線性に重要な意味を持ち、ある値領域では沿磁力線性を増すということを示す。

CGL展開の0次分布関数は bi-Maxwellian であると仮定して得られたホイスラー波の分散関係式は、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \omega^2 (1 + c^2 k^2 / \omega_{pe}^2)^2 = & \frac{\Omega_e^2 C^4}{\omega_{pe}^4} k^4 \cos^2 \theta \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \beta_L + \beta_{||} - \frac{1}{4} (\beta_L - \beta_{||}) (\beta_L - 3\beta_{||}) \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{1}{2} \beta_L - 2\beta_{||} + \frac{1}{2} (\beta_L - \beta_{||}) (\beta_L - 2\beta_{||}) \right) \cos^2 \theta \right] \right. \\ & \left. + \frac{C^2 k^2}{\omega_{pe}^2} \left[\frac{3}{2} \beta_L + \frac{1}{4} \beta_L (\beta_L - \beta_{||}) - \left(\frac{3}{2} \beta_L + \frac{1}{2} (\beta_L - \beta_{||}) (\beta_L - 2\beta_{||}) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \cos^2 \theta + \frac{1}{4} (\beta_L - \beta_{||}) (\beta_L - 4\beta_{||}) \cos^4 \theta \right] \right\} \end{aligned}$$

ここで、 ω_{pe} は、プラズマ周波数、 Ω_e は電子のサイクロトロン周波数、 $\beta_{L,||}$ は磁気圧に対する電子プラズマ圧の比である。

得られた分散関係式を使って ray と磁場との間の角度の最大値 V_{max} の計算を行った。数値計算の結果は図1に示す通りであり、濃い線より上の領域は、 $V_{max} < V_{max, cold}$ を与える。この結果より、 $\beta_L / \beta_{||}$ が大きい値をとれば、ホイスラー波の沿磁力線性が増すことが判る。



ビーム波入射による偏波・強度の空間分布の計算

長野 勇* 満保 正喜* 吉沢 重雄* 木村 繁根**

* 金沢大工 ** 京大工

1. 序 磁気圏から地上に到達するVLF波の空間分布は、ある限られた範囲であり、又、偏波はR、Lの両方観測されている。従来の平面波による計算ではこの観測結果を説明することは困難であり、どうしても、ビーム入射によるfull wave計算が必要となる。本報告では図1に示すような問題の構成を考え、下部電離層上方からGaussian beam波を入射させ、大地上の偏波・強度の空間分布を計算し、興味ある結果を得たので述べる。

2. 計算結果

2.1. 強度分布 入射波の広がり角を1波長程度にすると、入射波の波数スペクトルは、ほぼ、transmission cone内に一様となる。図2はwave guide mode theory (Walker, 1974)¹⁾とfull waveによる大地空間強度を比較したものである。本計算の方が減衰率大きい。又、周波数3~5 kHzにおいて磁界強度の減衰率の平均値は-6~-7 dB/100 kmとなり、Tsuruda et alの観測値と大変良く一致した。

2.2. 偏波分布 平面波計算ではホイストラモードによる大地上の偏波は常にR(右旋性偏波)であるが、ビーム入射波の場合には、図3に示すようにR、L両方見られる。波源の直下ではR的であり、距離が離れるにつれてL的になり得る。周波数が高くなるとR、Lが交互に現われる。

3. まとめ 有限な大きさの波源によるfull wave計算プログラムを開発し、幾つかの計算例を示した。得られた結果は観測値との対応が良く、より現実的な計算が可能となった。

謝辞 宇宙科学研究所鶴田博士には多くの観測データを見せていただいた。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- (1) A. D. M. Walker, Proc. R. Soc. Lond. A 340 p375, 1974
- (2) K. Tsuruda, US-Japan seminar p21, 1981

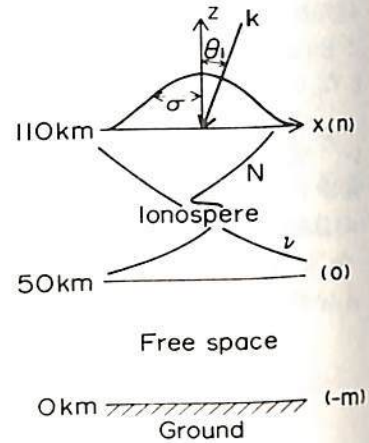


図1 数値計算モデルの模式図

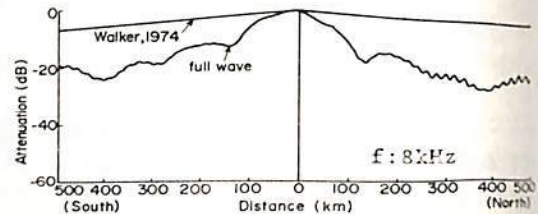


図2 モード理論との比較

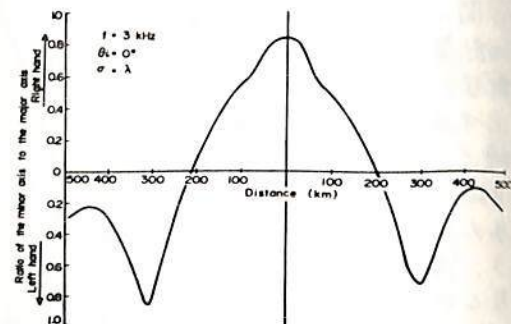


図3 偏波特性

“じきけん”によって見出された静電的プラズマ
波動の電磁波への変換の事実

Evidence of the conversion of the electrostatic plasma waves into
electromagnetic waves detected by Jikiken (EXOS-B) Satellite

Hiroshi Oya and Akira Morioka
大 家 寛, 森 岡 昭
Tohoku University

On the data detected by NPW of Jikiken (EXOS-B), there are many cases of the observation evidences that are indicating the spectra which can only be interpreted in terms of the conversion processes of the electrostatic plasma waves into the electromagnetic waves that are consistent with the originally proposed processes (Oya, 1971) and the application of the theory to the generation mechanism of the continuum radiation (Jones, 1976). The generation of the electrostatic waves are enhanced both at $(n+1/2)f_c$ and the upper hybrid frequency f_{UHR} . A feature of the conversion for the case observed at $f_{UHR} = (n+1/2)f_c$ (see Figure 1) is consistent with the previously disclosed evidence (Kurth et al., 1979) but the evidences are indicated more clearly due to fine structures on the EXOS-B spectra obtained by the high frequency resolution for wide band range. The conversion of the hybrid mode waves are confirmed to be taking place towards Z-mode waves. These Z-mode waves are again converted to the L-O mode to escape into the outer space (see Figure 2). We consider that these are very significant evidences which indicate that the conversion processes are one of the most important origin of the radio waves in the planetary plasma.

Reference

Jones, D., Nature, 260, 686, 1976.

Kurth, W. S., J. D. Craven, L. A. Frane and D. A. Gurnett, J. Geophys. Res., 84, 4145, 1979.

Oya, H., Radio Sci., 6, 1131, 1971.



Figure 1. An example of the Jikiken (EXOS-B) NPW data that indicate the conversion process of the electrostatic plasma waves into electromagnetic waves for the cases $(n+1/2)f_c = f_{UHR}$.

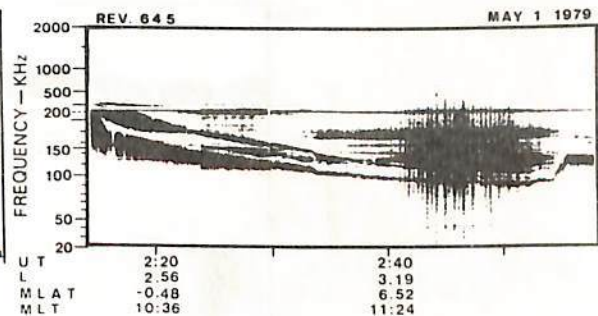


Figure 2. An example of the Jikiken (EXOS-B) NPW data that indicate the conversion process of the upper hybrid mode plasma waves into the Z-mode electromagnetic waves and the Z-mode plasma waves into the L-O mode electromagnetic waves.

オーロラキロメートルワック放射の発生域

— 南北対称性について

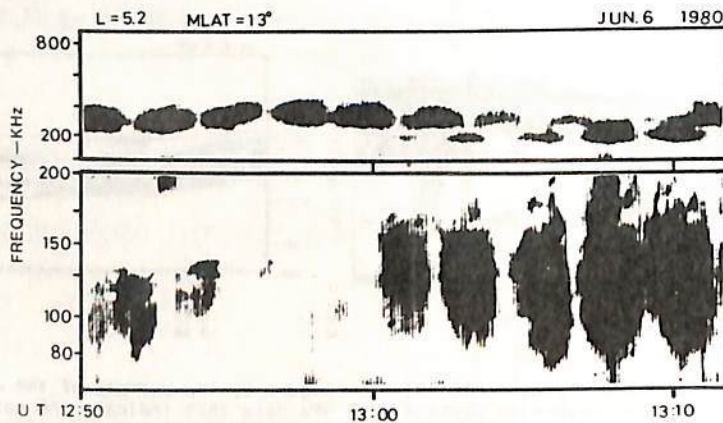
森岡 昭, 大冢 寛, 徳丸 宗利

(東北大・理)

1. 序 オーロラ粒子の加速やオーロラキロメートルワック波(AKR)の放射をもつ領域, すなわち沿磁力線電場域は極域電離層上部3000 Km~10000 Km に生成されているが, この加速電場の生成と極域電離層とのかかわりは未だ明らかになっていない。そこでまず, この加速域の高度やひろがりや南北半球でどの程度の対称性があるのかを調べることは, 加速域の生成の機構を探る上で重要な意味をもつ。ここでは「じきけん」衛星によって観測されるAKRのスペクトラムから南北半球にわたる放射源を同定し, さらにAKRの発生域の高度およびひろがりの対称性を調べた。

2. 解析 「じきけん」衛星によって観測されるAKRの電波源を南北半球に分離して解析が行なえるのは, (1)衛星の遠地点(5.6 R_E)がほぼ磁気赤道上にあり, (2)受信アンテナのスピン面が地球の子午面と平行であること, および(3)衛星の位置するLocal TimeがAKRの良く発生する20h~24h付近にある期間にめぐられる。第1図には南北半球から放射されるAKRのスペクトラムが全く異なる場合の例を示す。このスペクトラムからスピン位相の異なる2つのAKR(300 KHzを中心とするAKRと150 KHzを中心とするAKR)が明らかであるが, 各々のAKRの周波数帯域から求めたAKRの発生高度は3500 Km~5200 Kmおよび6200 Km~12000 Kmとなる。またスピン位相と衛星の姿勢を考慮することにより, 前者が北半球(夏半球), 後者が南半球(冬半球)から放射されていると同定される。

3. まとめ AKRの発生域の南北非対称性はAKRの発生と密接な関係にあるオーロラ粒子加速域が南北半球で高度が異なることとしてとらえることができる。これは極域電離層上部に生成される沿磁力線電場の高度及び水平方向のひろがりが, 局所的あるいは季節によって変化している電離層の条件と密接に関係していることを示しているものと思われる。



第1図 南北両半球から放射されたAKRのダイナミックスペクトラム

AKRの起源とポーラリゼーション

Hiroshi Oya
 大 家 寛
 Tohoku University

The observation results of the auroral kilometric radio waves by Jikiken (Figure 1) that were detected under the conditions that carves out the AKR spectra by the local plasma near at the satellite have indicated that AKR's are propagating with the form of the Z-mode and the L-0 mode waves. The results is consistent with the proposal of AKR theory (Benson, 1975) that is developed based on the conversion mechanism (Oya, 1971, 1974).

It is disclosed that the contradictory conclusions of R-X mode for AKR that have been resulted by the previous observations are only the consequence of the assumption of the direct generation of the R-X mode waves that can also be replaced by the Z-mode to L-0 mode waves conversion processes. A clear cutoff evidence (Gurnett and Green, 1978; Benson and Calvert, 1979) of AKR spectra at the local electron cyclotron frequency can be interpreted in terms of the refraction of the Z-mode waves that makes the total reflection within a few percent of the change of the magnetic field intensity due to the spacial dependency of the magnetic field. The LH polarization detected by Voyager spacecrafts (Kaiser et al., 1978) that had been concluded to be R-X mode waves at the source depends also on the assumption of the assumed distribution and mechanisms of the sources. The results of the polarization measurements are also consistent with the Z-mode to L-0 mode conversion processes when we consider the detail procedure of the conversion mechanism.

Reference

- Benson, R. F., *Geophys. Res. Letters*, 2, 52-55, 1975.
 Benson, R. F. and W. Calvert, *Geophys. Res. Letters*, 6, 470-482, 1979.
 Gurnett, D. A. and J. L. Green, *J. Geophys. Res.*, 83, 689-696, 1978.
 Kaiser, M. L., J. K. Alexander, A. C. Riddle, J. B. Pearce and J. W. Warwick, *Geophys. Res. Letters*, 5, 857, 1978.
 Oya, H., *Radio Sci.*, 6, 1131-1141, 1971.
 Oya, H., *Planet. Space Sci.*, 22, 687-708, 1974.

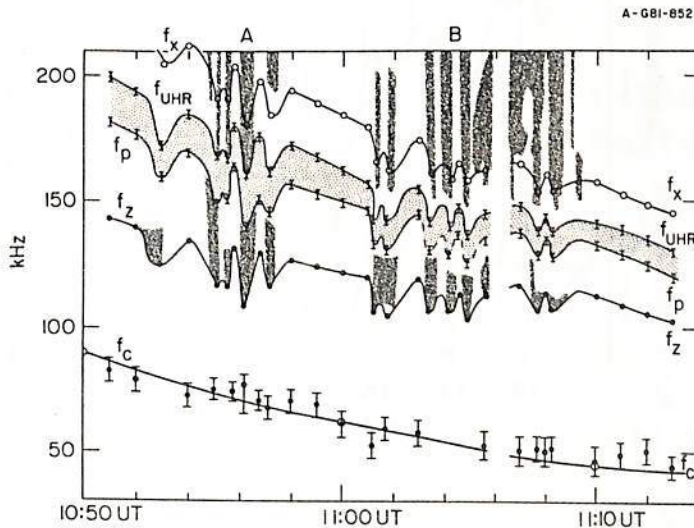


Figure 1. AKR spectra relating to the local plasma frequency f_p , the upper hybrid frequency f_{UHR} , R-X cutoff frequency f_x and the local Z-cutoff frequency. Observations were made on March 11, 1980, by Jikiken NPW observation.

Quantitative Study on the Substorm-Associated VLF Phase Anomaly and the
Precipitating Energetic Electrons

Takashi KIKUCHI and David S. EVANS
Space Environment Laboratory, NOAA/ERL, 325 Broadway,
Boulder, Colorado 80303, U.S.A.

Significant phase anomalies were observed on the trans-auroral VLF signals, OMEGA ALDRA (13.6 kHz), GER (16.0 kHz) and OMEGA NORTH DAKOTA (13.6 kHz) received at Inubo, Japan during the substorm events on November 13, 1979. Detailed comparisons are made with the geomagnetic bays and the quantitative relations are obtained with the precipitating energetic electrons with $E > 30$, > 100 and > 300 keV detected onboard TIROS-N and NOAA-6 satellites. It is derived from the simultaneity of the onset and the similarity in the time behavior of the VLF phase anomalies and the geomagnetic bays (Figure 1) that the direct injection of the energetic electrons took place in the afternoon to dawn sectors of the auroral zone. The excellent quantitative correlation is obtained between the logarithm of the electron flux (F) and the magnitude of the phase anomaly on the OMEGA ALDRA ($\Delta\phi$) as follows:

$$\begin{aligned} \log F &= 0.31 \Delta\phi + 3.34 && : E > 30 \text{ keV,} \\ \log F &= 0.16 \Delta\phi + 2.02 && : E > 100 \text{ keV,} \\ \log F &= 0.056 \Delta\phi + 1.62 && : E > 300 \text{ keV.} \end{aligned}$$

From the local time characteristics of the quantitative relation, it is deduced that the electron with $E > 300$ keV is the main source for the VLF phase anomaly.

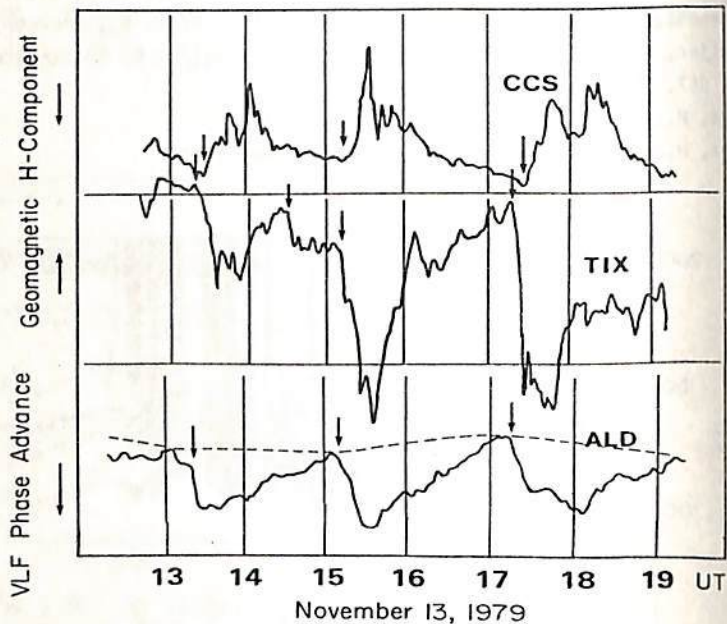


Figure 1

オーロラ電子マイクロバーストとその速度分散

松本 治 弥 賀 谷 信 幸
(神戸大学 工学部)

南極昭和基地におけるオーロラ電子ロケット観測で、S-310JA-5号機により電子マイクロバーストが直接観測された。ロケットは1978年6月10日22^H56^m50^s UTに打上げられコロナ状オーロラに命中したものであるが1~7 keVの範囲で5段階のエネルギーについてロケット軸方向(ピッチ角3°~30°)及びそれと直角方向(ピッチ角90°±3°~90°±30°)のオーロラ電子束を観測した。このうちピッチ角3°~30°の降下電子のデータで、とくに5 keV以下のエネルギーにおいてしばしばオーロラX線の観測が報告されているような形のバースト波形が見受けられた。このデータ例をFig.1に示す。周期は約0.1秒を中心とし、変動の最大、最小の計数比2~10で長いものは1秒以上持続する。また主としてオーロラアークの辺縁部で観測される傾向もある。このバースト発生機構は完全には解明されていないがその発生領域で各エネルギーの電子が同時に変調を受けると仮定すればエネルギーの相違に起因する速度分散により観測地点において各エネルギーの電子束波形に到達時間差を生ずる。おれおれの観測装置はFig.1のように1秒毎のエネルギー切替方式なのでこの時間差は切替時における波形の不連続として観測される筈である。Fig.2はFig.1中段のデータの枠内の部分を拡大したものであるが、2.14 keVから1.14 keVの観測への切替時に不連続が見られ、同じ波形が遅れて再度出現したとも解釈できる。図の場合波形の類似性の検討より1波形以上の遅れはないものとするれば図示の t_d が遅れ時間と考えられる。

この例では $t_d \approx 0.06$ secであり、バースト発生源は観測点より磁力線に沿う距離で測って約4000 kmと計算され、いわゆるdouble layerの観測される距離の程度に一致する。このような明瞭な不連続はその他のeventでは観測されておらず、エネルギー切替時でも波形は一見連続して見えており、このことはバースト発生源あるいは電子の加速域が比較的近いことを示している。

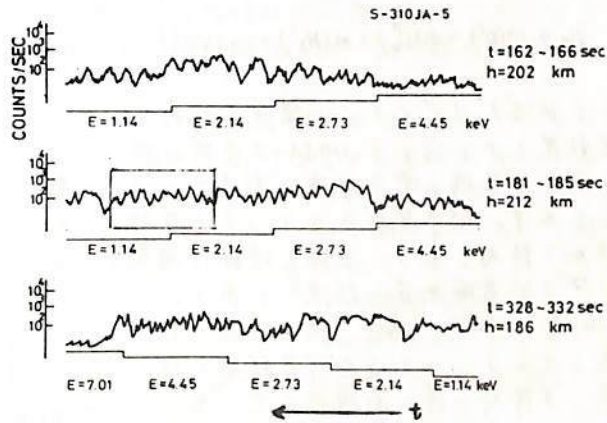


Fig.1 電子マイクロバースト観測例

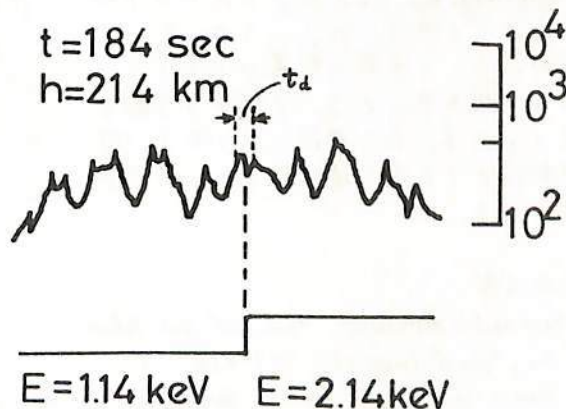


Fig.2 エネルギー切替時拡大図

降下電子束からの電子密度の算出

-S-310JA-5, 6号機の Case Study

松本治弥*, 賀谷信幸*, 小松雅明**

*神大工 **日本IBM

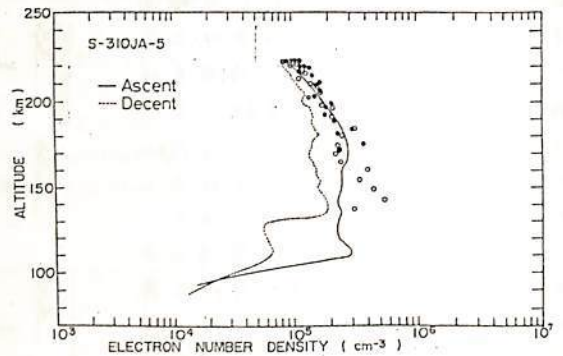
オ19次南極ロケットS-310JA-5, -6号機に搭載されたオーロラ粒子観測器は, keV rangeの降下電子束の観測に成功した¹。この観測結果よりモデル計算を試み, 電子密度を算定し, 相乗りの電子密度測定器の観測結果と比較とおこなった。モデル計算は参考文献2,3に基づきおこなった。1) 観測された降下電子束のエネルギー分布を5号機の場合は monoenergetic なガウス分布型のスペクトルを, 6号機は指数関数型のスペクトルを仮定し, その関数形を導いた。2) 降下粒子のエネルギー損失過程とEテル大気(CIRA)を仮定し, 降下電子束による全2次電子生成率を求めた。エネルギー損失過程には Thomas-Fermi モデルに Born 近似を適用する理論式を用いた。3) 電離層での正イオンとの解離再結合を考慮して電子密度を求めた。参考文献に従い, イオン化学平衡を仮定し, 各イオンのイオン対生成率と化学反応損失のフリーの連続方程式を解くことで電子密度を算出する。連続の条件は近似的に

$$n_e = n(O^+) + n(O_2^+) + n(N_2^+) + n(NO^+)$$

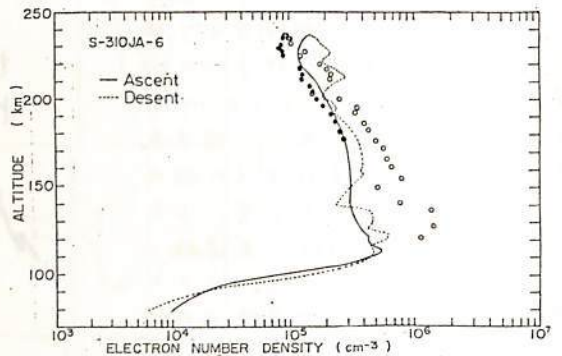
ここで $n(O^+)$ は O^+ イオンの密度を表わす。計算結果をオ1図にS-310JA-5号機の時, オ2図に6号機の電子密度の高度プロファイルを示す。図中黒丸がロケット上昇時, 白丸が下降時を示す。実線と破線は相乗りの電子密度観測器の結果⁴である。S-310JA-5号機の場合, 図より良く相関を示しているといえるが計算結果では, 上昇, 下降時の違いが現われている。これはエネルギー・スペクトルの仮定が 1~10 keV のデータから求めたので, 特に monoenergetic なスペクトルでは 1 keV 以下が正しく近似されているか, たたのと思われる。6号機の結果は上り下りとも良く一致が見られる。又細かな変動も一致している。ただ両機とも 150 km 以下で観測通り大きな値を示している点か問題である。

参考文献

- 1) N. KAYA and H. MATSUMOTO. *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue 18*, 427-438. 1981.
- 2) H. KAMIYAMA, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **20**, 171-187, 1966.
- 3) H. KAMIYAMA, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **21**, 374-394, 1967.
- 4) T. TAKAHASHI, H. OYA and H. YAMAGISHI, *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue 18*, 283-299, 1981



オ1図 S-310JA-5 降下電子束より求めた電子密度
オ2図 S-310JA-6



ロケット高度における極域高速電子のふるまい-III

小玉正弘, 奥谷晶子, 和田雅美
(山梨医大) (理研) (理研)

南極ロケット観測によりこれまでに得られた高速電子に関する基本的に重要な特性については既に数回にわたり本学会でも報告した。今回は、前後7回の電子観測の中、サブストームの程度に応じて代表的な4例をえらび、quiet から active な状態への移行に伴って高速電子のふるいこみの様子がどのように変化していくのか、それらを説明するふるいこみ機構はどうかなど他現象との関連の下に考察したい。採用した4例は下表の如くである。

Rocket	Launch Time	Azimuth	$\Delta H(\gamma)$	CNA (dB)	Activity
1. S-310 JA-2	1977 Feb. 10, 0322	315°	~500	0.7	intense
2. S-210 JA-20	1976 Jun 25, 0240	135°	~150	0.3	moderate
3. S-210 JA-21	1976 Jul 26, 0323	315°	~20	0.2	"
4. S-210 JA-22	1976 Jan 26, 0220	315°	0	0	quiet

観測はいづれも夜間のほぼ同じ時刻なので地方時依存性は一応考えなくてよいだろう。上昇中のロケット軌道は磁力線に沿い、下降中はそれを横切るが、20号機のみは逆のセンスになることを注意しておく。

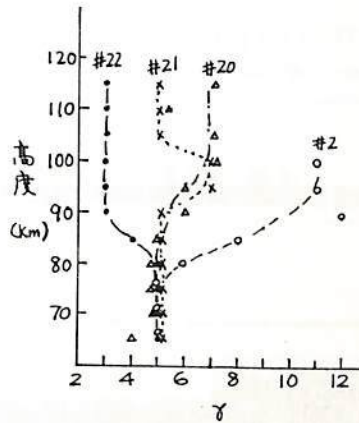
擾乱度は表の1→4の順に従うと考えられるが、このことはそれぞれのロケットによる電子密度観測からも裏付けられている。下図は上昇中におけるエネルギースペクトルの高度変化で、power-exponential 型

$$N_0 E^\gamma \exp\left(\frac{E}{K}\right)$$

E: エネルギー

N_0, γ, K : 常数

を仮定してのべき値 γ を示す。高度80 km以下では activity に関係なく常に一定であるのに対し、オーロラ高度より上では activity の程度に依存してスペクトルはより soft になる。しかもそれに寄与する低エネルギー電子は磁力線に沿った



成分が主であることがピーク角分布特性から確かめられる。このことは40 KeV以上の高速電子の大部分は trapped mode から field-aligned mode に変るが、それにはサブストーム擾乱度が深く関係していることを示す。下降時の結果も合せ軌道と磁力線との関連についても述べる。

KYOKKOによって観測された Cusp 近傍の降下電子の特徴

向井利典
(宇宙研)

金田栄祐
(東大理)

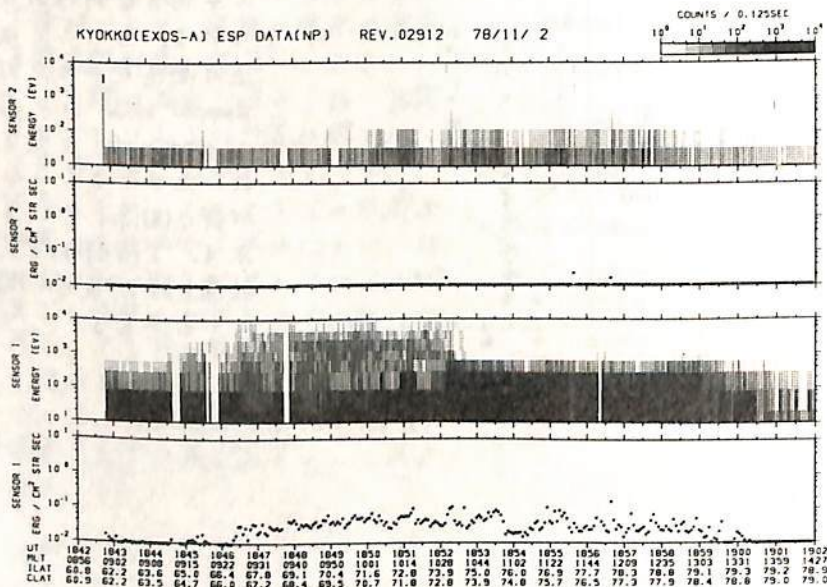
平尾邦雄
(宇宙研)

Dayside aurora の様相に関しては従来 albedo の影響の為データが少なくあまり明らかではなかったが、真空紫外光でイメージングを行なった KYOKKO の観測は前回の学会で報告したように (金田・平尾) 非常に有意義である。この領域で最も興味あるのは cusp であるが、その様相は必ずしも一様ではない (前回学会; 金田・平尾)。今回はその近傍の降下電子の特徴について報告する。

図は KYOKKO で観測された電子の E- α spectrogram である。sensor 1 のデータが降下電子を示す。図の中央付近から右の部分のスペクトルが soft な領域が cusp であると思われる。一般に、cusp 近傍の降下電子の特徴は以下の通りである。

- (1) 低緯度側境界は明瞭で、スペクトルは急に soft になる。
- (2) cusp 領域のフラックスは必ずしも一様ではなく、前述のイメージのデータとも consistent である。
- (3) エネルギー分布の形は少なくとも2種類に分れる。1つは 10 eV-order に plateau があり、そのエネルギーの温度の Maxwellian で近似できる。もう1つは power law 的に落ちるものである。いずれの場合でも、数百 eV に sharp な cut off が存在する。

これらの特徴がイメージとどう対応するかについては講演で述べる。



←上向き電子

←降下電子

Rev 2912 のデータ

衛星は図の左 (午前・低緯度側) から右 (午後・高緯度側) に進んでいる。

低緯度・低高度の地球磁場における荷電粒子の

ピッチ角分布の経度・緯度依存性

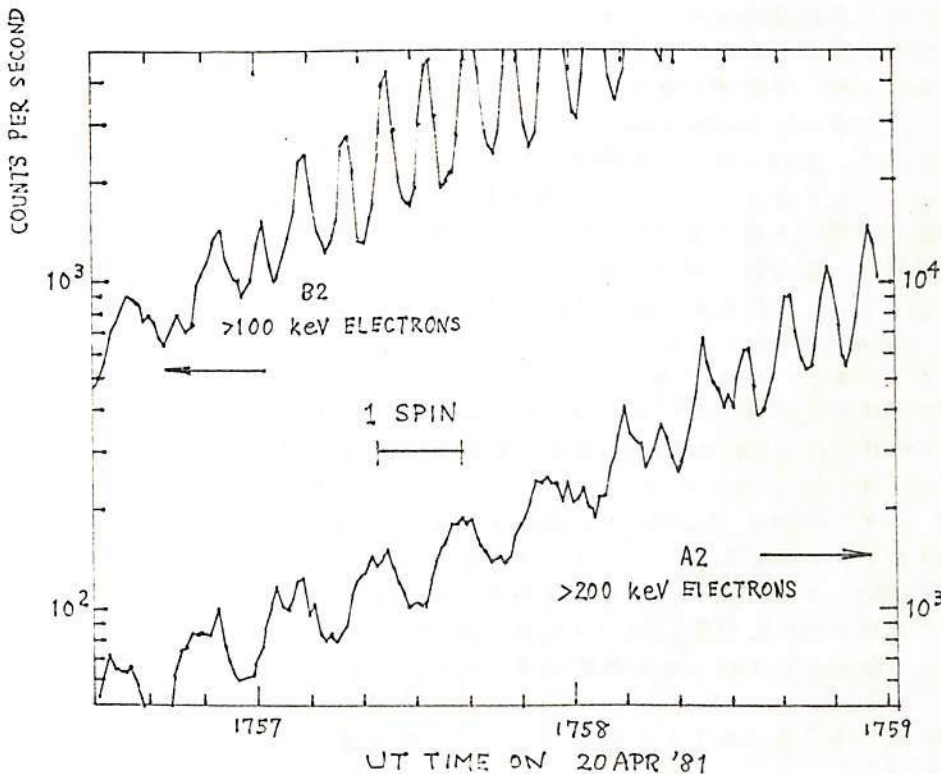
竹内一, 今井喬, 河野毅, 奥谷晶子, 井上葵, 和田雅美

理研

科学衛星「火の鳥」*に搭載された粒子-X線モータによって測定された荷電粒子は、下図に一例をしめすように、1スピンにつき1つのピークから、2つのピークをしめすように移行する場合がある。このようなスピン依存性は主として荷電粒子の磁場に対するピッチ角分布を反映するものと考えられる。今回は、地球上の経度・緯度によってピッチ角分布がどのように変化するか調べた結果を報告する。

検出器は2組の比例計数管で、衛星スピン軸に垂直な平面内に 90° の位相差をもつよう視野を設定した。視野角は約 $20^\circ \times 34^\circ$ 。入射窓はBeで 18 mg/cm^2 および 9 mg/cm^2 を用い、検出限界エネルギーは電子の場合それぞれ約 200 keV , 100 keV である。入射窓厚のほかに、エネルギー損失、同時・逆同時放電の論理により、エネルギー限界、粒子の種類について多少の変化をもたすこともできるようになっていゝ。

* launched 21 Feb 1981

inclination 31.340° , perigee 573.4 km, apogee 637.4 km
on Apr 20 1981

静止衛星による粒子線増加現象の観測

須田交重、河野教、和田雅美
 気象研 理研 理研

気象衛星は、6.6 Reの静止軌道にあつて、磁気圏内の放射線帯外域での粒子線の測定を行つている (SEM: SPACE ENVIRONMENT MONITOR)。プロトンについては、1.2~500 MeVを7チャンネルで、アルファ粒子は9~370 MeVを5チャンネルで、又電子成分は2.2 MeVの1チャンネルで測定している。低エネルギー側のプロトン (P1: 1.2~4 MeV) と電子成分は、主として磁気圏内の磁場の擾乱と共に変動している。他のチャンネルは主として外部よりの変動を測定しているとみてよい。定常の観測は1978年2月から始められて居り、1980年12月迄の約3ヶ年について解析を行つた。

Table 1に、この期間にSEMでみられた増加現象を示す。GLE, SF は夫々地上での増加, Scatter Freeの伝播を示す。NO.13は、8月19日から始まつた増加に2/4にSFが重なつたものである。フラアーとしては、夫々の期間にType II, Type IVのバーストをおこしたとみられるフラアーを選び、その位置を示した。これらのフラアーの開始は増加の開始とは必ずしも相関はなく、粒子線放射が可能な活動域が太陽面上にあつた事を示すものである。 θ は全増加量から求めたもの、 Δ は強度変化のMaximumの時間分散から、夫々のチャンネルに対応する粒子速度を用いて求めた走行距離を示してある。

Fig. 1. に Δ の値を活動域の太陽面上の位置に対して図示した。各点は $-20^{\circ} \sim 80^{\circ}$ の範囲にあり、IMF構造と粒子線伝播の関係を示している。Scatter Free (O) のものはノ列を除き、 $\sim 50^{\circ} W$ にあり、IMFに沿つた伝播を示している。現象を $\Delta = \sim 1 AU$ であつたがゆつくりした増加を示しSFでないもの (∇)、 Δ が非常に大きなもの (\triangle)、その他のもの (\diamond) に分類してみた。各分類に対する平均エネルギー・スプレッドも図中に示した。SFのものは、フラアーとの対応もはつきりしてあり、 θ の値も他のものに比して小さく、エネルギー的にHardなものであるのがみられる。

フラアーとの対応の明瞭でないものは、Delayed eventとよばれており、その中には27日recurrenceを示すものもある。Table 1では、No.11~No.12, No.13~No.14にこの傾向がみられ、IMP 7, 8 のデータから夫々に第三周期目の増加 (8月4~8日, 10月14~16日) がみられる。このような現象は古くから観測されてあり (Bryant et al. 1962), 太陽方向の流れがあることから惑星間空間内での加速が考えられた (McDonald et al. 1975)。Pioneer 11の観測からIARでの加速が考えられている (van Hollebaek et al. 1978; Pesses et al. 1978) が、太陽附近での加速の可能性も考えられて居り、これ等について考察を進めよう。(Gold, Roelof. 1979; Pesses et al. 1978)

NO.	DATE	GLE SF	FLARE LAT LON	θ	Δ
1	1977/13-2/15		N13 W07	3.37	8.6
2	4/11-4/15	SF	N22 W55	2.45	3.3
3	4/22-5/3		N22 E14	2.71	6.0
4	5/7-5/9	GLE SF	N22 W72	1.60	~1
5	6/23-6/27		N16 E16	3.49	7.1
6	7/11-7/15		N35 W85	3.29	3.4
7	9/23-9/26	GLE SF	N35 W50	2.53	3.3
8	11/20-11/22		N17 E01	1.26	3.2
9	12/12-12/14		S15 E14	3.62	~1
10	1977/16-2/21	SF	N16 E16	2.26	1.8
11	6/2-6/3		N17 E14	1.64	2.0
12	7/5-7/10		S29 E11	3.75	~1
13	8/19-8/23	SF	S25 E17	2.73	~1
14	9/15-9/28		N16 W82	2.47	~1
15	11/16-11/18		N 2 W12	3.57	7.5
16	1978/2-2/9		N13 W10	2.82	~1
17	7/17-7/23		S11 E26	4.28	1.5
18	11/21-11/26		N13 W23	3.73	14.6
19	11/29-12/1		N22 W74	1.40	~1

GLE: Ground Level Enhancement
 SF: Scatter Free

Table 1.

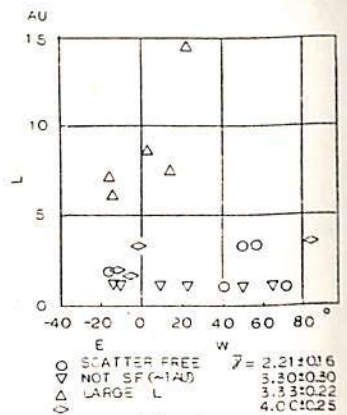


Fig. 1.

variations at synchronous orbit

友村 清, 桜井 亨, 加藤 俊雄,
東海大, 工学部

磁気圏内に捕獲されている高エネルギー粒子フラックスは、種々の地磁気擾乱に伴って変動する。そこで、従々は、静止気象衛星「ひまわり」の宇宙環境モニター (SEM) によって得られた高エネルギー粒子フラックス (陽子: 1.2-4.0 MeV, 電子: >2 MeV) のデータを用いて、地磁気擾乱に伴う粒子フラックス変動を調べた。

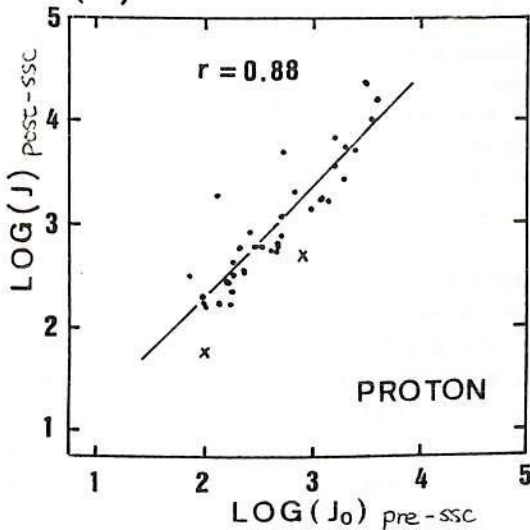
まず、地磁気擾乱の中で、汎世界的に起る SSC に伴う粒子フラックス変動の特性について、1978年2月から1979年8月までのデータを用いて解析を行なった。この期間に起った SSC 現象の中から、40例を選び出し解析を行なった結果、次のような事が明らかになった。

(1) 粒子フラックスは、SSC に伴って複雑な様相を示すが、一般的傾向として増加を示す。しかしながら、電子フラックスの場合には、SSC に伴う減少が見られた (40例中7例)。

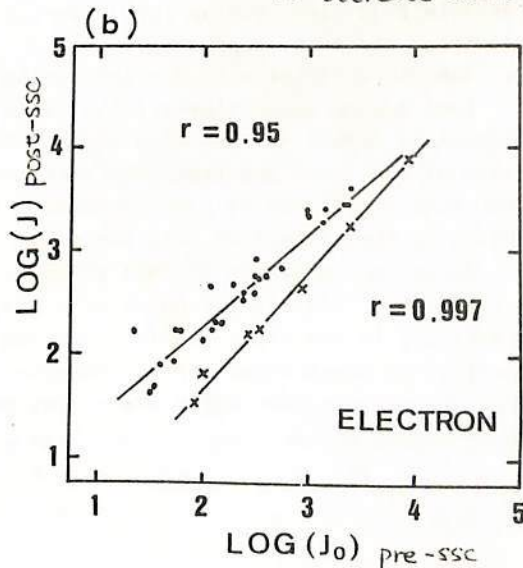
(2) SSC に伴う粒子フラックスの変動量は、SSC 直前の粒子フラックスのレベルによってコントロールされる。また、この傾向は、SSC に伴って起る粒子フラックスの減少においても成立する。従って、SSC 直前の粒子フラックスを調べることは重要な事であると考えられる。(Fig. 1(a), (b): r は相関係数)

(3) 上記の結果を考慮に入れて、SSC 直前の粒子フラックスと地磁気活動について調べた結果、陽子フラックスと Kp (SSC の起る前24時間の間の合計値) の間に正の相関関係があったが、電子フラックスと Kp の関係ははっきりしなかった。しかしながら、 $Kp > 2.0$ になると、陽子、電子共、フラックスレベルが頭打ちとなる。

[Fig. 1]
(a)



● Increase event
× Decrease event



ISEE OBSERVATIONS OF ENERGETIC PARTICLES IN THE
MAGNETOSPHERE: THEIR STRUCTURE AND DYNAMICSY. Kamide¹ and D. J. Williams²¹京産大理²NOAA/Space Environment Laboratory (R43)
Boulder, Colorado 80303, U.S.A.

The earth's magnetosphere is endowed with a wide energy range of plasmas, whose comprehensive measurements in terms of the distribution and dynamical behaviour should provide us with valuable information as to the origin of these particles and their energization processes.

An extensive study on the radiation belt and the ring current in the magnetosphere is being conducted at the NOAA Space Environment Laboratory on the basis of ISEE 1 plasma data from the medium-energy particle experiment (MEPE) along with magnetometer data. It is one of the major objectives of the current study to identify acceleration and loss mechanisms for the particle population in the inner magnetosphere ($L \leq 15 R_E$) through which both quiet-time and storm-time ring current is to be formed.

The MEPE is designed to measure electrons and ions with energies over 24 to 2000 keV with good energy resolution and high time and angular resolution. For example, a three-dimensional sampling of 192 points can be made over the unit sphere every 36 sec. Each of the 192 samples contain 16-channel ion and electron spectra over the entire energy range.

The study is in progress in terms of the following three main topics:

1. Distribution of quiet-time radiation belt.

During the interval from the launch to the end of 1978, we have chosen fifty-four orbits which occurred near the equatorial plane under quiet conditions in terms of available geomagnetic indices. The data base covers the whole 24-hr local time quite uniformly so that it is possible to construct the particle flux distribution for different energies and pitch angles and for electrons and ions, separately.

2. Behaviour of the ring current during storm main phases.

During some major storms (like September 29, 1978), there occurred fortuitous orbits in the sense that ISEE traversed from evening to morning sides of the inner magnetosphere when a magnetic storm was in progress. Data from such orbits can be used to examine the detailed structure of an asymmetric growth of the storm-time ring current.

3. Substorm signatures of tail plasmas.

We have found several cases when isolated substorms took place, ISEE was travelling in the key locus for substorm dynamics in the midnight sector just outside the synchronous orbit. Changes in the pitch angle distribution such as from isotropic to butterfly structures may provide a useful clue to understand substorm processes.

早川 基・西田 篤弘
(宇宙科学研究所)

IMP 6 のプラズマデータの解析により、プラズマ流の性質は、その地球-反地球向き速度成分が約 300 km/s よりも速いか、遅いかで異なり、また 300 km/s よりも速い高速のプラズマ流(特に反地球向きのもの)については、地球近傍での磁力線再結合がその生成機構であろう事がこれまでに明らかになってきた。

今回は、0.21~0.56 MeV の高エネルギー陽子のデータを用い、高速のプラズマ流が約 3 分以上観測された時の高エネルギー陽子の变化を調べてみた。その結果、以下の事が明らかになった。

(1) 高速の反地球向きプラズマ流が観測された場合

・約 90% のケースでは、高エネルギー陽子のカウント数に異方性を持つピークが出現する。この時、最大のカウント数を示すのは反地球向きに動く粒子であり、プラズマ流の方向との一致が見られる。(図 1 参照)

(2) 高速の地球向きプラズマ流が観測された場合

・約 85% のケースで高エネルギー陽子のピークが見られる。しかし、反地球向きの場合とは異なり、ピークが見られるものの内、異方性が殆んど無い場合や朝方側から夕方側へと流れるケースが約 40% を占める。後者のケースは、ニュートラルシートに近い程高エネルギー陽子の密度が高いとすると、pressure gradient current を見ている可能性がある。

高エネルギー陽子のピークは必ずしも高速のプラズマ流が観測された時と 1 対 1 対応をしているわけではない(図 2 参照)ので、上記の場合とは逆に高エネルギー陽子のピークが観測された時のプラズマの状態についても解析を進めている。また今後、磁場データとの対応や、高エネルギー電子についても解析する予定である。

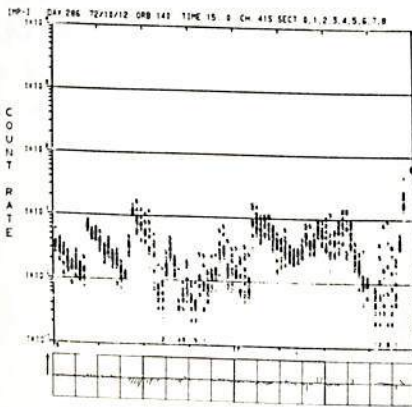


図 1

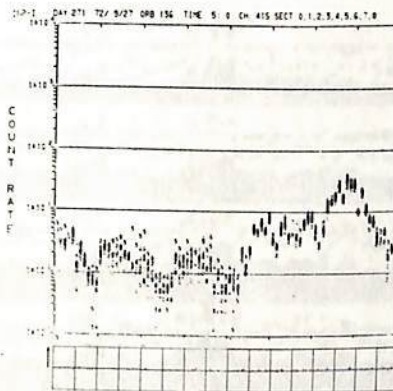


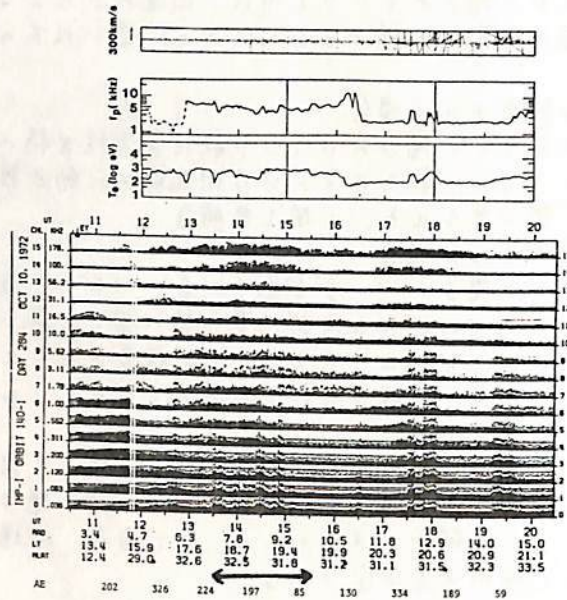
図 2

図 1, 2 共上段は高エネルギー陽子の方向別カウント数、下段はプラズマ流の方向と大きさを示す。高エネルギー陽子では、0 が地球向き、2 が朝方向き、4 が反地球向き、6 が夕方向きをそれぞれ示す。8 は 0~7 の平均値である。プラズマ流では、ベクトルの長さが大きさを示し、左端の矢印が 1500 km/s に対応する。方向は、上向きが地球向き、右向きが朝方向き、下向きが反地球向き、左向きが夕方向きを示している。

Noise Bursts in the Magnetotail ; 高エネルギー電子との関連

西田篤弘 羽田亨 (宇宙研)

前回までの講演で、プラズマシート内での観測される Noise Bursts について、その特性、プラズマシートのダイナミクスとの関連、Low Energy Electrons の異方性ととの関係等について述べた。今回は特に、Noise Bursts の Free energy source として High energy electron を候補にあげ、両者の関連を考える。

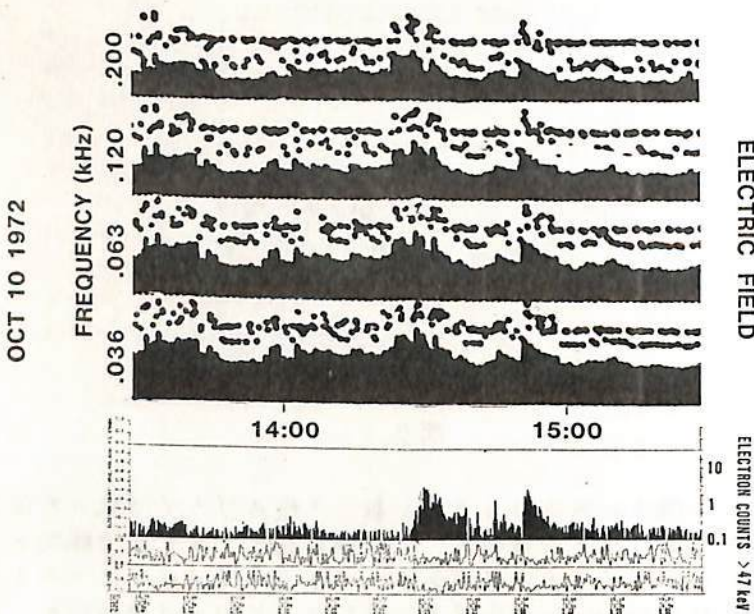


左図は IMP 6 衛星により観測された Noise Burst の例である。(上段よりプラズマ流(上向きが地球向流)、プラズマ周波数、電子温度、波動の電場成分)

14:30 付近と 17:30 付近に Noise Bursts が見られ、17:30、17:50 のものは Fast plasma flow が対応しているが、14:30、14:50 のものは flow の対応はない。

このときの高エネルギー電子(47 keV 以上)トラックを左下図に

拡大して示す。この例では Noise Bursts に対応して高エネルギー電子のトラックが顕著に増加していることがわかる。



第 II 会 場

(II-1 ~ II-57)

Journal of the Royal Society of Medicine
Volume 100, Part 1, 2007

謝 会 II 報

(2007-1-1-1)

Received 10th October 2006
Accepted 10th October 2006
Published online 10th October 2006
DOI: 10.1080/09638230601080000
© 2006 Taylor & Francis Ltd
This article is distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://www.tandf.co.uk/journals/permissions.html)

Comparison between wind profiles measured by Doppler radar and rawinsondes

S. Fukao¹, T. Sato¹ and S. Kato²¹Department of Electrical Engineering, Kyoto University²Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Vertical profiles of horizontal winds at the altitude of 10-30 km were measured by the Doppler radar at Arecibo (18.35°N, 66.75°W) on 24 days in August and September 1977. On comparing these with horizontal winds measured by routine rawinsondes launched some 80 km east of Arecibo, there is an excellent agreement in every wind profile. In Fig. 1, all of the radar-deduced zonal winds are plotted against the rawinsonde-derived winds.

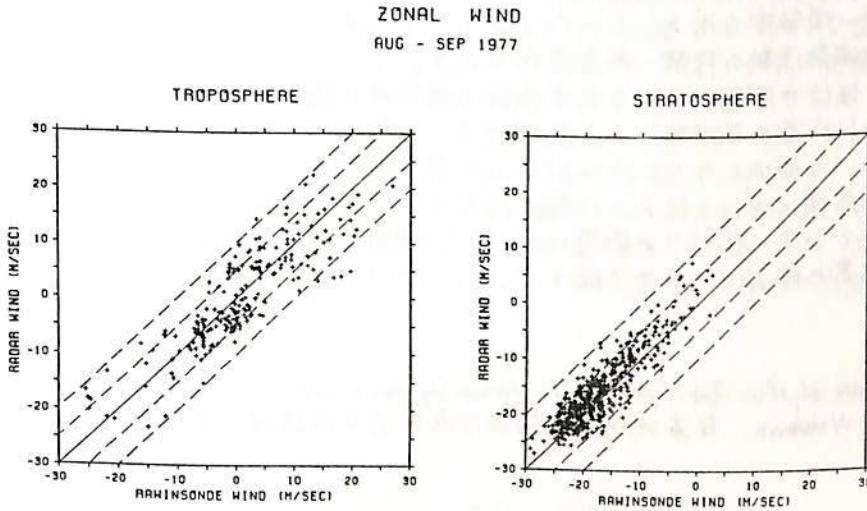


Fig. 1 Comparison of Arecibo radar winds with San Juan rawinsonde winds measured on 24 days in August and September 1977.

大型レーダーによる成層圏・中間圏の 乱流拡散の推定

佐藤 亨 · 深尾 昌一郎 · 加藤 進
(京大・工) (京大超高层電波)

中層大気領域における鉛直方向の運動量・熱及び物質の輸送にどのような物理現象が寄与しているかには多くの議論があるが、観測手段が乏しく未だに結論が出ていない。近年大型コヒーレントレーダーによって観測されたパラメータから乱流拡散係数を求める種々の試みがなされ、乱流混合による拡散が重要な役割を占め得る事が指摘されている¹⁾。

前回²⁾はアレシボVHFレーダーを用いて観測されたエコーパワースペクトル幅より成層圏における鉛直拡散係数を求める試みについて報告した。スペクトル幅より乱流層内の速度擾乱を推定する場合には系統誤差の除去が重要である。アレシボレーダーによる成層圏観測では送信波は平面波と見なせるため波面の球面性による誤差は無視し得たが、強いクラター性エコーが混入するためスペクトルの中心周波数付近は使用できず、平均ドップラー偏移の小さい鉛直方向の観測は困難である。このため、アンテナビームを天頂より傾けて観測が行なわれるが、この場合は水平風の鉛直シアーによるスペクトルの広がり問題となる。下図は、この効果をビーム方向を走査する実験によって推定された値で補正しエネルギー消散率を求め、レーウィンゾンデにより測定された温度データを併用して推定した乱流拡散係数の時間・高度変化を示す。

この方法は中間圏における乱流拡散の推定にも適用する事ができる。ただし中間圏の高度ではVHF帯の周波数による乱流エコーは受信できないので、VHF帯を用いなければならぬ。今回はヒカマルカVHFレーダー観測から中間圏における乱流拡散の寄与を推定し、成層圏における値との比較を行なう。この場合アンテナビームは天頂を向ける事ができるのでシアー広がり影響はないが、波面の球面性による効果が重要となる。講演ではこの効果の除去についても論ずる。

参考文献

- 1) Woodman et al., Int. Symp. Middle Atmos. Dynamics and Transport, Urbana, Ill., 1980.
- 2) 佐藤・Woodman, 日本地球電気磁気学会第69回講演会予稿集, 1981.

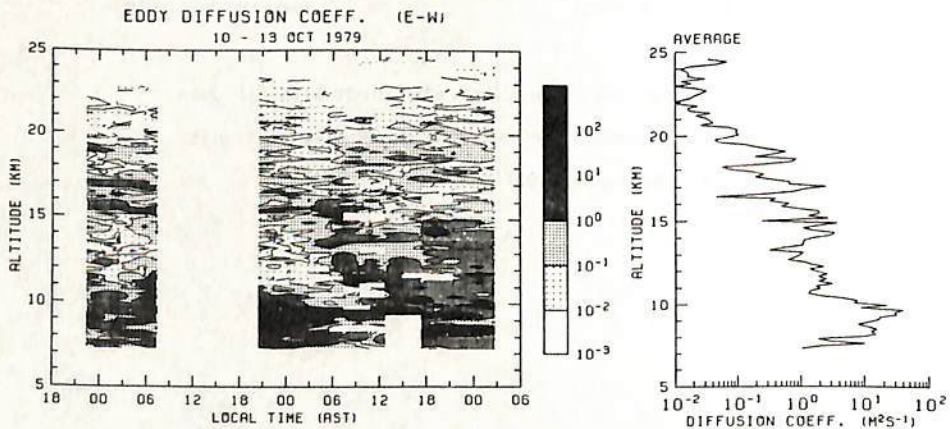


図1 アレシボレーダーによる成層圏乱流拡散係数の時間・高度変化。右は平均値。

中層大気中の短周期大気波動

—KHIとの関連性—

西本修一¹⁾ 前川泰元¹⁾ 深尾昌一郎¹⁾ 加藤進²⁾
 1)京大・工 2)京大・超高層電波

前回の報告では、ヒカマルカ及びピアレシボレーダーによる短周期大気波動の観測結果について議論した。そして、平均風の鉛直シアが大きな領域で周期5分から20分程度の振動がみられることから、そこでケルビン・ヘルムホルツの不安定 (Kelvin-Helmholtz Instability; KHI と略す) が起きている可能性を指摘した。今回は、この平均風とKHIとの関係について、理論的検討を試みる。

平均風 (\bar{u}) の鉛直シア ($\partial\bar{u}/\partial z$) は、大気の安定性と密接な関係がある。大気の安定性は、リチャードソン数 R_c で推定される。すなわち

$$R_c = N^2 / (\partial\bar{u}/\partial z)^2$$

ここで、 N は Brunt-Väisälä 周波数であり、温度・気圧等によって決定される。 $R_c < 1/4$ のときに、大気不安定 (KHI) が生ずることが知られている。そこで、背景となる平均風速場・湿度場、あるいは大気密度・気圧等がどのような状態にあるときにKHIが起こるのか、またそれによって励起された重力波がどのように伝搬するのか、を調べるのが重要な課題となる。ここでは、近年 Klostermeyer¹⁾ が用いた手法により、大気波動の計算機シミュレーションを行なって、その関係を調べる。

図1は、モデル計算の一例である。大気密度、気圧及び温度を一定とし、平均風の高度変化を左端図のごとく与えたとき、発生する風の変動分を図示したものである。中央図は水平方向成分、右端図は、鉛直方向成分を示す。高度 $z=0$ のリチャードソン数は、 $R_c = 0.111$ と、 $1/4$ より小さくしてある。この領域でKHIが起こり、振動が発生している様子がわかる。同様の方法を、実際の観測データに適用し、得られた結果を、前回発表した観測結果と比較して、考察する予定である。

参考文献 1) Klostermeyer, J., *J. Geophys. Res.*, 85, 2829-2839, 1980

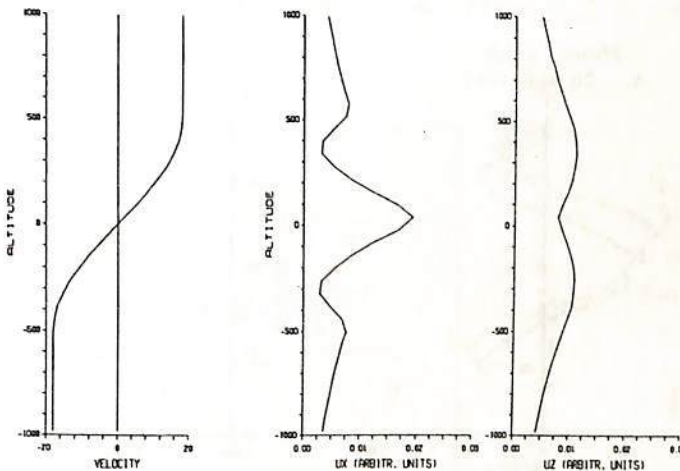


図1. モデル計算の一例

左端図は、平均風の鉛直方向プロファイル、中央図及び右端図は、それぞれ発生する振動の、水平方向成分・鉛直方向成分を示す。

アレシボレーダーによる
中間圏大気波動の観測

前川泰之¹⁾・深尾昌一郎¹⁾・加藤進²⁾・廣田勇³⁾・福山薫³⁾・M. P. Sulzer⁴⁾
 1)京大工 2)京大超高層電波 3)京大理 4)アレシボ観測所

前回の報告¹⁾では、本年(1981年)3月に、約2週間にあたって、アレシボレーダーを用いて行なわれた中間圏風の観測の速報を行なった。本報告では、前回に報った大気潮汐波の他に、主として周期が1日より長い長周期波動についても議論を進める。更に、アレシボレーダーの時間分解能を生かし、周期数分から数10分程度の短周期波動²⁾について解析した結果についても触れる予定である。

アレシボレーダーによる中間圏観測では、大気散乱エコーが観測可能なのは昼間の8~12時間程度であり、時間スケールにおいて、風速の平均値及び1日、半日の各潮汐成分を分離することは困難である。しかし、散乱エコーが観測される高度範囲は、65~95kmの約30kmに及び、600mというレーダーの高度分解能を生かせば、鉛直方向の空間スケールにおいては大気波動現象を追跡することが可能である。

図1は、観測期間中の午前と午後の風速の平均値である。東西風、南北風とも1時間に約1kmの割合で位相が下方へ伝搬している。波動の鉛直波長は25km程度であることから、この鉛直プロファイルには、主に1日周期潮汐が現われているといえる。しかし、他に、半日周期潮汐や、観測期間全体の平均値なども、同時に含まれていると考えられる。

そこで今回は、これら二成分の鉛直構造の相違をもとにした、潮汐波の解析を試みる予定であり、風速の平均場や大気潮汐波の経日変化と、周期が1日より長い長周期波動との関連性について論じる。

参考文献 1)前川ほか、日本地球電気磁気学会第69回講演会予稿集, II-74, p158, 1981.
 2)西本ほか、同上, II-73, p157, 1981.

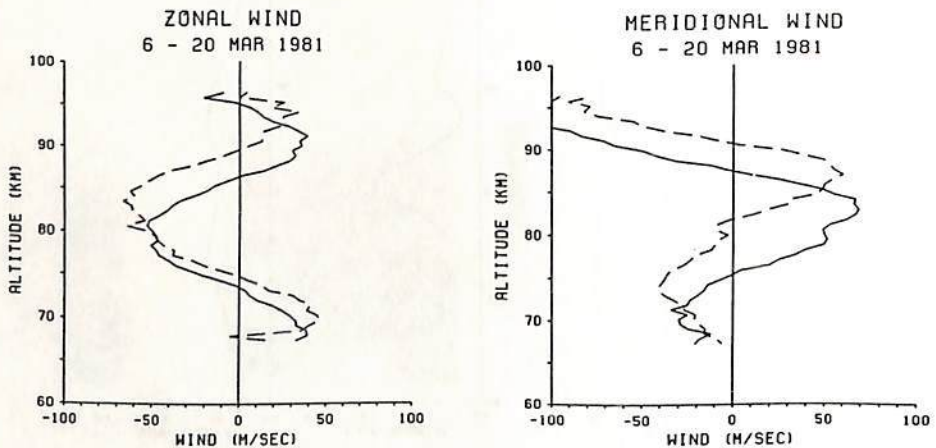


図1. 観測期間中の午前と午後の東西風及び南北風の平均値。点線は午前、実線は午後の平均値で、それぞれ午前9時(現地時間)前後と午後2時前後の値である。

アルミノレーダーによるD領域物理量の観測

(II) Day-to-day variations

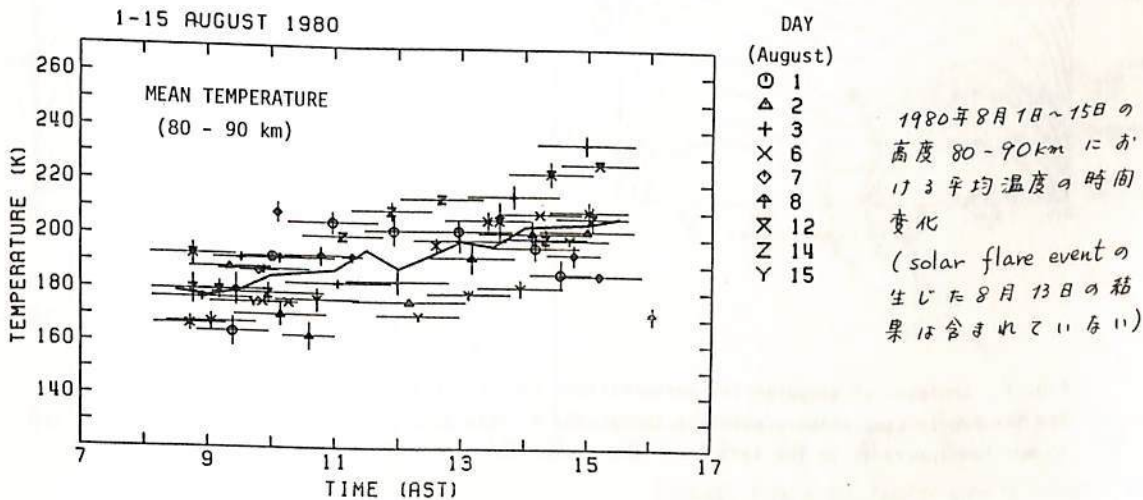
福山 薫¹⁾, 廣田 勇¹⁾, 前川 泰之²⁾, 深尾 昌一郎²⁾, 加藤 進³⁾, M.P. Sulzer⁴⁾

1) 京大・理 2) 京大・工 3) 京大・超高層電波 4) アルミノ観測所

電子による電波のインコヒーレント散乱機構を利用した中間圏の観測では、高精度の風系測定と同時に、電離層D領域における電子密度・中性大気密度・平均温度の推定ができることを前回の学会で報告した。また実際の観測データの解析結果についても、1980年8月に行なわれた測定の一例に関して簡単に報告した。それによると、平均温度の時間変化、電子密度の高度・時間変化には、風系測定からも得られている各種の大気運動の効果と考えられる顕著な変動が見い出された。

今回は、上記の物理量推定の解析を1980年8月に得た約2週間に及ぶ全観測データに拡張し、D領域付近の平均温度、電子・中性密度分布の昼間における時間変化、day-to-dayの変化についての議論を行なう。解析結果の一部を簡単に列記すると、

- 1) 高度 80-90 km の平均温度は約 195 K で、5~10 K 程度の day-to-day 変化が存在する。
- 2) 平均温度の昼間 (800-1600 AST) における時間変化は、下図に示すように、午前中は約 180 K、正午頃 190 K、午後 200~205 K で、変動幅は約 10~15 K である。このような時間変化に対しては、大気潮汐波が重要な役割を果たしていると予想される。(なお図には solar flare event の生じた 8月13日の結果は含まれていない)
- 3) 中性大気密度の平均的な高度分布は、CIRA 1972 大気モデルとほぼ一致している。
- 4) 電子密度については、前回も簡単に報告したように、太陽高度に伴う変化だけでなく、大気波動(潮汐波・内部重力波)に関連した時間変化や、風の鉛直シアの効果により生じたと考えられる顕著な高度・時間変化がみられる。
- 5) solar flare event の生じた 8月13日の平均温度は他の観測日に比べて約 40 K 以上高くなっており、中性大気密度も高度 80 km で約 50%、90 km で約 70% 程度の増加が認められた。



麻生 武彦 (京都大学超高層電波研究センター)

One of the interesting aspects in the upper atmospheric wind observations is the identification of quasi-two-day oscillations which manifest complicated features of dynamical coupling via planetary waves in the earth atmosphere. Many workers focus on the presence of this oscillation at meteor heights (e.g., Muller, 1972; Masseur and Glass, 1973; Glass et al., 1975; Kingsley et al., 1978; Muller and Nelson, 1978; Salby and Roper, 1980; Manson et al., 1980; Aso et al., 1980; Craig et al., 1980), at lower atmosphere (Petrossiants et al., 1975; Coy, 1979; Kaiser, 1979), and both (Muller, 1972; Muller and Kingsley, 1974). These summarize evidences of westward travelling Rossby waves with wave number ≈ 3 , together with its erratic appearance above the mesopause more predominantly during summer solstice.

This free mode wave has no well-defined forcings in contrast with tides or stationary planetary waves, and some kind of hydrodynamic instabilities (see Orlandi, 1976; Plumb, 1980) or random fluctuations in the lowest region can be postulated as a possible candidate. On the other hand, studies of vertical propagation of the planetary Rossby waves has been made by some workers (e.g. Geisler and Dickinson, 1976; Salby, 1980). In the present work, penetration of quasi-two-day wave forced by assumed volume or topographic forcings is calculated, in which use is made of the linearized primitive equations for the modelled atmosphere with latitude-dependent temperature and associated mean zonal wind (see Aso et al., 1981).

Fig. 1 (a) and (b) illustrate preliminary results of geopotential perturbations with period 2 day and wavenumber 3 under (a) no wind regime and (b) solstitial wind regimes forced by sinusoidal topography. It is seen that clear distinction exists between summer and winter hemispheric regions.

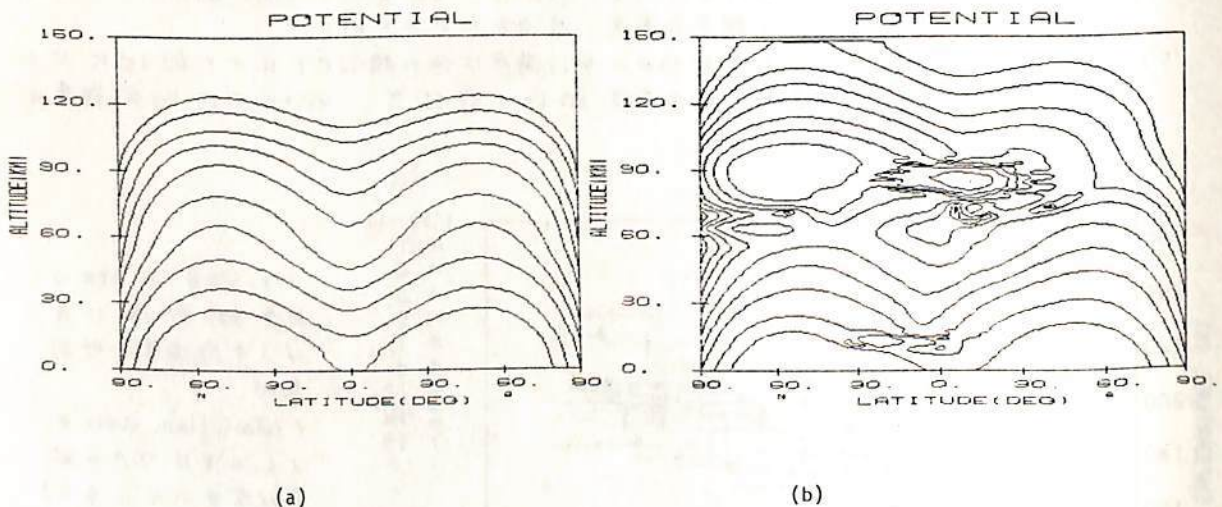


Fig. 1 Contours of geopotential perturbations for (a) no wind and (b) solstitial wind. The forcing is simplified sinusoidal topography $w \propto \sin \theta$ (θ : colatitude). In (b), summer hemisphere is to the left.

2-Day Oscillation in the Meteor Region

伊藤 礼, 麻生 武彦, 津田 敏隆, 加藤 進 (京大超高層)

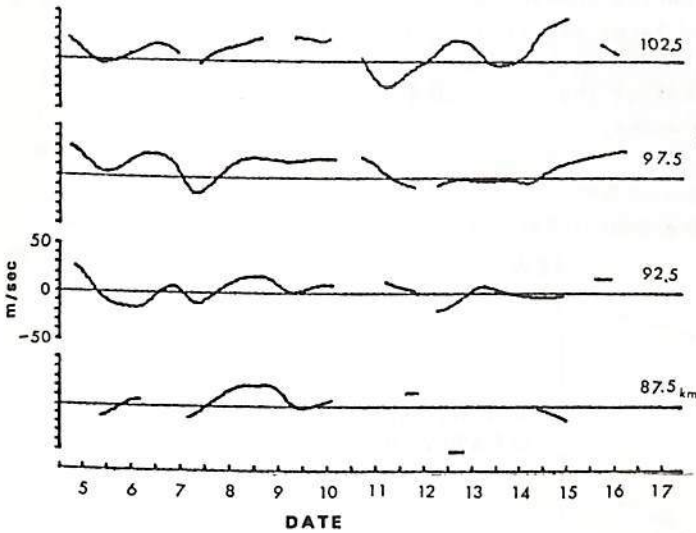
For these 4 years (1977 Dec-), meteor wind observations have been carried out at Kyoto. A large amplitude wind oscillation with a preiod of about 2 days has been detected in summer.

Fig.1 shows specimen records of long period component (with a period of longer than 32 hrs) of meridional wind during Jun 5-17 in 1980. In the figure, the 2-day oscillation is clearly identified on 5-8th with slight downward phase progression. Altitude profiles of amplitude and phase of the 2 day component fitted to three observation runs are illustrated in Fig.2. It is found that amplitudes range from 10-30 m/sec and that the northward max. wind occurs at around midnight.

The forcing mechanism of this oscillation is still open to question. An interesting trapeze instability (known as the parametric instability in other fields of physics) was proposed by Orlandi (1973), in which the diurnal changes in static stability of the tropical boundary layer can excite gravity waves with a period of 2 days. Also Plumb (1980) suggested the baroclinic instability in the summer hemisphere as a promising mechanism.

We'll summarize observations of more detailed characteristics of this oscillation at the meeting.

KYOTO JUN 1980 NS WIND



REFERENCE

- Orlandi, I., 1973 J.atmos.Sci., 30,1007-1016
- Plumb, R.A., 1980 Private communication

Fig.1

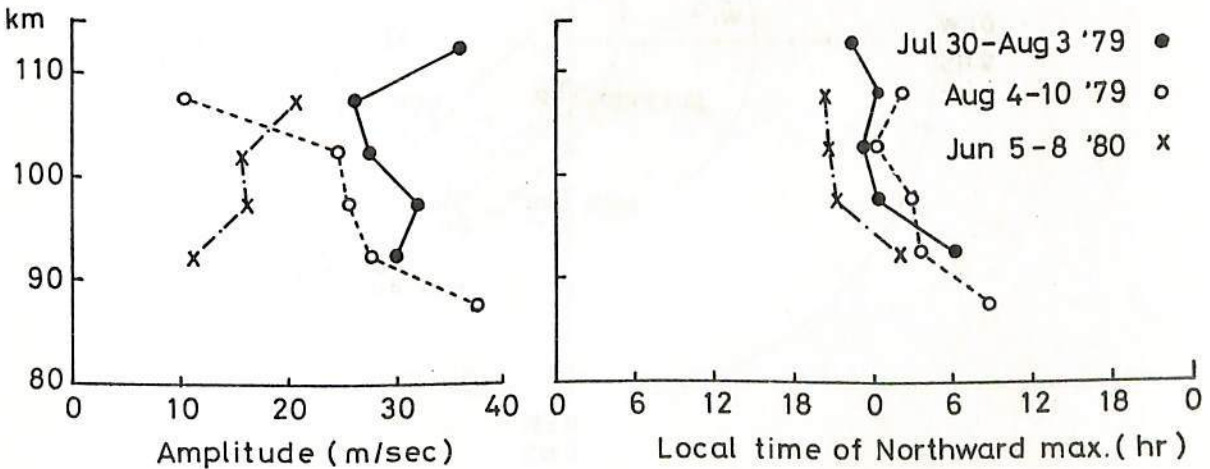


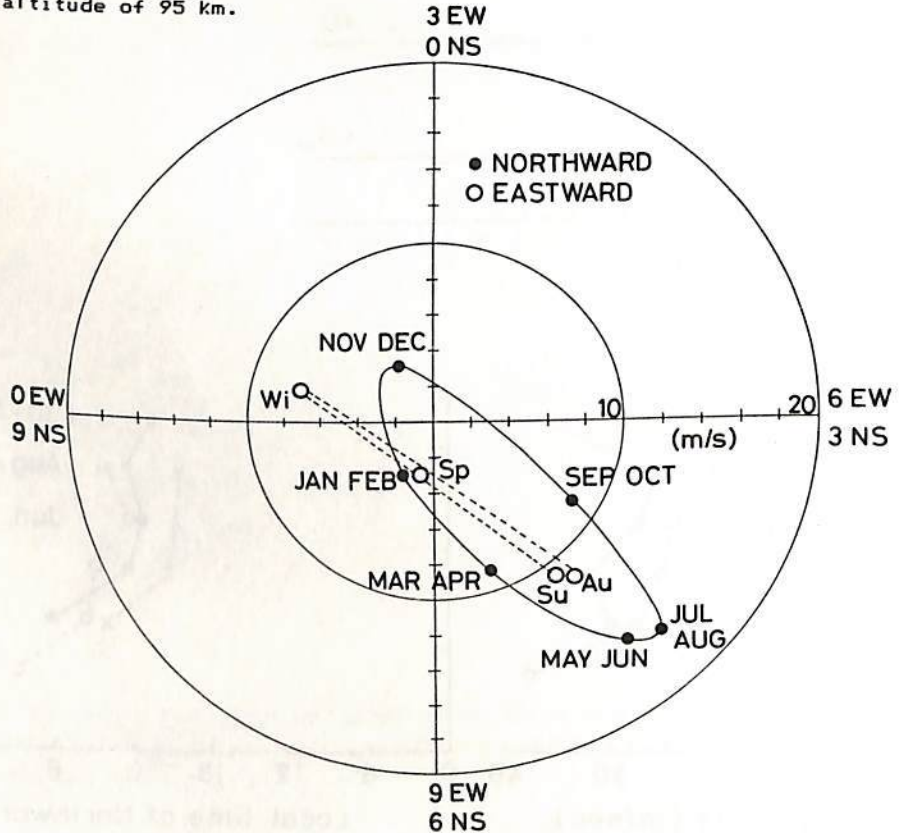
Fig.2

METEOR RADAR OBSERVATIONS AT KYOTO (XI)

Toshitaka Tsuda, Takehiko Aso, Rei Ito and Susumu Kato
 Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Seasonal variation of the atmospheric tidal wind in the altitude region from 85 to 100 km is investigated by use of meteor radar data observed at Kyoto. Figure 1 shows an annual variation of the semidiurnal tidal wind on a harmonic dial observed in 1979 and 1980, where phase corresponds to the local time of northward or eastward maximum wind velocity. Northward component is plotted bimonthly accompanied with an idealized curve, while the seasonal mean is shown for the eastward component. Note that the coordinate is rotated anticlockwise by three hours for the eastward component. The northward wind vector rotates anticlockwise annually on an ellipse whose major axis points at around 4.5 hrs local time. During summer months the northward component is characterized by stable phase and large amplitude. On the other hand, the amplitude becomes the smallest in winter. Annual variation of the eastward component generally agrees with that of the northward component, although its maximum phase is delayed by three hours.

Figure 1. Seasonal variation of the semidiurnal wind in 1979 and 1980 at an altitude of 95 km.



京都大学流星レーダーによる重力波成分

の観測 — (2) —

伊思 彰裕 津田 敏隆 森生 武彦 伊藤 礼 加藤 進
京都大学超高層電波研究センター

流星高度 (80-110 km) における中性風の南北成分の中に周期2~3時間程度の重力波成分が含まれることが京都大学流星レーダーによって観測された。1980年6月に観測された例では、重力波成分の垂直伝播方向は下向き、垂直波長は約10 kmであり、Hines (1960) による分散関係から水平波長は約300 kmであると推定される。

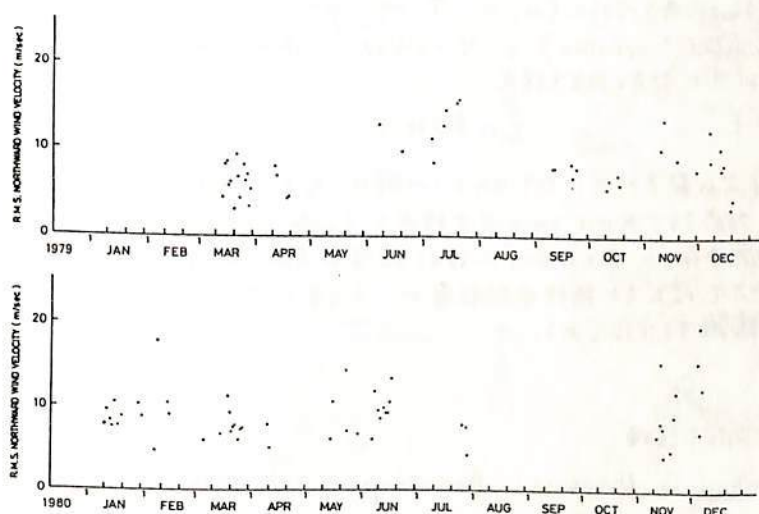
そこで次に1979年3月から1980年12月までのデータを用いて解析を行い、重力波成分の強度の季節変化を調べた。高度95-98 kmの南北風について0-12 hrsの重力波成分振幅のR.M.S.値を求めた結果を図に示す。図より、年間の平均的なR.M.S.値は8 m/secであり、1979, 1980年の両年とも6,7月及び11,12月に大きくなっていくことがわかる。

これらのことをもとに、重力波の特性を調べるために以下の点の解析を行う。

- i) パワースペクトラムの時間変化・高度変化を調べる。
 - ii) 重力波と種々の擾乱現象との相関を明らかにする。
 - iii) 東西・南北2方向の観測ができるようにシステムを拡充し、各々の方向で得られたデータの相関をとることで重力波の伝播方向を推定する。
- これらの解析によって得られた結果と理論的な分散関係との比較を行い、重力波の特性を明らかにすることができる。

参考文献

HINES, C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, 38, 1441-1481, 1960.



前田 佐和子

京産大・計算機科学研究所

熱圏は、密度・温度等の種々のパラメータが複雑な高度変化をしているため、大気重力波に対しては非一様媒質として作用する。この非一様性の大気重力波に及ぼす効果を調べ、その伝播機構を明らかにするため、重力波の波動方程式の固有値解析を行った。

温度や密度の高度変化と粘性による散逸のみを考慮し、熱伝導やパラメータの高度微分は全て0と仮定した場合の結果^{(1), (2)}から、長周期、高速度の大気重力波は、高度100~500 km付近にトラップされ、グットモードとして伝播する可能性が示された。今回は、上記の仮定を取り除き、より現実に近い熱圏モデルを使って解析を行い、(1)及び(2)で報告した結果を検証する。

大気重力波に対する基礎方程式は、local-Cartesian座標 (x, z) に対して、次で与えられる。

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{V} = 0 \\ \rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla \cdot S \\ \frac{d}{dt}(\rho \bar{p}^{\delta}) = (\gamma - 1) \rho^{-\gamma} (\nabla \cdot \bar{\pi} + S : \nabla \vec{V}) \end{cases} \quad (1)$$

ただし、 ρ : 密度, p : 圧力, γ : specific ratio of heat, \vec{V} : velocity vector (u, w), S : viscous stress tensor, $\bar{\pi} = \lambda \nabla T$, λ : thermal conductivity, T : 温度
方程式(1)を線形化し、各々の変数が $f(z) \exp[-i(\omega t - kx)]$ と変化すると仮定すると、式(1)は、独立変数 z に関する連立1階微分方程式に書き直すことができる。これをマトリクス形式で表わす。

$$\frac{d}{dz} \vec{\xi} = \bar{A} \cdot \vec{\xi} \quad (2)$$

ただし、 $\vec{\xi}$ は6つの変数から成るベクトル $(u, w, T, \psi, \phi, \Omega)$ 、 $T \equiv T'/T_0$ (T_0 : unperturbed temperature, T' : perturbed temperature), $\psi = \partial u / \partial z$, $\phi = \partial w / \partial z$, $\Omega = \partial T / \partial z$ 。 \bar{A} は6次元正方行列である。行列 \bar{A} に対する固有方程式

$$|\bar{A} - \beta \bar{I}| = 0 \quad \bar{I} \text{ は単位行列} \quad (3)$$

は、固有値 β に関する6次代数方程式に化し、その6つの解は、それぞれ、重力音波、粘性波、熱伝導波の上下と下向き伝播のモードに対応する。我々は、この6次方程式をNewton-Raphson法を使って数値的に解く。算出された複素固有値の高度分布から、各々のモードに対する媒質の反応の特性が調べられる。結果は、講演の際に報告する。特に、上方で増大する粘性や熱伝導が、大気重力波を反射し、その結果グットが形成される可能性について議論する予定である。

参考文献

(1) 前田 第68回学会講演

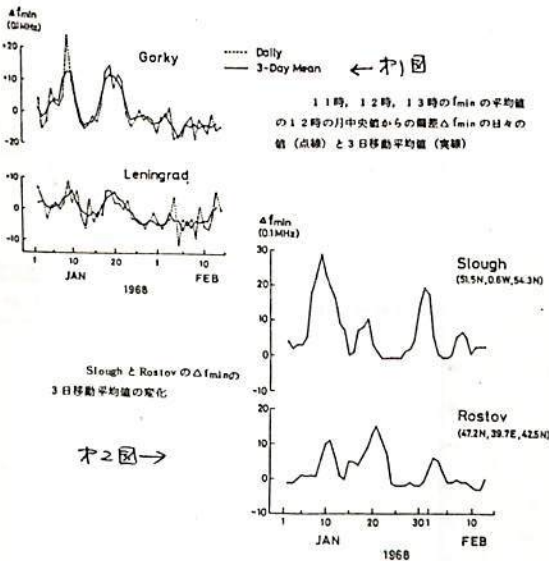
(2) 前田 Magnetospheric Dynamics, Proceedings of 1980 ISAS Symposium on Magnetosphere - Ionosphere

川平浩 =
(京大理)

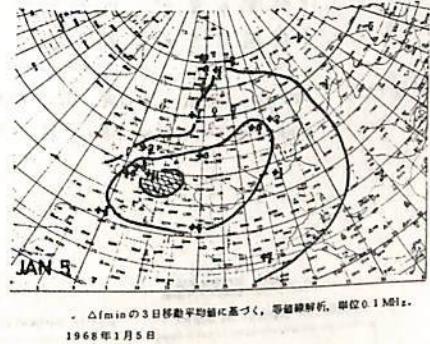
1. 序: 冬季D領域の'Winter Anomaly'については, 近年観測の発展に伴うデータ解折より, 一応その要因についての活発な論議が行なわれてきた (Sato, 1980, 1981, Manson, 1981). この研究では, これまでの解折 (Thomas, 1961) が示すD領域の大規模擾乱の日々の変動を明らかにすることによって, これらの論議について考えを深めたいことを目的とする。このため, 大規模擾乱の解折に適切な f_{min} を用いて 1968年冬季の大規模擾乱について解折を行なった結果について報告する。

2. 解折手法と結果の一部:

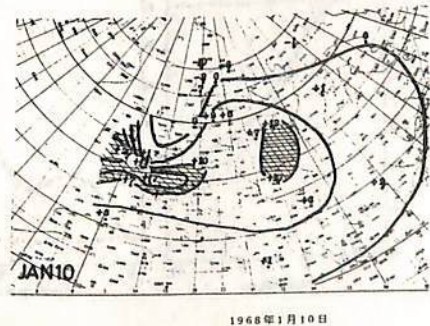
日々の f_{min} の変動を月中央値よりの偏差と見做す Δf_{min} を解折の対象にした。さらに日々の大きく変動する Δf_{min} の分布より, 比較長い (3日以上) 変化に着目するために, 3日移動平均値を採用した。この結果, 比較的短い周期の変動は除かれ, 日々の変動の解折に適切と思われる結果を得ることが出来た。オ1図は日々の Δf_{min} (11, 12, 13時の平均値) と3日移動平均値の比較を行った。オ2図は, 3日移動平均値を比較的に離したところを地味で比した。オ3図が示すように, 日々の変動が比較的明らかにわたると思われた。オ3図はこの方法により求めたヨーロッパ域の等値線解折図である。値が示すように, 等値線解折は比較的容易であり, 大規模擾乱の様相を調べるのに適切な結果が得られた。この 'Map' 解折より, 大規模擾乱の変動について論じる予定である。



オ3図 (a)



オ3図 (b)



中山 泰雄, 前田 坦
京大理

地磁気嵐時の熱圏中性大気成分の観測が、satellite に搭載された mass spectrometer によって始められて 10 年余りに及ぶ。その観測によつて、中性大気成分の global 的変化が明らかにされてきたが、それを引き起こすメカニズムは、まだよくわかっていない。Potter et al. (1979) は、地磁気嵐時に測定した $[O_2]$ と、拡散平衡を仮定して計算した $[O_2]$ とを比較して、拡散と中性風の、中性大気成分への効果を明らかにしようとした。

我々の今回の数値計算も、地磁気嵐時の、高緯度での中性大気成分変化の主たる原因と考えられる、拡散と中性風の効果を比較する目的で行った。方程式系は、熱方程式、運動方程式、連続の式、状態方程式、それと下記の拡散方程式である。中性風の中性大気成分への効果は、特に垂直風において顕著であると考えられるので、垂直運動方程式から直接に垂直風が得られるように、静水圧平衡の仮定は用いていない。拡散方程式の eddy diffusion の項は Colegrove et al. (1966) の方法を酸素原子に對して用いた。

$$w_1 - w_2 = -\frac{\eta^2 D_{12}}{\eta_1 \eta_2} \left\{ \frac{2}{2r} \left(\frac{\eta_1}{\eta} \right) + \frac{\eta_1 \eta_2 (\eta_2 - \eta_1)}{\eta P} \frac{2}{2r} (\ln P) - K \frac{2}{2r} \left(\frac{\eta_1}{\eta} \right) \right\}$$

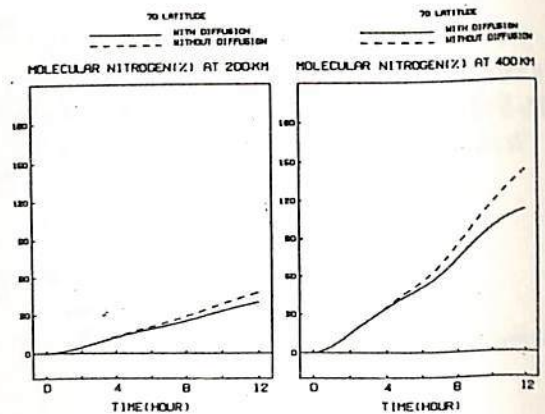
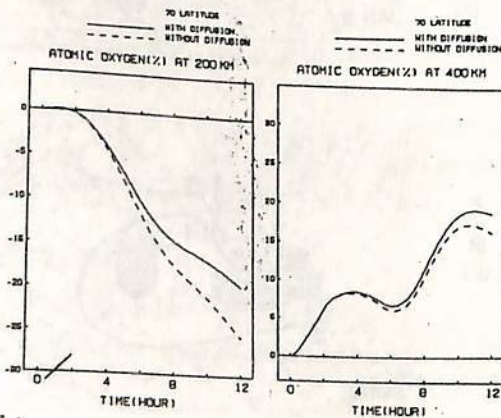
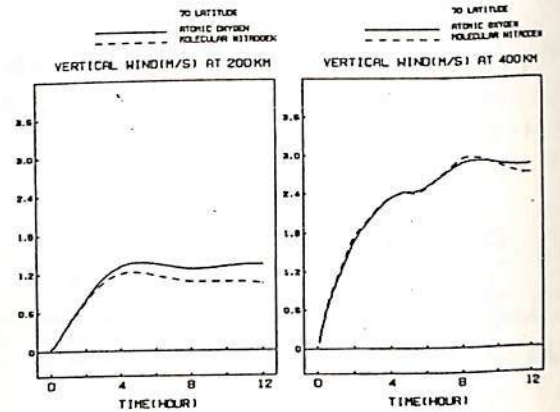
$$L_1 - L_2 = -\frac{\eta^2 D_{12}}{\eta_1 \eta_2} \left\{ \frac{1}{r} \frac{2}{2r} \left(\frac{\eta_1}{\eta} \right) + \frac{\eta_1 \eta_2 (\eta_2 - \eta_1)}{\eta P} \frac{1}{r} \frac{2}{2r} (\ln P) \right\}$$

添字 1: 酸素原子, 2: 窒素分子, w : 垂直風, L : 南北風,
 P : 圧力, ρ : 密度, η : 数密度, D_{12} : 分子拡散係数,
 K : 渦拡散係数

結果

1. 地磁気嵐時の中性大気成分変化の特徴は、中性風だけでも起り得る。
2. 少なくとも、地磁気嵐の初期では、拡散に比べて中性風の方が、成分変化を引き起こす主たる原因と考えられる。

Reference Colegrove et al, J.G.R., II, 2227, 1966.
Potter et al, Space Res., 19, 259, 1979.



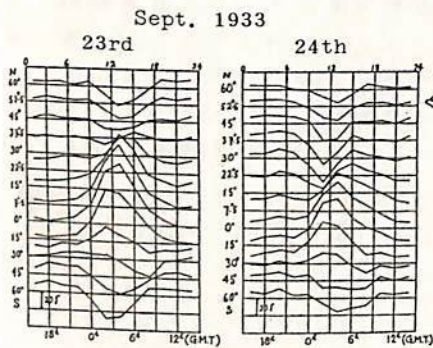
加藤 進, 津田 敏隆
京都大学超高层電波研究センター

Thermal excitation of diurnal tides is discussed. The heat source of excitation is assumed to be localized near the equator, a situation which is based on certain observations of stratospheric tides at Jicamarca, Peru. Possible heating processes would be radiative heating by water vapour and thermal conduction due to turbulent eddies near the ground; these two processes could be localized because of differences in topography. Such sources tend to generate tidal Hough modes with various zonal wave numbers both positive and negative. It is found that the resultant perturbations have generally fairly short vertical wavelengths around 10 km. They are almost stationary and the perturbed region tends to increase horizontally with height.

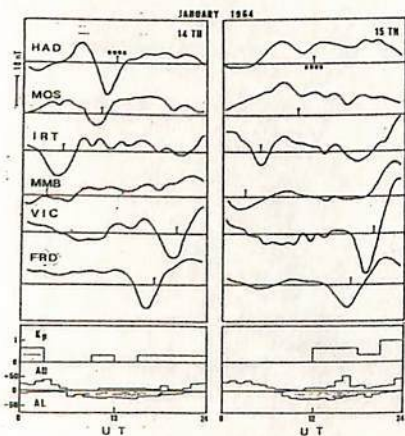
前田 坦, 竹田雅彦
(京都大学理学部)

地磁気静穏日太陽日変化場 (Sq) が逐日変化することは / 900 年ころから気づかれていたが、その後の研究によって次のようなことが明らかにされた。① 一つの観測所での 3 成分 (H, D, Z または X, Y, Z) のいずれかの日平均、振幅 (日較差)、位相 (形) などが逐日的 (day-to-day) に変化する。② 多くの観測所のデータから等価電流系をかくと、その強度、中心位置、形などが逐日的に変化する。そして、このような現象の原因をさぐるために多くの試みがなされ、電離層の風の変化と、磁気圏電流 (電場) の影響とがもっともらしいと思われる。

前田・鈴木 (1978) は / 964 年 / 2 月のデータを用いて全球的球関数解析を行い、外部・内部電流系の逐日変化を UT 毎に求めた。ここでは現在までの研究のまとめと、今後の方針について述べる。

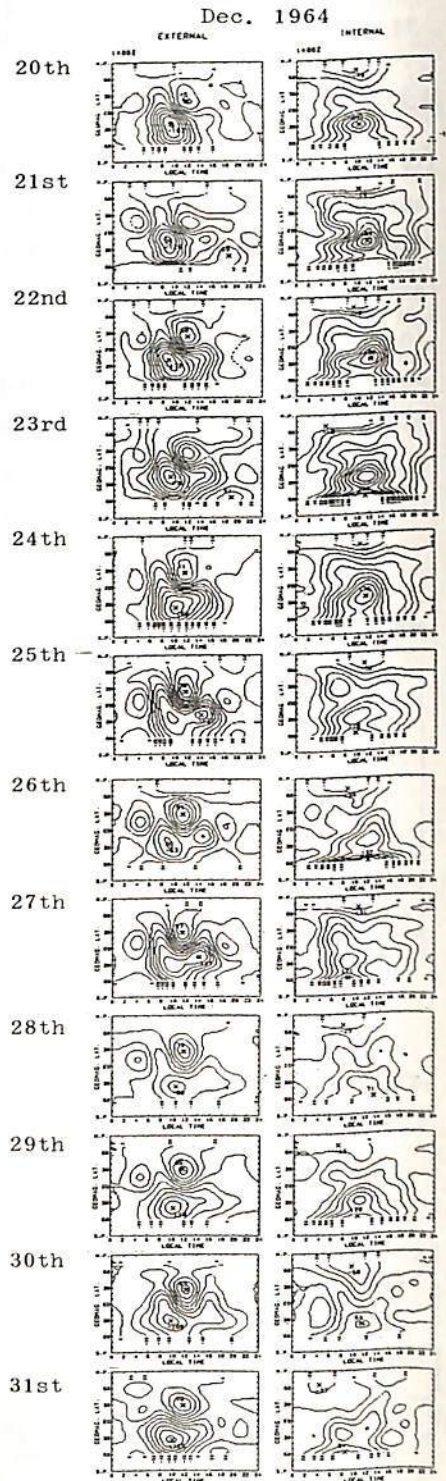


第 1 図 東経 / 20° 附近での Sq (X) の逐日変化 (Hasegawa, 1936)



第 2 図 諸経度での Sq (H) の逐日変化の一例。

第 3 図 UT14 時 (太西洋の昼間) における外部・内部電流系の逐日変化。 →



竹田雅彦・前田 坦

京都大学理学部

前号までの発表ではSq電流系の原因と考えられる風(1日、半日潮汐・定常風)や field aligned current の効果について個別に扱ってきた。今回は、それら、特に半日周期の風や field aligned current の変化によって、観測されるようなSqの日変化などの程度説明されるかを調べるため、種々の組み合わせによってどのような電流系が生じるかということを述べる。また、今までの計算で用いた $\tau_0 = \infty$ の仮定の正当性をチェックするため、磁カ線沿いのポテンシャル変化とその効果について計算中であり、これは併せて学会時に発表する予定である。

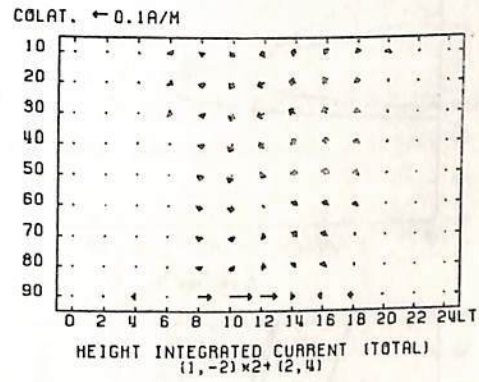
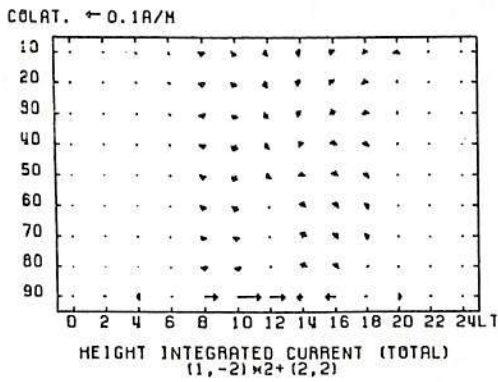
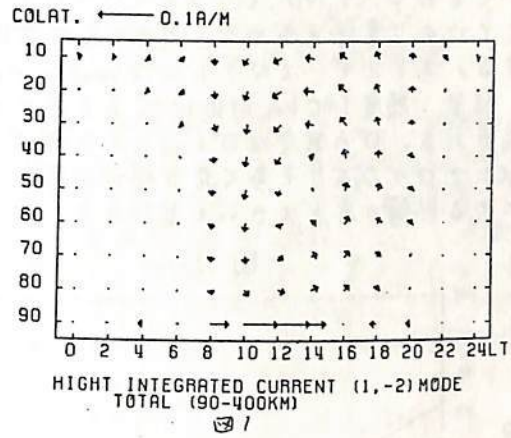


図 2

図 3

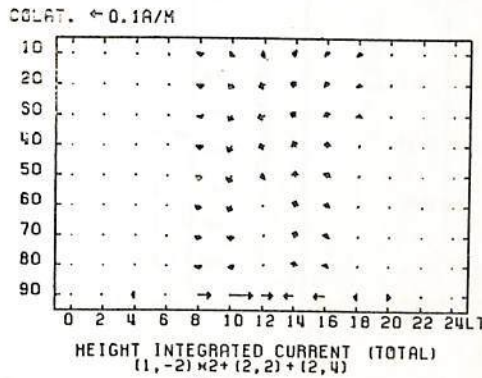


図 4

- 図 1 (1, -2) mode の風による電流
- 図 2 (1, -2) mode + (2, 2) mode の風による電流
- 図 3 (1, -2) mode + (2, 4) mode の風による電流
- 図 4 (1, -2) mode + (2, 2) mode + (2, 4) mode の風による電流

品川裕之, 前田 坦

京都大学理学部

前回は昼側から輸送された O^+ が下方に拡散すると仮定して, 電子密度及びイオン組成を求めたが, 今回はもう一つの重要な電離源と考えられている低エネルギー電子(10eV~300eV)の場合について前回の場合と比較する。低エネルギー電子の起源に関してはいろいろの説があるが, いずれにしても中性大気を電離して, 電離層を形成する可能性がある。

計算 電離される中性大気成分としては O, CO_2 を考え, 化学反応によって生ずるイオンも含め O^+, O_2^+, NO^+, CO_2^+ の4つについて, 前回同様一次元の連続の式と運動量の式を解くことにより密度を求める。電子fluxは電離圏上部で等方とし, これが下方に入射するものとする。エネルギースペクトルはVenera, Pioneer Venus等がwakeで計った値を用いた。

結果 高度140km付近に O_2^+ を主成分とする $10^4 cm^{-3}$ 程度の電子密度を持った電離層が形成される。 O^+ の密度は O^+ fluxによる場合と比べ, 小さくなる傾向がある。観測では160km以上で O^+ が O_2^+ よりも多くなる場合が多く, この場合には電子のfluxによる電離よりも, O^+ fluxによる影響の方が大きいと思われる。

図 1

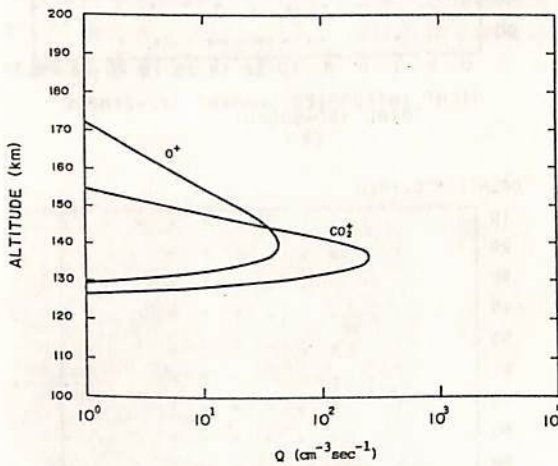


図1 --- O^+, CO_2^+ の生成率, 電子のスペクトルは密度 $3.3 cm^{-3}$, 温度15eVのMaxwellianであると仮定している。

図2 --- 上の場合のイオン組成。

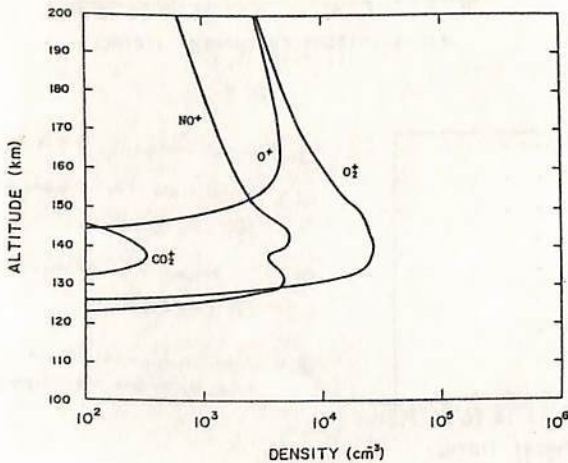


図 2

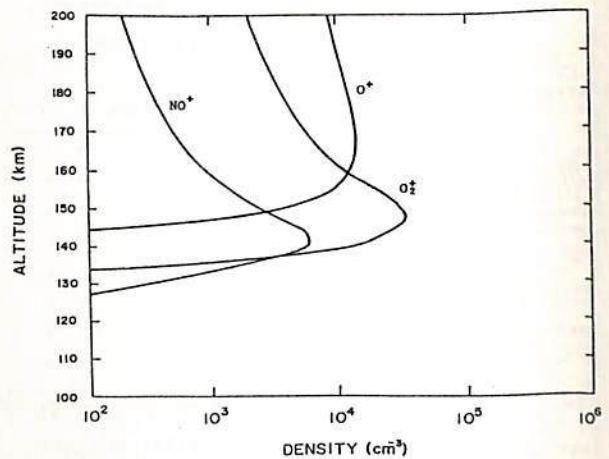


図 3

S-310-5号機による電離層電流の観測

小川 徹, 北野 正雄, 教崎 努
(京大・超高層電波)

S-310-5号機は電離層の総合観測を目指して、1979年1月31日午前11時(JST)に打上げられ、我々は光ポンピングセシウム磁力計による電流系の観測を担当した。電離層電流のベクトル観測などの結果は既に報告したので、今回は、主として高度110 KMより150 KMにおける高精度観測の結果について報告する。この領域は電離層の導電率分布²⁾や風系³⁾によって電流の存在が推定されていたが、ロケットによる直接観測は精度が充分でなかったため明確な結論は出ていなかった。S-310-5号機に搭載された光ポンピング磁力計はレスポンスがKHz程度と極めて早く、しかも全磁力を直接観測出来るのでこの様な目的には最適である。しかも機上及び地上のデータ変換システム動作が極めて良好に作動して全磁力の観測精度はスピン周期で平均して0.1 nTに達していた。

観測結果は図1に示す通りで高度102-112 KMに強い電流層が存在している。高度118-126 KMはテレメータのチャンネル制限のためデータが得られなかったが118 KM附近と126 KM附近との $F_{OBS} - F_{REF}$ が殆ど同じであるから厚さ2-3 KM以下の極めて薄い、しかもこの高度の範囲を積分すれば互いに打消し合うようなやや不自然な電流層以外には存在しないと結論出来る。82 KM以下はロケットのデスピンのセンサー突出しの効果で磁場は不安定である。図1の観測結果より電離層電流の高度分布を求めると図2となる。高度126 KM以上では130 KM及び150 KM附近に弱い電流層が認められるが、110 KM附近の主電流層に比較は無視出来る程度である。

今回の結果を要約すると次の通りである。(1) LT 1100 附近の電離層電流系は高度102-115 KMの主電流層以外は極めて弱い。(2) 130 KM、150 KM附近に弱い電流層が認められる。(3) 82-100 KM及び135-150 KMは特に電流が弱く0.1 A/KM²以下である。(4) これらの観測結果は導電率や風の高度分布から予想される電流分布に比べて厚さが1/2以下で、115-150 KMに顕著な電流層が存在しないことが大きく異なっている。

参考文献 1. 小川, 北野, 教崎: 宇宙観測シンポジウム(1980年6月), 地球電磁気学会(1980年11月). 2. 例えば K. Maeda and H. Matsumoto, Rept. Ionosph. Space Res. Japan 16, 1 (1962). 3. 例えば, J. Fontanari and D. Alcayde, Radio Sci. 9, 275 (1974).

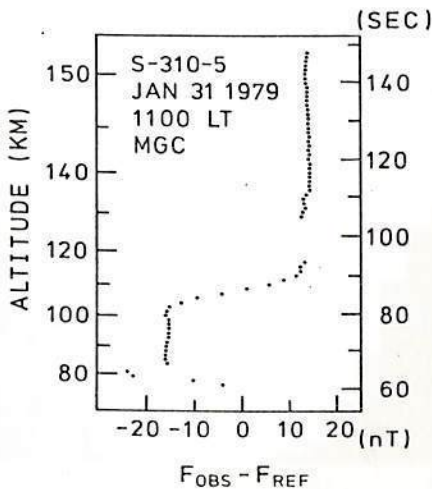


図 1.

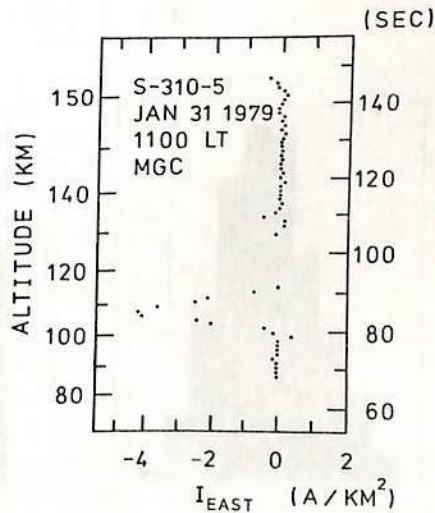


図 2.

HINOTORI-IMP による Equatorial Plasma

Bubbles の観測 (I) — Bubbles の出現特性 —

大家 寛 渡部 有 一 高橋 忠 利
(東北大学)

1981年2月21日に打上げられた第7号科学衛星ひのとりに (Astro-A) に搭載された電子密度計測装置 (IMP) は、低緯度F層・South Atlantic Anomaly 領域の電離層電子密度の in situ 観測を行い、Appleton Anomaly、Plasma Bubbles、電子密度分布の波動状変化構造などが、明確に観測されている。ひのとりは軌道傾斜角約30°、高度約600 km の略円軌道であるため、F層上部において、電子密度が横の広がりとして数kmから、数百km のスケールにわたって変化する Plasma Bubbles を観測するのに理想的な軌道になっている。ここでは、特に in situ 計測で明らかにされた Plasma Bubbles の一般的特性と出現特性の統計結果を報告する。1981年2月23日から7月13日、約5ヶ月間にわたり Plasma Bubbles が観測された領域を図1に示す。図中 Plasma Bubbles が発生した領域を実線で示している。Plasma Bubbles の発生は、単独ではなく、11こつかの群として存在するのが普通であり、1つの群は、数コから十数コの Bubbles で形成されていることが、明確になった。さらに各水を水の群はほぼ空間的に等間隔に存在し、Plasma Bubbles の発生構造を議論する上で重要な事実を提示している。それらの出現の空間的、時間的様相を図2及び図3に示すが、Magnetic Dip Equator 付近に集中して、主に夜間出現する現象であることが、明瞭である。

図1

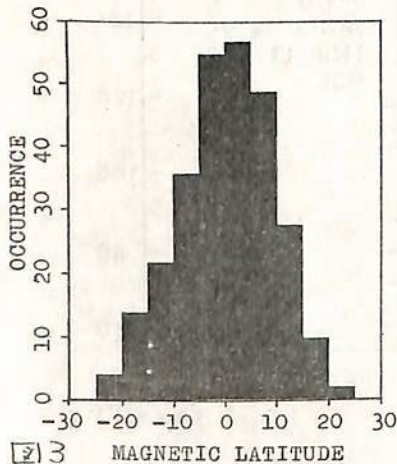
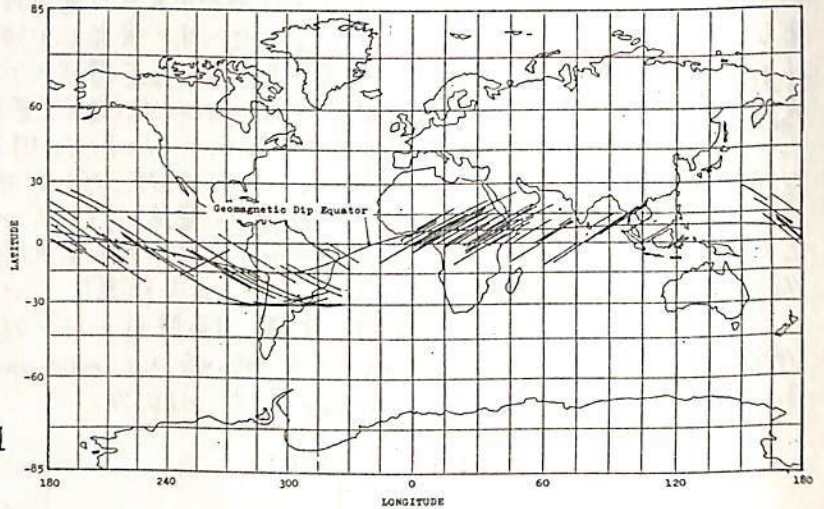


図3 MAGNETIC LATITUDE

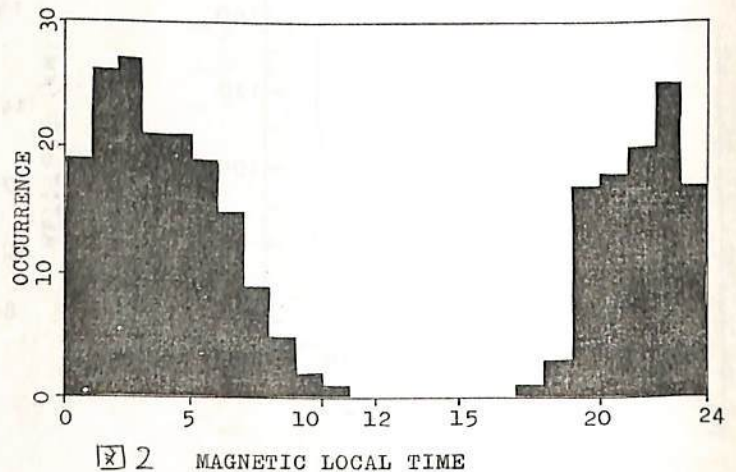


図2 MAGNETIC LOCAL TIME

HINOTORI IMP による Equatorial Bubbles の観測 (II) — Bubblesの Dynamics

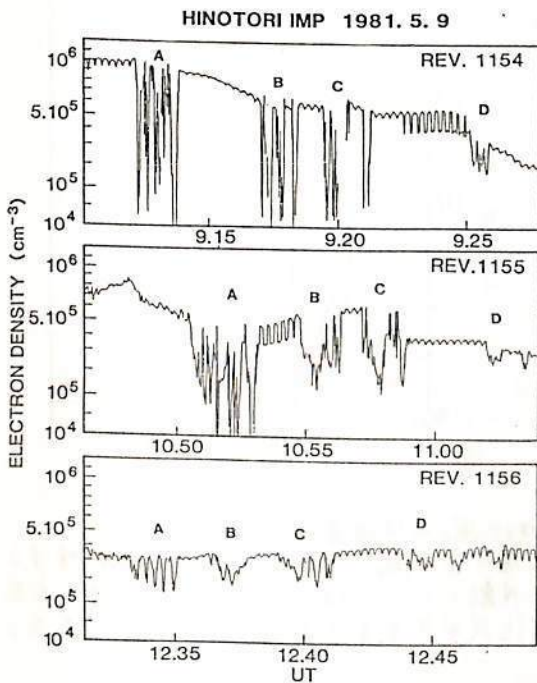
高橋忠利 渡部重十 大家 寛
東北大学 理学部

HINOTORI に搭載されている、IMP 装置により電子密度計測が連続的に行われている。この電子密度ゲータは Plasma Bubbles の構造とその時間的消長をさし示して、Plasma Bubbles の生因や、その運動、安定性等、現象の Dynamics を明らかにする鍵を握っている。これはF層での Plasma 物理学としても重要なものと考えられる。

この報告ではこのような観測例のうち特に興味ある event を取り上げて議論する。また、Bubbles の発生が電離層電子密度の波動形の変動と関連づけられる evidence についても議論する。

第一の event 例は、3月25日の観測で、大振幅の電子密度の波動形変動が Bubbles の発生に先行している。この case では、Bubbles は、波動構造の部分が示す空間スケールに丁度対応した間隔で並ぶ2本の depleted flux Tubes として存在しているといえるが、Bubbles の存在する磁力管は衛星の一周回の間隔とその位置を変えない。

第二の event 例は、5月9日に観測されたものであり、図1にその結果を示した。図は、Rev. 1154 から Rev. 1156 の連続した3軌道の観測で Bubbles が観測された場所での電子密度値をプロットしたものである。Bubbles は図に A~D の符号で示したように数個の群を形成して観測されている。これらの構造を比較すると連続した軌道で、よく対応していることが見てとれ、これらの結果が実は、同一の event の異なる phase での観測結果であることを大きく示唆している。Bubble における密度の落ち込みは、Rev. 1154 で最も大きく、しだいに浅くなっていくが、Bubbles はしだいにその形状を変えながらも、数時間にわたって安定に存在することが確認された。図2にはこれらの Bubbles Structure が観測された場所を示しているが、この観測は、理論と結合した、時間及び空間にわたる Bubbles の構造変化を明確にするものとなる。



Structure が観測された場所を示しているが、この観測は、理論と結合した、時間及び空間にわたる Bubbles の構造変化を明確にするものとなる。

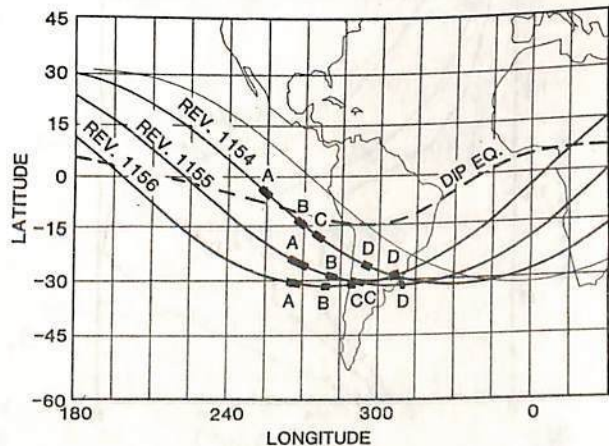


図 1

図 2

前田 憲一

ダイナモ電流を規制する式として筆者は次式を導いた (1980年秋名古屋学会及び1981年JATP, Vol. 43, p. 393)。

$$J' = KE_y - Q' \tag{1}$$

磁気赤道附近でダイナモ主領域 (120 KM以下) では, J' , K , Q' は次式で与えられる。

$$J' = \sigma_0 \left\{ \int_{\partial x}^2 (j_y / \sigma_2) dz + \frac{\partial}{\partial x} (j_y / \sigma_2 \cdot \sin I) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_2 / \sigma_0 \cdot j_y), \tag{2}$$

$$K = \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_2 + \sigma_1 / \sigma_2) + \sigma_0 \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \sigma_1 / \sigma_0 \cdot \sin I + \int_{\partial x}^2 (\sigma_1 / \sigma_2) dz \right\}, \tag{3}$$

$$Q' = -\sigma_0 \frac{\partial F_2}{\partial x}, \quad F_2 = -\frac{dx B_0}{j \omega \rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{ex B_0}{j \omega \rho} \frac{\partial P}{\partial y}. \tag{4}$$

1. (1)~(4)式の意味

(3)の K は伝導度と磁気傾角 (I) の上下方向 (z) と南北方向 (x) の傾度によって定まる。

(4)の Q' は潮汐風の圧力傾度 ($\partial P / \partial x$, $\partial P / \partial y$) と伝導度 (dx , ex を与える) によって定まる。

(2)の J' はダイナモ電流 (東西方向 j_y) と伝導度, I より構成されている。そこで j_y の上下及び南北傾度が観測で知られている場合 (Davis et al, 1967), J' は計算可能, K も計算可能となり, ∇P と E_y をどのように取ればよいかを検討することが出来る。その結果が $E_y = 0.5 \sim 0.6$ mV/m である。これは (1) 式の一つの利用法である。

2. ジェット電流 (j_y) プロファイルの変化

(1) 式の他の利用法として, Q' の変化によって J' が変化し, 従って j_y などのように変らねばならぬかを検討することが出来る。 Q' の変化は風の位相 (χ) が標準状態に比して進むか遅れるかによると考える。これを計算した Q' と KE_y (不変) より J' を求めたのが図1である。

このような J' を満足する j_y を (2) 式から求める。これには若干の仮定が必要であるが, 風の位相が 30° と 60° 進む場合の j_y を図2に示す。 $\int j_y dz$ の略算では, 60° 進相の場合は標準ジェットの50%以下となる。

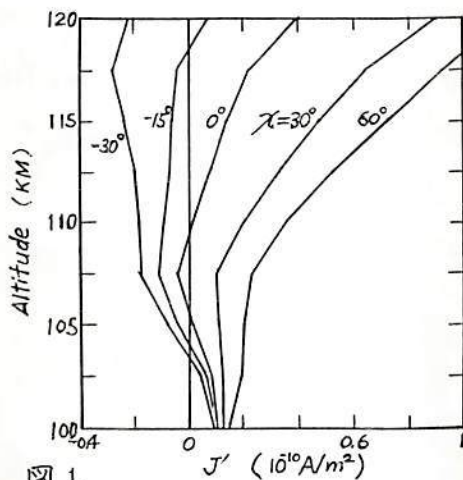


図1.

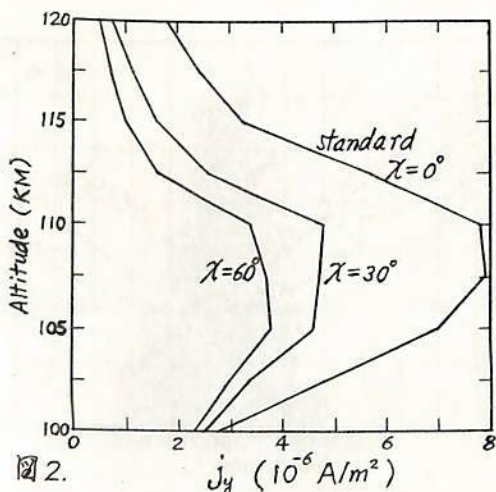


図2.

3. 潮汐風の位相変化

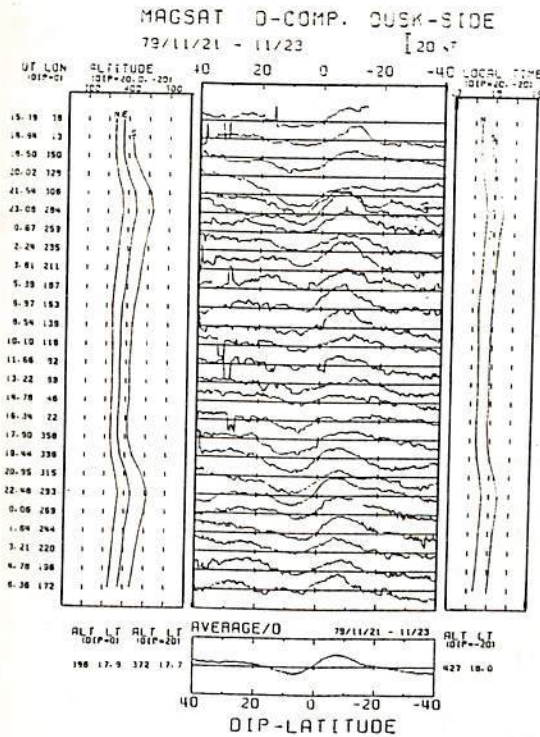
太陽日変化風に太陰半日変化風を加味すると, 月齢によって徐々に位相の変化する太陽日変化風が生ずることを示すことができる。

前田 坦, 荒木 徹, 亀井豊永, 家森俊彦
(京都大学理学部)

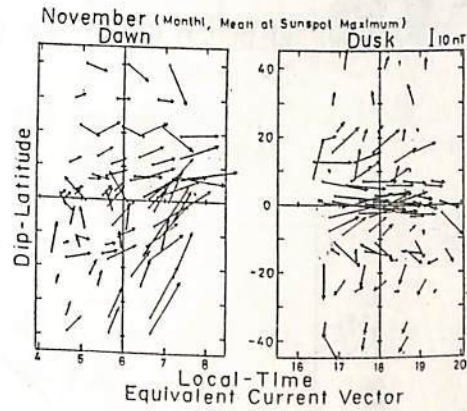
前回に続いて、MAGSAT データを用いて行っている日変化磁場解析の結果について報告する。今までのところ、最も有効な衛星データは1979年11月中のみしか入手していないし、地上データの収集も十分ではないので、暫定的な結果のみである。

第1図は、11月21-23日の衛星軌道のうち dusk side での D-成分の変化の緯度 (dip) 分布を示す。この図から、すべての経度にかわって、dip equator を中心とした同じ変化がみられる。下図にみられる平均から、このような変化は dip equator に逆対称である。

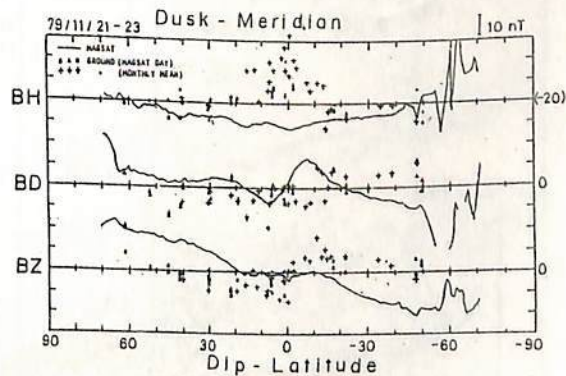
この原因をしらべるため、第2図は地上データから求めた等価電流分布を示し、第3図には、衛星と地上での磁場変化の分布が示してある。これらの図から、第1図のような現象は、衛星高度の近くでの、南北対称の meridional current によって説明されるように思われるが、その理由は明らかではない。このような新しい現象に対しては、更に多くのデータによる検証と、関連現象の調査や、そのような電流の可能性に対する理論的検討などが必要であろう。



第1図 MAGSAT で観測された dusk side でのD-成分の緯度変化。



第2図 地上データからの等価電流



第3図 衛星と地上でのD-成分変化。

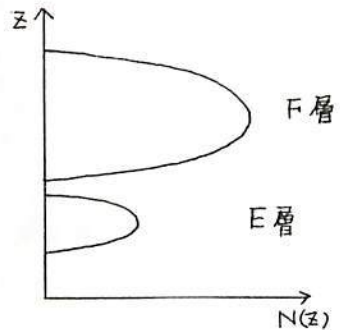
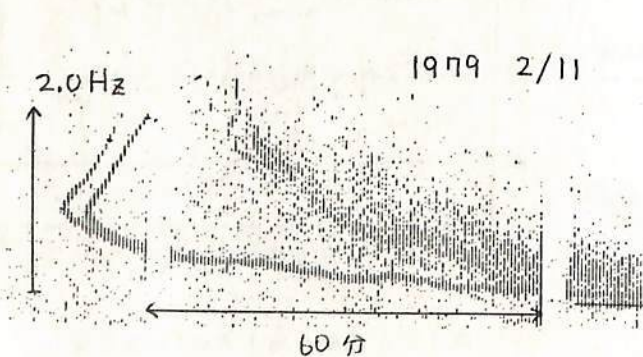
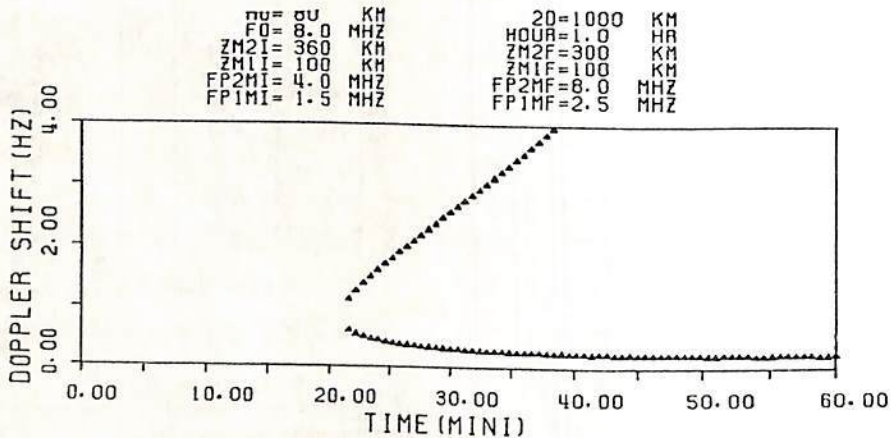
HFドップラーにおける日出効果(まとめ)

竹生 政道, 北村 泰一
九州大学理学部

九州大学では1978年12月頃からHFドップラー法を使って電離層の観測を続けているが、現在までにさまざまな現象(TID, 日出効果, 3分周期, etc)が観測されている。これらの現象のうち、日出効果および3分周期に関してはこれまでに学会でも何回か報告してきたが、今回はこの日出効果についてこれまで研究してきたことのまとめとして報告する。

なお、これまでには ray path およびドップラー・シフトが解析的に求まるような場合 ($N(z)$ が linear あるいは parabolic) のみを取扱ってきたが、今回はそれを一歩進めて、各時刻において数値的に3次元の ray tracing を行い、phase path length を求め、それを数値的に微分してドップラー・シフトを求めるといった方法を試みているので、それについても報告する予定である。

下図は日出効果の結果の1例である。



HFDドップラー "ふじ" 船上観測 (その1)

北村泰一, 竹生政資, 古野碩哉(九大理)
福西 浩 (極地研)

1980年11月~1981年4月に11回
5ヶ月間, 南極観測船 "ふじ" にて
HFDドップラー観測をおこなった。
受信可能な標準信号は JJY(日本)
BSF(台湾) BPV(上海) ZLFS(ニュージーランド)
ZUO(南アフリカ) ATA(インド) と, 船の移
動にもともなって変化してゆき, 局の同
定が困難な場合もある。

今回は, 出航後15日間, 赤道を横切って
180°S(オーストラリア西岸)に至る途中の期間に
ついでの結果のみを述べる。

目的は

- (1) 赤道電離層のドップラー観測
- (2) 九大との2次観測によるコヒーレント長の
の測定
- (3) 重力波の波長の測定

等である。(1)に同じ 日の出効果の差を図1に示す。この差の原因については
予想があるがこれについては講演時に述べる。また赤道電離層に
おける特長の1つとして diffusive パターンを例を図2に示す。
(3)に同じにはこの例(図3)では λ 数10 Km との値を得るが少し
小さすぎるようであり 更に検討を要する。

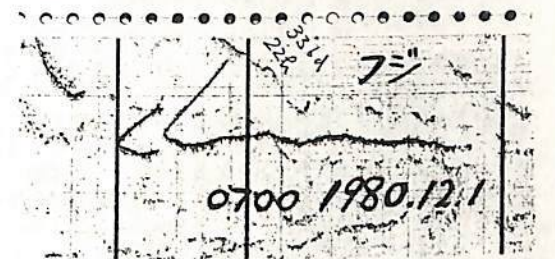
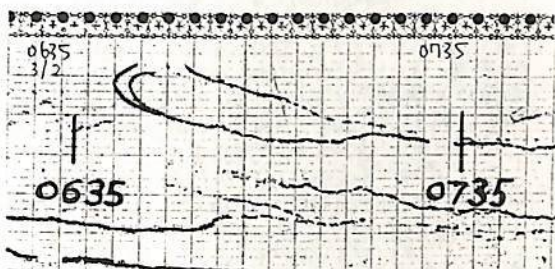


図1 九大における日の出効果と赤道電離層におけるそれとの差

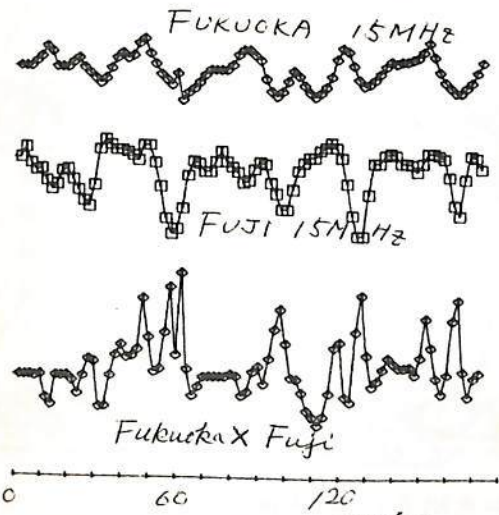


図3 波長を求めた例の図

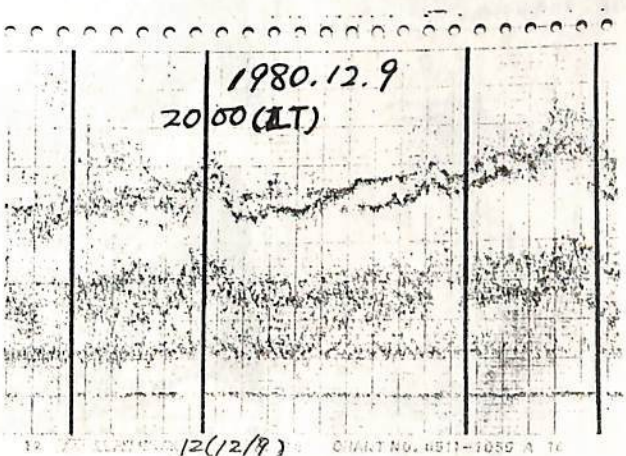


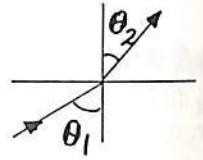
図2 赤道電離層における Diffusive パターン

風系を考慮した大気波動の伝播とHFドップラー における変動スペクトルとの関連

石見泰造 南繁行 堤四郎 竹屋芳夫

大阪市立大学 工学部

【まえがき】 対流圏大気の運動エネルギー(暴動、爆発)が、電離層に到達することは、HFドップラーの観測(HFD)によって見出されている。(George et al (1968) Davis et al (1971), Hung (1973), 小川(1980)等) しかしながら、その伝播機構と周波数の選択性については、十分わかっていない。ここでは1つのアプローチとして、大気波動の上層への伝播路をRay Tracingしてみた。計算には、U.S. Standard Atmosphereによる温度の他、風の効果として竹屋(1962)及びHuruhata et al (1966)の観測データを使用した。この結果からHFDに表れる変動スペクトルとの関連を調べ、新たに大気波動の電離層への結合過程について提案する。



オ1図

【計算方式】 大気波動の分散関係式

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (k_1^2 + k_2^2) + (r-1)g^2 k_2^2 + j\eta g \omega^2 k_2 = 0$$

にz方向、z方向の屈折率 $n_z = ck_z/\omega$ $n_x = ck_x/\omega$ を入れて

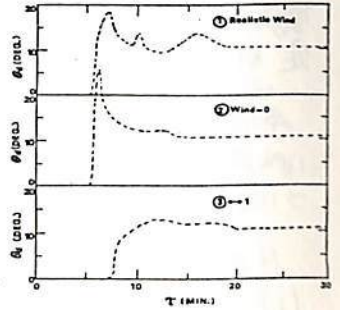
$$n = \sqrt{\frac{1 - (u_x/\omega)^2}{1 - (u_x/\omega)^2 \sin^2 \theta}}$$

とし、Snellの法則を用い(オ1図) 次式を得る。

$$\sin^2 \theta_2 = \frac{(u_x/\omega)^2 + \{1/\sin^2 \theta_1 - (u_x/\omega)^2\} \frac{c^2 - u_x^2}{\omega^2 - u_x^2}}{(u_x/\omega)^2}$$

これに高度1kmおきの温度、風のデータを入力軌跡をもとめた。計算は高度を高さ10kmの点においた。

【結果と検討】 オ2図は、Ray Tracingの計算の一例である。周期8分、14分につきモデル風系を用いて計算した。特徴として、ある発射角度の波は温度の谷にのみ、ダクト伝播することである。この波束から出た大気エネルギーは散乱せず中右方に伝播し、進行方向と垂直に圧力の位相差を持つ、いわゆる、横波的な特性を持っている。大気波動はこのダクト内の垂直方向の位相差によって再び反射して上層に再放射される。今、発射角のうちダクトされた上下角 θ_1 と大気波動の周期 T をプロットしてみるとオ3図のようになる。ここでは参考のために①モデル風 ②風なし ③モデルと逆向きでの結果を示す。スペクトルピークが風の分布によって大きく変化することがわかる。また、この特性はHung & S (1977)の検出しをHFDスペクトルとよく対応させている。



オ3図 ダクトされた上下角 θ と周期 T

【結論では】 大気波動のRay Tracingによってダクト伝播の存在を示し、ダクトされる発射角 θ と周期 T の関係からHFDに生じたスペクトルの発生原因をダクト効果で説明する。また、HFDスペクトルが上層風系が推定できる可能性について述べる。

参考文献

Davis, K. et al., JATP, 33, 39, 1971.
George, T. M., JATP, 30, 735, 1968.
Hung, R. J. et al., JATP, 40, 831, 1978.
Huruhata et al., Rept. I.S.R. Japan, 20, 214, 1966.
小川, HFドップラー研究会報告A6, 1980
竹屋, 東大工学部研究報告, 2, 997, 1962.

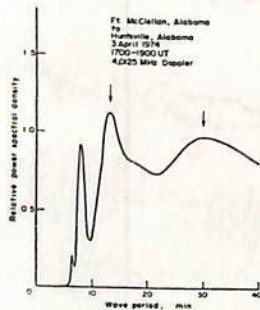
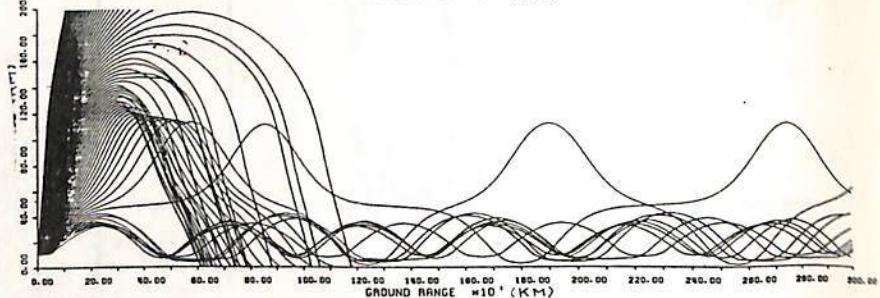
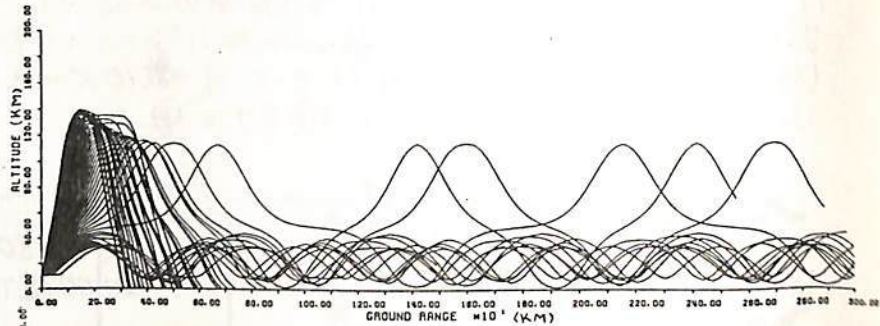


Fig. 4. Power spectral density of ionospheric disturbances of Ft. McClellan station during 1700-1900 UT, 3 April 1974.

オ4図 Hung氏のHFDスペクトル



オ2図 Ray Tracing (上) 周期8分 (下) 周期14分

中波を利用した電離層中の乱流速度の観測

満保 正喜 長野 勇 深見 哲男 香川 幸雄 高木 伸一郎
 (金沢大学工学部) (石川高専) (電々公社)

1. 序 近距離中波夜間波伝搬によりE層付近の風を調べるため、乱流速度観測装置(アンテナ3台)を製作し、観測を行ったので報告する。

2. 観測装置 乱流の測定方法として空間ダイバシティ受信によるフェージングパターンアンテナ間時間遅れを利用する近距離3点法⁽¹⁾を使用する。シールドループアンテナと帯域幅数ヘルツの狭帯域受信機を用い、その電界強度出力をマイクロコンピュータに標本間隔0.25秒で取込み、約2分間のデータ収集の後に直接法によって相関を取り、その相関係数が最大値となる時間をもってアンテナ間方向の乱流の水平方向移動時間として測定した。この相関解析時間には約3分間要する。従って、実時間処理には5分間を要した。

3. 実験概要 東海ラジオ局(1332 kHz)を金沢大学工学部屋上で3本のループアンテナを約1/2波長程度の直角三角形の頂点に設置し、受信した。測定期間は、1981年1月31日晩から2月12日朝までの18時より翌朝6時の間である。

4. 観測結果と検討 12日間のデータ(総データ数1222)を集計した結果を図1, 2, 3に示す。図1は、1時間ごとのデータの中央値をヒッた乱流速度の日変化特性であり、例えば乱流が北から南へと移動している時には、北の速度にとる。同図より、18時付近では西から移動していた乱流は、2時ごろには北からになり、そして6時付近では北東から移動方向が変化しているのがわかる。図2は、移動方向の確率分布を示したものである。図3は、移動速度のヒストグラムを示す。移動速度は60 m/s以内に集中しており、速度の中央値は39.6 m/sであった。この時の電波研究所のイオノグラム観測によりEs層反射であることが推定できるので、この結果はEs層付近のものと思われる。

5. まとめ 近距離中波夜間波によりE層付近の乱流速度の観測を1981年1月31日から2月12日にかけて行った結果、移動速度は大体60 m/s以内で、移動方向は18時から6時にかけて西方向から北方向、北東方向からと移動した。今後、反射高度をより明らかにするために試作方向探知機を併用して実験を行う。

文献 (1)越智 電波研委報 Vol.12, 63, 1966

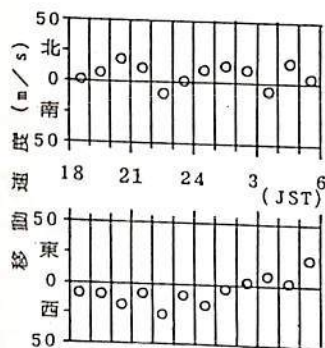


図1. 移動速度の日変化特性

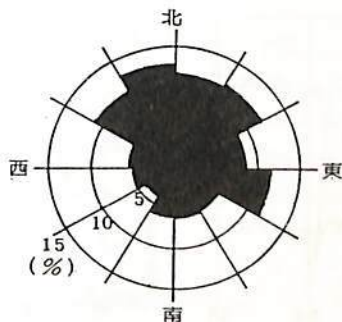


図2. 移動方向の確率分布特性

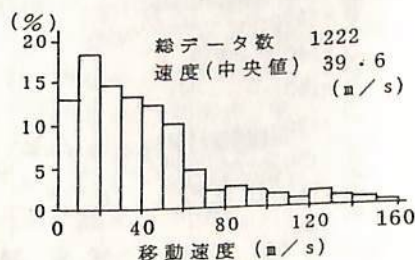


図3. 移動速度のヒストグラム

熊谷 博 小川 忠彦 堀 利浩
(電波研平磯)

電離層シンクレーションは、電離層不規則構造により電波が散乱されるために発生すると考えられる。離れた地点においてシンクレーションを観測し、シンクレーション波形の相関処理を行えば、不規則構造のドリフト速度やスケール等を知ることができる。とくに点観測を行えば、速度ベクトルや、不規則構造の形状、とくに軸比等を知ることができる。電波研平磯支所(140.6°E, 36.4°N)では、図1に示すアンテナ配置で相関観測を行った。観測期間は、1981年5月から、6月にかけての約1ヶ月間の夜間であり、観測周波数は、静止衛星「きく2号」の136 MHz波である。但し、アンテナは八木アンテナ2台を用い、南北(A-B)、及び東西(A-B')方向について別々の期間に観測を行った。

南北方向での観測例を図2に示す。同図は2台のアンテナの受信強度の時間変化を示しており、A点(北側)の波形がB点(南側)よりも時間的に先行している。両者の時間差は3.6秒である。これから、不規則構造は南向き(または下向き)に51 m/secで動いていることがわかる。1981年5月30日夜間の6時間の観測結果を図3に示す。4分おきに速度を求めプロットしている。速度はほぼ50 m/sec程度が得られている。方向は21時以降、南向きが続いているが、1時(LT)すぎに逆転し、北向きになっている。移動方向の逆転時には、シンクレーション波形の振幅、ピッチ等にも不連続が観測されている。これらはシンクレーションの発生メカニズムとも関連し興味深い。東西方向の測定でも同様の傾向が得られている。東西方向の速度は50~100 m/sec程度であり、観測中に方向が逆転する例も得られている。

これらの観測結果は、日によつてかなり変化し、統計的に有意な結果を得るためには、長期間の測定が必要であろう。以上のように、シンクレーションを観測することにより、簡便な装置で電離層不規則構造の移動速度等の測定が可能である。

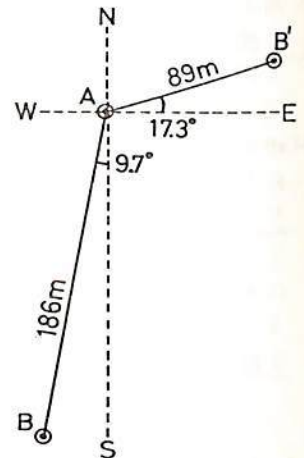


図1. アンテナ配置

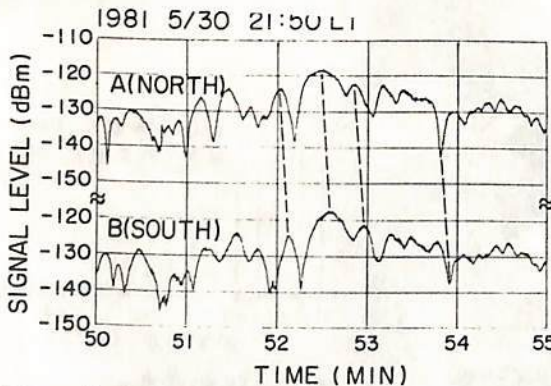


図2. 南北2地点でのシンクレーション受信記録

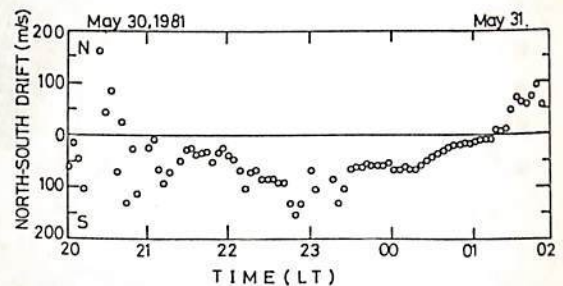
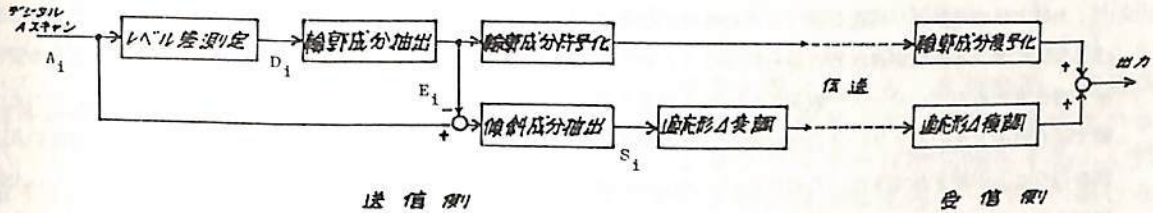


図3. 南北方向のドリフト速度

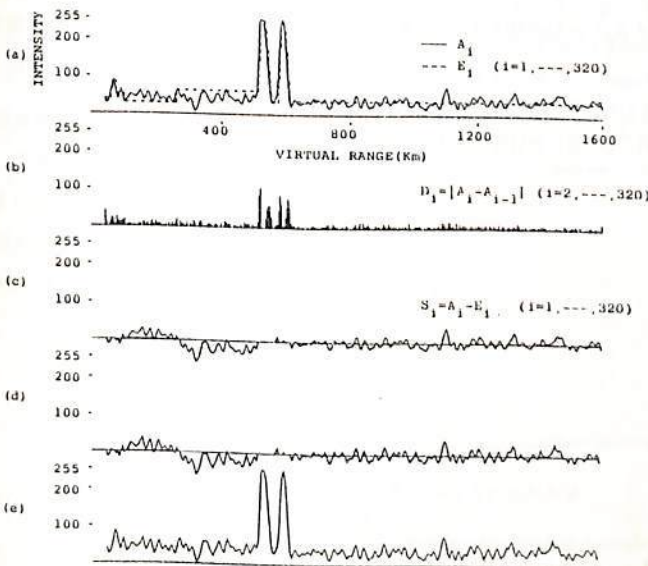
猪木誠二・相京和弘
(電波研究所)



第1図 多段逐次形DPCMの構成図

衛星で得られた観測データを地球に伝送する場合、雑音に強い事また計算処理が容易な事がデジタル伝送が主流となっている。しかし、観測データに含まれる情報量は膨大なものであり、伝送容量の制約のためその分解能が制限される。そのため観測データの冗長性を除く高能率符号化方式を確立する事が必要である。ここでは、トッサイドイオノグラムの高能率符号化について検討した結果について報告する。

まずモデルイオノグラムをJISJ-1のデータより作成する。場引周波数帯域は0.3~20MHz (5.0MHz以下では25kHzステップ、5.0MHz以上では50kHzステップ)、見掛けの距離は1600km (ワンプリングは5km毎(23.3μs)、一標本毎は8ビットで量子化される)とする。高能率符号化方式としてはAスキャン信号を傾斜成分と傾斜成分に分けて符号化する多段逐次形DPCM手法(第1図に構成図を示す)を用いる*。まず傾斜成分と傾斜成分の分離を行う。第2図(a)の実線でAスキャンの一例が示されている。この信号を A_i ($i=1, \dots, 320$)とする。傾斜の強さを $|A_i - A_{i-1}|$ で評価し、 n が大きい順に n 個(例の場合20個)選択し、その位置と強さを傾斜成分とし、独自に符号化して送る。 n 個としたのは割当ビット数を一定とすためである。傾斜成分は(b)図破線で示されている ($E_i; i=1, \dots, 320$ とす)。ここにレゾナンス、エコー等の大部分の観測の情報が含まれている。傾斜成分の $A_i - E_i$ は(c)に示されているように急激な変化の少ない成分から成り立っている。こゝには虚実形Δ変調方式で傾斜成分とは別に伝送される。Δ変調には1 sampleにつき1 bitが必要とされる。受信側でΔ復調されたものの他に、また別に受信される傾斜成分と加算され最終的に復号化されたAスキャン信号が(d)に示されている。



第2図 多段逐次DPCM方式の過程

以上の方法をエコーが顕明なものと、エコーがdiffuseした2枚のモデルイオノグラムに適用してシミュレーションを行った。復号化した結果は、ほぼ原イオノグラムに忠実で、かつ情報量圧縮効果もかなり期待できる。

* 猪木・新田: "多段逐次形DPCM", 電学論(B), 63-B, 4, P.341

若杉耕一郎・松尾 優 ・ 深尾昌一郎・佐藤 亨 ・ 加藤 進

(京工大・工学)

(京大・工)

(京大・超高層センター)

上層大気の運動及び構造を調べるため各種の観測方式がある。このうち、大型のドップラレーダーによる観測の特徴は、大気に関する情報が連続的に得られることと言えよう。しかし、大気の種類のパラメータは高度と共に急激な変化を示す場合もあるので、レーダー観測においても対象とする領域の特性に応じて観測モードを選ぶ必要がある。レーダー観測で得られる大気のパラメータの分解能は、他の観測手段と比較して良好であるが、近年さらに高分解能で精度の良い観測を行うことが望まれてきた。このためパルス圧縮の技術が大気のレーダー観測にも適用されつつある。しかし、大気は連続分布したゆらぎのあるターゲットと考えられ、このようなターゲットに対するパルス圧縮の性質は十分明らかとは言えない。本報告は、このようなターゲットに対するパルス圧縮の評価を行ない、また各高度における具体的な観測モードを規定するうえでの問題点を議論する。パルス圧縮とは、送信パルスを位相又は周波数変調し、受信時にこれをデコードすることにより高度分解能を改善する技術である。したがって、パルス圧縮が有効であるためには散乱パルス内での位相のコヒーレンスが保存される必要がある。もちろん、ドップラレーダーでは散乱波の位相情報が重要なパラメータでもある。このことは、レーダー観測のモードが散乱波の相関時間に大きく依存することを意味している。図1はレーダー周波数 50MHz の場合の各高度におけるレーダー散乱波の平均的な相関時間を示したものである。対流圏から電離圏で相関時間が4けたほど変化することと、高度 100km付近でその変化が急激であることがわかる。レーダー観測ではパルスを連続的に送信するため、観測高度に関するあいまい度が生じる。図の点線は各高度の観測であいまい度を生じない最小のパルス間隔 (IPP) を示してある高度 150km以上ではこの IPPより散乱波の相関時間の方が長く、各パルス毎の散乱波には相関がない。このため、これらの高度ではパルス内の相関のみを用いた相関関数法により大気のパラメータの推定を行う。高度 150km以下では IPPより相関時間が長いため、パルス相互の位相情報が有効となる。したがって、レーダーで観測される各高度のデータは IPP毎の離散信号とみなされ FFTなどを用いた通常の信号処理の技術が適用可能である。散乱波の相関時間は送信パルス幅と比較して十分長い場合、パルス圧縮はほぼ理想的に行なえるとも考えられる。しかし、ターゲットが連続的に分布しているためパルス圧縮に伴うコードサイドローブの問題がある。大型レーダーではバーカーコードや、サイドローブの“生じない”コンプリメンタリコードが使われつつあるが、本報告ではこれらのコードの評価並びに適用高度の検討も行う。

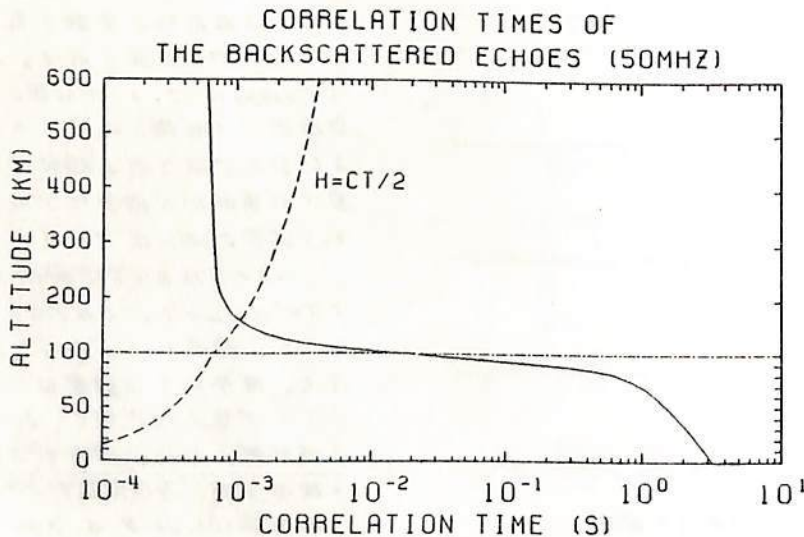


図1 レーダー散乱波の相関時間の高度変化。点線は観測高度のあいまい度を生じないパルス間隔を示している (f = 50 MHz)。

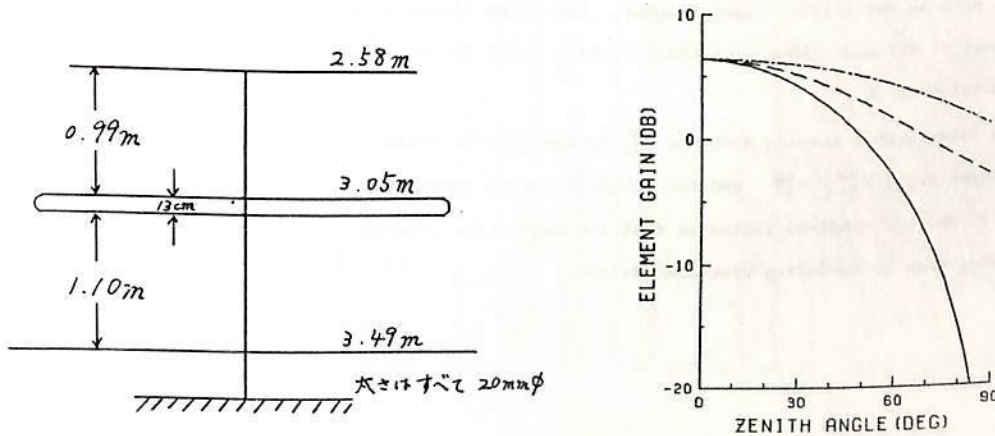
MUレーダーアンテナ特性に関する一考察

北條 博史, 佐藤 亨, 深尾 昌一郎, 木村 磐根, 加藤 進
 (京大・工) (京大超高層電波)

中層大気及び超高層大気観測を目的とする大型レーダーとして、MUレーダー(Middle and Upper Atmosphere Radar)の建設が本年度から開始された。大型レーダー設計において、アンテナの設計は重要な課題の一つである。中層大気における、大気乱流、流星飛跡等の電波の散乱体からのエコーは極めて弱いため、非常に感度の良い測定が要求されるが、アンテナの低仰角不要放射(サイドローブ)によるクラッターは所望信号を著しく妨害する。また低仰角不要放射は付近への電波障害を引き起こすとも考えられるため、そのレベルを極力抑えることが必要となる。したがって、大型レーダーアンテナにおいてその指向特性を正確に把握することは、その設計上非常に重要なことである。

アレイアンテナの指向特性を計算する上で大きな問題となるのは、素子間の相互結合の影響である。この相互結合の影響により、アレイアンテナとして用いた場合と単体で用いた場合とではその素子特性は違ってくる。しかしMUレーダーで計画されている多素子のアレイアンテナにおいては、その相互結合の影響を考慮した指向特性を厳密に計算することは極めて困難である。したがって大型アレイアンテナでは、そのアレイを無限アレイ(素子を配列面に周期的に、しかも無限に配列したアレイ)と考えた理論に基づいて計算することが妥当である。従来から、無限アレイと単体の場合に対して起電力法を用いて素子特性の比較は行なわれているが、¹⁾起電力法によって得られる動作インピーダンスには20~30%の誤差が含まれており、厳密な方法とは言えない。そこでより正確な計算を行なうために起電力法を改良した方法としてICD法が報告されている。²⁾このICD法は、単体の素子特性において実際の実験による測定値と数%の誤差での一致が確認されており、有用な方法である。本報告では、無限アレイのモデルに対してこのICD法を適用し、MUレーダーアレイアンテナの素子特性を計算し報告する予定である。なお下図は、3素子八木アンテナに対して、その寸法と単体の素子をICD法を適用して計算したものである。右図の実線、破線、一点鎖線はそれぞれE面、D面、H面のエレメントパターンを示す。

- 1) L. Stark, Radiation impedance of a dipole in an infinite planar phased array, *Radio Science*, **1**, 361-377, 1966.
- 2) N. Inagaki, An Improved Circuit Theory of a Multielement Antenna, *IEEE Trans.*, AP-17, 120-124, 1969.



(a) 素子の寸法 (b) 素子のエレメントパターン
 図1 3素子八木アンテナの寸法と、その単体の素子特性(ICD法)

A New Approach to Mode Conversion Effects
 Observed in a Mid-Latitude VLF Transmission

Y. Muraoka

Department of Physics, Hyogo College of Medicine

Mode conversion effects are observed experimentally as both periodic amplitude fading and cascaded phase variation of total field in particular during the sunrise transition. Since the path length in the night portion of the Earth-ionosphere waveguide changes with time during the transition, this regular periodicity is convincing evidence that major two modal components existing in the night portion of the waveguide interfere each other. Because of the high attenuation of the second- and higher-order modes in the day portion of the waveguide, it is believed that mode conversion from the first to second mode takes place at the transition region of the waveguide in case of day-to-night propagation.

In order to investigate mode conversion effects experimentally observed it is necessary to know about the position of effective discontinuity in the waveguide at times of amplitude minima at the outset. The position of the terminator can be usually replaced by a constant line of solar zenith angle χ . It is suggested that a reference value of χ can be derived from the requirement of the VLF waveguide mode theory. Using the sunrise model with an appropriate χ value, the seasonal variation of mode conversion effects were investigated as observed on the VLF signal from NLK 18.6 kHz in Nishinomiya, Japan for the period 1974 - 1977. The greatly reliable data on the occurrence time of amplitude minima was obtained through the superposition of each data from solstice to solstice. From the seasonal variation of occurrence time, we have reached the following conclusions:

1. The length L of transition region over the path is not always dependent on the path-terminator angle χ throughout the year. The increase of the apparent spacing D_1 in summer indicates that the incomplete day-to-night transition of the lower ionosphere causes the effective extension of L .
2. For the period of autumn to spring equinox, the quantity $\arg (S_{21}^{DN} / S_{11}^{DN})$ is dependent on the length L with an essentially linear manner. Also, the linear relationship may be established from the requirement of VLF mode conversion theory, which would determine the sunrise model with the most adequate value of χ .
3. The interference spacing distance D_{21}^N is found to be reasonably obtained from the linear relationship between $\arg (S_{21}^{DN} / S_{11}^{DN})$ and the length L for an appropriate reference χ value. The value of $D_{21}^N = 2.30$ Mm thus obtained indicates that the night-time reference height h^N of the waveguide is somewhat higher than 90 km during winter condition.

1971年1月から1981年7月までに観測した SPAについて

鎌田 哲夫, 徳田 進, 広永 晴彦
名古屋大学空電研究所

オーストラリアのNWC局からの標準周波数電波(22.3 KHz: 周波数安定度 1×10^{-12})を空電研究所(位相大岡距離 6747 km: 位相方位はS南北)で受信し、受信波の位相変化を、空電研の周波数標準と比較する観測を、1971年1月から開始し、本年(1981年)1月まで10年にわたった。この10年間は真中が丁度太陽活動極小期にあたり、その前後期においてSPA現象がどのようになっていたかを、統計結果をもとに報告する。

この10年間に、豊川-NWC回線上で発生したSPAの総数は、多少の欠測はあるが、4239個であった。右図に年平均のSPA, Sunspot, Big Flareの発生数のヒストグラムを示した。これらからSPAとBig Flareの発生数とは、かなり良い相関関係にあることがわかる。

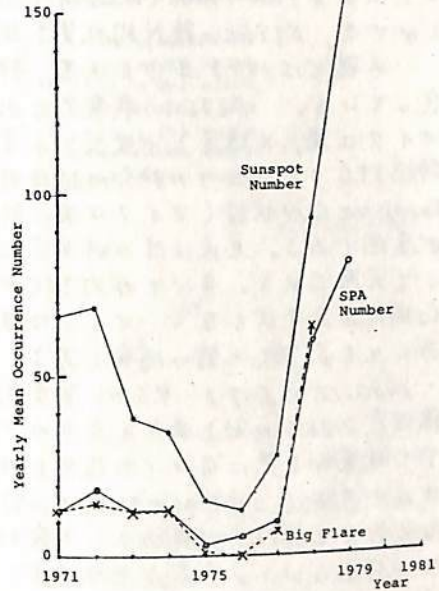
次に下表に、この期間にこの回線で観測されたBig SPA現象とビッグアップレートを示した。ここでいうBigとは、22.3 KHzの波の反射層高の低下が、7 kmを超えたものと定義した。

図と表からわかることは、太陽活動が衰弱に向う時期に対して、活動に向う時期の方が、SPAの発生数が多いことである。当然のことかもしれないが、衰弱に向う時期では、実数に対するFlareやSPAの発生割合は、活動に向う時期のものに対して小さい傾向が示されている。

更に表に示したBig SPAは、すべて1~8 Aの太陽X線のバーストに対応して起っており、反射層高の低下度も、X線バーストの強度に比例していた。

学会の席上では、これらの統計結果と、特に大きなSPAについて調べた結果とを報告する。

YEARLY MEAN OCCURRENCE NUMBER OF SPA, SUNSPOT & BIG FLARE IN THE LAST 11 YEARS



BIG SPAs IN THE LAST 11 YEARS OBSERVED ON THE NWC-CIRCUIT AT TOYOKAWA

Year	Date	Occurrence Time (U.T.)	Phase Advance (°)	Lowering of Layer (km)	Year	Date	Occurrence Time (U.T.)	Phase Advance (°)	Lowering of Layer (km)
1971					1979	6. 4	0320	184	9.2
1972	3. 5	0813	160.6	8	6. 5	0454	184	8.4	8.2
	5.24	0630	160.6	8	9.16	0100	205.5	10.2	7.1
	8. 4	0613	180.6	7.6	9.19	2243	143	8	7.1
	10.21	0410	152.5	7.2	9.21	2333	143	8	7.1
	12.10	0030	144.5	8	10.19	0415	160.6	7	7.1
	12.14	0340	160.6	8	12.20	0551	140	7	7.1
1973	5. 1	0224	192.7	9.6	1.10	0445	156.1	7.7	7.5
	5. 9	0934	188.7	9.4	4. 6	0403	151.7	7.8	7.1
1974	4.13	0525	152.5	7.6	5.28	2200	156.5	10	10.2
	7. 3	0742	160.6	8	6.21	0031	200.7	10	7.1
	7. 4	0607	208.7	10.4	9. 8	0501	143.3	10.5	7.1
1975					10.14	0540	210.7	11.2	11.2
1976	3.23	0842	138.9	7	11. 6	0327	236.8	11.8	7.1
1977	12.10	0257	160.6	8	11.12	2335	142.1	7.1	7.1
	12.26	0158	141	7	11.14	2346	143.7	7.1	7.1
	12.30	0408	149	7.5	1.28	0411	153.3	7.4	7.4
1978	1. 8	0145	141	7	2.19	0242	168.6	10.5	8.4
	2.11	2328	141	7	2.20	0520	150.9	7.5	7.5
	2.25	0305	141	7	2.24	0010	211.9	10.1	10.1
	4. 8	0124	177	8.8	4. 1	0057	203.9	10.1	7.9
	4.23	0359	154.5	7.7	4. 4	0437	191.1	9.5	9.5
	5. 8	0026	153	7.6	4.24	0042	159.8	10.8	10.8
	5. 9	0130	139	7	4.27	0717	216.8	10.8	10.8
	7.10	0604	207	10.3	5.13	0333	173.0	8.6	8.6
	9. 2	0530	149.5	7.4	7.17	0751	156.5	7.4	7.4
	12.13	2352	153	7.6	7.19	0417	184.6	9.2	9.2
1979	2. 5	0639	160.6	8					
	2.12	0001	148	7.3					
	2.16	0125	216	10.7					
	2.18	0613	160.6	7.1					
	2.22	0505	143	8					
	3.27	0538	162	8					
	4. 3	0103	149	8					
	4.27	0535	173	8.5					

太陽フレアによる電離圏全電子数の突然増加

小川忠彦 大部弘次
(電波研究所 平磯支所)

太陽フレアに伴うEUVや軟X線によって80-1000 km高度の電子密度が静穏時よりも増加する。VHF帯の静止衛星電波のファラデー回転を利用すると80-2000 km高度の電子密度の積分量(全電子数:TEC)が測れる。この方法では、高度分解能は無いが、フレアによるTECの増加(Sudden Increase in TEC:SITEC)を時間的に連続して測定することができ、SITECの統計的性質を調べよりに都合がよい。

平磯では1979年3月以降、静止衛星ETS-II 136 MHz波のファラデー回転を連続測定している。SITECの典型的な例を図1に示す。フレア開始と共に各放射線(EUV, マイクロ波, X線等)が放出され電離圏の異常電離が始まる。図1の ΔN_{TS} (=擾乱TEC-静穏TEC)の上エリの部分は継続時間10分程度のImpulsive EUV放射(マイクロ波放射と相関がよい)が原因である。それ以降の時間変化は軟X線によって支配される。すべてのSITECがこのような対応関係を示す訳でなく、マイクロ波やX線放射があってもSITECの無い場合もある。図2は1979.3-1980.12における、9.5 GHz強度 ≥ 100 F.U., 軟X線強度 $\geq 2 \times 10^{-5}$ W/m²を満たす昼間のフレア個数をSITEC現象の有無に分けて太陽面上の経度で示したものである(CMD=0が太陽中心)。CMDが大きくなるとSITECを伴うフレア数が減少すること、伴わないフレア数が増加することが判る。後者はEUVが太陽縁で吸収されるためである。図3には同期間についてSITECの大きさと軟X線強度の関係を太陽天頂角(X)に分けて示す。データにはバラつきがあるが○印については $\Delta N_{TS} = 6.5 + 1.3 \log \Phi_{max}$, ●印については $4 + 0.8 \log \Phi_{max}$ の経験式が得られ、 X 依存性が現われている。

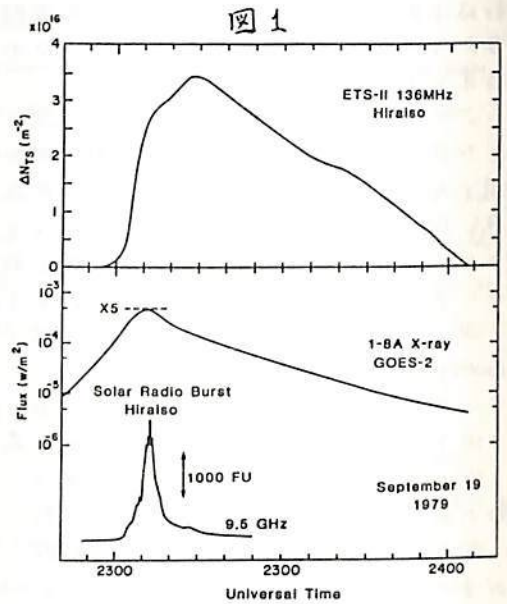
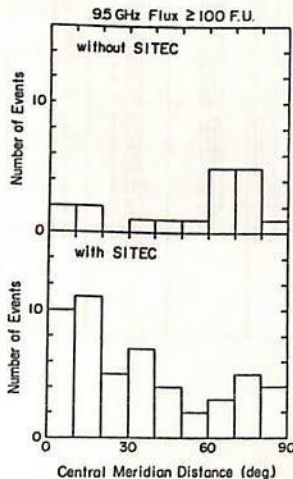
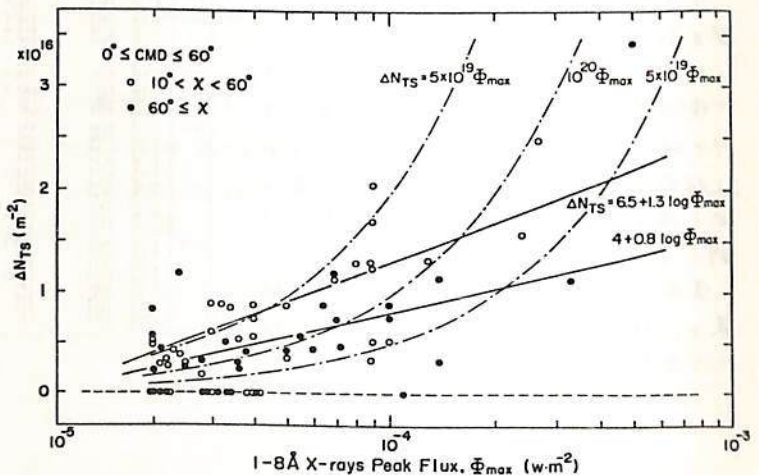


図1



←図2

図3→



ISS-b テレメトリ電波の遅延時間差測定による 電離層全電子数の推定(3)絶対値校正と観測結果

相京和弘, 丸山 隆, 西崎 良, 井出 敏行
郵政省電波研究所電波部

ISS-bの2波のテレメトリ電波を利用した電離層全電子数(TEC)の測定原理及びモデル解析による誤差の評価については既に報告したので、今回は取得されたデータから衛星テレメトリ系を含めた絶対値校正法とそれにより求めた測定結果及び他のTECモデルとの比較結果について報告する。

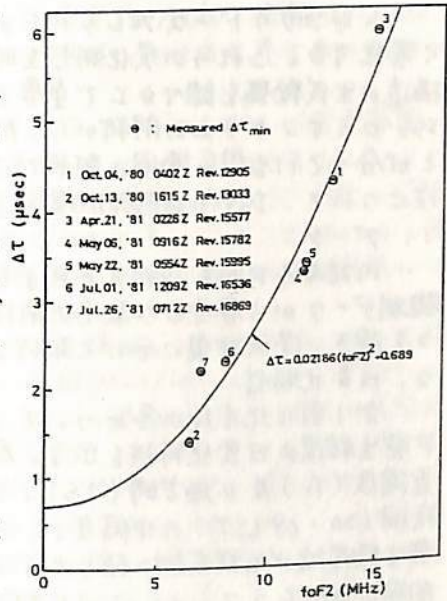
第1回は昨年10月4日から今年7月26日までに取得したデータのうち鹿児島での最大仰角が約80°を超えるクパスにつき遅延時間差 ΔT の極小値と本所の地上イオノグラムのfoF2との関係を示す。縦線は同期クロックパルス間の時間差が日盛られている。従来の観測結果によればTECはfoF2に最も強く支配され、よい近似でその2乗に比例することを利用し、最小自乗法を適用して、

$$\Delta T(\mu\text{sec}) = 0.02186 [foF2(\text{MHz})]^2 + 0.689$$

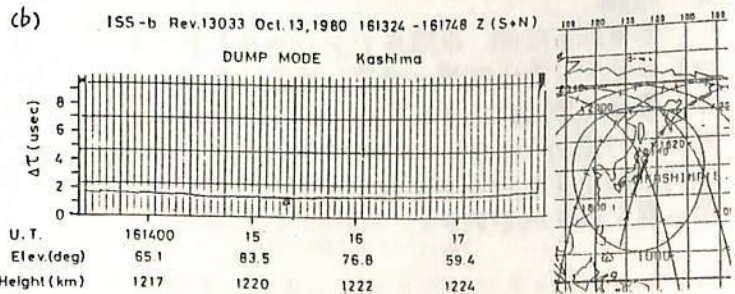
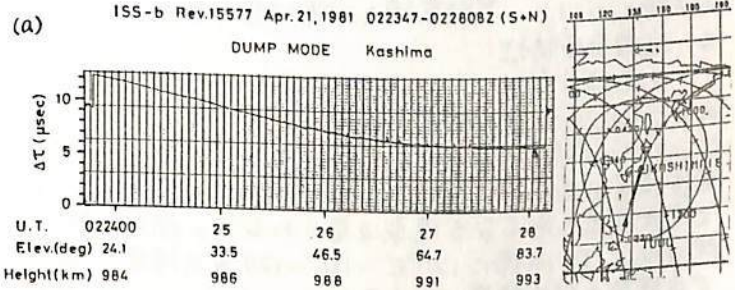
の関係を得た。foF2 \rightarrow 0のときの $\Delta T \approx 0.7(\mu\text{sec})$ は電離層のないときの測定系のオフセット値と考えられ、地上系の固有時間差から衛星系ではUHF波の方がVHF波より0.2 μsec 遅延していることが判明した。

第2回(a)(b)はおのおの昼間及び夜間の典型的な測定例である。(a)では送信開始から最大仰角時(83.8°)までに ΔT (校正値)は11.5-5.3 μsec まで、TECで $1.81 \times 10^{18} \text{m}^{-2}$ - $8.35 \times 10^{17} \text{m}^{-2}$ まで変化した。この時間の電離層水平勾配は大きいので、低仰角($\leq 30^\circ$)では直線伝搬路より~20%低い値を示すと考えられる。(b)は最大仰角88.6°を中心に取得され、0.7 μsec を極小値として両端で0.9 μsec , TECで 1.10×10^{18} - $1.42 \times 10^{17} \text{m}^{-2}$ の変化を示す。この時間の水平勾配は昼間より小さいのでこの値は真値に近い。

第1回の7例につき、AFCLの北米中緯度TECモデルとの比較を行なった結果、5月の2例を除き15%以下でよく一致することが分かった。また、同モデルの平均的な電離層の厚み(slab thickness)と(1)式から得られる値と比較した結果約6%の偏差で一致することが判明した。IRI, Bentモデル等他モデルとの比較は今後の課題である。



第1回 遅延時間差 ΔT とfoF2との関係及び近似曲線(e:測定値)



第2回 昼間(a)と夜間(b)の典型的な測定値と軌道図(ΔT:非校正値)

ISS-b観測による中緯度トッソサイド・スフレッドFの発生頻度特性

丸山隆, 相京和弘, 松浦延夫
(電波研) (電波研平磯)

トッソサイド・スフレッドFの発生頻度は緯度、経度、地方時、季節等によって大きく変化する。これらの変化特性を明確にすることはスフレッドFを引き起す電離層不規則構造の生成機構を調べる上で重要である。夜間の赤道スフレッドF (ESF) については、ISS-ロイオノグラムの解析から、経度・季節の間に極めて明確で興味深い関連のあることが分っている⁽¹⁾。今回の報告では、中緯度のトッソサイド・スフレッドFの発生頻度特性について、ISS-bの観測結果を述べる。

1. データ

1978年4月から1980年6月まで約2年間の観測データから春分及び秋分の前約1ヶ月づつを除き、冬及び夏に分けて解析した。

2. 日変化特性

図1図に北半球の冬について、スフレッドF発生頻度の日変化特性を示す。座標は不変磁気緯度 (Λ) 及び地方時 (LST) を用いている。夜間 (20-08 LST) の中緯度で、10~50%の等発生頻度線が低緯度側へ張り出すと共に、その間隔が粗になっている。これに対して、昼間 (08-20 LST) 及び夜間の高緯度では等頻度線の間隔が密で、 Λ -LST座標上での発生領域がはっきりしている。これらの傾向は南半球の冬についても同様である。しかし夏半球では、全地方時について、等頻度線の間隔が密である。

3. 地理分布特性

北半球の冬について、夜間 (20-08 LST) のスフレッドF発生頻度地理分布を図2図に示す。30°W~90°Wの中緯度で、他の経度に比較し発生頻度が高くなっている。夏には特定の経度で発生頻度の高くなる現象は見られない。南半球の冬では、同様に120°E~180°~120°Wの経度で中緯度の発生頻度が高くなる。

4. 結論

冬半球の夜間、中緯度でトッソサイド・スフレッドFの発生頻度が特異な経度依存性を示す。夏半球側に対応する変化、即ち南北半球の共役性は認められない。この経度特性は、磁気偏角と関連するESFの季節-経度特性⁽¹⁾とも性質の異なるものである。

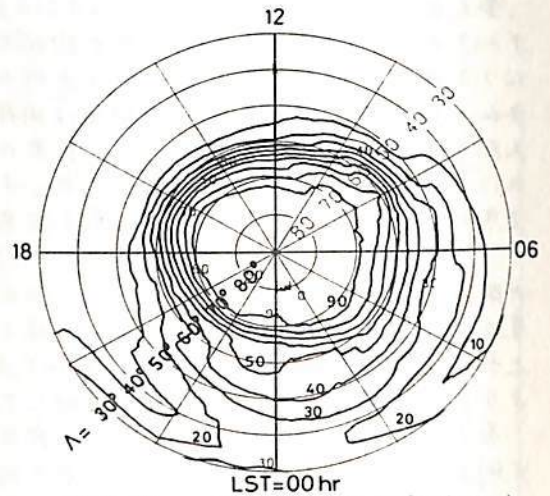


図1 図. スフレッドF日変化特性 (北半球、冬)

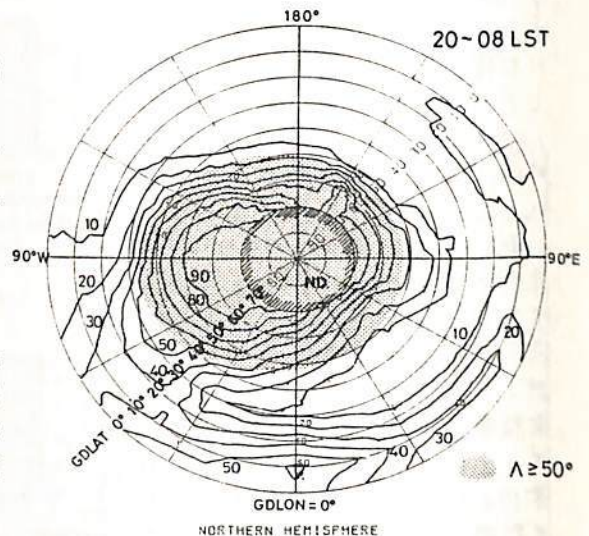


図2 図 スフレッドF地理分布 (北半球、冬、夜間)

(1) T. Maruyama and N. Matsuura, J. Radio Res. Labs., 27, 201-216, 1980.

ISS-bによる赤道域上部電離層の イオン密度の日変化特性

宮崎 茂*, 巖本 巖*, 森 弘隆*, 佐川 永一*, 水津 武*, 小川 忠彦**

*電波研, **電波研平磯支所

電離層観測衛星 (ISS-b) のイオン質量分析器によって高度約 1100 km, 緯度 70°N ~ 70°S の間の電離層の H^+ , He^+ , O^+ 密度が測定され, 各季節, 地方時毎における世界分布の特性が球面図数展開によって得られてゐる。

赤道域における電離層は種々の複雑な現象が存在する。E×Bドリフトによる赤道異常, 中性大気風と地球磁場の関係による電子温度, イオン温度トラフの現象等がある。さて Kutiev et al. (JGR, 85, p. 2366, 1980) は OGO-6 の観測から夏季夜間 Dip lat. -30° 付近に O^+ 密度の減少による O^+ - H^+ transition level の著しい極小を見出してゐる。ここではこれに関連して, O^+ と H^+ の密度分布の比について太陽活動極大期 (1978-1979) における観測結果について述べる。

図1および2は冬季および夏季における O^+/H^+ 密度比を磁気緯度および地方時に対して描いてある。地磁気緯度 $\pm 30^\circ$ 以内 (赤道領域) において, 夜間 (08-06時) において O^+/H^+ が著しく大きくなり, 昼間では小さくなること判る。さらに冬季では12-15時の場合に O^+ 付近で極小で, 時間や変化あると O^+/H^+ が徐々に大きくなり, 0-3時において極大になる。 $\pm 30^\circ$ 付近は比は割合一定である。一方夏季では21-6時で O^+ 付近に極大があり, 6-12時では比は全体に上昇し, $\pm 30^\circ$ 付近の極小はなくなる。12-21時ではその比が全体に減少する。このように冬季と夏季では O^+/H^+ の比の変化の様子は異なる。またこの比の特性を経度方向について見ると, 300° - 360° 付近は夏季および冬季においてその値が他の領域と異なる。これを対する定性的な説明として, O^+ , H^+ イオンの E×Bドリフトによる, いわゆる赤道異常現象および中性大気風と地球磁場の偏角の関係によって O^+/H^+ の比が変化することが挙げられる。

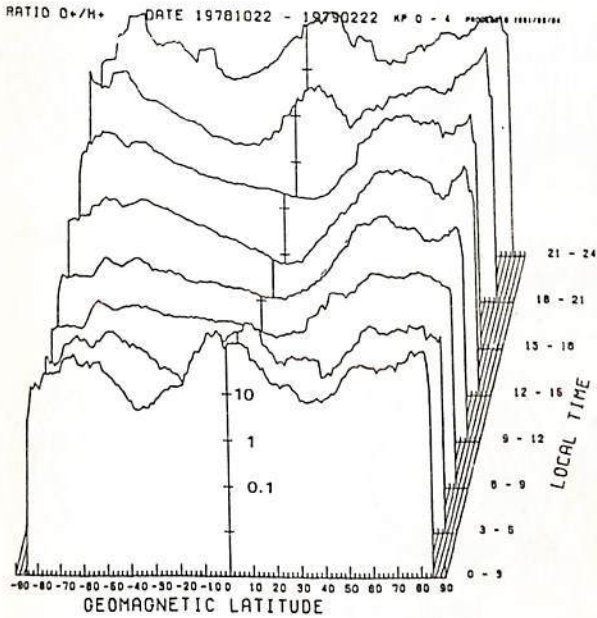


図1. 冬季における O^+/H^+ 密度比.
1978.10.22-1979.2.22, $Kp \leq 4$

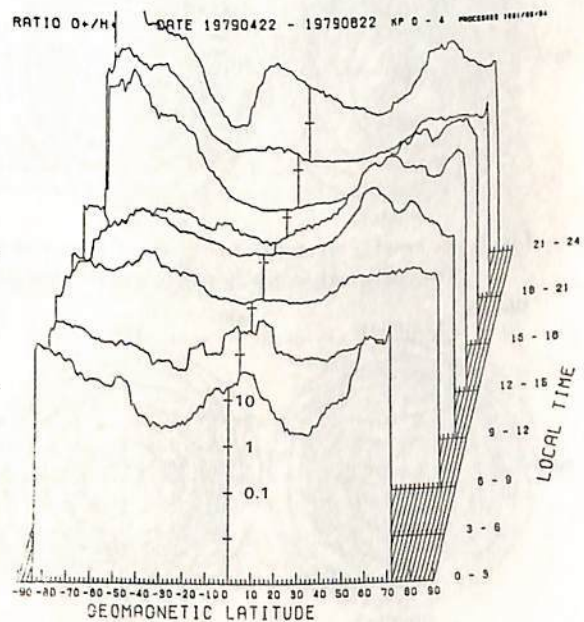


図2. 夏季における O^+/H^+ 密度比.
1979.4.22-1979.8.22, $Kp \leq 4$

ISS-bによる高緯度上部電離層の イオン密度分布特性

宮崎 茂*, 巖本 巖*, 森 弘隆*, 佐川 永一*, 水津 武*, 小川 忠彦**

*電波研, **電波研平磯支所

電離層観測衛星(ISS-b)のイオン質量分析器によって高度約1100 km, 緯度70°N-70°Sの範囲のH⁺, He⁺, O⁺密度が測定されている。さきに巖本他(67回年会Ⅱ-19)および宮崎他(68回年会Ⅱ-36)によって中緯度プラズマトグラフの観測結果について報告された。ここでは観測点に対して極に近いところでは外挿を用いて球面図表展開によって極域を中心としたイオン密度分布と求めた。その概要について述べる。

Fig.1およびFig.2は北半球および南半球の冬季のH⁺密度のInvariant Lat. (Λ)-MLT座標系における分布図を示す。中緯度プラズマトグラフは両半球とも冬季は顕著であり、密度の極小は約65°Λ, 18h-0h MLTに存在することから。また12h MLT方向の密度は比較的高く、いわゆるTongue構造が認められる。しかしながらUTによる変化はこの図で見う限りかなり大きい。夏季の場合は密度極小は同じく約65°Λに存在するが、その特性はあまりはっきりしない。さらにO⁺密度分布については密度極小はH⁺の場合より低緯度側に存在し、Tongue構造は明瞭では無いが存在する。夏季においては密度は極域で全体的に高い。He⁺密度分布についてもH⁺とほぼ同じ分布特性を示す。夏季と冬季の密度を比較するとO⁺の場合はその差は非常に大きく折れにも達するが、H⁺およびHe⁺の場合はその差はノ折程度である。しかしながら経度によってかなり変化がある。またO⁺/H⁺の比は冬季および夏季共に北半球の方が大きい傾向がある。

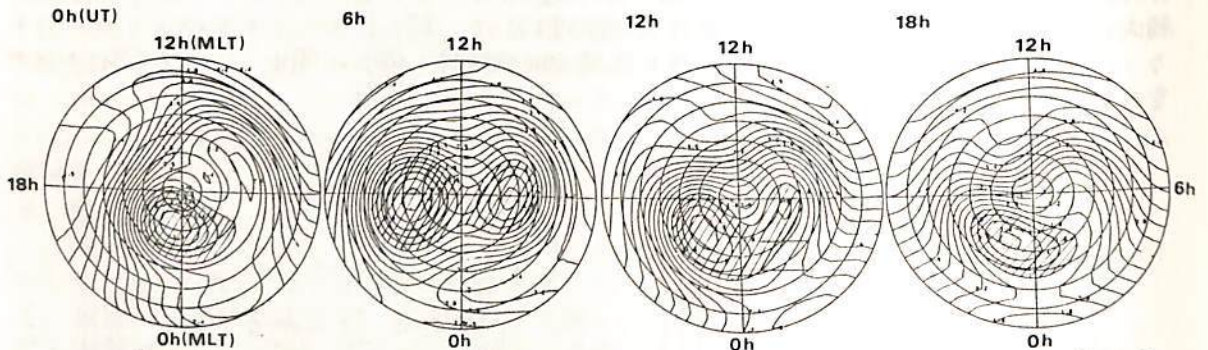


Fig.1. H⁺ density distribution ($\log_{10}H^+$) in Winter Northern Hemisphere (1978.10.22-1979.2.22). $K_p \leq 4+$
The coordinates are Magnetic Local Time and Invariant Latitude (90°-20°).

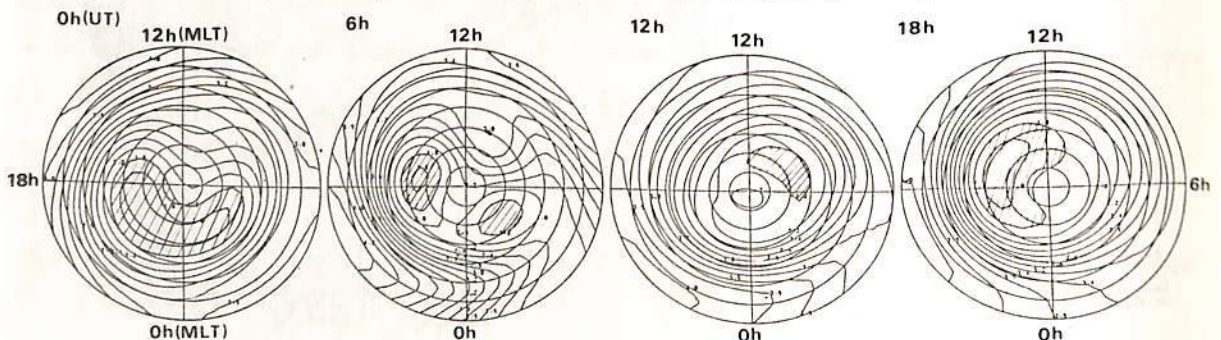


Fig.2. H⁺ density distribution ($\log_{10}H^+$) in Winter Southern Hemisphere (1979.3.22-1979.9.22). $K_p \leq 4+$
The coordinates are Magnetic Local Time and Invariant Latitude (90°-20°).

南大西洋上空 $L \approx 1.2$ での電子温度の異常上昇 (「極光」による観測)

小山孝一郎, 向井利典, 野村雄二, 平尾邦雄, 中村良治
 宇宙科学研究所

夜間にブラジル上空 $L \approx 1.2$ で電子温度の上昇(図中A点)が見出された。現象として、

- (1) 電子温度プローブで測定した温度は 12000K 以上に達することがある。
- (2) 高周波 noise (3 MHz と 4 MHz) の発生場所と一致している。この場合、静電アナライザーによる粒子のカウントは、かなり広い範囲にわたっており、場所的に一致するのは上記の高周波雑音である。
- (3) 電子温度の上昇は高緯度における電子密度最低(図中B, B'点)の場所の L value と関係しているようである。電子密度最低の L value 値が大きいほど、電子温度の上昇が激しい傾向が見られる。
- (4) 特に磁場の荒れている様子は見られない。

講演では取り敢えず上記のような電子温度上昇が見られる16回回について報告する。

KYOKKO (EXOS-A) SUMMARY PLOTS '78-03-07 REV. 00331

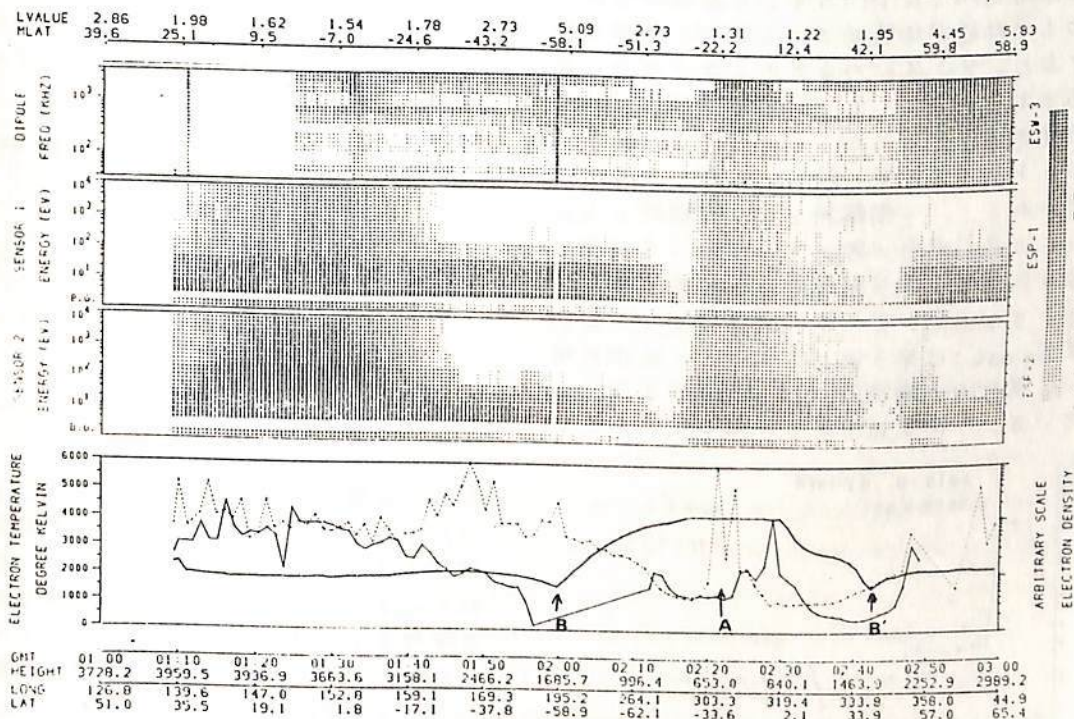


図1 高電子温度の一例

電子温度パネルにおける点線は電極面と磁場とが直交、薄い実線は電極面と磁場とのなす角が平行で濃い実線はラングミュアプローブの最大電流である。

ISIS-II号で観測された極域現象

E_s 反射エコー, 擾乱時の電子密度分布

西崎 良, 相京和弘, 緒方隆信, 丸山 隆, 猪木誠二, 永山幹敏, 藪馬 尚
井出俊行, 大瀬正美 (電波研究所)

1. 南極昭和基地で観測された E_s 反射エコー

これまで電波研鹿島支所で受信されたトップサイド・イオノグラムからはまだ1枚も E_s 反射エコーが見つかっていないが, 南極昭和基地で受信された ISIS-II号のイオノグラムを調べた所'76年12月から'80年2月までの185 Pass, 約5,000枚の中から45例の E_s 反射エコーを確認した。

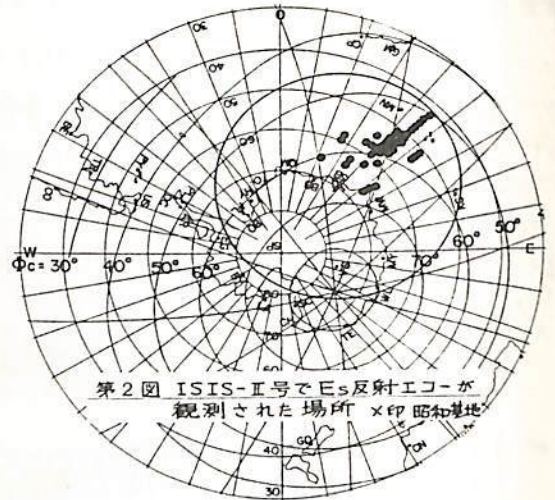
第1図にその例を示す。またこれら E_s の受信された場所を第2図に黒丸で示す。昭和基地での ISIS-II号の受信範囲は半径約3,000 kmの円内であるが, E_s の受信された場所は地磁気緯度 $58^\circ \pm 8^\circ$ 程の比較的狭い範囲に集中しており 70° 以上では見つからない。 E_s 反射エコーの発生率は観測イオノグラム数の1%程度で, 極端に少ないが k_p との関係, 地上観測との比較等も併せて報告する。



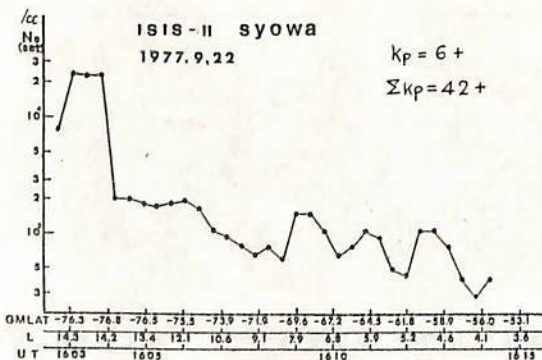
第1図 ISIS-II号トップサイド・イオノグラムに現われた E_s 反射エコーの一例 (昭和基地受信)

2. 擾乱時の電子密度分布

電波研究所では1976年から極地研究所と協力して南極昭和基地での ISIS 受信を行っており, '80年初めまでのイオノグラムが作成されている。近く ISIS-II号の $N(h)$ 解析を開始することになっているが複雑なエコー・トレースが多く読取りも難しいことが予想される。予備解析として静穏時と k_p , Σk_p の高い場合の事例ずつ読取った結果, 極域の F 層最大電子密度付近では擾乱時に若干低下する傾向が見られ, 衛星高度での電子密度 $N_e(\text{sat.})$ は第3図に示すように地磁気緯度 -76 度付近で静穏時の10~100倍も高くなっている。衛星近傍からの強いスプレッド



第2図 ISIS-II号で E_s 反射エコーが観測された場所 ×印 昭和基地



エコーは電子密度の高い領域では0レンジから現われているが, 電子密度が低い領域では0レンジから離れた所から現われている。電子密度の高い領域は明確な境界をもった不規則構造の分布と一致しており, このような不規則構造の発生と k_p との関係について報告する。

← 第3図 擾乱時における衛星高度の電子密度分布

E. SAGAWA^{*}, J. H. HOFFMAN^{**}, and W. DODSON^{**}

*; Radio Res. Labs., **; U. of Texas at Dallas

Direct measurements of ion composition were carried out in the topside ionosphere by the ISIS-2 ion mass spectrometer (IMS) which is a type of the magnetic sector mass spectrometer with dual exit slits. IMS scans the mass range from 1 to 64 amu. Atomic ions such as H^+ , He^+ , N^+ and O^+ are dominant at altitudes of ISIS-2 (~1400 km) and molecular ions have hardly been found. It is a unique feature that IMS can measure a component of the ion drift vector by utilizing the ion composition data acquired during one revolution of the satellite around its spin axis. Error in velocity measurements is not so small that significant data were obtained in the polar ionosphere where the field-aligned plasma flow known as "Polar Wind" often comes up to the velocity over several kilometers per second.

Data used in the current analysis were mainly obtained during the northern summer period from March to August in 1972. Approximately 1200 orbits of data were adopted to make up two dimensional distributions in magnetic local time - invariant latitude (MLT- Λ) space. This procedure provides average distributions of the concentration of ions (H^+ , He^+ , N^+ and O^+), vertical drift velocities (H^+ and He^+) and their fluxes. The vertical ion velocity which is measurable by IMS can be regarded as the field-aligned component in the polar ionosphere where magnetic field lines are nearly vertical. It should be noted that seasonal variations of ionosphere could be introduced into the average distributions in MLT- Λ space because it takes almost one half year for the satellite to cover whole local times.

Major results are summarized below,

- (1). Steep gradients in the light ion concentrations well known as "Light Ion Trough (LIT)" are found at about $\Lambda \sim 60^\circ$ in all local times. The LIT wall is steeper in post-midnight sector and smoother around noon. The dusk side buldge characterizing the shape of the equatorial plasmopause could not find its counterpart at 1400 km.
- (2). At $\Lambda \sim 70^\circ$ shallow troughs in O^+ and H^+ concentrations exist beyond the LIT wall in dusk side. They have a width of about five degrees and the MLT dependence of the trough latitude coincides with that of "Main Trough" determined statistically from AE-C observations at altitudes of the ionospheric F-layer.
- (3). Plasma density increases around the polar cleft region probably due to the precipitation of the low energy particles. Enhancement of the O^+ concentration is much noticeable than that of H^+ .
- (4). The polar wind velocity at $\Lambda \sim 70^\circ$ varies from 1.5 km/s around noon to 2.5 km/s in the post-midnight sector. It is about 2.0 km/s in dawn and dusk sides. The velocity distribution in MLT- Λ space seems to correlate with that of the O^+ ion concentration.
- (5). Upward flux of the H^+ ion at $\Lambda \sim 70^\circ$ is about $5 \times 10^7 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ and show a little depression around noon and post-midnight local times.

Masaki EJIRI

National Institute of Polar Research

Since September, 1978 when EXOS-B(JIKIKEN) was put into a near equatorial orbit, a first attempt of observation of detailed electron density profile in the night-side plasmasphere, and especially around and just outside the plasmopause has been performed with an impedance probe of IEF instrument during August 11 to 22, 1981. The impedance probe has a capability to measure an electron density in a range from about $1 \times 10^5 \text{cm}^{-3}$ down to 10cm^{-3} with a sampling rate of 2 seconds.

Successive daily changes of electron density profiles were obtained; MLT(magnetic local time) at the satellite position around an apogee was just midnight, where the satellite was crossing the magnetic equator. Irregularities and/or fluctuations in electron density around and just outside the plasmopause were often observed with a high time/spacial resolution. Similar variations were also observed even inside the plasmasphere.

Usually those electron density profiles which are obtained with the satellites crossing the plasmopause are interpreted as radial density profiles. However, in the case of EXOS-B observations, since the satellite is mostly traversing along plasmopause boundary, i. e. drifting azimuthally around the apogee(0.8 MLT/UT), the obtained density profile is interpreted as a change with a local time or along the plasmopause boundary surface, a radial change must of course be taken into account, because it is obviously difficult to distinguish a temporal change from a spatial one, in a case of one point observation of a satellite.

There are several sudden changes in electron density around the plasmopause boundary, that is, the density changes its value about one order of magnitude within a few kilo-meters (the satellite velocity around its apogee being about 1 km/s) or in a few seconds. The condition that allows an existence of this kind of sharp density gradient has not been cleared yet.

A new quantitative theory on the plasmopause formation should be developed to explain these observational results, which are presented in this talk.

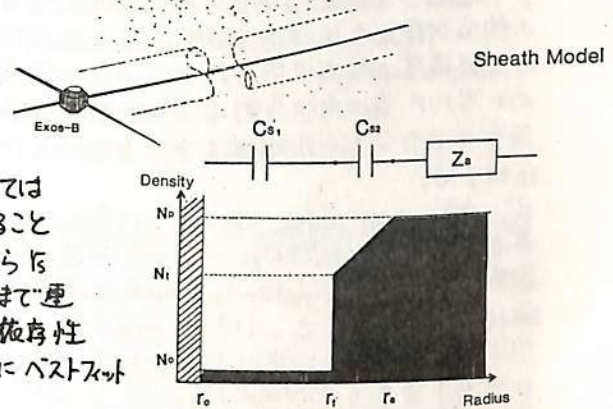
大家 寛 浦塚 清峰 森岡 昭 (東北大理)

序

JIKIKEN (EXOS-B) に搭載されている NPW (自然プラズマ波動観測装置) で見い出された Subsidiary UHR Emission は、広帯域の Bernstein モードの波動が、アンテナのシース共振によって受信スペクトラム上に強いピークをもつて出現するためであることが判明した。このシース共振の周波数および帯域中からアンテナを囲むシースの構造が決定でき、さらに計測される UHR 周波数から電子密度が判明して、この情報を合わせることにより、シース構造を決定している電子密度を推定することが可能となる。シース共振周波数は、IEF によるインピーダンスの直接の測定からも求められるが、自然プラズマ波動の観測における Subsidiary UHR Emission のピークが即、シース共振であるという事実からも、波動現象の観測と同時に、連続的に電子温度が計測できるという特徴をもっている。

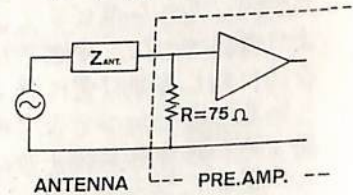
シースモデルと温度

JIKIKEN (EXOS-B) で使用しているロングアンテナを用いるインピーダンスプロブ (IEF-I) の計測値を説明するシースモデルとして第1図に示すような円筒を考える。さらにモデルとしては半径 r_0 の円筒内が均一構造でなく内部構造を与えることとし、プロブ面から半径 r_0 まではその密度を N_0 とし、 r_0 から r_1 までは、その密度が N_1 から、自然プラズマ中の電子密度 N_p まで連続的に増加するものとする。ここで、 r_0 , r_1 および N_1 は温度依存性をもつ。これらのシースのパラメータの決定は計測データにベストフィットするように選ぶ。



第1図

プラズマ波の観測は、第2図に示すような単価回路を通して受信されており、シース共振では、他の周波数よりはるかに大きく強調されて受信される。したがって、この強調点が観測されるシース共振となり、この周波数に合うようにパラメータが定まる。

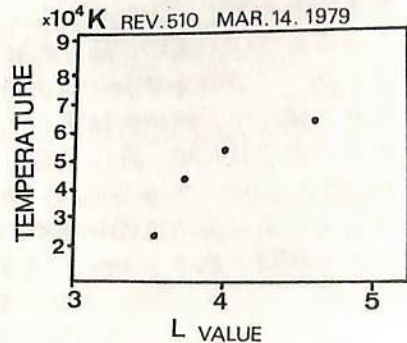


第2図

解析結果

第3図は、上で述べた手法を用いて、REV.510 の波動データから求めた電子温度である。

L value が、3から5の領域で 2万度から7万度程度の値が得られたが、GEOS-1 によっても同様の結果が報告されており、また、JIKIKEN で観測されたプラズマの流れとも Consistent な値であり、興味深い。



第3図

じきけん (Exos-B) SPWにより

観測されるプラズマホースの構造

久家 寛 · 小原 隆博

(東北大学・理学部)

序 科学衛星じきけん (Exos-B) に搭載されたSPWにより観測される高域混成共鳴波 (UHR波) の周波数から、衛星の軌道に沿っての電子密度が算出できる。この結果、第1図に示すようなプラズマホースの構造が明らかになって来だが、その構造は、空間的・時間的に大きく変化する。ここでは、Magnetic activity との関連で、その変化の様子を検討した。

解析結果 昼側、夜側計40例について解析を行なった。以下にその結果をしめす。

1° 第2図にしめすように、Magnetic activityが増大すると、プラズマホースが縮少する事は、すでに確立された事実を遡証するのであるが、更にL値に対する変化の割合は夜側ほど顕著となっている。密度 500 cm^{-3} と 50 cm^{-3} の間隔は、同時にプラズマホースの空間的な傾きをしめしているが、昼側ほどならぬより更に K_p が小さい程、緩かくなる。

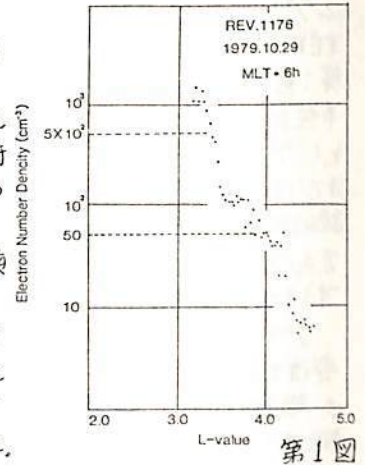
2° 夜側では密度 10 cm^{-3} の昇密度線からも分かるように、プラズマホースの外側に低密度の領域が観測されるが、昼側ではこれに対応する領域でも $20 \sim 40 \text{ cm}^{-3}$ と密度が高くこのような低密度の領域は見られない。この密度の増加は電離層からのプラズマの供給によるものと思われるが再び夜側になると密度が減少する。この事は、プラズマホースの外側ではプラズマ対流に影響されている事を示唆する。

3° Afternoon-dusk sectorではDetached plasmaが観測される事が多い。これは K_p との相関が見られ K_p が3以上である時顕著であり、更に detached 領域の密度がプラズマホースから離れていくに従って、L4 則で低下していく事は、detached 領域がL値の大きい方へドリフトするに従い、flux tubeの体積が増加する事の反映と思われる。

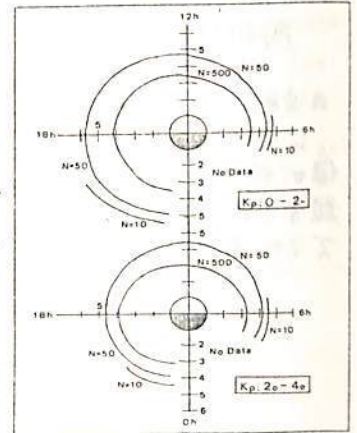
4° プラズマホースのMagnetic activity の変化に対する応答は時間的な遅れを伴っている事が K_p との相互相関をとる事により確認できた。夜側では2~6時間程度の時間遅れで応答するのに対し昼側は更に遅く6~9時間程度要する事が判明した。この事は夜側がプラズマホースの生成に関し、本質的な役割を担っている事を示唆する。

5° 最後にプラズマホースでの密度の大きなゆらぎが見出されたが(第1図参照)数百km程度の空間的な広がりを持つゆらぎが顕著であり、プラズマホースは従来の対流モデルで説明しているような、決して構造的には単純なものでは無いと言える。

まとめ プラズマホースの構造をMagnetic activity との関連で調べた。解析の結果、activity が大きく反映している姿が見い出されたが、前に報告(第68回、地球電磁気学会予稿、p. 63)した、プラズマホース近傍での流れの計測と合わせてプラズマホースの生因を探る上で、大きな示唆を与えてくれるものと期待される。



第1図



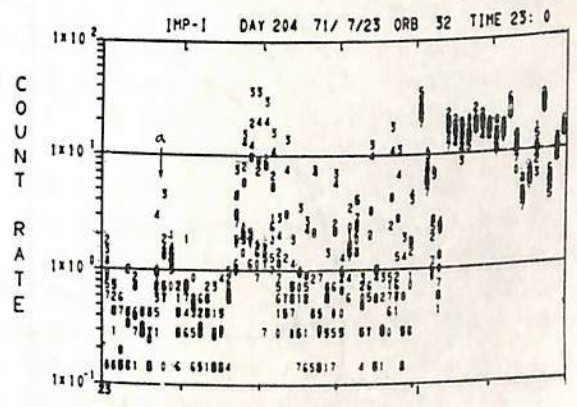
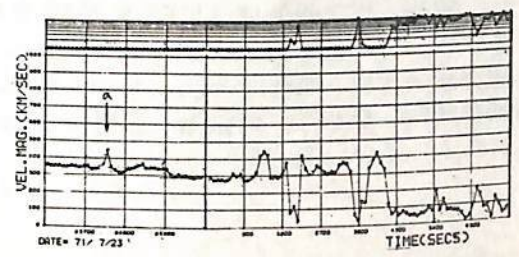
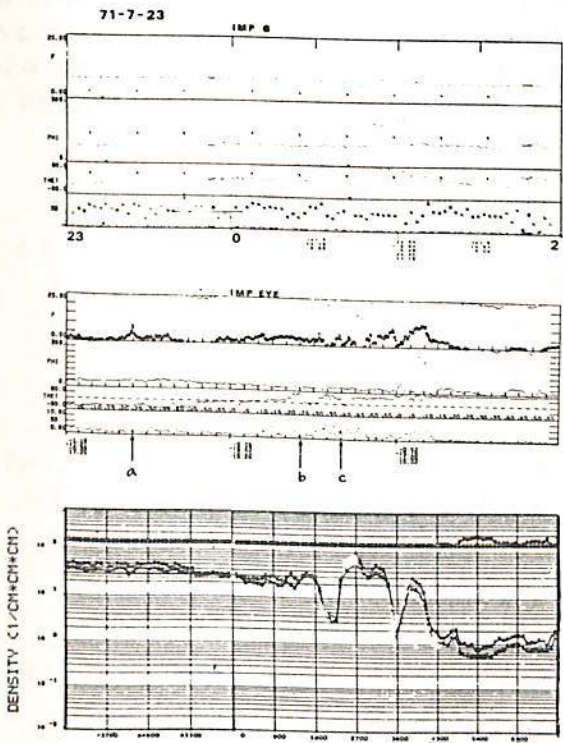
第2図

西田篤弘・星野真弘
(宇宙科学研究所)

惑星間空間磁場(IMF)と地球磁場の相互作用を考える場合には 太陽風が磁気圏によ、てさえぎられる為には生ずる IMF の変化を 考慮しなければならない。この意味で磁気圏境界面(MP)に接する IMF の形状を知ることは重要である。またこの形状は IMF と地球磁場の相互作用による IMF の変化をも 示しているはずである。この為、我々は IMP-G による上流太陽風中の磁場データを基準に IMP-6 による MP 近傍の磁場データを解析した。

① MP 近傍の Magnetosheath の磁場は MP に巻き付いて MP に平行となる方向を向く。しかし ② 磁気圏に侵入する直前にしばしば θ が 0° (赤道面に平行) になることがあり これは ① の MP を避けて通る磁力線の '巻き付き効果' では説明できない。また ③ 対応すべき IMF の変化がなくても MP 近傍の磁場は 急激な方向変化をすることがあり これに対応して plasma の flow の速度増加がみられ Energetic particle の count rate も増加することが観測された。これは 磁場の reconnection によ、て 磁場のエネルギーが運動エネルギーに変換された為と考えられる。

今回は なるべく多くの例を集めて 太陽風 - 磁気圏相互作用を 解析する。



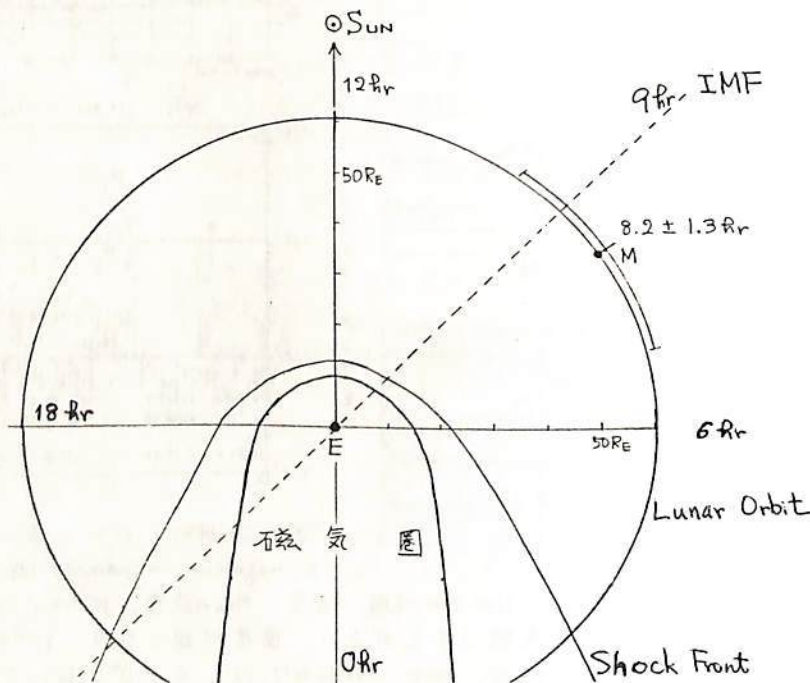
一図の説明- 上から順に IMP-G の磁場 (F: magnitude in gammas, PHI: longitude, THE: latitude, SD: standard deviation of magnitude), IMP-I の磁場, 密度, flow の速度, proton の count rate (0.2 ~ 0.56 MeV)。この例では 23:25 (a) に磁場の急激な変化があり 速度が速くなり proton の count rate も増えている。また 00:25 ~ 00:30 (b), 00:40 ~ 00:43 (c) には $\theta \sim 0^\circ$ になる、ている。

Ap-index (daily mean) の朔望月変化 (29.53日変化)

長島一男, 森下伊三男
(名古屋大) (岐阜大)

我々は、これまで太陽の自転に関連した変動を調べる為、いろいろな物理量や指数について、Power Spectral Analysis を行なってきた。その中で、Ap-index は ~27日周期の変動の他に、29~30日の周期にもかなり大きな変動が見出された。この周期の変動は ~27日変動が年周変化した場合に見られる side band 効果によるものも考えられるが、合わせて 29.53日の周期を持つ月の公転による影響(朔望月変化)も考えることができる。そこで、今回我々は Ap-index の日平均値の朔望月変動について調べ、その結果を報告する。

解析に用いた Ap-index の日平均値は、1932年1月1日から1981年4月30日までの 49年4ヶ月(592ヶ月)であり、これは ~610朔望月に相当するものである。解析は次の様に行なった。まず、各朔望月に対し、Ap-index (daily mean) の対数表示 $\ln(Ap)$ [ただし、 $Ap=0$ の場合は $Ap=1$ と置き換えた。] の 29.53日周期成分の振幅及び位相を求めた。それらの結果のうち、特に激しい擾乱を避ける為、大きな振幅を持つ朔望月の結果を除き、残りすべての平均を求めた。その結果、太陽時 8.2 ± 1.3 時方向に月が存在する時に、Ap-index は最大となり、その振幅は、 $3.5 \pm 1.2\%$ であり、標準偏差の ~3倍であった。これは、この周期の波が十分に有意であることを示すものである。また、位相(8.2時)は IMF(惑星間空間磁場)の平均的な方向である9時に近く、この事から、次の様な事が推測される。即ち、下図の様に月が地球近傍を通っている IMF の磁力線方向に存在する時、月による惑星間空間プラズマの擾乱がほぼ IMF に沿って地球方向に伝わり、地磁気に影響を及ぼしている。



前次列

名大理

太陽風からの energy input に対して磁気圏がどう反応するか、特にその時間的履歴に関して磁気圏に固有の同調しや可い周期があるかどうかは、磁気圏物理で重要な問題である。この問題に関しては、いわゆる Impulse Response Function を求める方法が、Iyemori (1979) によって Dst, AL, AU index を用いて行われ、その結果 Input に 1 時間遅れておこる強いレスポンス (これをこれから main peak と呼ぶ) のほかに、Input の 4~6 時間後に index の値に第 2 のピークが現われることが報告されている。この問題の重要性にかんがみ、同様の解析をデータを増やして行ない、さらにピークの信頼度 (解析方法やデータセットの別に対する安定性) を確かめた結果を報告する。

解析方法は、Wiener の方法と Multiple regression 法とを併用した。この 2 つの方法は、データが無限に長ければ数学的に全く同等であるが、有限の長さの場合には少し違っている。また考え方は、Multiple Regression 法の方が単純なので、誤差など結果の解釈には有用である。(例えば Auto-covariance などという時系列的考え方が入っていないので、データはきれいでよいことが直観的にわかる。) 統計誤差の estimate の方法としては、Input とする IMF パラメータの本来の値に対するレスポンス (これは物理的にゼロになる筈である) を求め、そのほらつきを調べた。

データは IMF と太陽風速度のデータのそろった期間を用いた。Input としては B_s , $B_s V$, $B_s V^2$ などととり、Output として Dst index と AL index を用いた。結果は次の通りである。

(1) Dst index

Main peak の 5 時間後に、大きさが Main peak の約 $1/8$ の第 2 のピークが現われる。これは、データセットの取り方、解析のパラメータ、Input 関数の取り方によらず、非常に安定に現われ、真実のものと思われる。その他に明確なピークはない。

(2) AL index

Main peak の後、約 4 時間おきに 2, 3 の小さなピークが現われるが、その振巾は誤差の範囲内かそれである。むしろ、Main Peak の 2 時間後に現われる負のピーク (activity の谷と解釈できる) が安定で有意である。また、このピークが Main peak の数値的な影響 (例えば サイドローブのようなもの) がないことも確認できた。

AL index のレスポンスに関しては、Iyemori の様に、Tail の等価回路の固有振動による Damping Oscillation を表しているという考え方もできるが、データから結論として確定にいえざることとは、一旦 substorm が起ると、その後 2, 3 時間の間逆にレスポンスが弱まることである。これは、substorm が起ると、磁気圏はエネルギー/粒子を少し過剰に放出してしまい、その後 2 時間ほどの間は Input に対するレスポンスが弱まる (補充の分だけよいエネルギーが必要となる) ことを示していると考えられる。磁気圏に固有の振動数があるという考え方も魅力的だが、AL のレスポンスの (正の) 第 2, 第 3 のピークは有意としても非常に小さく、最初のピークを 500 以下のサブストームとすれば、30% 程度であり、これを individual example からうらまけるのは非常に難しいと思われる。

Dst index のレスポンス (特に 5 時間後のピーク) については、AL index と共通の要因によるという考え方もできるが、その考え方は相入れない証拠もあり、連断はできない。

Reference

Iyemori, T., J. Geomag. Geoelectr., 31, 1, 1979

SC とそれに伴うサブストームとの時間差 (2)

— SI⁻の場合及び前提条件の必要性 —

家森俊彦 (京大・理)

前回報告(1981年春学会)では、地上で観測したSCとそれに伴うと思われるサブストームの発生(P12 脈動 onset で定義)には約10分の time-lag が存在し、これは shock の効果が tail の plasma sheet に伝搬し、そこでサブストームをトリガーしたと考えた差支えのない時間差であることを示した。今回はデータを増やして統計的に time-lag を求めると共に SI⁻についても同様の解析を行った。図1はSCとサブストーム開始との time-lag の頻度分布を示すが、明らかにSCの後10分前後にピークがあり、前回の結果を確認した。図2は太陽風動圧の急激な減少によるSI⁻とサブストーム開始の time-lag の頻度分布であるが、この場合には図1と異なり、むしろSI⁻より時間的に先行して大きな発生頻度を示しており、SI⁻の後には逆に少なくなっている。このことは、SI⁻を起すような太陽風中の不連続(すなわち Reverse Shock)ではサブストームはトリガーされ得ないことを示している。すなわち、サブストームをトリガーするためには、SC(すなわちSI)を起すような磁気圏の圧縮が必要であり、SI⁻に伴う膨張では効果がないことを示している。

このほか、shock によってサブストームをトリガーされるための前提条件及びその必要性の有無について調べた結果を報告する。図3は、IMF(惑星間磁場)が shock 到着の数時間前から北を向き続けた(少なくとも hourly value では)場合の AE indices の変動及び P12 onset の例であるが、この3例については IMF が北向きであったにもかかわらず約10分後にサブストームが発生している。すなわち、サブストームをトリガーされるためには、shock 到着以前に IMF が南を向いている必要が必ずしもないことを示唆するが、今後 IMF との関係等を統計的に調べる予定である。

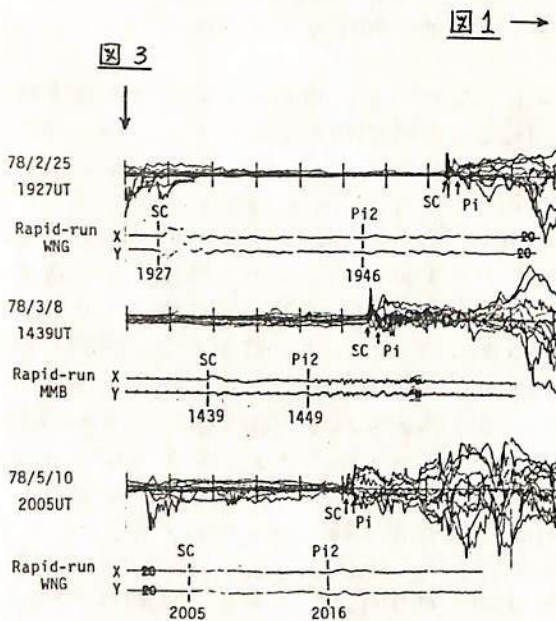


図1 →

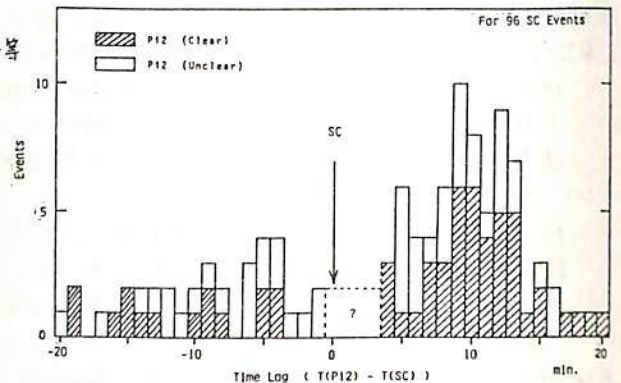
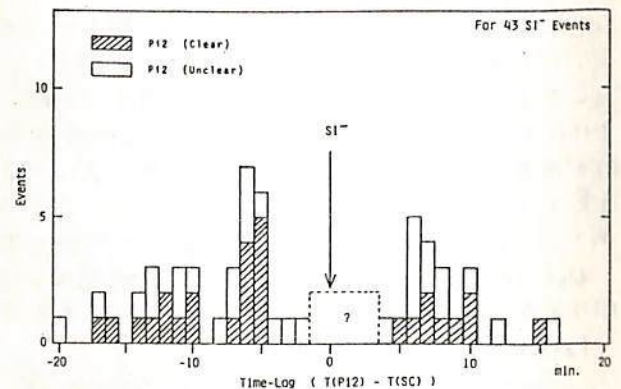


図2 →



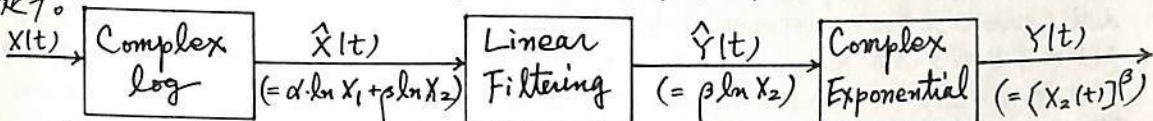
集算型準同形フィルタ処理による 混合周波数スペクトル成分の同定 (II)

奥沢隆夫, 安井英己
(電気通信大学)

地球物理時系列データのパワースペクトルには, 同定可能な主要スペクトルピークの周辺に, 往々にして正体不明のピークが伴うことがある。この正体不明成分は, 当該データ中の特定のフーリエ周波数成分間の混合の産物と考えるのが, 合理的解釈のひとつである。ところで, この混合周波数成分は, 物理現象が集算型の非線形相互作用を含む場合, 発生する。簡単にいえば, データ時系列 $X(t)$ がたとえは2つの因子関数 $X_1(t)$, $X_2(t)$ からなり

$$X(t) = [X_1(t)]^\alpha \cdot [X_2(t)]^\beta \quad ; \alpha, \beta \text{ は 常数} \quad (1)$$

と与えられると仮定したとき, 右辺の二者のフーリエ周波数成分間の掛算から産まれる。生じた混合周波数成分を同定するには, たとえば片方の因子 $X_1(t)$ を除去してスペクトル解析した後, もとの $X(t)$ のスペクトル解析結果と比較照合すればよい。式(1)は非線形であるから, 標題の如く並べられるフィルタリングのプロセスは, 下記の流れ図に従う。



前回の preliminary な報告に引き続いて, 今回は以下の3種類のデータ(1976~79年のEMS期間の1時間値)に応用した結果を述べる(詳細は講演時に譲る)。(1) 柿岡の地磁気H成分, (2) 柿岡の地磁気D成分, (3) 国分寺の電離層 f_{min} 。結果の要点は以下のとおりである(下記の表を参照のこと)。

a) 日周変化成分と月潮汐変動成分並びに太陽自転変化成分との混合とみなしてよい周波数成分が同定された(上の(1)と(2))。
b) 日周変化成分と未知の周期的変動成分(ただし, 従来の Ap や aa 指数のスペクトルとしては既知)との混合周波数成分が同定された(上の(1)と(2))。
c) 上の(3)のデータについては, このような処理で同定はできなかった。サンプルデータ(1), (2)は集算型の非線形プロセスを暗示と思われる例であり, (3)は必ずしも含まない例と考えられる。

Origin	Measured Freq. (c./day)	Theoretical Freq. (c./day)
Solar Rotation	(0.035	$R_0 = 0.037$) - 27.3 day
	0.967	$R_{1-} = 1 - R_0 = 0.963$
	1.037	$R_{1+} = 1 + R_0 = 1.037$
	1.957	$R_{2-} = 2 - R_0 = 1.963$
	2.034	$R_{2+} = 2 + R_0 = 2.037$
	2.962	$R_{3-} = 3 - R_0 = 2.963$
Lunar	0.932	$L_{1-} = L_2 - 1 = 0.932$
	(1.931	$L_2 = 1.932$)
Unknown	(0.073	$X_0 = 0.071 \sim 0.073 ?$)#
	0.920	$X_{1-} = 1 - X_0 = 0.928$
	1.078	$X_{1+} = 1 + X_0 = 1.072$
	(0.059	$X_0^* = 0.053 \sim 0.054 ?$)#
	0.949	$X_{1-}^* = 1 - X_0^* = 0.946$
	1.058	$X_{1+}^* = 1 + X_0^* = 1.053$

() indicates " Fundamental freq. component "

See text.

Resolution bandwidth = 0.003 c./day.

オーロラ帯の Poleward boundary の動き

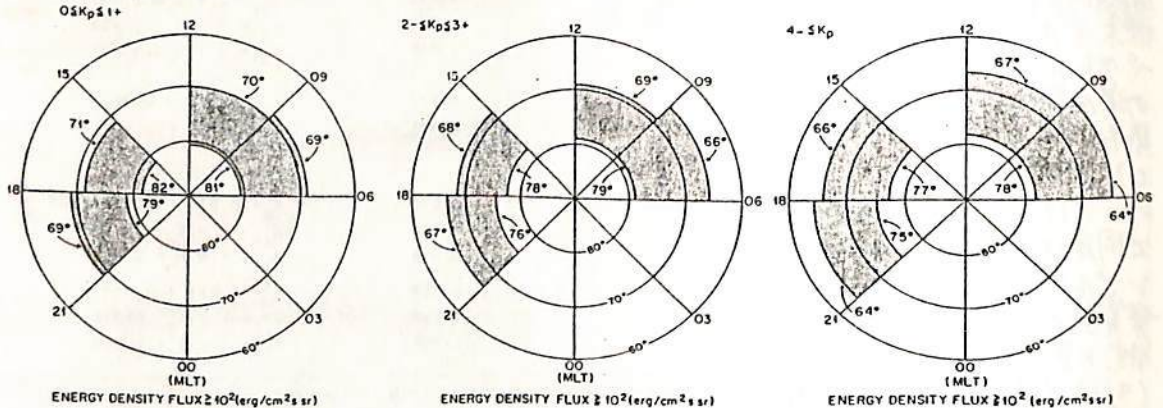
巻田 和男
(拓殖大学)

赤祖父 俊一
(アラスカ大学)

Ching I. Meng
(Johns Hopkins University)

地球磁気圏の形が Interplanetary magnetic field (IMF) によってコントロールされていることは周知の事実であるが、それがいかなる形で地球周辺に影響を与えるかは必ずしもはっきりわかっていないことではない。オーロラ帯について見れば、IMF の南向きに伴って、サブストームが発生しやすくなり、それに伴って、ジェット電流が低緯度側に広がっていくことは Kamide and Akasofu (1974) により報告されている。このような時にオーロラ帯の高緯度側の境界はどのようなようになっているのだろうか。我々は DMS P electron precipitation data (50 eV ~ 20 keV) と同時観測された、aurora 写真データ及び South pole のオーロラデータ等とを組み合わせながらこれについて検討を加えた。入射粒子のデータを調べると、オーロラ帯から Polar cap にかけて Energy density flux と Total electron flux が急激に減少する領域が見られる。このレベルは Energy density flux として 10^{12} (erg/cm²s sr) と Total electron flux として 10^{17} (el/cm²s sr) である。この threshold level 以上の領域のみがオーロラ帯と呼び、この領域の変化(特に高緯度側の境界)について Local time や地磁気擾乱との関連について調べる。その結果の一部を下に示しておいた。高緯度側と低緯度側の境界の位置を数字で示してある。

統計に使用したデータは 1978 年 6 月 7 月の 2ヶ月間に dawn-dusk を飛ぶ DMSP satellite, 1/8 軌道について得られたものである。Kp を 3 の状態に区分し、それぞれの際におけるオーロラ帯の広がりを示してあるが、これからわかるように、Kp が小さい時はオーロラ帯は高緯度側に移動しており、高緯度側の境界はほぼ 81° ~ 82° くらいにある。他方 Kp が大きくなると次第に低緯度側に移っていき、Kp が 4-以上の擾乱時にはその高緯度側の境界は、77° ~ 78° くらいまでまで広がってしまう。つまりこの分だけ Polar cap が広がっていくことを示している。この結果は AE index を使った統計において全く同じ結果を示した。すなわち Substorm 時にはオーロラ帯が低緯度側に広がっていく分だけ高緯度側はさかっていることになる。このようなオーロラ帯の移動は何によってコントロールされているのだろうか。Akasofu and Covey (1981) は IMF の By 成分が Open field line と Closed field line の境界を決める重要な要素になっていることを報告しているが、今後 IMF データとここで得られた粒子データとを組み合わせることによってこのよう事実をより層明らにすることが出来るかとはしない。更に noon-midnight を飛ぶ人工衛星データについて検討をすすめていきたい。



Quiet Time の AE index の意味

長井豊永
(京大理)

AE index は storm time のオーロラ活動, sub storm, field aligned current 等についての指標として重要な役割をばたいていて、活用されている。
 (しかし, quiet time には AE が一定臨値以下の場合には用いないとか, 単に
 静寂であるという場合分けに使用出来る程度で quiet time の AE が何を示している
 かは, 誤取誤差, quiet time reference value の誤差とばかり取り上げると)
 我々が 1978 年の AE を作成する時, 誤差や処理の行方に乗って, AE stations
 のうちとかが AU552, AL553 だと UT vs 各 station の local time の図上に
 表示して2次元で3. quiet time には AL553 の station が昼間 (local time 12時
 付近) に来る事が多く誤差が大きい事がはつきりした。1978 年はおかしな年であるに
 かわらぬ, 1分値の場合全時刻の 55 20% に AL の local time 9時か 15時に出る。
 今回はこの様な quiet time の AE (主として AL index) について議論をする。

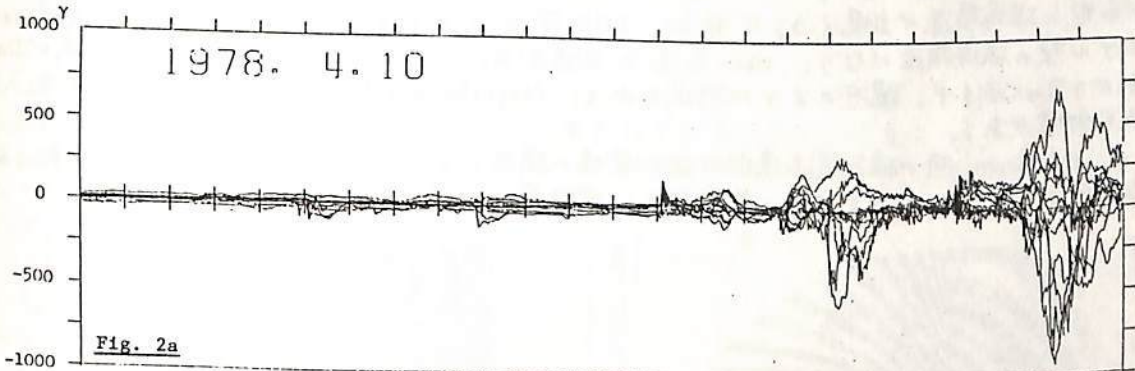


Fig. 2a

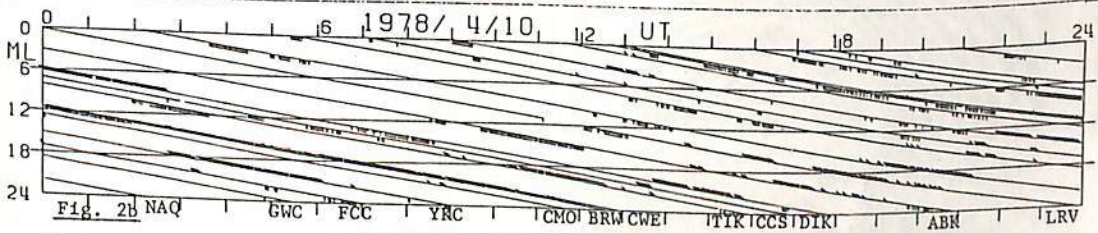


Fig. 2b

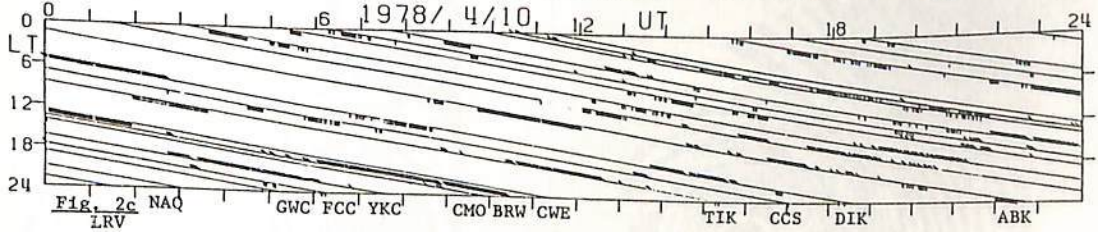


Fig. 2c

井上雄二

京都産業大学、計算機科学研究所

地球磁気圏の幾何学的形状は円筒とその前面に半球と直接に接続したものであると仮定する。

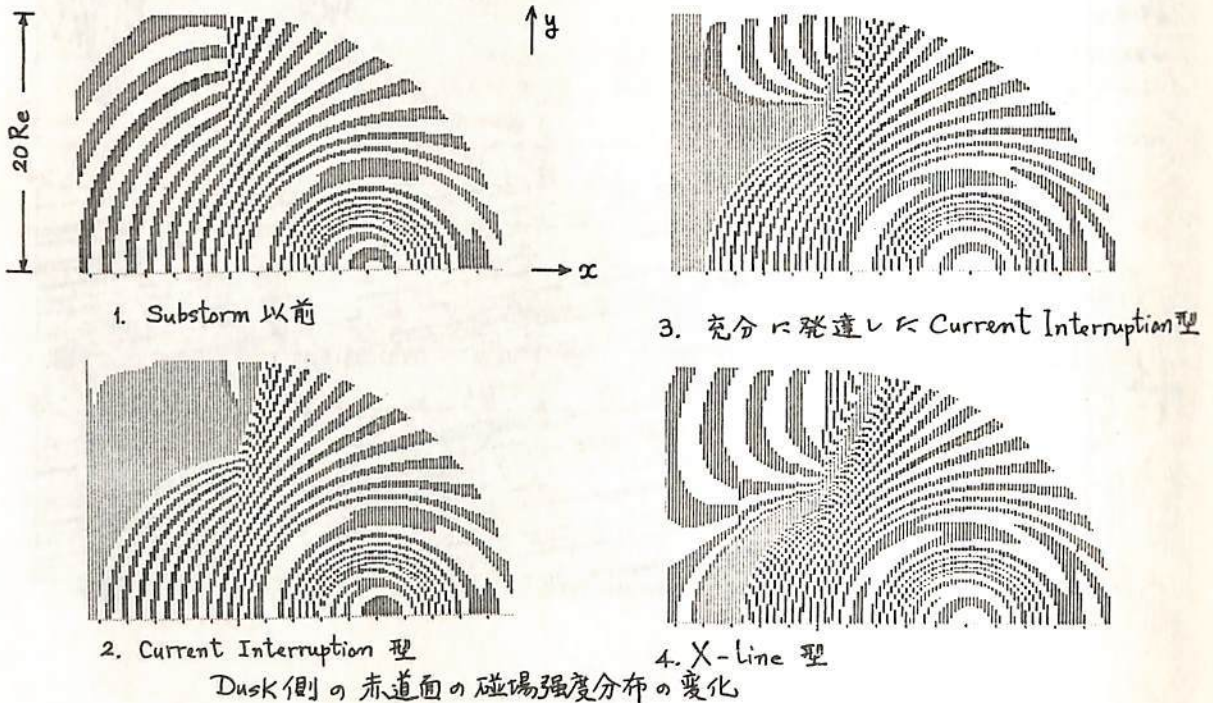
- (a) 閉じ込められた双極子磁場
- (b) 閉じ込め磁場の一般解としての磁場
- (c) 赤道面環状電流による磁場で閉じ込められた磁場

これら三つの磁場系はいずれも上記の仮定された形状の磁気圏内に閉じ込められている。(b)の磁場系は IMF の B_z 成分と Magnetosheath 風の非一様性によって誘起された磁気圏内の磁場と表現していると考えられる。この磁場系は、IMF B_z が南向きの場合に、Magnetospheric Substorm および IMF $B_z < 0$ が卓越する時には、Dst の発達に直接関連していると考えられる。

上記の (a), (b), (c) の三つの磁場系を線形結合させて、Substorm および Dst の発達過程の磁気圏内の磁場構造の変化を準定常的に計算機実験とする。

(b)の磁場系の発達は IMF B_z と共に起り、IMF $B_z < 0$ でその大きさが増加すると、Magnetotail の磁場が強められて、neutral sheet が地球に近付き、Current Interruption モデル型の磁場構造が出現する。更に、IMF $B_z < 0$ の大きさを増加させると、X-line モデル型の磁場構造になり、Near Tail の赤道面付近に、極度に微弱な磁場の領域が Dawn 側から Dusk 側まで、運河のように形成されて、Magnetosheath の荷電粒子が多量に流入する可能性がある。

Substorm 時の磁気圏赤道面付近の電場の構造について、IEF、地球双極子自転、磁気圏内 E Duff している正負の荷電粒子の電離層への降下と考慮して、言及する。



2次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏のシミュレーション(I)

荻野竜樹, 鷲見治一 (名大空電研)

MHDシミュレーションから惑星磁気圏と太陽風の構造, ダイナミクス, 不安定性等を調べる計画を進めている。その目的の一つは今までに知られている力の釣り合った磁気圏等の定常解が初期値問題として得られるか, あるいはどのような変化が生じるかを調べることである。その第1段階として, 2次元のMHDモデルを用いて2次元のダイポール磁場を持つ地球磁気圏と太陽風の相互作用の計算機シミュレーションを行なって地球磁気圏の形成過程を調べた。

基礎方程式には次の規格化されたMHD方程式を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\nabla \rho) + D \nabla^2 \rho \quad (1a) \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau} \quad (1b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla) p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1c) \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1d) \quad \mathbf{J} = \nabla \times (\mathbf{B} - \mathbf{B}_d) \quad (1e)$$

ここに $\boldsymbol{\tau} = \mu \nabla^2 \mathbf{v}$ は人工的粘性項, $D \nabla^2 \rho$ は拡散項, \mathbf{g} は重力, $\gamma = 2$ は2次元の比熱比, \mathbf{B}_d はダイポール磁場成分である。規格化定数は地球半径 a , 地球半径赤道上の磁場 B_s , $\rho_s = 10^{10} \text{ m}^{-3}$, Alfvén 速度 $V_s = B_s / \sqrt{\mu_0 \rho_s}$, Alfvén transit time $t_s = a / V_s$ である。2次元MHDモデルは, 地球を経度方向に切った平面を考え, 図1に示す様なデカルト座標系 (x, y, z) で y 方向にはすべての物理量は一様と仮定する。地球の中心は $(x, z) = (x_p, 0)$ に位置し, 太陽風は $x = 0$ から $V_x = V_{sw} \frac{1}{2}$ の速度で流入する。更に付加条件として, 適当な半径 ρ_a ($\rho_a \geq 1$) を導入し, $\rho = (x^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \leq \rho_a$ ($x = x - x_p$) では物理量を変化させない。初期条件は $B_0 = B_d = (-2xz/\rho^4, 0, (x^2 - z^2)/\rho^4)$, $\rho_0 = \rho^{-2}$ ($\rho_0 \geq \rho_{IS} = 5 \times 10^{-4}$), $P_0 = P_{00} \rho^{-1}$ ($P_{00} = 2.71 \times 10^{-7}$, $P_0 \geq P_{IS} = 1.78 \times 10^{-8}$), $\mathbf{g} = -g_0 (x/\rho^2, 0, z/\rho^2)$, $g_0 = 1.35 \times 10^6$ でここに ρ_{IS} と P_{IS} は惑星間の量である。境界条件は $z = \pm z_0/2$, $x = x_0$ で自由端, $x = 0$ で固定端である。

シミュレーション結果の例を図2に示す。磁場強度 $|B|$ は等高線で, 速度 \mathbf{v} と磁場 \mathbf{B} はベクトルで表示している。この計算では密度 ρ と圧力 P は変化させていない。 $t=0$ で左端から流入した太陽風は地球磁場にぶつかり, 磁気圏を形成していくのがみられる。

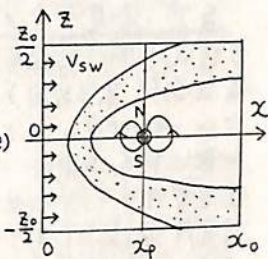


図1. 2次元MHDモデルの座標系

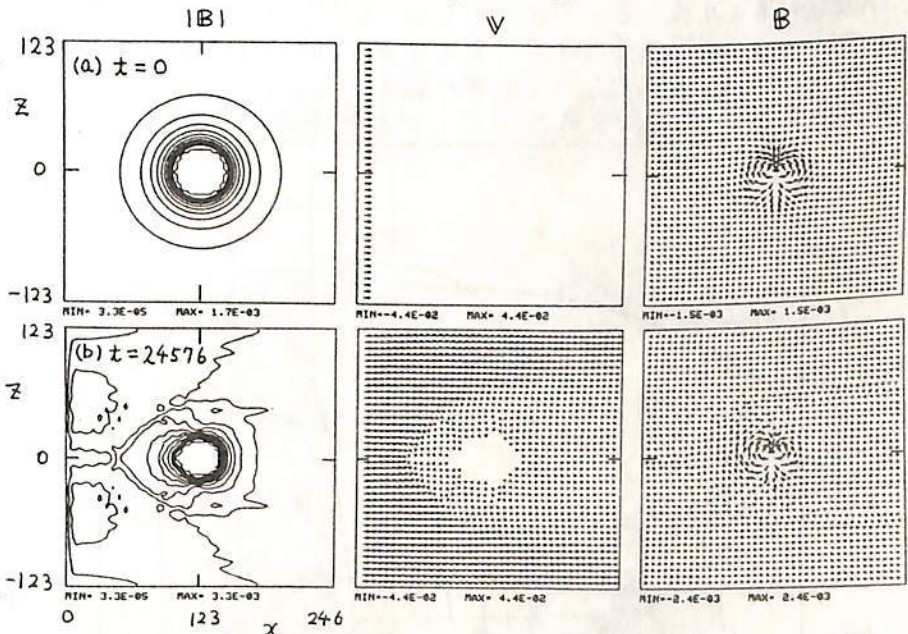


図2. 2次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏の相互作用のシミュレーション, $V_{sw} = 0.044$ 及び $x_p = 123$ 。

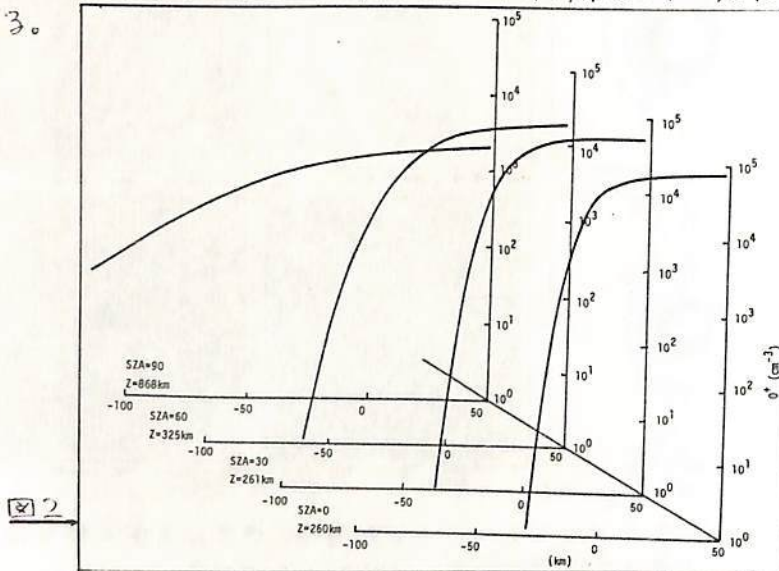
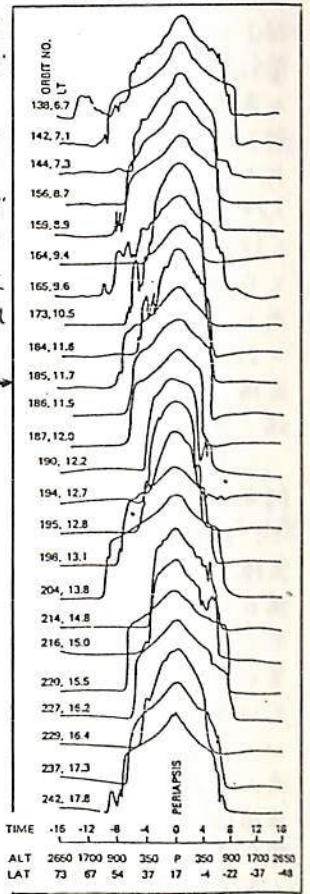
藤部重十 大塚寛 (東北大理)

§1. はじめに. 固有の磁場をもたない金星では, 太陽風と金星電離層が直接相互作用している。ここでは, その相互作用の結果として生成されるイオノポーズを, 定常状態のマクスウェル・ブランチ方程式を用いて記述し, その数値解を求め, パイオニア・ビーナスによって得られたデータと比較, 検討する。特に太陽風圧の影響, 太陽天頂角によるイオノポーズの構造の変化も理論的に明らかにすることを目的としている。

§2. 金星イオノポーズの数値計算. すでに定常状態でのマクスウェル・ブランチ方程式を用いた金星イオノポーズの数値計算が行われ(大塚, 藤部, 高橋, 日本地球電磁気学会 第88回)パイオニア・ビーナスによる観測と比較され, 両者の間には, 非常によい一致が見い出されている。その結果は, 金星イオノポーズでは, 太陽風と金星電離層が強く相互作用し, 金星電離層のイオンは電子の場合と同様に, 等価衝突による強い散乱を受けていることが理論的に示された。等価衝突による強い散乱のため, イオノポーズの厚みは, イオンのラーマー半径の数倍程度に広がり, イオノポーズを維持する電流はイオンによるものが主となる。

§3. 金星イオノポーズの太陽天頂角依存性の観測と対比. ビーナスで観測された昼側の電離層電子密度分布を示す。図1に示された結果からも明らかのように, 地方時(LT)12時ごろ, 昼経度で電子密度は, 他の場合より, より急激に減少するようイオノポーズを形成している。数値計算による結果は, 図2に示されるようにパイオニア・ビーナスで観測された状態を示している。さらに, この数値計算より次のことが明らかとなった。(1) イオノポーズの厚みは, 太陽天頂角によって変化する。(2) 太陽天頂角の大ききところでは, 太陽風圧の影響が顕著に表われる。(3) 太陽天頂角の大ききところで, イオノポーズの非対称性が, 明白に表われる。

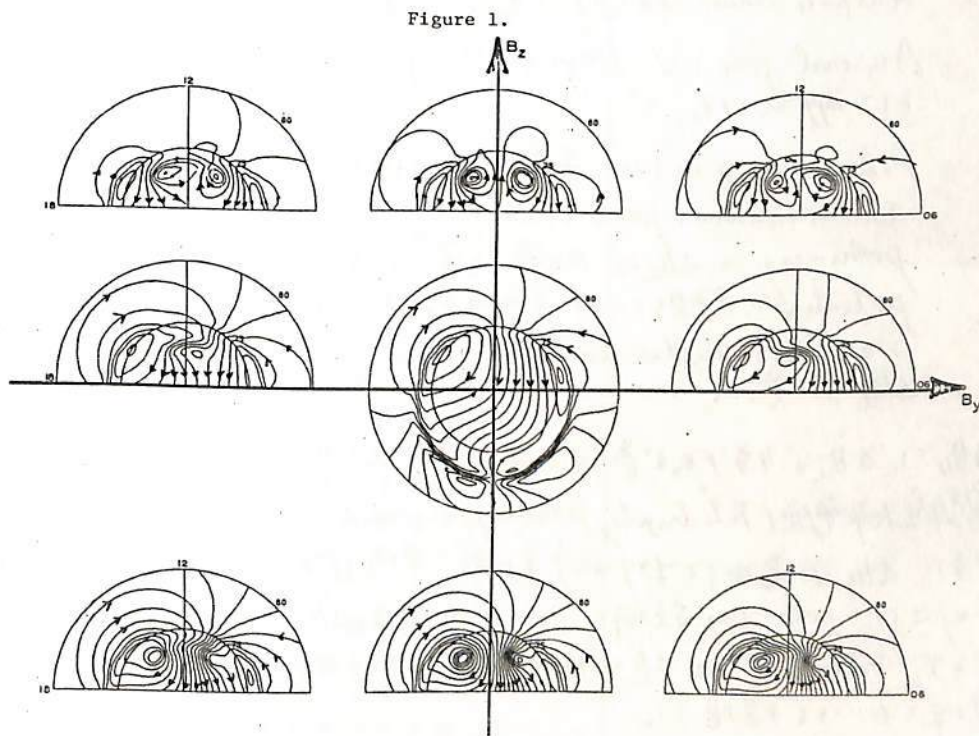
図1にパイオニア



P. M. Banks, T. Araki, J.-P. St. Maurice and J. C. Foster (Utah State University).

The suggestion is made that the pattern of plasma convection in the polar cleft region is directly determined by the interplanetary electric field (\bar{E}). Owing to the geometrical properties of the magnetosphere, the east-west component of \bar{E} will drive field-aligned currents which connects to the ionosphere at points lying either side of noon, while currents associated with the north-south component of \bar{E} will connect to the two polar caps as sheet currents centered on noon. Numerical simulations illustrate the important changes in polar cap convection patterns arising from the influence of the IMF B_y and B_z components upon the polarity of the two cleft current systems. This simplifying hypothesis can explain both the B_z dependence of the narrow "throats" and sunward vortex convection patterns observed in the dayside polar cap and the dawn-dusk shift of polar cap convection related to B_y .

Figure 1 shows calculated electrostatic potentials including the effects of region-1 and 2 field aligned currents and the IMF associated cleft currents. A contouring interval of 5 kV has been used. The base line pattern at the center ($B_y = B_z = 0$) includes only the region-1 and 2 currents. The patterns along the B_y axis ($B_z = 0$) show results for a sheet cleft current of $4.2 \times 10^5 A$ with polarity determined by the sign of B_y (B_y is positive to the right, B_z is positive upwards). The pattern along the B_z axis ($B_y = 0$) gives the results when only the cleft vortex current system is present with the same current (note that antisunward convection is present along the noon meridian for $B_z > 0$). When both current systems share equally the total current and have different polarities, the four patterns at the corners results. Equinox conductivity conditions are assumed.



UFR 200

I - 54

MAGSAT 衛星で観測された Auroral Disturbances および Polar-cap Disturbances の特性と解釈

飯島 健
(東大・理)

福島 直
(東大・理)

MAGSAT 衛星で測定されたベクトル磁場からモデルを磁場を引いたベクトル磁場変化分を基に新座標 (S, D, parallel) を用いて解析した結果、次の事が判った。

① $\Delta B_{||}$ (変化磁場のうち reference field のむ磁力線系に平行方向の成分)
本義的には two-cell 型の水平方向に大規模な大規模電離層電流が MAGSAT 衛星位置 (高度 ~ 350-500 km) に与える scalar potential を表現しているものと解釈される。単純なモデルを用いて、 $\Delta B_{||}$ の水平方向の勾配の Auroral zone 電流 (Electrojets), Polar-cap 電流 (convection 電流) を決定する事が出来る。電離層電流の分布を決定可能な $\Delta B_{||}$ の max, min, $\Delta B_{||}$ -gradient の +, - の電離層電流と convection 電流を推定することも出来る。

② ΔB_{\perp} (変化磁場のうち磁力線系に垂直方向の成分; 上は sunward 成分 (S) と dusk-to-dawn 成分 (D) に分けて考察する)

Auroral-zone には Region 1, Region 2 field-aligned currents と解釈される。

Polar-cap region には 系統的に北半球の sunward, 南半球の anti-sunward の perturbation が見られる。これは auroral-zone, polar-cap の ΔB_{\perp} は 磁力線に沿った電流に与えられる vector potential を表現しているものと解釈される。上は summer hemisphere には 真昼の higher-latitude polar-cap (cusp 付近) に特徴的な ΔB_{\perp} が見られる。

③ $\Delta B_{||}$ と ΔB_{\perp} の特性を総合すると field-aligned currents と電離層水平電流 (Electrojets, polar-cap currents) を総合的に説明することが出来る。特に $\Delta B_{||}$ に着目して見ると、これは重要な役割を担っており、上は polar-cap 領域に systematic に ΔB_{\perp} が存在することも併せて判る。この高緯度領域の $\Delta B_{||}$ の解析には、 $\Delta B_{||}$ と ΔB_{\perp} が与えられた条件下で検討することが出来る。

MAGSAT衛星データによる磁気圏電流の算出(2)

鈴木 亮, 亀井 豊永, 熊木 毅
(佐賀大教養) (京大理)

前回の予稿に書いたごとく, MAGSAT衛星の磁場データを用いて, 磁気圏の電流系を求めることを目的としている。衛星はLTでほぼ6h, 18hの子午面に固定されて地球を回り, 磁場成分を測定している。それより, 軌道に沿う方向の磁場成分 B_T を求め, 軌道に沿って積分することにより軌道面を横切る電流の強さ J を求めようとするものである ($4\pi J = \oint B_T ds$ emu)。

図1には積分の始点と終点を示すために, 地球の北極を真上から見た図に2つの連続した軌道 orbit 1 と orbit 2 を描いてある。但し, 地球は静止しているとする。軌道は1番極に近づいたとき, 南北とも地理座標で 83° を少し越えたところに来る。その辺で B_T は1番小さくなって, 積分の始点終点として好都合である。Orbit 1上の「始」点と, Orbit 2上の「終」点は, 地球を回転させると空間的には同一の点になる。(したがって, 「始」点から「終」点まで軌道に沿って積分を行うと, 1つの閉じた積分回路ができる。このようにして求めた電流の強さのUT変化が図2に示してある。電流は 10^6 ampを単位として示した。これは79年11月5日の結果で, 非常に静かの日である。衛星の地球1周には94分を要するが, 公式の適用のためには, その間の磁場変動は無視できる程小であることが要求される。磁場は61.44 msecごとに測定されているが, 積分点は1秒ごとにとり, そこを中心として ± 200 msecの測定値の平均値を積分函数値として用いた。

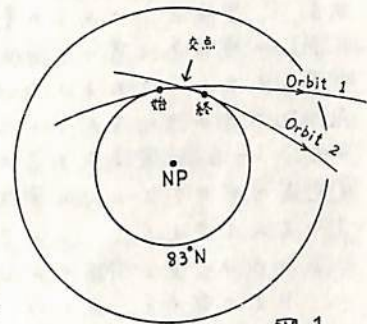


図1

図2の白丸は, 南極に始まって南極に終る積分路より求めた結果, 黒丸は北極から北極である。積分は地球主磁場を含んだまま行っている。主磁場は閉積分路に対してゼロになる筈であるが, 図1からわかるように, 地球表面上では「始」点と「終」点とは異なっている, 実際にはゼロにならない。図2に見られる半日変化は, 主磁場の B_T 成分がUT変化する影響ではないかと考えられる。主磁場の影響を除くのに2つの方法が考えられる。一つは, 図1の「交点」から「交点」までを積分路として, 地球表面上で閉じた積分路を作ることである。非常に雑な方法でこれを行なったのが図3であるが, 黒白丸の差は多少減ったものの, まだ半日変化は残っているようだ。

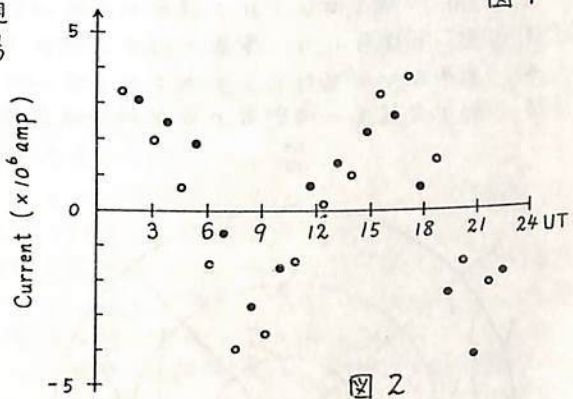


図2

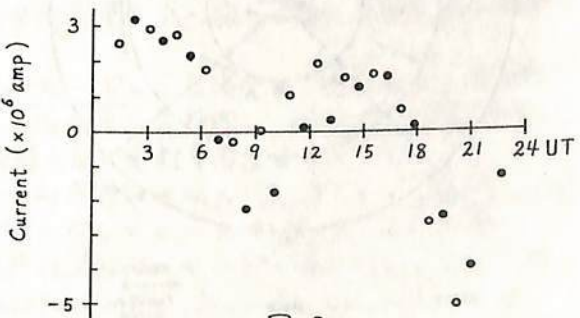


図3

SC Main-Impulse の電流系

家森俊彦・荒木徹(京大理工)

惑星間衝撃波の通過に伴う極域の地磁気変動は複雑な様相を示す。衝撃波による直接的効果としては、初期のPRI(Preliminary Reverse Impulse)と、それに引続くMI(Main Impulse)があるが、普通はこれらの変動にPsc脈動や、衝撃波付近の乱れたIMF(Interplanetary Magnetic Field)及び衝撃波によって引き起こされたサブストームの効果が重なって起ると考えられる。

極域SCのMain-Impulseを作り出す電離層の等価電流系としては、これまでObayashi and Jacobs(1957)によって得られたPolar-Capの朝側及び夕側にそれぞれ中心を持つ S_g^p 型(DP2型)の2つ目玉が広く認められてきた。しかし、SCの後、約10分前後に、かなりの確率でサブストームが発生することや、衝撃波の後方では、しばしばIMFの南向き成分が増大することから、後述の得た S_g^p 型の電流系にはサブストームやIMFの効果が混入している可能性もある。実際に、これらの影響が少なうと思われ、IMFが北向きの状態が続く時に発生したMIの電流系を書きかきると、図1のようなCusp付近を中心とする1つ目玉の電流系が得られた。このような1つ目玉の電流系が得られる時のAE indicesは、図2のようなAU indexだけが増加するという特徴をもつ。それゆえ、逆に、AE indicesの変化を見ることにより、1つ目玉の電流系か否かを推測できる。ここでは、SC-Main-Impulseの電流系を、IMFの南北成分やサブストームの発生に注意して解析し、このような1つ目玉の電流系ができるメカニズムを考える。これまでに得た極域MIの特徴は以下のようになる。

1. SCの前後でIMFが北向きの場合、多くは図1のような北半球で反時計まわりの1つ目玉の電流系、或いは、そうと推測されるようなAE indicesの変化を示す。
2. IMFが南を向いている場合の多くは、AU, AL共に増加する(1つ目玉にはならない)。
3. SI⁻の場合には、電流の向きが逆になるが、やはり1つ目玉である。
4. 南半球では時計回りであるが、同じく1つ目玉と思われる。
5. 約10分程度の時間数で指數的に減衰する、昼間側で大きな赤道enhancementを示す。

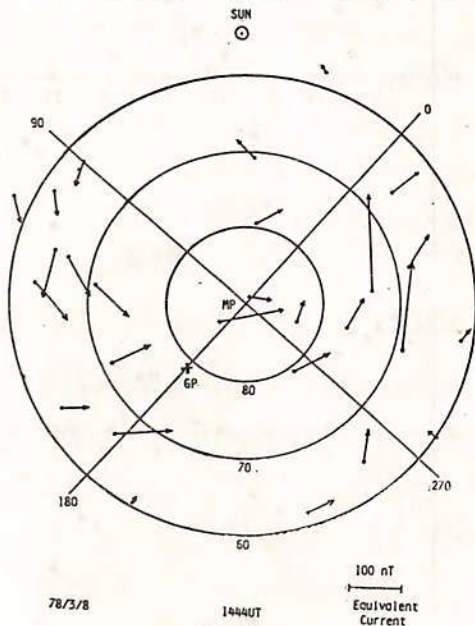


図1

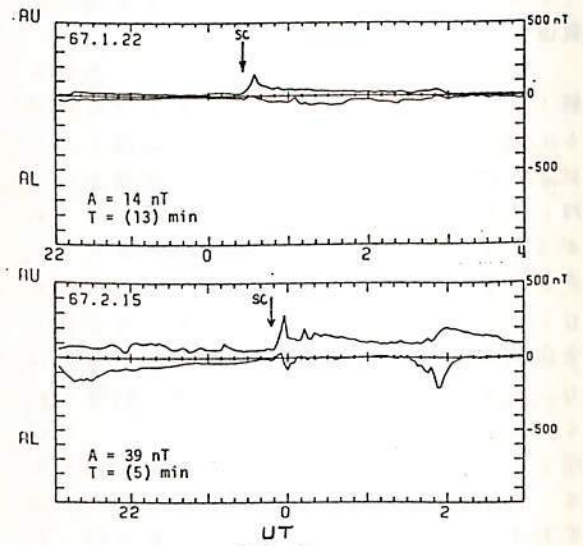


図2

地上磁場観測から磁気圏-電離圏結合電流系

を決定し得るか？

玉尾 茂 藤田 茂
(東大理地物研施設) (柿岡地磁気観測所)

最近、Akasofu et al., Kamide et al. は電離層電気伝導度の水平分布モデルを仮定すれば、地上の磁場観測資料から得られる磁気ポテンシヤル分布のみを用いて、沿磁力線電流を含む電離層電流系を決定し得るとの立場で、問題を定式化し種々の磁場擾乱に対して、電離層電場、電流、沿磁力線電流分布を数値的に求めている。

しかしながら、磁気圏は真空領域では無いので、磁気圏のプラスマパラメータに全く依存しない定式化及びその結果は一見奇異に感じられる。換言すれば、磁気圏起源のものによる電離層内に誘起された電流からの磁気圏内の磁場擾乱が如何なるモードのものかあるかを論ずることなく、地上の磁場解析から電流系を決定し得るかという問題が提起される。

彼等の定式化を要約すると、(1)地上磁場観測から決まる磁気ポテンシヤル S から等価電流密度 ∇ の分布を決める。(これは電離層の上下の真空としたことに相当)。(2)電離層電流の等価電流 (toroidal) とポテンシヤル電流の和を考之。この Pedersen と Hall 電流の和に等しいとする。
$$\mathbf{J}_\perp = \text{rot}_\perp(\hat{\mathbf{r}}\nabla S) + \nabla_\perp S = \sum_P \mathbf{E}_\perp + \sum_H \mathbf{E} \times \hat{\mathbf{r}}$$
 此の關係から、等価電流を含む電場ポテンシヤルに対する微分方程式を導出し、電場分布を決める。(3)電場及び電気伝導度、等価電流分布を用いて、ポテンシヤル電流 \mathbf{J}_\parallel を決める。(4) $\mathbf{j}_\parallel = \text{div} \mathbf{J}_\perp$ より沿磁力線電流分布を決定する。以上の手順では、磁気圏内の擾乱電磁場に全く無関係に行なわれている。

一方、極域の電磁擾乱は、限られた磁束管に沿ってエネルギーが電離層に入射し、その結果、電離層内に二次的に誘起される電場、電流が地上で観測される電磁場を解釈する上で重要となる。極磁気圏、オーロラ帯の地磁気脈動、静穏時の沿磁力線電流対等は、その時間スケールに差こそあれ、同じ磁気圏内の局所化モードと電離層との相互作用と見做し得る。局所化モードは沿磁力線電流を含む電流系から形成されており、Alfvén モード及びイオンドリフトモードの二種が考えられるが、電離層上部の様子は low- β 領域では Alfvén モードのみが重要 となる。Tamao (1964) は、定常局所化擾乱を極限として含む非定常 Alfvén モードと電離層との相互作用を定式化して、地上の磁場擾乱との關係を論じた。定常局所化 Alfvén モードの \sum_P, \sum_H が一律に電離層に入射した場合には、局所化モードに対する沿磁力線電流が Pedersen 電流と結びついて閉回路を作る。これは地上磁場を生じない。一方電離層内に誘起された定常 Hall 電流は、地上の磁場擾乱をうけ、磁気圏内に poloidal 型の擾乱磁場を作り出す。両者は共に高々方向に対して減衰型である。局所化擾乱の水平スケールの電離層からの高さに対しての長短が重要である。

今回は、局所化入射モードを定常 Alfvén モードとした場合に、電離層での異常条件を用いることにより、地上磁場ポテンシヤル分布から電離圏-磁気圏結合系電流系を決定する立場から問題を再検討した。結論的には、電離層高度での水平電場 ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_{inc} + \mathbf{E}_{ref}$) と磁気圏起源のものとして電離層内に二次的に誘起された (\mathbf{E}_{ref}) の 關係を決定 することと除外は、電流系に關する限り磁気圏のパラメータに關係をなく決定し得る。但し、此の場合、暗黙の内は、入射擾乱は局所化 Alfvén モードであることと仮定して行っている。Akasofu et al., JGR, 86, 3389, (1981), Kamide et al., JGR, 86, 801 (1980), Tamao, JGR, 16, 89 (1964).

第一節 概論

（本節內容略）

本節之旨，在於說明本學科之研究範圍及方法。其研究範圍，包括社會之起源、發展、變遷及其與自然環境之關係。其研究方法，則採行實地調查、文獻研究及比較法。茲將本節之要點，分述如下：

一、社會之起源：社會之起源，可分為原始社會、封建社會、資本主義社會及社會主義社會。原始社會之起源，可追溯至原始人類之群居生活。封建社會之起源，則與農耕文明之發展有關。資本主義社會之起源，則與工業革命之興起相連。社會主義社會之起源，則與工人運動之發展相連。

二、社會之發展：社會之發展，可分為原始社會、封建社會、資本主義社會及社會主義社會。原始社會之發展，可追溯至原始人類之群居生活。封建社會之發展，則與農耕文明之發展有關。資本主義社會之發展，則與工業革命之興起相連。社會主義社會之發展，則與工人運動之發展相連。

三、社會之變遷：社會之變遷，可分為原始社會、封建社會、資本主義社會及社會主義社會。原始社會之變遷，可追溯至原始人類之群居生活。封建社會之變遷，則與農耕文明之發展有關。資本主義社會之變遷，則與工業革命之興起相連。社會主義社會之變遷，則與工人運動之發展相連。

四、社會與自然環境之關係：社會與自然環境之關係，可分為原始社會、封建社會、資本主義社會及社會主義社會。原始社會與自然環境之關係，可追溯至原始人類之群居生活。封建社會與自然環境之關係，則與農耕文明之發展有關。資本主義社會與自然環境之關係，則與工業革命之興起相連。社會主義社會與自然環境之關係，則與工人運動之發展相連。

第 Ⅲ 会 場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-72)

宇宙空間プラズマシミュレーション実験における マイクロコンピュータによるデータ処理

加藤 泰孝 筒井 統 板本 敏
京都大学 超高層電波研究センター

宇宙空間における様々なプラズマ現象を解明する手段として、実験室チャンバー内での宇宙空間シミュレーション実験は、さきめて重要である。我々の研究室においても、ロケット実験等において得られたデータを詳細に解明すべく、過半数のシミュレーション実験を行い貴重な事実を得てきた。しかし対象が三次元的に非等方的、不均一な宇宙空間をシミュレートする場合、空間分布の測定は尺く事ができない。しかもそのため得られたデータはさきめて大変なる事が予想される。そのためその解析に要する労力は大変なものである。そこでその労力を多少しでも軽減すべく、我々はマイクロコンピュータを導入し、測定装置との結合をはかり、プラズマ計測システムを完成させた。今回はこのシステムの概要、特に中心となるデータ処理部分について報告する。

図1は実験データ採取部分のフローチャートで、実験目的によってプラズマチェック、ランゲミュアカーブ(以後L.C.と略記)空間分布採取、ポテンシャル空間分布採取が行える。プラズマチェックでは任意の位置のL.C.をCRT上に表示し、 X Y プロッタ上への出力、 T_e の計算も行える。L.C.空間分布採取では位置ごとのL.C.データをCMTに取り込み、後に実験データ解析部分(図ナシ)で X Y プロッタ上への出力、 T_e の計算が行えるようになっていいる。ポテンシャル空間分布採取についても同様である。図2はCMT上に記録されたL.C.空間分布を X Y プロッタ上へ出力したもので、これによりプラズマパラメータの空間特性を定性的に判断できる。

現在このシステムを用いて、極地方のプラズマシミュレーション実験を行っている。

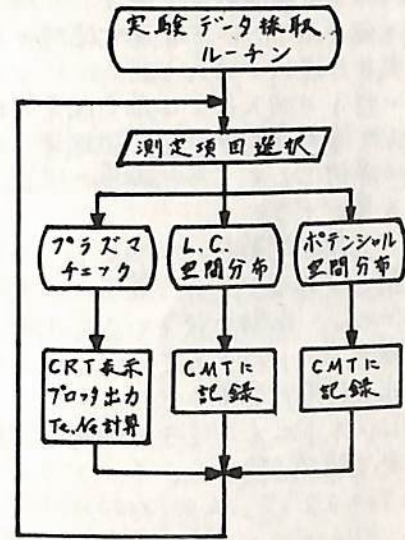


図1

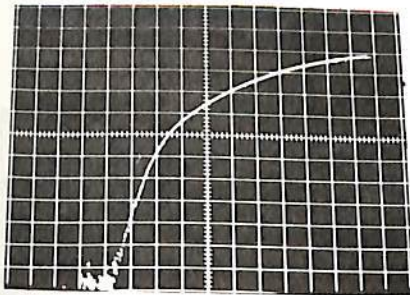


図3 プラズマチェックルーチンにおける T_e 計算のための、対数プロットのCRT表示

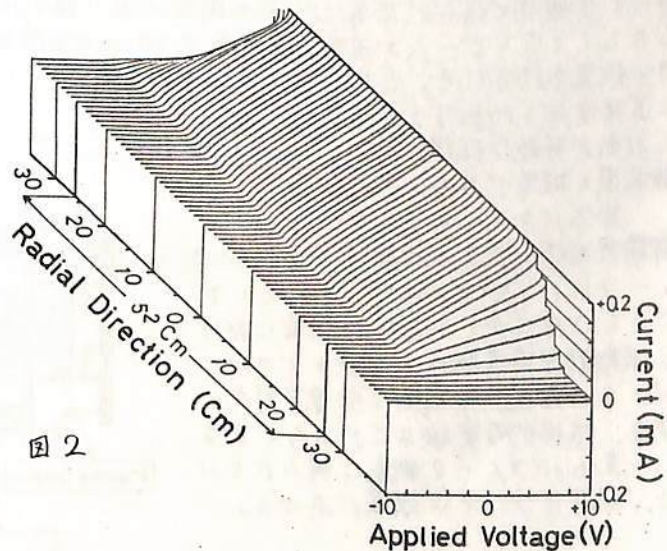


図2

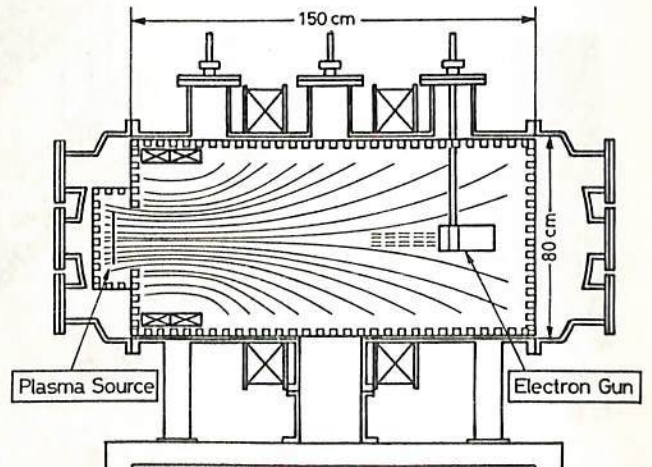
筒井 稔 加藤 泰孝 松本 敏
(京都大学 超高層電波研究センター)

我々は Auroral Kilometric Radiation (AKR) の発生機構を明らかにする事を目指し、実験室においてそのシミュレーション実験の準備を進めてきた。ここではその最初の報告として、実験の概略を述べる。

1970年以來の数多くの観測で Gurnett や Alexander 等は、AKRの発生領域が地球磁気圏の夜側で、磁気緯度約 70° 、地球から2~3 Re付近である事。又 Alexander 等は昼側では Polar Cusp の領域でも発生している事を明らかにした。そしてその発生領域においては数 KeV以上の荷電粒子(電子)の降下も卓越している事も周知の事実である。このような観測を総合すると、その発生領域の物理的条件は極めては、きりとしてきた。そこには三つの大きな条件が考えられる。一つはミラー磁場を形成した領域である事、オニに「高エネルギー粒子の流入(一方は磁気圏尾部から、他の一方は大陽風から直接)が容易である領域」として「電離層プラズマの磁気圏への拡散領域である事」である。即ち AKR 発生は物理実験の条件としてミラー磁場の浸透したプラズマ中でのビームとの相互作用による結果と考える事ができる。

上記の実験条件を満足し、しかも出来る限り大容量プラズマ中でのシミュレーション実験を実現するために装置の巧夫と大改造を行った。装置としては従来から色々なシミュレーション実験に使ってきた内径80cm、長さ150cmのチェンバーを用いている。(以下、図参照) 電磁波モード検出のためプラズマの高密度化とその均一性を図るため、チェンバー壁面には永久磁石が装着されている。ミラー磁場形成のため外径70cm、内径60cm、長さ25cmのソレノイドコイルをチェンバー直胴部の一端に設置してあり、そのうちの扉面にプラズマ発生領域を設けた。そのプラズマ源により実験領域に生成されるプラズマは現在のところ $T_e \approx 0.2 \text{ eV}$, $N_e \approx 1 \times 10^{19} / \text{cc}$ が得られた。これはプラズマ周波数にすると約280 MHz であり、30Aのコイル電流によるチェンバー中央部でのサイクロトロン周波数は170 MHz となる。電磁波の波長の限界であるため更に密度の高上が必要である。として磁場を強くする事により観測で得られた f_p と f_{UH} との関係と良く相似関係になる。一方降下粒子に相当するものとして電子ビームが直径10cm、長さ20cmの周囲がガラス製の電子銃がミラー磁場に向けて設置されている。これはプラズマに直接電圧を印加する事を避けてビーム放出が可能な仕様による。以上が実験装置の概要である。

基本パラメータ測定系については前講で示したようにマイクロコンピュータによる処理が中心となる。このような三次元的な実験配位における波動励起機構解明にはプラズマパラメータの空間分布測定は必要不可欠である。本格的な実験はこれからであるが一部のパラメータ測定は得られている。結果については講義で述べる。



S-520-4における

E・F帯誘導磁界干渉防止対策

富沢 一郎・芳野 和夫
(電気通信大学)

著者らは、1980年1月にE・F帯電力線誘導放射(PLR)磁界強度を観測すべくK-9M-69に観測装置を搭載したが、他の搭載機器電流による磁界干渉があったため、必要データが得られなかった。そのため、PLR観測を行うためには、ロケット搭載機器間の電磁干渉(EMI)を防止することが必須条件であると考え、今回のS-520-4号機(1981年9月打上げ)においては、十分な干渉防止対策を施した。

PLR観測装置は、電力線起因する50 Hz, 60 Hz, および2 kHzまでの高周波周波数の磁界強度を $10^{-4} \sim 10^{-7}$ A/m/Hzの範囲で測定するので、この周波数範囲内のロケット自身の発生する誘導磁界を抑制しなければならぬ。特に、その基本波(50 Hz, 60 Hz)および、それらの高周波に対する干渉磁界強度を必ず 10^{-7} A/m/Hz以下に抑制する必要がある。

ロケット搭載機器による誘導磁界は、主に機器間に構成される電流ループより発生している。電流ループによるE・F帯誘導磁界強度 H は次のように表すことができる。

$$H \propto I \cdot A \cdot r^{-3}$$

ただし、 I : ループ電流, A : ループ面積, r : ループ中心からの距離
 したがって、PLR観測用ループアンテナにおいて、電流ループからの誘導磁界強度を測定範囲以下に抑えるためには、 I , A の値を小さくし、 r の値を大きくし、誘導磁界を減少させるための電磁シールドを施すことが必要である。

今回S-520-4において、E・F帯誘導磁界干渉を防止するために次のような対策をとった。

1. 誘導磁界強度 H は、 r の3乗で減少するので、できる限り r の値を大きくすることが有効である。今回は、ループアンテナをロケット本体から最大許容長(1 m)離れた。
2. 電源配線、ロケット構体に40 Hz ~ 2 kHzの電流が流れないように極力努めた上、電源電流を実測して確認した。
3. 電源配線は、すべてツイストペア方式を採用し、実効電流ループ面積 A を小さくした。
4. 誘導磁界を減少させるために計装全体を電磁シールドテープでシールドした。

上記のような対策を行う上で多大の御協力を頂いたS-520-4号機関係の方々
 に深く感謝する。

Y. Watanabe and T. Obayashi

Institute of Space and Astronautical Science

An attitude of the rocket is usually determined by measuring three components of the geomagnetic field intensity. A spin-phase of the rocket is generally obtained either by detecting a direction of the sun, the moon or some stars, or by observing the horizontal component of the geomagnetic field intensity.

A spin-phase of the probe, an angle between the rocket-axis and the flight aspect and a direction of the probe to the geomagnetic field line are calculated by analyzing the data of the impedance-probe such as, f_{UHR} (upper hybrid resonance frequency), f_p (plasma-resonance frequency), f_{SHR} (sheath-resonance frequency) and f_{MPR} (modified plasma-resonance frequency).

[1] Spin-phase of the probe

The sinusoidal scatter of the electron density during the rocket flight is generated by the spin-modulation effect due to a beat-phenomenon between the measuring period and the rocket spinning-period when an angle from the rocket-axis to the flight direction (α) is not equal to 0° or 180° . Spin-phase of the probe is obtained from a response of the electron density when the probe is situated in the wake area at the spinning plane. Spin-phase of the probe is determined as a form of an angle (θ) from the probe-axis to the flight-direction of the rocket which is observed by a radar technique. When θ is 0° , impedance-probe measure the ambient plasma density. If θ is 180° , the lowest value of the electron density at the center of the wake-region is obtained.

[2] Aspect of the rocket to the flight-direction

Attitude of the rocket-axis toward the flight-direction is obtained from a time variation of the spin-modulated electron density due to the rocket-wake effect. When an angle between the rocket-axis and the flight-direction (α) is 0° or 180° , the spin effect of the electron density is disappeared. The rocket-wake effect appears worst when the vehicle is moving upside-down, at this condition the electron density is measured as the lowest value comparing with an adjoining space. A periodic scatter of the electron density become large under a condition of $\alpha = 90^\circ$, when the rocket is moving horizontally.

[3] Angle between the probe-axis and the geomagnetic field line (β)

Angle (β) is deduced from analysis of f_{MPR} which is very much sensitive to the geomagnetic aspect. Two branches of $f_{\pm MPR}$ vary with respect to the geomagnetic aspect angle ($\beta = 0^\circ \rightarrow 90^\circ$),

$$\begin{array}{ll} \text{for } f_H > f_p ; & f_{+MPR} = f_{UHR} \rightarrow f_H', & f_{-MPR} = 0 \rightarrow f_p \\ \text{for } f_H = f_p ; & f_{+MPR} = f_{UHR} \rightarrow f_p (= f_H), & f_{-MPR} = 0 \rightarrow f_p (= f_H) \\ \text{for } f_H < f_p ; & f_{+MPR} = f_{UHR} \rightarrow f_p, & f_{-MPR} = 0 \rightarrow f_H \end{array}$$

β is usually obtained from f_{-MPR} when $f_p > f_H$, which sift from 0 MHz to f_H frequency by a condition of β is from 0° to 90° .

A position of the impedance-probe will be determined in the case of the S-520-4 rocket which is to be launched at 10 : 00 JST on 3 September 1981. A characteristic of an electron-temperature-probe in the wake-region will be examined by the K-9M-72 rocket (to be launched at 11 : 00 JST on 13 February 1982).

大出力マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用のロケット実験(MINIX)

-S-520-2号機の予備実験と将来計画

賀谷信幸, 松本治弥, 松本稔, 木村勉根, 宮武貞夫, 山岸久雄, 大林辰蔵
 (神大工) (京大超電) (京大工) (電通大) (極地研) (ISAS)
研究トナ-

MINIX 実験は本年1月27日16時に打上げられたS-520-2号機で試みられた。残念な事にMINIXが開始する96秒前の相乗り機器の子ロケット切離し時に、PI共通電源に異常がおき、何人か実験を開始するに至らなかった。1か1ながら、機器開発としてマイクロ波送信システム、特に高出力高電圧電源(4kV, 240mA)を完成する事ができた。この高圧電源は4台のModuleで構成され、各Moduleは60mAの定電流源である。定電流源であるため故障に強く、マグネトロンの電源として安定、安全かつ小型である。又将来の振振も容易である。

S-520-2号機では実験データを得る事ができたが、実験前のチェンバー実験では多くの結果を得た。特にOhmic heatingでは図1に示す様にマイクロ波送信時に1.5倍の電子温度の上昇が測定され、その際の電子密度は逆に減少する結果を得た。図1に示された電子温度の上昇は高周波加熱ではなく、Ohmic heatingによるものと分かる。

将来MINIX実験は、親子ロケットを用い親ロケットから子ロケットに向けマイクロ波を送信し、電力伝送試験、子ロケット周囲で行き起こされる非線形現象の測定、地上のパラボラ・アンテナでの受信へと発展する計画である。このためには、指向性の良い搭載用アンテナ(スロット・アンテナ-現在検討中セパラボラ・アンテナ)と子ロケットのトラッキング等の開発が必要である。この実験は物理実験のみならず将来の宇宙太陽発電の基礎研究である。

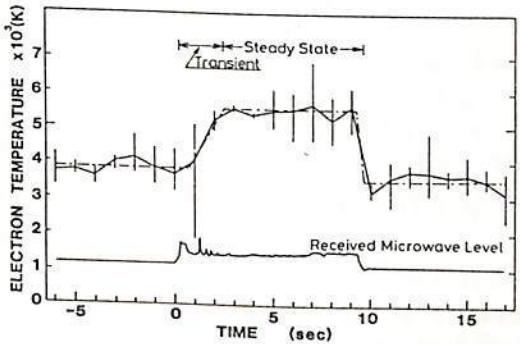


図1 電子温度の変化

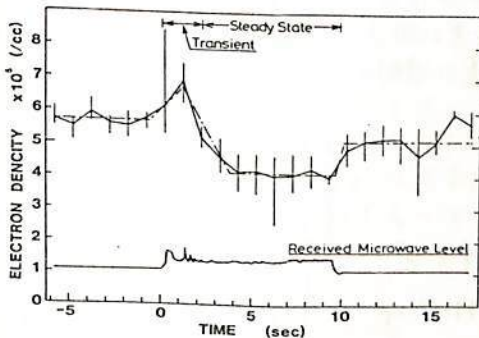


図2 電子密度の変化

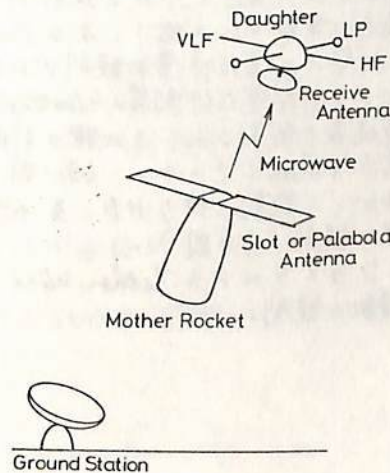


図3 将来計画

S-520-2号機ワイヤ連結型親子ロケット 分離実験

平尾邦雄、河島信樹、小山孝一郎、佐々木進、渡辺勇三、赤井和義、中井豊、
大林辰蔵(宇宙研)、横田俊昭(愛媛大教)、J. Raitt, P. Banks, R. Williamson,
B. Denig (Utah State Univ.)

S-520-2 Tether Payload Experiment (TPE) は米国ユタ大学との国際協同実験としてK-9M-69号機に引き続き電子ビーム放射とワイヤ連結型親子ロケットが行われた。この実験は、

- i) Tether Wire Deploymentの技術試験
- ii) Moving Tether Wire Systemに対する電離層からプラズマのResponse
- iii) 電子ビーム放射による飛翔体の帯電現象と波動励起と Tether Wire Systemとの相関

を目的としている。

残念ばかりこのロケットは、親子切離時にその切離の為の Pyrosystem への大電流の影響と思われ親子ロケット集中電源の供給停止により Tether Payload Experiment としては十分の実験は出来なかったが親子切離以前における電子ビーム放射実験、及び Tether Wire くり出しの技術試験は初期の目的を達成した。主な実験結果は、

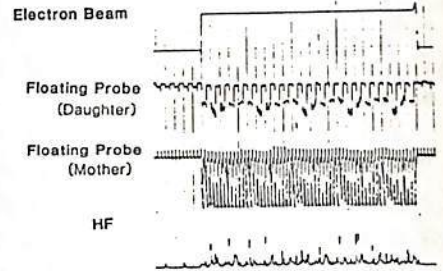
- i) 電子ビーム放射に伴う帯電現象、及び帰還電子の分布が計測された場合に帯電電圧の低下、及び Primary Beam のロケット壁への直接帰還が観測された。又、電子ビームによる空間電位計測器 (Floating Probe) センサへの帯電現象も観測された。この種の計測方法への一つの問題点を提起している。(オ一回、オ二回、オ三回)
- ii) 電子ビーム放射に伴う HF、及び VLF 領域の波動励起の観測 (オ二回)。
- iii) CCD カメラによる Tether Wire、及び子ロケットの運動の観測。

S-520-2 CBE-TPE Experiment

1 KeV 30 mA

オ一回

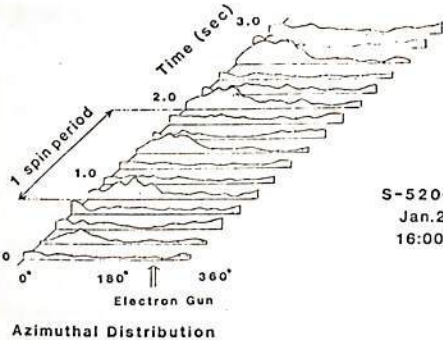
実験結果
総括



RETURN CURRENT

オ二回

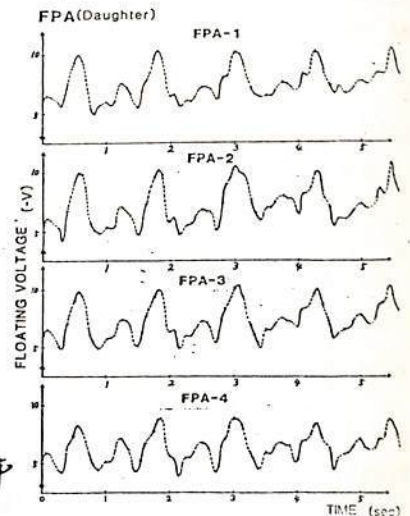
帰還電
子分布



S-520-2
Jan. 29, 1981
16:00

オ三回

Floating
電位分布



K. Hirao, T. Obayashi, N. Kawashima, K.I. Oyama, S. Sasaki, U. Murasato *
 W. Sharp**, J. W. Raitt, R. M. Banks, P. R. Williamson and W. F. Denig***
 *ISAS, ** University of Michigan, *** Utah State University

将来、シャトルとシャトルから突き出した約1mmのconductive wireでつなぎ、種々の電波の送受信などを行なうことか考えられる (Electrodynamic Tether Satellite)。この場合の基本的なシステムはシャトル、衛星 (大きな導体球)、兩者をつなぐ導線と、シャトルに搭載された電子銃である。私たちは来るべきシャトル実験の予備的な知識を得るべく、過去にK-9M-69, S-520-2号機によって実験を行なった。今日は場所を代えて米州Whitesandsでの実験が来年5月ごろ予定されている。

本実験の主な研究の目的は電子ビーム射出の際のVehicle電位かどのような要因によって決定されているかを調べることである。即ち過去のロケット実験においてVehicleの電位の大きな上昇が見られないのは (電位は正確に測定されてはいないか) Beam Plasma Discharge (BPD) によってVehicleの周りに電子が供給されることにあるものと言われている。この場合、BPDの起る臨界電流 I_c とBernsteinなどはJohnson Space Flight Center (JSFC) の実験の以下のように求めた

$$I_c \sim \frac{V^{3/2}}{BL p^{0.7 \sim 1}}$$

ここで V は電子の加速電圧、 B は磁場の強さ、 P は中性ガス圧、 L は相互作用の起っている領域のDimensionでBernsteinなどはJSFCのchamberの中の電子銃と反射板との距離をとった (20m)。また I_c の電子ビームと放出方向と地球磁場とのなす角の依存性も報告されている。本ロケット実験は遠く離れた子ロケットによって電子ビームを放出する親ロケットのDisturbanceを離れて親ロケットの電位を測定すると共に、電子ビームと磁場とのなす角と電子ビームの強さをパラメータとして、親ロケットとロール制御することによって変化させ、BPDに関する総合的な情報を得ることとめざす。BPDに伴う現象は2つのphotometerによっても、とらえることになっている。

オ2の目的は上記のような短時間におこる現象に対して定常的な電子ビーム放出に起るvehicleへの荷電粒子の収束を調べることであり、具体的には電子ビーム放出中のVehicle電位を測定する。同時に電子ビームとプラズマの相互作用の結果発生すると考えられる種々の波は子ロケットに搭載される波の受信機によってとらえられる。

オ1の研究に属するもう一つの大きな課題は将来シャトルからの電離層へのwave injectionを考えてconductive wireを流れる電流などの周波数で変化させることのできるかの予備的な情報を得ることである。

本ロケット実験によって得られる成果は、来るべきSEPACの実験のためにも有意義な情報を与えてくれるものと期待するものである。

宇宙空間での電子ビームによる BPD (Beam Plasma Discharge) の研究

佐々木 進 高橋 邦明 河島 信樹
(宇宙科学研究所)

宇宙空間での大出力電子ビーム放出実験は、Hessが1969年にその先鞭をつけて以来人工オーロラの生成、電子エコーによる磁場、電場のリモートサウンディング、ビームプラズマ相互作用の研究を目的として、米、ソ連、フランス、ノルウェー等で盛んに行われ、我国でも1983年のスペースシャトルスペースラブ1号機で大出力電子ビーム放出実験を予定している。

これらの研究が開始されて以来、1つの大きな謎は何故飛翔体から、大量の電子ビームが放出できるのかという問題であった。実際、飛翔体が宇宙空間プラズマから集める100倍以上の電源の電子ビームが確かに放出されたことが実験事実(人工オーロラの生成等)から明らかにになっている。初期の実験では、ビームによって励起された現象に目をつけられ、何故ビームを大量に放出しうるのかについては余り注目されず、たが、1976年にBernsteinが大型のチェンバーでシミュレーション実験を行って以来、Beam Plasma Discharge (BPD) がその謎を解くかぎとして提案されはじめた。BPDそのものは、1960年代のはじめに、既に核融合プラズマの研究でSmullin等によって低真空度中での実験的研究が行われていたが、宇宙空間環境(高真空度希薄プラズマ)中でも、空間スケールが大きければ励起される宇宙空間での電子ビーム放出実験との関連で再度注目されている。BPDのメカニズムは、ビームによって生成されたプラズマがビームと相互作用して静電波を励起し、これによって電子が加熱されて更に電離が促進されるというプロセスである。BPDが励起されるは、飛翔体周辺に大量のプラズマが生成され、これによって飛翔体が強く帯電すること及び大量のBeamが放出されると考えられるが、プラズマ波との強い相互作用によってビームはScatterを受け、そのenergy分布ピッチ角が変化してしまうので、リモートサウンディング等ビームの性質が重要な実験では面白くない。Bernsteinは、彼の三回の大型チェンバーの実験からBPDの発生するビーム電流のしきい値として

$$I_c \propto \frac{V_0}{L n_0 B^{0.7}}$$

V: ビーム加速電圧

L: 空間スケール(ビーム伝播スケール)

B: 磁場強度

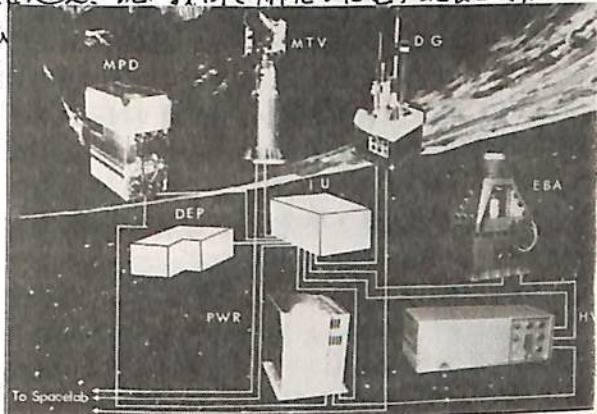
n_0 : 中性ガス密度

を実験的に得ている。但しL, Bについてはデータ量も少なく信頼性の高いものではない。BPDの発生する条件は、基本的には次の様に考えれば理解しやすい。 $1/n_0$ L² (ビームが充分なプラズマを作る条件) $\lambda_p \leq L$ (プラズマ波の励起される条件) σ : ionizationの断面積 λ_p : プラズマ波の長 ビームとプラズマ波とがCoupleする条件 $V_{ph} \sim V_b$ (ビーム速度) を考慮し、プラズマ密度がビーム電子密度程度で定常状態にすると考えれば($n_p \sim n_0$) 上記の条件は $I_B \geq 1.3 \times 10^{-2} (r/L)^2 V_b^{3/2}$ (r: Beam半径) $n_0 \geq 1/L$ とする。この条件を $L \sim 20m$, $r \sim 0.5m$, $V \sim 1keV$ にあてはめれば $I_B \geq 20mA$ となりBernsteinの実験にほぼ合致する。又、 I_B の $V_b^{3/2}$ 依存については実験的にも理論的にも、より詳細な検討が必要である。最も重要な問題は、どのモードの波がBPDの主役を果たすかを実験的にも未だ同定されていない。理論的にはPapadopoulos(米), Mishin(ソ)の1-1-1がある。上記の実験式・理論式ともスケールが大きければBPDを励起するビーム電流しきい値が下がることを示しており、宇宙空間では容易にBPDが励起されることを予想される。現在、BPDの1パラメータ依存、メカニズムを実験的に明らかにする為、SEPA実験と同じ電子銃を用いて室内実験を行っている。

■-9 スペースシャトル SEPAC 計画 - 実験室におけるシミュレーション -

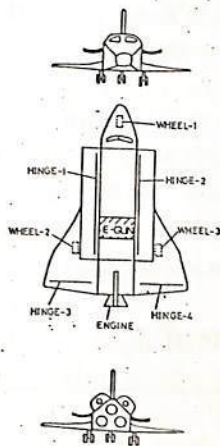
矢野 亨 河島 信樹 佐々木 進 下 辰成
(宇宙科学研究所)

スペースシャトルスペースラブカー号搭載の SEPAC (Space Experiment with Particle Accelerator) 計画 (Fig. 1) はいよいよ大詰めを迎え、既に我国で開発した電子銃装置 (7.5 keV, 1.6 A), MPD アークジェット装置 (2 kJ) 及び計測装置 (含. 高感度テレビ) と米国 NASA で開発した制御、及びデータ処理用インターフェース、及専用コンピュータとの総合試験を終了し、12月の NASA スペースベンチテストを経て、来年 2 月から 1983 年 6 月の Integration が開始される。これと平行していくつかの実験室におけるシミュレーション実験を行っているが、ここではスペースシャトルモデルを用いた実験について述べる。 (Fig. 1)



1) 装置説明

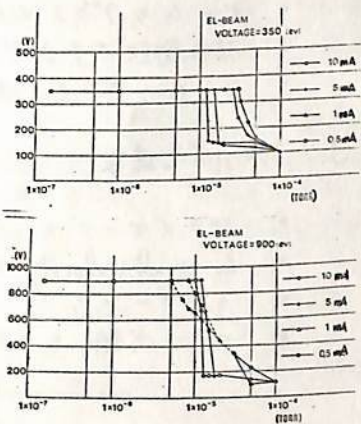
① 形状及構造 ... 約 50 (cm) 長で (実物 30m), 黄銅製のホチーの表面を黒く塗り、電氣的に絶縁す。 (Fig. 2) に示す様、8 個のリターン電流補集部が張られている。



② 電子銃 ... 最大 1 (keV) - 20 (mA) で 20 秒毎に 5 (μs) 間ビームを放出する。

③ 電氣的仕様 ... 制御信号、リターン電流信号はテレメータにより送受される。

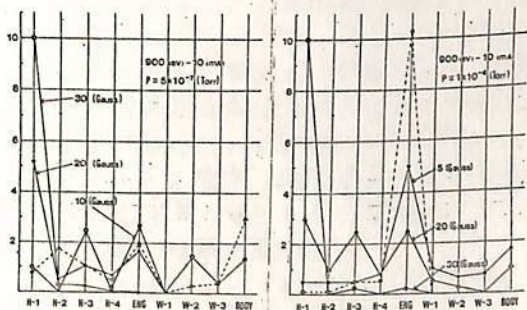
上述のモデルを宇宙研大型スペースチェンバー (2m² × 3m) のほぼ中央に、つるしてモデルの方向、傾きは変えて実験を行った。



(Fig. 2)

(Fig. 3)

2) 実験結果 (Fig. 3) に 350 (keV), 900 (keV) におけるビーム電流とパラメータに、真空度を変化させた時の帯電電圧の測定結果を示す。真空度が 1×10^{-5} (Torr) を過ぎた当りで、急激に下る。これはビームにより電離された電子が電場により加速、電離をくり返してプラズマを生成した結果である。 (Fig. 4) は $P = 5 \times 10^{-7}$, 1×10^{-4} (Torr) における磁場の強さをパラメータとした時の 119-g 電信分布の変化を示す。本実験により帯電現象と真空度、磁場、電場等との関連を示すデータが得られた。



(Fig. 4)

大林辰藏
宇宙科学研究所

Spacelab-1 による SEPAC 実験は 1983 年に行われる。このための実験機材はすでに完成し、来月 1 月にはフロリダに送られる予定である。科学実験の問題点について各社の討議が行われることが、これからとりまじめ、多くの研究者の意見を求めたい。

1. 飛翔体の帯電とその中和作用

- BPD による異常電離
- RF による中和作用の増大効果

2. ビーム・プラズマ物理現象

- ビームのプラズマ内伝はん
- 波動励起およびプラズマ加熱
- ビーム・アンテナ効果

3. 大気発光現象

- プラズマ・ビーム伝はん
- Critical Velocity Experiment
- エアオーロラ
- エコー実験と E//B 探査

Ba シェープド・チャージの基礎開発(III)

中村 純二
東大 教養

ロケットに搭載したシェープド・チャージによって、地球磁力線の一つに沿う全長数千キロのBaプラズマ発光雲を作り、これを地上の数観測点から同時撮影することによって、高層大気中の磁界や電界の様相を調べるのが実験の目的である。このためノイマン効果を利用して、金属バリウムライナーを磁界に平行に毎秒十数キロの初速で射出する必要があるが、私共はその基礎開発を数年未行ってきた。

昭和53年度には東京工業試験所において第一回目の平面爆轟波の基礎実験を実施した。

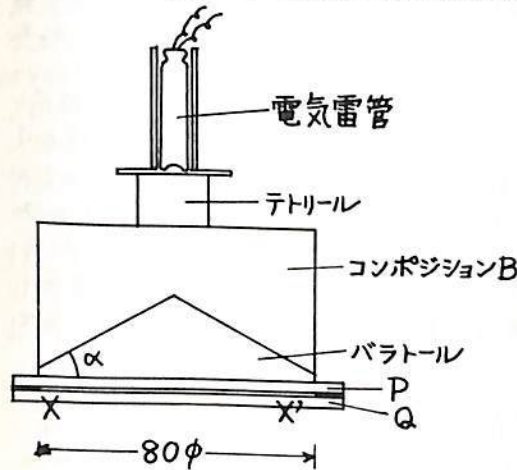


図1

図1はその時の試験装置の概略を示すもので、シェープド・チャージは高速爆薬であるコンポジションBと低速爆薬であるバラトールからなっている。さてシェープド・チャージによって作られた衝撃波がアクリル板P、Q間の空気層に達すると、この層は高温になって次々発光する。そこでslit XX'の流し写真(秒速2km)をとることにより、衝撃波の平面度をnsのorderで調べることができる。この際にバラトールの円錐底角 $\alpha=34^\circ$ のとき、略平面波となることが確かめられた。

で、シェープド・チャージのX線撮影を行った所、バラトール内部に不均一が見られ、その原因はバラトール溶填時に硝酸バリウムが凝集を起す点にあるらしいことが判った。

そこで昭和56年9月には、バラトールを溶填する際、①薄層に分け何回にも溶填して行く方法と②加圧しながらバラトールを溶填する圧填法の二つの方法でバラトールを溶填し、再度化学技研で基礎実験を行う計画である。その際試験装置も少し改良して図2のようにした。すなわちa)コンポジションBを円筒型から円錐型にし軽量化した。b)稀薄反射波の侵入を防ぐため周りを石膏で囲んだ。c)前面にコンポジションBのパットを置き、衝撃波の平滑化を図った。d)P、Qを厚くすると共に間隙にアルゴンを流し発光効率を高めた。

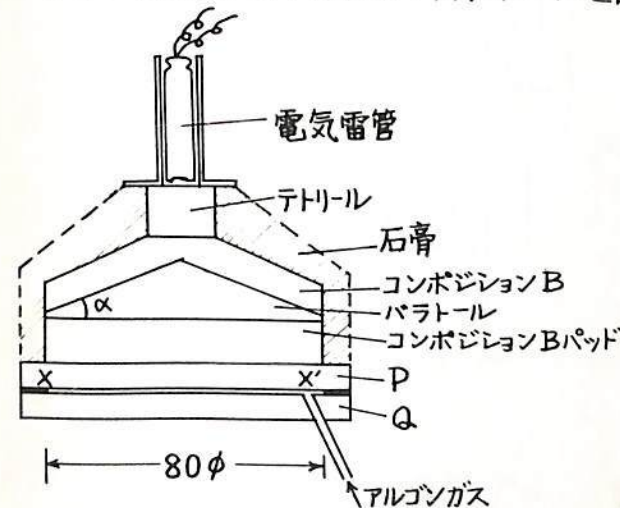


図2

この他シェープド・チャージに実際バリウムライナーを装着し発射テストを行う予定である。今回はこれら3回目の基礎実験の結果について報告する。

稀薄プラズマ中における静電場計測法に関する 技術的問題の検討

鶴田 浩一郎 西田 篤弘 町田 忠 (宇研)
小川 俊雄 (京大理)

よく知られているように、磁気圏内の稀薄なプラズマ中での静電場の測定には技術的な困難が伴っている。困難の主要な原因はプラズマ中に溶け飛翔体（衛星本体及びプローブ系）が電荷を吸着し周囲プラズマと異った電位を示すために生ずる。特にこの電位が数100ボルト～数千ボルトに達すると考えられる磁気圏尾部プラズマの中で、数ミリボルト/m程度の微弱な電場を二つのプローブ間の電位差から求めることは大変むづかしいと考えられる。

一つの方法は、二つのプローブを全く同じ状態におくことであるが、材質、形状、衛星形状に対する対称性を完全に保つことは容易ではない。このような方向での電場計測技術は、カリフォルニア大学の MOZER 教授のプローブにより最終に近い状態まで研究されてきているが稀薄プラズマ中の電場計測技術の完成にはまだ云々難しい。二つのプローブ間の電位差を測る方法に代って、性質の異なる荷電粒子ビームをトレーサとして使う方法が GEOS で実用化された興味ある結果を出している。この方法は大きなラーマー半径を利用することによりプローブ法では得られない距離をかせぐことにある。

二つの方法とも一長一短があり、決して究極の測定技術とはなっていない。本発表では、二つの方法を概略し実際の磁気圏の各領域でどちらの方法が有効であるか検討した結果について述べる。もし時間的余裕があれば、S-3社で開催した衛星用国のポテンシャル解析プログラムのセミナーにも招待していただいている。

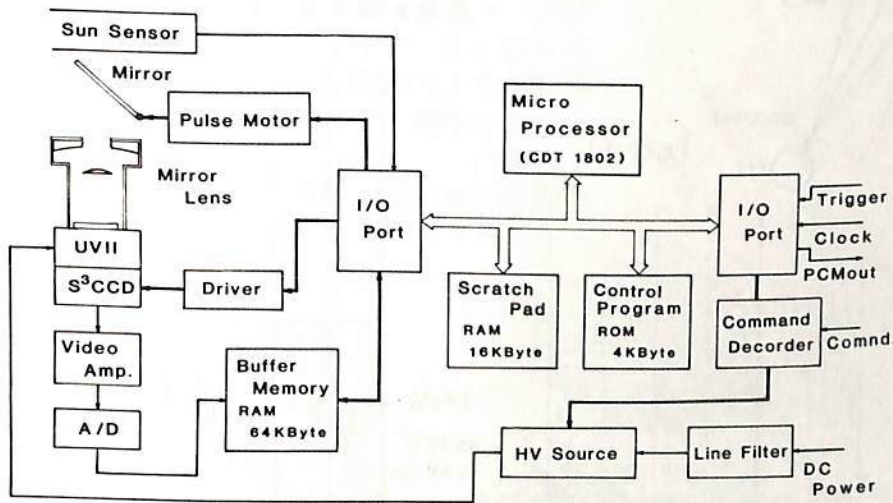
PLANET-A搭載ハレ-彗星観測用 真空紫外撮像装置(UVI)

金田榮祐(東京理地物研). 平尾邦雄(宇宙研)

Solar nebulaの化石たる彗星が太陽接近時に放出する揮発成分は、惑星大気の起原と進化の研究に極めて重要な手懸りを与える。1986年初頭に太陽に接近するハレ-彗星は短周期彗星中では有史以来観測の記録が残されて居る。今回の接近時にも各国が飛翔機及び地上からの観測を計画して居る。我々はPLANET-Aを打上げて、ハレ-彗星頭部のhydrogen comaの連続観測を真空紫外撮像装置(UVI)によって行う計画である。

UVIは視野角2.5°の望遠レンズを備へた固体(CCD)TVカメラであるが、小型軽量のPLANET-Aが採用したスピン姿勢安定方式の為、回転する(角速度1.2°/sec)spaceprobe上から低輝度レベル(検出限界1HR)の撮像を行う必要上、新たに考案したS³(spin synchronous shift)方式でCCDを駆動する事によって撮像上の問題点を解決した。PLANET-A機上でのデータ転送速度は1Kbpsである為、画像データ取得時の高速処理速度に合わせる必要上、C-MOS RAM (hybrid)のBuffer MemoryをUVIでは採用した。この外、PLANET-Aのハレ-彗星観測期間中は地球局へのデータ伝送速度が64bpsと低く、データ取得量に可成りの制約が加えられる事となる。この為、機上での画像圧縮処理を行って、データ取得量(時間分解能)の増加を計る事となった。これらの理由によって、UVIではC-MOS 8bit Micro ProcessorをCPUとするマイクロコンピューター・システムを採用し、併せて装置全体の制御をも同システムによって行う方式を採用して居る。

上記の如くUVIは、小さく軽量な事、特色ある装置であり、技術的にも今後の惑星探査・地球探査にも先駆的役割を果たす事になると考えられる。



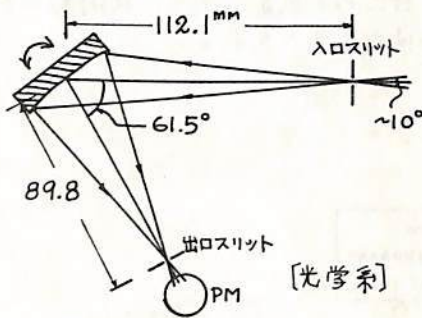
UVI 構成ブロック図

衛星搭載用中間紫外分光器の開発

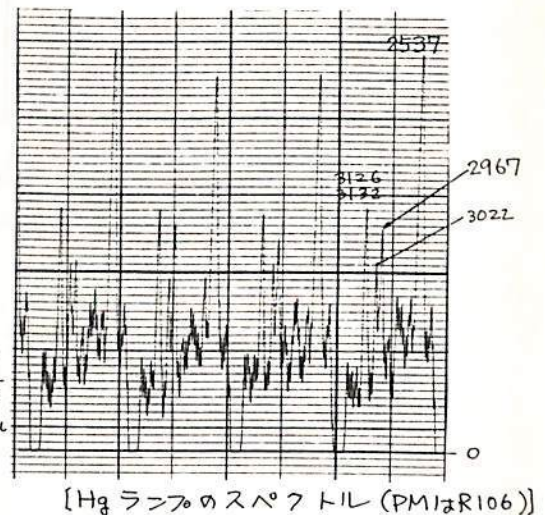
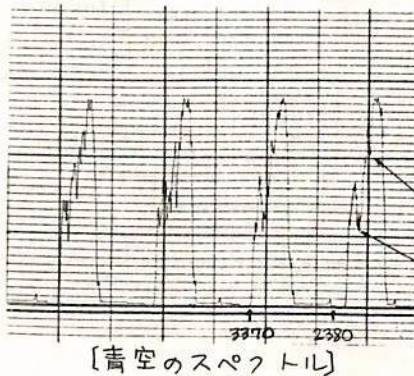
鈴木勝久, 小川利紘, 岩上直幹
東大理学部

1. オゾン分子は波長 $2000 \sim 3000 \text{ \AA}$ にかけて、連続吸収帯が存在する。(ハートレー吸収帯) 太陽を光源として、この吸収帯の吸収量を測定し中間圏オゾンの定量を行う方法が、ロケットで広く用いられている。一方この波長域の太陽光はオゾン層による吸収を受けつつ、大気分子により上方に散乱される。これを人工衛星から観測し、オゾンの定量を行う方法も用いられている。この方法は同一の測定器で、世界的なオゾン分布を得られることが、大きな特徴であるが、散乱を起す中性大気の構造を正確に知る必要がある。そのためには波長分解能のよいスペクトルをとることが望ましい。今回オゾンの定量を目的として、この波長域のスペクトルを観測するための分光器を試作したので、その概要について報告する。

2. 設計上最っとも重要なことは、可視光の迷光を除去する点である。測定する波長域は $2500 \sim 3500 \text{ \AA}$ で、 2500 \AA 付近はハートレー吸収帯のピークでこの散乱光は、 5000 \AA 付近の散乱光に比較して 10^{-4} 程度小さい。このためこの波長域の光を精度よく測定するには可視迷光の除去が不可欠である。以下分光器の光学系と特性について記す。またこの分光器で得られたスペクトルを下に示す。



回折格子：凹面ホログラフィック 1200本/mm
 ルールドエリア：23mm x 23mm
 分散：80 $\text{\AA}/\text{mm}$
 スリット：10mm x 60 μ
 光電子増倍管：R427 (Cs-Te)



テストの結果迷光除去にすぐれた性能を示した。なおこの分光器は81年9月打ち上げのロケットに搭載される予定である。

EXOS-C搭載型オゾン密度観測装置の特性

牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之
(立教大 理)

科学衛星EXOS-Cに搭載するオゾン密度観測装置のプロトモデルならびにロケットテストのための測定器の性能テストの報告を行う。

測定は太陽紫外光をオゾンがこわされて住する O_3^* からの $1.27\mu m$ 光を捉えてもとのオゾンを導き出す方法を用いる。ロケットS-520-4搭載装置の基本構成を図1a,bに示す。衛星の場合は、PbSが合計20個にふえ、地平線検出用サーミスタアレイが加わり、最初の鏡が1度ステップの可動鏡になるなどいくつか異なる箇所がある。

オゾン密度測定に用いるPbSアレイ(図2)は個々の素子の D^* はほぼ 3×10^{10} (波長 $1.27\mu m$ において)である。温度20度変わると2~3倍 D^* が変動する。測定器のもつ感度はNEPで約 $3 \times 10^{-11} W/(msec)$ であり、ロケットの場合($\tau=10 msec$)は50~70 km, 衛星($\tau=150 msec$)では50~90 kmのオゾンが測定可能である。

ロケットの衛星の高度から地球大気外縁をスキャンしてオゾン密度を得ようとするとき、ほぼ1度離れたところでオゾン成分に比べて2~3折強い太陽光散乱成分を地表が放射している。この光に対する遮へい効果るび個々の素子の角度分解能の測定を行った。個々の分解能は0.08度(FWHM)程度、また光軸から0.1度離れた方向からの光に対して $1/300$ 以下に押えられていることが得られた。

その他、サーミスタアレイの性能、絞り及び可動鏡の動作、信号処理系動作などについて報告する予定である。

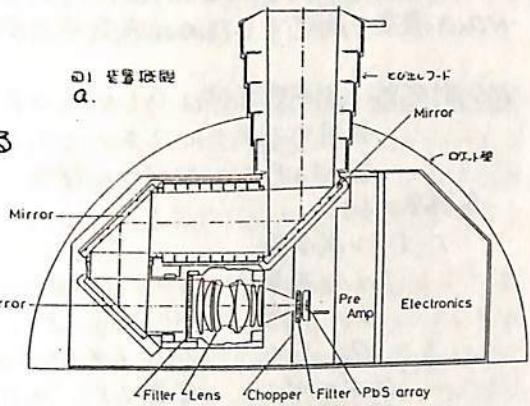
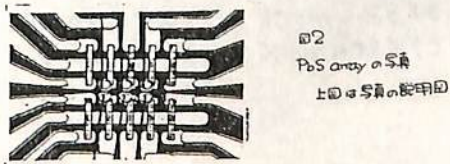
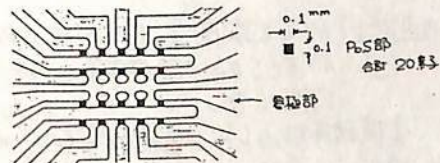
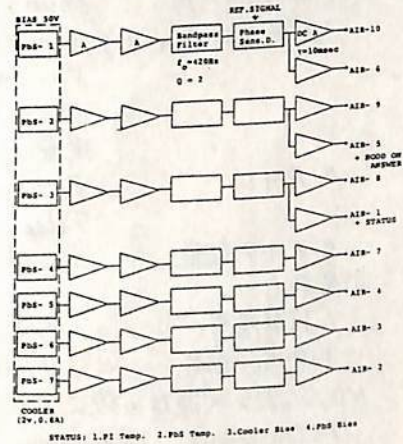


図1.b 回路系



大気球搭載用成層圏 NO_x測定器

近藤 豊, 高木増美, 岩田 晃, 森田恭弘
名古屋大学 空電研究所

成層圏オゾン層の化学に直接的あるいは間接的に NO_xは関与している。我々は成層圏 NO_xの濃度を測定するための大気球用測定器の開発・製作を始めた。

NO測定器: 測定器本体は O₃とNOとの反応, $NO + O_3 \rightarrow NO_2^* + O_2$, $NO_2^* \rightarrow NO_2 + h\nu$ を利用するケミルミネセンス方式のものであり原理的な専柄については「オー一回MAPシンポジウム報告」に書かれている。

各部分の諸元

1. オゾン発生器

O₃/O₂流量 500 scc/分
O₃濃度 40 mg/l
O₂圧力 1 ~ 1.4 kg/cm²
O₂ポンプ 容量 2l, 圧力 100 ~ 150 kg/cm²
消費電力 36VDC, 0.55A, 20VA

2. 吸引ポンプ 5000 RPM で 500 l/分

3. 飛行中のキャリブレーション

5 ~ 10 PPM の NO/N₂
500 cc ~ 1 l, 100 ~ 150 kg/cm² のシリンダー-容器
流量 1 ~ 20 scc/分

4. PMT

PMTドライアイス冷却

Pulse counting

5. データ転送

PCMテレメータ送信

測定能力

1. 検出限界 ~ 0.01 PPb

2. 測定器全体としての精度 10% ~ 20%

3. 高度分解能 ~ 1 km

4. 測定時間 10 時間

NO/N₂ポンプ濃度の校正及びゾンデ本体の校正法

1. Dynamic Dilution

2. Static Dilution

により発生

させた 10 ppt ~ 10 ppm NO/N₂標準ガスを用いる。

NO₂の測定: NO₂を測定するために NO₂をNOに変換しなければならない。

A) FeSO₄, B) 炭素系, C) モリブデン系のコンバーター材料のテストや調査を行った。

変換効率(O ₃ 対)	変換効率(0.5~1ppm O ₃ 中)	長期安定性	動作温度	HNO ₃ の干渉
A) 95 ~ 100 %	90 ~ 95 %	不良	30℃	なし
B) 98 ~ 100 %	85 ~ 90 %	良	30℃	不明
C) (95 ~ 100 %)	(95 ~ 100 %)	良	~ 300℃	あり

内野修, 前田三男, 山村英明*, 官副泰
 九大工学部, *九大理学部

高度30km以上の温度はロケットや人工衛星等により種々の方法で観測されているが、ここではライダーによる温度測定の方法について議論する。

1) レーザー散乱による方法^{1),2)}

この方法はエアロゾルの存在しない領域では、レーザー光の散乱受信光子数は、大気密度に比例するので、例えば30km付近でバルーンで測定された大気密度にnormalizeすることになり、それから上の大気密度が測れる。次に静力学の方程式が成立する力学現象について考えると状態方程式と組み合わせることにより大気温度が決定できる。図1にはライダー方程式

$$N(z) = K P(z) / z^2 \cdot \Delta z$$

$$K = \text{定数}, P(z): \text{大気密度}, N(z): \Delta z (=2\text{km}) \text{からの受信光子数}$$
 を用いて計算された大気密度の測定精度 $\Delta P/P$ を示す。パラメータはレーザーのバルス当りの出力エネルギー E , 背景光 N_m , 及びバルス数である。理想的なライダー装置 ($E=1\text{J}$, $P=10^\circ$, $N_m=0.01/\text{pulse}$, $\Delta z=2\text{km}$, $K=0.9 \times 10^{-7}$) ならば30km付近まで3%の精度で密度を測定できる。図2に大気温度の測定精度を示す。温度を求めるために上限で圧力を仮定することが影響を及ぼすか? $\Delta P/P=0.1$ ($z=81\text{km}$) のときには70km以下の高度で5°C以内の精度で観測が上記のライダー装置で可能と思われる。ロケットに匹敵する。

2) Na-D線のドップラー広がりから温度を測定する方法

Naの存在する90km付近でしか有用でないが、(1)の方法では、かなり大出力が要求されるのでこの方法が考えられる。図3にNaの超微細構造を入れて計算された温度による吸収線の強度 $I(\lambda)$ を示す。 I_{peak} を100にnormalizeしてある。図4に吸収の山 (I_{peak}) と谷の強度の比 $I(\lambda)/I_{\text{max}}$ を谷付近の波長もパラメータとしてプロットした。共振波長の密度度が 5890.009 \AA を中心に $\pm 0.001 \text{ \AA}$ 程度ならば³⁾ 10°C以内で温度が測定できると思われる。

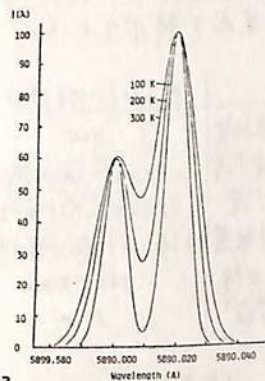


図3

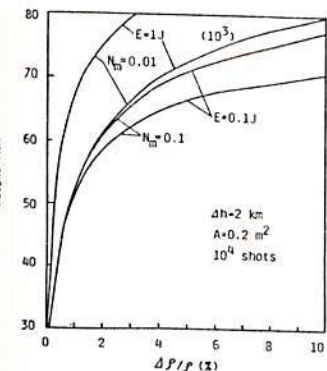


図1. 大気密度の測定精度

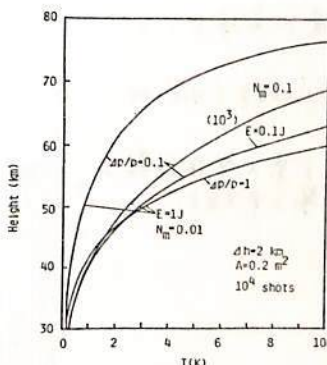


図2. 温度の測定精度

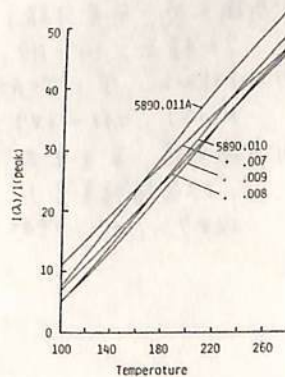


図4.

セントヘレンズ大爆発後の成層圏エアロゾルの ライダー観測結果の考察 (II)

藤原玄夫・柴田隆・ス々宮成助・山村英明・玄野本和
(九州大学・理学部)

1980年5月のセントヘレンズ火山大爆発によって、成層圏に多量の火山性エアロゾル、気体が投入されてから、1年以上が経過した。その間、九大・理では、YAGレーザー基本波 ($1.064 \mu\text{m}$) と第2高調波 ($0.532 \mu\text{m}$) を用いたライダーによって、成層圏エアロゾルの観測を行なってきた。福岡で観測された、セントヘレンズ噴火に伴う成層圏エアロゾルの擾乱の、主な特徴は次の通りである。

1. 擾乱は、異常に強く、しかも薄い散乱層が、3つの異った高度 (15, 18, 21 km 附近) に選択的に、噴火約半月後から順次出現することによって始まった。
2. 各層はそれぞれ独自の消長を示し、約6ヶ月後には真中の層だけが残った。特に1980年9月の21 km 層の消失はドラスティックである。
3. エアロゾル後方散乱係数 β の高度積分値は急増 (擾乱開始) 後、約6ヶ月の *time const.* で減少して行った。
4. $\beta(\lambda=0.532 \mu\text{m}) / \beta(\lambda=1.064 \mu\text{m})$ は擾乱開始後一旦減少し、以後徐々に増加の傾向をとった。

世界の各地でも、セントヘレンズ爆発後、エアロゾルや気体の観測が、次のような方法で、精力的に行なわれてきた。

- 地表 (及び航空機) からのライダーによる遠隔測定
- 人工衛星による光学的遠隔測定
- 気球・航空機による直接測定及びサンプリング

今回は特に、上述の結果をこれら世界各地での観測結果と比較し検討を行なう。

1981年6月. 成層圏エアロゾルの増加

柴田隆 山村英明 藤原玄夫 広野求和
(九州大学 理学部)

前回の学会で報告したように, 九大によるYAG-Lidar観測では, St. Helens 山の噴火によって増加した成層圏エアロゾルは今年('81)5月までにはほとんど平常な値まで戻った(図.1)ところが6月5日の観測で, 圏界面直上, 下部成層圏に, 大きな散乱層が現れた。(図.2) その後, 8月現在までその増加は続いている。Dr. P.B. Russell からの私信によれば, Langley (NASA), Farnborough-PatenKirchen (GDR), Boulder (NOAA), Arizona (Uni. of Arizona), Los Alamos (LAR), 等の Lidar 観測でも同様の急増が認められている。

SEAN Bulletin (vol.6, No.4, Apr 30, '81)によれば Alaid 火山 (50.80°N, 155.50°E) が4月29日に, Pagan 火山 (18.13°N, 145.80°E) が5月15日に噴火しており, いずれの噴火も成層圏に噴煙を注入した可能性が不確定されている。

図.1

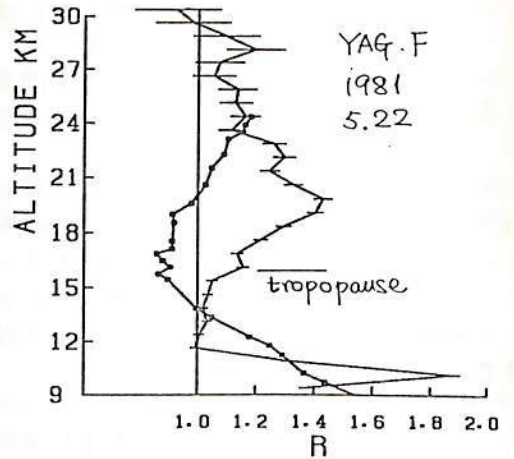
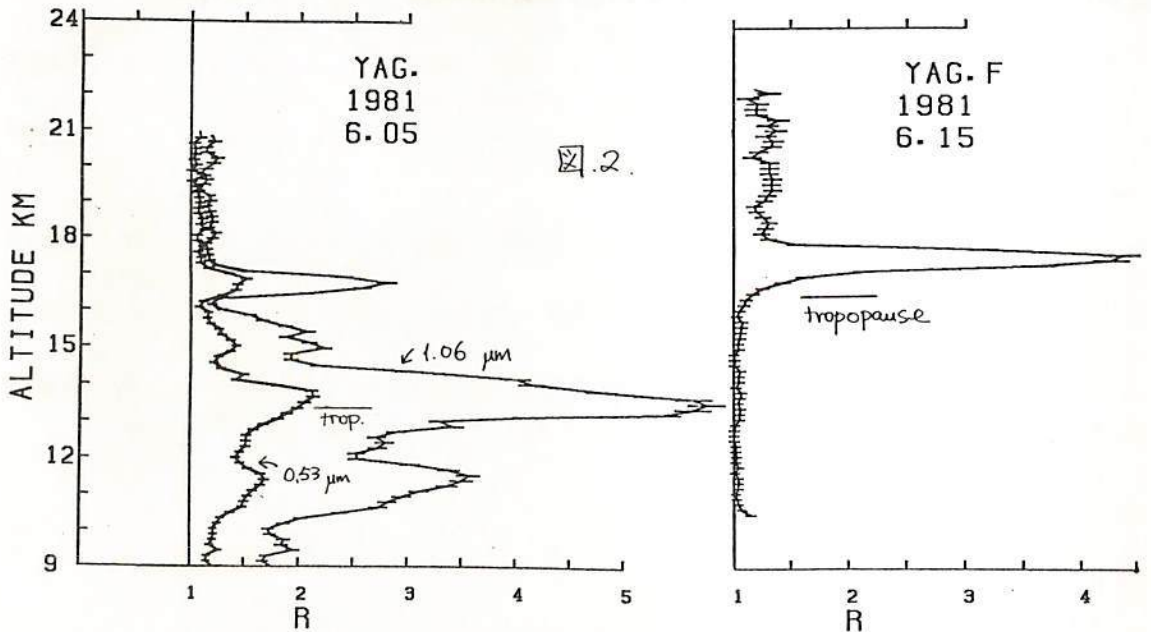


図.2



XeClレーザースペクトルによる成層圏オゾン観測(Ⅳ)

内野 悠[○] 前田 三男[○] 山本 英明 柴田 隆 広野 和和 藤原 玄夫
 ○ 九大工 九大理

前回の講演では、福岡におけるXeClオゾンライターのよる高度15.75-24.25kmのオゾン量と館野におけるドフソン法による全オゾン量との間に高い相関があることを示した。今回は温度との関係について調べたので報告する。

図1にこれまでに観測したオゾンの混合比 $\gamma(O_3)$ の平均値とその標準偏差(S.D)を示す。高度25km以上は観測誤差によるS.Dが大きいのを破線で表わした。高度が低くなるにつれてS.Dが大きくなっていくことがわかる。図2に2つの高度(17.25, 20.25km)の $\gamma(O_3)$ と福岡管区気象台のラジオゾンデによるデータから計算された温度 θ ($\theta = T(P/P_0)^K$, $K = R/c_p = 0.285$)との相関を示す。17.25kmでは $\gamma(O_3)$ と θ とはかなり良い相関(相関係数 $r = 0.67$)が見られる。20.25kmでは相関は弱く $r = 0.29$ 。さらに23.25kmの高さでは殆んど相関がなかった。図3に館野の $p = 100\text{mb}$ と 70mb の等圧面高度における $\gamma(O_3)$ と θ との相関を示す。データは1969~1973年のオゾンデータのデータ(数~160個)を用いた。100mbでは $\gamma(O_3)$ と θ には正の相関($r = 0.63$)が見られる。また70mbでは弱くはなるが依然正の相関を示す($r = 0.42$)。さらに50, 30, 15mbではそれぞれ $r = 0.25, 0.29, 0.05$ となり、高々度になるにつれて相関が弱くなっていくことがわかる(図4参照)。ライターの観測結果も同じ傾向を示している。図4は各等圧面高度における $\gamma(O_3)$ と θ の相関係数を季節的に示したものである。夏のデータは20%以下で他の季節に比べて少ないが、相関はあまりよくない。

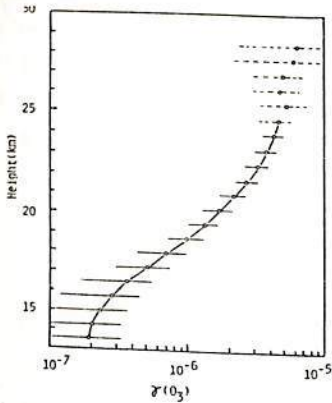


図1. ライターによるオゾン混合比の平均値

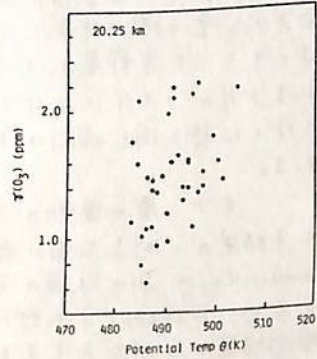
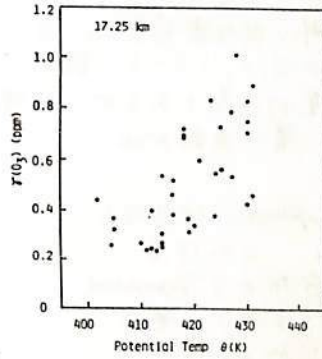


図2. 高度17.25, 20.25 kmにおけるオゾン混合比 $\gamma(O_3)$ と温度 θ との相関

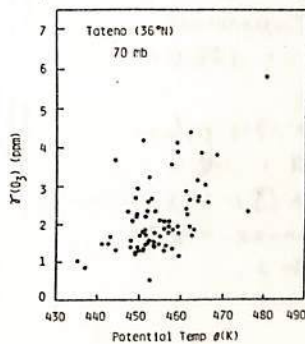
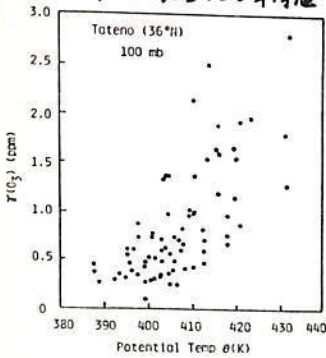


図3. ラジオゾンデによるオゾン混合比 $\gamma(O_3)$ と温度 θ との相関

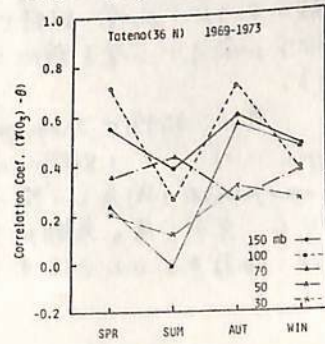


図4. $\gamma(O_3)$ と θ の各等圧面高度別の相関係数

中低緯度におけるオゾン層の変動に及ぼす 対流圏界面の高度変化の効果

森 洋介

(宮城教育大学・教育)

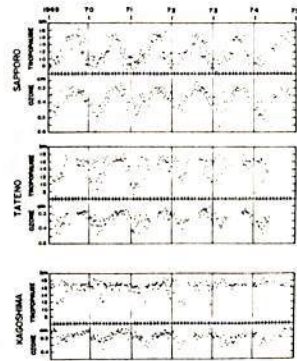
鹿児島, 館野, 札幌における, 1969年1月から1974年12月までの6年間のオゾン・ゾンデによるオゾン及び気温の Vertical sounding のデータと, sounding 時の Dobson 分光計による全オゾン量のデータ解析を行った。sounding は同じ日に
行われており, オゾン垂直分布や全オゾン量の緯度変化等と調べるには, 好都合なデータである。

中低緯度に位置するこれらの地帯では, Tropopause の季節変化に特徴的な相異がみられる。即ち, 6年間の平均値として各月毎の気温の垂直分布を調べると, 札幌では気温が最低となる高度が, 11月から3月までは約300mb (~8km)で, 6月から10月までは約100mb (~16km)となり, Tropopause が polar type から tropical type への顕著な季節変化を示す。これに対して鹿児島では, 最低気温を示す高度が年向を通じて約100mb (~16km)にあり, 月平均値として各月毎の気温の垂直分布からは, Tropopause の季節変化は殆んどみられない。一方館野では, 最低気温の高度は, 鹿児島と同様, 年間を通じて約100mb (~16km)にあり季節変化はみられないが, 1月から5月にかけて約300~200mb (9~12km)の高度で気温減率が不連続的に小さな値を示す傾向がある。これは, 1月から5月頃までは, Tropopause が polar type になったり tropical type になったりすることと意味するものと解釈される。

これに対応するオゾン層の変動を調べると, 札幌では tropopause が polar type になると, オゾン分圧が最大となる高度が低下し, 同時にオゾン分圧の最大値が増加し, 全オゾン量も増加するという明らかな季節変化を示す。鹿児島では, オゾン層の方にもはっきりとした季節変化はみられない。一方, 館野では気温減率に不連続的な変化がみられる1月から5月にかけて, 量的な差はあるが, 札幌で Tropopause が polar type になった時と同じ傾向のオゾン層の変動がみられる。

オゾン層の変動の Tropopause 依存性を示す結果の一例を右図に示す。これは各 sounding 毎の気温の垂直分布から Tropopause を求め, Dobson 分光計による全オゾン量の観測結果との対応を示すものである。気温分布にけからの Tropopause の決定には問題があるが, 札幌, 館野では, Tropopause の低下が全オゾン量を増加させることは確かである。

更に, 札幌で Tropopause がほぼ polar type になっている期間には, 全オゾン量と, Tropopause の高度との間に相関関係があることも, オゾン層の変動が Tropopause の変動に強く依存することを示すものである。



LASER RADARによる 中間圏ナトリウム層の観測 (▽)

内海通弘 藤原玄夫 広野求和 長沢親生
(九大理工) (都立大工)

我々は、1977年以来、ナトリウム層の観測を続けており、過去、流星シャワー時のナトリウム層の増加を報告したことがあった。数ある流星群の中でも、1時間平均数の最も多いペルセウス座流星群は、ナトリウム層の流星とのresponseを知る上で、最も興味あるものである。今年の極大日は、8月12日であった。昨年は、悪天候に見舞われ、観測が不可能であったが、今回、13日零時以降の観測を行うことができた。

今回の観測では、通常のナトリウム層と比べ、するどい one peak に特徴があり、この peak は、少なくとも、2時から5時まで、あまり高度を変えることはなかった。この peak の大きさの時間変化を fig 1 に示す。これは、total content ではないので、注意を要するが、朝夕にかけて増大する傾向があることがわかる。1978年と79年にも、我々はペルセウス流星シャワー時の増加を観測しており、この時は、夜明けの1時間前にかんりの増加をみている。(1)(2)

流星シャワー時だけではないが、通常半値中10km程度に対し、今回の様に3~6kmの半値中が長時間、続くことが観測される。(fig 2) この様な現象は、拡散にうかつ 何らかのメカニズムを必要としている。

参考文献

- (1) 長沢親生 et al. 本講演予稿集 1978年秋 P87
- (2) " " " 1979年秋 P10

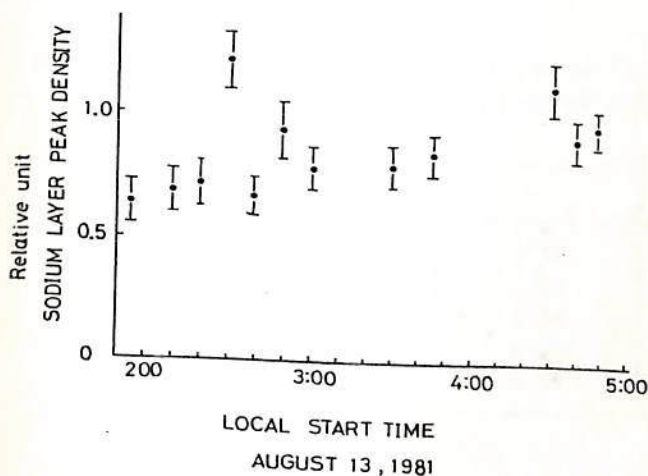


fig 1.

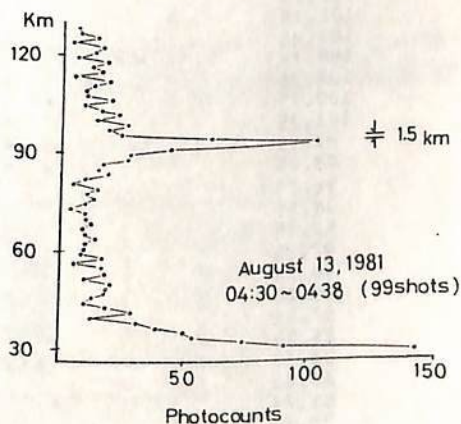


fig 2.

中間圏ナトリウム層の観測 (第3報)

— ナトリウム原子密度の季節変化 —

宮田ニミ彦, 岡野章一, 大沼利弘, 上山弘

東北大学理学部超高層物理学研究施設

東北大学・蔵王観測所にて得られた昨年の秋以来の観測結果をもとに、ナトリウム原子密度の秋から夏にかけての季節変化、および夜間の変化についてまとめて報告する。

ナトリウム原子の number density の高さ分布およびその total content は下層大気からの Rayleigh 散乱光とナトリウム層からの共鳴散乱光を比較することにより計測することができる。しかしながら実際には入出力望遠鏡の alignment, aerosol による散乱の混入、さらには測光系の性能などにより、正しく Rayleigh 散乱を評価することは極めてむずかしい。そこで次式で与えられる constant C_i を各高度 h_i についてプロットし (Fig. 1) 純粋な Rayleigh 散乱光の強度からナトリウム原子密度の高さ分布を求めることに成功した (Fig. 2)。なお詳細については当日会場で報告する予定である。

$$C_i = m_{Ri} / (I_{Ri} \cdot h_i^2) \quad , \quad m_{Ri}: \text{モデル大気密度}, \quad I_{Ri}: \text{Rayleigh 散乱光強度}$$

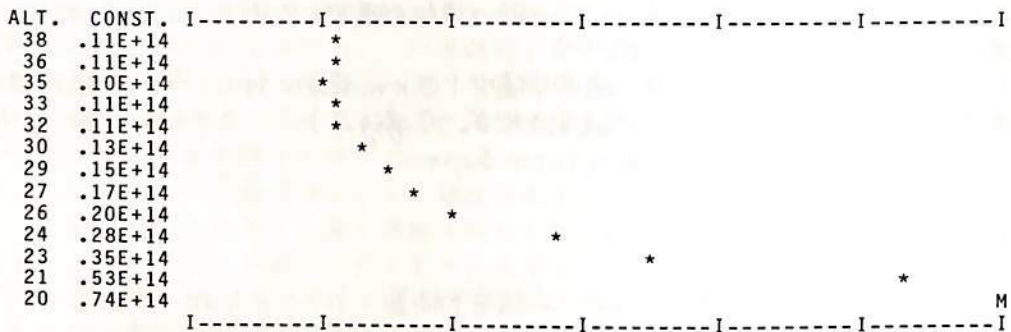


Fig. 1

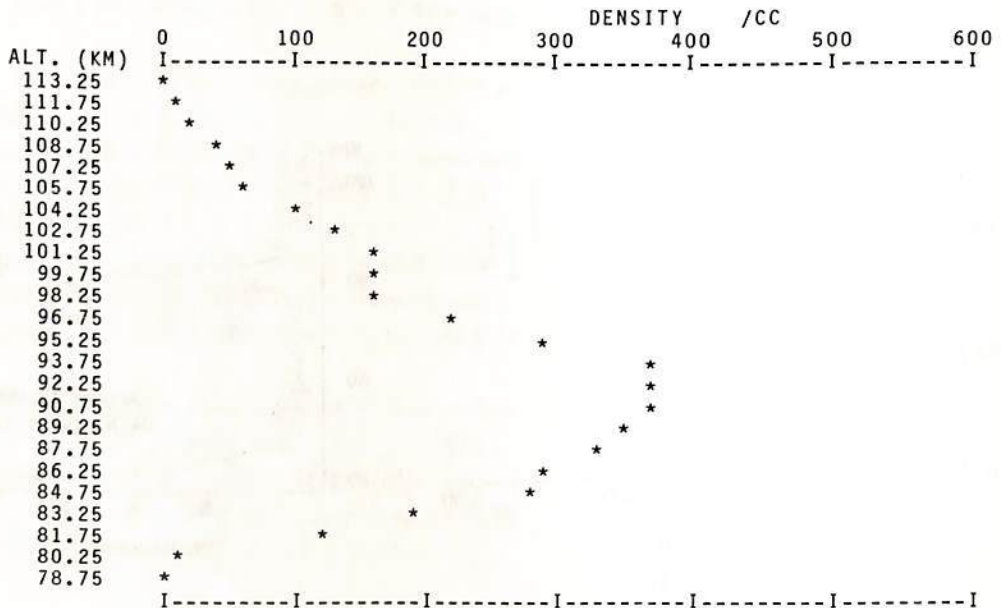


Fig. 2 (1981, AUG. 5 00^h10^m - 00^h25^m)

DISCUSSIONS IN FAVOR OF THE LTE MODEL OF THE FINE STRUCTURE LEVELS
 $O(^3P_J)$, I. INTENSITY RATIO OF THE 1304 Å TRIPLET AIRGLOW

Toshihiro OGAWA (GRL, Univ. Tokyo)

The intensity ratios of the 1304 Å triplet airglow of atomic oxygen observed by Fastie and Crosswhite (1964) are interpreted on the basis of the radiative transfer formulation for a model with complete frequency redistribution in a Voigt line profile. A model for the fine structure levels $O(^3P_J)$ in local thermodynamic equilibrium is favorable to the observed intensity ratios, as far as a Voigt profile is applicable. In view of large cross sections as calculated theoretically by Allison and Burke (1969), the mutual relaxation among the 3P_J levels should occur rapidly enough to allow the population in the 3P_J levels to be in thermodynamic equilibrium with the ambient neutral gases.

Table 1 1304 Å triplet airglow intensity ratio, $R = I_2(\tau_2)/[I_1(\tau_1) + I_0(\tau_0)]$.

Altitude z, km	Observed	Calculated	
		Doppler	Voigt
180	0.52	0.38	0.54
190	0.51	0.38	0.52
200	0.49	0.38	0.51
210	0.49	0.39	0.49
220	0.51	0.39	0.48

Table 2 The intensity ratio R at the altitude 200 km calculated for various excitation temperature T_x , in case of a Doppler profile and isothermal assumption.

T_x , K	R	T_x , K	R
600	0.35	2000	0.48
800	0.37	2500	0.50
1000	0.39	3000	0.51
1200	0.42	3500	0.51
1500	0.46	4000	0.52

酸素原子基底項分布の局所熱平衡 (II)

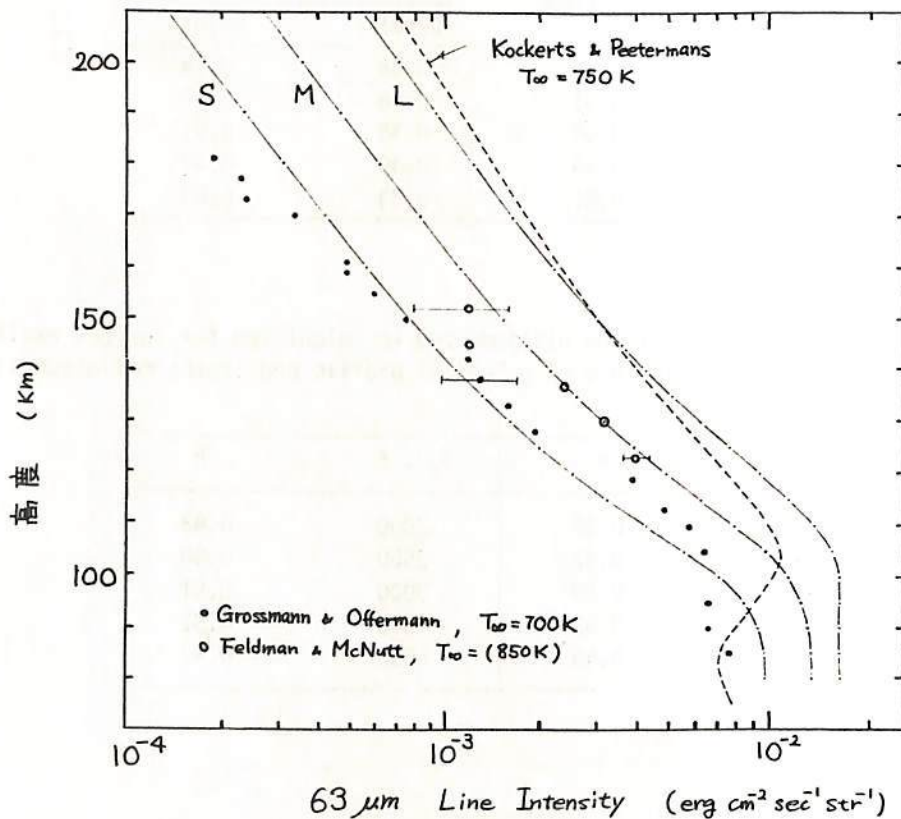
63 μm 放射の高度分布

岩上直幹, 小川利紘

(東大理) (東大理)

酸素原子基底項間の遷移 $^3P_1 \rightarrow ^3P_2$ から生ずる 63 μm 放射は熱圏の中性及び電子ガスの冷却に重要な役割を演じていると考えられてきた。ところが Grossmann & Offermann (1978) はこの放射の高度分布を測定し (下図 \circ), それを Kockarts & Peetermans (1970) による理論計算結果 (下図実線) と一致しないことから「 3P_2 項分布は局所熱平衡ではなく, 従って 63 μm 放射は熱圏の冷却に有効ではない」と結論した。我々は Kockarts and Peetermans の計算方法にむしろ問題があると考え、 3P_2 項分布は局所熱平衡にあるという仮定のもとに, 彼等が無視したドップラー幅の高度変化を考慮して 63 μm 放射の高度分布を計算した (下図実線 S, M, L)。結果 S, M, L の違いは計算に用いた酸素原子分布の違いによるもので, それぞれ 96 km に極大値 2×10^{11} , 4×10^{11} , $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ をもつ密度分布を仮定している。結果 S は Grossmann & Offermann の測定結果によく一致しており, 結果 M も測定値に 2 倍の絶対値誤差を考慮するならば一致しているといふことができる。従って酸素原子基底項分布が局所熱平衡にあるという考えは Grossmann & Offermann の測定結果と矛盾せず, 63 μm 放射はやはり熱圏の冷却に有効であると考えるれる。

文献 Grossmann and Offermann Nature, 276, 594, 1978.
 Kockarts and Peetermans Planet. Space Sci., 18, 271, 1970.



S-310-10号機によるOH, O₂大気光の観測(1)

中村正年, 高野元春
筑波大, 物理

S-310-10号機においては, O原子の原子する大気光, すなわち, O₂ヘルツベルグ帯(拙著 大気物理), OI 5577 Åおよびその波長附近の連続光(東京天文台). それに我々の担当するOHマイケル帯(8-3)バンド, O₂大気帯(O-a)バンド, 7100 Å附近の連続光 などが観測される. 全体を総括しての結果については何れ近い将来, 報告がなされる筈であるが, 今回は我々が担当した大気光の観測について, その概要および観測結果の速報的な報告をしよう.

〔観測装置〕

観測計器は上述の三つの波長域(7100 Å, 7300 Å, 7600 Å)を観測するために, 三つの光学系および三つの電気回路系を備えていた. Fig 1はその光学系の垂直断面図の概要である. これと同様の光学系が, 120°づつの間隔を3方向からの光を採り入れる形で対称的に配置されている. ロケット軸に於いて30°斜め上方から入射した光は物レンズ(L₁)により集束され, 干渉フィルター(F)ならびにシャッター窓(S)を通り, 4コッパー(C)で500 Hzの矩形波光に交流化されたフォトマルチプライヤー(PM)で検出される. その前におかれるレンズ(L₂)はフアブリレンズである. この光学系の視野は約3°になるように設計されている.

Fig 2は電気回路系のブロックダイヤグラムである. PMからの信号はプリアンプを通した後, 交流増中され, 4コッパーからの同期信号により同期整流され, スイッチ回路を経て増幅増中器に入力される. 更に直流増中された後, テレメータへ送られる. PMの時電流校正のため, シャッターが毎120秒に1回, 約0.3秒間開けられ, 毎60秒に1回約0.5秒間, 規準電圧が加えられ, 増幅増中器の校正が行なう. 更にその中同時にシャッターに塗布した蛍光塗料を利用して感度校正を行なうようになる. これらのタイミングは, この図には示されていないが, 一つのクロックを用いて制御される. ロケットは本年8月24日午後9時頃湖に打上げられ, すべての計器は正常に働き, 観測は成功した. その解析結果については講演で報告しよう. 図3は観測データの一例である.

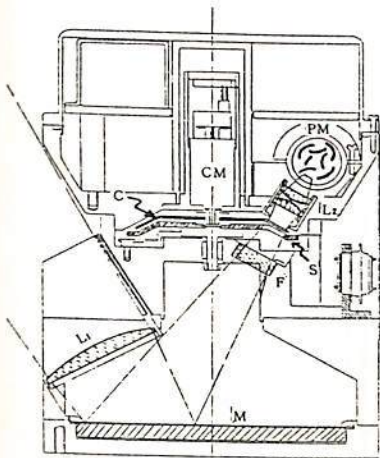


図1 AGL-R 観光器の概観図

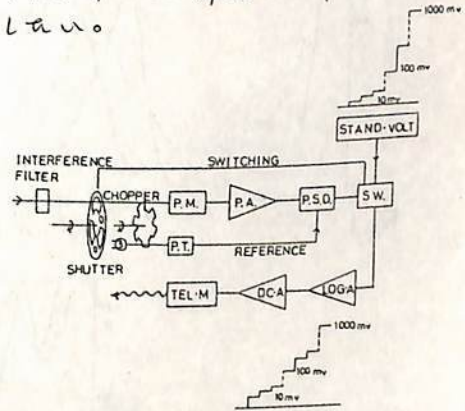


図2 AGL-R 観光器の電気回路のブロックダイヤグラム

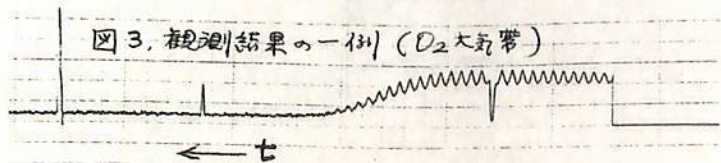


図3. 観測結果の一例 (O₂大気帯)

酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播

三沢清敏 竹内郁夫 田鍋浩義 柴地厚
 (防大物理) (飽向高専数学) (東京天文台)

酸素赤線の強度変化が孤立波 (solitary wave or soliton) の形を保ちながら伝播するものがあることが見いだされた (Fig. 1)。この孤立波型の強度変化が propagate するかどうかは横須賀の data と木曾の data とを比較することによって調べた (Fig. 2)。横須賀の photometer は南 45° を向き、木曾の photometer は天頂を向いている。横須賀の data と木曾の data とから伝播速度が estimate されるはずである。日本は天気が悪くて、1978 年から今日まで横須賀と木曾とで同時観測が可能だったのは 6 夜だけだった。この 6 夜の data から得られた伝播速度は 300 ~ 750 km/h と estimate された。これは TID の速さと comparable なものであり、TID との関連を暗示するものである。

孤立波型強度変化は約 60% が 0:00 ~ 3:00 に現われ、約 15% が premidnight hour に現われ、約 25% が Fig. 3 のような double structure を示す。孤立波型強度変化は magnetically disturbed night に現われるようである。magnetic activity との関連を調べるために、Kp index との関係調べた。Kp は観測された夜の真夜中 (0:00) 以前 36 hr 内の Kp とした。規準を Kp=4 とすると、Kp ≥ 4 に対する孤立波型の割合は ~ 65% となり、Kp ≤ 3 に対する割合は ~ 35% である。次に、1973 年から 1978 年 6 月までの data について AE index を調べた。AE index は孤立波型が現われる時間帯から 1 hr ~ 6 hr の AE index とした。その結果、孤立波型が現われた 1 ~ 6 hr の AE index がきわめて大きい値を示すものがあることがわかった。その割合は全データの 93% に及んだ。このことは、孤立波型が substorm と深い関係のあることを示すものである。magnetic activity と nightglow の相関がこれと初め二つよりである。

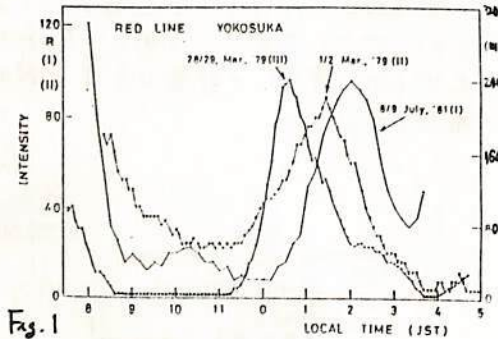


Fig. 1

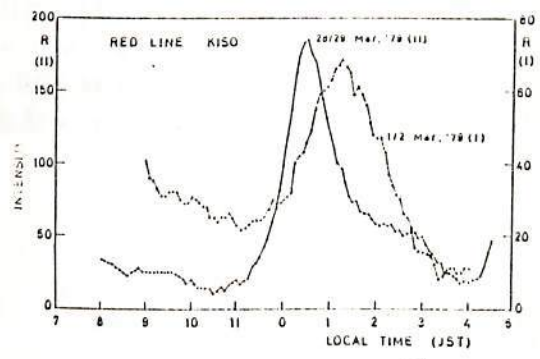


Fig. 2

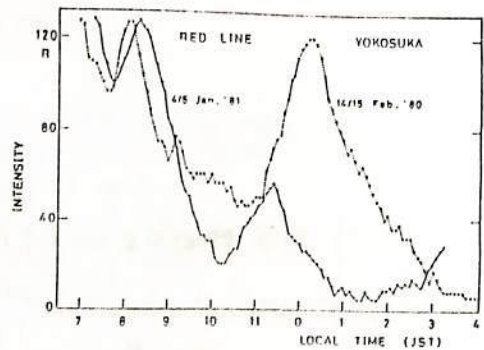


Fig. 3

夜光発光線の強度変化: $O_2(0-1)$ バンド, $OH(6-2)$

バンド, NaD 線, $557.7nm$ 線及び黄緑連続線

三沢清敏 (防大物理), 竹内郁夫 (説向高専・数学)

$O_2(0-1)$ バンド, $OH(6-2)$ バンド, NaD 線, $557.7nm$ 線及び $575.0nm$ 付近の連続線を, フィルター傾斜型及び二色型光度計で同時観測を行った。その結果, 秋と冬とに $557.7nm$ 線, $O_2(0-1)$ バンド, NaD 線及び $OH(6-2)$ バンドが, 時間的にこの順序でそれぞれの *intensity maximum* が, 時々, 真夜中頃に現れる現象が見い出された。この *intensity maximum* は, 周期の長さから考えると, 大気の tidal activity と関連して出てくるらしい。その理由は, *Figs. 1 and 2* が示す通り, 強度変化の周期が 10 時間以上の長周期であることと, *intensity maximum* の現れる順序が時間的に, $557.7nm$ 線, NaD 線及び $OH(6-2)$ バンドの順であることである。この順序は各発光線の発光層の低い方からの順序であり, 位相変化は上層から下層へ進むものであり, エネルギーは下の方から伝播することを示すものである。すなわち, この大気光の強度変化は大気の層が上層から静かに下へ下へ進むことを示す。次に, $O_2(0-1)$ バンドの発光高度はあまりはっきりしていないようであるが, *Figs. 1 and 2* から見ると, その数値ははっきりしないとしても, とにかく, $O_2(0-1)$ バンドの中心発光層の高さは $557.7nm$ 線と NaD 線のそれの間にあることがわかる。次に, $575.0nm$ 線付近の連続線は, *Fig. 3* に示すように観測時間中に *intensity maximum* を示さない。連続線の発光機構は $NO+O \rightarrow NO_2+h\nu$ といわれており, NO と O とが関係しているのがあるが, どうして連続線の *intensity maximum* が他の発光線と同様に, tidal activity に影響を受けて現れてくることがないのかわからない。

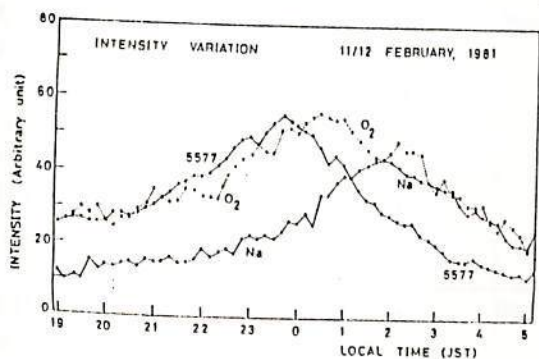


Fig. 1

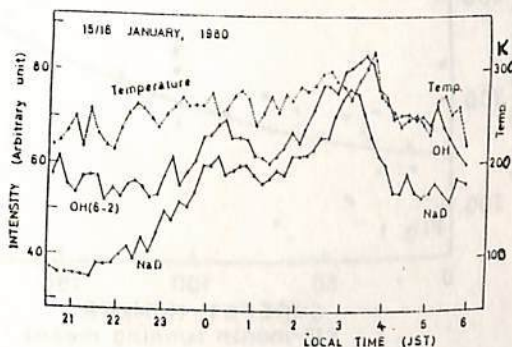


Fig. 2

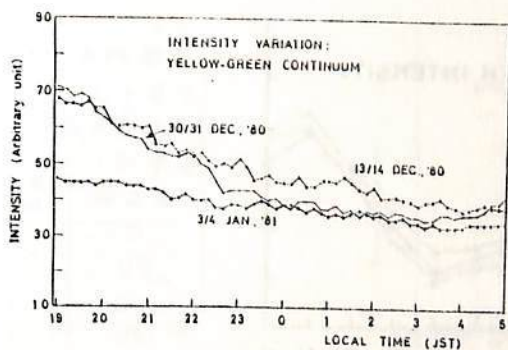


Fig. 3

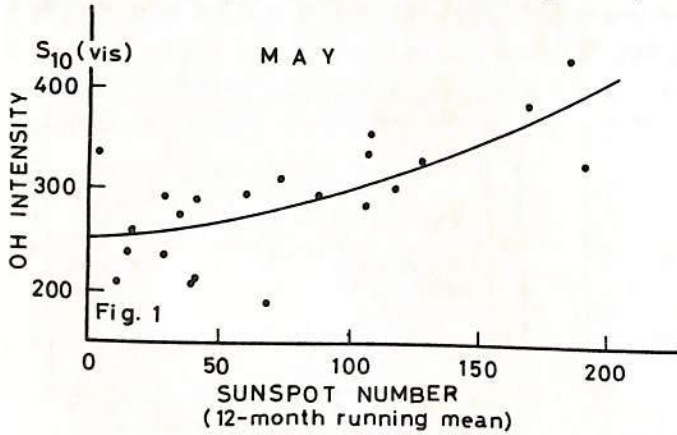
OH放射の長周期変化(特に年年変化)とそれ
の f_oF_2 変化との類似性

米沢 利之
中部工大

B. Grandal and J. A. Holtet (eds.): *Dynamical and Chemical Coupling* (Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland, 1977) という本の中にある G. Weill and J. Christophe の論文中には、1954年2月から1975年末に至る20年間の、Haute-Provence (43.9°N) におけるOH放射強度が表にまとめてある。このような長期にわたる連続的データはなかなか得難いので、これについて電離層の場合と同様な方法で解析を行ってみたとし、 f_oF_2 とよく似た長周期変化成分が見出されたので、これについてここに報告したい。

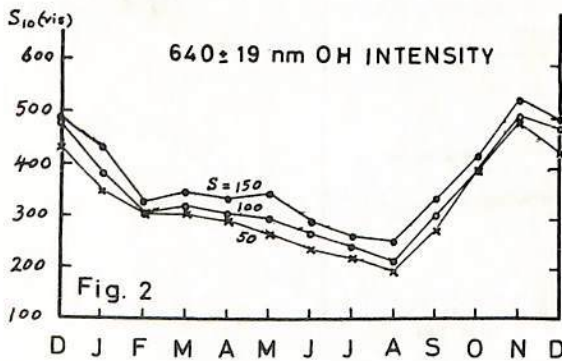
データは、波長 640 ± 19 nm の OH放射強度の、各新月期間におけるすべての毎半時間観測を平均したもので、 F_2 の例外を除き、上記の期間中の各月に対して1つ(時には2つ)の値が与えられている。単位としては $S_{10}(\text{vis})$ 、すなわち1平方度内に F_2 の1つ10等星が存在する場合の輝度が用いられている。

そこでまず各月毎に OH強度 I と太陽黒点数 S (12ヶ月移動平均) との関係を探ると、電離層の場合ほど顕著ではないが、概してかなりの相関が認められた。2, 10, 11月を除けば0.5~0.7程度の相関係数が得られたが、2, 11月は0.3弱、10月は0.16であまり相関は認められなかった。しかし一種の平均操作という意味で、 I を最小2乗法の意味で最もよく表すような S の2次式を求め(一例を Fig. 1 に示す)、 $S = 0, 50, 100, 150,$



200に対してその式で与えられた値を、それぞれ S に対するその月の最も確からしい I の値と見なし、この最尤値について解析を行った。

I の最尤値の逐月変化を Fig. 2 に示す。この図を見てすぐに気付くことは、曲線の形が、季節変化を除いた f_oF_2 の1年変化の形によく似ているということである。その他ハイストラフの分散や超高層大気密度の1年変化の形とも似ている。調和解析を行った結果の一部を表のようになり、年年変化成分の位相と、振幅対年平均値の比が f_oF_2 の場合とかなり近い。これは両者の年年変化が何か共通の原因により支配されていることを示唆しているように思われる。



黒点数	年年変化成分 最大到達時期	年年変化成分振幅/年平均値
0	5月4日	0.20
50	5月15日	0.19
100	5月19日	0.18
150	5月18日	0.17
200	5月11日	0.15

門倉真二, 鈴木勝久 (東大理)

He 10830 Å のモデル計算について、実際の観測との比較と、外圍温度 T_o 依存性を、前回の学会で報告したが、今回、新たな計算結果を報告する。

(1) 電離層の状態の影響

1) 最大電子密度 n_m : fF_2 で与えている。 $n_m=0$ と $n_m=10^6 \text{ cm}^{-3}$ とでは、20%程度の強度差が現われる。(図1)

2) F_2 ピーク高度 h_m : M3000 (F_2) により決めている。通常の値の範囲では、強度は殆んどかわらない。(図2)

(2) 杵岡-英役点間の field tube の電子のコラム密度 (F.T.C.D.) の変化の影響

平均的な状態では、F.T.C.D. は図3の横軸の単位で8.0くらいと見積もられるが、これの変化の影響はかなり強い。

(3) 計算モデルでは、He(³S) の Exosphere で無衝突の近似をしたが、今回、低高度で用いている Two Stream 近似を Exosphere に逆適用した計算と比較した。その結果、太陽天頂角の大きい時には、大きな差を生じることがわかった。

(4) 新たに10回分の観測に対する計算を行い比較した。尚、前回の計算では F.T.C.D. を2倍程過大評価していたので、計算のやり直しをおこなった。

(註) ΔS.Z.A. : 杵岡と英役点の太陽天頂角の差

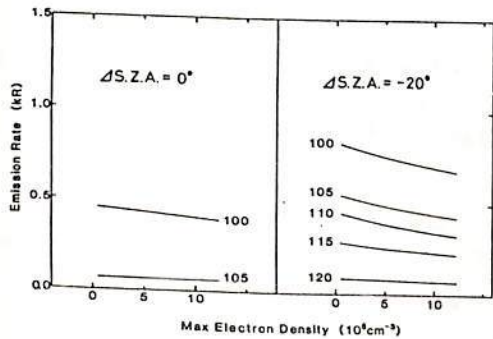


図 1

図 3

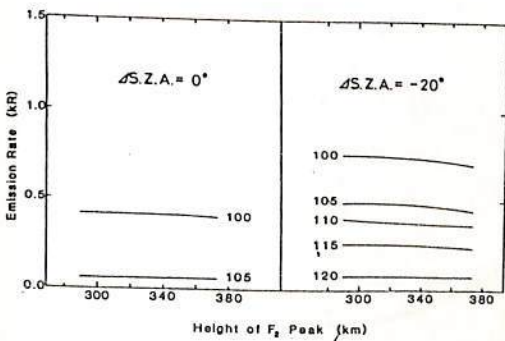
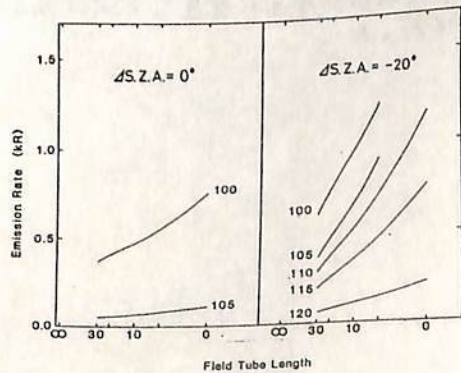


図 2



貫入岩断層の古地磁気学的研究

酒井英男・広岡公夫

(富山大・理)

富山県に分布する第三紀の貫入岩を用いて、残留磁気及び磁気異方性の測定により古地磁気学的研究を行なった。測定には、スピナー磁カ計SSM-1型を使用した。

採取した貫入岩3岩体のうち、2岩体は断層で切られていた。測定結果をまとめると次のようになる。

1. 船津花崗岩類に貫入している岩稲層の岩体

磁気異方性の測定によると最小軸の方位が貫入面に垂直になり、最大・中間軸は貫入面内に入る傾向が認められた。(下図参照)貫入面の方位はN44W85Sである。

2. Rhyorite を貫く Porhinite dike

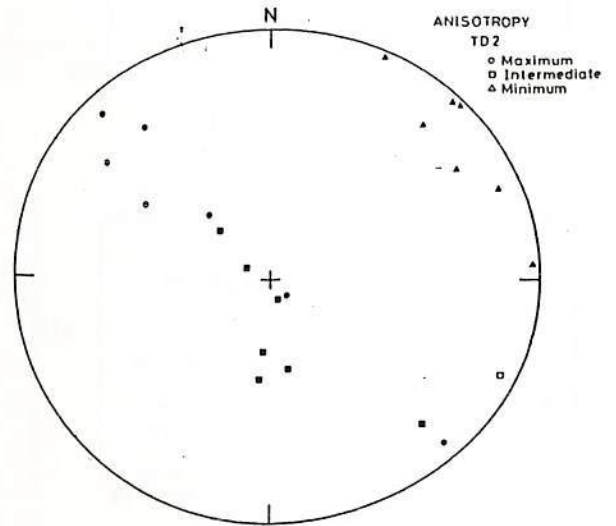
貫入方向はNE55°でほぼ垂直(87S)である。このdikeとほぼ直交するように断層(方位N57W60N)が切っている。dikeから採取した13個の試料のNRMの平均方位は $\bar{D} = -5.6^\circ$ 、 $\bar{I} = 48.2^\circ$ である。200 Oeでの交流消磁を施した結果、 $\bar{D} = 31.3^\circ$ 、 $\bar{I} = 57.6^\circ$ となった。試料は断層のすぐ側のものから一番離れたもので5mの距離のものまである。試断の磁化方向の消磁による変化を個々にみると、断層に近い試料のNRMは西へ偏っているが消磁で動く傾向がある。これは断層に近い試料に、断層運動に起因した二次成分が付加したためと考えられる。

磁気異方性の結果は、最小軸が貫入面に垂直とほぼ最大軸・中間軸が断層面内に入り1と同様であった。又、断層に近い試料と遠い試料の結果を比較すると、近い試料は最大軸がSW方向、中間軸がNW方向にずれる傾向が認められた。つまり断層に近い試料の異方性最大軸が断層面に垂直な方向に偏っているわけである。これは断層運動が磁気異方に影響することを示すと考えられる。

3. Rhyoriteに貫入している"diabase"

diabaseの貫入方向はNE55~60°で垂直に近い。試料採集地点を3つの小断層が切っているが、それらの方位は、貫入面に対し平行に近い。

NRMは交流消磁を行なってもまとまる傾向が認められず、信頼しうる磁化方向は求められなかった。これは岩石の変質や風化に起因するものかもしれない。磁気異方性の測定でも、1・2で認められる様な貫入面との相関は、はっきりしなかった。ただ2で述べた様な断層に近い試料の最大軸が断層面に垂直な方向に偏る傾向はあった。

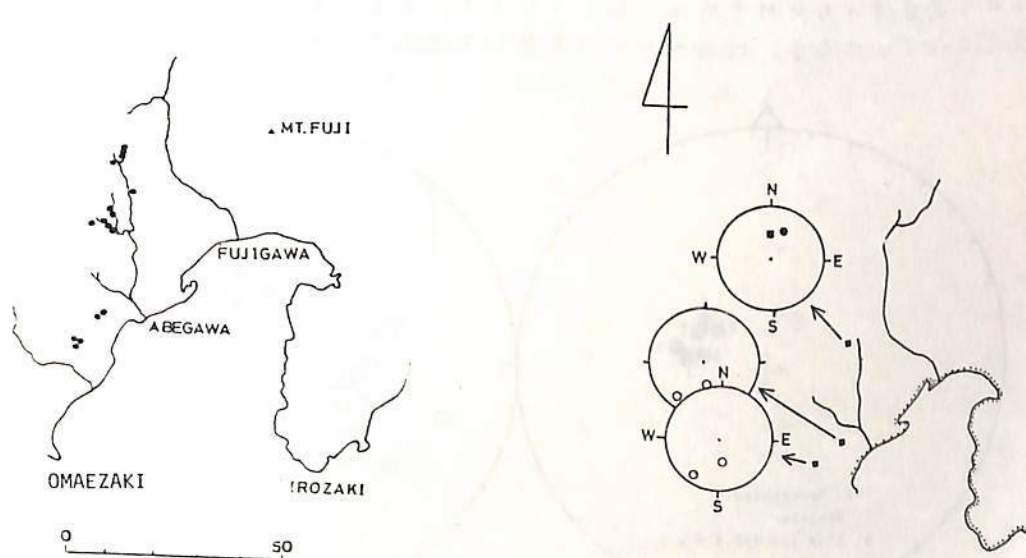


瀬戸川オフィオライトの古地磁気学

登内正治 小林和男
 東京大学 海洋研究所

静岡県中部の瀬戸川層群は西側を白亜紀の四万十帯と笠山構造線と接し、また東側は竜爪層群で囲まれた地域に分布する。本地域は *pillow basalt*, *dyke basalt*, *gabbro*, *ultramafic rock*, *chert* が分布する。これらの岩石の産状からオフィオライトと見なすことができる(大橋, 1978)。玄武岩の化学組成は大部分ソレライト質玄武岩であるが、オフィオライト形成の場を指示する重要な岩石として注目されている高マグネシア・高シリカ岩も産する(大橋, 1981)。

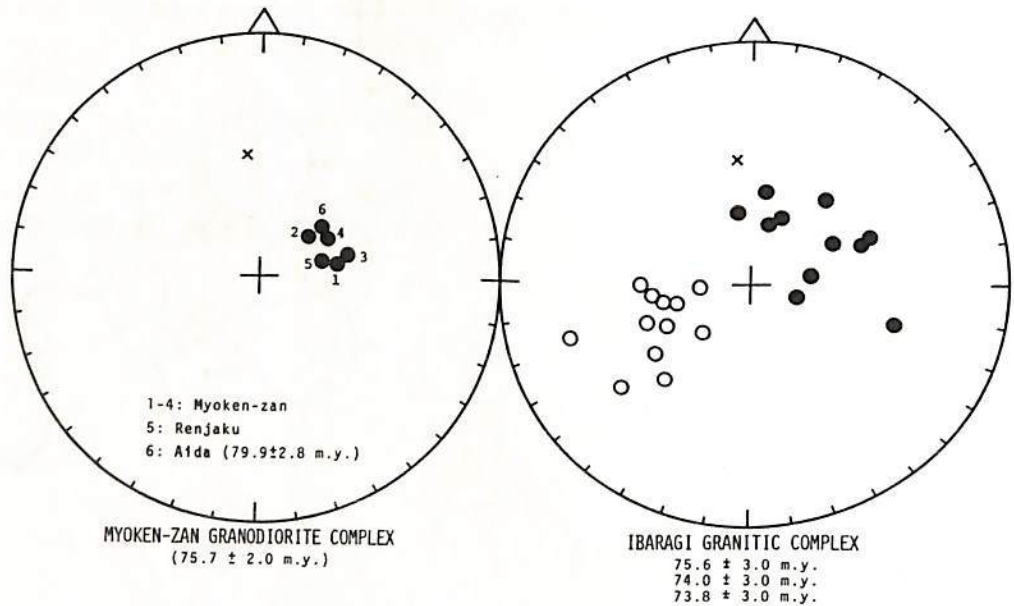
瀬戸川層群中の宍部川上流域及び南部から16地点、110個の岩石試料を採集し、その岩石磁気学的性質および古地磁気学的方位を測定した。採集した玄武岩試料のうちかなりのものは変質を受けていることが、熱磁化分析、顕微鏡下の観察からわかり、含まれる強磁性鉱物は変質による二次品出マグネタイト及びピロータイトである。ある試料は含まれる強磁性鉱物がピロータイトのみのものであることが、キューリー温度 320°C 鏡下の観察、NRM強度が弱いことからわかった。変質を受けた試料はNRM強度: $4 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-6}$ (emu/gr)、帯磁率: $2 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-5}$ (emu/cc)、またQ比: $2 \sim 0.1$ である。今回採集した16地点のうち3地点からの採集岩石が変質を受けずに岩石生成時の磁化方向を安定に保っていることがわかり、その平均方向を下図に示す。変質を受けない玄武岩はNRM強度: $1 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-4}$ (emu/gr)、帯磁率: $7 \times 10^{-3} \sim 7 \times 10^{-4}$ (emu/cc)、Q比: $10 \sim 0.5$ の値を得た。この得られた平均磁化方向を採集岩石地点の地層の傾きで補正すると、この玄武岩が 北緯 23° の地域で生成されたことがわかる。



伊藤晴明・時坂克安・野津幸夫
 島根大学・理学部

東中国地域には後期中生代から古第三紀の深成岩類が広く分布している。最近、柴田(1979)はそれら花崗岩類のK-Ar年代について報告している。その中で岡山県和気北郊の妙見山花崗閃緑岩質複合岩体(34°53'N, 134°08'E)の年代は75.7 ± 2.0 m.y.である。この岩体は不均質な岩相で、岩株状を示し、長さ9 km, 最大幅4 km位の岩体である(白川, 1975)。一方、我々が前に報告(Ito and Tokieda, 1978)した茨木複合花崗岩体(34°55'N, 135°30'E)のK-Ar年代は、柴田(1971)によると、75.6 ~ 73.8 ± 3.0 m.y.であった。このことは妙見山岩体が茨木岩体とほぼ同じ時代に形成されたことを示唆している。茨木岩体の場合、周辺部はReverseに、中心部はNormalに磁化して、しかも両者はほぼAntipodalでIntermediateな方向をもっていた。このようなIntermediateなNRM方向が地球磁場反転時の方向を示すものか、あるいは貫入固結後の岩体の変動に起因するものかを見極めたことは重要な研究課題の一つである。我々は茨木岩体とほぼ同時代に貫入固結し、類似した岩体形成をもつ妙見山岩体の古地磁気学研究によって、花崗岩体の示す磁化方向を検討し吟味することにした。

Sampleは妙見山岩体で6ヶ所、周辺の岩体から7ヶ所採取した。交流消磁等の結果、妙見山岩体で4ヶ所、周辺の岩体で2ヶ所のものが安定で信頼できる方向をもっていた。しかし、妙見山岩体からはReverse Sampleが見出されなかった。周辺の岩体からのSampleもNormalで、その方向は妙見山岩体のものと一致していた。妙見山岩体と茨木岩体のNRM方向は下図に示す通りである。妙見山岩体のNormal Sampleの方向は茨木岩体のそれと良く一致していたことがわかる。もし妙見山岩体にReverseに磁化した部分がないと仮定すれば、この岩体は茨木岩体と完全に同一時代に貫入固結したものでないことになる。従って、これらの両岩体のNRM方向は一致していても、完全に同一時代の地球磁場の方向を示すものでないことになる。以上のことを考慮して測定データに検討を加える予定である。



設楽岩脈群の古地磁気

当倉 利行・細川 秀夫
東大 理

静岡県西部に位置する設楽(しだら)地方に産する設楽岩脈群の古地磁気的研究を行なった。この設楽地方には2・3の岩脈群があるといわれているが、その中で今回は北方の岩脈群について結果を発表する。

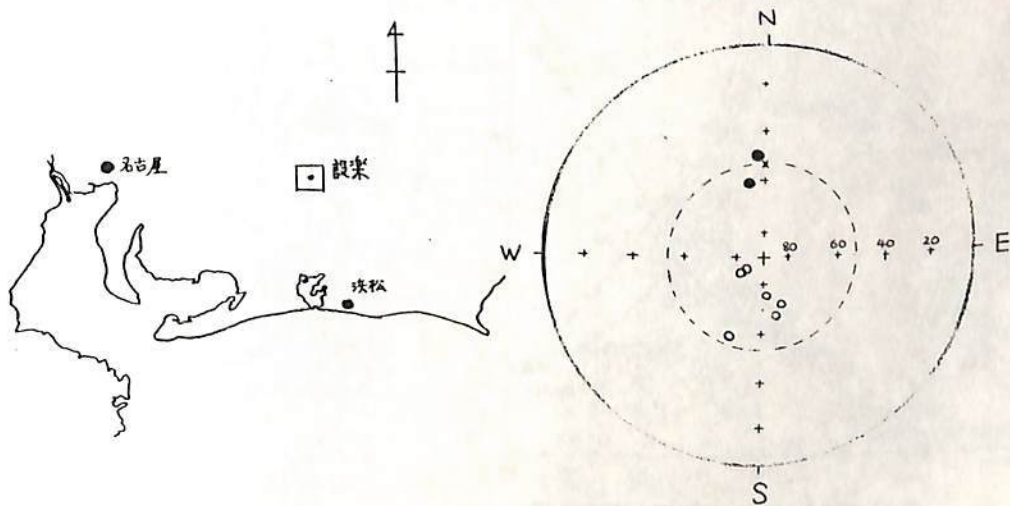
この設楽岩脈群は、凝灰岩あるいは火砕流堆積物の中に NS ~ N30E の方向で貫入をしている。岩脈の K-Ar 年代は測定中であるが、地質学的には中新世とみられている。岩脈群の中より各々独立した岩脈15枚を選んでサンプルを採集してきた。採集方法はエンジンドリルあるいはハンド・サンプリングであり、岩体から離れても磁石の方向に変化がないことを確かめて、地磁気方位を基準にした。

岩脈は、岩石学的分類ではアルカリ玄武岩に属し、岩石磁気的にはマグネサイトとチタノマグネサイト、それに少量のハマサイトを含んでいるものもあると思われる。

1枚の岩脈内で採集した4つの異なるブロックから試料を切り出し、各々 300 Oe 程度まで段階的に交流消磁を行なった。4つの試料間での方向のばらつきを基準にして、15枚の岩脈のうち9枚の岩脈について結果がえられ下図のようになった。

この結果を見ると、正帯磁・逆帯磁および中間的な方向とみられるデータが得られたが、その特徴的な性質としては伏角がいずれの試料についても深いことである。岩脈群の貫入期間は比較的短い(≦10⁵年)と考えられているので、これは反転期の地球磁場を記録している可能性があると思われる。

このように岩脈群の古地磁気を調べることにより反転期の地磁気の変化を火山岩で追えることが示唆され、この試料について磁場強度の推定もしたいと思う。



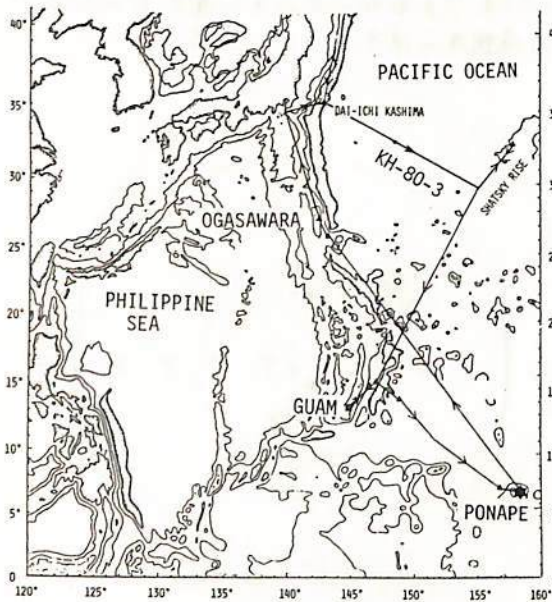
カロリン諸島ポナペ島の火成岩の古地磁気学

小林 和男 古田 俊夫 石井 輝秋
東京大学 海洋研究所

研究船白鳳丸のKH-80-3航海(1980.7.14-9.6)の途次、カロリン諸島ポナペ島において、3地点から14個の方位試料を採取し、その自然残留磁化の方向と強さと安定性を測定した。岩石は、かんらん石・チタン輝石玄武岩の溶岩と侵入岩および輝石安山岩の溶岩で、磁化の強さは $0.8 \sim 7.7 \times 10^{-3} \text{ emu/gr}$, $T_{c1} = 160 \sim 200^\circ\text{C}$, $T_{c2} = 425 \sim 460^\circ\text{C}$ (安山岩は $T_{c1} = 420^\circ\text{C}$, $T_{c2} = 525^\circ\text{C}$) であった。

自然残留磁化方向は1地点で $I = 12^\circ \pm 4^\circ$, $D = 3.2^\circ \pm 7^\circ$, もう1地点では $I = -12^\circ \pm 2^\circ$, $D = 194^\circ \pm 6^\circ$ と逆向きであり、他の1地点ではバラつきが多かった。ポナペ島は、現在では磁気赤道のやや北に位置し、磁場傾角は $\pm 12^\circ$ よりも浅い。しかし、この付近は非双極子磁場の影響をうけやすいので、この傾角値が、かつての島の生成緯度を論ずることはできず、むしろかわかろうない。カロリン諸島は、ポナペ島がより東南東に位置した Hot Spot から生成されたと考えられているので、生成後の緯度変化は古地磁気学的に示し得るほどは大きくないと思われる。

この航海では、途中の海山がいくつかの磁気異常を測り、岩石をドリッジによって採取し、磁化測定を行った。その結果についても示れる。とりわけ、小笠原の東南の海溝沿いから採取した、やや蛇紋岩化したハルツバーガイト(マントル岩の一種)は Fe_3O_4 に近い Curie 温度と、 $J_H = 1 \sim 8 \times 10^{-4} \text{ emu/gr}$, $\text{MDF} \sim 200 \text{ Oe}$ の残留磁化をもつので、その成因的意義についても示れる。



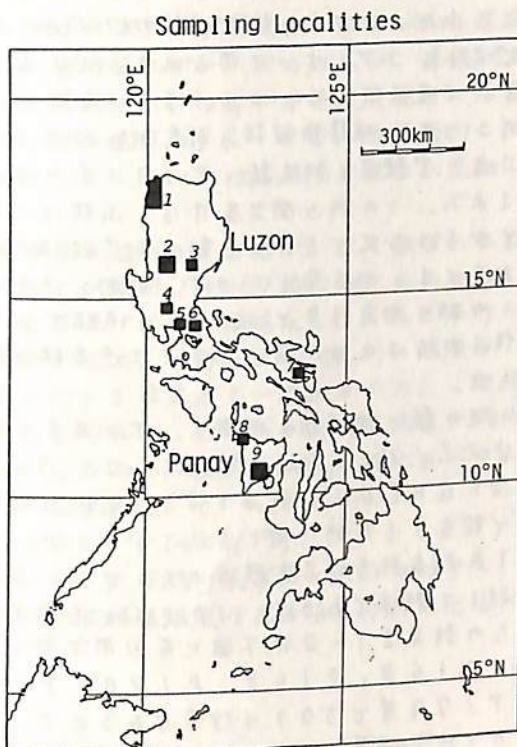
Ship's tracks plotted on simplified topographic map.



フィリピン諸島ルソン島パナイ島の古地磁気

赤谷秀敏*, R. McCabe*, J. Almasco**, 笹嶋貞雄*
 *京大理 **Bureau of Mines and Geosciences, Manila

フィリピン諸島は、フィリピンプレートとユーラシアプレートの境界に位置している。その動きを明らかにする事は、フィリピンプレートの発達を明らかにする上で重要と思われる。そこで我々は、ルソン島及びパナイ島の右図の地域で古地磁気用試料採取を行ない、その残留磁化を現在測定中である。現在までに、下表の結果が得られている。これらのデータと McCabe ほか (1980) による Baguio 地域 (2) のデータによれば、Oligocene ~ Late Miocene のルソン島の約 25° の反時計まわりの回転と約 10° の北上、パナイ島の Late Miocene 以前の数十度の時計まわりの回転が見られる。これらの動きについて今後得られるデータも含めて議論する。

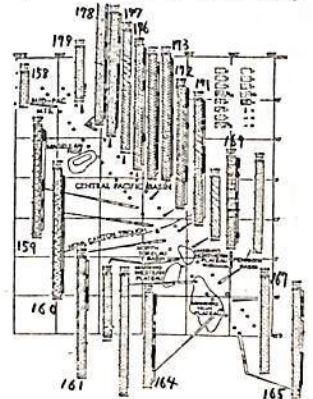


Site	Locality	Rock type	Age	Dec.	Inc.	α_{95}	k	N	AFD.
2	Illocos Norte	(1) Sediment	M-L Mio.	-178.5	-17.3	5.4	291	4	300
9	Illocos Norte	(1) Dyke	E-M Mio.	-28.8	28.8	1.9	1047	7	200
41	Caraballo	(3) Andesite	L. Oli.	-33.3	2.5	3.6	148	12	200
51	Tarlac	(4) Tuff	Pli-Plei	-1.0	26.1	7.4	68	6	200
52	Tarlac	(4) Tuff	Pli-Plei	177.9	-14.7	4.9	111	9	200
61	Antipolo	(5) Basalt	Pli-Plei	175.4	-27.9	5.1	175	6	300
UP	Univ. Phil.	(5) Tuff	Pli-Plei	-177.9	-12.9	7.7	45	9	100
100	East Manila	(5) Tuff	Pli-Plei	-176.2	-18.2	8.1	36	10	150
62	East Manila	(6) Ca. Sed.	Creta.	-17.5	5.8	8.8	48	7	100
B-2	Legaspi	(7) Andesite	L. Mio.	-7.5	13.4	3.5	255	8	300
B-3	Legaspi	(7) Andesite	Pli-Plei	-7.4	19.1	4.8	117	9	300
B-4	Legaspi	(7) Andesite	L. Mio.	-2.4	15.3	5.8	132	6	300
B-5	Legaspi	(7) Andesite	L. Mio.	-20.4	24.3	6.8	67	8	300
29	Mt. St. Thomas	(2) Andesite	L. Mio.	22.8	21.4	5.3	132	7	300
38	Baguio	(2) Andesite	Oli.-Eo.	146.8	-9.2	6.1	121	6	300
P-2	Tiolas	(9) Sediment	M-L Mio.	5.0	21.7	9.3	53	6	100
P-6	NW Panay	(8) Sediment	M. Mio.	10.3	19.9	12.0	32	6	100
P-11	SE Panay	(9) Diorite	Paleogene	72.7	20.0	11.7	24	8	150
P-12	Tarao River	(9) Sediment	L. Mio.	-0.7	17.3	22.8	8	7	100
P-13	Tarao River	(9) Sediment	L. Oli.	-159.9	-21.1	10.7	28	8	200
P-15	Tarao River	(9) Basalt	L. Oli.	-169.2	-20.0	9.3	69	5	300

GH80-1航海で得られた深海底コアの残磁
磁気の再測定

上段 正しく
地質調査所

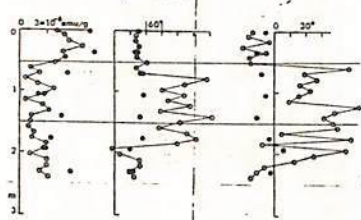
GH80-1航海では、ウェーキ東方からタビチ北西まで2本の長い測線が走った。その中で、22本の柱状堆積物(コア)が8m長バレルと約600cmのウチトを持ったピストンコアによって得られた。P158~P179(海洋地質部自費区における通し番号)で表示される。このうちP158はコアサンプリング不調のため、P166はフローインのため堆積残留磁気測定用にはサンプリングされなかった。20本のコアについては、実験室に持ち返って1月以内に測定され、その結果は前2回の学会において報告された。この時の測定条件は、消磁は三軸回転ターンテーブルに交流磁場と50 Oeまでスライドトランスでかけ、手動で交流磁場を減衰させる方式であり、コアによっては測定結果がまとまらな方向を向かず、測定を途中で打切ったものもあった。この時の測定結果で50 Oeの消磁では、せりしたパターンで得られたものは右図のように正逆帯磁を出して柱状とともに示した。



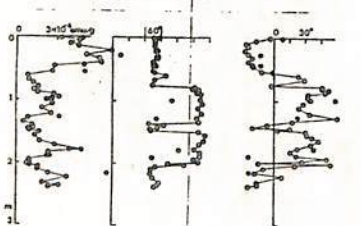
その後、消磁法を改善し、水の落下を利用して交流磁場の減衰をスムーズにするようにして、75 Oeまで消磁するようにし、次にGH80-5航海で得られた柱状堆積物を測定(前回の学会で報告)した時、同じ方法でGH80-1コアの1~2本を測定した所良好な結果が得られた。さらに今回、GH80-1コアに対して数本であるが、100 Oe消磁で再測定を行ったので、その結果を1~2例下図に前回測定例と並べて示してある。

P163, P168, P170, P172, P173, P176, P177, P178, P179等ではかなりの改善がみられた。P161, P167等ではあまり改善がみられなかった。改善がみられたコアの中には磁化が不安定で消磁後早急に測定しないと外乱磁場によって磁化されてしまうものも多く、消磁→測定の間隔を短縮したのが効果があったと思われる。

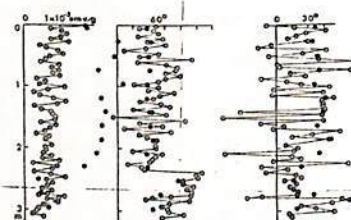
P170 80 April 50 Oe



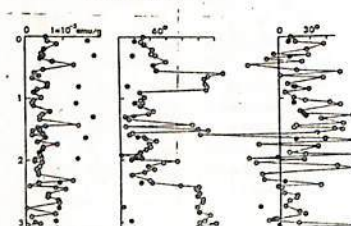
80 November 75 Oe



P179 80 April 50 Oe



80 November 75 Oe



測定例

上段は80.4月に手動スライダックにより50 Oeで消磁を行って測定したものの。

下段は80.11月に水を利用する方式で75 Oeで消磁した後、測定したものの。

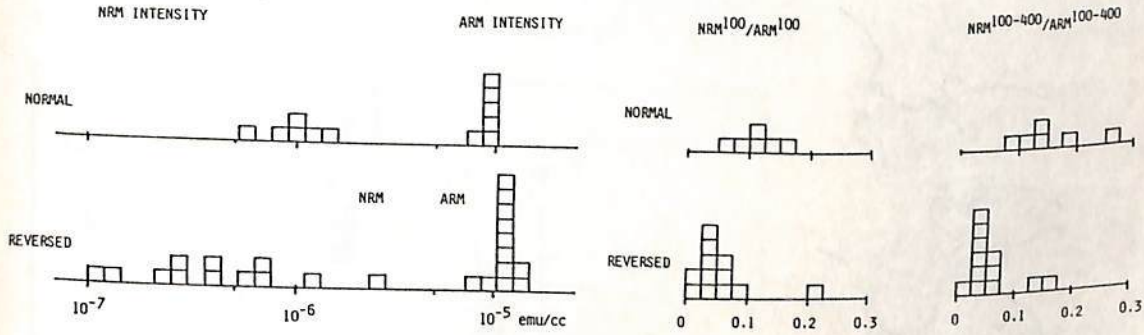
BIWA I 'event' の地球磁場強度の推定

林田 明
(京大・理)

BIWA I 'event' は、琵琶湖底より採取された 200 m コアより発見された Brunhes 正磁極期中の逆磁極エピソードのひとつである。この逆磁極エピソードの存在は、近畿地方の陸上に露出する地層の残留磁気の測定によっても確認され、VGP が高緯度地方に位置することがわかっている（地球電磁気学会，第 68, 69 回講演会）。すなわち，約 17~18 万年前のこのエピソードの間，少なくとも近畿地方においては，地球磁場が完全に逆転した状態にあった。

今回，この BIWA I エピソード中の地球磁場強度を推定する目的で，先の報告にもちいた試料に Anhyseritic remanent magnetization (ARM) をつけ磁化測定をこなした。ARM は，実験室内の地球磁場 (0.44 Oe) を直流バイアス磁場とし，これと平行に交流磁場 (最大 1.4 kOe) をかけることにより獲得させた。得られた ARM の強度は，全層準の試料についてほぼ一定であり，交流消磁に対する安定性も一様であった。地球磁場強度の示標として，NRM と ARM の強度比を求めたが，100 Oe の交流消磁後の磁化強度の比 (NRM^{100}/ARM^{100}) とともに，100 Oe と 400 Oe の交流消磁後の磁化のパクトル差による強度比 ($NRM^{100-400}/ARM^{100-400}$) を求めた。

下の図に，NRM および ARM の磁化強度， NRM^{100}/ARM^{100} ， $NRM^{100-400}/ARM^{100-400}$ の値のヒストグラムを，正帯磁；逆帯磁の試料にわけ，それぞれ示した。この結果は，逆磁極の期間中の地球磁場強度は正磁極の時期にくらべて小さいことを示すと考えられる。



井口博夫・福間敏夫・前田保夫・安川克己・藤田和夫

(神戸大・理, サイエンス・コンサルタント, 神戸市教育研, 大阪市大・理)

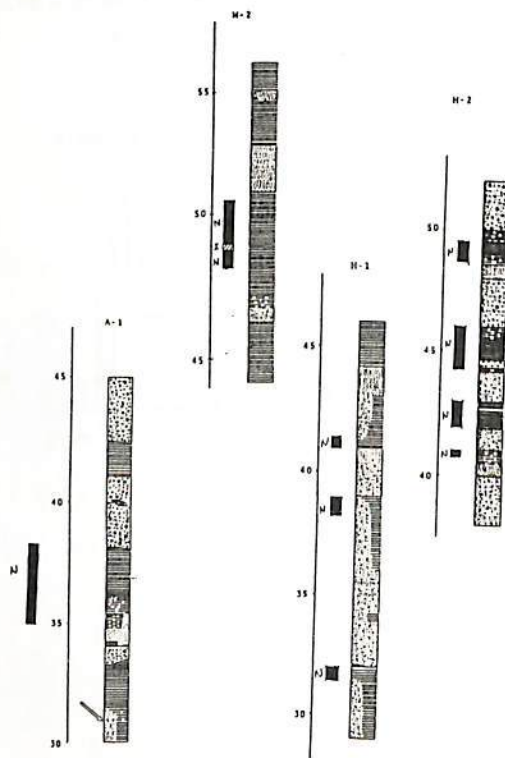
ビワ湖の200mボーリングコアの磁化測定(KAWAI *et al.*, 1972など)をはじめ, BRUNHES 期中にも, いくつかの event 又は excursion が報告(真鍋, 1980; 林田, 1980 など)されている。これらの excursion や event の期間中及び前後の正磁極期の詳細な磁化方位の時間変化を求めるとは, 古地磁気学上重要である。また, 地質学的にも ①上記の event や excursion を用いて, 段丘形成期の重要な地層でありながらほとんどその詳細が知られていなかった中期更新統の区分及び時代決定に有効に利用できる。②時代が明らかになれば, これらの地層を切り分けることにより活断層のクローズアップができる。③これらの地層の広域的な対比により, 例えば近畿地方の第四紀後半の地殻変動を考察する手がかりとなりうる。——など, たいへん興味深い。

本報告では, 福知山市及び神戸市周辺の7地点から露見した高段丘に関係のある50m余の地層の古地磁気測定結果について述べる。泥層, シルト層, 砂層及び火山灰層を一つの水平面より3~6個の円筒形(1 inch x 1 inch)試料を10~20cmおきに採取した。自然残留磁化及び試料静止型消磁機(MATSUDA *et al.*, 1981)により50, 100, 150 Oe で消磁した後試料の磁化を超伝導磁気計により測定した。測定中及び消磁中に試料は回転している。一部の試料はタンブロー型交流消磁機により700 Oe ままで消磁した。測定の結果3地点よりBIWA I, BIWA II に対比できると考えらるる並帯磁及び中間帯磁の層を確認した。

福知山



1; Fukuchiyama
2; Akashi
3; Kobe



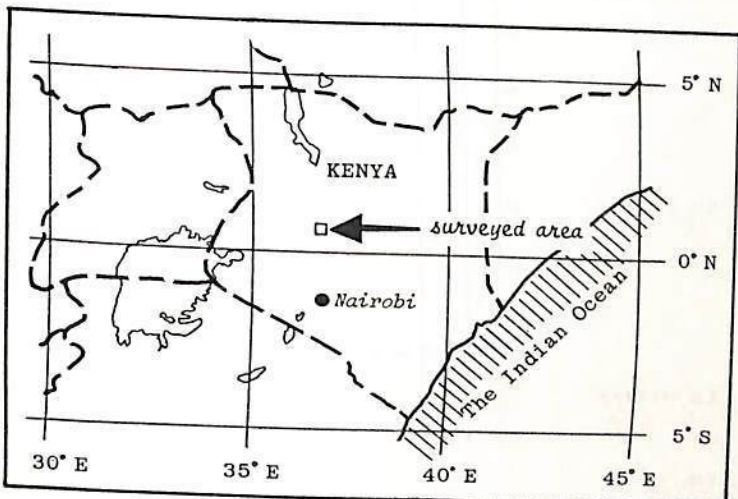
KENYA, Kirimun地域新オ三系の古地磁気(予報)

島居雅之(京大理), 松田高明(姫路工大), 石田玄毅(京大理)

筆者らは、昨年夏オ一次大及大学東アフリカ調査隊(「東アフリカに於けるオ三紀最長期と古環境の研究」代表 石田玄毅、及大人間科学部)のメンバーとして、Kenya中央部のKirimun地域を中心とした、地層、放射年代、古地磁気等の調査を行、左(オ一回)同地域は Rift valley の東縁部であり、標高約 2000m の高原地帯(いわゆるサバシナ)である。オ二回に今回の地層調査の結果を、層序表として概念的に示した。pre-Cambrian の gneiss の基盤の上に、Rift valley の初期の活動に関連して plateau phonolite が二枚広域に分布し、溶岩台地を形成している。これらの phonolite の下位に、今回の調査で新たに発見された aphyric phonolite, ash flow deposit 等があり、更にその下位に基盤の凹地を埋めるようにして化石を含有する siliceous sediments がみられる分布している。上位二枚の phonolite は、Shackleton (1946) による upper/lower Rumulti phonolite と対応するものであり、Baker et al. (1977) による、 11.0 ± 0.6 , 12.0 ± 0.6 Ma の K/Ar 年代が得られている。

残留磁化測定用の試料は、Kirimun 地域に主として、33 site より約 200 T を採集し、目下測定を行、21 site と 3 site である。試料の大半は phonolite であり、4 site が花竹 siliceous sediments である。phonolite の交流消磁の結果は MDF が 50 毫以下のものでほとんどであり、消磁後の集中もあまり低く低い。又、250°C 以上の熱消磁によ、2 site 付近に試料は爆発した(まう)。これらの特徴は Parel and Gracie (1972) に述べられた通りである。一方、野外での試料採集時に携帯型の flux-gate magnetometer を、polarity を調べた。結局野外でほとんど polarity を得ることのできる site については、室内の測定でも、右表右表の結果を得ることのできるようである。

一方、J-T の測定を行くと、phonolite は $200^{\circ}\text{C} \sim 300^{\circ}\text{C}$ のものほとんどであり、11 site 以下の phase の存在を示唆する変態中加熱での irreversible の曲線と見られる。この事実と残留磁化の性質との関係は今後詳しく検討している。



オ一回. 調査地域

porphyritic phonolite (11.0 ± 0.6 Ma)
aphyric phonolite (12.0 ± 0.6 Ma)
aphyric phonolite
ash flow deposit
sediments (fossil horizon)
gneiss (basement rocks)

オ二回. 地層層序表

インドネシア、ジャワ島中部カランサンブング の中新世堆積岩の古地磁気

広岡公夫・津田之嘉

西村進・笹嶋貞雄

Thio K. H. ・ Hehuwat F.

富山大学理学部

京都大学理学部

Inst. of Geology & Mining, Indonesia.

インドネシアの中部ジャワのカランサンブング地域は中・下部中新世の模式地の一つであり、有孔虫による分帯など、古生物学的研究が進んでいる。文部省海外学術調査補助金「スンダ列島弧の物理地質学的研究」によって本地域の岩石試料を得、その古地磁気測定を行なった結果を述べる。

地層はゆるやかな褶曲（傾斜は最大で30°）をしており、2箇所（Section IIIとSection V）で総計19の層準でサンプリングを行なった。Section Vは一部重複してSection IIIの上位になる。

13層準の凝灰岩層から試料を得たSection IIIの、下位のCantel Memberは磁化が弱く、磁化方向のバラつきも大きく、磁化の極性を判定することが難しいが、最下位や下から6番目の凝灰岩層が正帯磁であり、全体も正帯磁と思われる。上位のKemanggu Memberは一層のNormalを挟むが大勢として逆帯磁を示す。4層準からフィッション・トラック年代が求められており、15~10 m.y.の年代を示している（Nishimura et al., 1980）。

Section Vでは6層準から試料を得たが、最下位が逆帯磁である以外は正帯磁と思われる。下位の2層準のフィッション・トラック年代は12 m.y. と10 m.y. となっている（Nishimura et al., 1978）。サンプリング層準と磁化の極性およびフィッション・トラック年代はオノ図の通りである。

両Sectionに共通する顕著な傾向は、偏角が10~20°、正帯磁のものは西偏、逆帯磁のものは東偏していることであり、この事実は、ジャワ島から磁化獲得後に反時計まわりの回転を行なったことを示唆している。

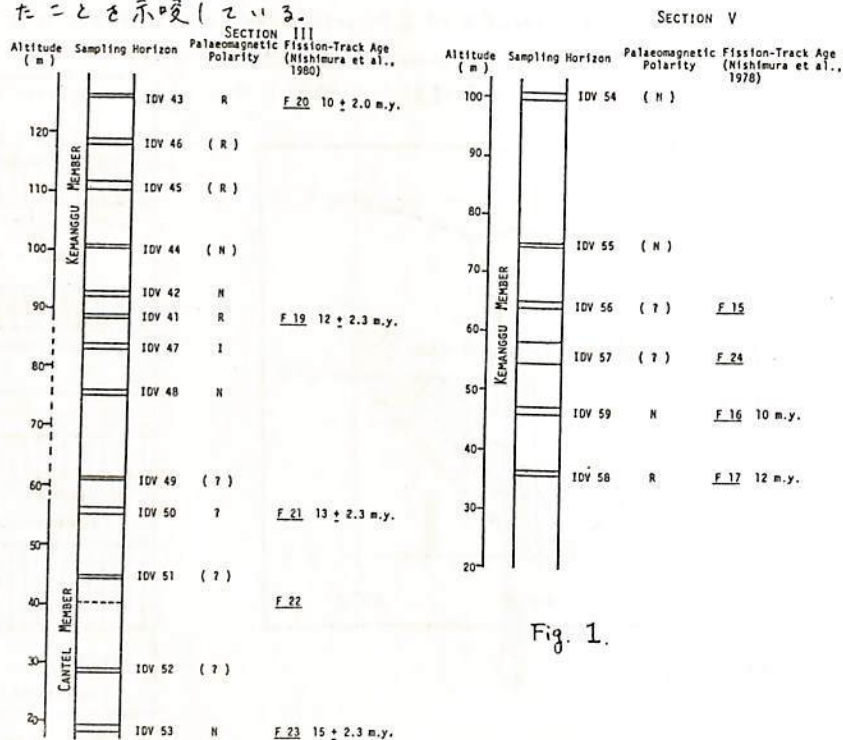


Fig. 1.

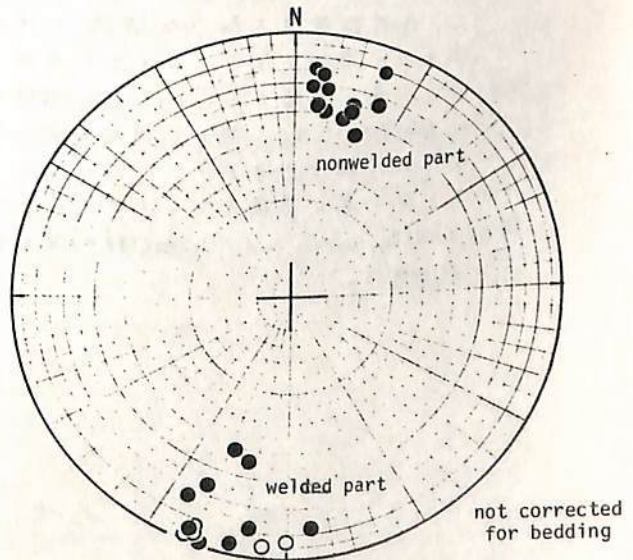
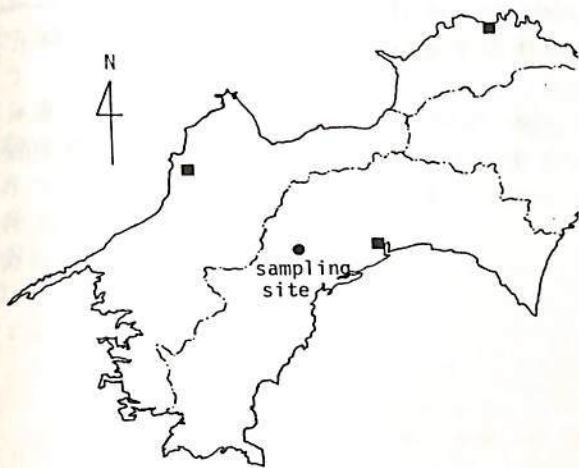
黒瀬川構造帯シルル系凝灰岩より得られた 低古緯度

渋谷 秀敏, 箕嶋 貞雄, 吉倉 紳一
(京大理) (京大理) (高知大理)

西南日本において、テホン紀以前の地層は飛騨外縁帯と黒瀬川構造帯にのみ見られる。飛騨外縁帯の位置が大きくは変化していないとすると、黒瀬川構造帯の古緯度を決定すれば、これらの間には含まれる美濃、丹波帯、秩父帯の生まれた地域に制限を与える事ができると考えられる。この考えに基づいて、我々は黒瀬川構造帯の古地磁気学的研究を行った。

試料は、高知県横倉山周辺の黒瀬川構造帯レンズ状部の、中部シルル系、非溶結(下位)及び(上位)凝灰岩の sequence (約 50m) から採取した。非溶結部から 6 個、溶結部から 5 個の試料について段階熱消磁を行った。消磁前の NRM 強度は、非溶結部が 3×10^{-7} emu/g で、溶結部は 5×10^{-5} emu/g であった。非溶結部の試料は消磁とともに磁化強度の、200°C までの急激な減少、450°C までのゆるやかな減少、500°C 付近でノイズレベルに達するまでの急激な減少を示した。また、方向も 200°C で最も良いまとまりを示したので、残りの試料も 200°C で消磁した。溶結部の試料については、200°C までの後ブロッキング温度の成分がとれた後は殆んど磁化方向に変化がなかったの、残りの試料も 200°C で消磁した。

200°C の熱消磁後の磁化方向を下図に示す。非溶結部と溶結部はほぼ反平行の磁化を持っていた。これはこの間に地球磁場の反転があった事を示していると思われる。Bedding Correction 後の伏角は、非溶結部が +7.8°, 溶結部が -28.5°, 平均をとると 18.2° となる。また古緯度は 9.3° となる。ただし、いずれが正帯磁であるかは明らかではないので、北緯であるか南緯であるかは明らかではない。



笠嶋 貞雄・澁谷 秀敏
京大・理

最近、西南日本の中・古生界の微古生物学的年代の精度向上により、新発見が続々と明らかになり、プレート・テクトニクス論を基調とした日本列島の造構史の再編成が進みつつある。これら時代の古地磁気資料もなお不十分と云え、順次整備されてきている。

私共は既に丹波帯・美濃帯南部のパーミアン・トライアス紀に属する赤色チャート層を用いて、その古地磁気の初生磁化とみなし得るものを見出すことに成功した。その結果、この地層は何れも当時の古赤道（低緯度）付近に於いて磁化を獲得したことがほぼ確実となった。この重大な事実を確認するため、今回、外帯の黒瀬川構造帯に属するシルル紀の熔結凝灰岩類の古地磁気の解明を試みた（澁谷・笠嶋）、これによっても、まさに低緯度におけるTRM獲得を裏書きする結果を得た。

西南日本に認められる地質構造の顕著な帯状配列に関連しては従来幾つもの成因に関与する地質学的モデルが提起されてきたが、古地磁気を組み入れた造構史には残念なことに見ざるべきものもなかった。そこで、私共が得た中・古生界の結果を中心として、最近報告された西南日本の古地磁気資料をできる限り多く駆使して、上記帯状構造の成因を含めてその形成史を説明する1つのモデルを試論的に提起する。その骨組みは次の通りである。

- a) 古赤道付近で磁化を獲得した丹波・美濃帯のチャート層は中・上部ジュラ紀(150Ma±)にAccretionを行なった。
- b) 古赤道付近に古生代末期まで位置した秩父陸塊(黒瀬川帯を含む)はジュラ末期~最前期白亜紀(130Ma±)に漂移北上して、現在緯度近くの福寿大陸(アジア大陸の一部)前縁に接した。
- c) この頃から白亜紀末紀にかけて起こった鎖家、三波川変成、濃飛流紋岩活動etc.の大事件は秩父マイクロナンチネントのCollision, Welding or Fusionの表現として捉える。又、御荷鉾帯はKula Plate消滅に伴うEmbracementとして、さらに秩父北帯の付加体もこの時期に起こったものとみなす。
- d) 四万十帯の午結メランジ(小玉, 1981)は130Ma頃に低緯度で磁化を獲得・北上しSubductionのflip(80Ma±)に際して付加され、黒瀬川構造帯のメランジもあるいはこの時期に生成した可能性がある。

このような一連の造構イベントをもたうせたKula-Pacific-Tethys ridgeの拡大機構は僅かの修正をHilde, Uyeda and Kroenke(1977)のモデルにほどこすことにより基本的には説明することができる。

山陰・江川流域に分布する火成岩類の古地磁気

— 西南日本の時計回りの運動について —

乙藤 洋一郎 松田 高明
(京都大・理) (姫路工大・一般教育)

西南日本の白亜紀および古第三紀の古地磁気は、東より $40^{\circ}\sim 60^{\circ}$ の偏角が特徴づけられる(Yaskawa, 1975)。東よりの偏角は、白亜紀以降の back-arc spreading の結果生じた日本海の誕生に伴う、西南日本の南下の際の時計回りの運動に帰せられている(Honza, 1979; Sasajima, 1981)。我々は東よりの偏角とそれの示唆する時計回りの運動に注目し、西南日本の回転運動開始時期を求めるとを目的として山陰に分布する火成岩類の古地磁気学的研究を行なった。

島根県の江川流域には、白亜紀-古第三紀の火山岩類が分布している。主に流紋岩-デイサイト質の火砕岩からなり、同質の溶岩や安山岩質の火砕岩、溶岩を伴う。この火山岩類は巨智層群、根江層群、高山層群、川内層群と下位から上位へ不整合によって境を画する四つの層群からなっている。各層群中には層面が確認できる堆積層や凝灰岩層を含んでいる。火山岩類中の異なるいくつかの層準についてフラッシュ-トラップ法によって年代測定が行われている(松田, 1981)。最下部、市井原層 92Ma, 最上部、三俣層 28Ma etc. この火山岩類は上部白亜紀-古第三紀の古地磁気学的研究に適切な対象といえる。

最上部とのおおむね石見層群をも含め、年代測定の行われた層準の45ヶ所で古地磁気用試料を採集した。交流消磁及び熱消磁に対する段階消磁テストの結果は、多くの層準の岩石が交流消磁による二次磁化威力を持つていることを示した。ほとんどの岩石に対して 400°C , 500°C , 550°C の各温度で熱消磁を行い、もっとも precision parameter k が大きくなる消磁温度での消磁後の磁化方向をも、ともしい初生磁化とした。Precision parameter k が10以下の site は信頼できる残留磁化を示さないと考えた。

古地磁気学的に信頼できる11サイトの、消磁且つ地層の傾を補正後のデータを、フラッシュ-トラップ年代と共に表1に示した。逆帯磁の極性をもつサイトも数多く存在した。偏角は、従来の測定値を特徴づける東よりの大はばは偏りと矛盾しなかった。92Ma \sim 59Maの平均は $D=80.9^{\circ}$, $I=43.3$ で33Ma \sim 27Maの平均は $D=57.9$, $I=37.1$ であった。上部2サイトは地球磁場起源と考えられる異常な方向を示した。

ここで得た結果は次の事実から西南日本を代表するものと考えられる：(1)二次磁化成分消磁後の残留磁化、(2)層面の傾を補正後の古地磁気方向、(3)試料採集地域 $20\times 20\text{ km}^2$ の大まな地塊が、局地的に鉛直回りの 90° 度近い回転をかこした地質学的痕跡はない、(4)西南日本各地の同時代の東より偏角値と調和的である。

韓半島のデータと比較すると、西南日本の白亜紀以降の時計回り回転角は $81^{\circ}-26^{\circ}=55^{\circ}$ 。一方33Ma \sim 27Ma以降の回転角は 58° である。このことから次のことが結論された：

西南日本の時計回り回転運動の主要部は33Ma \sim 27Maより新しい時期にかかった。

Table 1. Results of paleomagnetic measurements

Group		age	site	N	Demag.	D	I	α_{95}	k
Kawauchi Group	Mitsumata Subgroup	23 Ma	104	10	500°C	-118.6	30.5	5.5	77.4
		28 Ma	103	10	500°C	-83.5	64.5	9.8	25.1
	Tatara Subgroup	27 Ma	107	10	400°C	52.4	15.9	3.6	185.6
	Kawamoto	29 Ma	105	9	400°C	61.4	39.5	11.5	21.1
	Granodiorite	33 Ma	110	8	400°C	64.3	55.4	3.2	305.0
Sakurae Group	N3	63 Ma	106	12	500°C	-100.2	-27.0	8.9	22.5
	Nakano Formation N2	59 Ma	108	8	500°C	-107.7	-15.8	16.3	12.5
	N1	59 \sim <80Ma	109	10	400°C	-64.4	-72.9	2.7	325.3
Ochi Group	Yadani Formation	80 \sim <90Ma	111	11	500°C	-131.5	-44.7	6.7	47.1
			111'	6	500°C	-91.1	-36.4	13.5	25.6
	Ichiibara Formation	92 Ma	112	8	500°C	-72.7	-53.4	4.9	130.6

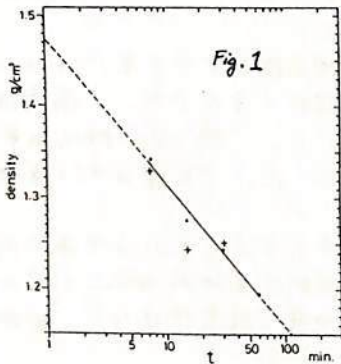
桂 郁雄・笹嶋 貞雄

京大・理

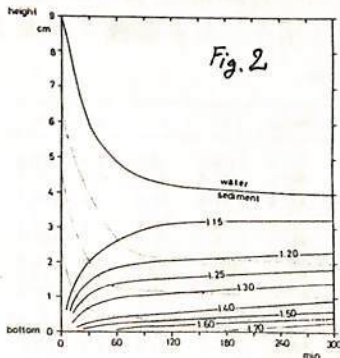
地球磁場の反転がどのように起こるかは、今だ未解決の問題である。堆積物コアの残留磁化測定からは、方向の逆転に伴い、磁化強度・相対磁場強度の減少がみられる。このような相対磁場強度の変化が、実際にあった地球磁場変化をどの程度忠実に反映しているかという疑問が残る。

筆者らは数年前より、人工的に堆積物を圧密させ、その間制御された磁場をかけ、post-DRM を獲得させる実験を行ってきた(1979春学会)。その結果、1)外部磁場強度に比例した強度の、2)同一磁場下で圧密時間が同じ長さ、圧密程度に応じた(密度変化に比例した)強度の post-DRM がつく。また、3)瞬間的に反転させた(強度は同じ)磁場でも徐々の変化と反転を伴った磁化強度の減少が起こることになった。

以前に乙藤^{*}は post-DRM の獲得は、同一磁極期内では、圧密の各段階で磁場に比例してつく部分 post-DRM の加算で表わされるとした。いま磁場反転を圧密途中にはさまる時の post-DRM は、上で言う部分 post-DRM の加算で表わされるが、という検証実験を行なった。反転を受けた post-DRM を J_{NR} 、磁場→無磁場・無磁場→磁場下での post-DRM を J_{N0} 、 J_{0N} 、磁場の切替時を t とし、各々の post-DRM が部分 post-DRM の加算で表わされるとしたときの関係は $J_{NR}(J_{0,H}^t + J_{t,H}^{300}) = J_{N0}(J_{0,H}^t + J_{t,H}^{300}) - J_{0N}(J_{0,H}^t + J_{t,H}^{300})$ となる。反転をはさんでもいわゆる加法則が成立する長さ等号が成立する。圧密後の堆積物コアのどの層(密度で示す)に N/R の境界がみられるかを $\log t$ との関係で示したのが Fig.1 である。●点は式の右辺に従う予想、+点は実際に反転を起した結果である。境界をはさまる磁化強度の減少がみられた。境界の密度と $\log t$ の間に直線関係がみられる。反転が早いほど高密度側に、遅いと低密度側に、あまり遅いと残留磁化として記録され得ないことを示している。



実験で行なった圧密を単純化して示せば Fig.2 のようになる。コア各層が時間と共に密度が増加する様子を示す。これと Fig.1 ($|J_{0,H}^t| = |J_{t,H}^{300}|$ の層を示している)の結果を合わせれば、圧密のごく最初の段階(せいせい密度 $1.15 \sim 1.16 \text{ g/cm}^3$ まで; 出発物質は 1.13 g/cm^3)で獲得された部分 post-DRM の割合が大きくなることわかれる。圧密の進行に伴い、磁化粒子の動きが急激に減少し、既得の部分 post-DRM の崩壊と新たな部分 post-DRM の獲得があまり起こらなくなることを示している。



post-DRM の獲得には、反転をはさんでも、圧密の各段階で獲得される部分 post-DRM が、加算的に寄与することがわかれる。従って、天然の堆積物から求まる相対磁場変化は、99% に本当の磁場強度の減少より時間的により長く希釈化されて表わされる可能性が高い。また、ごく短い excursion の場合などでは、その堆積物の圧密速度との関係で、前後の磁場下での部分 post-DRM のために隠されたり弱められたりすることがあり得ることを注意しなければならぬ。

*) 例として Otofujii, Y. & Sasajima, S. (1981) Geophys. J. R. astr. S. 66, 241-

堂 面 春 雄

山口大学教育学部物理学教室

アイスランドの首都・レイキャヴィクの北西約100 Kmの地点より採取(1979秋)した、松山逆磁気期産の玄武岩試料についての熱磁気解析の結果の一部を示す。

解析は、NARUSE-KAGAKU 磁気天びん/MB-2型を用いて行った。本報では、まず、この熱磁気天びんについて、測定上の問題点などに関して簡単に述べる。

試料用として、ダブル・バスケットを用いることで、1200°C/分の早いスピードによる加熱・冷却を繰り返すことが可能となった。

今までのところ、試料はすべてBulkのflakes あるいは powderを用い、真空中及び真空中で測定を繰り返した。磁場強度は数千ガウスであった。

1st run の加熱時においては、N型フェリ磁性を示唆するJ-T曲線を見たが、冷却時にこれは単相に変化し、2nd run 以降はほとんど変化しない。なおこの数値は、 10^{-6} Torr の真空でも阻止しえないもので、酸化などによるものではないと考えられる。

堂面 倉 雄・藤井 淑江
山口大学教育学部

1980年5月18日、北米西海岸ワシントン州のセント・ヘレンズ山が歴史的な大噴火を行った。昨秋の本学層にても、これに関するいくつかの論文がまき出ている。今回筆者等は、この際放出された大量の火山灰中、ごく微量のものについて、熱磁気解析を進めているが、その概要を報告する。

解析には、NARUSE-KAGAKU MB-2型熱磁気天びんを用いた。

供試火山灰は、bulk 及び室温にて、ハンド・マグネットで分離抽出した強磁性鉱物を、真空中及び、 10^3 、 10^6 Torr の真空中で測定した。磁場強度は数キロガウスである。

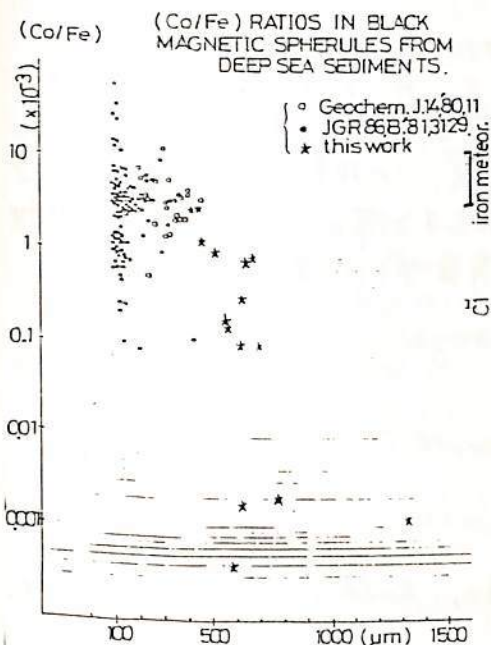
解析の結果、本試料は粒子かによって、 450°C 及び 580°C の2種のキネリ一温度を示す成分からなっていることがしれたが、これらが単相の別炭物であるのか、2相のものなのかは、まだ確認できていない。上記ハンド・マグネットによる強磁性物質の含有率は約18wt%であった。

北海道ウス岳火山噴火物に関する J₁-T 曲線も、比較のため示す。

深海底の鉄質微小粒化学組成の、サイズ及び形態依存性について

山越 和雄
東京大学宇宙線研究所 一次線研究部

従来、深海底堆積物や、地上の雪や雨水中より採取した「微小粒(スフェール)」について、(1)化学組成⁽¹⁾⁽²⁾(3)宇宙線生成核種の測定⁽³⁾⁽⁴⁾(5)宇宙線に誘導された同位体比異常⁽⁵⁾の三項について、主として研究を進め、その微小粒の地球外起源のもの割合や平均的宇宙線照射年代、いくつかの起源の推定など、詳しく宇宙の情報を得られるようになってきた。今回は、化学組成の研究について、主として「鉄質スフェール」を研究対象として、(1)より大きなサイズについての分析、(2)芯核を持つものは、芯核と、外殻との組成の差、(3)ひょうせん形、(4)液滴形、(5)フラスコ型といった形状と、組成の関係を議論する。(3),(4),(5)はいずれも、隕鉄の大気圏突入の際に、表面からとび散った特異形核粒子として知られているものに、類似した形を持つ、深海底より回収されたものである。



これは、いずれも、鉄質スフェールの「起源」は、隕鉄が大気圏に突入した際、表面より溶融飛散して固化したものであるという、一般の考えから、細かく検討を重ねる為、調査を行ったものである。

左上図に一例として、(Co/Fe) 成分の、サイズ依存性を示し、サイズが増大(100 → 400 μm)するにつれて、隕鉄の組成に収斂する傾向と、

逆に、(Co/Fe) 値が減少する傾向の二種が存在する事がわかる。(Au/Fe) のような低融合金属では収斂は 300 μm 止まりで、(Ir/Fe) の様な高融合金属では、収斂が 500 μm まで伸びている。

前回(80春)の講演の際には、炭素同位体(C-13)との関連について述べたが、今回は、隕石(特に隕鉄)との関係について発表したい。

REFERENCES:

- (1) K. Nogami et al., Geochem. J. 14 (1980) 11.
- (2) K. Yamakoshi et al. J. Geophys. Res. 86, B4 (1981) 3129.
- (3) K. Yamakoshi et al. Earth Planet. Sci. Lett. 52 (1981) 259.
- (4) S. Yanagita et al. Proc. Intern. Conf. Cosmic Rays Kyoto) 06-12-20 (1979).
- (5) T. Shimamura et al. Earth Planet. Sci. Lett. 42 (1979) 379.

C, L, H 型 コンドライト中の金属相の分析

山越和雄, 大橋英雄, 大岳雅文, 藤根久
 (東大宇宙線研) (東大宇宙線研) (九大理) (日大応用地学)

コンドライト中の金属成分は, 母体が変成を受ける際に環化される過程で生み出されたのが通説となっている。しかし, その化学組成(特に親鉄元素については), 隕鉄に着目く類似した面と, 大きく分布する面があり, 母体となるコンドライトの変成の度合いを反映していると考えられる。

コンドライト中の金属相の分析は, これまで, 極く一部が着手されたに過ぎず, 鉄の含有量の大小で分類されたとしても過言でない。F, H, L, LL, C 型コンドライトの鉄と, それと学術を共にする各種の親鉄元素の組成を明らかにすることによって, コンドライト変成の一つの手がかりが得られると考えられる。この知見は, 又, 宇宙塵の化学組成の組織的な分析から, そのいくつかの起源を推定する際に, 隕鉄以外の可能性の一つとして, コンドライト中の金属相を考慮すると, 有益なものとなる。

分析に用いた試料は, 石鉄として, "Dalgara",

Lとして, "Calliham", "Finney"

Hとして, "Dimmit", "Jirín", "Faucett"

Cとして, "Allende"

である。

定量方法は, 非破壊中性子放射化分析法を用い, Bulkのコンドライト中の組成と, 金属相中の組成を併せて求めた。

今回は, 各種分析値と, 各種成分がコンドライトの種類と共にどう表れるかを示す。

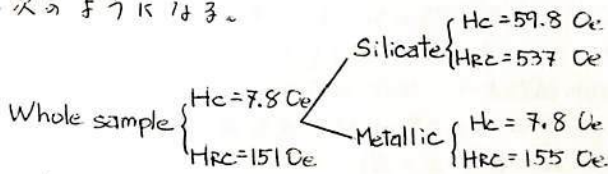
船木 實
国立極地研究所

Ym 75097 は Olivine-hypersthene chondrite (L4) で 2.57 kgm である。
この隕石は不安定な NRM を持つので、その磁気特性と、その中から安定な NRM を持つと思われる粒子のみ取り出す方法について報告する。

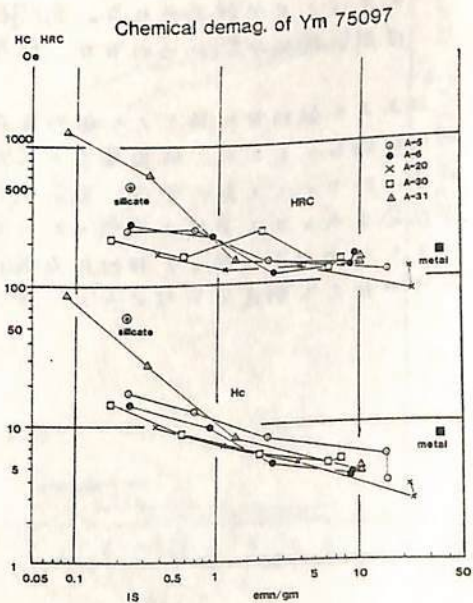
今で測定した南極産隕石の Hysteresis data は多くの Chondrite が非常に小さな Hc, HRC を持つことを示している。しかし L chondrite についてみると、Ym 76009 のように、 $H_c = 100 \text{ Oe}$, $HRC = 2100 \text{ Oe}$ と大きいものから、 H_c が 10 Oe 以下、 HRC が 100 Oe 以下と小さいものである。Ym 75097 は以下に述べるように H_c , HRC が非常に小さな隕石に属する。

Ym 75097 を 800 Oe で交流消磁すると、NRM 強度は弱磁場で急激に減少する。また方向の変化は非常に大きく安定な NRM を持つとは考えられない。この隕石から厚さ 1 mm の板を切り出し、それを 0.003 ~ 0.015 gm に割り、それぞれ NRM の分布は大きくばらつく。この傾向は交流消磁しても大きく変らない。

約 20 mm² の研磨された隕石面中で、直径 30 μ 以上の隕石粒の占める面積は全体の約 3% である。これらの金属鉄粒は、①結晶粒界に存在する比較的大きな粒 (直径 20 ~ 500 μ)、②結晶粒界に脈状に存在する鉄 (長さ 200 ~ 50 μ)、③結晶内にある鉄粒 (直径 30 μ 以下) に分類することからできる。この資料を 0.1 mm ϕ 以下に研ぎ、磁石で金属鉄と Silicate に分けると ③の鉄粒は、Silicate に①の鉄粒は磁石に付くと考えられる。これが確定に行なわれたかどうかを判定するために H_c , HRC の変化を調べると次のようになる。



この結果 Silicate 中の鉄は粒径が小さく、Metal は大きな粒径と考えることができる。Silicate 中の鉄は安定な NRM を持ち得ると考えられる。次に厚さ 1 mm の隕石板中の金属鉄を HCl で溶かす。この場合結晶中にある小径の金属鉄は Silicate に保護され溶けにくい。①、②の鉄は溶かすことが可能と思われる。Fig 1 はこの様子で、IS の減少とともに全体的に H_c , HRC が増加していくのがわかる。この方法により強く不安定な NRM から、弱く安定な NRM を取り出すことが可能であり、その NRM の性質を調べることが可能であれば、隕石母天体の形成や歴史を調べる手がかりが得られると思われる。



齋藤如男

山形大学 理学部

地球試料の稀ガス分析は最近ますます盛に行われるようになって来たが、同位体組成はともかく、各種稀ガスの相対存在度のパターンのもたらす情報は、未だ十分解明されているとはいえない。岩石が稀ガスを取り込む時には様々の分別作用が生じると想像され、この分別作用を解明しないことには、これらの岩石を分析して得た稀ガスの相対存在度のパターンが、この岩石が生じる時に周囲に存在したガスとどのような関係にあるかを推測することも難しい。もし岩石を構成する鉱物が同じような稀ガスの相対存在度パターンを有するならば、そのパターンをもとに存在した稀ガスのパターンと考えてもよいと思われるので、一般的な岩石である花崗岩でまずこの点を確認することにした。試料は金属鉱業事業団が遠野地区で行なった花崗岩体を貫ぬくボーリング・コアから、50mごとに得た。今回はこの中から岩体の表面に最も近い部分(コアの150m付近)と、コアの最深部分(496m)の二点から試料をとり、長石、黒雲母、角閃石を鉱物分離した。稀ガスの分析は炉の温度を500°Cと1600°Cにして行った。

次のような結果を得た。

- 1) 同じ深さのコアから分離した試料でも、鉱物ごとに稀ガスの相対存在度のパターンは異っている。一方、同じ鉱物であれば深さがちがってもパターンは似ている。
- 2) 試料1gあたりのガスの量は深い地点の試料の方がやや多い。
- 3) 500°Cで放出されるガス量と1600°Cで放出されるガス量との比をとると、長石、黒雲母では、Xeをのぞいて、軽い稀ガスの方が低温で放出されやすいことを示す。Xeが低温で比較的よく放出されるのは、吸着成分があることを示すのかも示れない。これに対して角閃石は、500°Cでガスをほとんど放出せず、特に ${}^4\text{He}$ の放出率は長石、黒雲母の $\%_{100}$ 程度である。これは角閃石が特別なサイトに稀ガスを保持しているためと考えられる。
- 4) 長石、黒雲母では、496m試料の方が150m試料より500°Cで放出される稀ガスの割合が大きいことが認められる。角閃石については、 ${}^4\text{He}$ と ${}^{40}\text{Ar}$ の放射性起源の稀ガスについては同じ傾向が認められるが、非放射性起源の稀ガスに関しては逆の傾向が認められる。

以上より鉱物毎に稀ガスの相対存在度パターンが異なることがわかった。これは角閃石で特に顕著に示され、結晶構造が大きく影響していると考えられる。一方、筆者が以前に行なったアメリカ産の雲母、長石の存在度パターンと比較すると、これ等とも異っており、とり込まれるガス自体も場所々々によって異っていると考えられる。分別の細部を知って、もともとのガスの稀ガス相対存在度パターンを知るには、今後人工的に鉱物を合成し、その中のガスを測定するなどのことが必要と考えられる。

藤森義彦

(東工大・理)

1980年春の学会で、御前崎の頁岩は歪が加えられると抵抗が大きく変化し、地震予知への応用が可能であることを報告した。しかしながら、その時報告した特性曲線は歪のかなり大きいところのみのものであり、実用上特に知りたいと思われる $10^{-8} \sim 10^{-5}$ という微小歪にはほど遠いところであった。それは圧力試験機、歪計、抵抗変化計の精度によるものがあるが、今回はこれらの精度を上げ、さう少し小さい歪について測定した。その結果、前回の結果では(歪 $\rightarrow 0$)のときに ∞ に発散するかと見えた御前崎の $(\Delta R/R)/(\Delta L/L)$ (増倍率)に極大点がある結果が、全てにでは左いか、得られた。

今回用いた御前崎の試料は前回とは少しは左れた場所から新たに採取したものである。Fig. 1, Fig. 2 はそれぞれ、油壺(凝灰質頁岩)、御前崎(頁岩)の結果の一部で、曲線(左軸)は $(\Delta R/R - \text{歪})$ の特性を表わし、水平な直線(右軸)は $(\Delta R/R - \text{歪})$ 曲線の二点間の平均変化率を表わしたものである。(●は加圧時、○は減圧時を示し、また、左上の \approx は、それ以上の点がスケールアウトしていることを示す。) Fig. 2 の左軸付近で、 \approx が、いったん大きくなって、それから小さくなっていくのが見える。ただし、この付近は誤差の大きいところがあるので、そのことを考慮する必要がある。

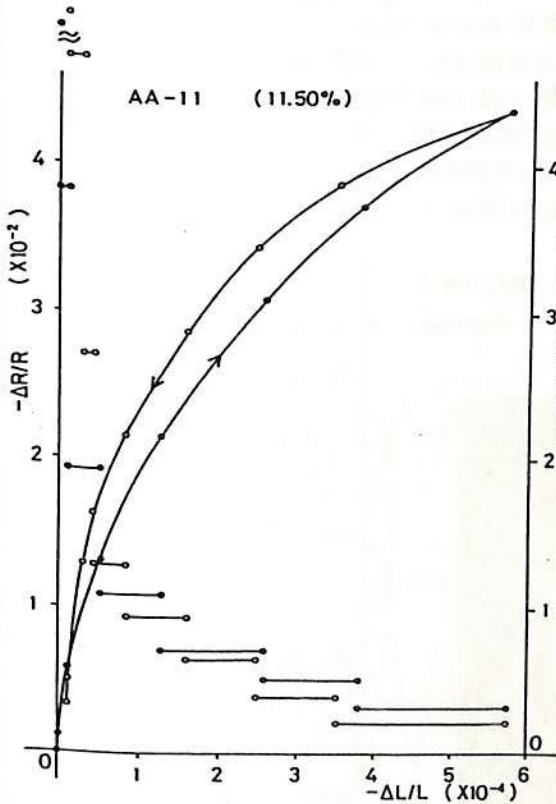


Fig. 1

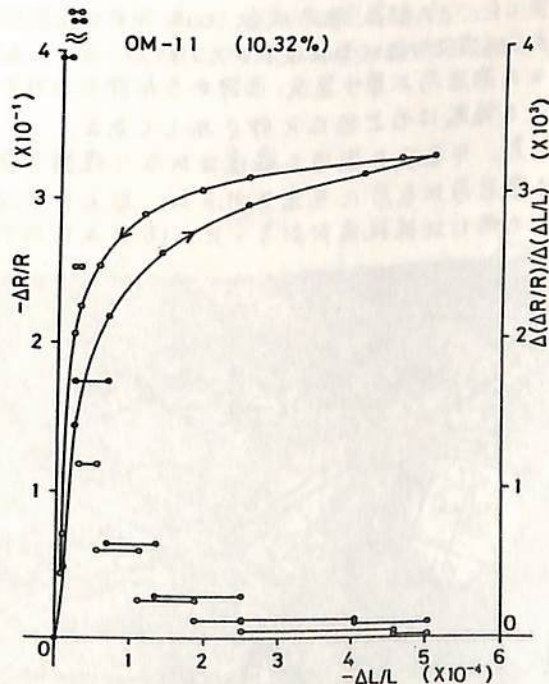


Fig. 2

田中良和

京都大学理学部付属 火山研究施設

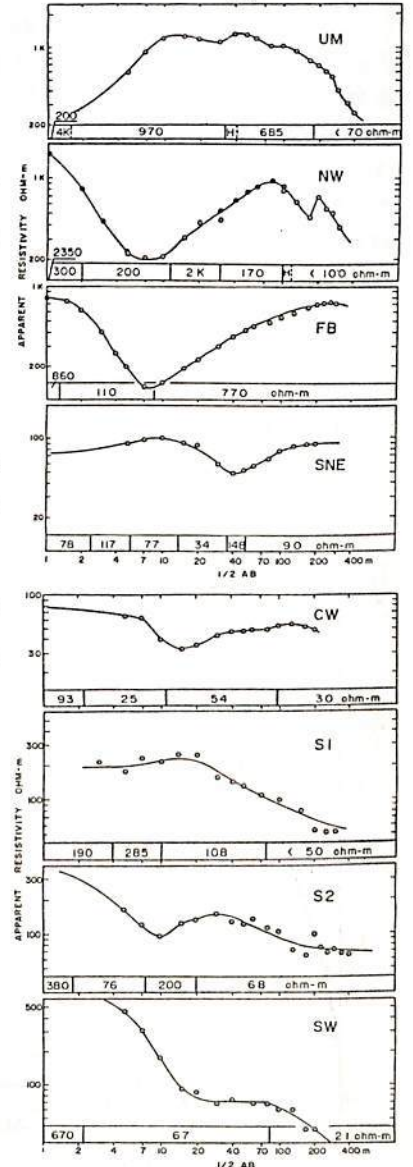
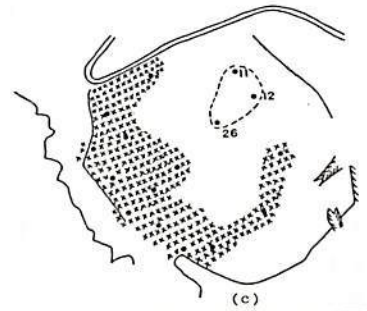
火山活動の盛衰に伴う地温変化は地下の電気伝導度に変化を与える。従って熱変化が比較的著るしと思われる火口周辺で定常的に地下電気伝導度の観測を実施すれば、熱の変動や物質の移動を把握できる可能性がある。

計測法としては交番矩形電流を直接大地に通電する人工電流法が適当と思われる。従来の装置では数100V以上の電圧を用いるため連続観測するには、かなりの危険が伴う。しかし、信号周波数は既知であるから受信波を同相に重ね合わせるとS/Nを一桁以上改善しうる。つまり、その分だけ送信電圧を下げて数10Vで計測が可能となる。この様な原理に従って2種類のスタッキング電気探査装置を開発した。1つはアナログ積分による地下構造調査用の小型装置である。2つは、数km離れた固定観測点間の電気抵抗値の変動を観測する装置である。マイクロコンピュータによるデジタル積分法を採用し、桜島の山体を通る測線として春田山から送信した信号を黒神で受信している。

1の装置を用いて1980年秋に阿蘇草千里決および中岳主火口周辺でシュラングルジテ法による電気探査を実施した。草千里決では解析深度を100m程度に選んで34測線について測定した。その結果、表層は数100Ωmの火山灰層で、2層は10~60m深さで200Ωm以下のスコリア層、そして3層として数kΩmの溶岩層が草千里決、西部および南部にかけて見出された。

この領域は右上図にX印で示してある。

他方、中岳火口周辺の構造はかなり複雑である。UM, NWでは溶岩層が互層に見出されたが、旧火口では100Ωm以下の低い比抵抗値がみられた。(右中及び右下図)

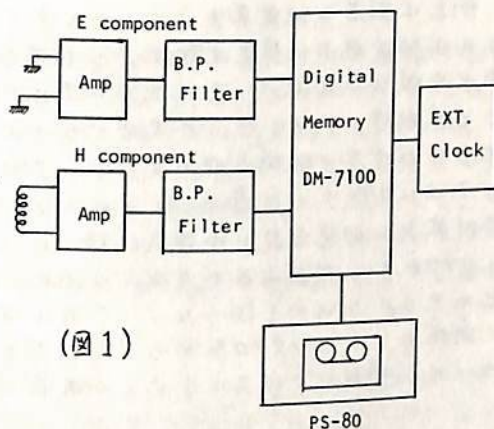


西谷 忠師, 小沢 教良, 乗富 一雄
秋田大学 鉱山学部

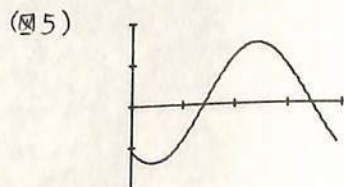
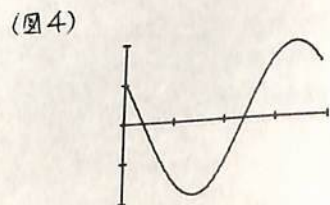
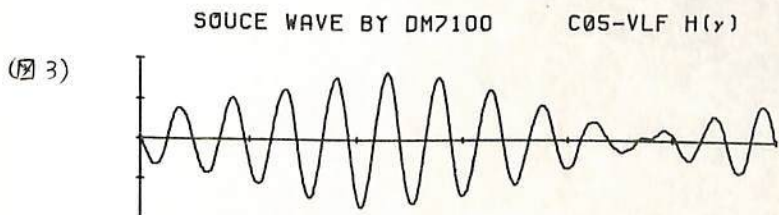
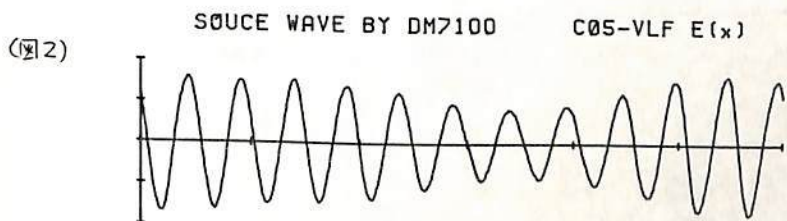
VLF-MT法による比抵抗測定は断層位置の推定に有力な手段として注目されている。ジオニクス社のEM16Rなどを利用すれば、手軽にみかけ比抵抗 ρ_a , 電場と磁場の位相差 θ が得られる。しかし、電場(E)と磁場(H)を独立して得ることができないという欠点がある。地下構造解析のためにはE, H成分が独立して得られれば非常に役に立つことは明らかである。

ここではデジタルメモリーに外部クロックを与えて(17.44 k × 40 Hz) samplingし、スタックを行なってE, H成分を独立に求め、MT探査を行った。図1に測定系のブロックダイアグラムを示す。電場成分は電極間隔を40mとし、両端の電位差を増幅し、バンドパスフィルター($f_0 = 17.44$ kHz)を介してデジタルメモリー(DM-7100, 1ch当り8bit, 2048 word)に入力する。磁場成分は17000回巻いたコイルにフェライトコアを挿入して感度を上げ、電場成分と同様アンプ、フィルターを通してデジタルメモリーに入力した。得られたデータはカセットテープに記録し、実験室内でスタックを行ない解析した。

波形の例として図2に電場成分を、図3に磁場成分を示してある。パワースペクトルを求めても両者は17.4 kHz付近にピークがあるのみである。図4は電場成分について、1波長を40分割してスタックを50回行った時の結果である。同様の操作を磁場成分について行なった結果が図5である。



(図1)



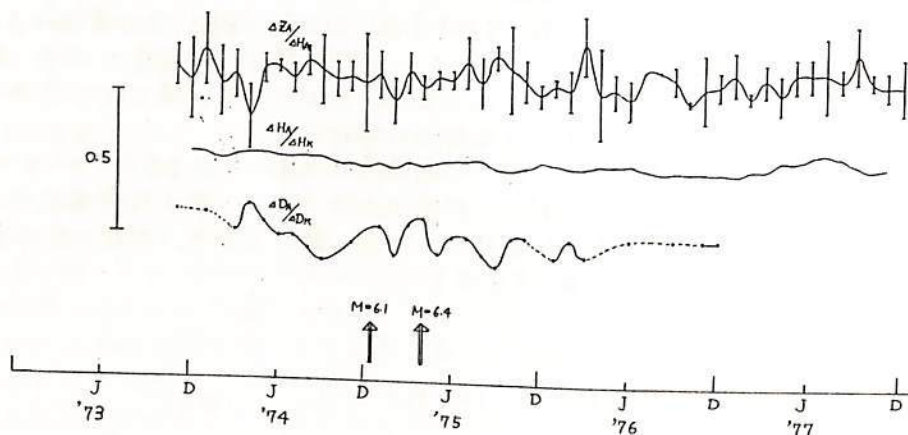
鹿屋と阿蘇，柿岡と鹿野山の短周期地磁気変化振中比の経年変化

宮腰潤一郎 田中良和
鳥取大・教養 京大・理

例えば顕著な地震発生にかかわるダイラタンシ-過程の進行に伴い、地殻あるいはマントル上部に電気伝導度変化が生じた場合、その地域の直上の観測点においては短周期地磁気水平成分の変化に、その地域の周辺の観測点においては鉛直成分の変化に影響が顕れることが期待される。この見地からすれば京都大学内の地磁気世界資料解析センターに集められた世界の地磁気観測点のデータはCA的に極めて貴重なものであると言えよう。

今回はセンターに寄せられている1974年から1979年までの鹿屋のデータと、京都大学阿蘇火山研究施設の地磁気記録とについてSSC等の短周期地磁気変化の様相を比較し、1975年に阿蘇山及び九重山の周辺に発生したM=6.1, M=6.4の地震に関連した変化が見られなかったかを調べた。下図は得られた水平成分振中比の経年変化である。

同様のことを1970年から1980年の間の柿岡のデータと、鹿野山測地観測所の記録について、周辺のサイスミシティの消長と関連して調べた。



北アナトリア断層帯西部域における 電磁気観測 (序報)

本蔵義孝・田中秀文・大志不直人・A. M. Isikara

(東工大理)

(イスタンブール大理)

トルコ北部を東西に走る北アナトリア断層帯は活動度が非常に高く、この断層の動きに伴って大地震が繰り返し発生している。とくに近年は活動期にあるといわれ、多くの大地震が発生している。現在、北アナトリア断層の西端部に地震空白域があるといわれ、この地域における地震予知の研究が重要視されている。このような状況の中で、イスタンブール大学地球物理学科の電磁気グループは地震予知のための基礎的研究の一環として、電磁気観測を計画している。今回、筆者ら東工大グループはイスタンブール大のグループと共同研究を計画し、空白域内にテストフィールドを設けて第1回目の観測を行った。本稿はその概要である。

テストフィールドはイスタンブールの南東約100 km、イズニックの東約20 kmの所にあり、予備的段階として、断層の電磁氣的構造の調査から始めたこととした。しかし、我々の観測地域に断層が存在するといわれているものの、その正確な場所は確定していないといはいいが、断層の構造調査というよりは、むしろ断層もしくはその破砕帯がどこに存在するのかを電磁氣的方法を用いて捜す必要があった。したがって、予想される断層の走行にはほぼ直交する測線を選り、その測線に沿って観測を行うこととした。

観測項目は、全磁気分布、自然電位、Wenner法による表層比抵抗分布、小規模Schlumberger探査、ELF観測である。実際には、テストフィールド内に3測線を選り、これらの測線に沿って上記の観測を行った。得られたデータは現在解析中であるが、予備的結果としては、断層破砕帯に対応すると思われる低比抵抗層(ESL)層、SP異常などが観測されているようであるが、異常の規模が小さく、これらは確定的結論ではない。また、顕著な全磁気異常も発見されているが、現在のところその原因は明らかではない。詳細は現在解析中である。

その他、全磁気繰り返し観測のための測定点も今回16点設定し、今後繰り返し観測を行うことにしている。また、今回得られた結果を参考にして、比抵抗・自然電位観測点を設定し、将来は連続観測を行うというのがイスタンブール大グループの長期的計画である。

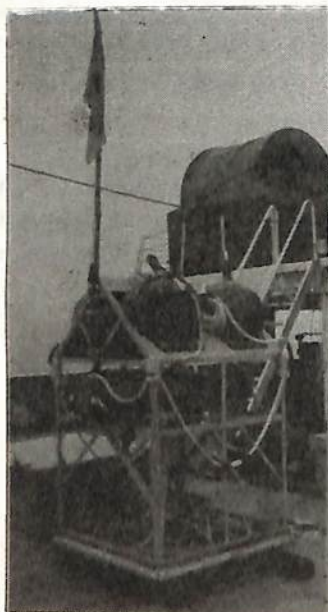
自己浮上型三成分海底磁力計

瀬川 爾朗、春日 隆 (東大海洋研)
 行武 毅、歌田 久司 (東大地震研) 浜野 洋三 (東大理)

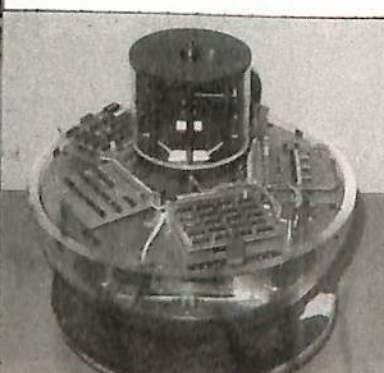
昭和56年春の学会では、ロープ係留方式による海底磁力計の報告を行なった。海底での地磁気変化の観測は少なくとも20日程度の期間、連続して行なう必要があるが、ロープ係留では不適当であることがわかり、その後、自己浮上型の海底磁力計の開発に着手した。自己浮上型の海底測器に共通する問題は、浮上のためのブイの浮力と耐圧性、回収する測器の部分の軽量化、おもりを自動的に切離す装置の信頼性、長期観測を目的とする場合の省電力化の問題、海底での測器の振動、海底堆積物による障害、などがあげられる。現在、海底磁力計を4台製作し所有しているが、このうちをもち、自己浮上方式とした。このうち、1、2号機は150φ×1200⁴のアルミの耐圧容器におさまったもので、本来ロープ係留用であるため自重が大きい。1、2号機はフリーズは、第1回のように、本体を耐圧アルミのフレームにヒリつけ、フレームの上部には浮力88kgの耐圧ガラス球の浮きと、ラジオビーコン、フラッシュカメラ、旗をヒリつけ、下部に時限式切離装置を介して鉛のおもり(50kg)をヒリつけることにより自己浮上を可能とした。1、2号機は本年6~8月にわたって東北日本太平洋側の海底における2ヶ月間の観測に使用され、2個共に無事回収してデータを入手することができた。3、4号機は、直径17φの耐圧ガラス球を容器として使用し、全体として軽量化を試みた。第2回が3、4号機の磁力計の内部、第3回が外観である。おもりの切離しは、タイマーと、直径1φのステンレスワイヤーの電線により行なわれる。3、4号機は東大海洋研の淡青丸で試験をし成功した。17φのガラス球1個のみによりつくられた海底磁力計は、世界でもはじめてのものと思われる。

海底磁力計の性能リスト

- 1、2号機
 センサー：ジーンバル吊りフラッシュゲート3成分、
 記録方式：カセットテープ上に16ビット(+サインビット)
 デジタル記録、精度±0.7nT、
 最大観測期間：90日、最大水深：6000m、重量約160kg
- 3、4号機 17φガラス球、重量：約50kg、
 (他は同じ)



第1図 海底磁力計
1、2号機外観



第2図 海底磁力計
3、4号機内部



第3図 海底磁力計
3、4号機外観

東海沖の海底地電位変化について

森 俊雄 (気象研究所)

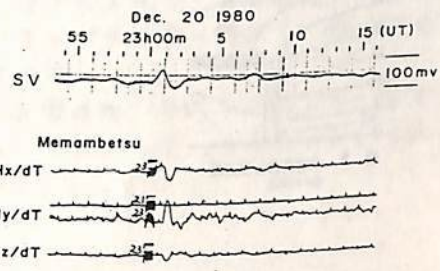
海底地震計常時観測システムの海底部への電力には、直流定電流方式がとられており、同軸ケーブルの中心導体を通った電流は、海底地震計先端点近くの海底陽極アースから海水および地中を経由して御前崎海岸の陰極アースからとりこまれている。従って、外部から両アース間に電位の変化が生じると、地震計への給電圧も変化する。

地磁気日変化と磁気嵐について、給電圧の変化と柿岡の地磁気変化とを比較すると非常に対応が良く、給電圧の変化は海底の地電位変化を表現しているといつても良いだろうということ、1980年秋の電磁気学会(森, 他)その他で話した。

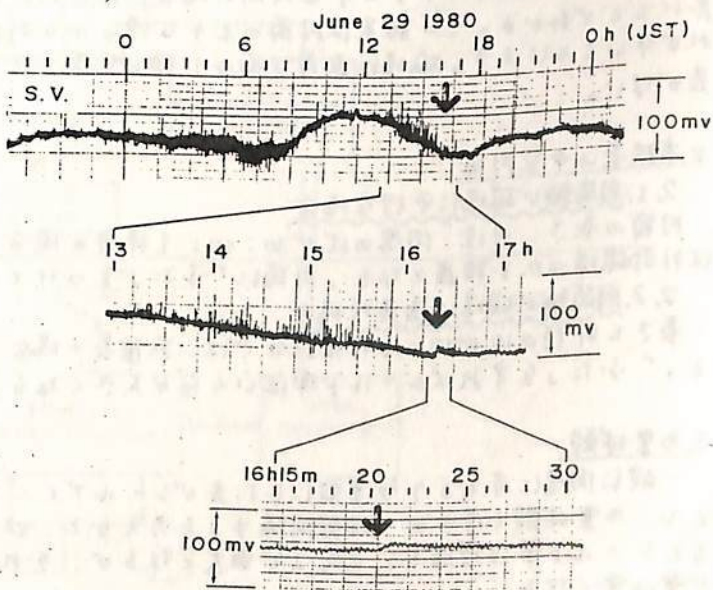
海底地震計の先端アースは水深約2200mのところにあり、海岸アースとの直線距離は約110kmで、その方向はN32°Eである。この給電圧の変化はアナログで磁気テープに記録している。この他、御前崎においても地電流2成分の観測を1980年4月から行っているので、こゝろの変化と柿岡等の地磁気、地電流変化とを比較解析した。

御前崎、柿岡の地電位変化を海底地電位の成分方向(N32°E)について比較すると、周期数10分では、地磁気変化に対する変化比(インピーダンステンソル)は、柿岡、御前崎、海底の順に1ヶ月づつ小さくなり、地磁気の直交方向に対する依存度は順に大きくなる。さらに短い周期のインピーダンステンソルはまだ求められていないが、海底地電位で地磁気変化に対応する変化で最も短い周期の変化は1分程度である(第2図)。

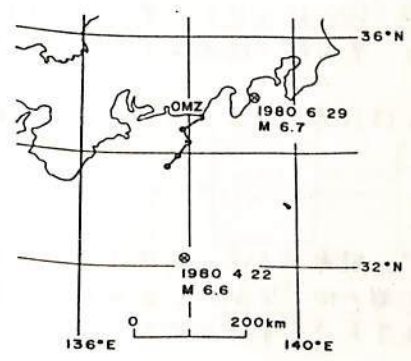
この他、1980年6月29日の伊豆半島東方沖の地震の際、コサイミックな変化が記録されたので、これについても報告する(第3図)。



第2図



第3図



第1図

カ武常次(日大文理), 本蔵義守, 田中秀文, 佐々田福次郎, 森本複夫, 鈴木道夫, 渡辺郁(東工大理)

種々の形状の高透磁率物質によって, 静磁場がシールドされる様相を調べた。解法は主として緩和法によりラプラス方程式を解く方法によった。本研究の結果は岩石磁気研究などに関連するシールドニングの程度を知るのに有用である。

1. 中空角柱

無限長の中空角柱および角柱壁の1部が欠落している場合の別を図1, 2, 3に示す。

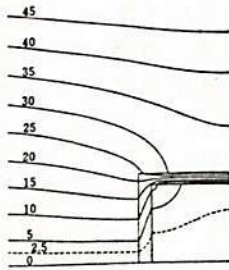


図1 中空角柱と磁力線 ($\mu=500$).

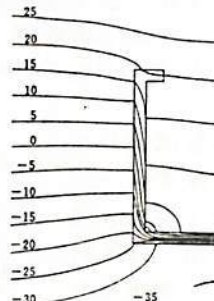


図2 中空角柱の1部が欠けている場合の磁力線 ($\mu=500$).

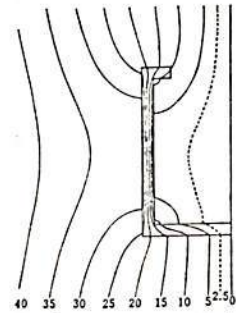


図3 中空角柱の1部が欠けている場合の磁力線 ($\mu=500$).

外部磁場の強さを1とすれば, 中心の磁場はそれぞれ0.33, 0.39および0.57となり, 同じ肉厚および透磁率(μ)の中空円筒の場合には0.058となるので, シールド率はかなり悪いことがわかる。この結果は円筒のような滑らかな形状の場合と異なって, 磁力線のもれが多いことによる。磁場に直交する面の1部が欠落している場合には, 完全中空角柱と大差がない。

2. 有限長の中空円筒

2.1. 円筒軸が磁場に平行な場合

円筒の長さ、外径、肉厚の比が30:10:1程度の場合 $\mu=500$ について, 中心部の磁場は外部磁場の0.1程度となる。円筒に「ふた」をつけても, 中心部ではあまり変化がない

2.2. 円筒軸が磁場に直交する場合

長さと外径の比が10:1程度以上では, 無限長の場合とほぼ等しいシールド率が得られる。「ふた」をすればシールド率はいくらか大きくなる。

3. 多重球殻

一般に肉厚に等しいより多重殻にした方がシールドニングの能率がよい。外径15, 内径5とし, 三重球殻(厚さ α , 球殻間隔 β)を考えると, $3\alpha + 2\beta = 10$ となるが, α を大きくするとシールド率は増加し, $\alpha \approx 2$ で最大となるが, それより大きくするとかえってシールド率は減くなる。

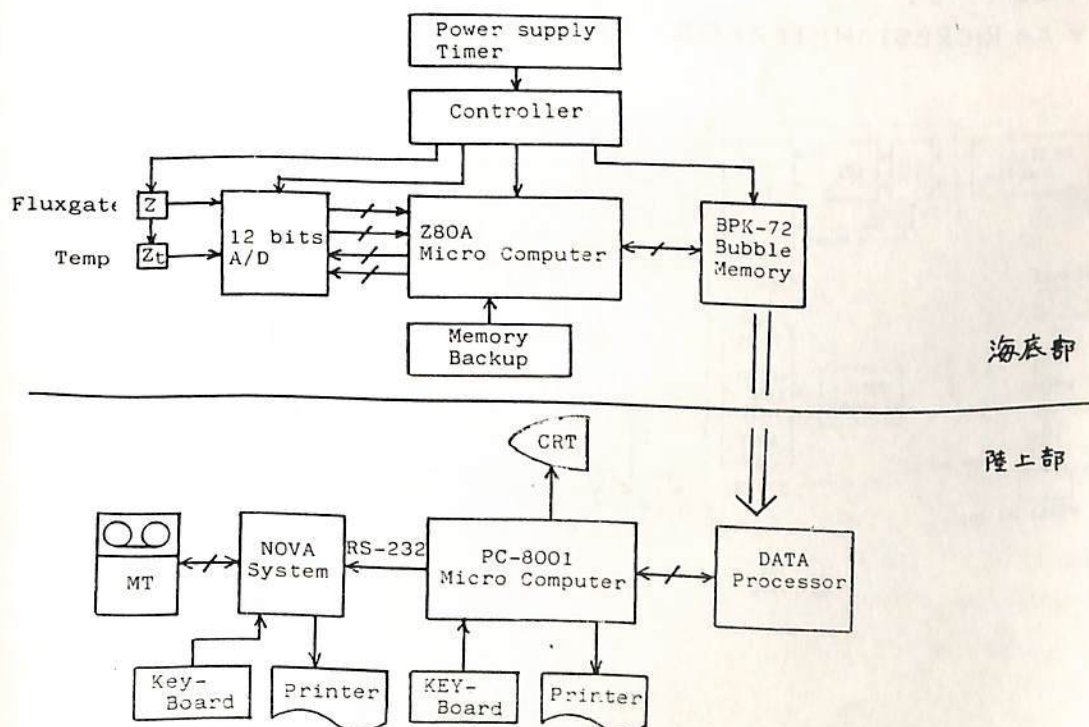
灰田好文, 藤本隆己, 内山昭徳, 時沢秀幸, 内藤好裕
東大, 海洋研

先の学会(1980年春)において, フラックスゲートを用い, 主磁場を永久磁石によって打消し, また, 間欠的に電力を供給することにより, 消費電力を節約するなどの多くの特長をもつ, 三成分海底磁力計の概略について述べた。

今回は, その記録方式について述べる。記録の方法としては, 各データを数値化し, バブルメモリーに記録することにした。バブルメモリーは, READ/WRITEのときのみ, 電源を入れれば良いので, 電力の節約になる。バブルメモリーとしては, インテルのBPK72を使用することにした。これは, 1Mビットの容量をもち, 約1ヶ月の記録を蓄えることができる。

四は, そのテスト及び読み出し装置のプロック図である。海底部のバブルメモリーは, 8080系のマイクロプロセッサによって制御される。海底部において, 問題となるのは, フラックスゲート, マイクロプロセッサ及びバブルメモリーの消費電力である。これをできるだけ小さくするため, 2.5分一回のクランピングの時だけ, 働かせることが必要であり, そのための必要な方法について述べる。

おおよその消費電力を見積ると, 一回の測定に要する電力は, 平均してセンサー部で1.5ジュール, 記録部で0.2ジュール以下である。したがって, 4AHのNi-cd電池を用いれば, 1ヶ月以上の測定と記録が可能である。

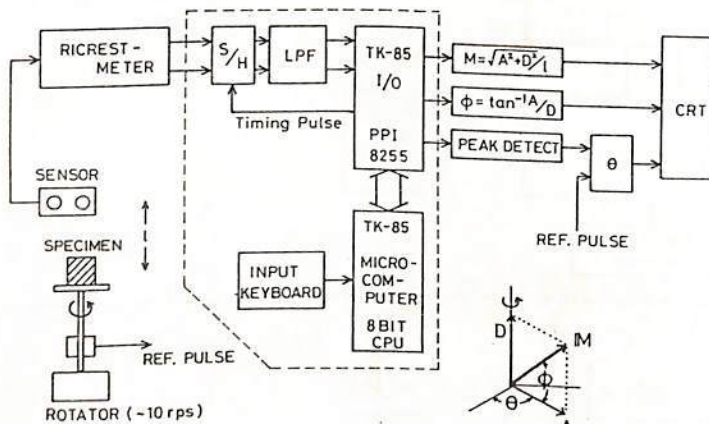


藤戸正弘, 小島正美, 北村保夫; 斎藤尚生; 平尾邦雄
 (東北工大) (東北大・理) (宇宙研)

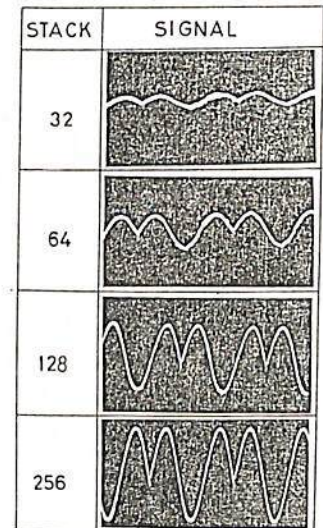
RICRESTOMETER (Ring-core type residual magnetometer) とは我々研究グループが開発している飛行体搭載用リングコア磁気計の多くの長所を応用して製作した残留磁気高速測定装置である。これと適当な出力処理装置とを組み合わせることにより外部磁気雑音の多い場所でも、資料を一軸まわりに回転するだけで資料の持つ残留磁気モーメントの大きさと方向を短時間で容易に測定できる装置が完成する。そして、この装置の開発目的は数多くの飛行体部品の残留磁気を測定し、飛行体の磁気クリーニングを行なうことにあるが勿論、岩石磁気の測定などにも直ちに適用できる。

第1図は装置の最終的なブロックダイヤグラムを示している。各の学会では、図の中の点線で囲んだ部分について、即ち、マイコンを利用した簡単なシステムで RICRESTOMETER 出力をスタッキング操作し、雑音に埋れた出力信号を取出すことができたことを報告した。第2図はそのスタッキングの結果である。その時述べた様に我々は現在、資料回転装置の改良による測定時間の一応の短縮化、磁気計自体の高感度化、スタッキング装置の改良を進めると同時に、第1図に示す様に出力を計算処理し、残留磁気モーメントの大きさと方向をCRT上に表示あるいはプリントアウトすることを計画し準備を進めている。

以上の RICRESTOMETER の改良・開発の現状について報告する。



第1図



第2図

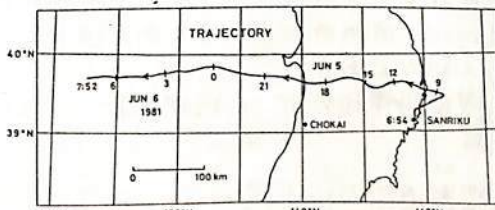
瀬戸正弘, 北村保夫, 斎藤尚生, 湯元清文, 村上広史, 加藤愛雄, 青山巖, 遠山文雄,
(東北工大) (東北大・理) (東海大・工)

我々研究グループは—昨年, 昨年に引き続き本年度も, 大気球に Ring-core 磁カ計を搭載して地球磁場観測を行なった。その目的は工学的目的として「従来体搭載用 Ring-core 磁カ計の開発」であり、物理的的目的として「約25kmの大気球高度における磁気異常の観測と地下深部磁気的構造の研究」である。

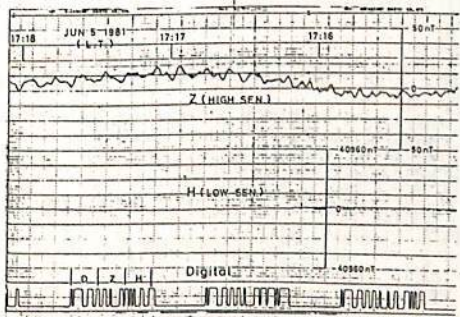
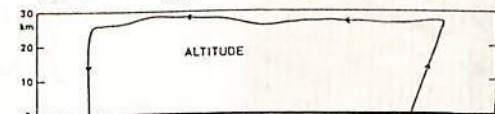
過去の大気球実験で、日本海溝と越える太平洋上での観測が成功裡に終了したので本年度は日本海上の磁気異常の観測を行なう事を計画した。大気球は本年6月5日午前6時54分、三陸大気球観測所より放球され、計画通り予定の様な航跡、高度で従来し、6月6日午前7時52分日本海上空で切り離され、8月に回収する事が出来た。

また、次の図の大気球構成図に示す様に、本年度の大気球による磁場観測では Ring-core 磁カ計の他に全磁カ測定用のプロトン磁カ計も搭載され、25時間にかたる実験時間中両磁カ計とも正常に動作し良好な記録を得る事ができた。次の図は Ring-core 磁カ計による得られた記録の一部を示す。Ring-core 磁カ計は出力方式に更に改良を加え、高感度の垂直成分、低高度の水平成分をアナログで出力すると同時に、約1分に1回面成分をデジタルで出力した。

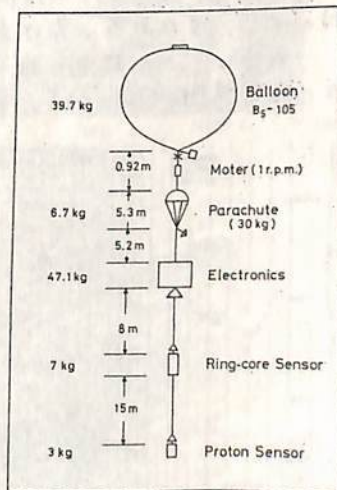
ここでは、Ring-core 磁カ計とそれによる観測結果について報告する。



次の図



次の図



次の図

大気球による東北日本および日本海における磁場観測

—— プロトン磁力計による全磁力観測結果 ——

加藤俊雄・青山 巖・遠山文雄・瀬戸正弘・北村保夫・斎藤尚生・湯元清文・村上広史
 (東海大・工) (東北工大) (東北大・理)

大気球によって高度約28 Kmで東北地方を横断し、秋田沖300 Kmに至るコースの磁場観測を行った。測定器はリングコア型フラックスゲート磁力計(東北工大, 東北大理担当)およびプロトン磁力計(東海大担当)で、三陸大気球観測所から打上げられ、ほぼ西方へ約25時間の観測データが得られた。ここではプロトン磁力計による観測と現在までに得られた結果について述べる。

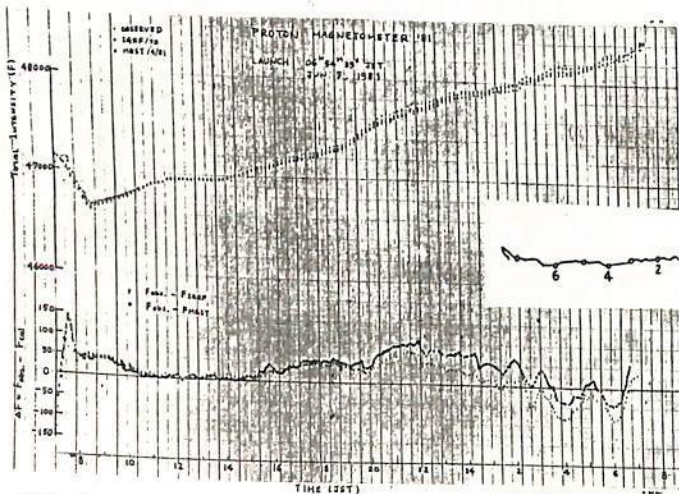
使用された気球はB5型で、1981年6月5日06時54分に打上げられ、1時間40分後高度27~28 Kmのレベルフライトとなり、ほぼ真西へ500 Km飛行して翌朝7時52分、秋田沖300 Kmの海上に落下した。プロトンセンサはリングコアセンサと共に気球に吊りされ、全飛行にわたって正常に動作した。ゴンドラの下方8 mのところにリングコアセンサ、さらに15 m下方にプロトンセンサが吊りされた。プロトン磁力計の主な仕様は下記の通りである。

本体: 212×147×125 mm³, 1.32 Kg
 センサ: 115φ×149 3.45 Kg (ケーブル30 m含む)
 電池: 175×165×116 7.3 Kg

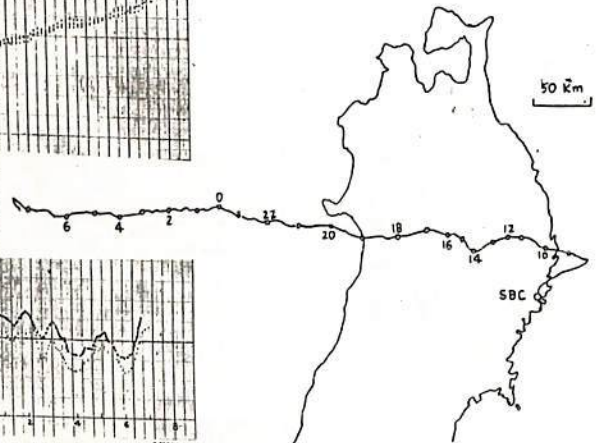
出力: デジタル 20 bits, サンプリング間隔 15 秒

検出感度は1 nTで15秒毎に全磁力1データ得られた。合計重量の半分以上は励磁用電池であるが長時間観測に備え、大容量のものを使用した。フラックスゲート磁力計の成分測定のため、ゴンドラごとスピンドルをモーターをコマンドによりON/OFFさせたがこのスピンドル(1回転/分)によるプロトン出力は比較的安定であった。解析は測定値と理論値との比較、その差による地下構造のモデル計算を行なう。磁場の理論モデルは、係数IGRF/75とMGST 4/81を用いた。飛行時刻に対する測定値および理論値はオ1図(上)の如く、また両者の差はオ1図(下)の如くである。

最後に、この観測に際し、国立宇宙科学研究所、西村研究室、三陸大気球実験班の方々に深く感謝いたします。



オ1図. プロトン磁力計による全磁力測定値と理論値(上)
 Fobs. - Fcal. (下)



オ2図. 気球の飛行航跡

MAGSAT で観測された日本付近の磁気異常, Part II

河野 長 (東工大 理), 柳澤 正久 (宇宙研), MAGSAT 研究班

MAGSAT の全磁力のデータの中から $K_p \leq 20$ のときのその 8,689 点, 109 path を選り出し, まず ring-current の補正を行った。それを 2° 経度 \times 2° 緯度の地域ごとに平均したのが Fig. 1 であり, 300~600 km のさまざまな高度のデータをかまわず平均している。Fig. 2 は equivalent source 法 (Mayhew, 1979) によって, 観測値を最もよく表わすように決められた地殻の磁化である。厚さ 40 km の地殻が主磁場の方向に磁化していると仮定している。さて, 観測される磁気異常の原因が地殻の磁化であると, その大きさが決めれば, 任意の高度での磁気異常が計算できる。そのような計算を高度 500 km について行った結果が Fig. 3 であり, Fig. 1 と比べると, 磁気異常がみごとに再現されているのかわかる。

Fig. 2 を見ると, 日本はまわりに比べてより強く帯磁しているのかわかる。また, 日本海, オホーツク海に帯磁の弱い部分があるようである。はたして, これは日本の下に沈み込む冷たい太平洋プレート, 日本海やオホーツク海での高い熱流量によるものだろうか, 现阶段ではあまり断定的なことは言えないが, データの厳選, より分解能の高い解析により したいに はっきりしてくると思う。

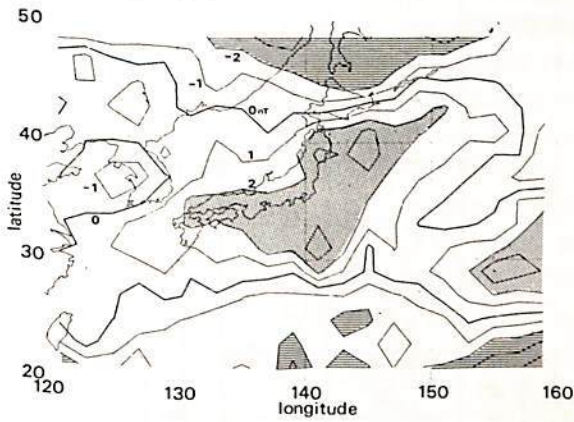


Fig. 1

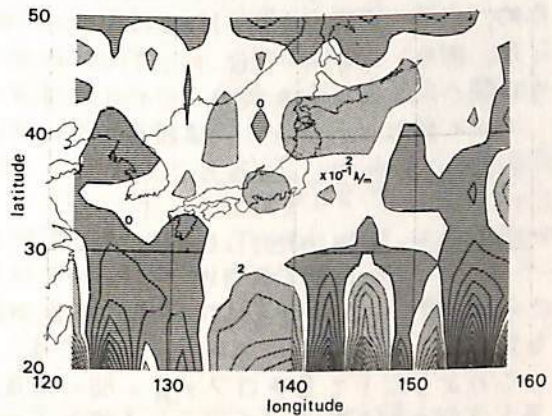


Fig. 2

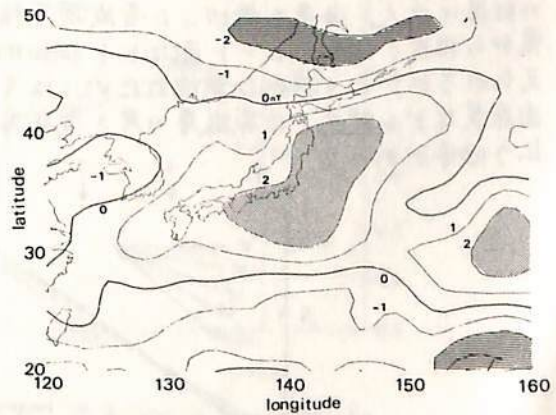


Fig. 3

Fig. 1: 磁気異常 (全磁力)

観測値の単なる平均, 単位 nT.

Fig. 2: 地殻の磁化 (厚さ 40 km)

主磁場の方向に磁化していると仮定,
単位 $\times 10^{-1} \text{ A/m} = \times 10^{-4} \text{ emu/cm}^3$.

Fig. 3: 磁気異常 (全磁力)

高度 500 km における値を Fig. 2 から計算したものの, 単位 nT.

空中磁気図から推定した三陸沖海域での プレートの沈み込み角度

地質調査所 中塚 正・堀川 義夫

昨年9~11月に実施された三陸沖海域の空中磁気探査によって海洋プレートのもぐり込みとして注目される地磁気縞状異常が検出された(右図)。この磁気異常パターンから、傾斜した2次元モデルを考えUpward Continuationを用いたCurve Fittingにより、水平的な深度変化(沈み込み角度)を推定した。

解析の方法としては、右図に示す通り南北方向の5本のプロファイルを取り、そのすべての組合せについて深度変化の最適値を求めた。Upward Continuationの式は、2次元の場合、プレート面に平行であり一様な方向に直交する方向をxとすると、

$$T(x, h) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h \cdot T(x, 0)}{(x-\alpha)^2 + h^2} d\alpha \quad (1)$$

となる。また、Regionalな長波長成分の影響を避けるため、水平一次微分(差分)によるCurve Fittingを行った。即ち、2本の $T_i(x, 0)$, $T_j(x, 0)$ なるプロファイル間の深度変化 h を次のようにして求める。

(1)の積分を有限長の数値積分でおきかえ、

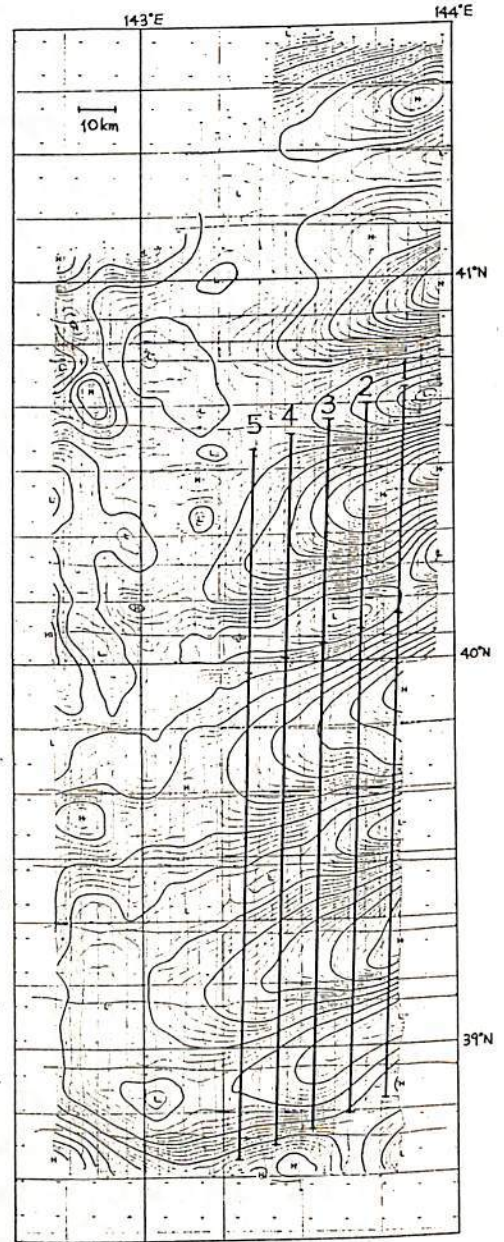
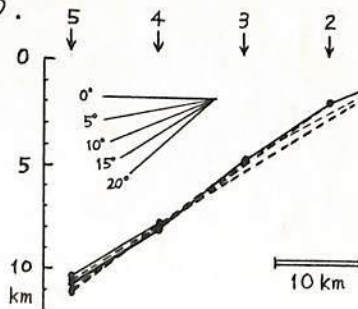
$$T_i(x, h) = \frac{h}{\pi} \sum_{\alpha} \frac{T_i(x, 0)}{(x-\alpha)^2 + h^2} \Delta\alpha \quad (2)$$

一次差分を $D_i(x, h) = T_i(x+\Delta x, h) - T_i(x, h)$

$$D_j(x, 0) = T_j(x+\Delta x, 0) - T_j(x, 0)$$

さらに $E^2(h, \delta) = \frac{1}{n} \sum_{\alpha} (D_i(x+\delta, h) - D_j(x, 0))^2$ を定義し、 E^2 が最小となる h, δ を求める。

このようにして各プロファイル間の深度変化を求めると下図の如くなり、プレートの沈み込み角度として 16° 前後の値が推定される。この値は、大島ら(1981春)の結果に近く、海溝を横切った音波探査結果・深発地震から推定されたプレート面などと調和的な結果と考えられるが、より詳細な議論のためにはキューー等温面深度などに関連した帯磁層の厚さ変化等にも考慮を払う必要がある。



女満別・いわき・柿岡・鹿屋における変換関数の同時比較結果について (I)

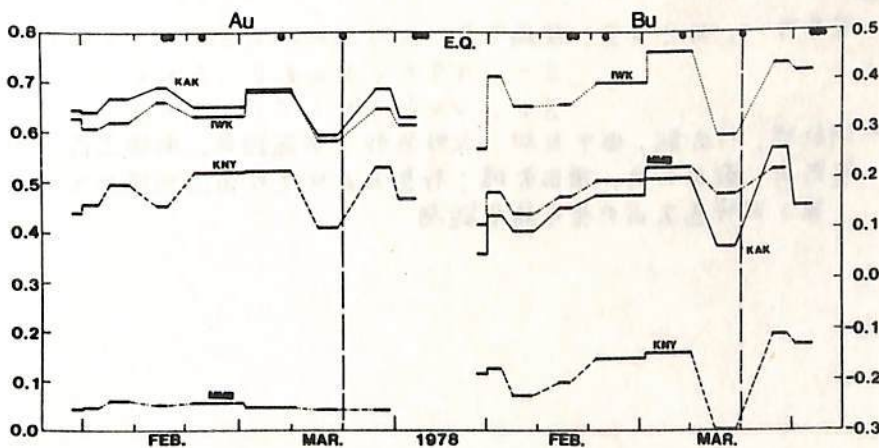
佐野幸三・仲谷 清・中島新三郎
気象庁地磁気観測所

女満別(MMB)・いわき(IWK)・柿岡(KAK)・鹿屋(KNY)の4地点における変換関数の同時比較を行った。変換関数の算出法は3成分地磁気擾乱のFourier解析と最小二乗法によるもので、解析した地磁気擾乱は主に顕著なBayで、周期が90分(duration)あたりのものを可能なかぎり選んだ。当然のことながら、4地点とも同じ現象で、解析法も全く同じである。用いた地磁気データは、女満別・鹿屋については吊磁石式変化計記録、いわきはフラックスゲート磁力計の打点式記録よりの毎3分読取值であり、柿岡は対応するKASHMIR(光ポンピング磁気計)の計測値である。なお、1解析現象の長さは一律に3時間としている。

柿岡・いわき2地点での変換関数の同時比較結果については、以前の学会で報告したことがある。それによれば、両地点の変換関数は非常に平行した時間変化を示すこと、したがって、それらの時間変化は主に外部要因によるものではないかと指摘した。反面、それらの時間変化は柿岡周辺の地震にも関係がありそうで、単純に外部要因によるものであるとも結論できず、広く分布する多数の観測点での同時比較がさらに必要であることを強調した。本報告はこのような観点に立った予備的な調査結果である。

女満別・いわき・柿岡・鹿屋の4地点の同時比較結果の一例を下図に示した。図は周期90分のAu, Buの比較結果で、4地点でかなり類似した変換関数の変動が見られ、このような変換関数の時間変化は前述した柿岡・いわき地点のみならず全日本領域にわたっていることが推定される。その中で、女満別は一般に変化の大きさが他の地点より小さく、特に女満別のAuはこの比較期間ほとんど変化していないことには注目すべき特性である。

今回の変換関数の4地点同時比較から、今回のような方法で求められた各地点の変換関数の変動は、4地点でかなり相関性の高いものであり、それらは従来いろいろ報告されていのように柿岡固有のものではないことが、前回よりさらに強く指摘される。しかしながら、それらの変換関数の変化の有意性とか、その原因(内・外要因等)とかについては、前回の結論や推定の域を出ず、いろいろの問題をさらに提起するものとなった。これらの問題点についても報告する予定である。



女満別(MMB)・いわき(IWK)・柿岡(KAK)・鹿屋(KNY)におけるAu, Bu変換関数の同時比較結果。周期 = 90分。

加藤諄司, 池田清*

地磁気観測所, * 地磁気観測所鹿屋出張所

§1

1979年3月より阿蘇山における地磁気観測が開始され, それにともない全磁力連続点2点(阿蘇山麓, AHK 中岳火口群より北側約5km, 阿蘇山上, ASJ 中岳火口群より北西約700m), 全磁力移動観測点6点, 成分移動観測点4点が整備された。今回の報告では阿蘇の全磁力連続点, 及び鹿屋の各測点向の全磁力総合差の夜間値(00h・LT~02hL・T)に対して行った補正結果について報告した。

§2 補正方法

火山地帯の様な磁気異常の強い地域において2点向の外部変動磁場が仮りに同じとしても, 偏角, 伏角に大きな差があれば, 全磁力総合差に変動があらわれることは, 笹井(文献1), 田中等(文献2)によりすでに言われているが, 我々が実施している連続点は鹿屋と比較して, 山麓で偏角 0.773° , 伏角 2.385° , また山上では偏角 -0.602° , 伏角 3.268° と大きな差がある。(但し偏角は西偏を+とした。) また鹿屋と阿蘇とでは地磁気緯度で約 1.5° , 地磁気経度で 0.1° の違いがあり, DSTの緯度効果等により外部変動磁場は同じとは考えられない。使用した式は以下の通りである。

$$F^*_0 (KNY) = F_0 - \cos I_0 \cos D_0 \Delta X - \cos I_0 \sin D_0 \Delta Y - \sin I_0 \Delta Z \dots \dots \text{①式}$$

$$F^*_1 (ASO) = F_1 - \cos I_1 \cos D_1 C_x \Delta X - \cos I_1 \sin D_1 C_y \Delta Y - \sin I_1 C_z \Delta Z \dots \dots \text{②式}$$

F^*_0, F^*_1 ; 補正後の全磁力値 $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$; 外部変動磁場
 C_x, C_y, C_z ; DSTの緯度効果等を入れる常数で今回は $0.954, 1.007, 0.814$ を使用した。

§3 結果

結果については, ①図に示す様に月別の分散がそれぞれ約 $1/3$ になった。

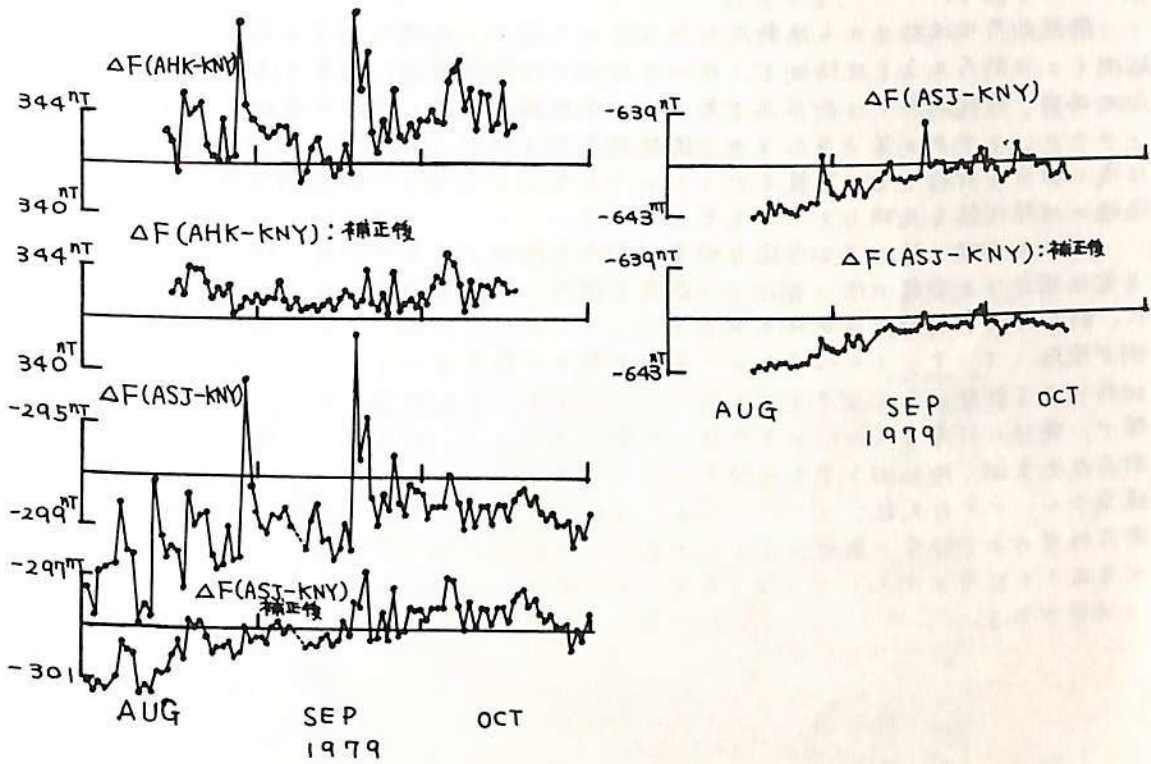
§4 文献

- (1) — 笹井洋一, 石川良宣; 房総半島における地磁気全磁力くり返し測量—1968—1976; Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo, Vol. 51 (1976)
- (2) — 河村謙, 行武毅, 田中良和, 永野哲郎, 加藤諄司, 馬場広成, 仲谷清, 吉野登志男, 歌田久司, 増田秀晴; 桜島およびその周辺地域における地磁気測定, 第3回桜島火山の集中総合観測

III-68 (続) 阿蘇山における全磁力観測結果について

加藤諒司, 池田清水
 地磁気観測所, *地磁気観測所鹿屋出張所

★ 1 図



榊挽断層における全磁力および電位測定

森 俊雄

(気象研究所)

河村 諒, 水野喜昭

(地磁気観測所)

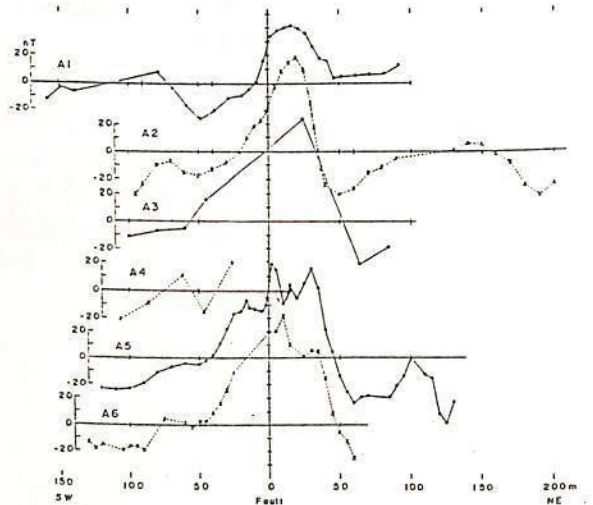
埼玉県榊挽断層の比抵抗構造については、1978年春の電磁気学会で話したが、1981年春に同地域において全磁力測定と自然電位の測定を追加したので、これらの結果について話す。

榊挽断層は地形上から活断層とみなされておられ、比抵抗測定の結果からも、断層の隆起側(又は断層上)と沈降側で、0~30mの比抵抗構造に顕著な差がある。山崎断層や丹那、浮橋断層では断層上で著しい比抵抗の低下(活断層電磁気研究グループ、1978、1980等)を示すが、榊挽断層では必ずしもそうではない。榊挽断層では浅い部分で対称とし、差盤までとどいていないことから、榊挽断層の比抵抗構造は、変位後の堆積状態を反映していると考えられる。

プロトン磁力計による全磁力測量は断層を横切った6本の測線で行い、硫酸銅電極による電位測定は2測線で行った。断層を横切った測線での全磁力分布は第2図に示すように、断層を挟む約100mの中で60~100m丁の正の異常がある。断層は北東側が隆起していて、10~30mの範囲で数mの落差があるが、このように大きな異常が地形による影響だけとは考えられない。また、自然電位の測定では、測定していく段階で、電極に付着する土壌やその他の影響があるのか、測定値に問題点も残っているが、断層の北東側(隆起側)で電位傾度が大きく変化する。このような特徴は、活断層電磁気グループ(行式毅、1981年春、電磁気学会)による千屋断層の場合と一致し、活断層研究の上で非常に興味あることである。これらの原因については、地下水の流れや帯磁した物質が関与していると考えられるので、比抵抗構造の分布等もあわせて考察する必要がある。



第1図



第2図

青山 巖 石井 洋 早坂 孝
 (東海大・工) (東北工大)

1981年1月より3ヶ月間、インドネシア共和国ジョグジャカルタを中心とするボルヴドール、フランパナン両寺院の周辺において、プロトン磁力計を用いて磁気測量を行った。この調査を通して考古学的遺跡に対する磁気調査のあり方、データ処理の方法、可能性等について、若干の成果が得られたのでここに報告する。

調査対象とされる領域は、最初の計画では22haにもおよび、しかも要求される期間は、3ヶ月以内という制約から、全磁力測定(精度 ± 1 nT)により、5mのメッシュで、高さは約1.2m一定として行なった。第一次的に得られた磁気異常から、問題のありそうな部分は、更にこまかい精査が行なわれた。日変化等の影響をとりのぞくためには、ステーション用のプロトン磁力計も同時に運用した。

尚、予想される考古学的遺跡は、ほとんどが火山岩から成り立っている事から、もし存在すれば、充分検出可能である事がたしかめられている。実際には、人工的な磁気や、遺跡とは考えられない岩石による影響からの分離が大きな問題ではある。磁気調査の例を下図に示す。特に図2は、典型的な遺跡による磁気異常の例である。

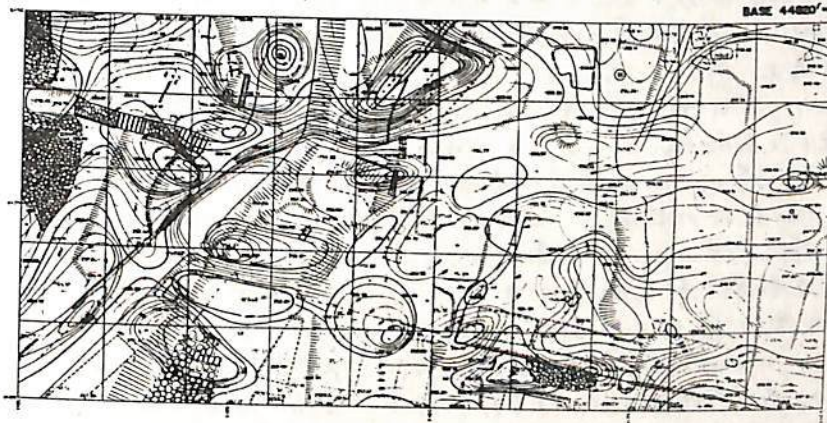


図 1

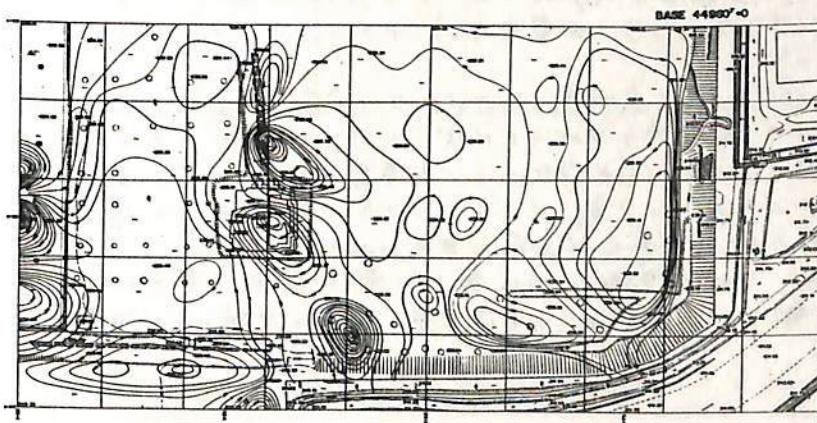


図 2

地磁気年変化量分布と表現する core 面上 dipole の分布とその変動

水野浩雄

国土地理院

1964~65年と過渡期として東半球の年変化量分布に急速で大規模な変動が生じたことはすでに述べた。こうした変動がたしかに生じたことは、IGRF 1965と IGRF 1975による isoponic chart と比較すれば明らかである。またこれが急速な遷移的な変動だったことは、地磁気観測所の年平均値と用いて画いた年毎の年変化量分布の変動から明らかであり、また日本国内の一等磁気測量の成果からも推論される。

この変動の様子と要約すると、IGRF 1965のZの年変化量分布図上では、インド洋に南北に長い negative oval があり、中国北部からシベリアにかけては positive だったものが、IGRF 1975ではインド洋からインドシナ半島にかけて positive となり、代わりに中国北部からシベリアにかけて東西に長い negative が形成された。X, Y成分の年変化量分布にも、これに照応する変化が生じた。この向大西洋に中心ともつZの巨大な負の oval は、それその活動度と強めつつ、基本的に不動にとどまり、照応するX, Yの分布も1かりであった。

こうした変動ともたらず原因と究明する上で、年変化量分布の場の球函数による表示とおなじ、Gauss係数の変化とみるのはオーソドックスな方法である。事実、IGRF 1965と IGRF 1975の年変化量の係数と比べてみると、上述の変動と反映すると思われ、差を示すものはある。例えば g_2^z, h_1^z, h_2^z である。しかし、この変動はこうした低次の項だけで表現しつくされていなければならず、球函数展開の収束の度合からすれば、より高次の項まで分散して反映されていなくてはならぬ。

年変化量分布の場と、core 面上に適当に配置した dipole による場で表現する方法は、かつて McNish が試みた。これは、任意性とまぬかれずにはいえ、より直観的に変動の原因に接近し得るという一面はある。IGRF 1965と IGRF 1975の年変化量分布について試みた結果を表に示す。ただし、 g_1^z と g_2^z による部分と除いて得た residual と表現する core 面上 (radial 方向、地球中心に向けて正) dipole の強さと位置と try and error できめたものである。これらの dipole によって、それぞれの年変化量分布の特徴はあまり良く再現された。勿論、より良い量的一致を望むならば、改善の要は残されている。例えば、大西洋のZの巨大な negative oval とそれ1個の dipole で表現しつくすことはできず、複数個の dipole と用いられ、core 面上の dipole より、広い影響範囲ともつ場の形と幸えもありする必要がある。しかしこうしたことは、問題の本質にたいしてのものではないであろう。

表から明らかのように、大西洋、オーストラリア南、中東、アフリカ南、太平洋の各 dipole は、強さの変化と伴ってほぼ同じ形で維持されていた。それに引き換え、1965年に存在していたインド洋北とインド洋南の両 negative dipole は消滅し、代わりに1975年には、イルクーツク東、イルクーツク西の両 negative dipole と イットナ、マダガスカル北の両 positive dipole が形成されたのである。

各 dipole は、それに等価な core 面上の電流分布に置き換えられる。年変化量分布の急速な変動という問題はこの電流分布の急速な変動という問題におきかえられよう。

IGRF 1965				IGRF 1975			
	M	θ	λ		M	θ	λ
	$\frac{\Delta T(\text{km}^3)}{\text{year}}$				$\frac{\Delta T(\text{km}^3)}{\text{year}}$		
	$\times 10^{11}$				$\times 10^{11}$		
大西洋	-15.6	80°	320°E	大西洋	-19.1	70°	310°E
オーストラリア南	-6.5	150	140	オーストラリア南	-6.1	150	150
中東	7.3	60	30	中東	5.4	60	30
アフリカ南	9.0	130	20	アフリカ南	8.4	130	20
太平洋	9.4	100	240	太平洋	6.6	100	240
インド洋北	-2.9	90	70	イルクーツク東	-4.1	30	120
インド洋南	-11.3	140	85	イルクーツク西	-3.1	40	80
				イトナム	8.0	80	100
				マダガスカル北	7.7	100	50
南極	6.8	150	270	グリーンランド	6.7	30	310

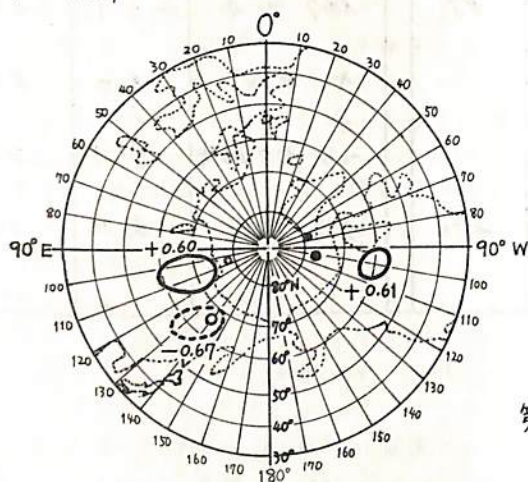
磁気図と極の位置

室井 勲

大阪府科学教育センター

先に報告した球形コイル装置によるモデル実験の参考資料を得るために、現在の磁気図にみられるいくつかの事実を集めてみたので、羅列にすぎないが報告する。

1. 1975年の世界磁気図の中で、鉛直分力(Z)の分布図をみると、この値の大きいところが北極地方に2ヶ所(カナダ北部ハドソン湾西の $60^{\circ}N$ 、 $20^{\circ}E$ 付近とシベリアのタイミル半島南部の $60^{\circ}\sim 70^{\circ}N$ 、 $100^{\circ}\sim 120^{\circ}E$ とで、それぞれの目玉の強さは $+0.61$ および $+0.60$ ガウス)と南極地方に1ヶ所(南極大陸のアデーラランド、 $55^{\circ}\sim 70^{\circ}S$ 、 $120^{\circ}\sim 150^{\circ}E$ 付近で目玉の強さは -0.67 ガウス)とがみられる(第1図)。
2. 同図に現在の磁北極($76.2^{\circ}N$ 、 $100^{\circ}W$)と磁南極($65.8^{\circ}S$ 、 $139.3^{\circ}E$)、そしてまた、地磁気北極($78.6^{\circ}N$ 、 $70.5^{\circ}W$)と地磁気南極($78.6^{\circ}S$ 、 $109.5^{\circ}E$)とを記入してみた。
3. この図をみて気づくことは、まず、 $90^{\circ}E-90^{\circ}W$ の経線を境にして、上述の目玉のところや極の位置が太平洋側に片寄って分布していることである。また、この値の大きい目玉のところをみると磁南極の方ではほぼ一致しているが、磁北極の方ではその目玉のどちらとも一致していない。
4. これらに加えて、日本および外国での1975年の磁気測定の結果³⁾から求めたみかけの極の位置を記入したところ、また違ったところに分布し、興味ある結果に変わった(図略)。
5. 上述の目玉は必ずしも極とはいえないわけであるが、仮に極のような見方をすれば、少なくとも北極地方に関しては単純ではなくなってくる。古地磁気の方では、必ず基準にしているこの地方の極の位置は大変重要なので、関心をもちたい。双極子磁場と近似されている地球の磁場、極の位置も含めて考えなおしてみたい。
6. 今回は何もなっていない。他の資料もあわせて、全く表面的な事実ではあるが今後の実験の資料としてまた実験のための one step にしようと思っている。



- : プラスの目玉
- (点線) : マイナスの目玉 (南半球に分布)
- : 磁北極
- (点) : 磁南極
- (点) : 地磁気北極
- (点) : 地磁気南極

第1図 北極地方からみた目玉や極の位置

文献

- 1) 室井勲(1980) 第68回日本地球電気磁気学会講演予稿集
- 2) 例えば 東京天文台編 理科年表 1981年版 丸善
- 3) 東京天文台編 理科年表 1978-1981年版 丸善