

第 71 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和57年 5 月11日(火)~ 5 月13日(木)

於 東京都板橋区立産業文化会館
極 地 研 究 所

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第71回総会・講演会プログラム

日 時 昭和57年5月11日(火)～13日(木)

講演会場 板橋区立産業文化会館 TEL 03-964-5811

特別講演・総会・ポスターセッション・記念展示・懇親会会場
国立極地研究所 TEL 03-962-4711

特別講演・総会：	管理資料棟	6階講堂
ポスターセッション：	〃	5階共同利用研究員室
記念展示：	研究棟	1階隊員室
懇親会：	〃	2階講義室

		9:30	10	11	12	13	14	15	16	17	18
5月11日	産業文化会館	I	磁気圏				地磁気脈動(ULF)			評議員会	
		II	年代・隕石・惑星・歴史				電離圏	測器・観測実験			
		III	電離圏				熱圏・中間圏・成層圏				
5月12日	極地研究所	ポスターセッション 〔電気伝導度異常・大気力学・衛星観測・レーダー観測〕				特別講演 〔第1回極年100年・第2回極年50年・IGY25年記念〕		総会		懇親会	
5月13日	産業文化会館	I	オーロラ・磁気圏・太陽風				磁気圏波動(ELF・VLF)				
		II	木星電波・磁気圏波動				太陽風・宇宙線				
		III	岩石磁気・永年変化・磁気異常				古地磁気				

- * 指定時間を厳守して下さい(講演9分, 討論3分)。
- * 各会場とも, スライドプロジェクター, オーバ・ヘッドプロジェクター各1台が用意されています。
- * ポスターセッションについては, 16ページを御覧下さい。
- * 第1回極年100年・第2回極年50年・IGY25年を記念して展示と特別講演を行いません。

第1日 5月11日(火)

09:30-12:30

第I会場

磁気圏 I (09:30-10:42)

- I-1 江尻全機, 内田邦夫(極地研),
J. K. Olesen (TUD),
F. Primdahl (DSRI)
- I-2 家森俊彦, 荒木 徹(京大理)
- I-3 西田篤弘, 星野真弘(宇宙研)
- I-4 大家 寛, 小原隆博(東北大理)
- I-5 早川 基, 西田篤弘(宇宙研)
- I-6 飯島 健, 福島 直(東大理), 藤井良一
(極地研)

座長 並川 富一(阪市大理)

Polar Cusp Structure Observed by Greenland Rocket Experiment

極域SC電流系のIMF-Bz依存性とその解釈

Dayside Reconnectionの数值実験

プラズマポーズ近傍の磁気圏対流諸現象の実証について

ニュートラルシートにおけるBy成分

磁気嵐時の沿磁力線電流

磁気圏 II (11:00-12:24)

- I-7 並川富一, 浜端広充, 細谷靖史(阪市大理)
- I-8 並川富一, 浜端広充(阪市大理),
S. Matsushita (NCAR)
- I-9 浜端広充, 並川富一, 細谷靖史(阪市大理)
- I-10 村田宏雄(兵庫医大物理)
- I-11 井上雄二(京産大計研)
- I-12 青山隆司(宮城職訓短大),
大家 寛(東北大理)
- I-13 渡部行男, 西田篤弘(宇宙研)

座長 江尻全機(極地研)

The Mean Electromotive Force Generated by Random Hydromagnetic Waves in a Collisionless Plasma and Auroral Particle Acceleration

Rädler Effect in a Collisionless Plasma and Field-Aligned Currents in the Magnetotail

The Mean Electromotive Force Generated by Random Alfvén Waves in a Collisionless Non-Uniform Plasma and Field-aligned Currents

Field-aligned E. M. F. and potential double layers

Wave Theory of the Expansion Phase of Magnetospheric Substorms
(Transmission-Line Model)

Frozen-in Disc Wind in the Jovian Magnetosphere

改訂版 共回転強制電流による木星電離層加熱

第1日 5月11日(火)

09:30-12:30

第II会場

年代・隕石・惑星 (09:30-10:42)

- II-1 兼岡一郎 (東大理)
- II-2 松田准一 (神戸大理), 野津憲治 (筑波大化学), 岡野 純 (大阪大教養), 安川克己 (神戸大理)
- II-3 佐藤高晴 (阪大基礎工)
- II-4 永田 武, 船木 実 (極地研)
- II-5 百瀬寛一, 永井寛之 (信大理)
- II-6 浜野洋三 (東大理)

座長 山越和雄(東大宇宙線研)

中部アンデス火山帯の新第三紀末より第四紀にわたる火山岩のK-Ar年代
南太平洋の島々の火山岩におけるSr同位体とK-Ar年代
ESRによる深海底堆積物の堆積速度変動の推定
Magnetic Properties of Ordered Fe Ni Metals in Meteorites
Fe-Ni Alloy の熱磁氣的性質と隕石との比較
隕石古地磁気学の新しい試み

年代・隕石・惑星・歴史 (11:00-12:24)

- II-7 大橋英雄, 山越和雄 (東大宇宙線研), 大喜雅文 (九大), 野上謙一 (独協医大), 藤根 久 (日大応用地学)
- II-8 山越和雄, 大橋英雄 (東大宇宙線研), 今村峯雄 (東大核研)
- II-9 小嶋 稔, 座主繁男 (東大理)
- II-10 小嶋 稔, 座主繁男 (東大理)
- II-11 中沢 清, 林忠四郎 (京大理)
- II-12 中川義次, 林忠四郎, 中沢 清 (京大理)
- II-13 桜井邦朋 (神奈川大工)

座長 兼岡一郎(東大理)

PIXEによる宇宙物質の研究
惑星間塵の起源と運動に関する実験的研究
マントル物質中の希ガス組成と同位体比
ダイヤモンドに見出された始源的なHe同位体比
衛星の捕獲過程
原始太陽系星雲内での惑星の成長
ガウスの「地磁気的一般理論」

第1日 5月11日(火)

09:30-12:30

第Ⅲ会場

電離圏Ⅰ (09:30-10:42)

- Ⅲ-1 牧野雅彦, 小川俊雄(京大理)
- Ⅲ-2 中村純二(東大教養), 大地 登(岐阜大教養), 加藤 進(京大超高層)
- Ⅲ-3 長野 勇, 満保正喜, 深見哲男(金沢大工)
- Ⅲ-4 田中高史(電波研)
- Ⅲ-5 西崎 良, 相京和弘, 永山幹敏, 猪木誠二, 丸山 隆, 藪馬 尚, 井出俊行(電波研)
- Ⅲ-6 熊谷 博, 小川忠彦, 堀 利浩(電波研平磯)

座長 新野賢爾(電波研)

- Forbush decreaseによる大気電場の変動
- K-9M-73号機によるTMA発光雲の観測
- K-9M-72号機による下部電離層の電子密度及び衝突回数の測定(速報)
- プラズマバブルに伴うシンチレーション
- トップサイドサウンダデータから導出した平均的電子密度の数値モデル
- シンチレーション観測による電離圏不規則構造の高度の推定

電磁圏Ⅱ (11:00-12:24)

- Ⅲ-7 新野賢爾, 皆越尚紀(電波研)
- Ⅲ-8 小川 徹, 北野正雄, 藪崎 努(京大超高層)
- Ⅲ-9 竹田雅彦, 前田 坦(京大理)
- Ⅲ-10 前田憲一
- Ⅲ-11 貝沼昭司, 石嶺 剛(電波研)
- Ⅲ-12 鎌田哲夫, 徳田 進, 広永時法(名大空電研)
- Ⅲ-13 小川忠彦, 熊谷 博, 大部弘次(電波研平磯)

座長 中村純二(東大教養)

- 静止衛星VHF電波受信による沿磁力線伝搬実験(I)
電波シンチレーション発生特性
- 中緯度電離層電流の高度分布
- 地磁気Sq場の逐日変化(II)
- 磁気赤道ジェット電流のlunar control
- Es層発生と太陽黒点数との関係について
- SPA現象とSolar X-ray Burstとの関係(II)
- SITECから見た太陽フレア時のEUV放射

第1日 5月11日(火)

13:30-18:00 第I会場

地磁気脈動 I (13:30-15:30)

- I-14 石田十郎, 国分 征, 林 幹治(東大理)
I-15 林 幹治(東大理)
AUV観測グループ
(東大・理, 九大・理, 宇宙研, UBC,
U. Vic.)
I-16 河村 謙, 桑島正幸, 外谷健(地磁気観),
福西 浩(極地研)
I-17 小野高幸, 平沢威男(極地研)
I-18 平沢威男, 小野高幸(極地研)
I-19 利根川 豊(極地研, 東海大), 福西 浩,
平沢威男(極地研), 桜井 亨, 加藤愛雄
(東海大)
I-20 國分 征・石田十郎(東大理)
I-21 永野 宏(岐阜歯大)
I-22 桑島正幸(地磁気観)
I-23 荒木 徹(京大理)

地磁気脈動 II (15:50-17:50)

- I-24 永井正男(地磁気観)
I-25 國武 学(東大理)
I-26 斎藤尚生・湯元清文・田村忠義(東北大)
B. T. Tsurutani, E. J. Smith
(Jet Prop. Lab.),
S.-I. Akasofu (Alaska Univ.)
I-27 湯元清文, 斎藤尚生(東北大)
I-28 小口 高, J. H. Meek, 林 幹治(東大理)
I-29 野崎憲朗(電波研), 平沢威男(極地研)
I-30 藤田 茂(地磁気観), 玉尾 孜(東大理)
I-31 糸長雅弘, 坂翁介, 北村泰一(九大理)
I-32 玉尾 孜(東大理)
I-33 山本 隆, 玉尾 孜(東大理)

座長 北村泰一(九大理)

強度分布から見た Pc 1 地磁気脈動の特性
サブクレフト帯の Pc 1, Pi 1 脈動の特性

1 Hz 帯 Pc 1 型磁気脈動の発生・伝播特性

昭和基地 - アイスランド共役点観測による Pc 1
波動伝播特性の解析

ULF emission (Pc 1) のスペクトル構造の解
釈

Dynamic Spectral Studies of Pc 3-5
Pulsations Observed Near L=6-7

静止衛星高度における圧縮性 Pc 5 脈動
SSCに伴う長周期地磁気脈動(Psc5)の特性に
ついて

Psc型磁気脈動の出現特性
磁気圏急膨張時の磁場変化

座長 国分 征(東大理)

中・低緯度における地磁気嵐の特性(1)
多点観測によって得られた Pi-burst 脈動の特性
(IV)

環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT
における磁場同時観測

昼間側 Pc 型地磁気脈動の周期決定機構に関する
考察

脈動型オーロラのドリフトと地磁気脈動

昭和基地の CNA 観測に現われる脈動

地磁気脈動の低緯度伝播(I)

低緯度脈動に対する電離層効果: モデル計算 -
II

局所化 ULF 振動に対する電離層効果

長周期(Pc 4~5) 脈動における共鳴結合振動。

電離圏Ⅲ (13:30-15:18)

- Ⅲ-14 田中高史(電波研)
 Ⅲ-15 田中高史(電波研)
 Ⅲ-16 矢野 漣(高知高専), 石丸 昭(ワシントン大)
 Ⅲ-17 安井英己, 柴田 喬, 富沢一郎, 奥沢隆志(電通大)
 Ⅲ-18 柴田 喬, 奥沢隆志(電通大)
 Ⅲ-19 渡辺 堯(名大空電研), 鈴木和博(豊川工高)
 Ⅲ-20 長野 勇, 満保正喜, 吉沢重雄, 川端一也(金沢大工)
 Ⅲ-21 満保正喜, 長野 勇, 岡田俊二(金沢大工)
 Ⅲ-22 満保正喜, 長野 勇, 木南宗孝(金沢大工)

座長 奥沢隆志(電通大)

- 磁気圏電場の低緯度への侵入
 HFドブラ法による電離層嵐の観測
 標準電波のドップラー変移に見る広域の日の出効果について
 HFドブラ法によるMS-TIDの三点観測(Ⅱ)
 熱圏における大気重力波の分散特性
 ELF-VLF流星電波放射の観測
 VLFガウスビーム波入射による電離層-大地間の伝搬(3次元ビーム波の取扱い)
 VLF波反射係数による下部電離層電子密度推定のシミュレーション—周波数毎に逐次推定する場合
 full wave法によるhop距離の一計算方法

観測実験・測器 (15:35-17:47)

- Ⅲ-23 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理), 瀬戸正弘(東北工大), 青山 巖(東海大工), 平尾邦雄(宇宙研)
 Ⅲ-24 大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 長友信人, 二宮敬虔, 佐々木進, 柳沢正久(宇宙研), 江尻全機(極地研), 工藤 勲(電総研), 中村嘉宏(航技研)
 Ⅲ-25 矢守 章, 河島信樹, 佐々木進, 大林辰蔵(宇宙研)
 Ⅲ-26 河島信樹, 佐々木進, 矢守 章, 高橋邦明(宇宙研)
 Ⅲ-27 大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層)
 Ⅲ-28 有賀 規, 五十嵐隆(電波研)
 Ⅲ-29 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 早川 基(宇宙研), 松本 紘(京大工), 佐々木進(宇宙研), 森岡 昭(東北大理), 小川俊雄(京大理)
 Ⅲ-30 佐々木進, 小山孝一郎, 鶴田浩一郎, 河島信樹(宇宙研), 横田俊昭(愛媛大)
 Ⅲ-31 渡辺勇三(宇宙研)
 Ⅲ-32 中村正人, 鶴田浩一郎(宇宙研)
 Ⅲ-33 八木康之, 河島信樹(宇宙研), 別生栄(京大ヘリオトロン)

座長 鶴田浩一郎

- K-9M-72号ロケットに搭載したリングコア磁力計による磁場観測
 第3回 NASDA/SEPAC実験総合報告
 第3回 NASDA/SEPAC帯電実験報告
 電子ビームによるBeam-Plasma Dischargeの研究
 SEPAC/SPACELAB-1実験におけるビーム・プラズマ相互作用の計算機シミュレーション
 レーザ衛星追尾実験:予備実験
 K-9M-73号機によるワイヤーアンテナの伸展及びワイヤーアンテナによる電場の計測
 K-9M-73号機CCDTVカメラによるワイヤーアンテナの観測結果
 改良プリアンプのインピーダンスプローブを用いたチャンバー実験
 荷電粒子を使った電場測定
 二本のプラズマ電流のMergingの研究

第1日 5月11日(火)

13:30 - 18:00

第Ⅲ会場

成層圏・中間圏・熱圏Ⅰ(13:30-15:30)

- Ⅲ-14 齋藤文一(新潟大理)
- Ⅲ-15 岩上直幹, 小川利紘(東大理), 近藤 豊(名大空電研)
- Ⅲ-16 中村正年, 高野元春(筑波大物理)
- Ⅲ-17 中村正年, 高野元春(筑波大物理)
- Ⅲ-18 内海通弘, 広野求和(九大理), 長沢親生(都立大工)
- Ⅲ-19 富田二三彦, 岡野章一, 大沼利弘, 上山弘(東北大理)
- Ⅲ-20 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理)
- Ⅲ-21 松崎章好, 中村良治, 伊藤富造(宇宙研)
- Ⅲ-22 荻崎 努, 関谷隆司, 北野正雄, 小川 徹(京大超高層)
- Ⅲ-23 荻崎 努, 黒須隆志, 北野正雄, 小川 徹(京大超高層)

座長 広野求和(九大理)

上層大気の酸素原子と夜光(Ⅱ)
— 22年間の日本とフランスの5577Å夜光
太陽活動極大期における熱圏NO分子密度分布
S-310-10号機によるOH, O₂大気光の観測
Ⅱ
薄明大気光O(³P)8446Åの観測
ライダーによる中間圏ナトリウム層の観測(Ⅳ)
— 薄明時観測の準備経過 —
中間圏ナトリウム層の観測(第4報)
— 層の微細構造の時間的変化について —
昼間におけるIR Atmospheric Band光の測定
成層圏及び下部中間圏酸素分子によるAtmospheric absorption bandの回転構造の観測
紫外光による有機気体からのエアロゾル生成
光化学反応によるアルカリ・水素粒子生成とその粒径分布の時間変化

成層圏・中間圏・熱圏Ⅱ(15:50-17:50)

- Ⅲ-24 木山喜隆, 松浦恵介, 齋藤文一(新潟大理)
- Ⅲ-25 伊藤富造, 本田秀之, 久保治也(宇宙研)
酒井 均, 木島宣明(岡大温研), 富永健,
巻出義紘, 横畑彰人(東大理)
- Ⅲ-26 岩坂泰信(名大水圏研/国立極地研), 藤原玄夫(九大理), 平澤威男, 福西浩(国立極地研)
- Ⅲ-27 岩坂泰信, 林田佐智子, 長屋勝博(名大水圏研)
- Ⅲ-28 柴田 隆, 山村英明, 広野求和(九大理)
- Ⅲ-29 近藤 豊, 高木増美, 岩田 晃(名大空電研)
- Ⅲ-30 内野 修, 前田三男(九大工), 山村英明, 広野求和(九大理)
- Ⅲ-31 上山 弘(東北大理), 市川敏朗(岐阜歯大), 岡野章一(東北大理)
- Ⅲ-32 鈴木勝久, 小川利紘(東大理)
- Ⅲ-33 柴崎和夫, 小川利紘(東大理)

座長 齊藤文一(新潟大理)

吸光分光法による大気中NO₂成分量の観測(Ⅱ)
気球による成層圏大気の採取および分析
南極中層大気のレーザーレーダ観測(Ⅰ)
— ラマン散乱効果を利用したN₂濃度分布観測と大気温度の推定 —
成層圏エアロゾルのレーザーレーダ観測, 1980~1982
Nd-YAG LIDARによる成層圏エアロゾルの観測, 1982年原因不明の急増に関連して
太陽吸光法による成層圏エアロゾル・オゾンの観測
エキシマーレーザーレーダによるオゾン観測(Ⅳ)
— オゾン密度と温度との関係 —
レーザーヘテロダイン分光方式による成層圏オゾン高度分布測定について
中間紫外大気散乱光とオゾン密度分布
吸光スペクトル法による大気オゾン全量観測(Ⅱ)

極地研究所管理資料棟共同利用研究員室(5階)

ポスターセッション A (09:30-10:45)

- PA-1 本蔵義守, 平進太郎(東工大理) 中伊豆における地磁気変化の異常と伊豆半島東部の隆起
- PA-2 本蔵義守, 田中季文, 大志万直人, 平進太郎(東工大理), A.M. Isikara(スタンブール大理) 北アナトリア断層帯西部域における電磁気観測(1) — ELF帯MTの結果 —
- PA-3 森 俊雄(気象研) 東海沖海底地電位変化と地震
- PA-4 河村 謙, 大地 洗, 藤田 茂, 水野喜昭, 大和田毅(地磁気観), 本蔵義守(東工大理) 東海地域における地磁気変化特性と地下電気抵抗構造
- PA-5 津田敏隆, 伊黒彰裕, 麻生武彦, 加藤 進(京大・超高層) 京都大学流星レーダーによる重力音波の観測
- PA-6 麻生武彦, 前川泰之(京大超高層), 広田勇(京大理), 加藤 進(京大超高層) 赤道域中層大気波動の国際協同観測(1)
- PA-7 麻生武彦, 伊藤 栄, 加藤 進(京大超高層) 中層・超高層大気に於ける潮汐波・プラネタリー波の数値モデリング(2)
- PA-8 川平浩二(京大理) D領域 Winter Anomaly と突然昇温
- PA-9 前田 坦, 家森俊彦, 荒木 徹, 亀井豊永(京大理) MAGSATで観測される子午面内電流強度の1ヵ月周期変動
- PA-10 佐川永一, 巖本 巖(電波研) 極域でのイオン密度の局所的な増大 — 「極光」・MSPによる観測 —
- PA-11 大家 寛, 浦塚清峰, 森岡 昭(東北大理) JIKIKEN(EXOS-B)波動観測データより見いだされるプラズマポーズ近傍の電子温度
- PA-12 渡部重十, 大家 寛, 高橋忠利(東北大理) ひのとり(IMP)による電離層不規則構造の出現特性
- PA-13 高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛(東北大理) 赤道域プラズマ・バブルの構造とダイナミックス
- PA-14 林 幹治(東大理), 鶴田浩一郎, 町田忍(宇宙研), 石田十郎, 国分 征, 小口高(東大理) ULF・VLF波動の色彩濃淡表示による偏波ダイナミックスベクトル

極地研究所管理資料棟共同利用研究員室(5階)

ポスターセッション B (10:45-12:00)

- PB-1 住友則彦(京大教養), 大塚成昭(神戸学院大) 琵琶湖北東部, 柳ヶ瀬断層近傍でのCA変換関数の時間的変化(1)
- PB-2 加藤諄司(地磁気観), 馬場広成, 石井美樹(地磁気観) 鹿屋・桜島における変換関数
- PB-3 地殻比抵抗研究グループ, [行武 毅(東大震研)] 東北日本における地殻の電気比抵抗構造
- PB-4 瀬川爾朗(東大海洋研), 行武 毅(東大震研) 自己浮上球型海底磁力計
- PB-5 佐藤 亨, 深尾昌一郎(京大工), 加藤 進(京大超高層) MUレーダーを用いた新しい中層大気観測法
- PB-6 伊藤 礼, 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤 進(京大超高層) Long Period Wave Observation by the Kyoto Meteor Radar with Dual Direction (N/E) Antenna System
"冬季異常"におけるPlanetary scale wavesの役割
- PB-7 村岡良和(兵庫医大物理) 熱圏重力波のダクト機構(続)
- PB-8 前田佐和子(京産大), 中山泰雄(京大理) Coupling coefficients between gravity waves and dissipative waves
- PB-9 中山泰雄(京大理), 前田佐和子(京産大) MAGSAT 衛星データによる磁気圏電流の算出(3)
- PB-10 鈴木 亮(佐賀大教養), 亀井豊永, 熊木毅(京大理) ISS-bによる電離圏全電子数世界分布特性
- PB-11 宮崎 茂, 巖本 巖, 森 弘隆, 佐川永一, 水津 武(電波研) 電離圏観測衛星(ISS-b)により測定された軽いイオンの密度の太陽活動度依存性
- PB-12 巖本 巖(電波研) Electron Temperature in the Earth's Magnetosphere observed by the EXOS-B Asymmetric Double Probe.
- PB-13 江尻全機, 桜井治男(極地研) プラズマバブル中の電子温度
- PB-14 渡部重十, 高橋忠利(東北大理), 小山孝一郎(宇宙研), 大家 寛(東北大理), 平尾邦雄(宇宙研) ARIEL衛星による赤道帯VLFノイズについて
- PB-15 早川正士(名大空電研),
A. R. L. TATNALL(英国ヨーク大)
K. BULLOUGH(英国シェフィールド大)

第2日 5月12日(水)

13:00-20:00

極地研

特別講演 (13:00-16:00)

極地研究所管理資料棟講堂(6階)

〔第1回極年100年・第2回極年50年・IGY 25年記念〕

畠山久尚先生

「Polar Year と私」

難波捷吾先生

「電離層研究に関する初期の思い出」

前田憲一先生

「地球科学の歩み」

永田 武先生 (題未定)

総会 (16:00-17:30)

極地研究所管理資料棟講堂(6階)

懇親会 (18:00-20:00)

極地研究所研究棟講義室(2階)

オーロラ (09:30-10:42)

座長 佐藤夏雄(極地研)

I-34 J. H. Meek (GRL Univ. of Tokyo),
G. G. Shepherd (York Univ Toronto)

Universal Time Variation of 6300Å Auroral Emissions

I-35 山本達人(東大理)

Pulsating Aurora の時間的空間的構造(Ⅲ)
— 空間的変動の微細構造 —

I-36 野崎憲朗(電波研)

オーロラによるVHF散乱のBistaticな観測

I-37 榑田 健, 上山 弘(東北大理)

オーロラ電子による超高層大気へのエネルギー配分

I-38 金田栄祐(東大理), 平尾邦雄(宇宙研)

Transpolar Arc の特性

I-39 小川俊雄, 牧野雅彦(京大理), 山岸久雄,
福西 浩, 平沢威男(極地研)

オーロラアークとその周辺の電場分布

磁気圏・太陽風 (11:00-12:24)

座長 金田 栄 祐(東大理)

I-40 佐藤夏雄, 藤井良一, 宮岡 宏, 桜井治男,
福西 浩(極地研), 中島大輔(三菱電機)

昭和基地コンピュータシステムによる超高層現象の
モニタリング

I-41 西田篤弘, 星野真弘(宇宙研)

磁気圏境界層の構造とIMF (By)との相関

I-42 村山 喬(名大理)

太陽風パラメーターとDst 指数を関係づける結合関
数

I-43 渋谷仙吉(山形大理)

太陽風速変動に起因する
地球磁気圏境界層のPolarization Current

I-44 鷺見治一, 荻野竜樹, 小島正宜, 柿沼隆清
(名大空電研)

太陽風プラズマの計算機シミュレーション
— 定常解, 及びIPS観測との比較

I-45 荻野竜樹, 鷺見治一, 鎌田哲夫(名大空電
研)

二次元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(Ⅱ)

I-46 丸橋克英(電波研), 石井隆広雄(電波研
平磯)

太陽風のcorotating擾乱とtransient擾乱の分離

木星電波・磁気圏波動 (09:30-10:54)

- II-34 富沢一郎, 芳野起夫(電通大)
- II-35 今井一雅(高知高専), 富沢一郎(電通大)
- II-36 前田耕一郎, 小田進幸(兵庫医大)
- II-37 大家 寛, 徳丸宗利(東北大理)
- II-38 大家 寛, 億谷和彦(東北大理)
- II-39 大家 寛, 三浦俊一(東北大理)
- II-40 大家 寛, 三宅 亘(東北大理)

座長 南部 充 宏(九大教養)

- 木星デカメートル波のVLBI観測(II)
- 550km基線による木星デカメートル波シンチレーションの観測
- 長基線での木星電波シンチレーションの観測(II)
- 位相掃引型干渉計による木星デカメータ波の観測(III)
— 南北電波源の分離, 同定
- 木星デカメータ波の衛星による反射の可能性
- 木星デカメータ波ダイナミックスペクトル
Modulation Lanesの考察
- Three dimensional ray tracing of AKR

磁気圏波動 (11:10-12:22)

- II-41 南部充宏(九大教養), S. Bujarbarua
(Dibrugarh University)
- II-42 大家 寛, 三宅 亘, 森岡 昭(東北大理)
- II-43 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)
- II-44 松本 紘(京大超高層), 鶴田浩一郎(宇)
- II-45 J. P. マッシュウ(京大超高層, 工学部)
- II-46 J. P. マッシュウ, 大村善治, 松本 紘(京大超高層)

座長 大家 寛(東北大理)

- ダブルプラーからのAKR発生機構
- AKRのダクト伝播
- K-9M-73号機による自然電波および地上局電波の偏波観測(速報)
- K-9M-73号機によるプラズマ波動の計測(速報)
- いくつかの捕捉粒子現象
- 地球磁場中の捕捉粒子の理論

岩石磁気・永年変化・磁気異常Ⅰ(09:30-10:54) 座長 河野 長(東工大理)

- | | | |
|------|-------------------------|--|
| Ⅲ-34 | 室井 勲(大阪府科学教育センター) | 球函数によるNRMの計算 |
| Ⅲ-35 | 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育) | 交流消磁用ラグビー・ポール型コイルの試作 |
| Ⅲ-36 | 田中秀文, 河野 長(東工大理) | テリエ法の解析に含まれる誤差の検討 |
| Ⅲ-37 | 堂面春雄(山口大教育) | アイスランド産松山逆磁気期玄武岩の岩石磁気。 |
| Ⅲ-38 | 古田俊夫(東大海洋研), 木下 肇(千葉大理) | Magnetic Properties of Basement Rock Samples from Catoche Knoll, Gulf of Mexico.
— Hole 538 A, Leg 77, DSDP — |
| Ⅲ-39 | 堂面春雄(山口大教育) | 屋根瓦による考古地磁気強度推定と熱磁気解析 |
| Ⅲ-40 | 兵頭政幸(神戸大理) | 堆積物の磁化機構に関する新しいモデル |

岩石磁気・永年変化・磁気異常Ⅱ(11:05-12:29) 座長 宮腰 潤一郎(鳥取大教養)

- | | | |
|------|---------------------------------|---|
| Ⅲ-41 | 山崎俊嗣, 西村 昭, 上嶋正人(地質調) | 中部太平洋(3°N, 169°W付近)より得られた Piston-Core 試料の残留磁気測定結果と堆積史 |
| Ⅲ-42 | 森永速男(神戸大自然科学), 井口博夫, 安川克己(神戸大理) | 鍾乳石の磁化測定(2) |
| Ⅲ-43 | 佐野幸三, 伊藤秀美(地磁気観) | 柿岡を基準にした全国各地点の全磁力差 |
| Ⅲ-44 | 加藤愛雄(東北大, 東海大工) 瀬戸正弘(東北工大工) | 大気球による日本海溝附近の縞状磁気異常の観測とプレートテクトニクス。 |
| Ⅲ-45 | 柳澤正久(宇宙研), 河野 長(東工大理) | MAGSAT データ解析における外部磁場の補正 |
| Ⅲ-46 | 中川一郎, 行武 毅(東大震研) | MAGSAT データによる日本周辺の地磁気3成分異常 |
| Ⅲ-47 | 西田泰典(北大理) | 洞爺カルデラ湖上における磁気測量 |

磁気圏波動 I (13:30-15:18)

- I-47 大橋正良, 松本 紘, 川一朗(京大超高層)
- I-48 松本 紘, 福地弘一(京大超高層), 小山孝一郎, 向井利典(宇宙研), KYOKKO チーム
- I-49 松本 紘, 大村善治(京大超高層), 小山孝一郎, 向井利典(宇宙研)
- I-50 平岡規之, 山本 隆, 玉尾 孜(東大理)
- I-51 谷口治幸(東大理)
- I-52 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)
- I-53 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光(電波研)
- I-54 早川正士(名大空電研)
F. LEFEUVRE (CRPE, 仏)
- I-55 早川正士(名大空電研),
F. LEFEUVRE (CRPE, 仏)

座長 恩藤忠典(電波研)

- ホイッスラー波・電子ビーム・静電プラズマ波非線形相互作用の計算機シミュレーション
- ブラジリヤン・アノーマリー上空の夜間電子温度上昇の理論的説明の試み — 線形理論 —
- 降下粒子による波動励起と加熱の計算機シミュレーション
- 沿磁力線加速電子による, 静電イオンサイクロトロン波不安定
- サイクロトン非線型共鳴とカオス
- イオンホイッスラによるイオン密度比と太陽, 地磁気活動度
- 低緯度ホイッスラー到来方位の観測-V
- 衛星上でのプラズマスフェリック・ヒスの方位測定
- ARCADE衛星によるELF/VLF波動kベクトル測定

磁気圏波動 II (15:30-16:54)

- I-56 山岸久雄(極地研), 小田嶋充(日本IBM), 江尻全機(極地研)
- I-57 町田 忍, 鶴田浩一郎(宇宙研)
- I-58 西野正徳, 田中義人, 岩井 章(名大空電研)
- I-59 宮岡 宏, 小野高幸(極地研)
- I-60 山岸久雄, 福西 浩(極地研), 佐藤正彦(山形大理)
- I-61 恩藤忠典, 中村義勝, 渡辺成昭, 村上利光(電波研)
- I-62 H. Yamagishi, T. Ono and H. Fukunishi (NIPR)

座長 早川正士(名大空電研)

- 極域VLF エミッションの季節変化 — 地上と衛星高度での対比
- 地上VLF波偏波の空間的構造 — 多点観測に基づいた解析
- DF観測より得られたオーロラヒスの伝搬特性
- 極域電離圏における高周波プラズマ波動の励起と伝搬
- ELFヒス, コーラスのGEOS-地上同時観測
- 極域電離層で観測されたコーラス周波数の緯度変化
- The Japanese Balloon Campaign at Andøya and Stamsund in March 1982

太陽風・宇宙線 (13:30-14:54)

- II-47 小島正宜, 石田善雄, 丸山一夫, 柿沼隆清
(名大空電研)
- II-48 柿沼隆清, 小島正宜, 鷺見治一(名大空電
研)
- II-49 袴田和幸(中部工大)
- II-50 齋藤尚生, 村上広史(東北大理), 丸橋克
英, 渡辺成昭(電波研)
- II-51 丸橋克英, 渡辺成昭(電波研), 齋藤尚生
村上広史(東北大理)
- II-52 西田篤弘(宇宙研)
- II-53 和田雅美, 奥谷晶子(理研), 小森博夫
(東京水産大),
P. Tanskanen (Univ. of Oulu)

座長 北村正 丞(気象研)

- UHF 太陽風観測装置
- 327 MHzにおける電波天体の惑星間空間
シンチレーションスペクトル
- 太陽風の三次元構造
- 極大期における太陽風の磁場と速度の巨視的構造
- HELIOMAGNETOSPHEREの太陽周期変化
- 「フォーブッシュ減少」の数値モデル(I)
- 宇宙線と惑星間空間磁場の相関

宇宙線 (15:10-16:46)

- II-54 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手
大人社), 長島一男(名大理)
- II-55 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, 霜永禎章, 長
島一男(名大理), 近藤一郎(東大宇宙線
研)
A.G.Fenton, R.M.Jacklyn 他(タ
スマニア大)
- II-56 北村正丞, 小寺邦彦(気象研)
- II-57 石田喜雄, 菅野常吉, 白井美奈子(福島大
教育), 齋藤俊子(福島医大教養)
- II-58 長島一男(名大理), 森下伊三男(岐阜歯
科大), 森 覚(信大理), 石田喜雄(福
島大教育)
- II-59 上野裕幸, 藤本和彦(名大理), 森 覚
(信大理), 長島一男(名大理)
- II-60 森 覚(信大理), 藤本和彦, 上野裕幸,
長島一男(名大理)
- II-61 桜井邦朋(神奈川大工)

座長 和田雅美(理研)

- 宇宙線南北異示性の Best-fit Rigidity Spec-
trum
- タスマニアにおける空気シャワーの連続観測
- 宇宙線異方性の方向(II)
- IASYにおける宇宙線中性子強度日変化(1st
term) 位相の世界分布とその変動(I)
- 宇宙線中性子強度の恒星時日変化
- 地上, 地下宇宙線中間子成分の恒星時日変化(I)
- 地上, 地下宇宙線中間子成分の恒星時日変化(II)
- 化学組成からみた宇宙線源

古地磁気Ⅰ (13:30-15:18)

- Ⅲ-48 永井直昭, 広岡公夫(富山大理), 中谷進
(伊那北高校)
- Ⅲ-49 井口博夫, 大井裕二郎(神戸大理), 前田
保夫(神戸市教育研), 藤田和夫(大阪市
大理), 安川克己(神戸大理)
- Ⅲ-50 木川栄一, 木下 肇(千葉大理)
- Ⅲ-51 登内正治, 小林和男(東大海洋研)
- Ⅲ-52 船木 實(極地研)
- Ⅲ-53 河野 長(東工大理), 浜野洋三, 日置幸
介(東大理), 木下 肇(千葉大理), 宇
井忠英(神戸大理), 平 朝彦(高知大理)
- Ⅲ-54 日置幸介, 浜野洋三(東大理), 河野 長
(東工大理)
- Ⅲ-55 清水吉雄(明大工), 渡辺直経(帝京大法)
日本インドネシア合同調査隊(国際協力事
業団)
- Ⅲ-56 山口 覚, 森永速男, 兵頭政幸, 石沢俊樹,
長谷 寧, 井口博夫, 伊勢崎修弘, 安川克
己(神戸大理)

座長 伊藤 晴明(島根大理)

- 大町テフラにみられる更新世後期の地磁気エクスカ
ーション。
- 六甲山西方の中期更新統の古地磁気
- 伊豆半島達磨火山及びその周辺地域の古地磁気学的
研究
- 静岡県高草山竜爪山のアルカリ玄武岩の古地磁気学
とその海山起源についての考察
- 南極ビクトリアランド, ライト谷基盤岩の古地磁気
中部アンデスの古地磁気調査
- 中部アンデスの古地磁気Ⅰ
～北部ペルー白亜紀堆積岩及び第三紀第四紀火山岩～
- ジャワ島中部サンギラン地域の含人類化石層の古地
磁気学研究
- クック諸島ラロトンガ島の古地磁気及び地磁気異常

古地磁気Ⅱ (15:30-17:18)

- Ⅲ-57 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育)
- Ⅲ-58 渋谷秀敏, 笹嶋貞雄(京大理)
- Ⅲ-59 当舍利行, 浜野洋三(東大理)
- Ⅲ-60 伊藤晴明, 時枝克安(島根大理)
- Ⅲ-61 笹嶋貞雄(京大理)
- Ⅲ-62 吉田彰二, 笹嶋貞雄(京大理)
- Ⅲ-63 乙藤洋一郎(京都大理), 松田高明(姫路
工大一般教育)
- Ⅲ-64 田上高広, 笹嶋貞雄(京大理)
- Ⅲ-65 高橋 享, 広岡公夫, 酒井英男(富山大理)
佐藤博明(金沢大理)

座長 堂面 春雄(山口大教育)

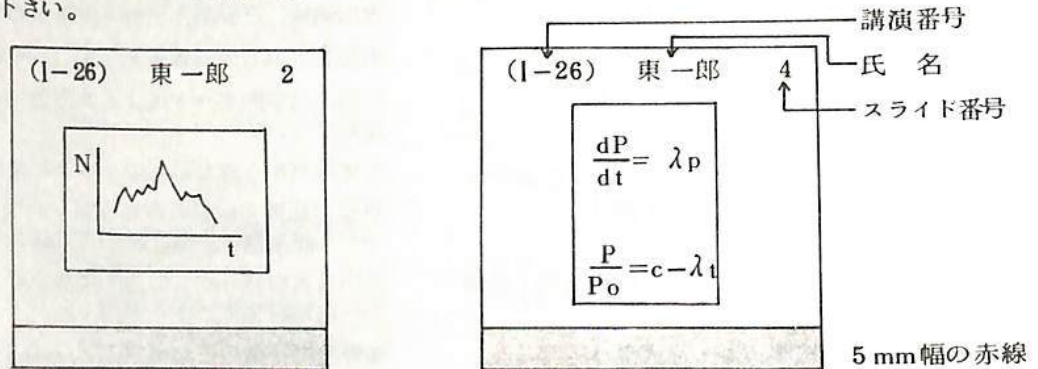
- 山口県産白亜紀岩の古地磁気
- 犬山地域, 三疊系赤色チャートの古地磁気
- 南部北上地方の古地磁気Ⅰ ～下部石炭紀～
- 古地磁気学的データによる北海道・東北日本の傾動
運動について
- 古地磁気からみた日本のジュラ紀変動の意義
- 伊豆半島衝突仮説の古地磁気学的検証
— 三浦半島・大磯丘陵の古地磁気とF.T.年代—
- 西南日本の時計回りの運動について
— 古地磁気データとF.T.年代 —
- 熊野酸性岩類の古地磁気とFission track年代
- 能登半島火山岩・伊豆半島堆積岩の古地磁気測定と
日本列島中新世テクトニクス

ポスターセッションについて

- ポスターセッションは、第2日午前に集中して行ないます。
- 普通セッションでのポスターセッション用講演（前回までは5分間の講演ができた）は、今回は行ないません。
- ポスターセッションは、前半（ポスターセッションA；9時～10時45分）と後半（ポスターセッションB；10時45分～12時）に分けて行ないます。
- 講演者は、割当てられた時間（前半、または後半）中は、自分のポスターの説明を行なって下さい。
- 講演者（後半の割当の人も）は、第2日午前9時30分までにすべての展示を終えて下さい。（第1日も展示作業に使えます）。
- 展示についての詳細は、極地研（平沢運営委員）にお問合せ下さい。

スライドの様式について

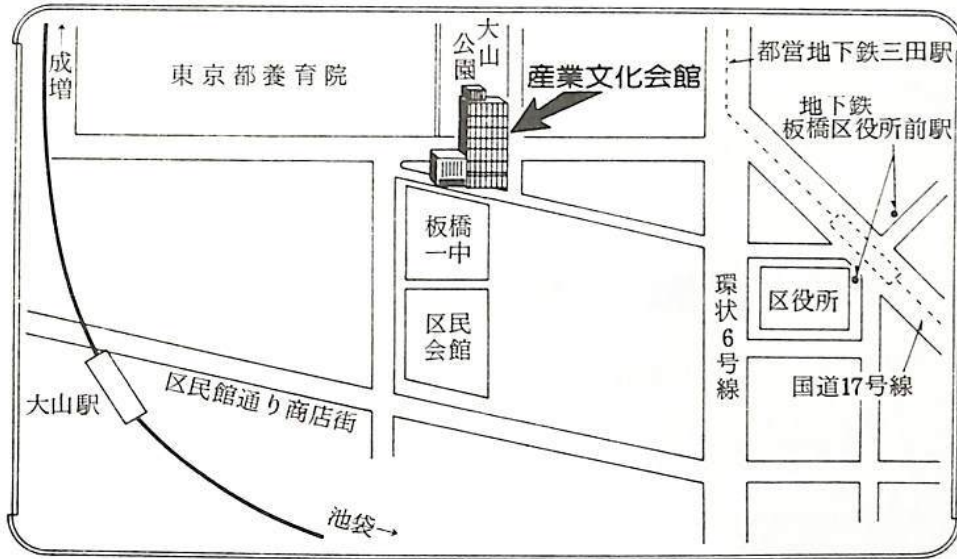
学会講演の際のスライドの誤操作を防止し、講演が円滑に進行するように、下図のようにスライドを作成して下さい。



- 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。

会場案内

板橋区立産業文化会館（駐車はできません） 5月11日（火）および5月13日（木）
 東京都板橋区栄町36番1号 TEL 03-964-5811

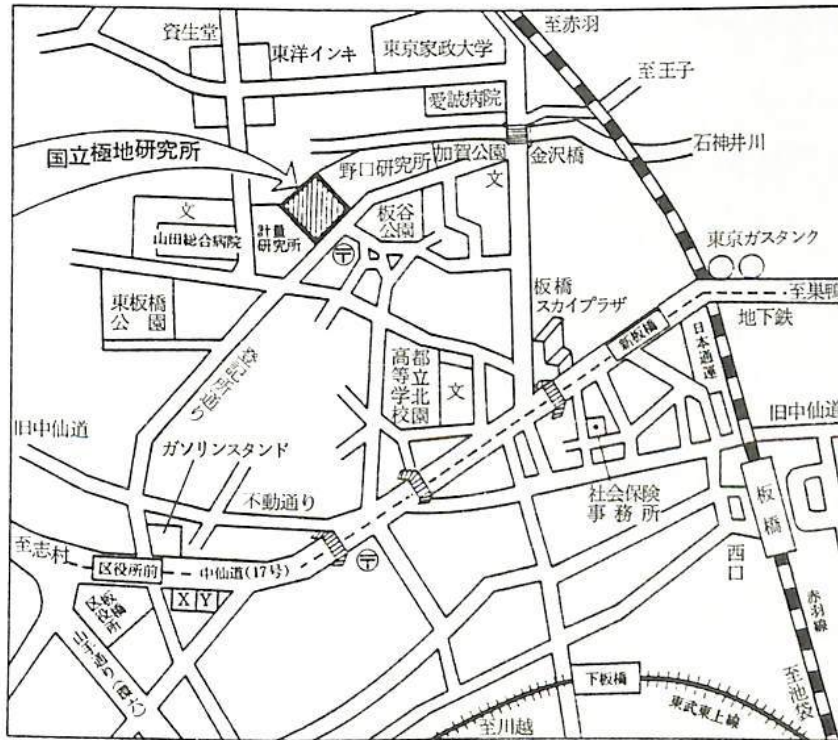


交通機関

- 東武東上線・・・大山駅下車徒歩5分
- 都営地下鉄三田線・・・板橋区役所前駅下車徒歩5分

国立極地研究所 5月12日（水）

東京都板橋区加賀1-9-10 TEL 03-962-4711



交通機関

- 国電（赤羽線）・・・板橋駅下車徒歩13分
- 地下鉄（都営三田線）・・・板橋区役所前下車徒歩7分

第 I 会 場

(板橋区立産業文化会館)

5月11日(火)および5月13日(木)

(I -1 ~ I -62)

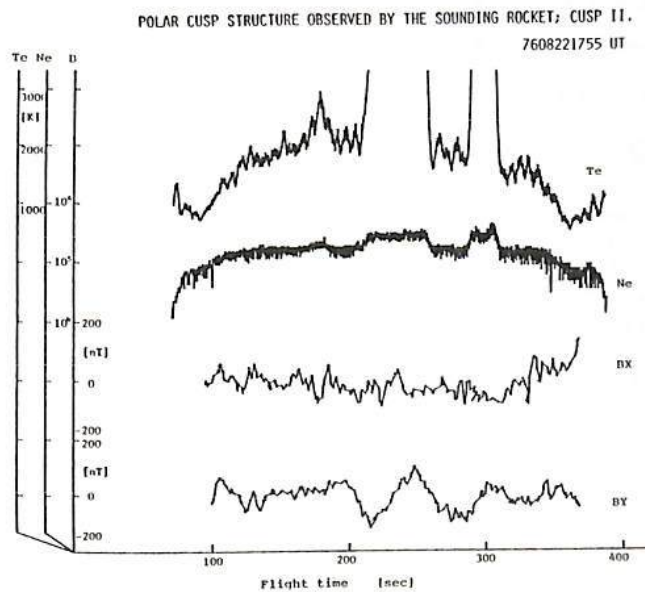
M. EJIRI, K. Uchida, J. K. Olesen and F. Primdahl

NIPR NIPR TUD DSRI

In August 1976, two identically instrumented sounding rockets were launched from Danish Meteorological Institute Rocket Range at Søndre Strømfjord, Greenland (Geographic latitude = 67.02°, Geomag. Lat. 75°). Plasma density irregularities related to the phenomena "Slant E Condition" were observed in the E-region and reported in the previous meeting.

Though the electron temperature probe onboard CUSP II rocket was not operated, an electron temperature has been deduced from an antenna impedance value of the impedance probe. It is found that extremely high temperature regions exist in the polar cusp ionosphere, which closely associated with the enhancements in electron density.

On the other hand, scalar and vector magnetic fields were measured simultaneously by the proton precession magnetometer and the fluxgate magnetometer. In the upleg E-region the shift of ~ 60 nT indicates an east-flowing Hall current of about 290 mA/m which coincides well with the value of about 270 mA/m calculated from the Hall conductivity of 6 s and the northward directed E-field of about 45 mV/m measured by the DC E-field probe. BY-variations indicates the down-going sheet currents between 200 and 215 sec and from 250 to ~ 270 sec. Up-going currents exist from 215 to 250 sec (~ 150 mA/m) and from 290 to 300 sec, which coincide with the enhancements in electron density and temperature.

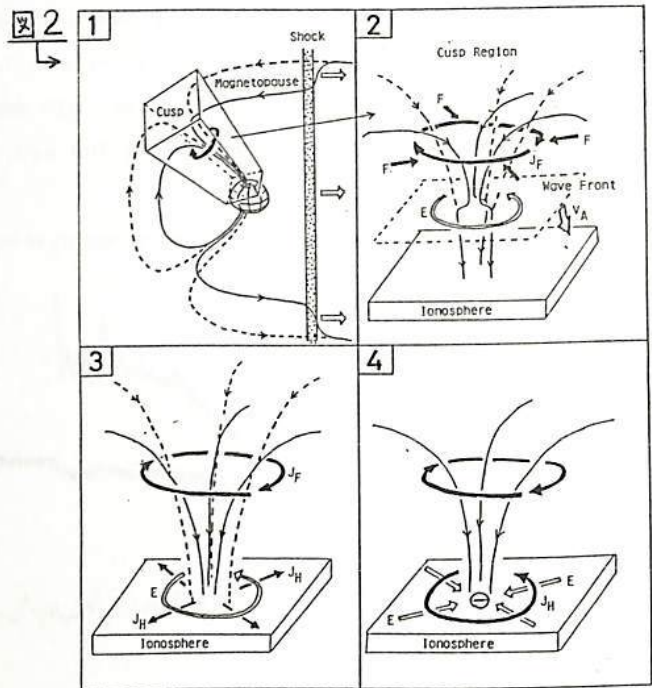
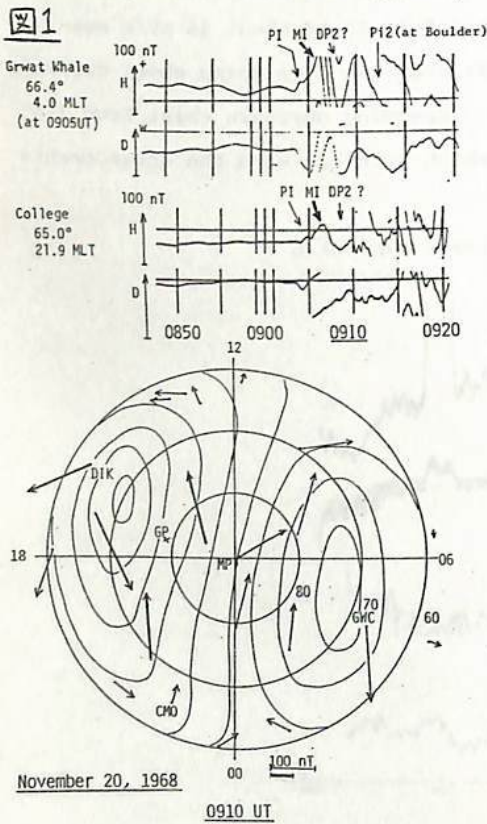


家森俊彦・荒木徹 (京大・理)

IMF (Interplanetary Magnetic Field) が北を向いている時の惑星間衝撃波によって引き起こされる SC (Sudden Commencement) - main impulse の等価電流系は、極域では、Cusp 付近を中心とする単一渦の構造を示すことを前回の学会で報告した。今回は、まず、より多くの現象を調べることにより、IMF が北向きで、かつサブストーム活動度の小さい時には、この電流系は、ほぼ常に単一渦構造であると推定されること、及び、IMF が南向きを向いている時には、Obayashi and Jacobs (1957) が統計的に求めたような DP-2 型の 2 個の渦構造に転ること

を示す。次に、このような IMF-Bz 依存性は、衝撃波による磁気圏の圧縮に伴ってできる単一渦構造に、IMF の南向き成分によって生じる DP-2 変動が重なるか否かによって生じること、すなわち、純粋な磁気圏の圧縮に伴う電流系は、単一渦であると解釈されることを示す。(図1は、IMF が南向きの時の一例で、2 つ目玉の電流系が少し遅れて発達することかわかる。)

ところで、このような単一渦電流系のできるメカニズムについて現在のところ確実な解釈はできていないが、ここでは図2に示すように、極域電離層に円型の電場が入射したと考へて、解釈を試みる。ここで注目すべきことは、図2のような、経度方向に閉じた電場の入射に対して、極域の電離層は、たとえ一様であっても、赤道ジェット電流やオーロラジェット電流の原因となる Cowling 電導度と同様の働きを示すことである。電離層の電気伝導度を仮定することによって、入射した電場や、二次的に生じた電場の強さや、緯度方向の変化を推定して、このような解釈の妥当性を調べる。



Reference

Obayashi, T and J. A. Jacobs, J. G. R., 62, 589-616, 1957

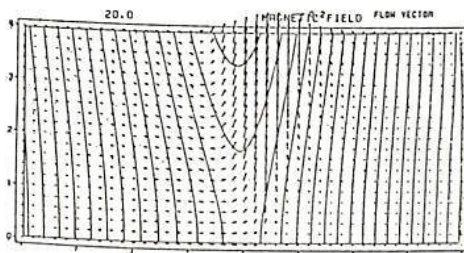
西田篤弘・星野真弘 (宇宙研)

昼間側の磁気圏境界面における磁力線再結合の現象を考える上で、上流太陽風中のプラズマと磁気圏内のプラズマの性質(密度、温度)が異なることは重要で、磁気圏尾部におけるような対称なプラズマのもとでの磁力線再結合の現象とは違った様相を示す。

磁力線再結合が始まる前は、磁気圏境界面での全圧力の平衡が保たれている。しかし磁力線再結合が始まると太陽風中のガス圧は磁気圏内のガス圧より高いので、磁気圏境界面を横切、太陽風中のプラズマが侵入してくる。そしてこのプラズマは磁気圏内にプラズマ境界層を形成することが考えられる。

また太陽風中の磁場は一般に地球磁場とある角度をもつて接するので、磁力線再結合線の方角も傾き、プラズマの流入過程も変わる。

今回上記のことを想定して2.5次元の一流体近似のMHDコードを作り、数値実験により磁力線再結合線の形成される方向を決める予定である。



上図は Time = 20.0 における磁場とプラズマの流れの方向を示す。

左側が上流太陽風中で右側が磁気圏内である。プラズマの流れを見ると磁気圏境界面を横切、流れ込みプラズマの加速された領域が形成されている。

下図は電流の等高線図を3次元的に表わした。

磁場のつなぎ替えのおきている拡散領域では太陽風のプラズマの侵入により非対称性が表われている。



マラズマポー ス近傍の磁気圏対流諸現象の 実証について

大家 寛、小原 隆博
(東北大学・理学部)

序 JIKIKEN衛星に搭載されたSPWは、(1) マラズマ密度計測及び、(2) マラズマ流計測に成功した。その結果、対流理論を実証する可能性を得ているが、さらに登場した問題として、このマラズマ流が「ゆらぎ」成分を持っているという事実が発見されたが、この事は時間的に変動する磁気圏電場の存在を示す。

さらに急峻な電場の増大に呼応し、尾部からの熱いマラズマがマラズマポー ス近傍に注入される事実を示唆するSPWの観測結果が得られた。これに対応し、マラズマポー スが密度ゆらぎを示しているが、発見された流れの時間変動と合わせて報告する。

観測結果 図1に、マラズマポー ス外側(MLT≒22h)で行なわれた観測例を示す。それぞれ、UHR周波数及び f_{Qn} 共鳴周波数から、 $f_{UHR}^2 = f_H^2 + f_p^2$ (1)

$$\text{及び } \frac{f_{Qn}}{f_H} = \eta + \frac{0.464}{n^2} \eta^2, \quad (\eta \equiv f_p/f_H) \quad (2)$$

(Warren and Hagg; 1964) の関係式を用いて、密度 (km^3/s) を算出してみると、両者が明白に一致している。確かに Maxwell速度分布からは、hotなマラズマ成分が混入している場合には、同じ密度に対して f_{Qn} 周波数の低下が起こる事が、数値計算の結果から判明しているので図1の2つの密度差は、定性的にhotなマラズマの増減を示している。

図2には、密度計測と同時に行なわれたマラズマ流の観測値をしめしている。マラズマ流は、地球と共回転していない事が判明するが、hotなマラズマの密度ゆらぎと非常に良い相関を示している。観測された流れを説明するためには、dawn to dusk電場が平均0.8mV/m程度の値をとる必要があるが、対流理論による流線に対し、衛星の観測位置(図3)から予想される値とほぼ一致してくる。更に図3から予想される事は、尾部からのhotなマラズマの流入が充分期待できる領域で衛星は観測を行なっている事である。図2では、4.9Reのところに流れ速度の増加に呼応して、hotな成分の増加を示すが、この事は熱いマラズマが不均一な塊りとなり周囲より速く流れている姿を示唆する。同様な例が4.7Re付近にも見られる。

まとめ JIKIKEN・SPWの観測結果から、マラズマ流は時間的に激しく変動するが、これはtemporalな磁気圏電場の変動が、hotな成分の注入と同期している事を示すに到った。これらの結果から、磁気圏対流は常に激しく変動しているという認識が、より明白になって来ている。

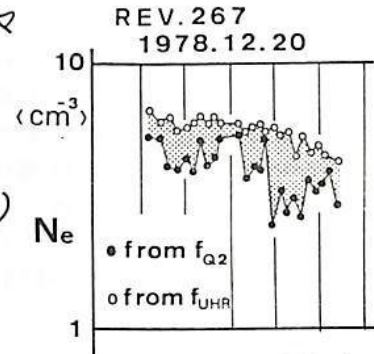


図. 1

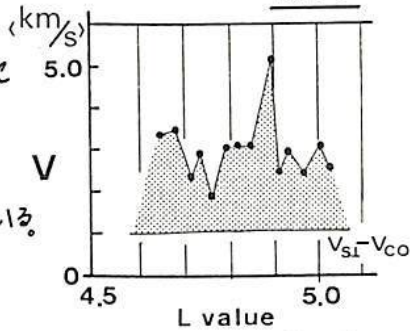


図. 2

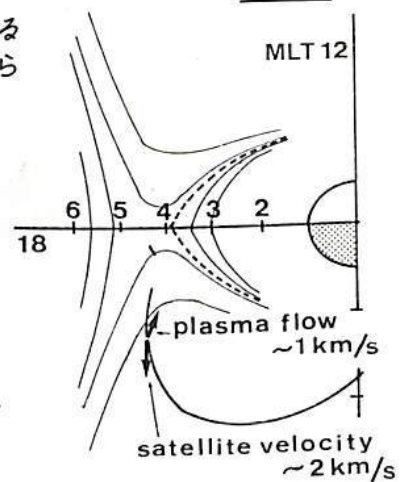


図. 3

早川 基・西田篤弘
(宇宙研)

通常磁気圏尾部のニュートラルシートにおいては、 B_y 成分は存在しないと思われている。ところが実際にはニュートラルシートに B_y 成分が観測される事がしばしばある。ニュートラルシートにおける B_y 成分には現在までの所、次の3つのパターンがある事が判明した。

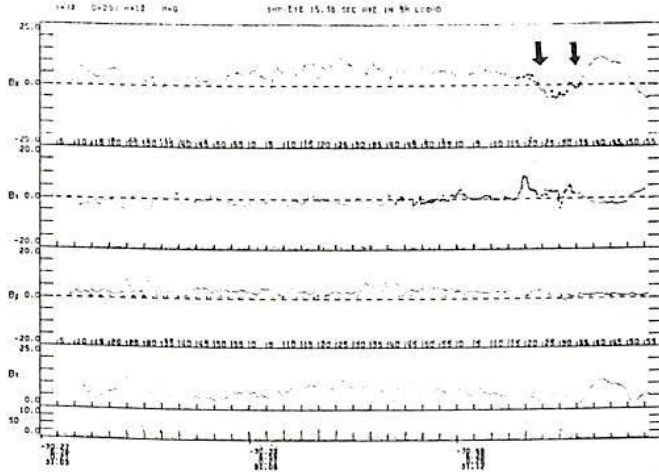


図 1

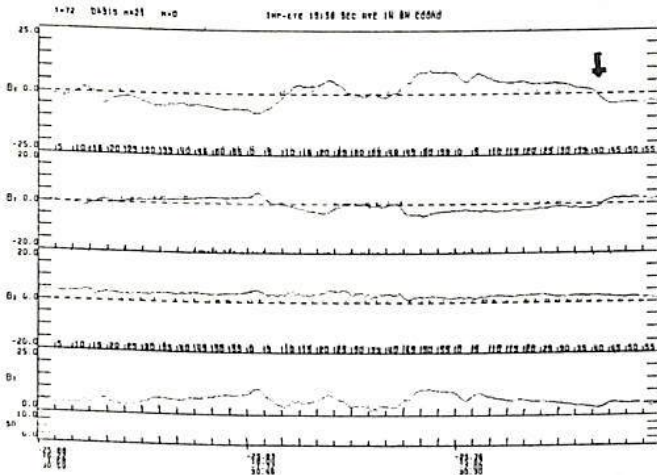


図 2

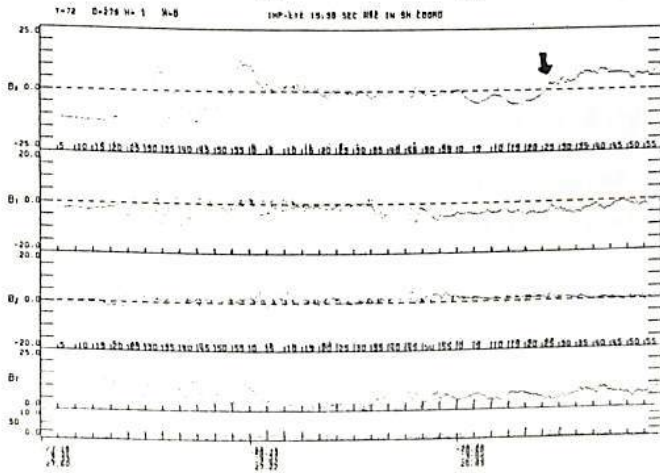


図 3

1. ニュートラルシートの近傍のみ B_y 成分が存在する(図1)。2. B_x 成分と共に B_y 成分も符号を変えるが、 B_x 成分と B_y 成分との間に位相差があり、ニュートラルシートに B_y 成分が観測される(図2)。3. ほぼ一定の B_y 成分がニュートラルシートの南北で存在し続ける(図3)。

この内、才1の場合では、衛星が朝方側又は夕方側にいる時に正の B_y 成分を観測する事が多いという事が判明した。現在、この才1の場合について発生メカニズム等を考察中である。

磁気嵐時の沿磁力線電流

飯島 健, 福島 直, 藤井 良一
(東大・理) (東大・理) (理研)

MAGSAT 衛星で計測されたバナル磁場を用いて 大磁気嵐時 (主として Feb. 6, 7, 8 と Feb. 14, 15, 16, 1980 events) の沿磁力線電流 (Birkeland 電流) の発達を調べた。Primary 電流である (driving 電流) Region 1 Birkeland 電流は磁気嵐の70%運動の原動力と直結しており Region 1 電流の発達に伴い, ring current 令電流には電場ポテンシャルの歪みが生じ、この電場を駆動力として Region 2 電流 (driven 電流) が形成される。この時 ring current energization と共に、その効率は Region 1 電流の time scale (5) と Region 2 電流の発達に伴い、plasma sheet の内側への電場 (よこ向き) による shielding time-scale (5) の変化に伴って、この電場の弱まりが原因となり、その結果として、Auroral events (1-6 hrs) には 1/2 ミリ秒と極めて短い時間スケールで、この電場の急激な変化が生じる。この急激な変化は、大磁気嵐の場合、太陽風の動圧による磁気圏の compression/rarefaction, ring current の増強/弱化に伴う、磁気圏磁場の inflation の Birkeland 電流の発達に伴って生じる。この急激な変化は、全体の \ominus Dat phase と \oplus Dat phase での Region 1, 2 の発達の様相は異なる。

\ominus Dat phase — Region 2 電流と $\ominus \frac{dI_{\text{tot}}}{dt} > 0$ とは関係する。Region 1, 2 電流の中心位置 r_1, r_2 (polar distance), 経度 $\Delta r_1, \Delta r_2$ は主として auroral electrojet disturbances の発達に伴って変化する。特に r_1, r_2 は expansion phase が増加し、recovery phase へ移行する。expansion phase 時には Δr_1 が小さくなる場合もあり、又 Region 1 と Region 2 の位置的関係は変化する。Harang discontinuity Region 1 の増強と特相一致し、特に westward electrojet の (2/3) への侵入は、blush とも呼ばれる。Region 2 は highly-structured とする。

\oplus Dat phase — Region 2 電流の発達が おもむきで北側向にある。特に April 9 1980 event には dayside polar cap には、この電流の急激な Region 1, 2 電流の急激な発達に伴って、higher mode の電流が生じる。特に ΔB_L (2500-6000 nT) が検出された。

この急激な変化は、議論の余地がある。

The Mean Electromotive Force Generated by Random Hydromagnetic Waves in a Collisionless Plasma and Auroral Particle Acceleration

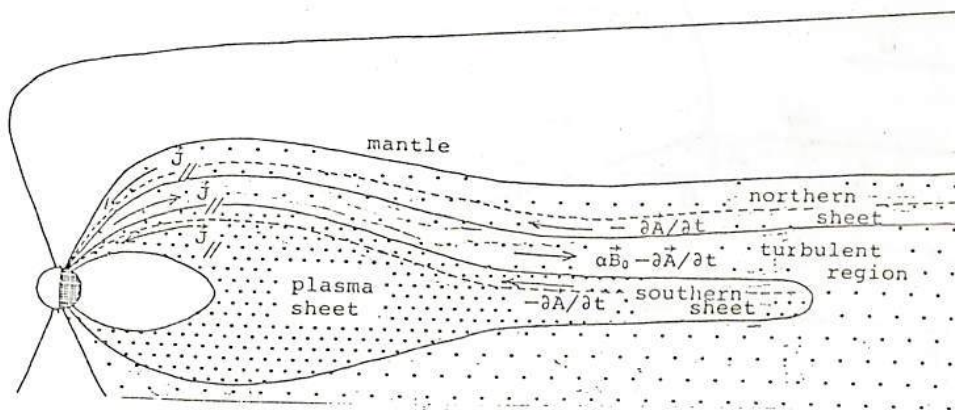
Tomikazu Namikawa, Hiromitsu Hamabata and Yasusi Hosoya
 Department of Physics, Osaka City University

The mean electromotive force generated by random hydromagnetic waves is calculated by using Fourier analysis methods for the cases of an incompressible Hall plasma and a compressible plasma with finite β . It is shown that in the case of a Hall plasma the α -effect can exist in the interaction between two waves which propagate in opposite directions and have different phase velocities and several new β -terms are produced by the Hall effect, while in the case of a compressible plasma the α -effect can exist only in the interaction between the Alfvén mode and the fast or slow magnetoacoustic modes. The results are discussed in the context of the substorms in the Earth's magnetosphere.

Fig. 1 illustrates schematically the auroral particle acceleration and the arc field aligned currents by the α -effect electromotive force. Our theory is consistent with the following characteristics of observations of accelerated electrons (Whalen & Daly 1979) which are inconsistent with acceleration by quasi-static electric field, e.g. double layer (Wanger et al. 1980).

- (1) Field-aligned electron enhancements are not monoenergetic but occur over a large energy range (0.5 - 60 Kev).
- (2) The large field-aligned enhancements occurred at time when the energetic electron intensifies were changing rapidly. These regions were found to coincide with edges of auroral forms.
- (3) Only small field-aligned enhancements were detected in the center of the intense precipitation region (auroral arcs).

The characteristic (1) is explained by the field-aligned electric field which exists in the arc and outside the arc. The characteristics (2) and (3) are explained by the fact that the field-aligned acceleration is perturbed by random waves in the arc, but not in the edges or outside the arc because there are no random waves.



REFERENCES

Namikawa, T. & Hamabata, H. (1982). The mean electromotive force generated by random Alfvén waves in a collisionless plasma, J. Plasma Phys. (in press).

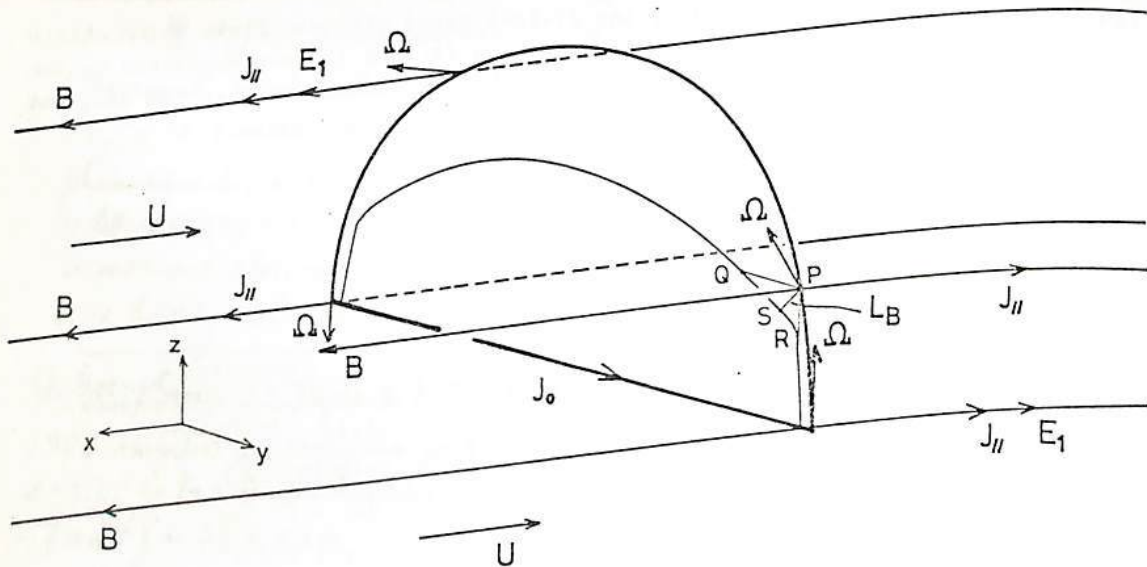
Tomikazu Namikawa and Hiromitsu Hamabata (Dep. Phys., Osaka City Univ.)
and S. Matsushita (High Altitude Observatory, NCAR, Boulder, Colorado)

The mean electromotive force perpendicular to the mean current (Rädler effect) by random hydromagnetic waves in a collisionless plasma is derived. The results are applied to the field-aligned currents in the Earth's magnetotail. It is shown that the Rädler effect electric field is large enough to give the observed value of the field-aligned currents and can be identified as a possible source for the field-aligned currents.

A shear flow can be approximated by a local solid body rotation, the Rädler-effect electric field by random HM waves in a rotating plasma are calculated supposing statistically homogeneous and isotropic spectrum tensor of random velocity field.

$$\vec{E} = - \frac{4I_1}{3V_A^2} \vec{\Omega} \times \vec{v} \times \vec{B},$$

where $I_1 = - 2 \int_0^\infty \frac{E(k)}{k^2} dk < 0$ and $E(k)$ is the energy spectrum function. The order of magnitude of E and the field-aligned current j_{\parallel} driven by E are 3×10^{-8} volt/m and 1.3×10^{-5} A/m² near ionosphere which is larger than the observed value of 10^{-6} A/m².



REFERENCES

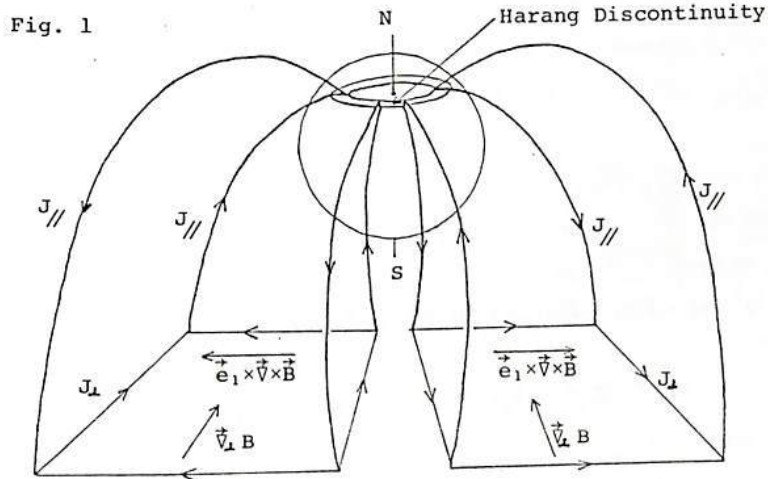
- Namikawa, T., Hamabata, H. & Matsushita, S. (1982). Rädler effect in a collisionless plasma and field-aligned current in the magnetotail, Planet. Space Sci. (in press.)

Hiromitsu Hamabata, Tomikazu Namikawa and Yasusi Hosoya
Department of Physics, Osaka City University

The mean electromotive force produced by random hydromagnetic waves in a collisionless plasma is investigated taking into account non-uniformities in the mean magnetic field, fluid velocity and plasma density. It is shown that the mean electromotive force associated with gradients in mean quantities and the helicity spectrum function of the random velocity field exists and has a component parallel to the mean magnetic field which is associated with field-aligned gradients in mean quantities and density gradients parallel to the mean flow. The results are discussed in the context of the field-aligned currents in the Earth's magnetosphere.

$$\begin{aligned} \vec{E} = & \alpha_1 \vec{\nabla}_{\parallel} B + \alpha_2 \vec{\nabla}_{\perp} B + \alpha_3 \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) + \beta_1 \vec{\nabla}_{\parallel} U_{\parallel} + \beta_2 \vec{\nabla}_{\perp} U_{\parallel} \\ & + \beta_3 \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{U}) + \gamma_1 \vec{\nabla}_{\parallel} \rho + \gamma_2 \vec{B} (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \rho + \gamma_3 \vec{\nabla}_{\perp} \rho. \end{aligned} \quad (1)$$

The order of magnitude of the field aligned potential difference by $\vec{\nabla}_{\parallel} B$ term is several kv. The order of magnitude of the field-aligned currents driven by the first term in (1), taking the electron number density $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ and the electron velocity $v_e = 10^9 \text{ cm/s}$, is $1.6 \times 10^{-5} \text{ A/m}^2$ near the ionosphere which is larger than the observed field-aligned current density of $2.5 \times 10^{-6} \text{ A/m}^2$ (Iijima & Potemra 1978). The currents driven by the electromotive force given by (1) may explain the region 1 and 2 field-aligned currents and the currents perpendicular to the magnetic field as illustrated in Fig. 1.



REFERENCES

Namikawa, T. & Hamabata, H. (1982). The mean electromotive force generated by random Alfvén waves in a collisionless plasma under a non-uniform mean magnetic field, J. Plasma Phys. (in press.)

H. Murata

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

We assume that there are two groups of particles present in the double layer, namely ambient ions and ambient electrons including beam ions and beam electrons, respectively. The center-of-mass velocity for each particles must satisfy the equation for continuity of mass and the momentum transport equation;

$$\partial n_\alpha / \partial t + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = Q - R \quad , \quad (1)$$

$$n_\alpha m_\alpha [\partial \mathbf{v}_\alpha / \partial t + (\mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{v}_\alpha] + Q m_\alpha \mathbf{v}_\alpha + \nabla (n_\alpha T_\alpha) = n_\alpha (e_\alpha \mathbf{E} + e_\alpha \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B} - m_\alpha \mathbf{g} + \mathbf{P}_\alpha) \quad , \quad (2)$$

where index α (e or i) denotes electrons or ions, Q: ionizations per unit volume and time, R: recombinations per unit volume and time, T: temperature in energy units, \mathbf{P}_α : force per particle of species α , due to collisions with other particles, \mathbf{g} : acceleration of gravity, $e_i = -e_e = e$: proton charge.

$n_\alpha = n_{\alpha a} + n_{\alpha b}$ where $n_{\alpha a}$ is number density of ambient α particles and $n_{\alpha b}$ is of beam α particles.

The mean velocity of α particles is
$$\mathbf{v}_\alpha = (n_{\alpha a} \mathbf{v}_{\alpha a} + n_{\alpha b} \mathbf{v}_{\alpha b}) / n_\alpha \quad , \quad (3)$$

where $\mathbf{v}_{\alpha a}$ is velocity of ambient α particles and $\mathbf{v}_{\alpha b}$ is of beam α particles. We assume that

$$n_\alpha = \bar{n}_\alpha + n_{\alpha 1} \quad , \quad \mathbf{v}_\alpha = \bar{\mathbf{v}}_\alpha + \mathbf{v}_{\alpha 1} \quad , \quad \mathbf{E} = \bar{\mathbf{E}} + \mathbf{E}_1 \quad , \quad \mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{B}_1 \quad , \quad T_\alpha = \bar{T}_\alpha + T_{\alpha 1} \quad \text{and} \quad \mathbf{P}_\alpha = \bar{\mathbf{P}}_\alpha + \mathbf{P}_{\alpha 1} \quad , \quad (4)$$

where $\bar{\quad}$ shows steady component and suffix 1 is small perturbed quantity. Then we have

$$\begin{aligned} \bar{n}_\alpha &= \bar{n}_{\alpha a} + \bar{n}_{\alpha b} = \bar{n}_{\alpha a} (1 + \bar{\epsilon}_\alpha) \quad (\text{where } \bar{\epsilon}_\alpha = \bar{n}_{\alpha b} / \bar{n}_{\alpha a} \ll 1) \quad , \quad n_{\alpha 1} = n_{\alpha a 1} \quad (\text{beam } \alpha \text{ particles are steady}) \quad , \\ \bar{\mathbf{v}}_\alpha &= (\bar{n}_{\alpha a} \bar{\mathbf{v}}_{\alpha a} + \bar{n}_{\alpha b} \bar{\mathbf{v}}_{\alpha b}) / \bar{n}_\alpha = \bar{\mathbf{v}}_{\alpha a \perp} + \bar{\epsilon}_\alpha \bar{\mathbf{v}}_{\alpha b \parallel} \quad (\bar{\mathbf{v}}_{\alpha a \parallel} = 0 \text{ for ambient } \alpha \text{ particles}) \quad , \quad \text{and } \mathbf{v}_{\alpha 1} = \mathbf{v}_{\alpha a 1} \quad (\bar{\epsilon}_\alpha \ll 1) \quad . \end{aligned} \quad (5)$$

Using (1) - (5) under a cartesian coordinate system (the z axis is taken along a line of force), we obtain the following relations for steady state;

$$\bar{\epsilon}_\alpha^0 \text{ terms: } \bar{T}_{\alpha a} \partial \bar{n}_{\alpha a} / \partial z = \bar{n}_{\alpha a} (e_\alpha \bar{\mathbf{E}}_\parallel + e_\alpha [\mathbf{v}_{\alpha a 1} \times \mathbf{B}_1]_\parallel) - \partial \bar{T}_{\alpha a} / \partial z + \bar{\mathbf{F}}_{\alpha a \parallel} \quad , \quad (6)$$

$$\text{other terms: } (\bar{T}_{\alpha b} - m_\alpha \bar{\epsilon}_\alpha \bar{\mathbf{v}}_{\alpha b \parallel}^2) \partial \bar{n}_{\alpha b} / \partial z = \bar{n}_{\alpha b} (e_\alpha \bar{\mathbf{E}}_\parallel + e_\alpha [\mathbf{v}_{\alpha a 1} \times \mathbf{B}_1]_\parallel) - \partial \bar{T}_{\alpha b} / \partial z + \bar{\mathbf{F}}_{\alpha b \parallel} \quad , \quad (7)$$

where $[\mathbf{v}_{\alpha a 1} \times \mathbf{B}_1]_\parallel$ is steady field-aligned electromotive force due to coherent ambient plasma oscillation (for example, HM standing oscillation along a field line), $(\bar{\mathbf{v}}_{\alpha \perp} \cdot \nabla) \bar{n}_\alpha = 0$ and $\nabla_\perp \cdot \bar{\mathbf{v}}_\alpha = 0$ are assumed,

$\bar{n}_\alpha \bar{T}_\alpha = \bar{n}_{\alpha a} \bar{T}_{\alpha a} + \bar{n}_{\alpha b} \bar{T}_{\alpha b}$, and $\bar{\mathbf{F}}_{\alpha a, b \parallel}$ represent all other terms. We also obtain

$$\nabla_\perp (\bar{n}_\alpha \bar{T}_\alpha) = \bar{n}_\alpha e_\alpha (\bar{\mathbf{v}}_\alpha \times \bar{\mathbf{B}}) \quad , \quad (8)$$

for the case of $\bar{\mathbf{E}}_\perp = 0$, $(\bar{\mathbf{v}}_{\alpha \perp} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}}_{\alpha \perp} = 0$, $\bar{n}_\alpha m_\alpha \mathbf{g}_\perp = 0$, and $\bar{n}_\alpha \bar{\mathbf{P}}_{\alpha \perp} = 0$.

$$\text{From the Poisson eq.} \quad \epsilon_0 d\bar{\mathbf{E}}_\parallel / dz = e (\bar{n}_{i a} + \bar{n}_{i b} - \bar{n}_{e a} - \bar{n}_{e b}) \quad , \quad (9)$$

with (6) and (7), we have

$$(1/2) \epsilon_0 [\bar{\mathbf{E}}_\parallel^2(z) - \bar{\mathbf{E}}_\parallel^2(0)] = \bar{\mathbf{P}}(z) - \bar{\mathbf{P}}(0) - \int_0^z (\bar{n}_i e [\mathbf{v}_{i a 1} \times \mathbf{B}_1]_\parallel - \bar{n}_e e [\mathbf{v}_{e a 1} \times \mathbf{B}_1]_\parallel) dz - \int_0^z (\bar{n}_i \bar{\mathbf{F}}_{i \parallel} + \bar{n}_e \bar{\mathbf{F}}_{e \parallel}) dz \quad , \quad (\bar{n}_i \neq \bar{n}_e) \quad (10)$$

$$\bar{\mathbf{P}}(z) = (\bar{n}_i \bar{T}_i + \bar{n}_e \bar{T}_e) - (m_i \bar{\epsilon}_i \bar{n}_{i b} \bar{\mathbf{v}}_{i b \parallel}^2 + m_e \bar{\epsilon}_e \bar{n}_{e b} \bar{\mathbf{v}}_{e b \parallel}^2) \quad . \quad (11)$$

We may choose the altitude $h = h_0$ ($\sim 1 R_E$) such that $z=0$ at the lower edge of the double layer.

From observed field-aligned currents in the auroral zone, $J \sim \bar{n}_{e b} e \bar{\mathbf{v}}_{e b} \sim 10^{-5} \text{ A/m}^2$. The energy of precipitating electrons is about 10 keV. Then $\bar{n}_{e b} \sim 5 \times 10^5 \text{ [m}^{-3}]$. On the other hand, $\bar{n}_{e a} = (1 - 50) \times 10^6 \text{ [m}^{-3}]$ after Calvert [1981]*, for example. We may estimate $\bar{\epsilon}_e$ to be 0.5 - 0.01.

* Calvert, W., The auroral plasma cavity, Geophys. Res. Lett., 8, 919-921, 1981.

井上雄二

京都産業大学、計算機科学研究所

磁気圏の Substorm の Expansion phase の諸現象にある種の波動が決定的な役割をえていることは観測事実から自明と思はれる。既に波動理論が提案されている。Chao et al.⁽¹⁾ と Akasofu⁽²⁾ によって提案された Rarefaction Wave は Substorm 時の磁場構造の背景では発生し難いと考えられる。新しい波動モデルを提案する。

Stage 1. IMF の $B_z < 0$ に応答して磁気圏の夜側近尾部に Current Disruption 型の磁場が形成される; それに伴う E_y 電場の EXB drift が起る; それによって plasma Sheet が侵入してくるが、その Inward 速度は Inward に急減速されるために、Polarization 電流の発電源が出現する; 図に示すように分極磁力管も帯電する; その結果極冠に電圧が印加されて DP-2 の発達を示す。

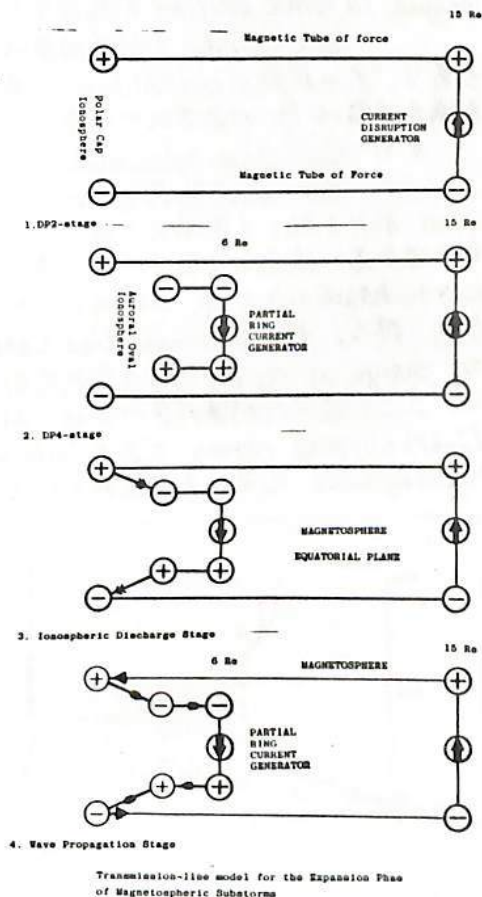
Stage 2. 6 Re 近傍まで侵入して来た荷電粒子群は ∇B drift し、partial Ring Current を形成し、Precipitation を行う; その結果夕刻側で +、朝方側で - に分極し電場を生起する; これは真夜中付近で、一様な E_y 電場と逆方向で打消し合うために、 ∇B drift が卓越し、positive Feedback が働き、急速に分極帯電した磁力管の対が形成され、Auroral oval の低緯度側にその電圧が印加されて、DP-4 電流系が発達する。

Stage 3. DP-4 が形成されると直ちに電離層の Pedersen 電気伝導度により、放電が起り電流が流れる。

Stage 4. 分極帯電して居るが殆ど電流の流れていなかった四本の磁力管に電流が流れ始める; 然し、その電流は直流としてではなく、波動として電離層から電流源に向って伝播して行く; このように帯電された四本の磁力管と磁気圏プラズマで構成される伝送路が二対形成される; これらの伝送路上の電磁波動は概ね Alfvén 速度で伝播する; 電圧および電離層負荷における Miss Matching によって波動の反射が起る; Multiple Onset Substorm, Aurora ARC の Poleward Expansion, Pi 2, その他の極域地磁気、磁気圏擾乱の特性を説明する。

(1) Chao, J.K., Kan, J.R., Lui, A.T.Y., and Akasofu, S.-I.,
A Model for Thinning of the Plasma Sheet,
Planet. Space Sci., 25, 703-710, 1977

(2) Akasofu, S.-I., "physics of Magnetospheric Substorms",
Chapter 9, 1977
D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland



青山 隆司 大家 寛
(宮城職訓短大) (東北大・理)

§ 1. Introduction

木星磁気圏の disc 領域プラズマが超音速流 (Jovian disc wind) として流出する事を問題としてきた。しかし、概要として Frozen-in condition が成立するため、 $E_\theta = V_r B_z$ 電場の発生があり、これを受け入れるモデル構成とともに $\text{rot}(\vec{v} \times \vec{B}) = 0$ の条件を課した場合の bulk motion の様相を求めることが重要な課題となっていた。今回これに対して問題が解決したので報告する。

§ 2. Disc Wind Solution under the Frozen-in Condition

disc プラズマの bulk motion を記述する基本式は、 $Nm(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = \vec{I} \times \vec{B} - \nabla P$ (1), $\text{div}(Nm\vec{v}) = 0$ (2), $P = NkT$ (3), $\text{rot}(\vec{v} \times \vec{B}) = 0$ (4), $\text{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{I}$ (5), $\text{div}\vec{B} = 0$ (6) であり、 \vec{B} についてはモデル磁場として、 $B_r = B_{r0}(r/r_0)^2 A(z)$, $B_\theta = B_{\theta 0}(r/r_0) A(z)$, $A(z) = \arctan(Dz)$ を考える (D はパラメータ)。 B_z は (1)(4)(5)(6) を満足するように決められる。 E_θ を無視した以前の結果との相違として、 $(r-v)$ 空間で音速を超える部分 (X-type critical point) は、上述の条件のもとでは、点ではなく線 (critical line) となり無限個の critical solution が存在し得ることが判明した。しかし与えられた初期値に対応し、亜音速から超音速へ加速されてゆく unique な wind solution が存在することは以前の結果と類似することが確かめられた。

bulk velocity の計算結果の一例を Fig. 1, 2 に示す。各実曲線が critical solution であり、太い破線が critical line である。この case では初期条件 ($V_{00} \approx 250 \text{ km/s}$, $V_{r0} \ll V_{00}$) を満たす解は B で示されている。

§ 3. Convection Model of the Jovian Magnetosphere

disc wind に Frozen-in した closed field line によって発生した電場が、solar wind が引き起こす電場を上回っているため、地球型のプラズマ対流とは異なった木星独自の磁気圏対流を作り出すことが予想される。Fig. 3 に対流パターンの例を示す。この外向き対流領域の広さは、太陽風との相互作用条件により広がった場合 (a) や縮んだ場合 (b) があり得る。実線が stream line で斜線部分が disc wind による charge up region である。charge up region にはさまれた部分 (a) に return flow の領域が形成される。ただし、ここで述べた対流パターンは、disc 領域に特有のもので、高緯度磁気圏とは field line の slipping region である Internal Magnetopause により分離されている。

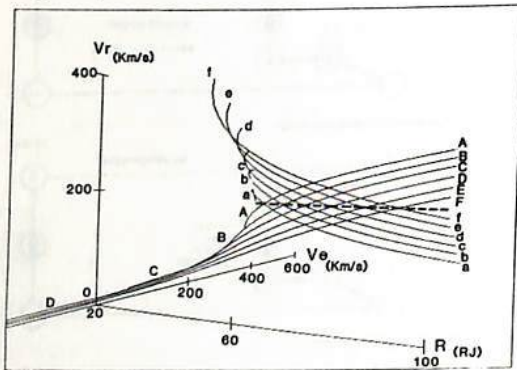


Fig. 1

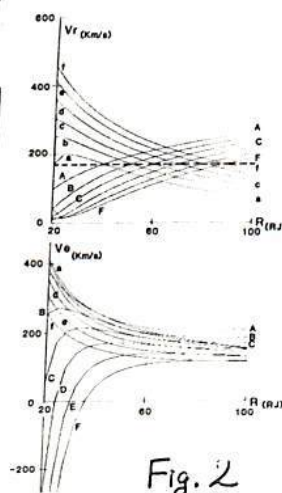


Fig. 2

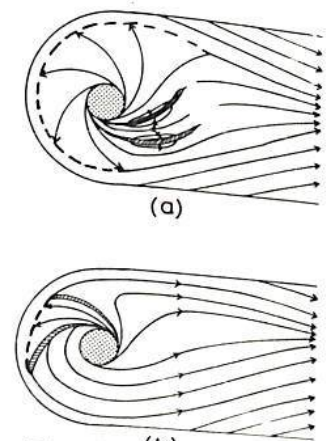


Fig. 3 (b)

In the previous intuitive calculations (see proceeding of the spring (69th) meeting, page 4, 1981, Tokyo), transport of the angular momentum is not directly related to the Alfvén wave excitation. The reflection at the ionosphere and the transit time of Alfvén wave propagation were not considered, though the former effect has been shown to be important. However, the heating rate would peak still around the latitude of 73°-75° in the ionosphere, because this peak was due to the plasma density gradient in the magnetodisc and radial displacement of the plasma therein. Greater heating would occur again during compression than during expansion, because the difference of these two cases is due to the ratio of the final to the initial radial distance of the field line. The motion of the plasma is previously treated as that of a frozen-in plasma in separate magnetic flux tube. Therefore calculation of a plasma motion in a typical magnetic flux tube will be sufficient for estimate of a typical local heating rate and also overall heating rate.

In order to reduce the equation to mathematically tractable form, we assume following simplification ;(1) 0-th order magnetic field is straight and constant, (2) azimuthal velocity is independent of radial distance r, (3) all quantities are independent of azimuthal angle, and (4) there is no vertical motion, i.e. $V_z=0$. (1) and (2) are new basic assumptions. Basic equations are

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \frac{B_z^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \quad (0 < z < RL) \quad Nm \left[\frac{d^2 \xi}{dt^2} - \frac{V_0}{R} \frac{d\xi}{dt} - 2\Omega_c V_0 \right] = \frac{B_z^2}{2\pi} \frac{\partial \xi}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (z=0) \quad \left[\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{4\pi \xi}{c^2} \frac{\partial w}{\partial t} \right]_{\text{Ionosphere}} = 0 \quad (z=RL)$$

(ξ : displacement of a field line which has only ϕ component ; $w = \frac{d\xi}{dt} = r\Delta\Omega$; $V_0 = -\frac{dr}{dt}$; ρ : mass density; Nm: height integrated mass density in the disc; Σ : height integrated conductivity; R: mean radial distance)

We have also examined the existence of the parallel potential gap V_{para} near the ionosphere after Lyons [1981] and Knight [1973]. If the current density parallel to the field line J_{para} exceeds a critical current density which is the maximum current density $J_{crit} = (T_e / 2\pi m_e)^{1/2}$ (T_e : temperature of the ionospheric ion) carried by the ionospheric ion, the parallel electric field should exist in order to close the circuit and precipitate the electrons to the ionosphere. This maximum current density is estimated to be $1-2 \times 10^5$ A/m² for $T_e = 10^3$ K and the ionospheric ion density n^+ of $5-10 \times 10^{10}$ [Fjeldbo et al., 1976.; Atreya and Danahue, 1976] This current density may be somewhat overestimated. The current J_{para} is approximated by $\partial(\sin\theta J_\theta) / R \sin\theta \partial\theta$ (θ : colatitude), where J_θ is given by our model calculation to be 0.5×10^8 A/m², and can exceed the critical density, if the J_θ changes more than 200 times within the latitudinal extent of 1°. This would be possible, though critical, at the lower latitude edge of current system for the expansion, and at the pole for the compression.

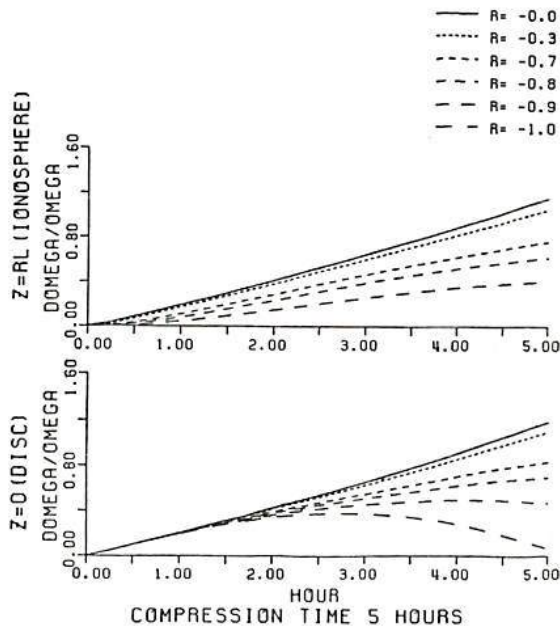


Fig. 10a

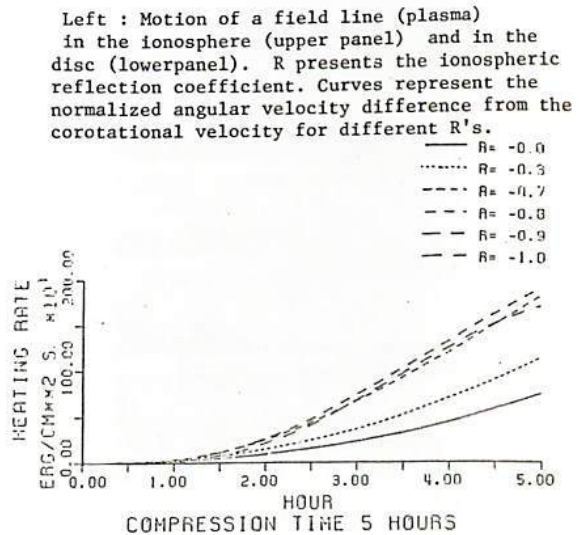


Fig. 10b

Heat input rate per unit area of ionosphere at latitude of 74° by Joule heating.

強度分布から見た P1 地磁気脈動の特性

石田 十郎、国分 征、林 幹治
(東大・理)

P1帯の現象について、地上の多点同時観測データから、強度分布、偏波特性などを求めることは、これらの現象の発生領域の同定、伝播の効果などを議論する上で重要な点である。

従来の解析は各観測点の dynamic spectrum の比較、アナログ Band pass filter による振幅の比較などが行なわれていたが、個々の現象についての構造を比較するには十分とは言えなかった。今回、我々は、個々の現象についてさらに詳細にかつ定量的に比較を行なうために、デジタル処理を行ない、"Normalized spectrum" と呼ぶ新しい表現方法を試みた。

各観測点のデータを、clock を参照して時刻をそろえ、下FFT法により水平面内の Total power (P)、右まわり、左まわりの偏波成分 (R, L) を求める。次に各観測点の同時刻の Total power を比較し、最大値 $P_{max}(f, T)$ を周波数毎に求め、これを使って、各観測点の値を規格化する。

$$P'_m(f, T) = P_m(f, T) / P_{max}(f, T)$$

この P'_m を P_{max} が一定の値を超えた部分について dynamic spectrum 表示したものを、"Normalized spectrum" と呼ぶ。この方法によって観測点間の強度分布の個々の現象についての構造、強度中心の移動などとより明確に表現できる。(下図)

また、この方法を用いることにより、前回報告した IPDP について解析を行なった結果、Source 領域の緯度方向の移動は顕著ではない、との結論を得た。

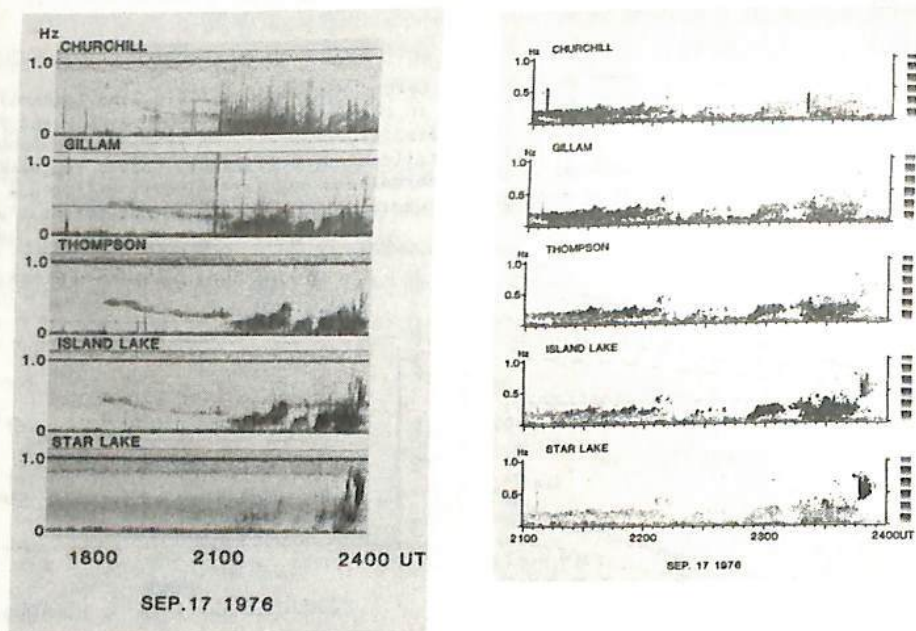


図 従来の spectrum analyzer による Dynamic spectrum (左) と "Normalized spectrum" (右) 2100 UT には Gillam 付近に強度中心が存在し、2300 UT からは、Island Lake 付近に強度の中心がうつって行くことがわかる。

杯 幹治 AUV 観測グループ
(東大・理 九大・理, 宇研, UBC, U.Vic)

1980年1月, 2月にカナダで実施した誘導磁力計による多点観測網の中で Rankin Inlet, Baker Lake ではその後6月初めまで観測が続けられた。Rankin Inlet (74.3°) Baker Lake (75.1°) は夜側では極冠帯に入り昼側では sub-cleft 帯に属する特殊な地域にありこのような地域性を反映した pc1 pi1 脈動の特性について明らかになった点に関してまとめる (オカ回学会, 1981年磁気圏シンポジウム) と以下のようなになる。

(1) pi1

(i) 夜側の pi1B (a. 強度の強い発生源に近いもの, b. 強度の弱いもの)。

・発生頻度の高い local time; a 21時及び2時, b 23~0時

・強化バンド; b にのみ 0.1~0.5 Hz 及びその高調波で見られ左廻り偏波を不可

・強化バンドの周波数は冬高く夏低い。

④ 電離層地上の共鳴効果及び導波管効果の重要性。

(ii) 昼側の pi1 はスペクトル形態の上からは (i) の a に似ているが発生頻度は真昼前に大きくクレフトとの関連が重要。

(2) pc1

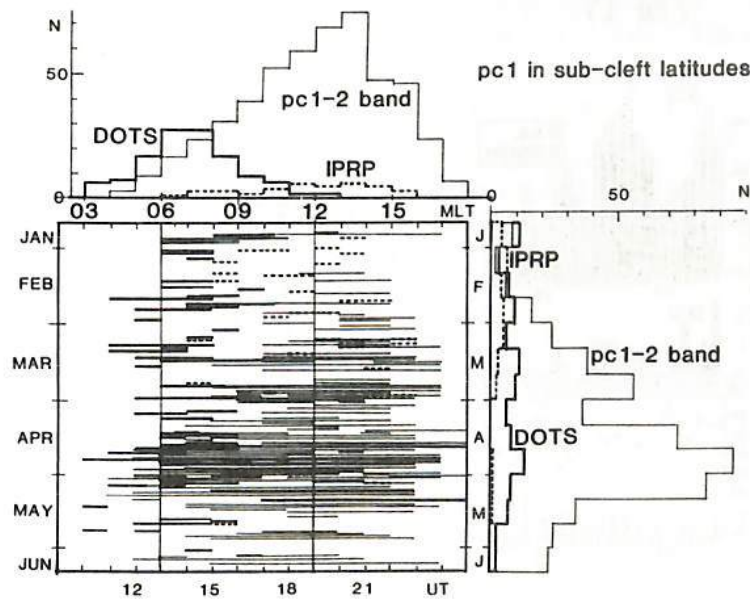
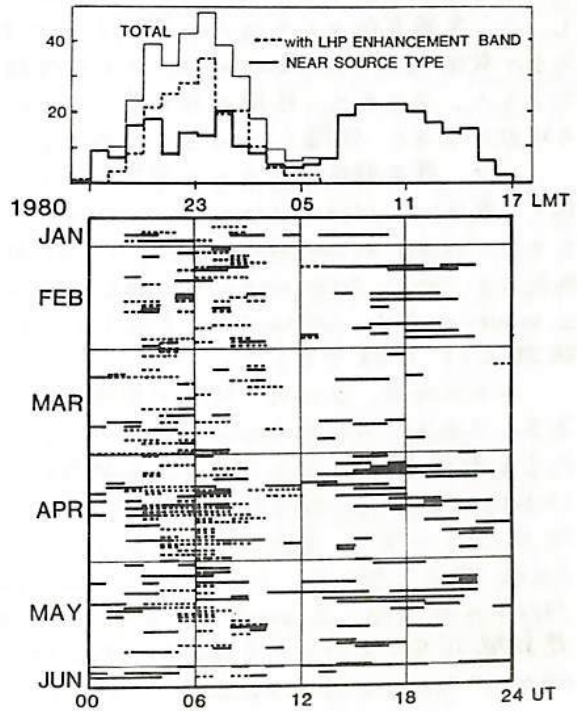
(i) 朝夕, f_{min} 表現で見えた時 Dox 構造の集まりがゆるやかに周波数上昇する [DOTS]

(ii) 発生頻度は低いが高緯度で 0.5 Hz の周波数下降と右廻り偏波が特徴 [IPRP]

(iii) 0.1~0.3 Hz に数時間渡って主に午後側で出現し夏に反例的に強い [pc1-2 Band]

主に pc1 の特性について述べる。

OCCURRENCE OF Pi1B RANKIN INLET (74.3°)



1 H_g 帯 Pc1 型磁気脈動の発生・伝播特性

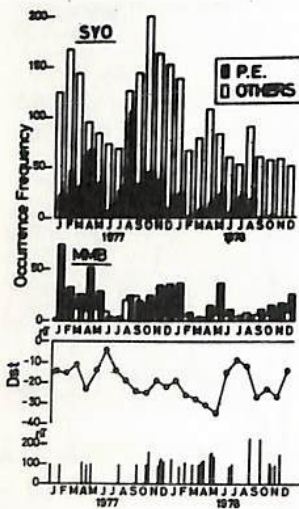
河村 謙, 桑島正幸, 外谷 健 (地磁気観測所)
 福西 浩 (極地研究所)

中低緯度において、Pc1 の出現は真夜中から明け方にかけてピークをもつ日変化を示し、又季節変化としては冬に多いことが知られている。これは Pc1 の発生機構おも、Pc1 の発生領域 (plasmopause) から中低緯度に至る伝播条件を反映していることを見るべきであろう。おなわち、日射の多い夏や夏は、F2 層の電子密度が高くて Pc1 wave の吸収が大きく伝播しにくくなるためである。

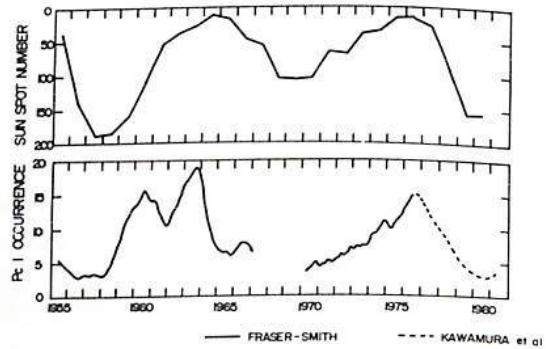
一方、発生領域へのものに原因のあることとして、これまでに我々が強調してきたのは、Pc1 の発生と storm-time ring current の消長との関連である。おなわち、Pc1 は大きな storm の recovery phase に多く出現する傾向を確認した。ring current を形成するプロトンおほかリウムが、徐々に recover する plasmopause における thermal plasma と wave-particle interaction を通してその energy を Pc1 wave にかえていく物理課程として把握できよう。

上の心た、2つの Pc1 の出現特性に加えて、次のような傾向が最近注目を集めつつある。これを "long term variation" と呼ぶことにする。図1は、1977年と1978年の Pc1 の出現頻度を示している。高緯度の Syowa Station (SYO)、低緯度の Memambetsu (MMB) においても、明らかに1978年は Pc1 の発生が少い。解析期間を、さらに拡張した例が図2である。最近についてみると、Pc1 の出現は1975~1977にかけてピークをもつものの後減少を続けて、1980年には minimum になっている。事実、Memambetsu における1980年の Pc1 は 1 event しかなかった。図2をみると、Pc1 の出現は太陽活動と逆相関になっている。おなわち、Pc1 は太陽活動度の冷境を伴ってむしろ減少する傾向がはきりとよみとれる。これらについて、さらにくわしい結果を報告する。

(図 1)



(図 2)



Pc1波動伝播特性の解析

小野高幸, 平沢 威男

(国立極地研究所)

I. 序

1978年に行なわれた昭和基地-アイスランド共役点観測の結果中、Pc1帯ULF波動のスペクトル-偏波解析を基に、Pc1波動の共役性について解析を行なった。Pc1波動は磁気圏プラズマ中に励起されたイオンサイクロトロン波であると考えられているが、その総体を解明するためには、励起メカニズム、磁気圏プラズマ内伝播、及び電離層効果も含めて検討する必要がある。ここでは共役点観測の特長を生かしてその発生領域並びに磁気圏内伝播の問題に焦点を当てて研究が進められることになる。

II. 解析方法

1978年8月20日より9月26日までに行なわれた昭和基地並びにアイスランド・フッサフェルにおける観測結果は、ダイナミックフォーリゼーションスペクトルの形に処理され、Pc1波動のパワースペクトル並びに偏波特性に関する共役性が調べられた。現象はまずパワースペクトル上の特徴から、i) Periodic, ii) Non-Periodic, iii) IPDP, 及び iv) Dot の4種類に分類された。さらに偏波特性は、右旋及び左旋両成分の強度比較より、i) 右旋楕円偏波 (R-mode) 及び ii) 左旋楕円偏波 (L-mode) に、さらに両成分の強度が等しい場合として iii) 直線偏波 (Lin-mode) と分類された。また現象の出現の個数は、同一の分類に属する事象については持続時間の長短に依らず1個として数える方法が採られた。

III. 解析結果

共役点における同時観測の期間中計111個のPc1現象が観測されているが、これらの共役性について第一表に整理して示す。共役性 (Conjugacy) 及び非共役性 (Non-Conjugacy) を示す事象は各々59例及び52例となっている。非共役性を示す現象には、パワースペクトル自体片半球にしか現れない場合 (R-X, L-X, 及び Lin-Xで示す) と、両半球における偏波特性が異なっている場合 (R-Lin, R-L, 及び

L-Linで示す) とが存在している。

第一表からは次の基本的な結論が導かれる。

i) 共役性の良い現象が現われる確率は、Periodic Emission が最も高く (66%), Non-Periodic (55%), IPDP (47%), Dot (33%) の順に悪くなつてゆく。

ii) 非共役性を示す理由として、Periodic Emission の場合はパワースペクトルに関するものと偏波特性の違いによるものとがほぼ同じ割合であるのに比べ、他のEmissionについては、片半球にのみパワースペクトルが出現する事による場合が多い。

IV. まとめ

Pc1波動のスペクトルの示す特徴について、今回の解析結果は、Pc1波動の伝播経路ならびに発生領域が極めて重要な役割を持つ事を示している。Periodic Emission は良い共役性を持つて観測される場合が多いが、この事は逆に両半球を結ぶ伝播経路がある共役性の良い条件を長時間満足した時に限つてPeriodic Emission が発生すると考える事ができる。また逆にDotの様に共役性の比較的悪いEmission については、発生領域と伝播経路のいずれがあるいは両方に非共役性が含まれていると考えられる。以上の様にPc1波動の南北共役性に関する解析は、Pc1の励起並びに伝播のプロセスを解明する上で重要な事実を明らかにしている。

第一表

	Mode	Periodic	Non-Periodic	IPDP	Dot
Conjugacy	L	14	9	3	1
	R	7	9	4	4
	Lin	0	5	2	1
	Total	21	23	9	6
Non-Conjugacy	L-X	5	7	3	5
	R-X	1	1	1	0
	Lin-X	0	6	3	3
	L-Lin	0	1	3	3
	R-Lin	2	3	0	1
	L-R	3	1	0	0
	Total	11	19	10	12

ULF emission (Pc1)のスペクトル構造の解釈

平沢威男・小野高幸

国立極地研究所

Pc1と或る種のPi1, ULF波動の発生機構は, 磁気圏内でのプロトン・サイクロトロン共鳴現象であると考えられる。この機構に対して, その場の磁場の強度の変動が果す役割はきわめて大きい。そこでSSC, SI⁺現象(MagnetosphereのCompression), SI⁻現象(expansion)に伴うPc1, Pi1周波数rangeのULF波動の諸性質を, 昭和基地で取得したULF波動データ, およびKakioka, Guam, San JuanおよびHonoluluの地磁気変動記録(H成分)を用いて調べた。

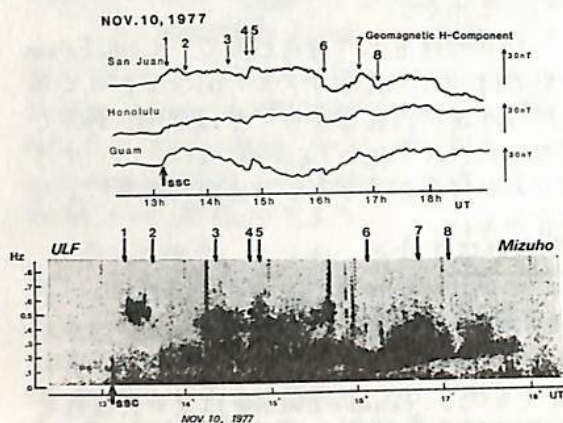
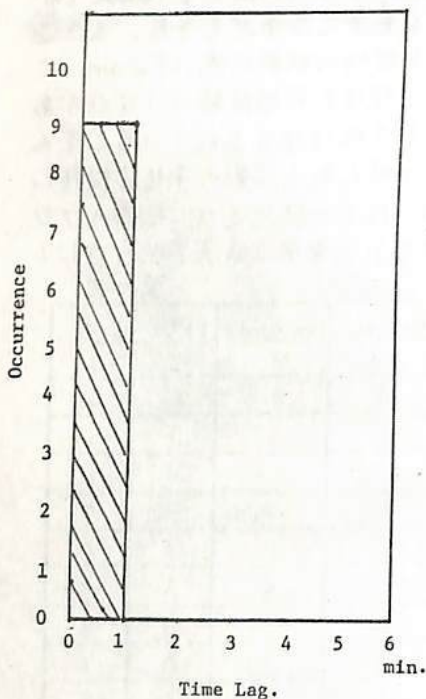


Fig. 1

Preceding Emissions



No Preceding Emissions

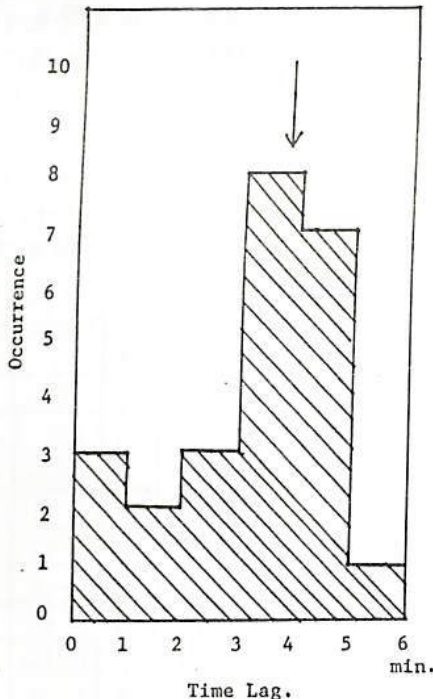


Fig. 2

Fig. 2

その結果,

(a) magnetospheric compressionに伴うPc1脈動の励起はほぼ昼間側の領域に限られ, 励起されるPc1の種類はLTに強く依存し, 主として6h~12h(LT) Periodic emission, 9h~18h(LT) HM emission, 15h~21h IPDP emissionである。また, Pi脈動の励起は, 特に地方時に限られることはないが, 朝方3h~9h(LT)に強く観測される。

(b) magnetospheric compressionとexpansionは継続中のPc1, Pi1脈動の中心周波数, 周波数領域および強度を増大または減少させる。時にexpansionはそれまで継続していた現象を消滅させる。

次にSSCにより励起されるPc1, Pi1, ULF波動のSSC onsetからのTime Lagが調べられた。その結果Fig. 2に示すごとく, 先行するULF波動が存在する場合と存在しない場合とでは明らかに相異があり, 存在する場合は殆んどtime lagなしにSSCに伴ってPc1はintensifyされるが, 存在しない場合には約3~4 minのtime lagがあることが明らかとなった。

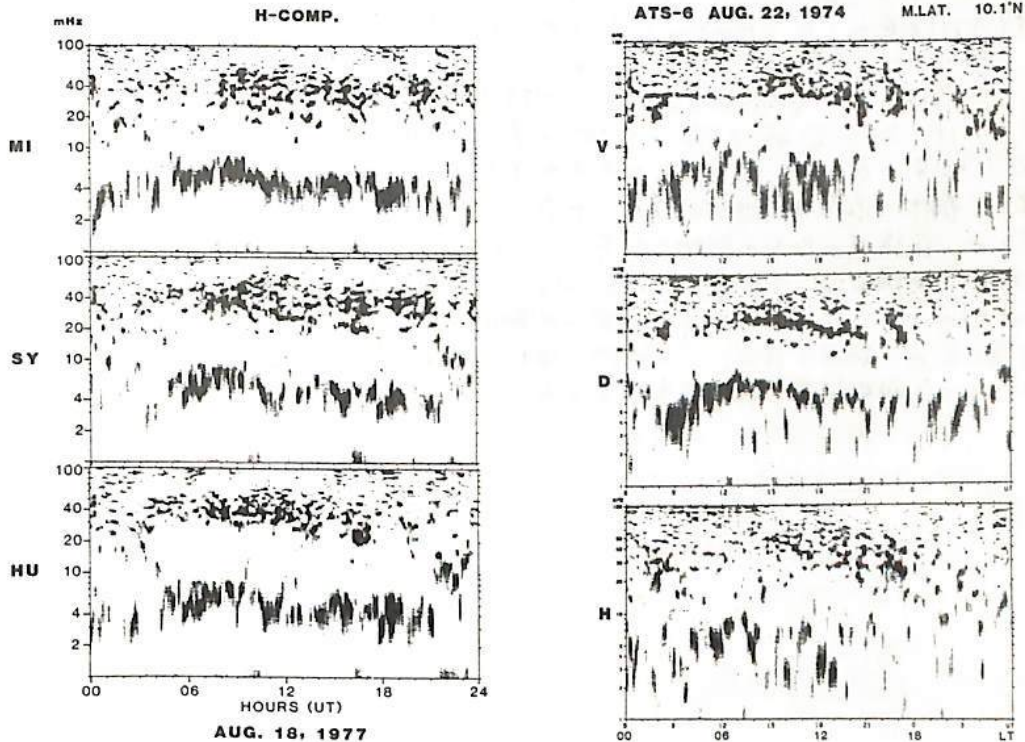
以上の結果などにより, Fig. 1に示されるULF波動の複雑なスペクトル構造をどの程度説明し得るかを考察する。

Dynamic Spectral Studies of Pc 3-5 Pulsations
Observed Near L=6-7

利根川豊 福西浩 平沢威男 桜井亨 加藤愛雄
(極地研, 東海大) (極地研) (極地研) (東海大) (東海大)

Dynamic spectra of magnetic pulsations observed at the geosynchronous orbit by ATS-6 satellite and ground stations, Syowa(L=6), Mizuho(L=7) and Husafell (conjugate station of Syowa) are examined by using AR (auto-regression) method. It is revealed that Pc 3 to 5 magnetic pulsations show dominant spectral trends throughout the daylight hours, which exhibit a harmonic relation. These harmonic spectral trends are identified almost at the the same frequencies both at the satellite and the ground. Each spectral trend corresponding to the period of Pc 5, Pc 4 and Pc 3 exhibit the oscillations of fundamental, second, third and more the higher harmonic modes, respectively. The spectra of Pc 3 contain two and more harmonic modes extending to the sixth mode. This fact is strongly supported with the examination of phase relation of each waves observed at the conjugate ground stations. The harmonic trends are clearly seen in the east-west and north-south component of the magnetic field in space and at the ground, respectively.

These observed facts suggest that the magnetic pulsations in the period range from Pc 3 to Pc 5 are considered to be harmonic modes of standing oscillations of shear Alfvén wave along the resonant field line.



國分 行正 石田 十郎
 東京大学理学部 地球物理研究施設

衛星観測をもとにした地磁気脈動の研究は、60年代の終りのATS-1の観測以後、著しく行われてきた。特にATS-1, 6などの静止衛星の観測により、他の長楕円軌道衛星のデータでは困難な統計的な研究が行われ、Pc1~5帯の脈動の特性がいろいろとわかってきた。また最近では、高エネルギープロトンや電子のフラックス変動に現われる周期変動の解析も行われるようになり、いくつか興味ある発見がなされている。

Baker, et al (1980) は、30 keV以上の電子フラックスの周期変動の出現率は季節は衛星の位置に著しく依存することを明らかにした。出現のピークは、赤道付近 ($\phi_m \sim 4.8^\circ$) では正午付近にあり、 $\phi_m \sim 9.4^\circ$ では、朝と夕方にむく。 $\phi_m \sim 11.4^\circ$ では、冬は、正午のピークにむくが、春から夏には朝・夕のピークが卓越する。 Baker et al. はこのような出現特性も磁力線共鳴のモードを考慮して説明しようとしているが、磁場のデータが得られていないこともあってゆくも明確な説明が与えられていない。

圧縮性のPc5脈動に関しては、GOES-2により高エネルギー粒子フラックス変動には2つの型のものが存在することが明らかにされた。その一つは、プロトンと電子の2つの変化が同位相のものであり、もう一つは逆位相を示すものである。両者とも磁場の全磁力の変化とプロトンは逆位相で変動する (Kremser, et al., 1981)。Kremser 等の解析では、磁場の全磁力変動しか示めていないのはむしろ怪しいが、この変動は、Banfield, et al (1971)が見出した Sturuttin Pc5 と思われるものである。

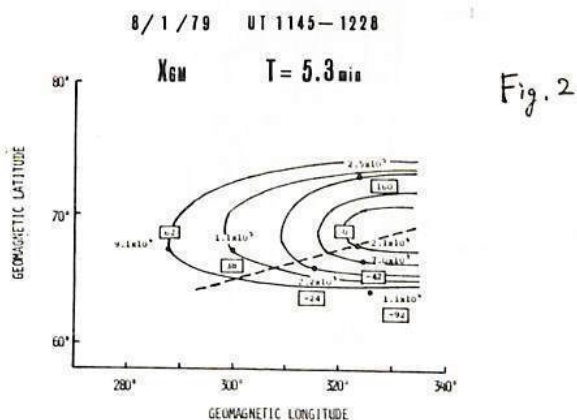
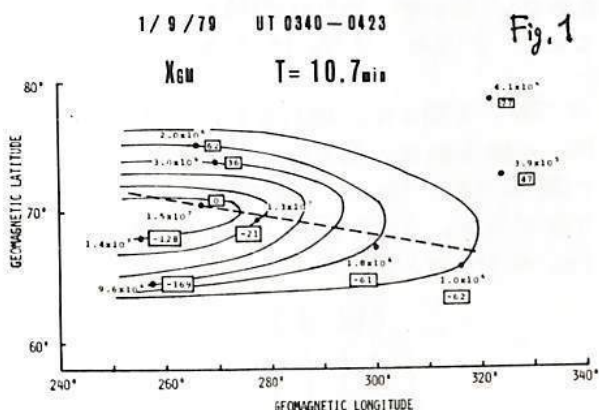
この解析では、ATS-6, SMS/GOES シリーズで得られた磁場のデータを用い、主として、圧縮性のPc5 (Sturuttin Pc5)の特性を調べることを目的としている。解析したデータは、ATS 6 が $96^\circ W$ と $35^\circ E$ に置かれた時のもの、 $\sim 108^\circ W$ の GOES-2, $135^\circ W$ の GOES-3 で得られたものである。結果として、圧縮性のPc5の出現率は著しく緯度に依存する傾向が認められた。即ち、ATS 6 ($\sim 11^\circ$) の場合は年間で2割程度しか、圧縮性のPc5が観測できなかったが (1974年のデータ)、 $\phi_m \sim 5^\circ$ に位置する GOES 3 の場合は、2気内でも80 events以上もの現象が見出された。GOES-2は、 $\sim 10^\circ$ 付近にあったが、GOES-3の同一の期間のデータにくらべて、この種の脈動の出現率は著しく低い。この他、波動の特性の緯度効果があるかどうかといった問題についても解析結果を報告する予定である。

SSCに伴う長周期地磁気脈動(Psc5)の特性について

永野 宏
岐阜 大

IMS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 (Alaska chain, Fort Churchill chain, East-West chain) より得られた10秒値のdataを用いてSSCに伴う長周期地磁気脈動(Psc5)の特性について調べた。

図1は1979年1月9日 UT 03^h40^mにSCが起こった後、広範囲に観測されたPsc5のX成分についてFFT methodにより求めた、卓越する周期10.7分の各観測点でのpower spectral densityとphase differenceとの値を地磁気座標上に表わしたものである。UT 03^h40^mは、MLTについては、これらの観測点の範囲では17~18時に相当し、このPsc5は夕方側の現象である。power spectral densityのcontourを引くと、中心は大体、緯度70°、MLT 17時の辺りであり、経度方向に広がっている様子が見られる。また、括弧の中の値で示されているphase differenceの角度については、intensityの一番大きいpulsationをもつInuvik ($\Phi_m = 70.58^\circ, \Lambda_m = 266.15^\circ$)を基準にして与えられている。おおよそ0°の同じ所を想定して結ぶと図の破線のように、ある傾きをもつほぼ直線的なcontour lineが引ける。直線的であると云うことは、観測点の範囲に比較してpulsationのsource regionが大きいと云うことを表わしており、また、この傾きより、昼側の方から、かつ、緯度の低い方から先に現象が起こっていると考えられる。Y成分、Z成分についても同様な結果が見られる。図2は、朝方側のPsc5についての場合である。1979年8月1日 UT 11^h45^mにSCが起こったのを観測されたPsc5であり、MLTでは、これらの観測点の範囲では4~5時に相当し、卓越する周期は5.3分の周期のpulsationであった。朝方側の現象でもphase differenceのcontourはやはり直線的であると想定され、また、その傾きは夕方側と同様に、昼側の方から、かつ、緯度の低い方から先に現象が来ている傾向があることを示している。これらのphase differenceについての特徴は、磁気圏のresonant magnetic shellの中での磁力線の長さの違いに起因していると考えられる。



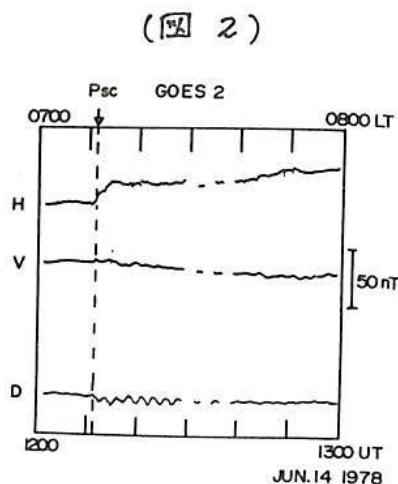
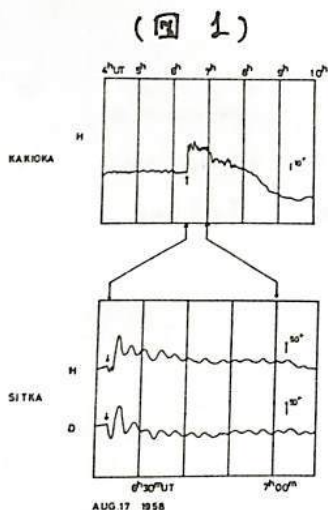
Psc 型 磁気膨動の出現特性

桑島正幸 (地磁気観測所)

SC に伴って出現する磁気流体波動は Psc と呼ばれ、磁気圏内および地上の広い領域にわたって出現することから、磁気圏の物理状態を知る手段として、最近注目されてきた。Psc の出現は昼側ばかりでなく、夜側にも見られ、又周期についても、Pc2-3 帯から Pc5 帯のものも同時に出現することが確認されている。このことは、Psc の source は単一なものではなくて、いくつかの発生機構が SC において同時に trigger されることを示唆する。これは、Psc が多くの磁気圏の情報を含んでいることを意味すると同時に、Psc だけの現象が複雑であることを又意味する。

IMS 期間においては、地上における観測網が整備され、一方人工衛星の観測データから直接磁気圏の情報も入手できるようになり、Psc の研究を定量的に行うことも可能になった。これらの資料により、Psc の特性を明らかにすることを試みつつあるが、本段階として、Psc の出現特性について報告する。解析期間は 1976~1980 年の 5 年間で、この間に IAGA で確認された SC は 165 event ある。これらの SC に伴う Psc の出現の様子を地上においては中低緯度 ($L \sim 1.5$) から高緯度 ($L \sim 6.0$) にわたって、又磁気圏内では静止衛星軌道においてみてみた。統計的には、中低緯度では Psc2-3 が卓越し、一方極光帯においては Psc5 が卓越する傾向が見られるものの、中低緯度において、Psc5 が出現することもあるし、一方極光帯において Psc2-3 が卓越する例も確認された。Psc が、どういう時に、どういう条件のもとで、trigger されるかを明らかにすることが一つのテーマとなる。

図1と図2に、地上および地球磁気圏(静止衛星軌道 6.5Re)において出現した Psc の例を示す。図1は、極光帯の Sitka で観測された Psc5 である。図2は GOES 2 で観測された Psc で、座標系は、H が dipole 方向、V が radial 方向、D が east-west 方向である。SC に伴う H 成分の増加と同時に磁力線に直角な D 成分に卓越する Psc4 がみられる。



黒木 徹
京大理

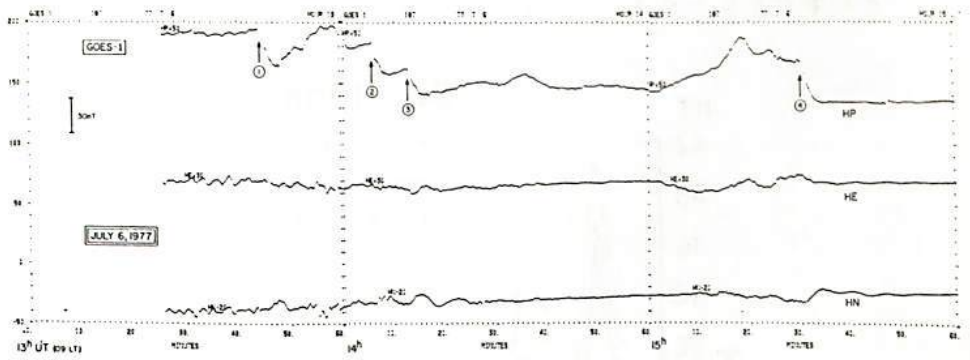
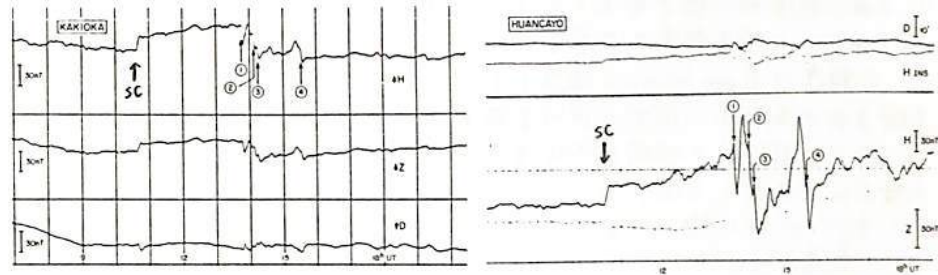
世界的に観測される磁場H成分の急減少はSI(sudden impulse)と呼ばれる。これは太陽風圧の減少に伴う磁気圏の急膨張によって生じる。一般に、SIの形態は、符号が異なるだけで圧縮によるSI⁺(or SC)のそれと同じだとされているが、圧縮がshockに成長し得るのに対して膨張がshockを伴わないという点で、厳密にはSI⁺とSI⁻は正反対の現象では無い。

例として、SC(or SI⁺)のごく初期に観測されるPI(preliminary impulse; 圧縮の際に誘起される電離層電流による)は、非常に強。SCに伴って出現するが、これは強い圧縮(磁場増加)がPI存在の変化をマスクするためと解釈される。SI⁻の場合は膨張の急激さに限度がある(expansion shockが存在しない)ので、このようにとは起らぬであろう。

最近では時間分解能の良い人工衛星データが利用できるようになってきたので、SI⁺とSI⁻の差異にそれぞれ1つ解析を行えば、磁気圏-電離層-地球系の相互作用の理解に役立つと思われる。

1977年7月6日のSCの後で、世界的磁場急減少が続いて4回起きた(右図の④)。

右図左上は極圏の磁場3成分であるが、San Juan, Honolulu, Toledo, Bangui等の中緯緯度観測所ではほとんど同様の変化が見られることから、これは太陽風圧源のものであると推定される。



10^hLT付近の静止軌道にあるGOES-1衛星は上図下のような磁場変化を検出した。4回の磁場変化に共通して、時定数3~4分で指数函数的な減少がHP成分(水平成分に近い)にみられた。

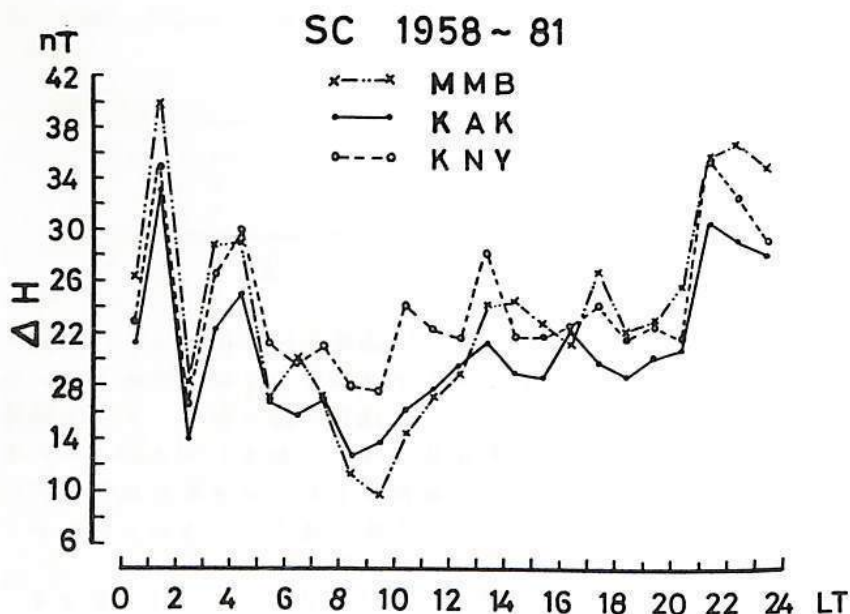
上図左上は赤道近側にあるHuancayoの磁場記録である。4回の磁場減少の前に正のPIが検出されている。これは磁気圏膨張に伴って発生したdawn→dusk電場による電離層電流が昼側赤道でenhanceされるものと解釈される。世界的地磁気データを以て電流圏を描くと正しいな20日5時が得られる。膨張の場合には最後に脈動やサブストームの誘起があるのでPIそのものの変化を調べるのに都合が良い。

詳細な解析結果は、SCに伴うPIがPscの一部では無いことを示唆する。

永井 正男
地磁気観測所

1924~81年の柿岡および1958~81年の女満別・鹿屋における地磁気嵐の資料を使い、SSC・Sgの発生回数、Storm Range、SCの立上りの振中等について調査した。

- 1) SSCの発生頻度は太陽黒点数が多くなるにつれて多くなる(相関係数は0.87)。
- 2) Sgは太陽黒点周期の下り坂の途中において発生頻度が多くなる。
- 3) SCの立上りの振中 ΔH と太陽黒点数との関係は、太陽黒点数が多くなるにつれて大きくなる。また立上りの時間 ΔT は、太陽黒点数が多くなるにつれて短くなるが、いずれの関係も直線的ではなく、二次曲線で示される。
- 4) SSCのStorm Rangeは、太陽黒点数が多くなるにつれて大きくなるが、黒点数の極大期よりはむしろ極大期の1~2年前或いは2~3年後にピークが見られる。これに比べ、SgのStorm Rangeは太陽黒点数には関係なく、全期間を通じて110 nT前後の一定の変化を示している。
- 5) SSCの発生頻度の季節変化は冬の期間で少なく、9月に最大となる。またSgの発生頻度はEquinoxに極大となり、二つの極大を示す。
- 6) SCの立上りの振中 ΔH の季節変化は、7月が極大となり1~2月が小さい。これに比べ、立上りの時間 ΔT はほとんど季節変化が見られない。
- 7) SCの立上りの振中 ΔH の日変化は、夜間が大きくLT1~2時に極大となり、LT9~10時に極小となる。また女満別では極大は柿岡・鹿屋より大きく、極小は柿岡・鹿屋より小さいことから、高緯度におけるSCの二つの電流渦によるDS(SC)の影響が考えられる。(下図参照)



國武 学

(東大・理)

P_i burst ($P_i B$) は, irregular な短周期成分を持つ, durationが数分の脈動現象で, 極域において substorm の onset 付近に起こる。

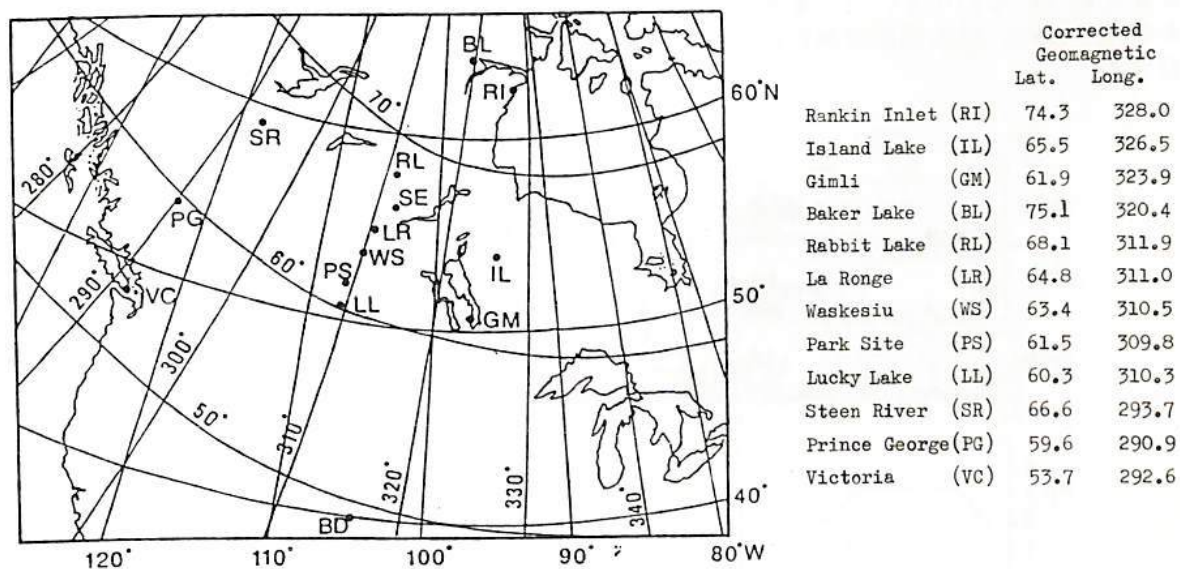
我々の今までの解析及びその結果を以下に, 簡単にまとめると,

1976年の観測(one meridian chane)の data を用いて, $P_i B$ の緯度方向の振幅分布及びその時間的变化を調べ, その結果, $P_i B$ は振幅最大領域付近では非常に急激な減衰をすること ($\sim 64B/100km$), またその振幅最大領域の高緯度への推移と, local な aurora の expansion とが良好な対応を示す等の結果が得られている。

1980年の観測(緯度方向のみならず, 経度方向にも観測点が分布[下図参照])の data から, $P_i B$ 領域が経度方向へ推移する例がある事を報告した。

統計的には, occurrence に関して, 80年の観測点分布[下図参照]において Rabbit Lake (磁気緯度 68.1°) が出現頻度最大であること, サブクレフト帯の Baker Lake (磁気緯度 75.1°) では, 真夜中以外に 20h M.L.T. 付近にサブピークがあること, 等の結果が得られている。また K_p が増大すると, $P_i B$ がその日最初に出現する時刻(初出時刻)が早くなるという結果も得られている。

今回は, $P_i B$ の発生メカニズムを考える上で重要と思われる, $P_i B$ の偏波諸特性(偏波主軸の向き, ellipticity, polarization etc.) についての解析結果について報告する。具体的には, 偏波諸特性の周波数による違い, 多点観測により得ることのできる, 振幅最大領域からの距離(緯度方向, 経度方向を区別して)と偏波諸特性との関係等について, である。



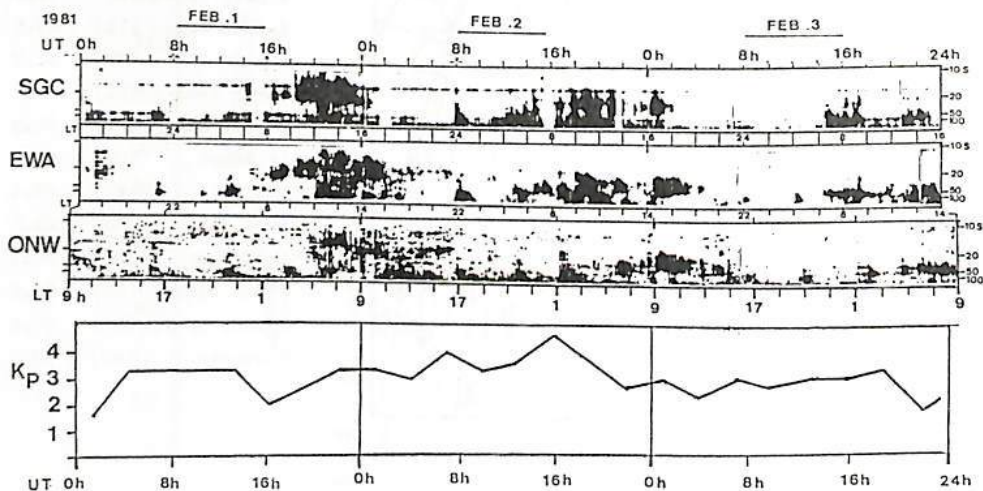
環北太平洋・北極圏・LAGRANGE POINT における磁場同時観測 広域周波数特性について

斎藤尚生 湯元清文 田村忠義 B.T. Tsurutani, E.J. Smith, S.-I. Akasofu
(東北大学) (Jet Prop. Lab.) (Alaska Univ.)

地上で観測される Pc3 型地磁気脈動については、今まで数多くの研究者によって解析され、現在ではその発生が太陽風 parameter の中の特に太陽風速度と IMF の方向を表わす cone angle $\theta_{XB} = \cos^{-1}(B_{XM}/B_0)$ に支配されていることが明らかにされつつある。前回の

学会において、Rulfmeter を用いた広域同時観測の data 解析によって、SGC(California), EWA(Hawaii), ONW(Japan) の 3 観測点とも昼間側(05h-16hLT)に位置した時、経度約 100 度及ぶ広領域で Pc3 の振幅が IMF の cone angle (θ_{XB}) に同期して変化していることが明らかにされた。今回は更に 3 地点での Pc3 の周波数及び偏波特性に主眼を置いて解析を行い、新しい事実を見出したのでその結果を報告する。

解析に用いたのは、Jan. 21 - Feb. 20, 1981 の 1 ヶ月間の data である。まず、3 地点における Pc3 の周期日変化を概観するために、Fig. 1 に示す様な Hissagram(dynamic spectrum) を作り、日変化 pattern を調べてみた。その結果、3 地点とも明らかに日変化 pattern を示す日もあれば、Fig. 1 の Feb. 2-3 に出現した Pc3 の様にはっきりした日変化 pattern が見られない日も見出された。しかも Fig. 1 において K_p がほとんど変化しなくても 3 地点の Pc3 脈動の周期が日を経るにつれて 3 地点共に長くなっていくことから、今まで一般的に考えられていた plasmopause における磁力線の共鳴振動だけでは説明出来ない新たな Pc3 が存在していることを示唆している。而もこの様に経度で 100 度も離れた 3 地点で同時に観測された Pc3 の周期がほぼ同じである様な event は全体の約 30% にも達していることが明らかにされた。このことは、Pc3 の周波数が地球磁気圏内外の何処かで決定されているのかという、重要な問題について、新しい手懸りを与えるものである。本講演では Pc3 の広域周波数特性と偏波特性から、磁気圏における Pc3 の伝播について考察する。



第 1 図

1-27 昼間側Pc型地磁気脈動の周期決定機構に関する考察

湯元清文・斎藤尚生
(東北大・理)

昼間側を中心に観測されるPc型地磁気脈動の周波数決定機構として、Kelvin-Helmholtz型不安定性もしくは他のplasma不安定性により発生したmagnetopauseでのevanescent-modeのHM-waveが地球磁気圏内に局在する磁力線と線型結合して共鳴振動するというLinear Resonance理論(Tamao, 1965; Chen and Hasegawa, 1974; Southwood, 1974)が提唱され、太陽風との相関性を持つPc型脈動は解明されたかのように思われた。しかしながら、最近のmulti-satellite観測(Hughes, et al., 1978)や磁気圏内で観測されるPc型脈動の波動特性の統計結果(Arthur, et al., 1977; Singer and Kivelson, 1978; Mee et al., 1980; Kokubun, 1980)を見ると、Linear Resonance理論で説明可能な脈動は朝方に発生するtransverseなPc5のみで、その他の夕方側のcompressionalなPc5や、昼間側で観測されるcompressionalなPc3は単なる磁力線のstanding oscillationでは説明出来ない。

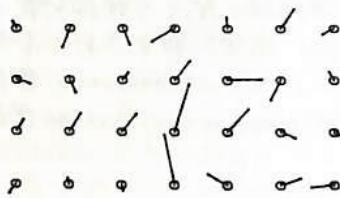
本講演では、現在まで提唱されているPc型脈動の周期決定機構に関する理論と現実の地球磁気圏の磁化プラズマを考慮した時期特される脈動周期と、実際に観測される昼間側のPc型脈動の波動特性及び周期特性とを比較することによって、Linear Resonance理論だけでなく、Nonlinear Resonance理論及びtrough plasma中のtrapped oscillation理論の必要性について報告する。

小口 高, J. H. Meek, 研 幹治
 塚大理

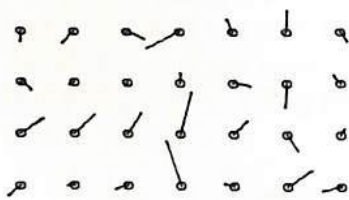
全天TVによって得られた広範囲の脈動型オーロラと、同時に得られた地磁気脈動との間の相関関係解析によって、地磁気脈動とオーロラ脈動との相関は、地磁気変動の時間遅れが0.2~0.3秒程度の所で最大になるとが知られ、このことから、晩方の極光帯で見られるPi-C型地磁気脈動は強んじ、脈動型オーロラに伴う電離層の電気伝導度変化による電流のゆらぎに起因するものと推定されることは既に前図述べて通りである。

この結論と更に確かめるために今回は、個々のパッチ、又はオーロラ領域の明滅が、相対的に位置の定まっている地帯に対する磁場変動にどのように現われるかを、HはCのに対する重相関の係数のベクトルの形を調べた。

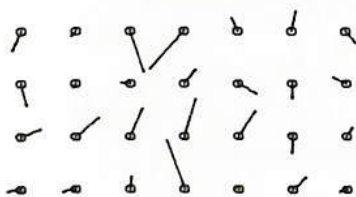
34700 UT



34730

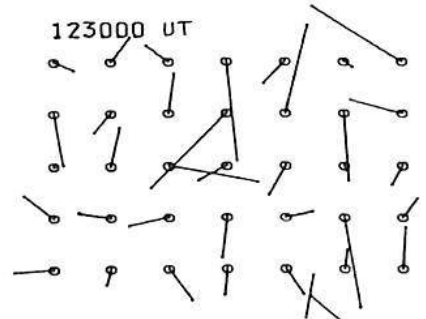


34800



左図に示すベクトルは、1980年2月16日夕方、パーヤットに現われた脈動型オーロラの、28領域に分けて測った変動とH、Cの相関から求めた、その各々の領域の電流ベクトルである。天頂付近に現われて、大きな磁場効果を生ずるオーロラパッチについては、強んじが北向き又は北東向きの変動に対応する：と判る。この時間帯のオーロラのドリフトは南向きであり、従って電流はほぼ北向きであったと考えられるので、オーロラパッチの変動に対応するN-NEの電流変動とconsistentであると云える。

右図は同日の晩方の脈動に対するベクトルで、かなりバラツキが大きいが、天頂付近のパッチについては南向きから南西向きの変動を示しており、この場合も、ドリフトから推定される南向き電流とconsistentな電流変動である。



これらの事実から、Pi-C脈動が主として電離層の電気伝導度変動を介して生ずる電流のゆらぎによるものであることを確認し得たものと考えられる。

野崎 寛朗
(電波研究所)

平沢 威男
(国立極地研究所)

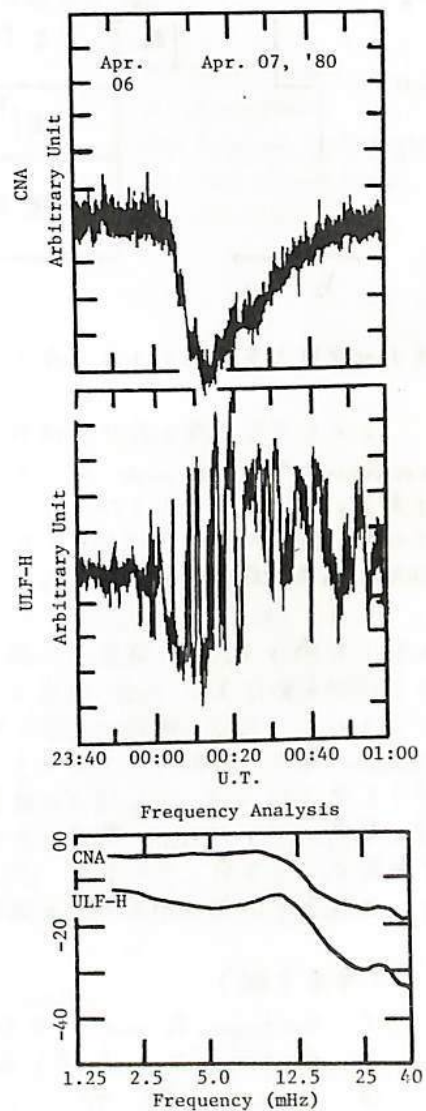
従来の南極観測では Induction Magnetometer を用いた地磁気脈動観測でサブストーム時のULF現象について多くの報告がある。また、サブストーム時の粒子降下はリオメーターによって定常的に観測されている。

ス/次南極観測では、定常観測で使用しているEカヨリモレスポンスが早い(0.25秒)リオメーターを用いて、昭和基地でCNAの脈動成分の観測を行った。観測期間同は1980年2月25/9 5/年1月号までの1年間で、記録はULF、フォトメータ(42コアイ)と共に長時間磁気テープに録音された。

持ち帰ったデータによってサブストーム時の現象をA/D変換し、MEMを用いて周波数解析を行った。

サブストームの発生と共にCNAは増加するが、この時25秒から300秒周期の脈動成分が観測された現象が見出された。この現象は20時から4時(UT≒MLT)の間に発生する。CNA脈動の発生時には、ULFにもP₂B型の脈動が発生し、双方のスペクトルのピークは1対1に対応する事が多い。スペクトルはピークは30秒-45秒と50秒-300秒の2つのバンドに分かれ、1つの現象で2バンドに共にピークが存在する。

CNAと周波数解析例

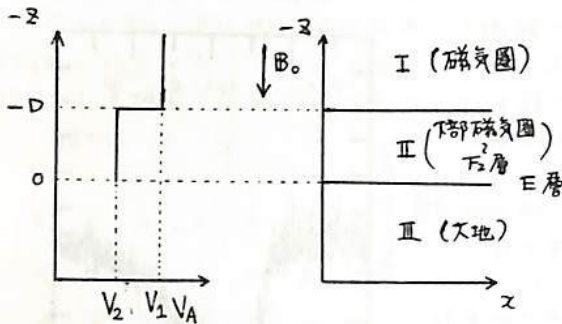


地磁気脈動の位相伝搬(I)

藤田 茂 玉尾 孜
(地磁気観測所) (東大. 理)

地磁気脈動の位相伝搬については、以前より Greifinger 達 (1968, 1972a, 1972b, 1973) によって理論的に研究されているが、観測事実と比較するには未だ困難性がある。そこで現在我々は、磁気圏から電離層へ入射してくる Alfvén 波は、有限の緯度、経度方向の広がりを持つという事を重点に置いて、地磁気脈動の位相伝搬を考えている。

さて、今回はまず経度方向の入射 Alfvén 波の分布が一樣であるとして、 x (緯度) 軸、 z (鉛直下方) の面内での二次元問題を考える。静磁場は z 方向を向いているとする。



モデルは左図のようにする。即ち、 $z < -D$ は、 V_A (Alfvén 速度) = V_1 である磁気圏 (領域 I)、 $-D < z < 0$ は、 $V_A = V_2 (< V_1)$ である下部磁気圏~上部電離層 (F_2 層)、(領域 II)、 $z = 0$ は簡非等イオンの電気伝導度を持つ電離層 (E 層) で、その厚さは脈動の鉛直方向の波動に比して無視出来るとする。 $z > 0$ は一樣な電気伝導度を持つ大地とする。(領域 III)。中性大気を無視した理由は、入射 Alfvén 波の水平方向の広

がりか中性大気の厚さより十分大きい時は、そこの波動の減衰が無視出来るからである。

このモデルで考えなければならぬ波動は、I の領域では入射 Alfvén 波、反射 Alfvén 波、evanescent な fast mode 波、II では $+z$, $-z$ 方向に進行する Alfvén 波と fast mode 波である。III では、 $+z$ 方向へ進行する電磁波である。各波動は、Tamao (1964) と同様に、スカラー関数の微分形で与えられ、各境界で $\hat{z} \times \delta E = 0$, $\hat{z} \times \delta B = \mu_0 \delta j_{\perp}$ ($\delta E, \delta B, \delta j_{\perp}$ は各々電場、磁場、電流の変動成分である。) を用いて接続する。

一方、Alfvén 波は $\text{div } \delta E = 0$ であり、沿磁力線電流を伴う波動であるが、電離層へ入射した時は Pedersen 電流と沿磁力線電流が結びつく閉回路を形成するため、地上で受ける磁場変動は主に Hall 電流を見ておくと考えられる。fast mode 波は逆に $\text{div } \delta E = 0$ であるので、Hall 電流が分散を持ち沿磁力線と結びつくため、地上での磁場変動は、Pedersen 電流に由来するものが主であると考えられる。ダクト伝搬するよう波動では、ダクト中では fast mode 波が位相伝搬するため、位相伝搬における磁場変動は fast mode 波の電場が作る Pedersen 電流によるものと考えられる。磁気圏での fast mode 波が δE_y (東西成分) を持つとして、 δE_x が小さいとすると、 $\delta E_y \rightarrow \delta j_{py} \rightarrow \delta B_{xy}$ となり、位相伝搬では主に南北方向の磁場変動が卓越する事が予想出来る。

(参考文献)

1. Greifinger, C. and P.S. Greifinger 23, 7473, 1968, J.G.R.
2. Greifinger, C. and P.S. Greifinger 28, 4611, 1973, J.G.R.
3. Greifinger, P. 27, 23907, 1972, J.G.R.
4. Greifinger, P. 27, 2392, 1972, J.G.R.
5. Tamao, T. 16, 89, 1964, J.G.G.

モデル計算 - II

糸長 雅弘, 坂 翁介, 北村 泰一
 九大 理

前回の春の学会(1981)で、朝方における地磁気脈動の水平面内偏波の変化は(図1)、日の出に伴う電離層電子密度の増大に帰因する電気伝導度の変化-電離層の非一様性-によってもたらされる可能性のあることを示唆した。今回は簡単なモデルを使ってこのことを確かめた。

x, y 軸を水平面内にとり、電離層を $z = d$ にある無限に薄い current sheet と見なすことにすると、電場 E と磁場 B は $z = d$ で次の形に接続される。

$$\begin{aligned} E_x^M(d) &= E_x^A(d) = E_x(d) \\ E_y^M(d) &= E_y^A(d) = E_y(d) \\ B_x^M(d) - B_x^A(d) &= -\frac{4\pi}{c \sin \psi} \Sigma_H E_x(d) + \frac{4\pi}{c} \Sigma_P E_y(d) \\ B_y^M(d) - B_y^A(d) &= -\frac{4\pi}{c \sin^2 \psi} \Sigma_P E_x(d) - \frac{4\pi}{c \sin \psi} \Sigma_H E_y(d) \end{aligned}$$

$\left\{ \begin{array}{l} M: \text{Magnetosphere} \\ A: \text{Atmosphere} \\ \Sigma_P: \text{Pedersen Conductivity} \\ \Sigma_H: \text{Hall Conductivity} \\ \psi: \text{Dip Angle} \end{array} \right.$

Σ_P, Σ_H の y 方向 (東西方向) の非一様性

$$\Sigma(y) = \sum_{n=0}^{\infty} \Sigma_n \cos n\pi y$$

を考慮すると、 E, B は

$$F(x, y, t) = \sum_{k, l, \omega} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(z; k, l, \omega) e^{-in\pi y} \right] e^{-i(kx + ly - \omega t)}$$

の形に書けるはずである。

Magnetosphere は一様な HM region、Atmosphere は vacuum region とし、isotropic mode (Poloidal mode) が入射して来るとして計算を行った。一例を図2に示す。これは、南北方向にのみ水平伝搬している ($l=0$) として $T=20, 60, 100$ s に対して計算したものである。水平面内における偏波主軸の方向 (Orientation) の変化は観測とよく一致するが、楕円率 (Ellipticity) の方は一致しない。これは南北方向の水平伝搬を仮定したためのもので、よりよい一致を得るためには南北方向に定在波を仮定すべきであろう。この問題を含めた詳細は講演時に報告する。

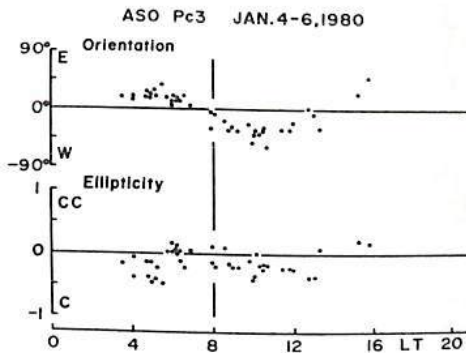


図 1

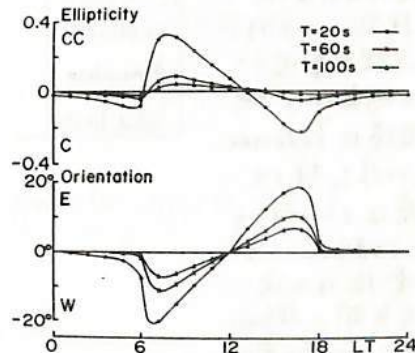


図 2

局所化ULF振動に対する電離層効果

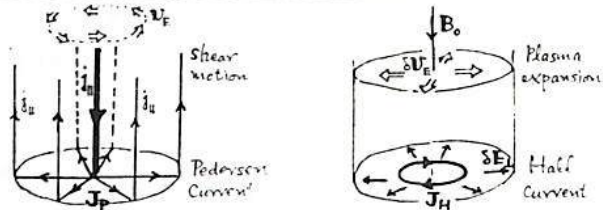
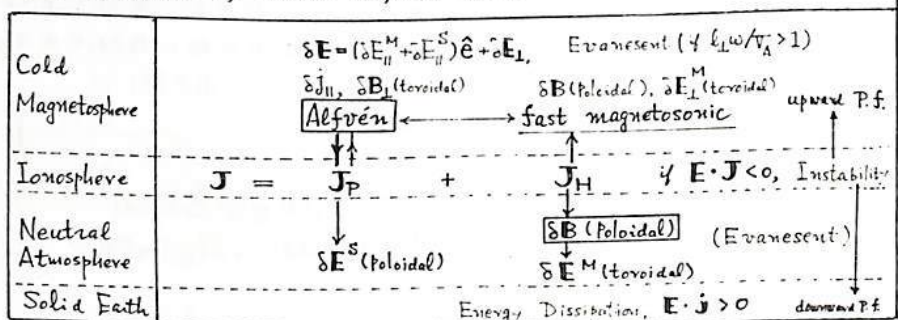
玉 尾 孜
(東大理)

地上で観測された地磁気脈動の振幅, 偏極性等の空間分布を解釈する場合には電離層の果たす役割は本質的である。最近に多くの場合に考へられたように, 磁気圏内の電磁伝播波の磁力線に沿って平面波的に一次元伝播する場合には, 電離層の Pedersen 電流は shielding 効果として作用し, Hall 電流は 90° 偏極性に変化させる。従って, 此の場合には, 入射波が直線偏波である。地上での磁場は一般に構内偏波となる (Source が水平方向に移動する場合)。

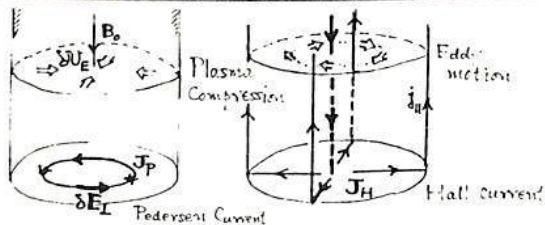
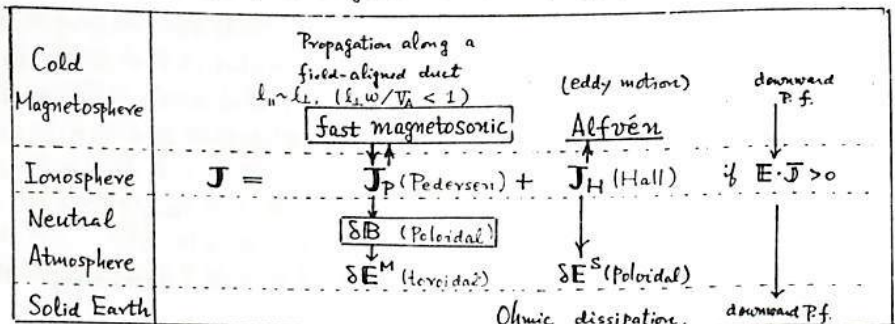
しかし, 実際には, 高緯度に入射する HM 波は空間的に狭い振幅分布の狭い範囲に集中した局所化モードであると考えられる。この時は, 平面波は著しく電離層の効果は異なる。

(a) 局所化 Alfvén 波
右図上段に示す様に Alfvén 波は Pedersen 電流と結びつて閉回路を作り, 地上の磁場は電離層中の Hall 電流に起因する。
(b) 高速磁気音波
磁力線沿いの方向に入射した場合には, 地上の磁場は Pedersen 電流に依る。従って電離層は shielding 効果として利く。一方 Hall 電流は二次的に磁気圏に Alfvén 波を出す。この効果は地表の磁場に出る。

(a) Incidence of Shear Alfvén Wave



(b) Incidence of fast magnetosonic wave (trapped in a FA-duct)



長周期 (Pc4-5) 脈動における共鳴結合振動

山本 隆, 玉尾 茂
 東京大学 理学部 地球物理研究施設

長周期 (Pc4-5) 脈動の固有周期を求めらるには、多くの場合、アルフヴェン波の波動方

程式
$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} \left\{ r^2 B_0 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{s E_n}{r B_0} \right) \right\} + r^2 B_0 \left(\frac{\omega}{v_A} \right)^2 \left(\frac{\partial E_n}{r B_0} \right) &= r \hat{\varphi} \cdot \nabla (i \omega \hat{B}_{11}) \\ (*) \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} \left\{ (r^2 B_0)^{-1} \frac{\partial}{\partial s} (r s E_\varphi) \right\} + \frac{1}{r^2 B_0} \left(\frac{\omega}{v_A} \right)^2 (r s E_\varphi) &= - \frac{1}{r} \hat{n} \cdot \nabla \left(\frac{i \omega \hat{B}_{11}}{B_0} \right) \\ i \omega \delta B_{11} &= \frac{1}{r} \hat{n} \cdot \nabla (r s E_\varphi) - r B_0 \hat{\varphi} \cdot \nabla \left(\frac{\partial E_n}{r B_0} \right) \end{aligned} \right. \end{aligned} \right.$$

を電離層での境界条件を与えて解がなければならぬ。ここで、座標系 (s, L, φ) は、
 下図に示したもので、 \hat{n} , $\hat{\varphi}$ は、磁力線に垂直方向、方位角方向の単位ベクトル、 v_A は
 アルフヴェン速度、 B_0 は地球磁場、 ω , δE は波動の角周波数、磁場である。

この問題は従来、いくつかの sub-problem
 として考察されてきた。すなわち、

(1) 軸対称 ($\partial/\partial\varphi = 0$) の場合

(*) は shear alfvén (toroidal) mode と compressional (poloidal) mode に分けて、別々に解くことができる

(2) φ 方向の波数 m が大きい場合 ($\partial/\partial\varphi = m \gg 1$)

(*) において、poloidal mode ($\delta B_{11} \approx 0$) だけが問題となる (cf. Radoski, 1967).

(3) s 方向の波数が大きい場合

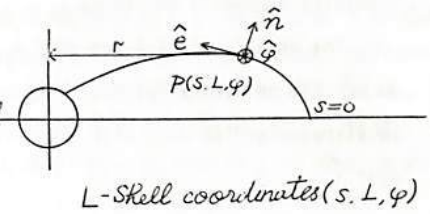
(*) は toroidal mode, poloidal mode に分けて、ほぼ同じ周期の固有振動を与える (cf. Cummings et al., 1969).

(4) (1)~(3) 以外の場合は、一般的に $\delta B_{11} \neq 0$ で toroidal mode と poloidal mode は結合している。 (cf. Southwood, 1974, Walker, 1980) そのとき結合振動には

(a) L 方向の trapping mode (必然的に s 方向の波数は大きい)

(b) L 方向の evanescent mode

がある。 (cf. Tamao, 1969)



我々は今回(4)-(b)の共鳴結合振動(特にfundamental mode)の構造を明らかにする目的で、

(*)の固有値問題を考察する。具体的方法として、 $\delta B_{11} = 0$ の解 (toroidal mode, poloidal mode) を出発点とし、 s 方向 L 方向の積みを交互にくりかえして解を見いだすことを考えている。

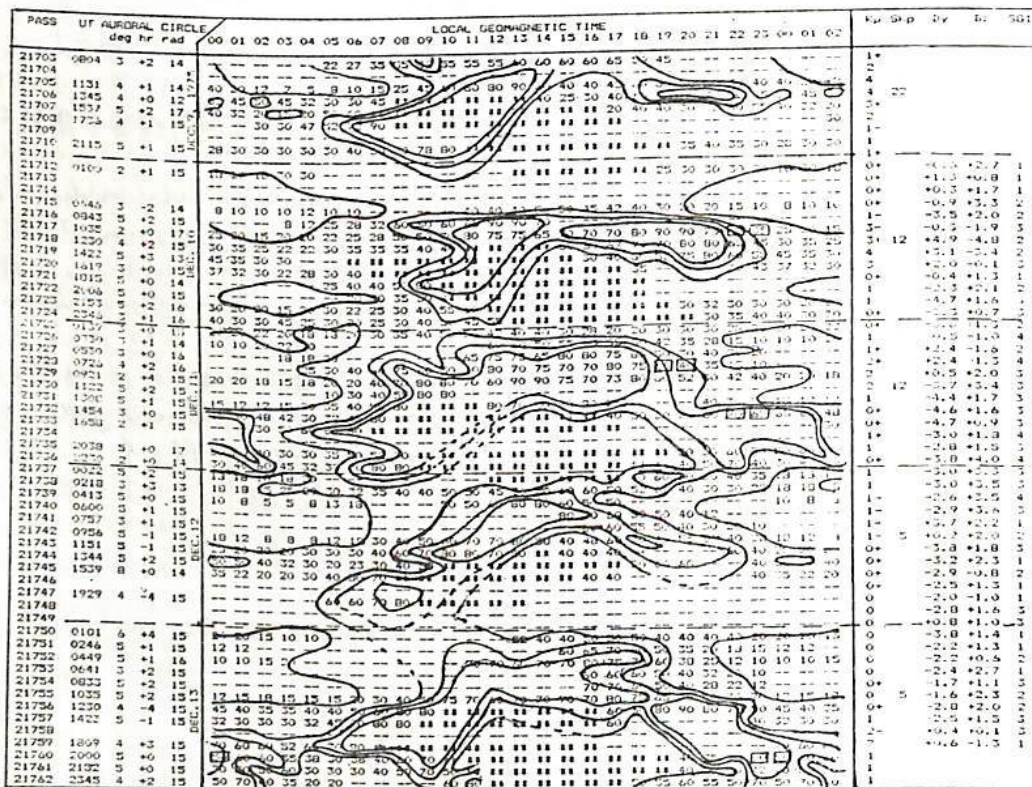
References

Radoski, H.R. J. Geophys. Res., 72, 4026, 1967
 Cummings, W.D., R.J.O'Sullivan, and Jr., P.J. Coleman J. Geophys. Res., 74, 778, 1969
 Southwood, D.J. Planet. Space Sci. 22, 483, 1974
 Walker, A.D.M. Planet. Space Sci. 28, 213, 1980
 Tamao, T. Phys. of Fluids, 12, 1458, 1969

J.H. Meek (GRL Univ. of Tokyo) and G.G. Shepherd (York Univ. Toronto)

ISIS-2 6300 Å data were analysed for the quiet period Dec. 9-13, 1975. The maximum emission intensity "auroral oval" fits a circle of approx. 15 latitude degrees, offset from the 250 km altitude position of the geomagnetic axis by 4 to 5° towards 01h to 02h local geomagnetic time. A table of intensities (x 10 R) for each geomagnetic hour around the auroral circle, for each pass (approx. every 1h 52m UT) shows a clear daily universal time pattern. Before noon UT the peak intensity ridge has a single maximum (12-16h LGT). As the geomagnetic axis starts tilting towards the sun, the peak splits into two which migrate around the circle reaching 9h and 20h LGT at about 18-20h UT. The geomagnetic axis is then starting to tilt away from the sun and the intensity generally decreases.

The data for 5577 Å and 3914 Å from the same satellite have different characteristics and do not fit an auroral circle. Their emissions occur more poleward in the night sector and more equatorward on the dawn side. Generally the intensity of 6300 Å is about a sixth of that of 5577 Å.



Pulsating Auroraの時間的空間的構造 (III)

—— 空間的変動の微細構造 ——

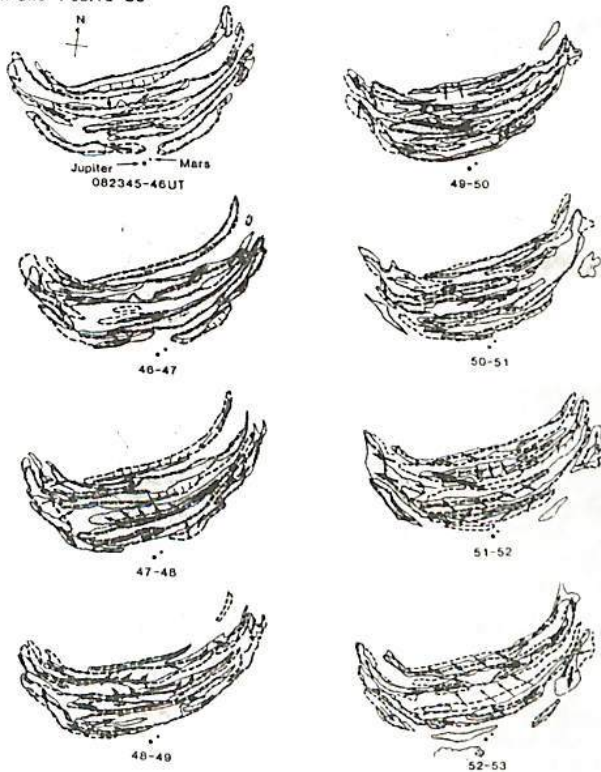
山本 達人 (東大理)

下. V. 観測データより, Pulsating AuroraのDynamics, 特に周期的輝度変動に同期した速い空間的変動に注目して定性的定量的解析を行ない, これまでに主な結果として以下の事を報告してきた。

- 1) Patchの初動速度は電離層高度で数10km/sであり, 磁気圏赤道面に投影するとAlfvén速度程度である。
- 2) 初動距離は現象により, 10kmから1000kmにも及ぶ。
- 3) 東西方向のstreamingに関しては, 西向きのものが現象として安定している。
- 4) 東西方向と南北方向の動きを較べた場合, 南北方向のものが安定している。
- 5) 同じ方向性を示す空間変動は, 数cycleから10cycle程度, 繰り返す。

しかしながら個々の現象はvarietyに富んだ複雑な様相を示し, 提唱されている数種のmode (pure pulsation, poleward propagation, equatorward propagation, streaming, expansion, flaming, flash)についても, 典型的なものを除いて明確な区別はし難い。今回は, patchの動きの詳しい様相についていくつかの具体例をもとに報告する。現在, ある種のstreamingとpropagatingが密接に関連している事が見い出された。下図にその1例を示す。これらの動特性の解釈についても検討していく予定である。

Park Site Feb. 16 '80



1980年2月16日 Park Siteで見られた streaming type のオーロラ。図の実線は各々の時刻での, 破線は1秒前の patchの configurationを示す。また点線は pulsateしない diffuse auroraの poleward boundaryを表わす。Patchの動きは矢印で示した。Patchが東西方向に伸びる様に成長しつつ, 構造に沿って初動する過程が見られる (streaming)。東西方向に充分に発達すると南北方向の動きも伴うようになる (propagating)。北向きの初動の結果, pulsateしない diffuse auroraに接すると diffuse auroraはそれに同期して南側より北向きに消えていく。

野崎 薫朗
(電波研究所電波部)

粒子降下に伴う電離層E領域のIrregularityは南極昭和基地のAurora Radarによって定量的に1966年以来観測されている。昭和基地で発射し、Aurora Irregularityによって散乱されたVHF電波をみずほ基地で受信する実験が21次南極観測隊で行われた。使用した周波数はAurora Radar (50 MHz) とほぼ同じ 55.85 MHz である。

オーロラによるVHF電波散乱は、E層高度での磁力線に垂直な平面内で起る性質があり、散乱領域は第1回の斜線部分に存在すると予想される。今回は極点に近い領域について観測と解析を行った。昭和基地-みずほ基地間の直線距離は270 km であるが、オーロラによるVHF散乱では電波伝搬距離は約1500 km になる。散乱領域が予想した地域にある事は、指向性アンテナ、及びAurora Radar と比較した受信電波強度から確認された。

昭和基地のAurora Radar による観測では散乱の発生は地磁気H成分の変化とより相関を持っているが、みずほ基地で受信した散乱電波もAurora Radar、地磁気擾乱との間により相関が見られる。Aurora Radar と比較した発生の日変化特性を又2図に示す。散乱の領域の経度が両者ほぼ同じため、特性の形は似ているが、みずほ基地で受信した散乱波は夕方から夜中にかけて発生割合が下がっている。

電離層正規反射を利用する昭和基地-みずほ基地間の短波通信の状態と比較すると、両基地の中間点上空の電離層の擾乱と、みずほ基地で受信した散乱波との間には相関がない。これは電離層にIrregularityを発生させるSubstormと短波通信を劣化させるSubstormとは別々の種類である事を示唆している。

図1

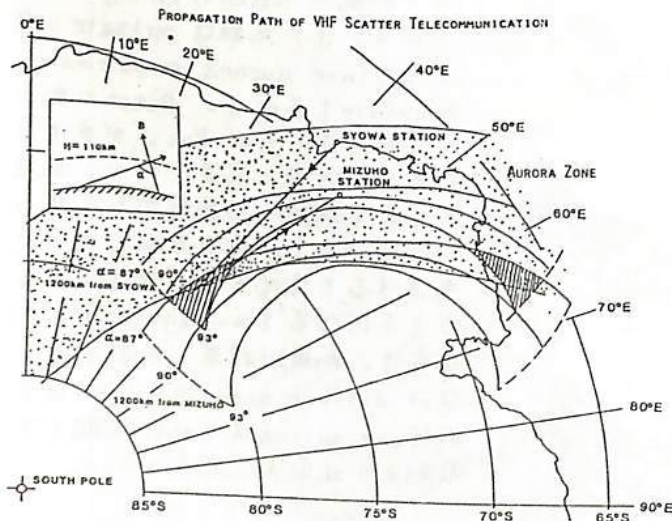
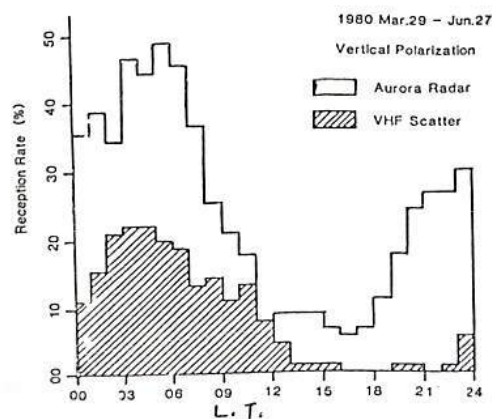


図2
散乱の発生の日変化



オーロラ電子による超高層大気へのエネルギー配分

梶田 健・上山 弘
東北大・理・超高層

はじめに オーロラ降下電子と中性大気との相互作用は、その光学的励起を説明するだけでなく、大気の加熱、およびそれに起因する熱圏のダイナミクスという観点からも重要な課題である。今回 keV 領域の電子がモデル大気に入射した場合の電子のふるまいを、輸送方程式を解くことにより調べ、大気の電離、励起、およびそれらにともなう大気へのエネルギー配分率を計算した。

計算 一般に電子のふるまいは、エネルギー減衰過程、および空間的輸送過程の2つの側面から記述する必要がある。今回、前者については、大気成分の励起による段階的減衰過程を考え、数値計算の際に必要なエネルギー空間分割の区画幅を十分広く（最大、入射エネルギーの約10%）とれるよう、衝突断面積の評価に工夫を施した。空間的輸送過程については、Stamnes (1980, 1981) が輸送方程式をいわゆる discrete ordinate 法で解く方法を電子の向題に適用したが、今回は、その方法の最低次の場合である2流束近似を用いて計算した。

結果 窒素分子および酸素原子大気に、2 keV および 10 keV の電子が入射した場合の、大気へのエネルギー配分率の高度分布を Fig. 1 に示す。また、2 keV 入射の場合、それらE高度按分して、入射全エネルギーの配分を示したのが Fig. 2 である。これからより次のことが分かる。

- 1) エネルギー配分率の高度分布において、酸素原子大気の方が、極大となる高度が低く、かつこの値も大きい。
- 2) しかし、大気全体のエネルギー配分をみると、入射電子エネルギーの約40%が大気外へ散乱され、約60%が大気内部で消費されるという点で、窒素分子、酸素原子大気の間に大差はない。
- 3) 約40%というエネルギー反射率は、keV領域の入射電子であっても、多重散乱の効果が重要であることを示すものである。

参考文献

Stamnes, K., PSS, 28, 427, 1980
Stamnes, K., JGR, 86, 2405, 1981

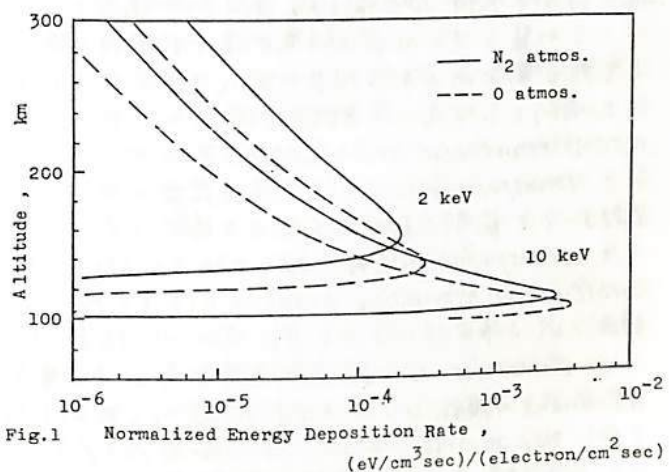


Fig. 1 Normalized Energy Deposition Rate, (eV/cm³sec)/(electron/cm²sec)

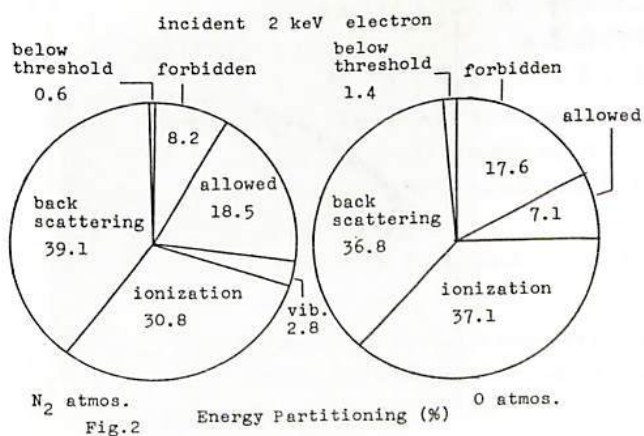


Fig. 2 Energy Partitioning (%)

Transpolar Arc の特性

金田榮祐、平尾邦雄
(東大理) (宇宙科学研)

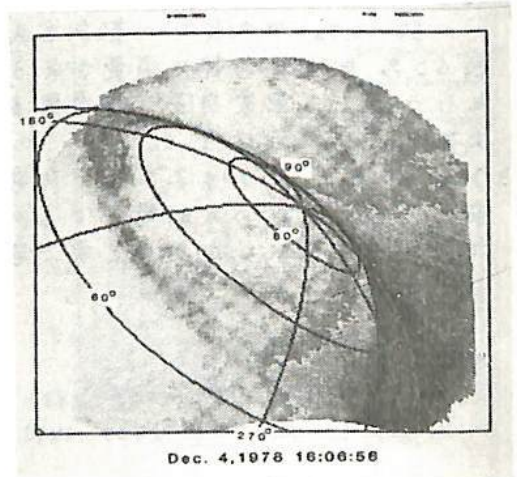
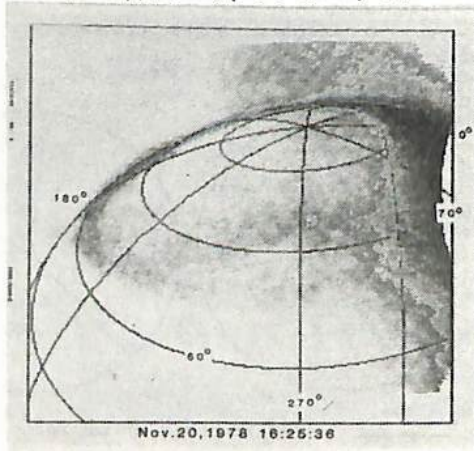
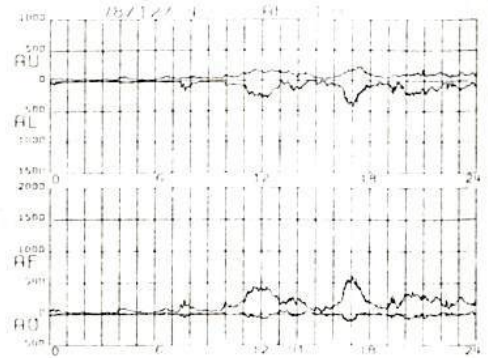
Polar cap に出現する sun-earth aligned arc は、地上観測によれば、一般に数分間の継続時間で、出現頻度は地磁気活動度と逆相関関係をもつと、されて居る。亦、この様な arc は時には 2000 km 以上の長さをも有し、出現時間も比較的長い事が知られて居る。ISIS-2 による観測では、sun-earth aligned arc の出現確率は 0.6% と可成り低く、平均的に arc 長さも 1500 km 程度で、可成り安定に存在するものと理解されて居る。現象的には地上で観測されるものの中で、上述した比較的安定で large scale の arc と同一の「カテゴリー」に属すると考へられる。更に ISIS-2 の結果では、この様な arc の出現は、北向きの IMF との相関が極めて高く、出現が観測される前後併せて 4 時間の間で AE-index は、しばしば 100 以下である事が報告されて居る。

1978 年 11~12 月にかけて KYOKKO は、この様な arc の出現頻度の高い morning sector とを周回して居たが、概略 sun-earth aligned の arc が時折観測にかゝった。ISIS-2 の結果と比較した場合、観測対象光の違いに起因するかも知れぬが、従来の報告に比して、diffuse で可成り巾の広い様相を呈して居るか、KYOKKO で観測される arc の継続時間も大体 10 分以上あるのが通常で、arc の長さも通常 1000 km を超して居る。

この様にオーロラとしての基本的特性に於いて、二つの衛星で観測された arc は類似して居る面があるが、以下に述べる点で両者は異なる傾向を示す為、KYOKKO によって観測された arc を transpolar arc と名付ける事にする。

1. transpolar arc は、その出現頻度に於いて、ISIS-2 で観測される 0.6% より遙かに高い。
2. transpolar arc は、AE-index との対応で見ると substorm の expansion onset に先行する phase で観測される事が多い。(例、Dec. 4, 1978 ~ 16 UT)
3. transpolar arc は、2. の条件が成立する場合、AE-index の擾乱レベルには余り関係なく観測される。(例、Nov. 20, 1978 ~ 16^h20^m AE-index $\geq 500 \gamma$)

今回は、この様な特性を有する transpolar arc に就いて行った解析結果を述べる。



オーロラアークとその周辺の電場分布

小川俊雄 牧野雅考 山岸久雄 福西 浩 平沢成男
(京大理) (極地研)

1978年3月29日19時15分50秒UTに、南極観測ロケットS-310JA-7号機を用いて、オーロラアーク中及びその周辺の電場を観測した。観測はロケットの先端部分に取り付けた2組のダブルプローブを用いて行った。時分割方式で静電場のほかAC(5-220Hz)電場の観測も行い、また電子温度、電子密度も推定した。ロケットは活発なオーロラアークに命中し、アーク中及びアークの赤道側の電場を観測することができた。観測した静電場の高度分布を図1に示す。アーク中では北向き電場(E_x)約20mV/mと西向き電場(E_y)約5mV/mを観測し、アークの赤道側では南向き電場($-E_x$)約15mV/mと西向き電場(E_y)約50mV/mを観測した。Anti-correlationの関係は西向き成分にのみ見られる。

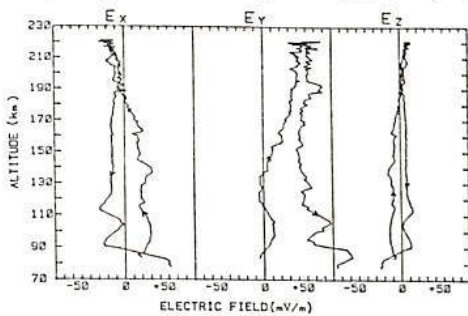


図1. S-310JA-7号機で観測した電場の高度分布。Ex, Ey, Ezはそれぞれ北, 西, 上成分。

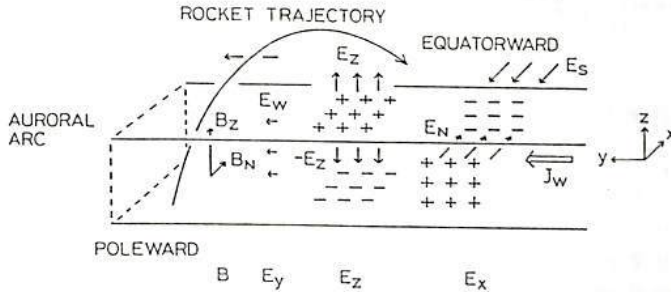


図2. 極側から見たオーロラアークとその周辺の電場分布。

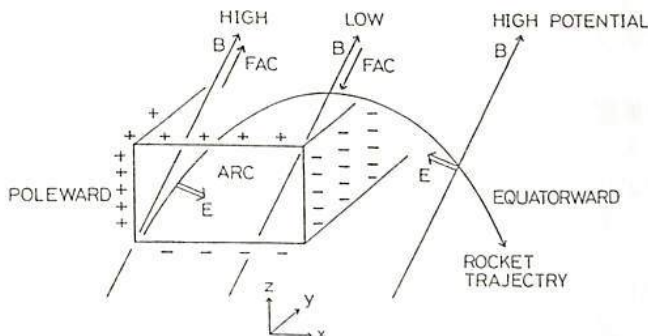


図3. 子午面におけるオーロラアークとその周辺の電場分布と沿磁力線電流の関係。

Anti-correlationの関係は西向き成分にのみ見られる。

以上の観測結果から推定されるオーロラアーク中及びその周辺での静電場分布の模型を図2と図3に示す。図2は極側からアークを見たところで、地球気成分 B_z, B_N と、磁気圏より大規模にかかっている電場 E_w によって、アークの上下の境界と、アークの極側・赤道側の境界にそれぞれ正・負の分極電荷ができて、アーク中で下向きと北向きの電場 ($-E_z$ と E_N) が観測され、アークの赤道側で上向きと南向きの電場 (E_z と E_S) が観測されたものと推定される。図3は子午面でアークを見たもので、アークの周辺の分極電荷のため、アークの極側が正電位、アークの赤道側が負電位となって、結局アークの赤道側を中心とした電位の複構造分布ができる。これによって、アークの極側で上向き、アークの赤道側で下向きの沿磁力線電流を起しているものと考えられる。

参考文献

Ogawa et al., Measurement of auroral electric fields with an Antarctic sounding rocket S-310JA-7. 1. DC electric field, Mem. Nat. Inst. Pol. Res., 18, 355-378, 1981.
Yamagishi et al., 同上, 2. AC electric field, 同上, 18, 379-390, 1981.
Ogawa et al., Time-sharing measurements of ionospheric electron temperature and electron density with the electric field using double probes, 同上, 1982.

I-40 昭和基地コンピュータシステムによる超高層現象のモニタリング

佐藤良雄, 藤井良一, 宮岡忠, 松井秀男, 福西浩(極地研)
 中島大輔(三菱電機)

観測の自動化と観測データの編集, 磁気テープへの収録を主目的としたコンピュータシステムが、昭和基地に設置された。このシステムは、図1に示されるように現在的主として超高層や地殻現象のモニタリングのために使用されているが、将来は海洋, 大気環境, 気象観測にも拡張される予定である。このシステムの特徴は、

- 1) システムの信頼性が高く、メンテナンスが容易である。
- 2) 故障に対する対策を二重, 三重に考えている。
- 3) NNSSを利用した高精度(10 μ s)の時刻(UT)をおおむねのデータの取り込みが行われる。
- 4) アナログ記録とデジタル記録のハイブリッド記録方式である。
- 5) データサマリーカード時間ごと自動的にハードコピーとなって出力される。
- 6) ビンサー類を情報処理棟に作りかえり直し、データの質の向上を計っている。特にELF-VLF自然電波, ULF波動, リオナータ等ノイズに弱い観測器は、昭和基地のある東オンケル島、隣りの島(西オンケル島)まで約5km離し、観測データはそこからテレデータで情報処理棟に送られてくるようにしている。
- 7) 各種データの入力部(図1のデータ集配信装置)とコンピュータは、それぞれシールドされた2つの部屋に設置されており、信号は絶縁アンプを通してコンピュータに送られる。

このシステムによる超高層現象の観測は、1981年2月より始まった。図2はそのデータサマリーの例で、昭和基地よりマリカット衛星通信で送られてきたものである。

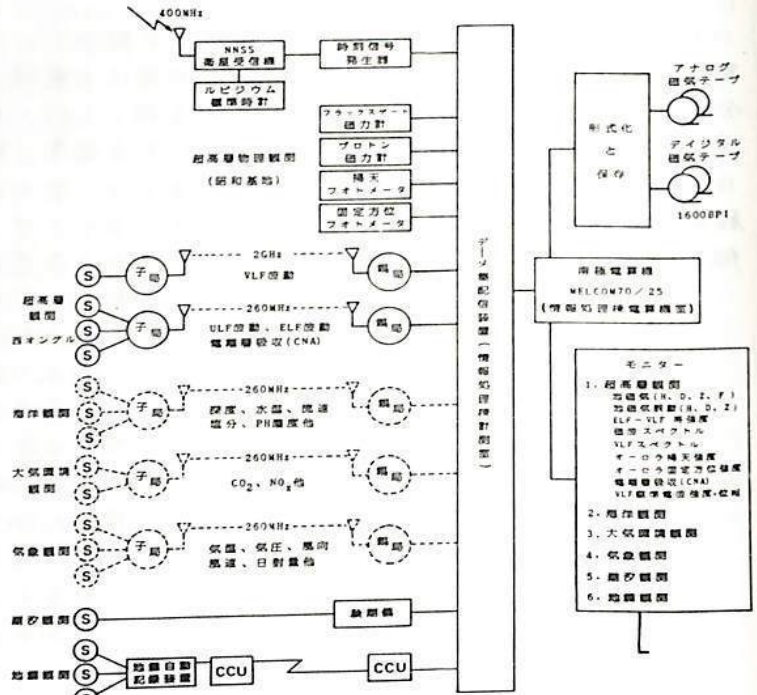


図1

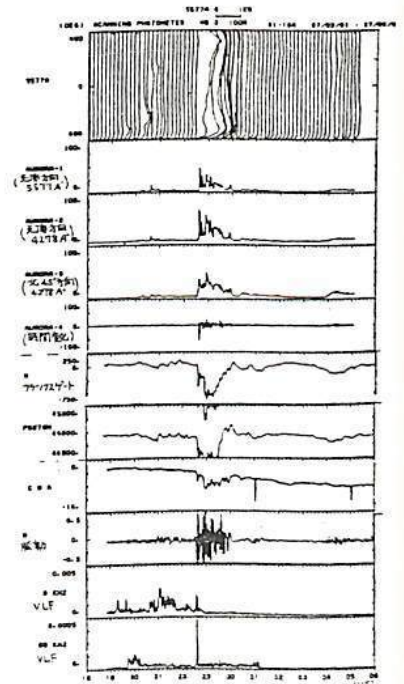


図2

西田篤弘・屋野真弘 (宇宙研)

磁気圏境界層におけるプラズマの性質は 太陽風プラズマが地球磁気圏内に侵入してくる過程の情報を含んでいる。

今回 昼間側の磁気圏境界面を横切る時の IMP6 の衛星により '72年、'73年に観測されたプラズマ密度、磁場のデータを解析した結果 プラズマ密度変化が IMF の Y 成分と衛星の位置 (南北および午前・午後 の 4 つ の 領域) により異なった特徴を示すことがわかった。

図-1 は 衛星が磁気圏境界面を横切ると同時にプラズマ密度の変化が急激に観測された例で 太陽風プラズマが磁気圏境界面を通して侵入していることを示している。

これに対して図-2 は プラズマ密度の変化が徐々に起こっている例で 太陽風プラズマが磁気圏内に侵入している境界領域である。

このような特徴をもったものに対して 太陽から見た磁気圏境界面を 4 つ の 領域にわけて IMF の Y 成分で分類してみると表-1 のようになる。

これは 昼間側で磁気線再結合がおきた結果つなぎ替わった磁気線が 太陽風で流されるためである。つまり $B_y > 0$ のときは、北半球の磁気線は午前側に流され それと反対に 南半球の磁気線は午後側に流される。 $B_y < 0$ のときは、全くその逆になる。 sharp な変化は つなぎ替わった磁気線を見ていて、broad な変化は つなぎ替わった磁気線を見ていないものと考えればよいのではないか。

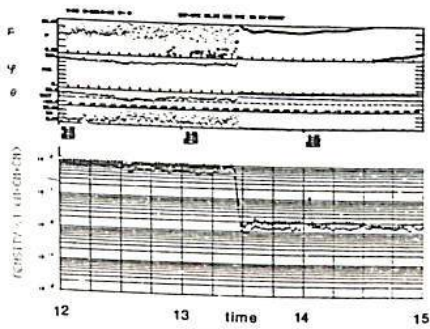


図-1

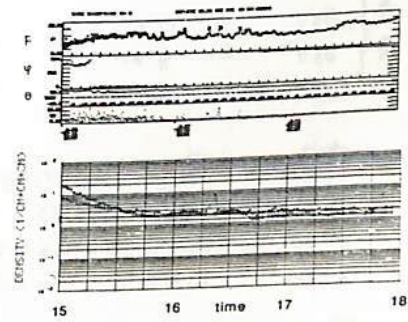
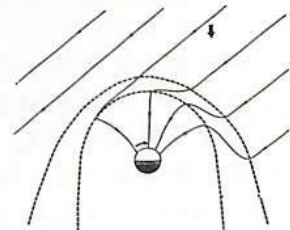


図-2

By > 0		By < 0		By > 0		By < 0	
N	3	N	9	N	11	N	0
E	2	E	0	E	1	E	1
S	2	S	8	S	7	S	4
M		M		M		M	

SHARP BROAD

表-1



結合関数

村山 喬
(名古屋)

51年春の学会では、上記の主題につき、 B_5V , B_5V^2 , ε の3種の関数のうちでどれが Dst の時間変化を最も忠実に再現出来るかの比較を行ない、結局そのいずれでもない関数 $P^n B_5V$ (P : 太陽風圧力, B_5 : IMF 南向き成分, V : 太陽風速度, $n=1/3$) が上記の3種より結合関数として有意に優れていることを報告した。今回は、その後の発展について述べる。

解析に使用した期間は、1967-1974のうち太陽風データが切れ目なく存在する5~7日の期間60個で、総計約1年ぶらである。関数の適性の指標としては、その関数によって予言された Dst の時間変化曲線と観測された Dst の値との相関係数を60の期間について個々に求め、その平均値 $\langle r \rangle$ を用いる。予言曲線を作る際、ring current の decay constant τ が adjustable parameter として入ってくる。得られた結果の主なものは以下のとおりである。

(1) $P^n B_5V$ の n の値。 前回は $n=1/3$ を採用したが、その後の解析で、 $n=0.4$ が最もよい結果を与えることが判った。

(2) $P^n B_5V$ と $P^n B_5V^2$ との比較 ($n=0.4$)

$P^n B_5V$ は $\tau=14$ hr としたとき最も良く、 $\langle r \rangle = 0.856$
 $P^n B_5V^2$ " 10 hr " $\langle r \rangle = 0.858$

考 考	{	B_5V " 12 hr " $\langle r \rangle = 0.835$
		B_5V^2 " 8 hr " $\langle r \rangle = 0.831$
		ε " 14 hr " $\langle r \rangle = 0.801$

(3) 2種類の τ の導入。 ring current particles に、速く decay するものと、比較的長く捕捉されているものがあるとする。

$P^n B_5V$: $\tau_1=2$ hr, $\tau_2=24$ hr $\langle r \rangle = 0.875$
 $P^n B_5V^2$: $\tau_1=1$ hr, $\tau_2=15$ hr $\langle r \rangle = 0.868$

(4) $P^{0.4} B_5^x V^y$ としたときの x, y の値。 $\tau_1=2$ hr, $\tau_2 \approx 20$ hr としたとき、 x はほぼ 1.0 が最適。また y は 1.3 が最も良いが、 $y=1.0$ との差は統計的に有意でない。

以上をまとめると、現在得られた最高の関数は $P^{0.4} B_5V$ で $\tau_1=2$ hr, $\tau_2=24$ hr の2成分を持つとしたときということになる。 V は $V^{1.0}$ より多少大きくなる可能性がある。なお、2成分の injection 時の存在比は 2:1 程度がよさそうである。

太陽風速変動に起因する 地球磁気圏境界層の Polarization Current

渋谷 仙吉
(山形大・理)

太陽風速の大きさが磁気圏現象に種々の重要な物理的影響を与えていることはすでに良く知られているが、太陽風速変動が磁気圏現象に及ぼす影響については観測的困難もあり、まだはっきりしない現状である。

Ballif et al. (1969) は Mariner 2 の Solar wind data より、high K_p が運動の大きさ V よりも、その時間的変化 dV/dt に より良く相応する傾向があることを見つけている(図1)。

我々は太陽風速を Electric drift 速度とみなし、それが地球磁気圏境界層中で変動することによって、その領域に Polarization Current の生ずる可能性、その磁気圏尾部電流に対する寄与等をモデルを作って数値計算することによって検討する。

Akasofu の磁気圏尾部での Dynamo Theory のモデルにならって、図2のようにモデルを設定する。 \hat{z} は dusk から dawn 向きの単位ベクトル。まず太陽風を二次元の非圧縮流とみなすと、基礎方程式は

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} \mathbf{v} \right) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \text{grad} P + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2)$$

$$\text{curl} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\text{curl} \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} \quad (4)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (5)$$

簡単にするために、 $\text{grad} P$ 、 $\mu \nabla^2 \mathbf{v}$ を無視し、 $\mathbf{B} \times \mathbf{v} \gg \dot{\mathbf{B}} \times \mathbf{v}$ 、 $\omega_c \ll \omega_c^2$ 、 $r < R$ (ω_c : 太陽風変動周波数、 ω_c : サイクロトロン周波数、 r : 境界層域スケール、 R : ラーモア半径) の条件が満たされると、(1)、(2) より、次式を得る。

$$\mathbf{j}_\perp = \frac{\rho}{B^2} \left\{ \mathbf{B} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} \quad (6)$$

右辺第1項を、太陽風速の時間的変動の大きさ、磁場 B_z の大きさをそれぞれ4段階に分けて数値計算する。一例として、 v が1日で300 km/sec から500 km/sec に線形的に変化し、太陽風粒子密度 $n = 3 \text{ (}/\text{cm}^3)$ 、 $r = 60 R_e$ 付近で $B_z = 0.8 r$ (Meng-Anderson, 1974) とすると、 $-\hat{z}$ 方向に $j_{\perp 1} = 1.5 \times 10^{11} \text{ (A/m}^2)$ の値を得る。この値は磁気圏尾部表面電流密度としてそう小さいとは言えない。次に(6)の右辺第2項は

$$\mathbf{j}_\perp = \frac{\rho}{B} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (7)$$

今のところ観測データがないので確かな値は得られないが、予測される量を代入すると、やはり $-\hat{z}$ 向きの電流が勝って $j_{\perp 1}$ より100以上大きくなるという注目すべき結果を得る。

参考文献

Ballif, Jones and Coleman : J.G.R., 74, (1969) 2287
Meng and Anderson : J.G.R., 22, (1974) 5143

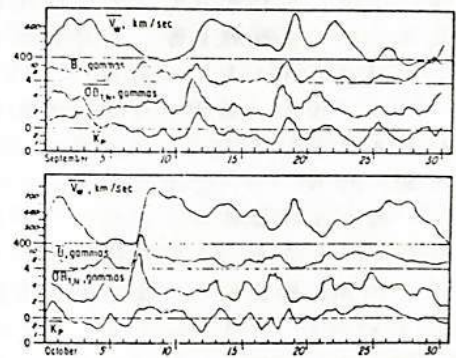
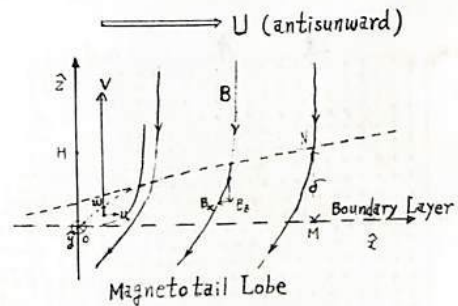


図1. K_p index 対 dV/dt (Ballif et al. 1969)



太陽風プラズマの計算機シミュレーション

— 定常解, 及び I P S 観測との比較

齋見治一, 荻野竜樹, 小島正宜, 折沼隆清
名古屋大電研

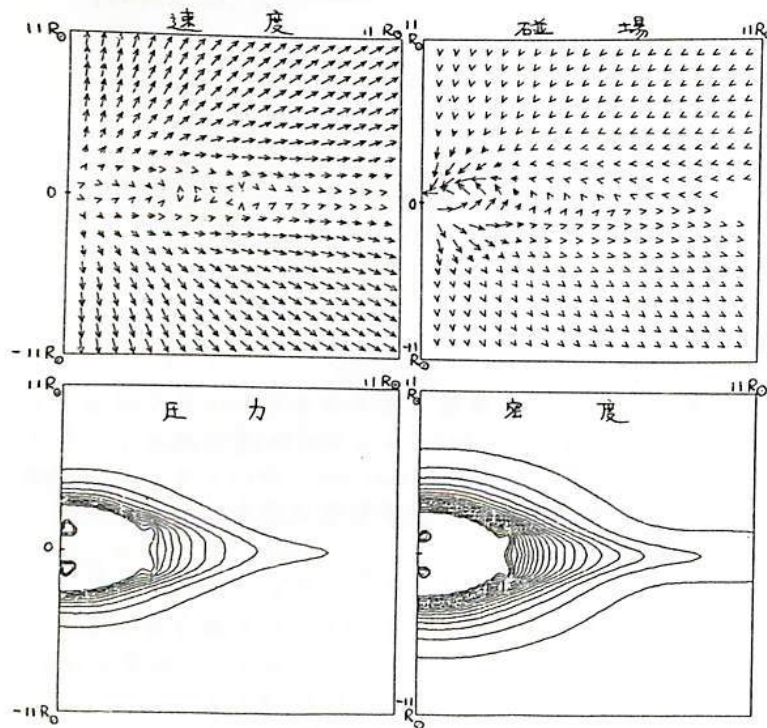
太陽風プラズマは太陽コロナより惑星向空向へと流れ出し, 太陽からの距離 (R) と共に速度を増す。 $R \sim 5 R_{\odot}$ で超音速となり, $R \sim 20 R_{\odot}$ で超アルウエン速になると考えられている。従って, $R \leq 20 R_{\odot}$ では磁場エネルギーがプラズマ流のエネルギーを卓越しており, '太陽磁気圏' を構成している。この領域における諸現象は, 当然のことながら, 地球磁気圏におけるものとはかなり異なることが予想される。又, 太陽面現象と地球諸現象の関係を明かにしていくためにも研究不可欠の領域である。'太陽磁気圏'の研究は80年代以降のSTP研究において, 大きな課題となつて行くものと考えられる。

この領域の観測手段は, 現在のところ, きわめて限られている。その中で, 電波星による惑星向空向シンチレーション (I P S) の観測は有効なものであろう。又, 観測と相俣つて, 計算機シミュレーションによる解析が有効と考えられる。

我々は計算機シミュレーション解析を始めている。第1ステップとして, 2次元 MHD コードを用いた太陽磁気圏プラズマの定常解の解析を行っている。

円筒座標を用い, 軸対称を仮定し, 太陽表面で (現時点では, 精度の都合上, $R = \sqrt{x^2 + z^2} = 3 R_{\odot}$ で) 固定境界条件を与え, 径 (x) 方向に $11 R_{\odot}$ まで, 又, 軸 (z) 方向に $\pm 11 R_{\odot}$ までの領域をとった。 $x = 11 R_{\odot}$ 及び, $z = \pm 11 R_{\odot}$ では自由境界条件とした。

定常解の1例を図に示す。速度は R 方向から少し赤道帯方向へ曲げられる傾向に



あること。又磁場は赤道帯で R が大きいところでは磁気中性面が作られることが見ることが出来る。

太陽風速度の緯度依存性を調べると, 高緯度帯では遅くなつていて, その傾向は I P S 観測と一致する。定量的な比較を行うためには, 実効的な断熱定数, γ , をどうとるかが大きな問題となつて来る。発表の際はこの点も含め, I P S 観測との定量的な比較を討論する。

二次元 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 (II)

萩野竜樹, 鷺見治一, 鎌田哲夫 (名大空電研)

二次元の MHD モデルを用いて惑星間磁場の向きを変化させた時, 二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磁気圏の形成過程を調べた. その結果, 惑星間磁場の南北の向きに対応して, 定常に近い南北面内の地球磁気圏の構造を再現することができた.

中心が $(\tilde{x}, \tilde{z}) = (x_p, 0)$ に位置して, 二次元のダイポール磁場 $B_0 = (-2\tilde{x}\tilde{z}/\rho^4, 0, (\tilde{x}^2 - \tilde{z}^2)/\rho^4)$ を持つ地球磁気圏に左側から太陽風が $V_{sw} = 0.044$ (300 km/s に相当) の速度でぶつかるモデルを考える. ここに $\tilde{x} = x - x_p$, $\rho^2 = \tilde{x}^2 + \tilde{z}^2$ であり, 距離は地球半径で規格化している. 太陽風と共に流れてくる惑星間磁場は, 一様磁場 $B_2 = B_{IMF} = \pm 1.5 \times 10^{-4}$ (約 5 gamma に相当) 又は 0.0 としてダイポール磁場に加えて初期値に与える. 境界条件は $x = 0$ で固定端, 他は自由端であり, 更に $\rho \leq 16$ では物理量は変化させない.

初期値問題として時間発展を解いた結果, 図 1 に示す様は定常状態に近い地球磁気圏の南北断面図を得ることができた. ここに, flux ψ , 圧力 P , 密度 ρ は等高線で, 流速 V はベクトルで表示されていて, ψ の等高線は磁力線と同じである. 二次元ダイポール磁場を用いたので, 実際と比べて磁気圏のスケールは拡大されているが, bow shock, magnetopause, plasma sheet は明瞭に現れている. 南向き磁場の場合, Dungey (1961) のリコネクションモデルと類似の磁気圏が形成され, プラズマシートは狭くなっている. いずれの場合もプラズマシートは特に変動が激しく, 圧縮されたり, 二つに分裂したり, 膨張したりしている. これ等の変動はサブストーム発生に関係していると思われる.

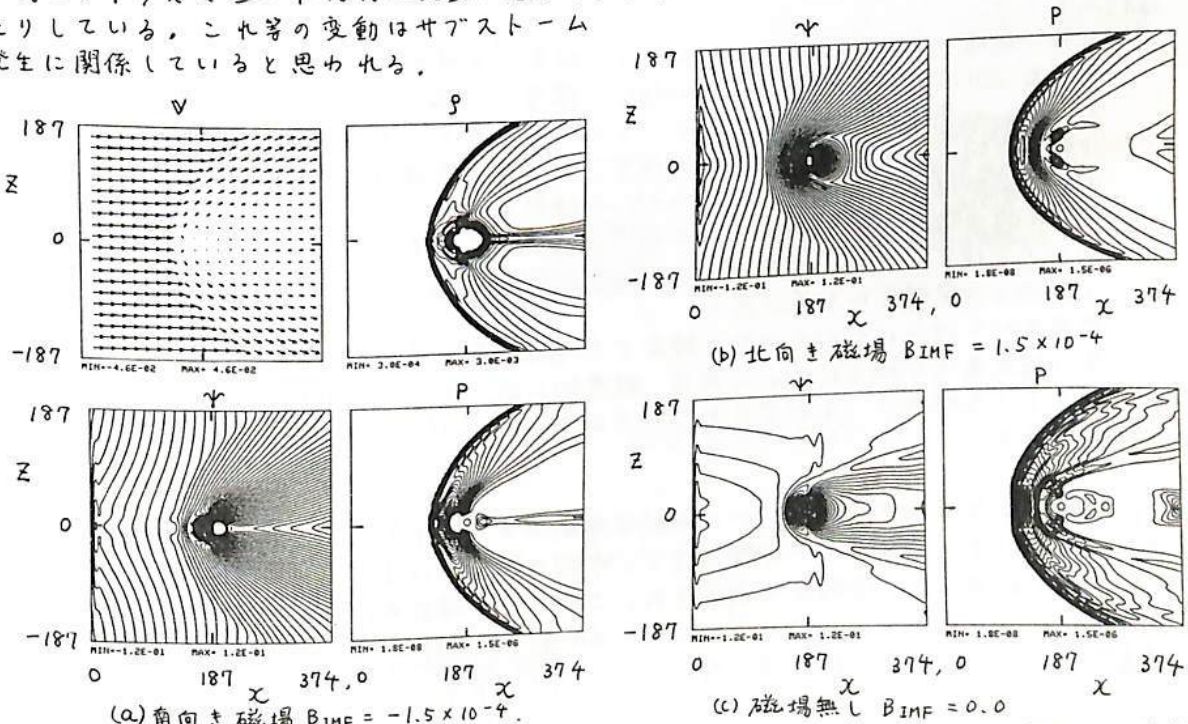


図 1. 惑星間磁場 B_{IMF} の向きを変化させた時, 二次元 MHD モデルによる太陽風と地球磁気圏相互作用のシミュレーションから得られた磁気圏構造の南北断面図, $V_{sw} = 0.044$, $x_p = 187$ 及び $t = 9600$.

丸橋 克英 · 石井隆宏雄
(電波研) (電波研平磯)

ここで扱う太陽風擾乱とは、磁気嵐の原因となるような大規模な構造的なものであり、(1) コロナホールや他のコロナ磁場の開いた領域から連続的に吹き出す高速の corotating stream に伴う擾乱、(2) 大きな太陽フレアによって噴き出される transient なプラズマ塊に伴う擾乱、(3) H α dark filament (プロミネンス) の急激な消失現象(上昇)に伴って噴き出す transient なプラズマ塊による擾乱の三つがよく知られている。最近 Gosling et al. (1981) は低速の太陽風の説明の一つとして coronal streamer という corotating 構造の考えを復活させているが、その中には dark filament の消失に関連する transient な構造が、かなり含まれているようである。

筆者等は個々の磁気嵐と上記三つの太陽風擾乱との対応をつけることにより、それぞれの太陽風擾乱の特性と磁気嵐の発達との物理的な結びつきや、逆に、太陽大気の構造との結びつきを調べる努力を続けているが、太陽風擾乱の太陽における起源を一意的に決定することが、現在に至っても最大の困難である。この困難を解決する最良の方法は、太陽風の惑星間空間における多点観測である。電波星から放射される電波の惑星間シンチレーション (IPS) の観測から求められた太陽風速度のデータは、一種の多点観測のデータとして利用できる。

IPS による太陽風速度の観測データの利用は、太陽風の構造を調べる上で次のような利点をもつ。

- (1) 太陽-地球の方向からずれたいくつかの経度で太陽風速度が測定されているため、定常的な corotating 構造と transient 構造の分離が可能になる。時には corotating stream の発達過程が観測されることも期待できる。また、transient 構造については経度方向のひろがりも観測されたり、太陽の東西端近くで発生したフレアや dark filament の消失に伴う transient な現象がとらえられることも期待できる。
- (2) 太陽からの距離の異なるいくつかの点で太陽風速度が測定されているため、特に transient な現象について太陽からの伝搬を時間的に遡ることが可能になり、太陽における起源の決定精度が改善される。
- (3) 黄道面からはなれたいくつかの緯度で太陽風速度が測定されているために、太陽風速度の緯度変化が知られる。これは、経度的に近いところに複数のコロナホールが存在するような場合に、それぞれから吹き出す corotating stream を分離することと可能にする。

本講演では、1978年7月からの約半年間のデータをもとに解析した太陽風擾乱の太陽における起源の決定について報告する。今回の解析では IPS データを加えた結果、太陽における起源が高い信頼度で決定され、上記三つの擾乱の伝搬に関して相互に及ぼし合う影響と、コロナホールや個々のフレア、dark filament 消失の発生場所の相互配置との関連についての考察が可能になった。

ホイッスラー波・電子ビーム・静電プラズマ波 非線形相互作用の計算機シミュレーション

大橋正良, 松本紘, 鮎川一朗 (京大, 超高層)

ISEE-1の観測によれば, VLFのコーラス帯でフックが発生する時, しばしば6~7kHzの高周波帯において, バースト状の異常放射が生じる事が報告されている。(Gurnett) (図1)。このバースト波形を図2に示す。この異常放射はコーラスのフック(コヒーレントなホイッスラー波)と粒子との相互作用によって生じた電子ビームの密度, 速度変調により励起される電子プラズマ波であると考えられる。

今回, この現象を定量的に解析する為, 従来より本研究室で開発してきた2 $\frac{1}{2}$ D-EMコードを用いて, ホイッスラー波・電子ビーム・電子プラズマ波相互作用のシミュレーションを行った結果を報告する。

図3は1次元的な取り扱いをした時の結果である。a)の様にはビームのみを与えた場合には, ビーム・インスタビリティによって種々のk成分が現われるのに対し, b)の様には斜め位相を有するホイッスラー波を外場として与えておき, ビームを注入すると, ホイッスラー波によってビームは密度変調を受け, 特定の電子プラズマ波を励起している事が見受けられる。

発表では自己無撞着に与えたホイッスラー波との相互作用及び2次元フルシミュレーションを行った結果にまで言及したい。

図1 バースト状の異常放射 (※印)

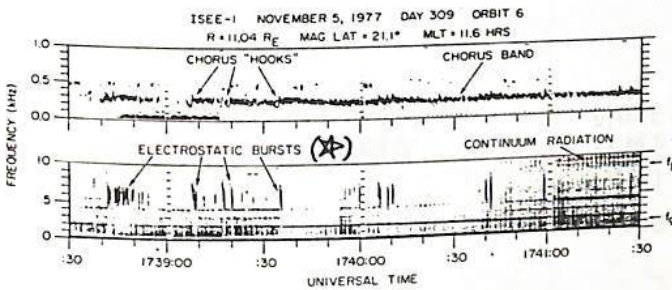


図2 コーラスとバースト放射の波形

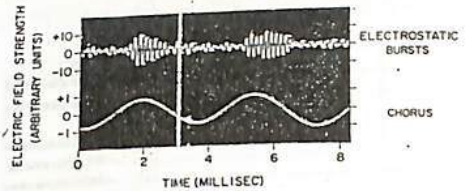
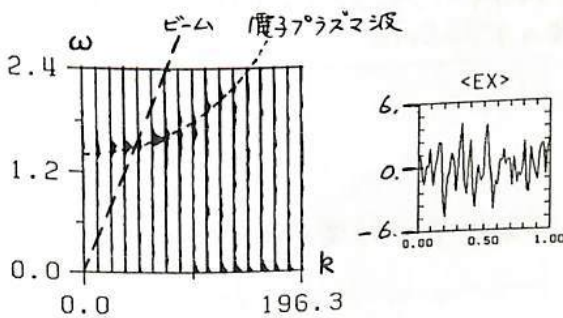
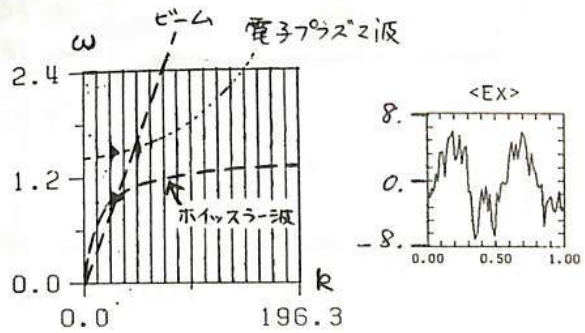


図3

a) ビームのみ



b) ビーム + ホイッスラー波



—— 線形分散による解析 ——

松本 紘, 福地 弘一 (京大・超高層電波研究センター)
 小山孝一郎, 向井 利典 (宇宙科学研究所)
 KYOKKO テーム

§ 目的

科学衛星 KYOKKO で観測された ブラジリアン・アノーマリー 上空における夜間電子温度の上昇は、図に示されるように 10keV以下の降下電子エネルギー・フラックスと同時に観測された 1~3 MHz のプラズマ波動と深い相関を示す(小山他)。本研究の目的は、この現象が観測されたときの電子密度、磁場及び高エネルギー電子のデータに基づき、プラズマ波動の分散関係を数値的に解き、プラズマ加熱に寄与する強い減衰を受ける波動モードを検討することにある。

§ 経過

電離層イオン、電子及び降下高エネルギー電子を表わすシフトド・マックスウェリアンビームを与えて Hot Plasma の分散を求めるためのプログラムが完成され、いくつかのパラメータの下で計算が行なわれていた。当日の結果と計算法を述べ、併せて加熱のメカニズムを検討する。

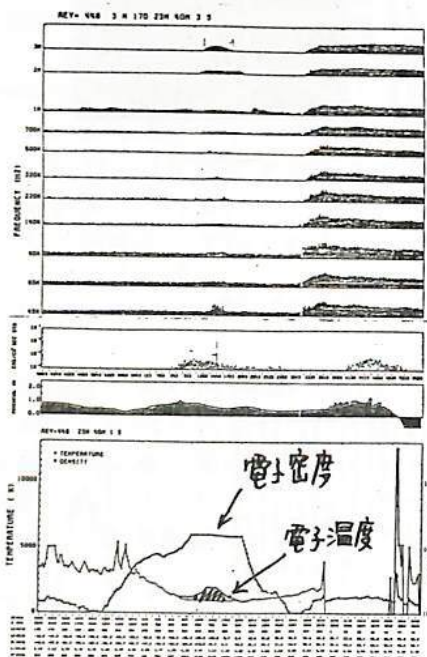


図. KYOKKO で観測された夜間電離層上昇の一例。

3MHz
 2MHz
 1MHz
 500kHz
 90kHz
 45kHz

← 降下エネルギー・フラックス (<math>< 10\text{keV}</math>の積分値)
 ← 衛星のポテンシャル

← 斜線部が平均的電子温度からの上昇分を示す。

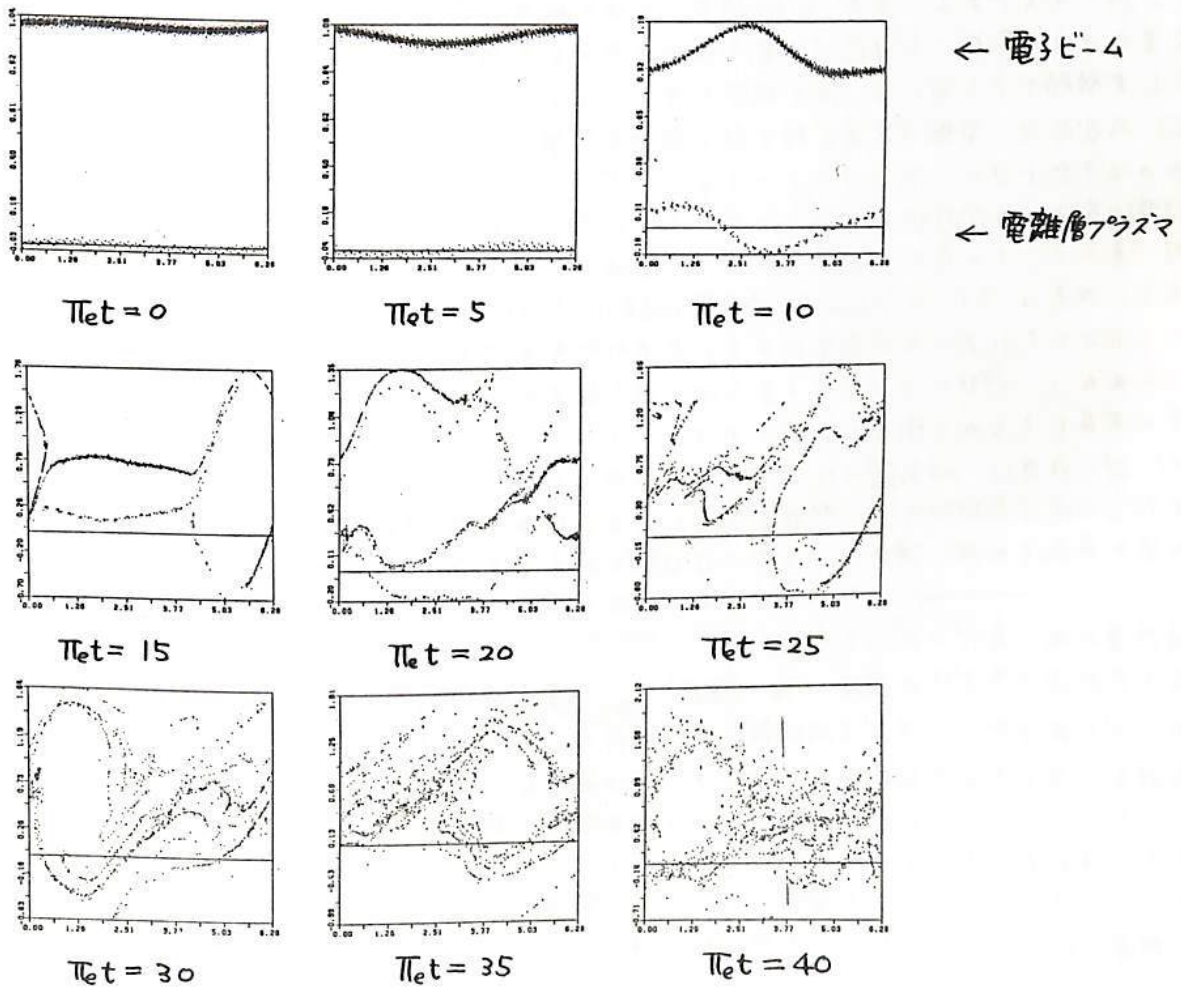
1-49 降下粒子による波動励起と加熱の計算機シミュレーション

松本 弘 (京大・超高層) 大村善治 (京大・工)
 小山 孝一郎, 向井利典 (宇宙研)

KYOKKOで観測された降下電子によるプラズマ波の励起とプラズマ加熱の定量的研究を行なう目的で、粒子コードによる計算機シミュレーションを行ない、観測結果との対比を行なう必要がある。

電離層プラズマの諸パラメータと降下電子ビームの観測データを基に、二次元のシミュレーション・モデルを考え、ビームによる波動励起、ビームの拡散、電離層プラズマの加熱 etc. を調べる。用いるコードは静電一次元コード ES1 [Birdsall and Langdon] と我々のグループの開発した $2\frac{1}{2}$ 次元の電磁波コードである。

下図は、ビーム・インスタビリティが背景プラズマを加熱する様子を速度 vs. 空間座標の位相空間で示したものである。(ES1による一例)



沿磁力線加速電子による
静電イオンサイクロトロン波不安定

平岡 規之, 山本 隆, 玉尾 孜

東京大学理学部

前回は磁気圏尾で加速された電子による静電イオンサイクロトロン波 (Electrostatic Ion Cyclotron Wave) 不安定を考えたが、今回は高度 $1 R_E$ 付近で加速をうけた磁気圏起源電子による E.I.C. 不安定について論じる。

[モデル] 定常磁場をモットー無限プラズマの系で、静電線形近似を用いて成長率を求めた。その際、磁気圏・電離層起源の電子・イオンからなる4成分モデルを適用し、磁気圏起源電子は磁力線方向の shifted Maxwellian、他の3種は isotropic Maxwellian とした。各パラメータは、下に示すように、緯度 70° 、高度 $1 R_E$ 付近を想定して与えた。

[結果] (1) 磁気圏起源電子の加速機構は、

(a) 磁気圏尾の磁気中性面

(b) 高度 $1 R_E$ 付近の沿磁力線電場

の2カ所で考えられているが、(a) の場合、沿磁力線電位差がある場合でも磁場の強さの大きな変化のため高度 $1 R_E$ 付近では電子速度分布は等方的になり、E.I.C. 不安定は生じない。E.I.C. を励起するためには、(b) の場合を考えざるを得ない。

(2) 成長率は、電離層起源の粒子数と磁気圏起源の粒子数の比に強く依存する。電離層起源の粒子数が多いと成長率は小さくなり、少なれば大きくなる。これは Kintner et al. (1979) の観測 (高度 5000 km 以上のみで E.I.C. 存在) を説明できる。

(3) 基本モードの最大線形成長率は、ほぼ磁場に垂直に伝わる波について $\gamma/\Omega_i \approx 1.3 \times 10^{-3}$ であり、波長は $2\pi r_i$ ($\approx 300 \text{ m}$)、周波数は $1.8 \Omega_i$ ($\approx 160 \text{ Hz}$) である。高次のモードになるにつれて 30% くらいずつ成長率はとがる。基本モードの波束はほぼ磁力線沿いにビームと同方向に伝わり、 e^8 倍に波が成長するには、磁力線方向の距離が約 700 km 必要であり、この程度に成長したものが衛星で観測されていると思われる。

(4) 波の強度は、磁気圏では空間の非一様性によりさまると考えられる。今のモデルで緯度 70° 、高度 $1 R_E$ 付近の非一様性を考慮しても、定常沿磁力線電場 (約 2 mV/m) による電子加速が存在すれば、波のエネルギーは e^8 倍に成長できる。

数値計算に使ったパラメータは、

磁気圏起源プラズマの温度 $T_h = 1 \text{ keV}$, 密度 $N_h = 3 \text{ cm}^{-3}$

磁気圏起源電子のプラズマ周波数/サイクロトロン周波数 $\omega_{pho}/\Omega_e = 0.093$

電離層起源プラズマと磁気圏起源プラズマの温度比 $T_c/T_h = 1/200$, 密度比 $N_c/N_h = 10/3$

ビームのエネルギーと磁気圏起源プラズマの温度の比 $W_b/T_h = 1$

これを、緯度 70° 、高度 $1 R_E$ で考えると、次のようになる。

イオンのサイクロトロン周波数 $\Omega_i/2\pi = 90 \text{ Hz}$

電離層起源イオンのラーマー半径 $r_i = 47 \text{ m}$

谷口治幸 (東大理・地物研)

有限振幅サイクロトロン波と粒子の相互作用では、非線型共鳴の効果が重要である。特に、半整数ジャイロ周波数帯での共鳴は、磁気圏プラズマの $(n+\frac{1}{2})\Omega_e$ 狭帯域の特異現象の物理機構そのものであると考えている。事実、弱い乱れの理論での行列要素を(静電近似のもと)る次元 k バクトルとして求めたところ、 $(n+\frac{1}{2})\Omega_e$ 共鳴の条件は行列要素を極大にすることが示された。(非線型成長率の計算とともに、別の機会に発表予定。)

試験粒子の単色静電波による非線型軌道は、万重尺度法により近似的に求めることができた——第69回講演会(予稿には誤りがある)。その後、王尾先生より、非線型—カオスの問題の画期的新展開(Feigenbaum定数の発見並)について、御指摘をうけた。本講演では、数値軌道の計算により非線型軌道とそのカオス化について調べた結果を報告する。

問題は、場 $A_0 = (0, B_0 x, 0)$, $\Phi = \Phi_0 \sin(k_x x + k_z z - \omega t)$ (B_0, Φ_0 は一定) による試験粒子の数値軌道を、切断面 $\omega t - k_z z \pmod{2\pi} = 0$ 上にプロットすることにより調べられる。^(注: zは) *KARNEY Phys. Fluids 21, 1584, 1978

(1) サイクロトロン ($\omega/\Omega = n, n/2, n/3, \dots$) 共鳴の数値軌道(Fig. 1)は、微小振幅波のばあい、摂動法による非線型軌道解と良く一致する。(大規模の共鳴島構造の存在)。

(2) 波の振幅を大きくするにつれ、切断面上に楕円型・双曲型の不動点が連鎖的に形成され、小規模の島構造ができる。これは、K.A.M.の理論と、Poincaré-Birkhoffの不動点定理により説明される。(非共鳴 ω/Ω が有理のばあいでも、非線型ジャイロ周波数変化により、島ができる。) Fig. 2

(3) 大規模な島の外側の分離内曲線から、軌道はカオス化する(Fig. 3)。小規模な島は逐次スケールを小さくしながら、カオスの海へ沈む。同一振幅波でも、小ラーマン半径の粒子ほど非線型効果は大きく、カオスになりやすい(冷いプラズマの統計加熱)。

(4) カオスかどのような機構で生ずるか、同期倍化分岐など分岐理論との関連、Feigenbaum的普遍定数の有無とその値、 $k_x=0$ と $k_x \neq 0$ の本質的差異の有無、など、より詳しい数値的・理論的な吟味が必要である。



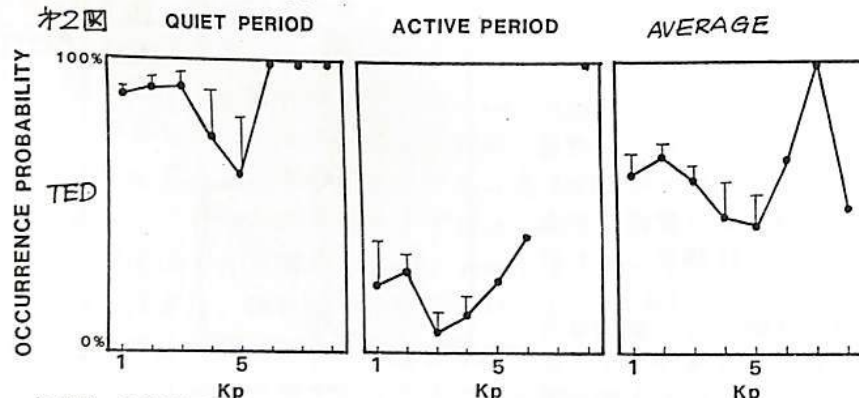
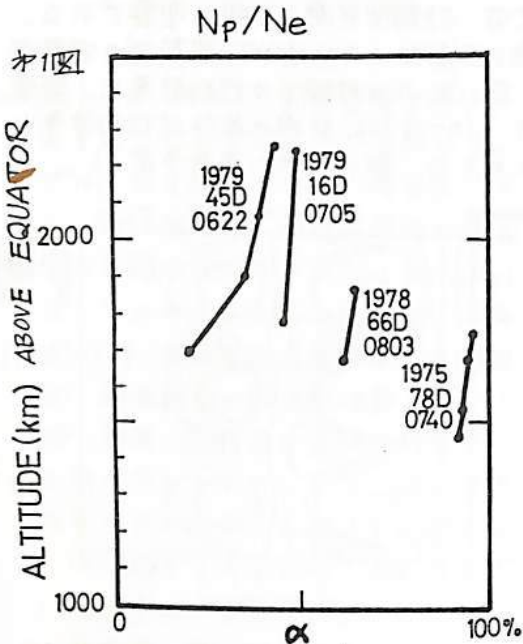
イオンホイスラによるイオン密度比と太陽、地磁気活動度

渡辺 茂昭, 恩藤 忠典
電波研究所

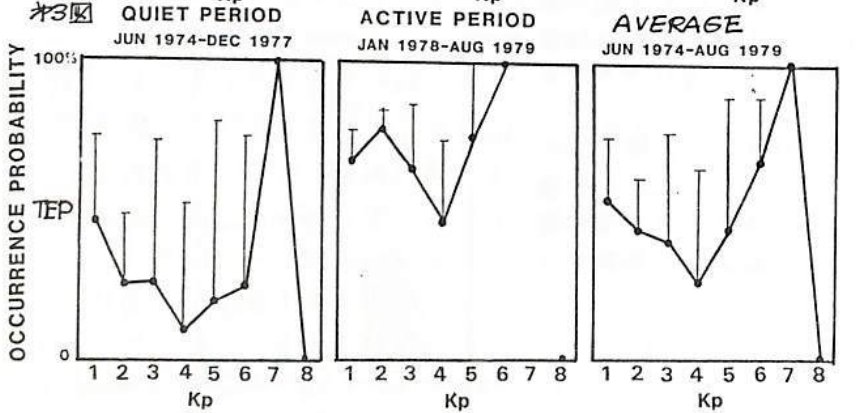
極軌道衛星 ISIS-II によって観測される赤道越えのイオンホイスラは磁気赤道における上部電離圏のイオン密度比によってその形態が変化する。重水素イオンとの共鳴吸収効果を考慮して陽子の密度比 (N_p/N_e) を算出すると、*1図の如く、太陽活動の激しい時は低い値をとり、太陽活動の低い時は大きな値をとる。これは、赤道越えプロトン (TEP), 重水素ホイスラ (TED) の出現確率及びその時向圧縮ダイナミックスパクトルの形態と良く合う。

この様に、太陽は磁気圏下部のイオンを通して赤道越えイオンホイスラをコントロールする事は極めて興味深い。

一方、地磁気活動度の効果は、太陽活動と独立で TEP, TED は $K_p = 4 \sim 5$ の所で相対的に観測されにくい。



←TED (赤道越え重水素ホイスラ) の観測確率と K_p index
左端は、太陽活動の静かな時 (JUN 1974 ~ DEC 1977), 中は激しい時 (JAN 1978 ~ AUG 1979) 右端は全期間 (JUN 1974 ~ AUG 1979) にくわったこの平均。

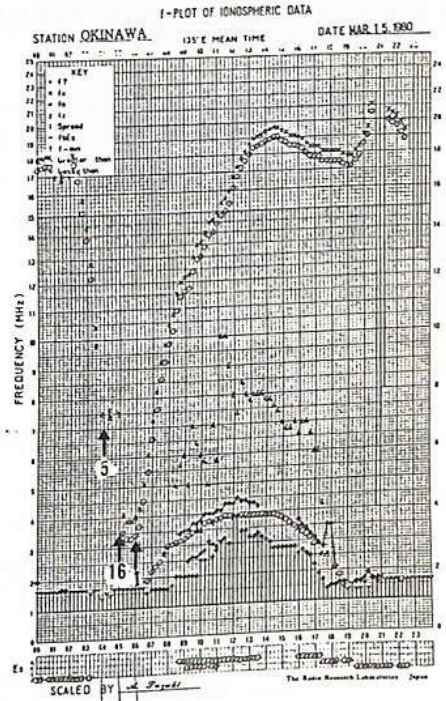
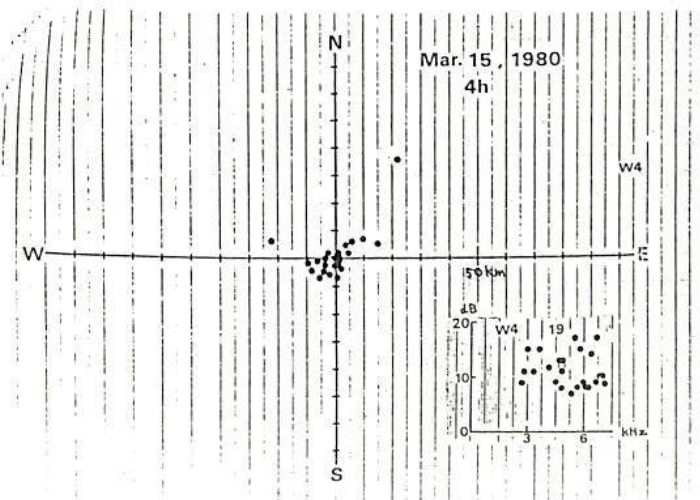
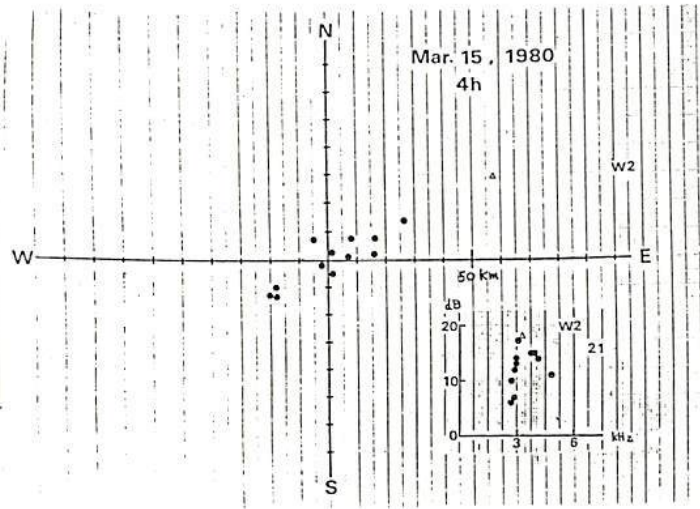


*3図は TEP (赤道越えプロトンホイスラ) についてである。

K_p 7~8 は標本が少ないので統計的に有意とは思われない。

中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光
電波研究所

1980年1月～3月に沖縄で観測したホイスラーバーストについて解析し、到来方位の全体的様相を明らかにする。またホイスラー発生に対応する電離層の状態について検討した結果を示す。1979年12月から1980年4月までのホイスラー観測において4例ほどホイスラーバーストが観測されたが、いずれも1月～3月に発生した。下図はそのうち3月15日の解析例である。到来方位は高度100kmに投影したものである。図中には各周波数成分の強度分布も示す。また3月15日の電離層の変化を合わせて示す。矢印は各時間帯の5分間観測で観測されたホイスラーの数である。



衛星上でのプラズマフェリック・ヒスの 方位測定

早川 正士
石大空電研

F. LEFEUVRE
CRPE, Orleans, France

VLF/ELF電磁波動の発生機構の解明には、その k ベクトルの測定が本質的に重要である事は万人が認める所である。しかし、実際にはこの種の測定はそれほど多くはない。磁気圏の最もポヒュな波動である Plasmaspheric ELF hiss では、イオンの存在による magnetospheric Reflection の重要な役割を果し、その場所を検出すれば、その発生領域を決定することもでき、発生機構の重要な情報となる。用いた方位測定は電磁界各成分 ($E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$) に基づいて、"Maximum Likelihood" の概念を用いたものである。この方法を、GEOS-1衛星上にて観測された Plasmaspheric ELF hiss に適用し、その magnetospheric Reflection を実験的に検出した。

ARCAD 衛星による ELF/VLF 波動

kベクトル測定

早川 正士
石大空電研

F. LEFEUVRE
CRPE, 14

田中 義人
石大空電研

ARCAD 3 衛星は 1981 年 9 月に打ち上げられ、現在順調に飛行し、良質なデータを伝送している。軌道要素としては、遠地点 2,000 km, 近地点 400 km, inclination = 82.3°, 周期 109 分である。又、観測項目としては、

- (1) 荷電粒子 (低エネルギー 10eV ~ 20 keV (電子, イオン), 高エネルギー 60 ~ 250 keV (電子, プロトン))
- (2) Thermal Plasma (イオン: N_I, T_I, V_I , 電子: $N_e, T_e, \Delta N_e/N_e, \Delta T_e/T_e$)
- (3) 静電場 及び 沿磁力線電流
- (4) VLF/ELF 波動

がある。下表は波動観測のうち少し詳しい内容がある。

特に、ELF (10 Hz ~ 1.5 kHz) 帯では系統的な k ベクトルの測定のための企画された。即ち、磁界 (3 成分) 及び電界 (2 成分) の測定に基づき、複数個の波を判別し、測定するものである。このうち、このイオン周波数では、周波数により、右回り波、左回り波が混在し得るので、ここでは分離しようとしている。この内容について詳しく述べる。

MESURES D'ONDES

EXPERIENCE	NOM DE L'APPAREIL	FONCTION DE L'APPAREIL	DYNAMIQUE	LABORATOIRE
ISOPROBE		2 sondes autooscillantes Interférométriques pour l'étude du plasma thermique et des ondes haute fréquence	électrons 1 eV 0.1-15 MHz	C.R.P.E. - ORLEANS
TBF	ISO-F	4 sondes électriques	E _r d.c 0-10 Hz	L.G.E. ST MAUR
	ISO-M	3 sondes magnétiques	Composantes électriques et magnétiques EBF et TBF des ondes (0.01 - 16 KHz)	C.R.P.E. - ORLEANS
	ONTch-2ME	Electronique de traitement des signaux avec les antennes magnétiques ISO-M	5 composantes simultanément : 2 électriques, 3 magnétiques 0,01-1,5 KHz ou 1 composante électrique ou magnétique 0,07-16 KHz	IZMIRAN (près de MOSCOU)
TRAC	Magnétomètre + TRAC	Magnétomètre 3 axes de fluctuations type "fluxgate" et chaîne de traitement électronique	B : 0-10 Hz Résolution : 13 γ	IKI-L.G.E.

極域 VLF エミッションの季節変化

— 地上と衛星高度での対比

山岸久雄* 小田嶋 充** 江尻全機*

(* 極地研, ** 現在日本IBM)

極域の地上で観測される VLF, ELF エミッションとして、昼側のコーラス、ELF ヒス、夜側のオーロラヒスが挙げられるが、前者は夏強く、冬弱いという傾向を示す。(Fig.1a, 1b) 一方、後者は冬に頻発し、夏は全く受信されなくなる (Fig.2) という傾向を示し、両者の季節変化は互いに逆の特性を示す。

地上観測は、電離層というフィルターを通過後の現象をとらえているために、前述の季節変化は、発生源のエミッション強度季節変化に電離層透過特性季節変化が重畳したものと考えられる。両者を分離するための一法として、昭和基地で受信された ISIS 衛星の VLF エミッション強度データ及び、昭和基地地上観測 VLF エミッション強度データを用い、衛星高度 (約 1400 km) 及び地上でのエミッション強度季節変化を求めた。現在までの中間処理結果として、

- (1) ELF ヒスは衛星高度では、冬、弱い傾向が見られるが、地上で観測される季節変化程 顕著ではない。
- (2) オーロラヒスは衛星高度では、真冬を中心として強い現象が現れるが、夏、弱くなる (Fig.3a, 3b) という結果が得られた。即ち、地上で観測される季節変化は 1400 km 高度の季節変化を反映し、電離層透過特性は、それを更に助長する傾向にあると考えられる。

AURORAL HISS OCCURANCE

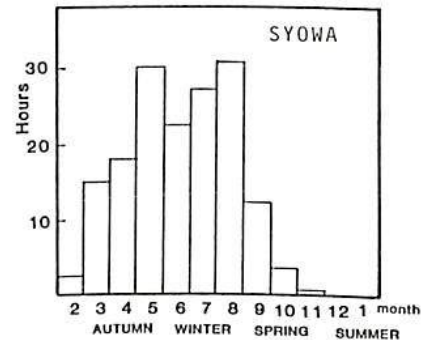


Fig.2

AURORAL HISS INTENSITY (SYOWA)

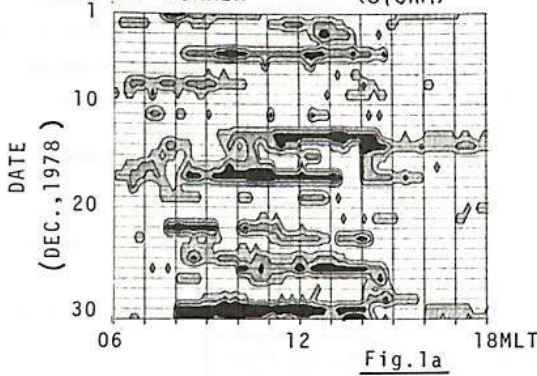


Fig.1a

AURORAL HISS INTENSITY (ISIS)

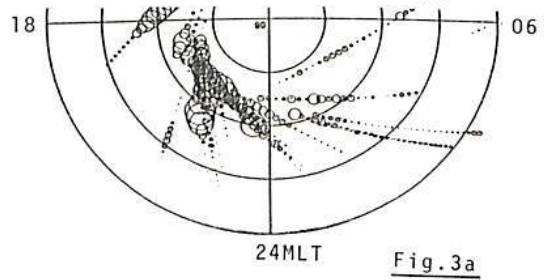


Fig.3a

WINTER

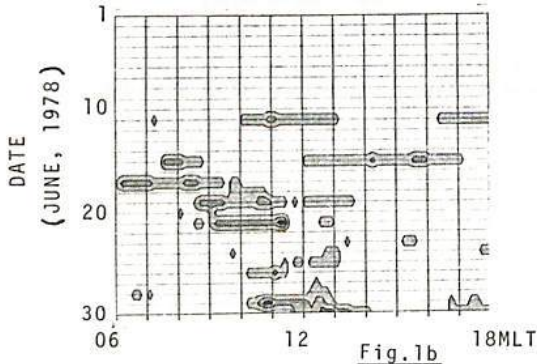


Fig.1b

SUMMER (NOV-JAN)

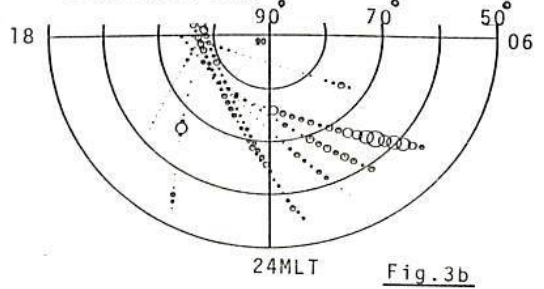


Fig.3b

地上VLF波偏波の空間的構造

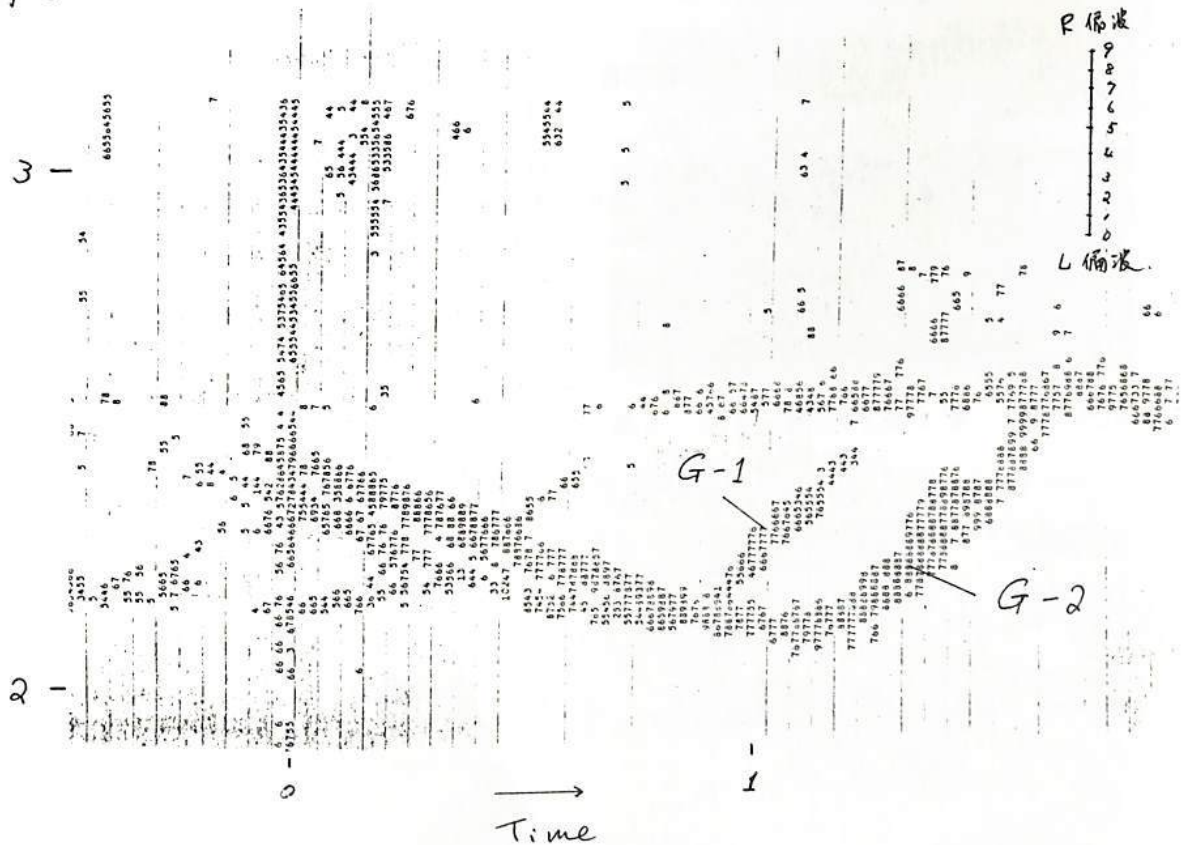
……多角観測に基いた解析

町田 忠・鶴田 浩一郎

宇宙科学研

著者はかねより本学会に於て、VLF波の強度が、地上どの様な分布をするかという問題を、1979年の夏期にカナダ・ケベック州で行った多角観測の解析を通じて、報告してきた。それによつて、電離層下部の電波透過域下の地上に於て、予想以上に大きな減衰の存在が明らかになったが、今回は、それに加え、さらにVLF波の偏波に関して行った解析の結果を報告する。図は1979年の7月23日の～1133 UTに受信されたサンゴル信号に対して、地上のある一帯で、行った偏波解析の例を示している。図中G-1と表示したトレースの部分はG-2の部分を70°右廻りの偏波の度合いが小さいが、この様な解析をいくつかに観測点で得られた記録に対して行った結果をまとめ、報告する予定である。

$f(kHz)$



図の説明： 偏波解析の例、図中の数字が偏波の度合いを表わしている。

DF観測より得られたオーロラヒスの伝搬特性

西野正徳 田中義人 岩井章

(名古屋大学 空電研究所)

オーロラ現象にともなわれて発生するオーロラヒスは、wide-bandヒス(≒100kHz)と narrow-bandヒス(≒20kHz)の2つに大別される。これらのヒスは観測点におけるオーロラの空間的位置、向き、発光強度等に依存して特徴的な性質を示す。本講演では、1978年、南極昭和基地で行ったオーロラヒスのDF観測結果および昭和、みずほ基地におけるオーロラヒス強度観測結果の解析からオーロラヒスの磁気圏、電離層内の伝搬特性を示し、オーロラ出現時における電離層モデルを用いた ray tracing, & full wave 計算結果と比較検討する。

図1は、典型的な narrow-band ヒスの観測結果の1例とオーロラオールスカイ写真観測結果と共に記す。昭和基地の磁南方向の水平線上に現われたオーロラアークにともなわれて昭和、みずほ基地で同時に narrow-band ヒスが観測された。sub-events 1~4の到来方向は、昭和基地に近々下部電離層の局所化された領域を示す。図2は、図1に示したような narrow-band ヒスの電離層透過領域の位置と、昭和、みずほ基地における8kHzヒスの強度比との関係を示す。観測結果は full wave 計算結果と定性的には一致する傾向を示す。

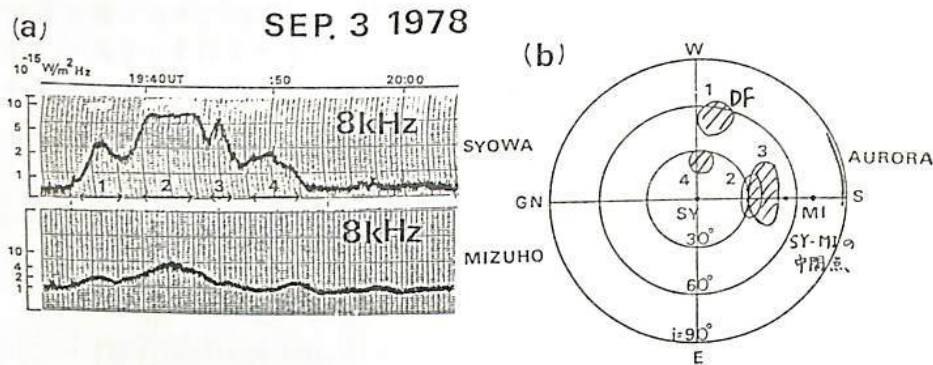


図1.

- (a) 昭和、みずほ基地における8kHzヒスの強度
- (b) sub-events 1~4の到来方向とオーロラアークの位置

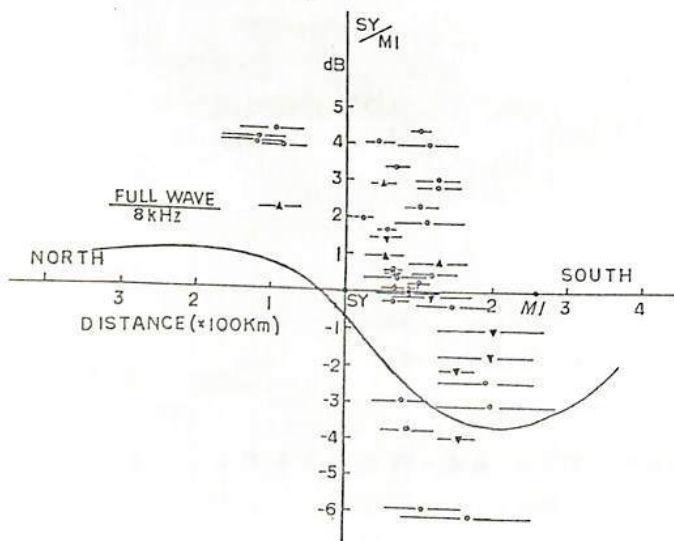


図2. narrow-bandヒスの電離層透過領域の位置と、昭和、みずほ基地における8kHzヒス強度比の関係。

宮岡 宏, 小野高幸
(国立極地研究所)

最近, いくつかの衛星観測ならびに理論的解析から, AKRおよびContinuum Radiationのoriginとしての Σ モード波($f_{L\omega} < f < f_{UHR}$)の重要性が明らかとなりつつある。これは, オーロラ粒子によるLandau型およびCyclotron型相互作用により静電波domain ($\max[f_p, f_H] < f < f_{UHR}$)において励起された Σ モード波(図1参照)が, 非-様プラズマ中で伝播する過程で電磁波domainへと移行するモード変換理論(Oya, 1971, 1974)によって定式化されている。

こうした波動励起・モード変換のプロセスを裏証するプラズマ波動スペクトルがISIS衛星ならびに一連の南極ロケット実験において観測された(図2, 図3及び図4)。これらのダイナミックスペクトルにおいて Σ モード波はそれぞれ $f \leq f_H$ ならびに $f \leq f_p$ の電磁波domainまで広がっている。本講演では, こうした高周波領域のプラズマ波動観測の結果をもとに, オーロラ降下粒子の存在する極域電離圏において, Σ モード波の励起ならびにそのモード変換が定常的に機能している基本的なプロセスであることを明らかにする。

<参考文献>

- Oya, H., Radio Sci. 12, 1131, 1971.
- Oya, H., Planet. Space Sci. 22, 687, 1974.

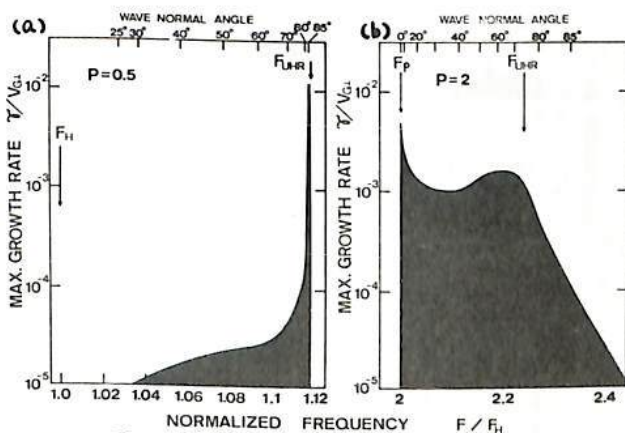


図1. 電子ビーム ($E \sim 2 \text{ keV}$, $N_b/N_e = 10^{-4}$) による Σ モード波の空間的不安定成長率。(a)はISIS-2, (b)は南極ロケットによる観測時のプラズマパラメータに相当する。

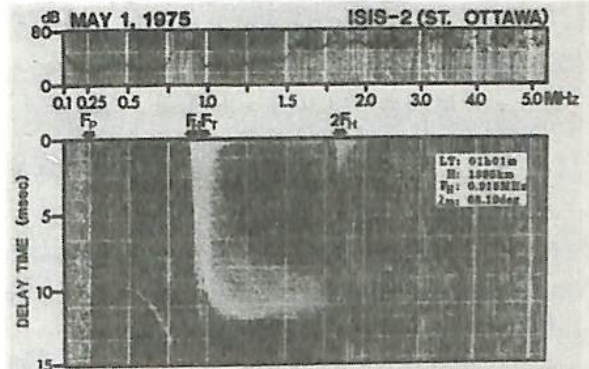


図2. ISIS-2衛星により観測された Σ モード波の例。上はTransmitter OFF, 下はONの時のAGCレベル並みにIonogramを、 $f \leq f_{UHR}(F_T)$ のレベル増大が顕著。

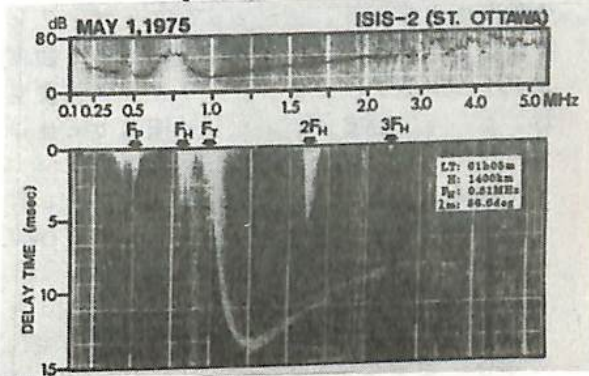


図3. 図2と同じく Σ モード波の観測例(低緯度側でのスペクトル)。

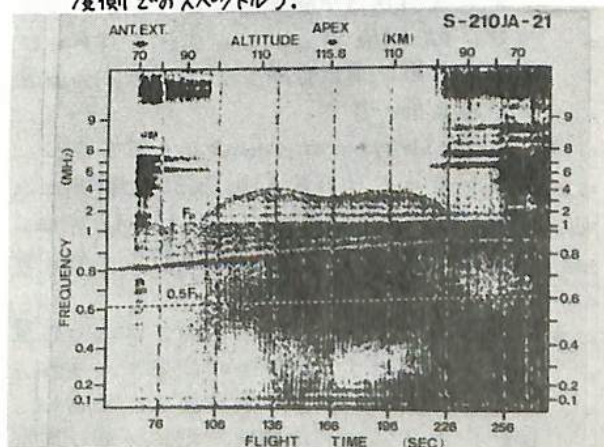


図4. 南極ロケット S-210JA-21号機による観測された高周波ダイナミックスペクトル。

1-60 ELFヒス. コーラスのGEOS-地上同時観測

山岸久雄, 福西若 (極地研)
佐藤正彦 (山形大・理)

IMSの打ち上げからGEOS-1衛星は、1997年7月5日より9月末までの約3ヶ月間、昭和・アイスランド共役点観測キャンペーンのためApogee程度は6°Eに位置していた。GEOS-1の軌道は周期2時間の楕円軌道のため、図1に示されるようにApogee付近のドリフト速度はかなりゆっくりしており、09-17UTの時間帯では、昭和・アイスランドの磁力線近くに位置していることがわかる。

この期間GEOS-1で観測されたELF-VLF波動に関しては、フィルタバンクの連続的の出力記録の他に毎定時の約2秒間のパワースペクトル、フーリエスペクトルがデータサマリーとして作成されている。そこでこれらのデータと、昭和及びアイスランドのHusafella地上で観測されたELF帯のヒス&コーラスとの比較を行った。その結果以下のことが明らかになった。

- 1) 磁気圏全体のCompression(Expansion)に対応してELF帯ヒス・コーラス強度の上昇(減少)が衛星と地上で同時に観測される。
- 2) GEOS-1がSyowa-Husafella Lに近いとL=3 (L=6-7付近)でしかも北半球側に位置したときは、図2に示されるように、Husafellaと非帯によく似たスペクトル構造をもつエミッションがGEOS-1で観測される。但し、昭和では、0.5-1kHz帯のエミッションは意いが、それより高い周波数帯のエミッション強度は急激に弱くなる。
- 3) GEOS-1がSyowa-Husafellaよりも大きなLに位置したとき(L=8付近)は、GEOS-1で観測されたELFヒスの周波数はSyowa-Husafellaの地上で観測されたELFヒスの周波数より低くなる。
- 4) GEOS-1が逆にL=6よりも小さいLに位置したときGEOS-1で観測されたエミッションの周波数は地上よりも高くなる。しかし、QPエミッションは衛星-地上で同じ周期をもって観測される。

以上の結果をもとに、ELFヒス・コーラス、QPエミッションの磁気圏での発生と地上までの伝搬機構を議論する。

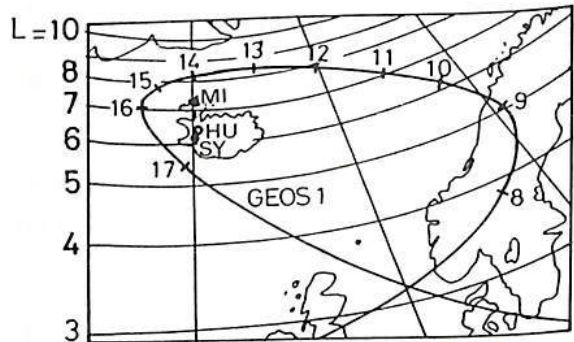


図1

11:00:07 UT AUG. 9, 1977
Geomag. Lat.= 8.7, Long.= 92.4, L= 6.59
Fe 3.92kHz

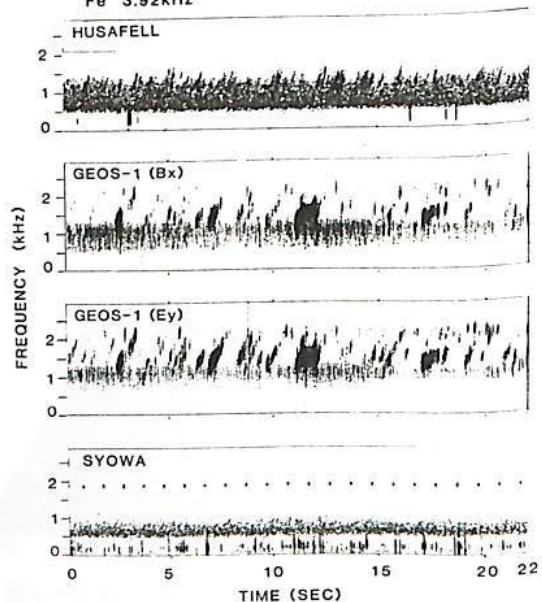


図2

極域電離層で観測されたコーラス周波数の緯度変化

Latitudinal Variation of Chorus Frequency Observed in the Polar Topside Ionosphere

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 (RRL)

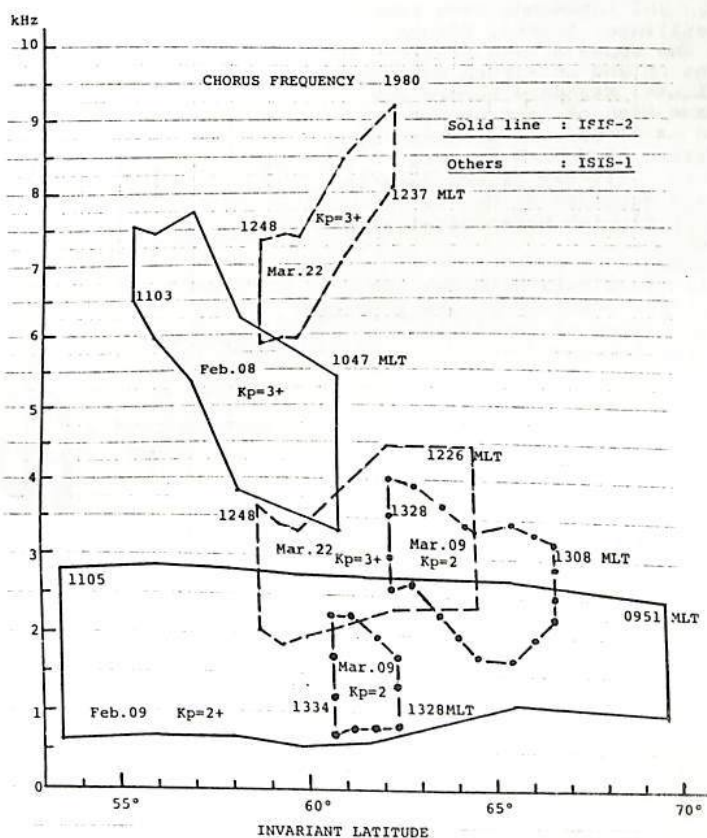
Latitudinal variations of chorus frequency observed in the polar topside ionosphere have been analysed by using 20 ISIS passes of VLF data received at Syowa station, Antarctica for 1976 to 1980. The ISIS VLF passes used contain relatively long extent of chorus appearance in latitude. Some choruses started from narrow-band hiss as Koon(1981) pointed out, but other choruses occur independently from the hiss.

The chorus frequency observed on the dayside (08 - 12 Magnetic Local Time) decreases with latitude at invariant latitudes from 55° to 65° as well as that at mid-latitudes.

In the dayside polar ionosphere, the chorus frequency decreases very gradually with latitude. Apparently it is rather steady with latitude in geomagnetically quiet conditions of $K_p \leq 2$.

However, the chorus frequency increases sometimes with latitude at invariant latitude above about 60° on the dayside (06 - 13 MLT).

The chorus frequency observed on the nightside (01 - 04 MLT) has almost no change with latitude at invariant latitudes above 60° and it is independent of the geomagnetic activity.



H. Yamagishi, T. Ono and H. Fukunishi
National Institute of Polar Research

This campaign has been established by the National Institute of Polar Research as a cooperative project between NIPR and the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research, Space Activity Division. The purpose of this campaign is to study;

- (1) Spatial relationship between auroral particle precipitation and associated change in ionospheric electric field.
- (2) Spatial and temporal relationships between occurrence of auroral hiss emissions and auroral activity.
- (3) Relationship between spatial distribution change of Omega signal intensity and auroral activity.
- (4) Relationship between spectral change of power line radiation (PLR) and auroral activity.
- (5) Relationship between occurrence of chorus emissions and X-ray microbursts.

Two balloons (B₁₅-1N and B₁₅-3N) are scheduled to be launched from Stamsund (67°30'N, 13°30'E) in the period of March 18-31, 1982. At this time of the year, these balloons are expected to drift eastward with speed of 60 - 90km/h. The flight termination is time-controlled by the preset timer before Finland-USSR border. The volume of each scientific balloon is 13,700m³. The total weight and length of B₁₅-1N are 170kg and 83m, while those of B₁₅-3N are 108kg and 78m, respectively. The flight train configuration of the B₁₅-1N balloon is illustrated in Fig. 1.

The campaign is carried out in cooperation with following ground observation stations.

- (1) ELF/VLF

Dr. J. A. Holtet of University of Oslo operates the ELF/VLF receivers at Andøya Rocket Range and Ny-Aalesund, Svalbard.

- (2) Magnetometer, riometer, all-sky camera and ionosonde. Standard recordings of magnetometer, riometer, all-sky camera and ionosonde from four Swedish stations, Abisko, Kiruna, Lycksele and Uppsala, are provided by Dr. S. Westerlund of Kiruna Geophysical Institute. Standard recordings of the same kind of instruments installed at Trömsö are provided by Dr. O. Harang of Trömsö Auroral Observatory. All-sky camera data in Finland are supplied by Dr. R. Pelliben of Finnish Meteorological Institute.

- (3) STARE/SABRE

Electric field data from the VHF doppler radars STARE/SABRE are provided by Dr. E. Nielsen of Max-Planck-Institut für Aeronomie.

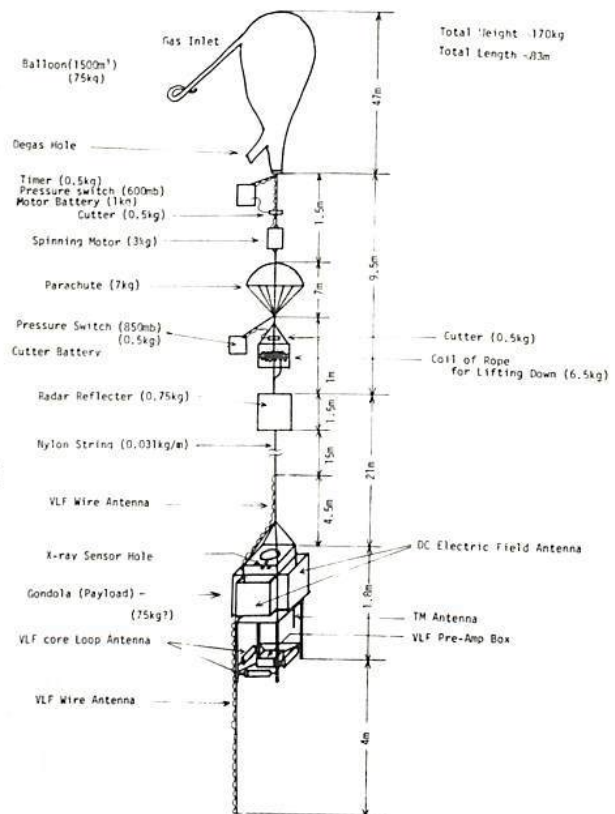


Fig. 1

第 II 会 場

(板橋区立産業文化会館)

5月11日(火)および5月13日(木)

(II-1～II-61)

中部アンデス火山帯の新オシ紀末より オシ紀にわたる火山岩のK-Ar年代

兼岡 一郎
(東大・理)

1980年6月29日～8月25日にかけて、小石直樹(朝
京大、現在茨城大)と研究代表者として、中部アンデス火
山帯の地球化学的調査研究。のための試料採集を南部ペルーを
中心として行われた。採集に要する費用は、昭和55年度文部
省科学研究費補助金(海外学術調査、課題番号504/12)にわた。
調査の参加者は、研究代表者の他に、荒牧重雄(東大)、藤井直之
(神戸大)、長谷川昭(東北大)、野津忠治(筑波大)と当研究者の計6人
である。本報告はそのうちの年代測定に関するもので、当研究
者の担当により行った。

南部ペルー地域において、図1に示すように Barroso Group
として分類される火山岩類は一応更新世に相当するものと見な
されている。本調査において採集された火山岩類は、地球化学
的不見地から新鮮な試料を用いることを基準としてのみ Barroso Group
に属する火山岩類である。

K-Ar年代測定に使用した試料は、二次的K-Ar損失の増進を避
けるために風化変質を受けずに新鮮なものであり、新鮮な
増進を避けるために大きな斑晶(径数mm以上)を含まないものを
選んだ。K含有量の測定は、一部の試料を除いて蛍光分析法に
より測定した。蛍光分析法による汚染を利用したものはある。
放射性起源のCaの定量にはCaをトレーサーとして同位体分析法を用いた。

K-Ar年代測定結果の分布を図2に示す。今回の調査した各地域について、上庄の基準で
試料を選んだにもかかわらず、Arequipaの北西部、Chiriquy, Andagua などの含む地域では
1Ma以下の年代を示すものがあり、東部の Mago Cruz, Puno などの含む地域では 2Ma
より古い値を示すものが多い。このことは、図1に Barroso Group と分類されている
更新世末期程度の火山岩類を含むことを示唆し、活
動時期と中心にあることと分
る。また火山活動も年代に
よって異なり、E. 地域で盛ん
になっており、ある程度の
規則性がある可能性がある。
Cuzco付近の新レニ火山岩類
は、年代的に興味深い。

図2

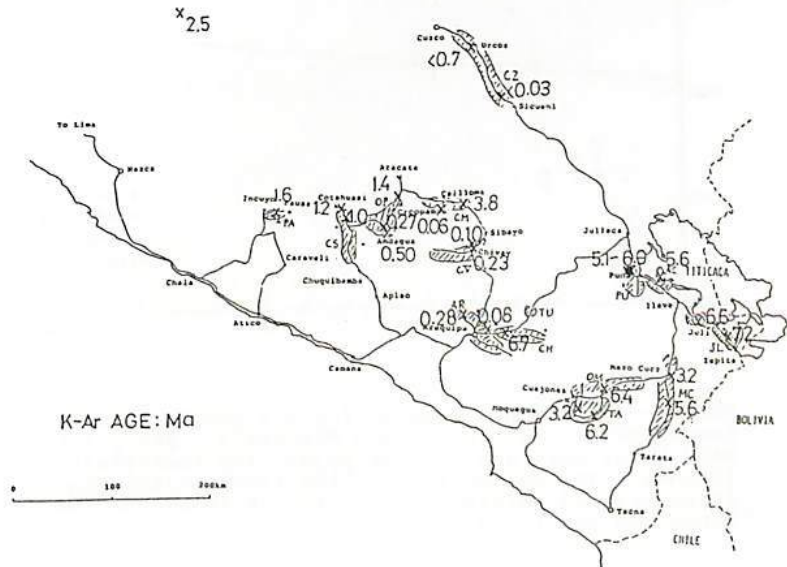
中部アンデス火山
帯、南部ペルーに
おける Barroso Group
に属する火山岩の
K-Ar年代測定結果。

STAGE		FORMATION	
CENOZOIC	QUATERNARY	RECENT	Alluvial deposits Pyroclastic deposits
		PLEISTOCENE	Morrains and fluvial glaciers Mud flows BARROSO GROUP
	TERTIARY	UPPER	Conglomerates SENCCA GROUP
		MIDDLE	TACAZA GROUP
LOWER	Sotillo Formation Huanca Formation		

VOLCANIC

図1

中部アンデス火山帯、
南部ペルー付近における
層序。



南太平洋の島々の火山岩における

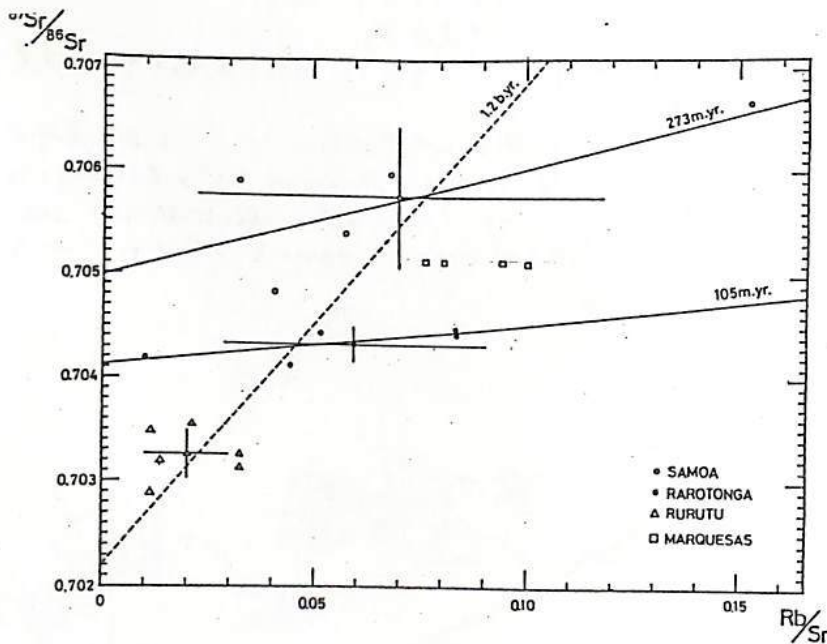
Sr 同位体比と K-Ar 年代

松田桂一 野津憲治 岡野純 安川克己
 (神戸大) (筑波大) (大阪大) (神戸大)

太平洋における3つの大きな島列である Emperor-Hawaii, Austral-Gilbert-Marshall
 として Tuamotu-Line は地形上からはホットスポット説によってうまく説明されるよ
 うに見える。実際 Emperor-Hawaii における同位体年代や化石年代は、このホットス
 ポット説を強力に指示する結果を支えている。しかし、他の2つの島列については、今
 だ、積極的な証拠は得られていない。

Sr 同位体比や K-Ar 年代は、これらホットスポット説を検証するのに有効な手段にな
 り得る。今回、Austral-Cook 列 (Austral-Gilbert-Marshall の一部) に属する Samoa
 Rarotonga, Rurutu の3つの島からの岩石について Sr 同位体比、K-Ar 年代を得るの
 について報告する。Samoa は、Austral-Gilbert-Marshall の折山曲リ帯にあり、
 Emperor-Hawaii から推測すると 40 m.y. になるはずであるが、歴史熔岩があるとの報告
 もある。また、Rarotonga, Rurutu についても地形上からは 20 m.y. 10 m.y. と推測
 して来ているが、他の研究者によって今迄得られている K-Ar 年代は 1-20 m.y. と、非常に若い
 年代しか得られていない。これは火山活動が長くつづき、古いものをあふらせてしまっ
 ている可能性もある。そこで古い K-Ar 年代を得る可能性を探ってみた。また、Sr 同位
 体比は、3つの島では、互いと異っており、しかも Samoa < Rarotonga < Rurutu と東の

島(年代が若い
 はず)に向かってだん
 だんと低くなる(左図)
 これは、1つのホッ
 トスポットでは説明
 するのが難しい。
 また、島ごとに数100
 m.y. の等時線が得ら
 れ、3つの島の平均
 からは 1.2 b.y. の
 等時線が得られた。
 これらは、マントル
 内で生じた不均一の
 タイムスケールを表
 している。



Rb/Sr — ($^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$) diagram for the samples from Samoa, Rarotonga, Rurutu and Marquesas. The points with error bars are average points for individual islands. The dotted line is the isochron for the three average points. Two lines are isochrons for Samoa and Rarotonga.

ESRによる深海底堆積物の堆積速度変動の推定

佐藤高晴
阪大・基礎工

2本の深海底石灰質堆積物柱状試料、KH73-4-7 ($2^{\circ}41.3'N$, $164^{\circ}50.2'E$), KH73-4-8 ($1^{\circ}33.2'S$, $167^{\circ}38.6'E$)中の有孔虫について、ESR(電子スピン共鳴)を用いて、自然放射線の総被曝線量と柱状試料(コア)の深さの関係を調べ、堆積速度の推定を行なった。

一試料は、コアの約8cmの厚さの範囲から取った堆積物を水洗し、ふるいで0.25~0.50mmの有孔虫をより分け得た。この試料から、それぞれ150mgの、未照射、1, 2, 3, 4, 5×10^4 rad ^{60}Co γ 線照射したESR測定用試料を得た。

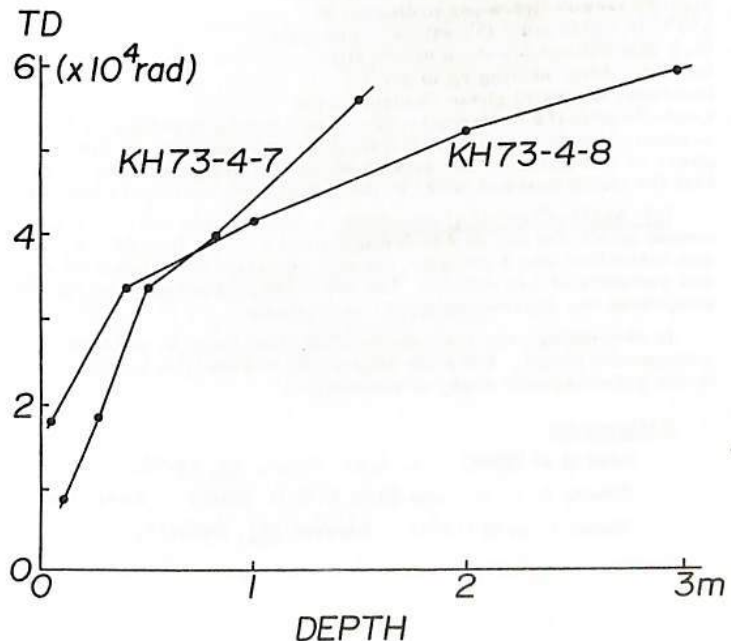
測定は、マイクロ波電力が0.1mw, 変調磁場幅1Gで行なった。ESR信号測定の際、感度が測定毎に多少変動する為、試料中の Mn^{2+} の信号強度が放射線照射により変動しないという仮定のもとに、 Mn^{2+} 信号強度を標準信号として放射線損傷のESR信号強度を補正した。

このようにして求めた放射線損傷の信号強度は、 γ 線照射に対してほぼ直線的に増大している。自然放射線の総被曝線量(TD)をこの割合から推定し、コアの深さと対応を調べた(下図参照)。2本のコアとも、コアの深さとともに総被曝線量が増大している。これら2本のコアについては、微化石の研究がすでに行なわれ(Takayanagi et al. 1979⁽¹⁾)、今回ESR測定した範囲では、*P. lacunosa*の絶滅が、KH73-4-7で、125cm, KH73-4-8で、187cmに観測されており、これらの深さでの総被曝線量はそれぞれ、5.00, 5.02×10^4 radであった。したがって、約500km離れた2つのコア採取地点で絶滅したのが同時代だとすると、これらの部分の年間線量率はほぼ同じとなる。*P. lacunosa*の絶滅年代は、Thierstein et al. (1977⁽²⁾)により474, 000年前と推定されているので、この値を用いると年間線量率は約106 mrad/yrとなる。

ESRによって堆積速度を推定するためには、上述のいろいろの仮定の妥当性など、検討すべき問題も少なくないが、epochあるいはevent内の堆積速度の変動やhiatusの存在を知る事ができるなど、古環境を調べる上で意味が大きい。

References

- (1) Tohoku Univ, Sci. Rep, 2nd ser. (Geol.)
vol. 49, no. 1, p 71
- (2) Geology 5, 400



Takesi NAGATA and Minoru FUNAKI

National Institute of Polar Research, Tokyo

The ordered FeNi crystals (tetraetaenite) can be formed from the disordered Fe:Ni=1:1 fcc crystals (ordinary taenite) by their irradiation by neutrons at about 320°C (Néel et al 1964). In nature, however, a number of meteorites containing a considerable amount of tetraetaenite grains have been recently discovered (e.g. Clarke and Scott 1980). These tetraetaenite phases in meteorites might have been formed during an extremely long time, probably affected by the cosmic-ray irradiation in the extra-terrestrial space.

Since the magnetocrystalline anisotropy energy (E) of tetraetaenite is very large, being expressed as $E=K_1\sin^2\theta+K_2\sin^4\theta+\dots$, and $K_1=3.2\times 10^6$ and $K_2=2.3\times 10^6$ ergs/cm³, where θ is the angle between the magnetization and the [100] direction, the magnetic coercive force (H_c) of tetraetaenite should be extremely large ($\sim 10^3$ Oe).

It seems that those meteorites, in which the Ni-content in metallic phase is relatively large, such as L- and LL-chondrites, contain more or less the tetraetaenite phase. Followings are such examples.

(a) YM-74160 (LL₇) chondrite NRM of YM-74160 contains a magnetically extremely hard component, as shown in Fig. 1. The average chemical composition of metallic grains in this chondrite is given by Fe:Ni:Co=50.1:48.0:2.1 in wt%, and its main Curie point is 560°C. The initial bulk coercive force (H_c) at 20°C is $H_c=255$ Oe, but it becomes only 8 Oe. after heating up to 940°C. This means that the tetraetaenite changes to the ordinary taenite by the heating, because the K_1 -value of the ordered taenite of Fe:Ni=1:1 is about 5×10^3 ergs/cm³.

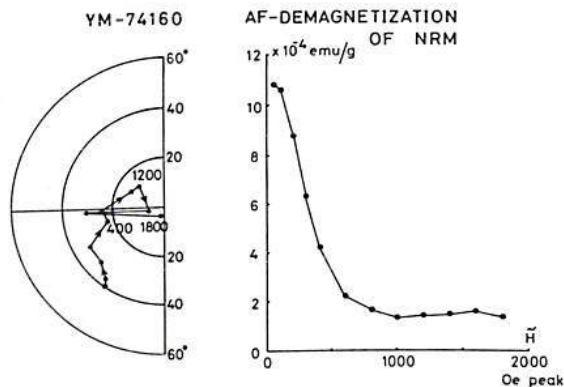
(b) St. Séverin (LL₆) chondrite NRM of this chondrite also is very hard, the residual NRM after AF-demagnetizing to 1000 Oe peak being about a half of the original NRM. The composition of metal phase in this chondrite is given by (tetraetaenite):(ordinary taenite):(kamacite)=50.8:9.5:39.9 in wt% (Danon et al 1979), and its first-run thermomagnetic curves indicate that the metal phase consists of high-Ni taenite (tetra- or ordinary) of 550°C in Curie point (56 wt% Ni), kamacite (5.2 wt% Ni) and low-Ni (<30 wt% Ni) taenite. After heating up to 850°C, however, the metal phase changes to the kamacite plus the ordinary taenite of continuous spectrum of Ni-content ranging from 30 to 55 wt% Ni. This suggests that fine grains of tetraetaenite combine with the low-Ni taenite matrix to form the ordinary taenite phase of intermediate Ni-contents by the heating procedure. The initial coercive force $H_c=500$ Oe indicates that the major parts of metal in the initial composition are tetraetaenites.

(c) ALHA-77260 (L₃) chondrite NRM of this chondrite also contains a magnetically very hard component which can not be AF-demagnetized even by $\tilde{H}=2000$ Oe peak. The metal phases in this chondrite are classified into 3 groups; namely, tetraetaenite of about 50 wt% Ni, ordinary taenite of about 35 wt% Ni and kamacite of 3-5 wt% Ni. The observed thermomagnetic curves also show that the ferromagnetic phase comprises the above-mentioned compositions.

In concluding, the very stable NRM often found in meteorites is due to the remanent magnetization of tetraetaenite phase. Possible acquisition mechanisms for the tetraetaenite NRM will be a significant problem in the paleomagnetic study of meteorites.

References:

- Néel et al (1964) J. Appl. Phys., 35, 73-76.
 Clarke R.S. Jr. and Scott E.R.D. (1980) Amer. Miner., 65, 624-630.
 Danon J. et al (1979) Nature, 281, 469-471.



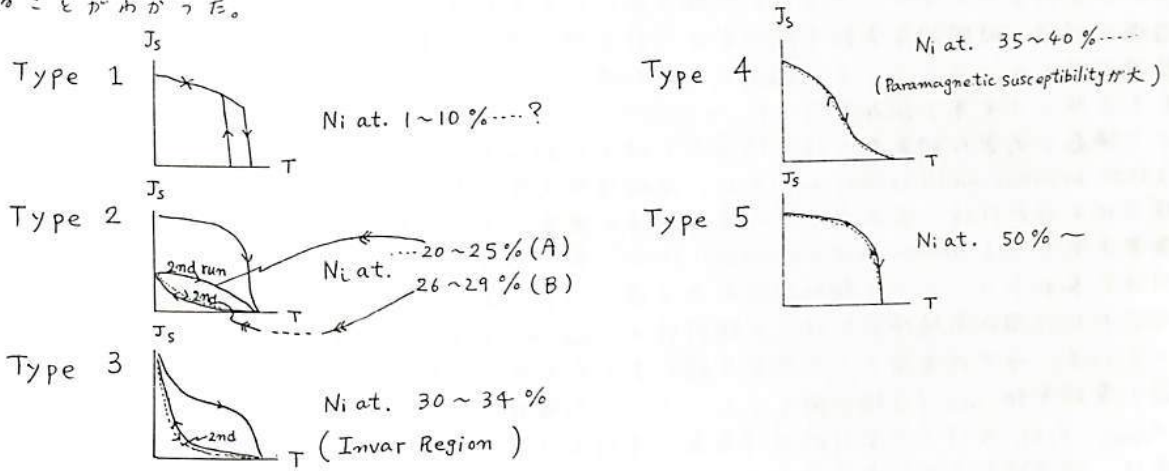
(Fig. 1)

百瀬寛一 永井寛之

信州大. 理学部

筆者らは Fe-Ni alloy について Ni at. 0~60% までを合成して、これらの Thermomagnetic Curve (J_s-T) の挙動を調べている。Fe-Ni alloy の熱磁氣的性質は Ni content によって変化し、Ni の含有量によっては同一試料であっても、加熱速度などによって、 J_s-T curve の形が変形するため Phase-transition temp. と Curie temp. とが区別がつかないことがある。

これらの alloy の J_s-T curve の測定結果から、 J_s-T curve の Type には大分して下記の 5 つがあることがわかった。



この 5 Type の J_s-T curve で注目されることは、Type 4, 5 は heating と cooling process とで reversible であるのに対して、Type 1, 2, 3 は irreversible であり、とりわけ Type 2 の (B) 及び 3 は 2nd run では (1st run の) Cooling Pr. Curve 上を reversible に変化する。

Dr. H. Nagahara によってなされた隕石の Metallic component の分析結果によってこれら Ni-Fe alloy の曲線の組み合わせを行ってみた。今回は Ym 74646 隕石の J_s-T curve と比較してみた結果と Alloy の X 線分析測定結果などについて報告する。

Ym 74646 のような隕石の J_s-T curve と Alloy のそれとを比較することによって、1 つの可能性として隕石の Thermal history を知る手掛りを得ることが出来るかもしれない。

References :

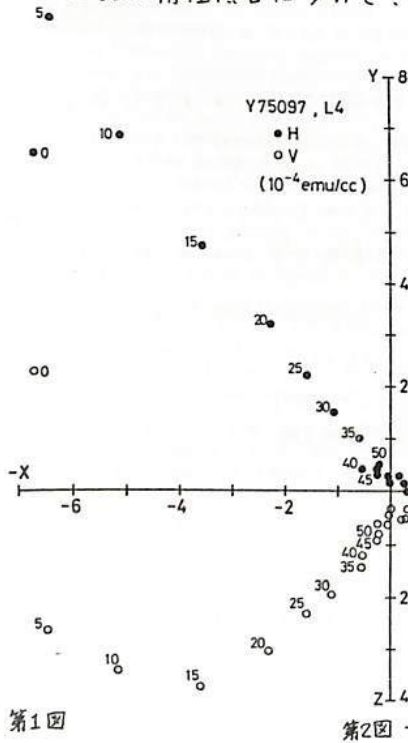
J. Crangle and G.C. Hallam (1963) Proc. Roy. Soc. A. 272, 119~132.
 J. Crangle and G.M. Goodman (1971) " " 321, 479~491.
 H. Nagahara (1979) Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue. 15, 111~122.

浜野 洋三 (東大理)

隕石の磁氣的性質の研究は、太陽系初期の磁場の存在及びその構造を調べることを目的として多く行われてきている (Cf. Levy and Sonnet, 1978; Nagata, 1979)。これらの研究では、隕石の持つ自然残留磁化を使って、古磁場強度を推定することが主である。しかし、磁場強度推定法は、今のところ熱残留磁化に対してしか確立された方法はなく、自然残留磁化の起源が明らかでなく、本質的に非平衡で熱的に不安定な隕石に対して、信頼できるデータを得ることはむづかしい。地球岩石に対する古地磁気学で明らかのように、過去の磁場の構造、時間的な変動を調べるのには方向の議論が重要である。また自然残留磁化の起源を明らかにする上でも、磁化の方向が役立つ。このような観点から、隕石に対して方向づけをする試みを行った。

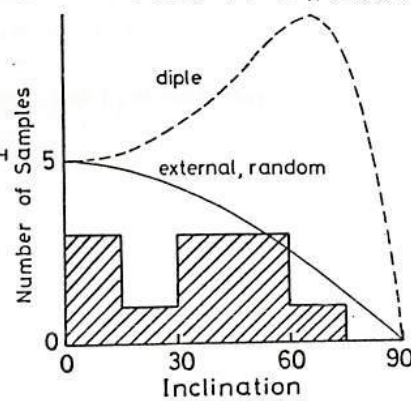
隕石が大きな磁気異方性を持つことはよく知られている (Stacey et al., 1961; Weaving, 1962; Brecher and Arrhenius, 1974)。南極隕石の帯磁率異方性の研究から、この異方性が隕石母天体形成時の表面近くでの集積物体の衝突による圧縮変形によるものであることが推定されている (Hamano and Yomogida, 1982)。異方的な媒質中での帯磁率は、一般に三軸楕円体で表わされ、三つの軸が帯磁率の主値 K_{max} , K_{int} , K_{min} の方向と大きさを与える。測定された11個の南極隕石ではこの楕円体が $K_{max} \approx K_{int} \gg K_{min}$ の関係を持つ扁平楕円体となっている。母天体表面上での衝突圧縮によってこのような異方性が形成されたとすると、最小帯磁率軸 K_{min} は圧縮方向を示し、この方向は母天体表面に垂直と考えられる。従って K_{max} , K_{int} の作る平面は母天体表面に平行となり、隕石の持つ残留磁化とこの面のなす角は、母天体上での伏角を与える。

上記の南極隕石について、自然残留磁化の交流消磁を行った。これらの隕石は全て普通コンドライト (HグループとLグループ) であり、学石学的タイプは3~6である。交流消磁の例を第1図に示す。



第1図

今まで言われてきたように普通コンドライトは磁氣的にやわらかく、100 Oeの交流消磁で磁化強度が10分の1程度に減少する。しかし 20~100 Oeの範囲で安定な磁化方向を示すものが多い。これらの安定磁化方向は帯磁率異方性の向きや強さとの相関はなく、異方性を生じた圧縮変形の過程で残留磁化が生じたものとは考えられない。各隕石について求められた安定残留磁化が、上で定義された



第2図 →

面となす角度 (伏角) の分布を第2図に示す。隕石の数が少ないので確定的な結果は得られないが、このような方法により、残留磁化の起源や過去の太陽系の磁場構造に関する手がかりが得られる可能性がある。

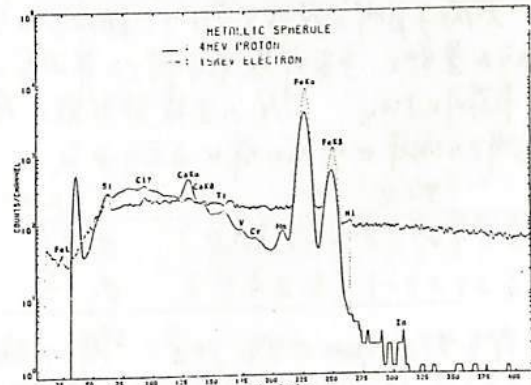
大橋英雄^A, 山越和雄^A, 野上謙一^B, 大喜雅文^C, 藤根久^D

A: 東大宇宙線研究所, B: 独協医科大学物理, C: 九大理学部物理, D: 日大応用化学

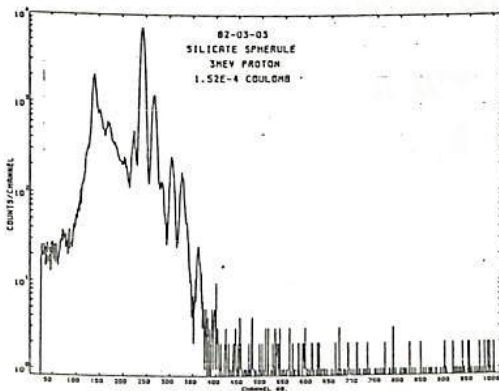
加速された荷電粒子(e, p, α, ...)を試料に照射すると試料中の原子が励起・電離される。電離された原子からはその元素特有のエネルギーを持った特性X線が放出される。この特性X線を検出・分析することにより試料の元素分析を行なうことが可能である。入射粒子が電子の場合がXMA(EPMA), 陽子・α粒子などの場合がPIXEである。

電子の加速は容易なためXMAは電子顕微鏡と組み合わせ製成品化されており元素分析が手軽に行なえるが電子の制動放射による連続X線のために元素の分析感度は約0.1%と低く、微量元素分析には少し足りない。これに比べPIXEでは第1図に示したように試料が電離した際に放出される二次電子の試料内での制動放射に起因する連続X線がバックグラウンドの主要因であり、入射陽子と試料中の原子核との相互作用による制動放射に起因する連続X線は電子照射の場合に比べてはるかに少ない。一般にPIXEの最高検出感度はppmと言われている。

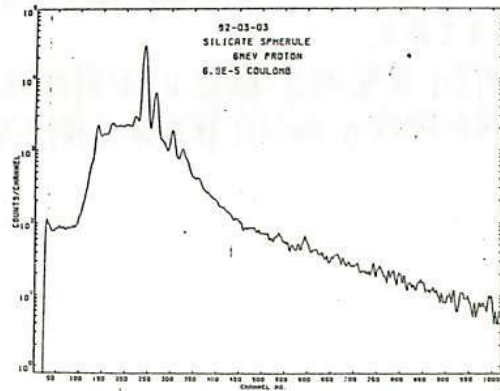
東北大学AVFサイクロトロンで行なった実験結果を報告する。試料としては深海底堆積物中より採取した鉄質およびケイ酸質のスフェール、標準試料としてCanyon DiabloおよびAllende隕石を用いた。第2・3図に示したスペクトルはケイ酸質球粒(スフェール)を3MeV, 6MeVの陽子を照射した場合のものである。加速エネルギーを変えると陽子の飛程が変わり試料の深さ方向の元素分布を求めることができる。実験は厚さ0.3μmのマイラ膜にコロジオンで試料を固定したので、マイラ膜とコロジオンからの信号を差し引いたものを求めなければならない。現在データ解析中である。



第1図



第2図



第3図

惑星間塵の起源と運動に関する実験的研究

山越和雄^A, 大橋英雄^A, 今村峯雄^B
 A 東大宇宙線研究所, B 東大原子核研究所.

惑星間塵の起源は、小惑星帯や、更には外側の惑星周辺、太陽系外からの供給、彗星に伴う供給、岩石の破砕又は、大気中での溶融分離などが考えられている。前回の講演で化学組成のみならず、サイズ別、形態別調査で、特に、はつきりとした起源を示唆するものが得られたことと述べた。試料は洋海底堆積物より分離した鉄質の微粒(スフェルル)である。今回は、スフェルル試料を、大量に分離し、サイズ別にグループ分けを行い、各々のグループから、長寿命宇宙線生成核種 ^{59}Ni (7.2×10^6 年, K-X線プロット), ^{53}Mn (3.7×10^6 年, (n, α)) 及び ^{59}Ni の生成強度を求めた。地球より外側に起源を持つ惑星間塵ならば、太陽光を受け、ヤラー運動のブレーキがかかる。況や、太陽へ向かえば運動を失って落ちていく、いわゆる Poynting Robertson 効果があることが知られている。地球の外周より地球に trap される迄の時間は、簡単に計算でき、
$$t(\text{年}) = 700 \text{Sq} (a^2 - 1),$$

a は、運動のスタート場所の単位は、A.U. (天文単位), ρ は比重, S はサイズ (μm) である。太陽宇宙線の照射を受けて、核反応から生成される ^{59}Ni , ^{53}Mn の生成放射能は、これらの運動と、宇宙線照射率同士の兼ね合いによる。長谷川によれば、 ^{59}Ni の生成放射能の経緯緯度は、惑星間塵のサイズ、及びスタート場所との関係から、次の様にと考えられる。

サイズ	1 μm	10 μm	100 μm	1000 μm
小惑星帯よりスタート (2.8 A.U.)	0.11	0.48	0.87	1.0
木星よりスタート (5.2 A.U.)	0.15	0.48	0.81	1.0

即ち、サイズ 1 μm のグループで ^{59}Ni の放射能は、1.4 倍程度の差が出れば、惑星間塵のスタートした場所の判定がつかない。1 μm の放射能は、実際問題として、サイズ数百 μm のグループをいくつか、とりあてず判定可能。上の計算によれば、どちらでも、放射能は一致するはずである。

測定は典型的な極低温バルブ計測法により、 ^{59}Ni は、Ge(Li) で、 $^{53}\text{Mn} \rightarrow ^{59}\text{Ni}$ は、鋳山施設の Ge(Li) 検出器で測定を行っている。

小嶋 総・座主繁男 (東大理)

東太平洋海嶺 (CYAMEX) およびマリアナ弧 (DSDP Leg 59, 61) から採集された14個の海底火山ガラスにつき、これに含まれる希ガスの組成・および同位体比 (He, Ne, Kr, Ar, Xe) を測定した。

(i) 同位体比

CYAMEX

He同位体比 ($^3\text{He}/^4\text{He}$) は、驚くほど一様で、ほぼ 1.4×10^{-5} の値を示す。又、 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は、4~5,000という高い値を示した。他方、Xe, Kr, Neについては実験誤差の範囲内で大気中希ガスの値と差異が認められなかった。

Ne同位体比については、前回の学会で同位体比異常を報告したが、今回、同じ試料で再び測定をくり返した結果、前回の結果はフランク補正が不適切で、見かけ上異常を与えた(約3~5%)と結論せざるを得ない。

DSDP

Xe, Ne共にCYAMEXガラスに比べ100倍近い量を含み、したがってこれらの同位体比測定は、極めて精密に求めることができた。この結果、Ne, Xe共に空気中希ガスと同じ同位体比を持つ(2.6~2%)と結論する。 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は300~500で、CYAMEXガラスに比べ有意義に低い。この原因は、海水を通しての空気の汚染によるものと思われる。

(ii) 希ガス組成

空気中の希ガスに比べCYAMEXガラス, DSDPガラス共に、きわめて共通した特徴を示す。すなわち、Xe-Arは、組織的に減少するが、Neは逆に空気希ガスに比べ、相対的に多い。これは、一度脱ガスされたマントルから、再び軽い希ガスを選択的に抽出する——いわば、2段階脱ガス——ことにより実現できると思われる。

ダイヤモンドに見出された始源的なHe同位体比

小嶋 稔・座主繁男
(東大理)

南ア産ダイヤモンド8ヶ(各約1~2カラット)を用い、これらに含まれるHe同位体比 $^3\text{He}/^4\text{He}$ を測定した(表1)。試料のダイヤモンドは市販のもので、更に詳しい産地の認定はできない。試料は、いずれも工業用ダイヤモンドで若干の不純物(多くはグラフアイト、オリビン等)を含んでいる。

試料#3-Aは、 $^3\text{He}/^4\text{He} = 2.36 \pm 9 \times 10^{-4}$ を与えた。この値は、これまで地球上の試料で測られたHe同位体比として最高の値である(ただし Josephinite を除いて)。又、隕石に見出される始源的なHe-A ($^3\text{He}/^4\text{He} \approx 1.4 \times 10^{-4}$) に比べても有意義に高い。 ^3He の量は、フランクの約50倍近くある。又、分析に用いた質量分析計はこれまで地球上試料以外には用いていないので、隕石等Heの汚染も考えられな。測定値は大変予想外であるが、実験誤差や汚染で説明することもきわめて難かしいので、ここでは一応、この実験データがこのダイヤモンドの $^3\text{He}/^4\text{He}$ を正しく示したものと解釈し報告する。むしろ地球が隕石に比べ更に高い $^3\text{He}/^4\text{He}$ を持っていたことを結論するには、今後少なくとも2個以上の試料につき同じ様な高い $^3\text{He}/^4\text{He}$ の存在を示すことが必要である。現在その実験を継続中である。

Table 1. He isotopic data of diamonds¹⁾

SAMPLE		Hot blank (2050°C)		DIAMOND		
Name	Weight (g)	^3He (10^{-13}ccSTP/g)	^4He (10^{-7}ccSTP/g)	^3He (10^{-13}ccSTP/g)	^4He (10^{-7}ccSTP/g)	$^3\text{He}/^4\text{He}$ (10^{-6})
#1-A	0.2115	0.2 ²⁾	0.11	1.91	1.50 ± 0.02	1.27
#2-A	0.1473	0.2 ²⁾	0.15	2.18	0.99 ± 0.01	2.2
#3-A	0.1828	2.4	0.12	89.7 ± 3.4	0.38 ± 0.004	236 ± 9
#1	0.3299	1.0	0.08	0.17 ± 0.007	1.1 ± 0.01	1.50 ± 0.06
#2	0.3124	6.2	0.11	< 1.3	21.2 ± 0.2	< 0.06
#3	0.3324	1.3	0.14	2.94 ± 0.24	58.8 ± 0.6	0.05 ± 0.004
#4	0.3466	0.8	0.15	0.59 ± 0.04	14.7 ± 0.1	0.04 ± 0.003
#5	0.2976	0.8	0.18	2.38 ± 0.95	4.76 ± 0.05	0.50 ± 0.2

1) Data are for 2050°C fractions; 900°C fractions are negligibly small.

2) Calculated from ^4He -hot blank assuming $^3\text{He}/^4\text{He} = 1.4 \times 10^{-6}$.

3) Errors in ^3He and ^4He indicate a standard deviation in the peak heights for a single analysis and those in $^3\text{He}/^4\text{He}$ are calculated from those values. The ^4He peak height determination is reproducible within about 10%.

中 沢 清, 杯 忠 四郎
京都大学, 理

これまでに、月、あるいは、他の惑星の衛星の形成過程についての研究は数多くある。しかし、そのいづれもが、大きい欠点をもっており、未だ定まった理論はない。これらの理論に共通する欠点は、単一の素過程だけに着目し、他を無視してしまっていること、又惑星形成過程をふりかえっていないことである。

我々は、京都グループで発展させられた惑星形成論を基礎に、捕獲説の立場から衛星形成過程を論じる。一般に、原始惑星と小天体の encounter の際考慮しておかぬばならない重要な素過程がいくつかある。それらは、(i) 復点としての原始惑星及び太陽の重力、(ii) 潮汐力による軌道変化、潮汐力による破砕効果、(iii) 原始大気によるガス抵抗効果、(iv) 重力圏内に2体以上の小天体が存在する場合の相互重力作用、である。これらについて、各々独立にその効果が調べられた。

太陽及惑星重力の小天体への影響は制限三体問題により調べられ、特に太陽重力が惑星重力圏内の小天体を強制的に振動させ、その軌道がケプラーから大巾にずらされること、又、1~数100回転後、惑星重力圏から粒子を脱走させることが示された。潮汐破砕作用によりても粒子法(小天体)により数値的にシミュレートされ、惑星半径の約2倍以内の近地点距離をもつ小天体は完全に破砕されること、この近地点距離は平衡論から予想される Roche 半径よりかなり小さいことが見えられた。同時に、このように極端に惑星に接近する小天体は潮汐トルクをうけ、小天体の捕獲が起ることが示された。

原始大気によるガス抵抗は、小天体のエネルギーを散逸し、重力圏内に小天体を捕獲する。更にひきつづきガス抵抗が作用すると、小天体はついには原始惑星に集積するまでになる。

以上の素過程を総合化し、我々の月の捕獲過程として、惑星形成論に Consistent な道筋が示された。同じ過程が他の衛星にも適用し、それらの起源についても同じ枠内で議論しうること、更に土星などにもみられる環についても同様の議論が可能であることが示される。

中川義次, 林忠四郎, 中沢清

京都大学・理学部 物理

惑星をつくるもととな、 μ 微惑星は、太陽系星雲の中に含まれていたダストが沈殿集積したダスト層の重力分選によつて生成されたと考えられている。微惑星1個の質量は、およそ 10^{18} gと理論的に見積もられている。現在の惑星は、このような微惑星が衝突合体により成長したものと考えられる。微惑星の合体成長過程についての研究は、これまで

Safronovを始めとして多くの人々によつてなされてきた。これらはすべて太陽系星雲の存在を無視して、真空中での成長過程を調べたものである。しかし、始めに述べた通り微惑星が太陽系星雲の中で誕生したとすると、微惑星の集積を考えると太陽系星雲の存在を無視することはできない。また実際、木星や土星の組成や密度は、これらの惑星が太陽系星雲のガスと大量に捕獲して形成されたものであることを示唆している。したがって、星雲は少なくとも木星や土星の成長が完了するまでは太陽系内に存在したであろう。これらのことから、我々は、地球型惑星及び木星・土星は太陽系星雲のガスの中で成長したものと考えている。今回、我々はガス星雲中での微惑星の集積過程を数値シミュレーションによつて調べてみた。

集積過程を考えると、まず微惑星が太陽系星雲の中でどのような運動をしているのかわかりがたにおかなくてはならない。微惑星は太陽重力場の中で基本的にはKepler運動をしている。Kepler運動をしながら、相互の重力による散乱を繰返ランダム運動を励起する。また、散乱の際のエネルギーや角運動量の交換により公転面上に拡散移動がある。星雲のガスが存在するので、散乱によつて励起されたランダム運動はガス抵抗により抑制を受ける。ランダム運動の大きさは、この励起と抑制の釣り合いによつて決められている。また、星雲ガスは微惑星の軌道半径を徐々に減少させ、太陽に向う流れをひきおこす。

我々は、このような拡散移動や太陽に向う流れを正しく取り入れたサイズ分布関数に対する微分積分方程式を導き、これを数値的に解くことによつて惑星の成長時間を求めた。衝突断面積は、自由空間における2体衝突の公式を用いたが、最近中沢・林によつて明らかになった潮汐破壊による合体断面積の実質的増加は取り入れられている。

このようにして我々の得た結果は、 10^{27} gの原始地球、原始木星、原始土星それに原始海王星が形成されるのに要する時間は、それぞれ 5×10^6 年、 1×10^7 年、 1×10^8 年、 4.5×10^7 年。これらの値は、従来Safronovらが求めた成長時間の $1/10 \sim 1/10^2$ になっている。このような短い成長時間が得られた理由は2つある。1つは集積過程の終段階で拡散移動が非常に活発になり、原料物質が効率よく補給されたこと、もう1つは潮汐破壊による合体断面積の増加である。これらの効果は、これまでの研究においては全く見落されていた。

ガウスの「地磁気の一般理論」

桜井邦朋
神奈川大工

ガウスは、1830年代にグリーンとは独立に、ポテンシャルの理論を展開した。この理論は直ちに地球磁気の研究に応用されて、現在私たちに、ガウスの「地磁気論」として知られる一般理論が完成されたので、 t (1838)。この理論の完成に当って、ガウスのしたもうひとりの仕事(1832)が、重要な役割を果たしている。それは、地磁気の絶対測定法を確立したものであったからである。ウェーバーの協力と彼のこの仕事により、地磁気は初めて高い精度で観測できるようになった。

このガウスの「地磁気論」にポテンシャル論を応用した方法、或は、地磁気の測定結果の数学的解析法は、現在でも踏襲されている。ガウスは偉大な理論数学者とされているが、このようにして、彼の実験数学者(Experimental Mathematician)としての、若い時代からの素養が生かされているように思われる。ガウスがポテンシャル論の創出に当って用いた思考法から、地磁気一般理論に至る系譜をたどることは、科学史上の興味のみならず、科学的創造のプロセスについても、多くのヒントを与えてくれるのである。

田中高史

電波研究所

熱圏循環や大気重力波の影響による効果とは別に、もっと直接的に高緯度地方の擾乱の影響が赤道地帯の電離圏に及ぶことが、何人かの人々によって報告されている⁽¹⁾⁽²⁾。このような現象の最も顕著な例として、巨大シンチレーション現象をあげることもしきるが⁽³⁾、これらのプロセスでは、磁気圏電場の低緯度への侵入という問題が重要となる。一般に、定常状態においては磁気圏電場はアルフェン層でシールドされてしまい、低緯度へは侵入しない。しかし擾乱に伴う非定常過程においてはシールドがやぶれ、低緯度電離圏中に侵入し、種々の変動を発生し得る。このような磁気圏電場の低緯度への侵入の問題は未解決の点が多く、侵入のプロセス、条件等を明確にする必要がある。我々は低緯度電離圏中の異常な変動をセレクトし、これらと磁気擾乱の対応をつけることから、磁気圏電場の低緯度への侵入の問題を解析した。

1978年の沖縄観測所の電離層データから、 f_oF_2 の短期的変動が平均的形態から著しくはずれているものをさがすと、10以上の例が見つかる。これらは18-21LTに集中しており、その変動は急激である。このような変動が磁気圏現象と直接関連していることを示すため、AEインデックスとの比較を行うと、電離圏擾乱の開始時刻は、大きなサブストームの開始時刻と良く一致していることが示される。このことは、東向き電場の発生→赤道異常の増大→ f_oF_2 の変動というふうに理解することができる。しかしながら、これらの例を良く見ると、サブストームとの対応がやや欠ける例もわずかに存在する。これらの例ではサブストームのリカバの後で電離圏擾乱が開始したり、大きなサブストームなしに電離圏擾乱が発生している。しかし、この場合でも中緯度の磁場変動を見ると、対応して、H成分の非対称性の発達が始まっているのが見られる。一般に、中緯度磁場の非対称性の開始と、サブストームの開始は一致するから、電離圏擾乱の開始はどちらとも対応しているのが自然であるが、少数の不一致ケースを見ると、中緯度磁場の非対称性の開始により良く対応していると言うことができる。また大きなサブストームは生じているが、電離圏には変動はないという例もあるが、これらはSCTリガサブストームであった。最後にISEE-3のIMFデータとの対応を見ると、当然のことながら南向きIMF期間が上記の擾乱に対応して存在しているが、IMF北から南への反転はサブストーム開始より30分から1時間前にあるケースが多く、直接電離圏擾乱の開始とは対応していない。以上の結論として、磁気圏電場の低緯度への侵入は、夕方側で顕著であり、中緯度磁場の非対称性増大と一番良く対応していると言うことができる。もしも電場の発生が電離層電流と対応しているならば、中低緯度における磁気擾乱に伴う電流系は、サブストーム電流系でなく、むしろ非対称環電流(物理的に環状の電流があるという意味とは限らず、伝統的にそう呼ばれている電流系)と対応していると言うことができる。

References

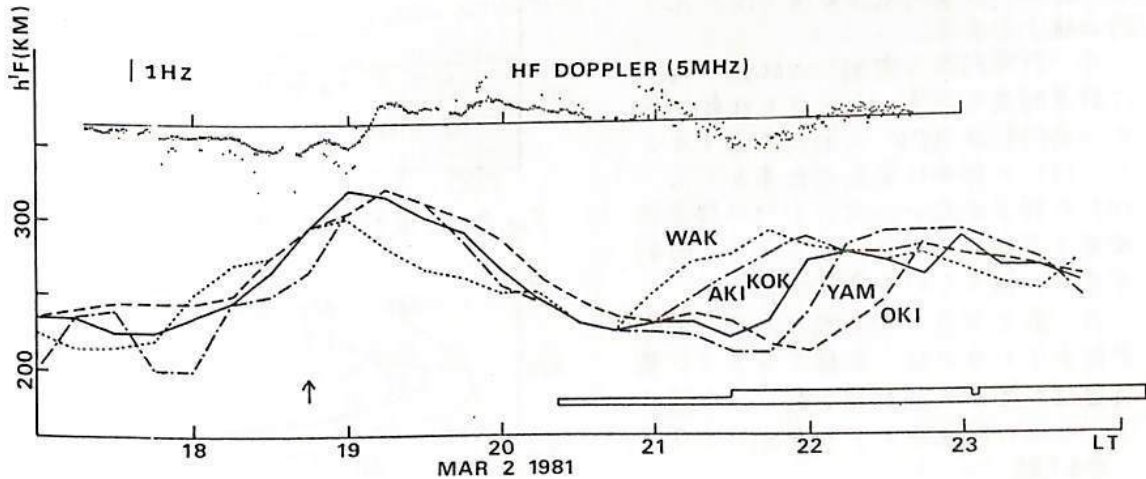
- (1) Bowman, JATP, 39, 1169, 1977.
- (2) Gonzales, et al., JGR, 84, 5803, 1979.
- (3) Tanaka, JGR, 86, 11335, 1981.
- (4) Southwood, JGR, 82, 5512, 1977.

田中 高史
(電波研)

Abstract

Variations of the ionospheric virtual heights during the severe scintillation events⁽¹⁾ are investigated using h'F data at five ionosonde stations and HF doppler measurements at Kokubunji. From these observations, a common feature is found to all cases in the variations of virtual heights, despite the case dependent quantitative differences in the appearance of each event. This feature can be recognized as the two step response of the ionosphere associated with the events. In this construction, increases and subsequent decreases of virtual heights are found to occur in the first step, simultaneously at five stations. Variations of HF doppler represent a characteristic feature of step-like increases at the apex of h'F in the first step. On the contrary, virtual heights increase again in the second step with apparent time dispersions that progress from north to south. The trace of HF doppler shows some splittings in the second step. From these examinations, it is concluded that the second step is responsible for the plasma instabilities which cause the severe scintillation events, while the first step is no longer unstable and corresponds to the enhancement of equatorial anomalies which takes place prior to the severe scintillation events. A plausible mechanism is proposed as the cause of the two step response and resulting plasma instabilities.

Reference (1) Tanaka, T., Severe ionospheric disturbances caused by the sudden response of evening subequatorial ionospheres to geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 86, 11335, 1981.



標準電波のドップラー偏移に見る 広域日の出効果について

矢野 漣 石丸 昭
高知高専 ワシントン大学

1. まえがき 電離層内の電子密度は、日の出にともなう太陽光線の照射により急速に増加する為、短波帯標準電波の周波数がドップラー効果を受けマシフトし、そのシフト量が時刻の経過とともにC字形に変化することが知られており、その解析例が報告されている。¹⁾²⁾ 高知高専でも数年前からこのドップラーシフトを観測しており、この度文献¹⁾と同じ方法で解析し更に電離層の下降速度を考慮に入れて計算したところ実測とかなり良い一致を見ないので報告する。

2. 実測例 Fig. 2 に 10 MHz 標準電波のC字形ドップラーシフトの実測例を示す。これらの曲線は左から JJY, BPM, BPV のものであることをコールサインにより確認した。各曲線が二重に表われているのは異常波と正常波によるものであり、下半分は 5 MHz に対する記録である。

3. 解析方法 電離層内の電子密度を高さ Z に関して二次分布しているものと仮定し、時刻 t に関してはプラズマ周波数の時間依存性の二乗に比例しているものと近似して幾何光学理論を適用し、アイコナル方程式を解いてドップラー変移 δf を求めると、

$$\delta f = \frac{f_0}{c} \frac{d}{dt} \left[\sqrt{\gamma N_0} \left\{ (h_0 - Z_m)^2 \log \frac{h_0 - h_1 + \sqrt{(h_0 - h_1)^2 - (h_0 - Z_m)^2}}{h_0 - Z_m} - (h_0 - h_1) \sqrt{(h_0 - h_1)^2 - (h_0 - Z_m)^2} \right\} - 2D \sin \theta_0 - 2h_1 \cos \theta_0 \right] \quad (1)$$

となる。

ここで、使用文字の意味は Fig. 1 のとおりであり、 $h_0, h_1, Z_m, \theta_0, N_0$ をそれぞれ時間の関数として扱った。また、 $\gamma = e^2 / (4\pi^2 m \epsilon_0 f_0^2) = 80.6 / f_0^2$ であり、 N_0 は最大電子密度(高さ h_0 の時の値)である。

4. 計算結果と実測との比較 Fig. 3 に計算結果を示す。Fig. 2 と比較すると、BPM が BPV の前に位置すること、(1)の部分に交点が出ること、(ロ)の部分が広いこと、(ハ)の部分の曲がり大きいこと、C字発生の時刻が良く一致している事等がわかる。

5. あとがき 今日高知高専で観測が出来ているのは、京都大学および電気通信大学から回路図を戴いたお陰です。ここに紙面をかりて深謝致します。

参考文献

- 1) 北村, Y 氏; HFドップラー観測と電子密度の時間変化, HFドップラー研究報告, pp 5~8, 1977
- 2) 北村, Y 氏; 日の出効果(その2), HFドップラー研究報告, pp. 12~16, 1980

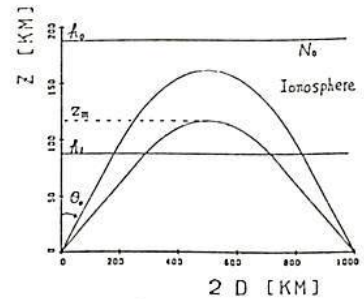


Fig. 1 電離層と坐標系

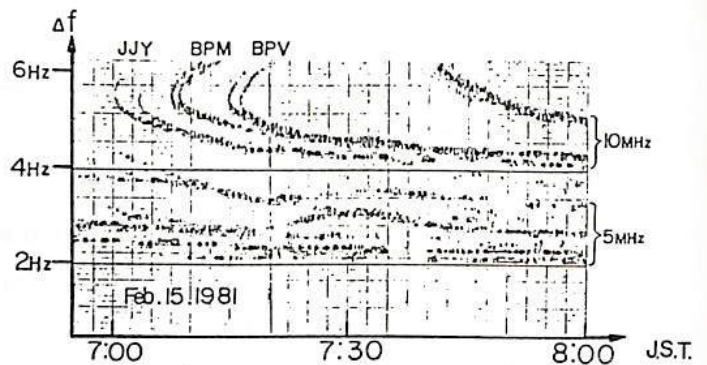


Fig. 2 C字形ドップラーシフトの実測例

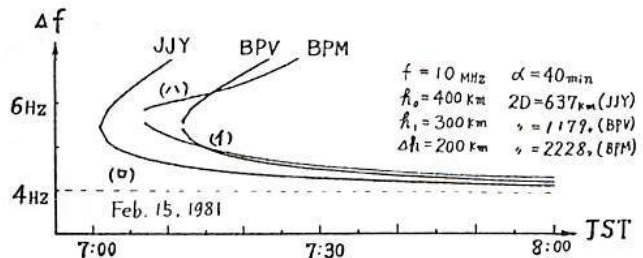
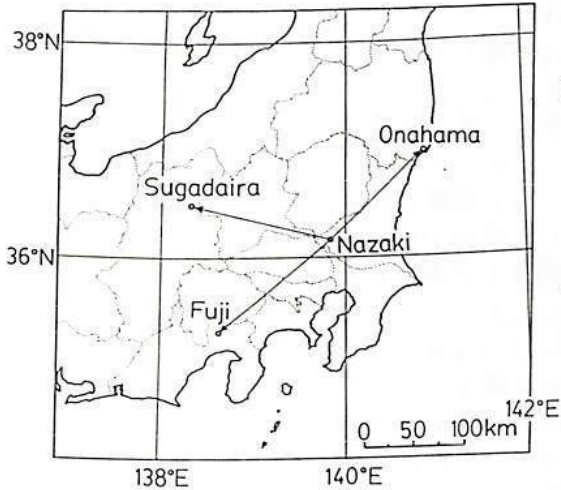


Fig. 3 上記実測例に対する計算結果

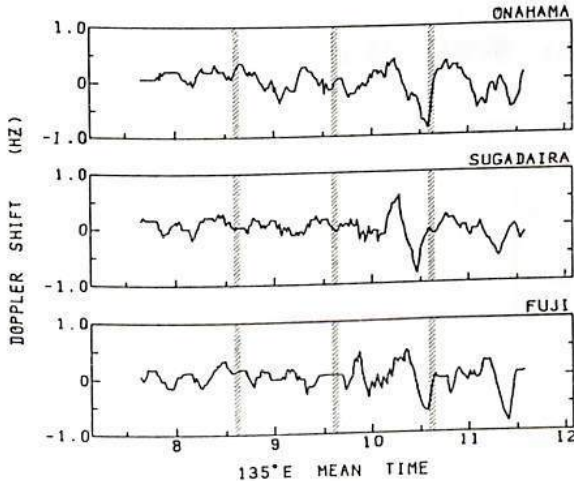
安井英己, 柴田喬, 富沢一郎, 奥沢隆志
電通大



< 図 1 >

直されている。図3はこれに対して相互相関スペクトル解析法で計算した 4つの周期成分 (10, 13.3, 20, 40分) に対する 200分毎の水平位相速度 (矢印) と位相速度値を時間 (横軸) に対してプロットしたものである。方位は北～北西から、速度は 150 ~ 300 m/sec に分布していることが分かる。起源が北からのもの (20 と 40分) と北西からのもの (10 と 13.3分) に二分できるとすれば、位相速度分散は、いずれも負特性 (速度と周期が反比例) を示している。詳細は講演時に譲る。

FEB. 2 1982

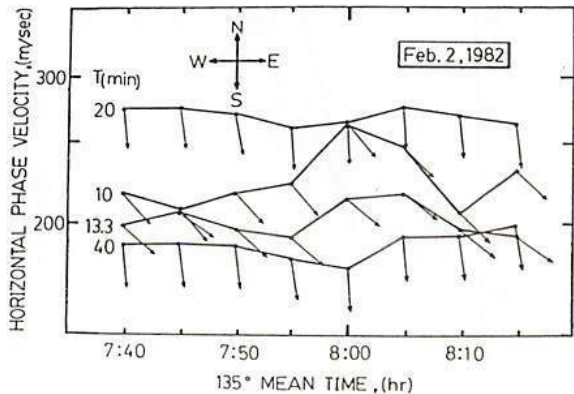


< 図 2 >

これまで大小さまざまな三点観測網によって J_JY 震波のドップラ観測を行ない、M_S-TID の水平位相速度と位相速度、ならびに目下懸案の課題とよんでいる昼間の速度分散特性を調査してきたが、(1) 算出される遅延時間差とデータ読取り時間間隔との兼ね合い、有効なコヒーレンスの制約から有用なデータ事例数が少なく、いささか説得力に欠けるうらみがあった。ゆのため今回は '82年2月1日~25日に発信局のある名崎を囲んで 図1に示す三点 (小名浜, 36.94°N, 140.93°E; 菅平, 36.52°N, 138.32°E; 富士, 35.42°N, 138.62°E) を使った 8MHz-PL 観測を行ない、データ事例数を増した。

図2に同時観測されたドップラ波形の一例を掲げる。図中、斜線部は毎時4分毎の停波時にあたり、Aitken-Lagrange 法で内挿補

- 1) 柴田, 橋, 奥沢, 電離圏・大気圏シンポ. p30, 1980/1.
- 2) 柴田, 奥沢, MAPシンポ. p48, 1980/12.
- 3) Shibata, T. & T. Okuzawa, Horizontal velocity dispersion of M_S-TID's in the F region (submitted to JATP).



< 図 3 >

熱圏における大気重力波の分散特性

柴田 喬, 奥沢隆志
(電通大)

熱圏における大気重力波の伝搬機構を論じる場合, 各種"散逸効果"がその分散特性に大きな影響を及ぼしている事は, よく知られている。ここでは, それら"散逸効果"の影響力の度合を調べる事を目的とし, 現実に近い熱圏モデルに基づいて, 中性大気波動(周期数十分)に関する波動方程式の固有値解析を行なった。

解析結果の一例として, 波動周期, 水平位相速度, 伝搬方位を固定した場合の, 垂直方向複素波数の高度変化の様子を, 下図に示す。エネルギーを下方から上方に輸送する, 上向き重力波モードに関するものである。図中, ①の曲線はイオンドラッグ項のみ, ②は粘性項のみ, ③は熱伝導項のみを, それぞれ考慮した場合であり, ④はそれら三つの項を共に含み, ⑤の破線は, 更にイオン拡散(両極性拡散)の項をも考慮した場合の結果である。各項の役割を簡単にまとめると, 以下の様になる。

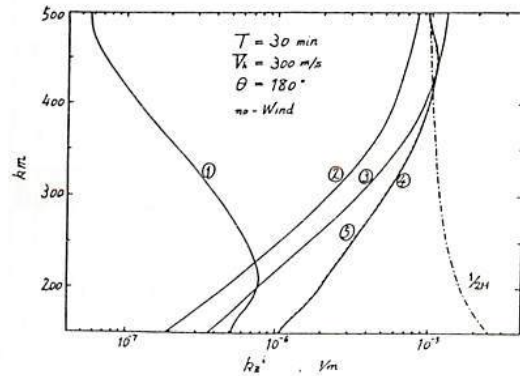
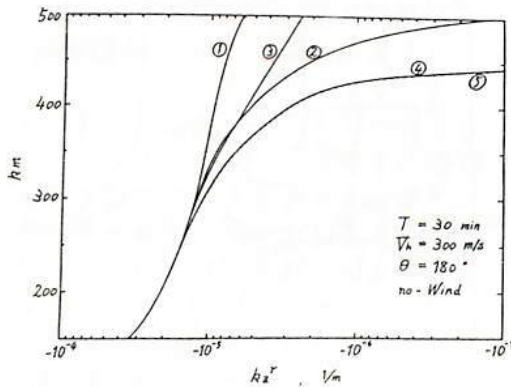
イオンドラッグ項 垂直方向波数 (k_z^2) にはほとんど影響を与えない。すなわち, 熱圏を無損失媒質として理想化して得られる値とほとんど異ならない。しかし, 垂直方向減衰率 (k_z^i) には特徴的な高度依存性が見られ, 電離層高度で果す役割の大きい事が示される。高度約 200 km 以下では, 他の散逸効果の影響をしのいでいる。又, 長周期の波動に対するほど効果は大きい。

粘性項, 及び熱伝導項 . . . 共に, $|k_z|$ を減少させ k_z^i を増大させる。共に高高度ほど影響は大きい。減衰率については, 熱伝導効果によるものの方が粘性効果によるものよりも大きい。高高度 (≥ 400 km) での k_z^i に対する影響についてはそれらが逆転し, 粘性効果の役割の方が熱伝導効果のそれよりも大きい結果となっている。これらの散逸効果が, 大気重力波の垂直方向の反射を, ほぼ支配していると言える。

イオン拡散項 取り扱った高度 500 km 程度以下では, 他の散逸効果に比べてほとんど無視できる。

以上四つの散逸効果の間には, 相互依存の傾向がほとんど認められない。したがって, 現実の分散特性は, 各効果の一次結合の形で成り立っていると見なし得る。

その他, 中性風の影響を含めた詳しい議論は, 講演時に譲ることとする。



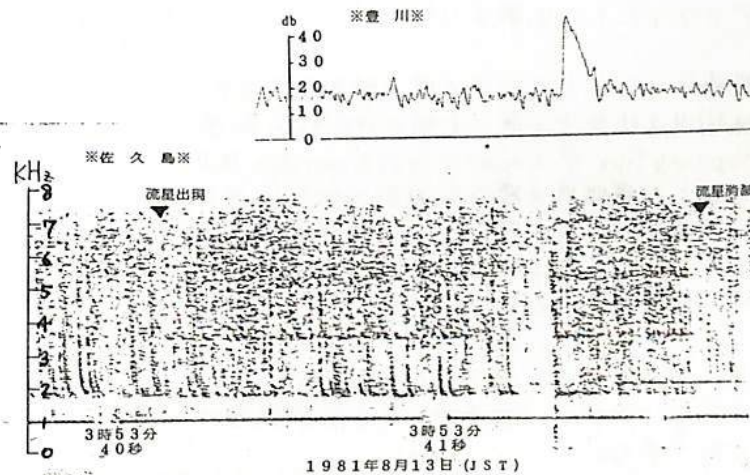
ELF-VLF流星電波放射の観測

渡辺 堯、鈴木和博※

名大空電研 ※豊川工高

流星の電波放射を検出する試みは従来主として30 MHz以上のVHF帯で行われて来たが、未だに電波放射を示す確かな証拠は得られていない。最近流星に伴う異常聴覚現象（明るい流星が出現すると「同時」に異常音が聞えることがある）と関連して可聴周波数領域を含む、ELF-VLF帯における流星の電波放射の可能性が示唆されている(Keay, C.S., 1980, Science, 210, No. 4465, 11)。そこで我々は1981年8月におけるペルセウス流星群の極大期にELF-VLF帯の電波観測を試みた。観測には空電研佐久島観測所のホイッスラー観測システムに加えて、豊川に設置した低感度ELF-VLF受信器とを用いた。出力はカセットテープレコーダに収録し、ソナグラフにて解析を行った。流星の眼視、写真観測のデータは日本流星研究会のメンバー多数の方々から提供していただいた。

豊川に設置した受信器のゲインは、最強のトウイク空電が辛うじて受信される程度とした。併行して行った眼視観測と電波観測とを比較して見ると、明るい流星の出現に対応して強いパルス状のノイズがしばしば受信されている。ノイズレベルは大変高くテープレコーダまで完全に飽和する程であった。眼視・写真観測により流星の経路が良く決定出来た例を下図に示す。図中、上は豊川で観測されたノイズのレベルを示し、下は佐久島での観測によるソナグラムを示す。この流星は1981年8月3日3時53分40.1秒(JST)に湖上上空に出現した一等級のペルセウス流星群に属する流星で、継続時間は約1.6秒であった。佐久島と流星の爆発点との距離は大体204 km、豊川からは224 kmであった。流星の最終高度は76 kmであった。流星の見え始めた高度は約50 kmと推定されるが、それから約1秒間のあいだトウイク等のバックグラウンドの空電レベルの上昇が見られる(下図のソナグラム参照)。この上昇は流星が地上より100 kmのあたりまで落下するまで続いており、流星のイオンテイルによる空電の反射を示しているものと思われる。続いて空電のレベルが一時的に下った後(高密度のイオンテイルによる吸収と思われる)高度が95 kmのあたりから流星が爆発的に光度を増大させ始めた時(53分41.4秒)、豊川での観測でも分るよう突然強いノイズが受信された。この強いノイズの継続時間は約0.1秒間であり、この間豊川、佐久島の受信器はいづれも飽和している。ノイズレベルが下った後、流星が高度76 kmにて消滅するまでの約0.4秒間のあいだ非常に特徴的なノイズが観測されていることがソナグラムにより分る。それは、地球-電離層導波管のカットオフ周波数である約1.7 kHzの整数倍の周波数の部分が強められたホワイトノイズ的な雑音である。この雑音が出ている間はトウイクの数が目立って少ない。流星が消滅した後は空電レベルの低下がしばらく(数秒間)続く(この流星では顕著な流星痕が観測されている)。これは高密度のイオン柱による吸収によるものであろう。ここにあげた例と同じような強いノイズに始まるホワイトノイズは他の明るい流星についても観測されており、流星による電波放射である可能性が強い。放射のメカニズムについては良く分らないが、例えば核爆発によるVLF電波放射からの類推で、流星によるマッハ60の衝撃波群により乱された領域の電磁放射が考えられる。受信電界強度から推定した放射電力は大体 10^5 ワットのオーダーであるが、これは典型的な一等級の流星が高度90 kmのあたりで1秒間に失うエネルギーの約10%に相当する。この電波放射の主成分は1 kHz以下のELFにあることが今回の観測より分っている。



流星写真 (和歌山県海南高校)



VLFカウスビーム波入射による電離層-大地間の伝搬(3次元ビーム波の取扱い)

長野 勇 萩保正喜 吉沢重雄 川端一也

(金沢大工)

序 VLF自然電波やSiple局の地上定点観測によると、その大地上の強度分布は東西南北に一様でなく、ある形状をしている。⁽¹⁾ 又、左右両円偏波が観測されている。これらの実験結果を従来の平面波取扱いによる理論計算で説明することは困難であり、著者らは一方向のみ変化するカウスビーム波を電離層上部から入射し大地上の電磁界分布を計算する方法を発表し、ある程度観測事実の説明を行って来た。⁽²⁾ 今回、更に現実的な二方向に振幅が制限されているビーム波の計算プログラムを完成したのでご報告する。

計算方法 図1のように、電離層上方から法方線ベクトルの主方向が任意である3次元ビーム波を入射する。電離層中及び大地上の電磁界分布は次式のように表わされる。

$$E(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} C(k_x, k_y) \tilde{E}(k_x, k_y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (1)$$

ここに、 C は電界の z 成分で規格化した入射ビーム波のフーリエ成分であり \tilde{E} は平面波取扱いによるfull. wave解である。

実際の計算は(1)式を直接実行するのでなくフーリエ積分を2次元離散的フーリエ変換に近似して行い、⁽³⁾ 計算時間を短縮している。具体的な入射波モデルとして、 x, y 方向の分散をそれぞれ σ_x, σ_y とするGaussian beam波、つまり

$$g(x, y) = \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) - j(k_x x + k_y y)\right) \quad (2)$$

を用いた。計算プログラムのチェックは σ_y を大きくし、既に完成済みの2次元プログラムとの比較より行った。

計算例 下部電離層モデルとして日中の電子密度分布を用い、地球磁場は伏角70度で上向きである。入射波の最大強度点でPoynting fluxが 1 W/m^2 であるbeam波を垂直に入射した時の大地上の電磁界の様子を図2(a)に示し、そして等レベル曲線を図2(b)に示す。等レベル曲線が入射時には円状であった波が、大地上では形がくづれ、振幅の大きい方向が磁場方向から少し西の方向にづれているのが興味深い。

今後は、この完成したプログラムをVLF方探(NPE法、T-DF法)のアルゴリズムに適用し、観測時には方位角誤差について検討する予定である。

参考文献 (1) Turuda and Machida, U-S Japan seminar 1981

(2) Nagano et al., Mem. Natl. Inst. Pol. Res., 2, 1982

(3) 中村・木村 電磁界理論 EMT-76-1

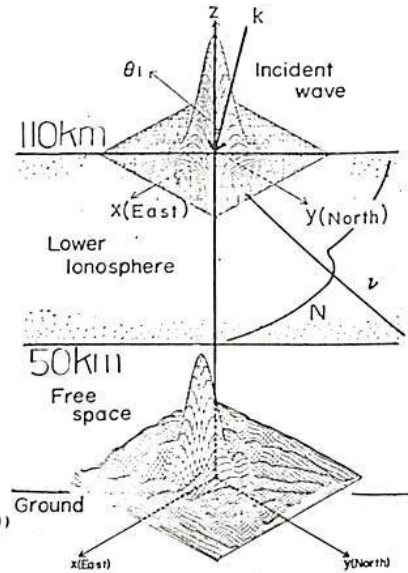


図1

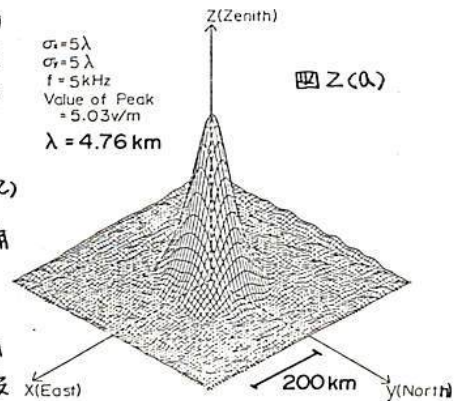


図2(a)

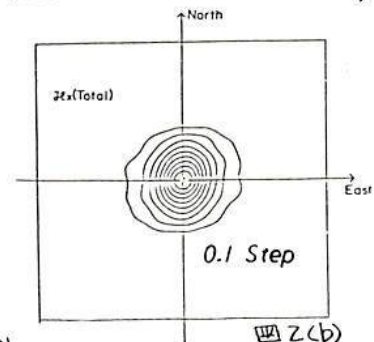


図2(b)

図2(a) 大地上の空間分布
(b) 等レベル曲線

VLF波反射係数による下部電離層電子密度推定のシミュレーション

—— 周波数毎に逐次推定する場合

満保 正喜 長野 勇 岡田 俊二

(金沢大学工学部)

はしがき 筆者等はVLF波地上観測資料を用いて、下部電離層の電子密度を推定することを目的として、VLF波の電離層反射係数資料によるシミュレーションを行い、種々の周波数の資料を同時に用いて推定する方法を報告した¹⁾。(以下、従来法と称する。)が、本報告では周波数毎に且つ推定の繰返し計算毎に逐次に推定範囲を拡張する等、推定精度の向上を図ることができたので報告する。

本論 先に行った報告では電子密度の推定に用いる資料の間に独立性があることが望ましく、その判定基準として、積分方程式の核で作りうるグラムの行列式 Δ の値が $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 程度以上あることが得られた。所が、違った周波数で似た形の核の場合でも推定できることが望ましく、このような場合には、一つの周波数毎に R_{\parallel} , R_{\perp} の実部、虚部の資料を用い、 Δ の判定を行うと精度が上がる。そして、具体的にオメガ波3波を金沢で受信する例について示すと、先づ、核の値の大きい 70 km を中心とした $\pm 2 \text{ km}$ を推定し、繰返し計算毎に $\pm 2 \text{ km}$ ずつ推定範囲をふやすようにして、精度をあげた。又、オーソドックスなフレッドホルム積分方程式の離散型固有振動現象²⁾を除くため、3長最小自乗近似により平滑化した。

このような手法により、 $10.2, 11.33, 13.6 \text{ kHz}$ のように、かなり資料間に相関のあるような場合でも、従来の方法に比べて、図1に示すように、よく推定できるようになった。又、反射係数の振幅に $+9\%$, -8% 、位相に $+9^\circ$, -9° の誤差があった場合の推定誤差を図2, 3に示す。このシミュレーションにより、電子密度推定の可能性を高めるものと思われる。

結言 下部電離層の電子密度の推定を行うのに、先に行った報告では、種々の周波数の資料を同時に用いて推定するようにしたが、これを一つの周波数毎に分けて、初め一回の推定範囲を制限し、推定毎に逐次、その範囲を緩和し、又、3長最小自乗近似により平滑化を行うことにより、かなり改善された。又、測定誤差の推定誤差も例示した。

文献, 1), 満保, 長野, 中村, 岡田, 半田. 電子通信学会論文誌, vol J64-B, No.11, p.1212, 昭和56年11月

2), Whittaker and Watson: A Course of Modern Analysis, Cambridge, Univ. Press, p.172, 1965.

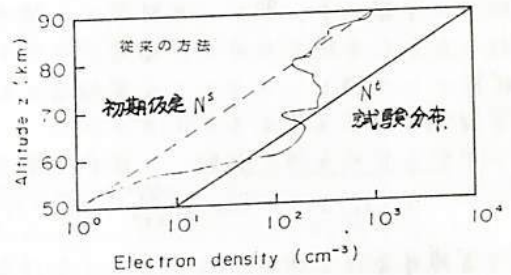


図1. 従来法と改善後の比較.

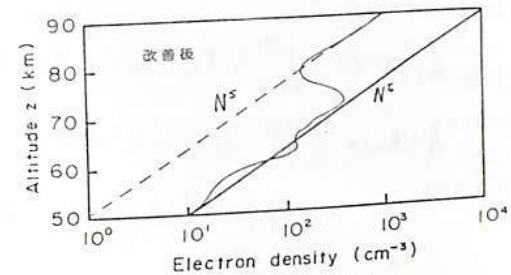


図2. 反射係数振幅誤差の影響.

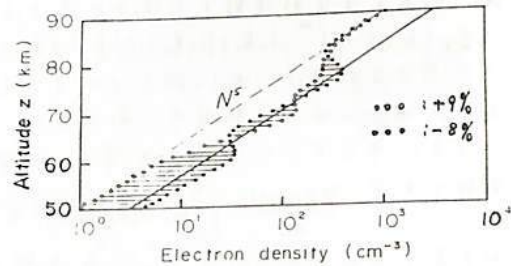


図3. 反射係数位相誤差の影響.

満保 正 喜 長野 勇 木南 宗孝
(金沢大学 工学部)

はしがき 地上局 VLF 波の電離層反射観測資料を用いて下部電離層の電子密度を推定する場合、初期仮定電子密度分布に対する VLF 平面波の電離層入射角を求める必要がある。又、スポット現象を伴う中波帯夜間南北伝搬の理論電磁界強度を求めようとする場合、収束因子が電離層の入射角を求める場合、その電波通路を求める必要がある。ここでは電波通路の一部をなす電離層反射の h_op 距離をガウスビーム波を用いて推定する方法について述べる。即ち、反射ビーム波の振幅最大点の振幅、位相が反射平面波のそれと一致したものを得るため、平面波をガウスビーム波の L⁻¹ の拡がり非常に大きくなつた状態として捕え、そのような電離層反射波の波数スペクトラム 3 波で、電離層の h_op 距離を推測しようとするものである。

ガウスビーム波の反射 自由空間中のガウスビーム波の式

$$E(x_i, z_i) = \exp\left(-\frac{x_i^2}{2\sigma^2} - jk_z z_i\right) \dots (1)$$

を境界条件を適用し易いように座標変換すると、TMモードに対しては、

$$E_i(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x) \exp(-j k_x x - j k_z z) dk_x$$

$$A(k_x) = \frac{\sigma \cos \theta_i}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2} k_0^2 \sin^2 \theta_i\right) (\cos \theta_i + \sin \theta_i \cos \theta_i \frac{k_x}{k_z}) \right. \\ \left. \times \exp\left\{-\frac{\sigma^2}{2} (k_x^2 \cos 2\theta_i - k_x k_z \sin 2\theta_i)\right\} \right\} \dots (2)$$

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$$

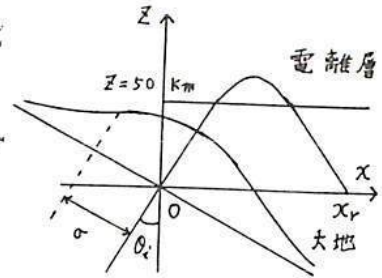


図1 座標系

z=0 でのガウスビーム波 E_i(x, 0) を入射させ、その反射波は、k_x 成分の反射係数を R(k_x) とすると、

$$E_r(x, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x) R(k_x) \exp(-j k_x x) dk_x \dots (3)$$

この(3)の反射波は A(k_x) の形をそのまま保存してあり、σ が大きい場合には、反射波も入射波と同じ形のガウスビーム波となる。そして、このビーム波は、h_op 距離 x = x_r で最大値を持つから、

$$\frac{\partial E(x, 0)}{\partial x} = \int_{-\infty}^{\infty} k_x A(k_x) R(k_x) e^{-j k_x x} dk_x = 0 \dots (4)$$

(4) を充す x を求めるとよい。これを解くのに N 分布は 50 km T⁻¹ 1%、90 km T⁻¹ 1x10³%、を適る指数分布、f=10.2 KHz、σ=100 λ、θ_i=60° の場合で波数スペクトルを近似的に図2の3成分で表わすと、(4)は

$$B(k_{x_0} - \Delta k_x) e^{j \Delta k_x x} + B(k_{x_0}) + B(k_{x_0} + \Delta k_x) e^{-j \Delta k_x x} = 0 \dots (5)$$

ただし、B(k_x) ≡ k_x A(k_x) R(k_x)

となる。これを解いて、x_r = 6.72 λ という値を得た。一方、(3)を具体的に最大値を求め (Δx = 1/4) 補間法により 1/4 の精度で求めた結果、x_r = 6.68 λ であり、両者の差は、1.2 km である。この程度の誤差は電子密度推定には略許容しうるものである。

結論 ガウスビーム波のビームの拡がり大きい場合の振幅最大点の位置を求めることにより電離層の h_op 距離を求めることが出来た。

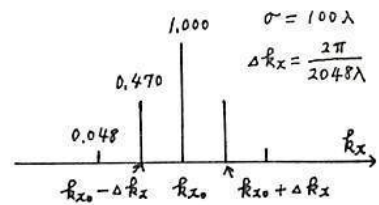


図2 入射ガウスビーム波の波数スペクトラム

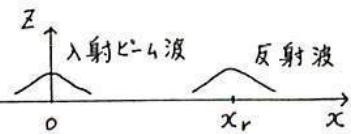


図3 ガウスビーム反射波

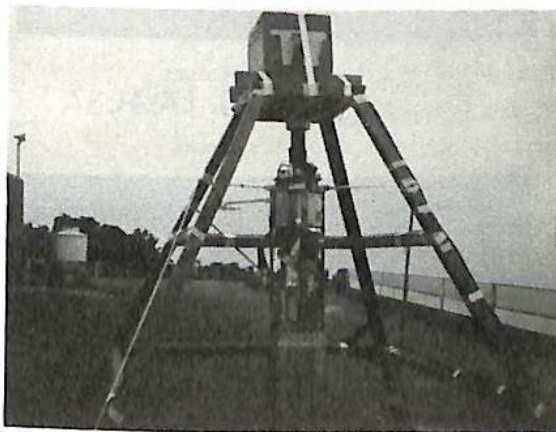
II-23 K-9M-72号ロケットに搭載したリングコア磁力計による磁場観測

斎藤尚生・湯元清文・瀬戸正弘・青山 巖・平尾邦雄
(東北大・理) (東北工大) (東海大工) (宇宙研)

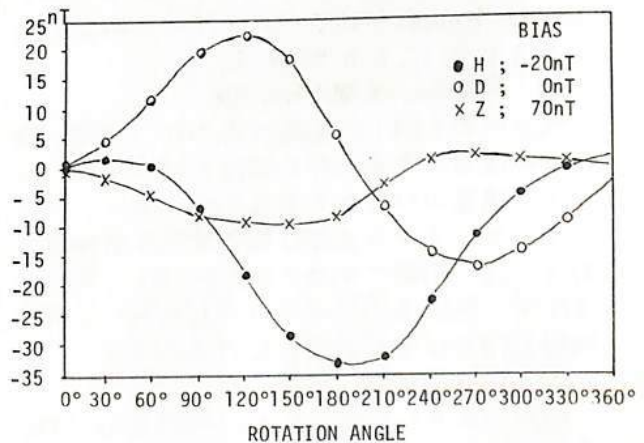
人工惑星MS-T5 に搭載すべく、我々の研究 group が開発中のRing-core 磁力計のオ7 次開発計画として、K-9M-72 号機 Rocket に搭載したMCF-Rの実験が昭和5年2月13日に内ノ 浦で行なわれ、ring-core 磁力計による我国最初のrocket 実験に成功した。この rocket 実験にはふたつの目的があり、そのオ1は、工学的目的であり我々が研究開発している高 感度 ring-core 磁力計のrocket 高度での性能試験を行なう事であった。オ2は地球物理 学的目的であり、地球磁場三成分を観測することにより電離層 S_q 電流に伴うfield-aligned current ($\sim 10nT$) の空間分布を求める事であった。

得られたdataは目下解析中であるが、このふたつの目的を達成する為に本実験では特 に慎重にrocket 本体の磁気 bias test を行なった。この様なtestは、将来日本が飛翔体 を用いて高感度磁場観測を行なう場合には必ず留意すべき問題点であることから、本講演 においてはこの飛翔体の持つ残留磁気及び誘導磁気のtestに主眼を置いて報告する。

オ1 図はrocket 実験打ち上げ前にPIセンター前で行なわれたrocket 本体の残留磁気測 定実験の様子を示す。MCF-R のBoom伸展時のsensor位置にstation 用高感度 ring-core 磁力計 sensorを設置し、rocket 本体の移動及び回転に伴う残留及誘導磁気の測定を行なっ た。オ2 図は他のPIのantenna を総て収納したまま rocket 本体を一回転した時の残留及 び誘導磁気の変化を示す。図から少なくとも、MCF-R Boom 伸展時のsensor位置 (sensor は本体から $\sim 40cm$ 離れる) で、rocket 軸に垂直な面内で $\sim 20nT$ のDC的残留磁気が存在し、 かつ $\sim 40nT$ の誘導磁気が存在していることが明らかである。本講演では、この残留磁気 測定実験に基づいて、飛翔体に得られたdataの解析結果についても報告する。



第 1 図



第 2 図

オ3回 NASDA-SEPAC実験総合報告

大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 長反信人, 二宮敬彦, 佐々木進, 柳沢正人
(宇宙研) 江尻全機(極地研) 工藤勲(電総研) 中村嘉宏(航技研)

1983年9月に予定されているSpace Shuttle Spacelab 1 SEPAC実験(Space Experiment with Particle Accelerators)は、電子ビーム発生装置、プラズマ加速器、計測診断装置、制御装置の全機器のフライトモデルが完成し、昨年12月、宇宙開発事業団筑波大規模スペースセンターで、最終の総合システム試験を行った。実験はスペースシャトルのパレット(荷台)を擬したシミュレーターに、フライト時と同じ配置で機器を設定し、更に宇宙空間環境を模擬するためイオンエンジンを用いて背景プラズマを生成した中で行われた。主要な試験項目は、フライト機器の真空内運用試験、電磁干渉試験、帯電及び帯電中和試験、搭乗員訓練であり併せてビーム放出に伴う科学データの取得が行われた。

(1) 真空内運用試験

全機器は、真空内においても初期の性能を発揮しオ1図、オ2図に示すような高出力電子ビーム放出、プラズマ雲放出が予定通り行われた。科学データとしては、フォトメータによるビーム励起光、プラズマ励起光及び波動データが取得された。背景プラズマが存在する時、HF、VLF帯とも強い波がうかり、特に帯電時にそれが顕著であった。電子エネルギー分析器は、帯電時帯電電圧以上のエネルギーの電子を観測し、これらのデータは現在解析中である。

(2) 電磁干渉試験

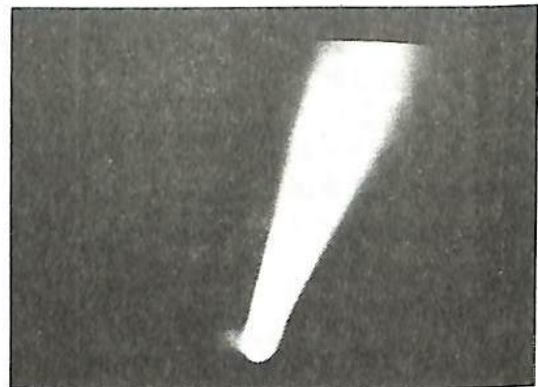
これは、スペースシャトルの飛行安全の点から、NASAよりデータ提出を求められていたもので、予定したデータ取得を全て完了し、critical周波数ではスペック以上のノイズは出ないことが判明した。

(3) 帯電及び帯電中和試験

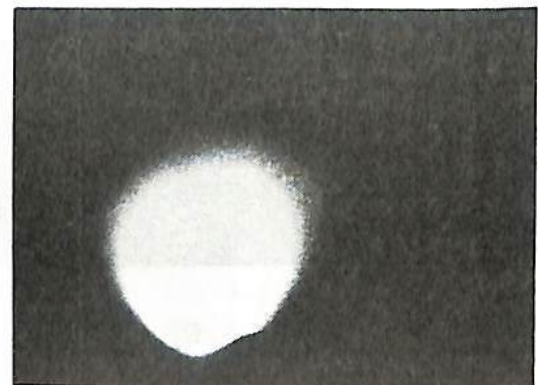
後の発表で詳しい報告があるが、帯電の特性、帰還電子電流分布の特性が得られた。フライト機器の1つであるフローティングプローブのデータから正確な帯電電圧を評価するのはかなり困難であることが判明し、電子エネルギー分析器のスペクトラムから、正確な情報を得る必要があることがわかった。

(4) 搭乗員訓練

NASAから、ギャリオット博士をはじめとする搭乗員が参加し、実際にSEPAC機器を自分達の手で運用することにより、その運転技術を習得した。



オ1図(電子ビーム)

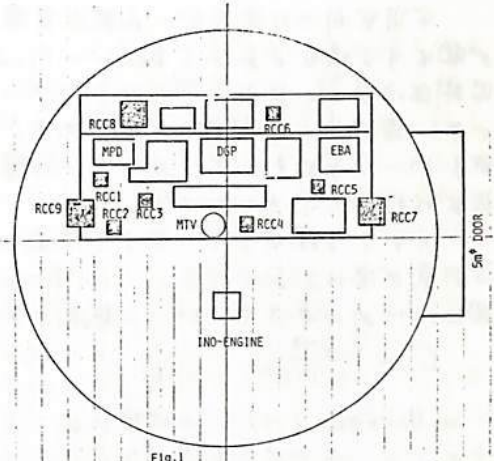


オ2図(プラズマ雲)

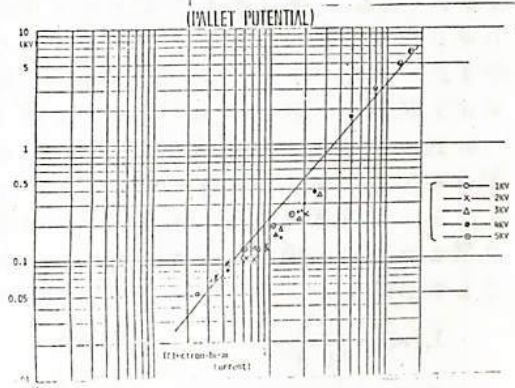
才3回NASA/SEPAC 帯電実験報告

矢野 章, 河島信樹, 佐々木道, 大林辰彦
宇宙科学研究所

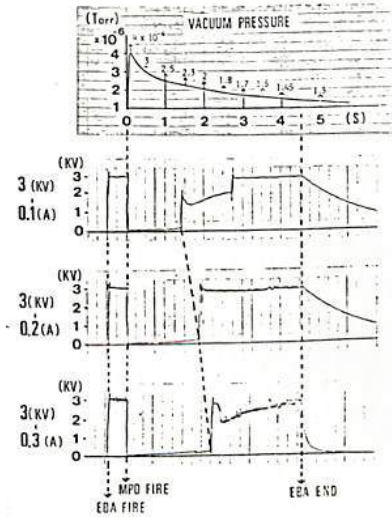
宇宙開発事業団筑波宇宙センターの大型スペース・チェンバー(8m³×20m³)でのSEPAC機器真空テストは1981年12月に行われ、無事に終了しました。テストされた色々な項目の中で、SEPACシステム全体をチェンバー壁より電気的に絶縁して行なう帯電実験の結果を報告します。帯電実験の目的は、[Fig-1]に示されている様なパレット上ト搭載されているSEPAC機器の電子ビーム放出に伴う帯電状態での動作確認が主であるが、電子ビーム放出に伴う様々な現象のSEPAC測定機器(DGP), 我々帯電実験用の測定系、両者による観測データの比較検討もその大きな目的となっている。今回の実験においては、電子ビームパラメータとして10mA~1.6A, 1kV~7.5kVの範囲で行われたが、真空状態でのビーム放出時の帯電電位(Palladium-Potential)はビームエネルギーまで上昇し、又アラズマ中でのビーム放出による帯電電位は[Fig-2]に示す様に $V_p \propto \sqrt{E}$ (Beard & Johnson) の関係式を満足している。[Fig-2]は電子ビーム放出0.5秒後にMPDアーキ・ジェットアラズマを放出した時のパレット電位を示す。[Fig-4]はアラズマ中でのビーム放出時のリターン電流のエネルギー分布を示す。



[Fig-1]

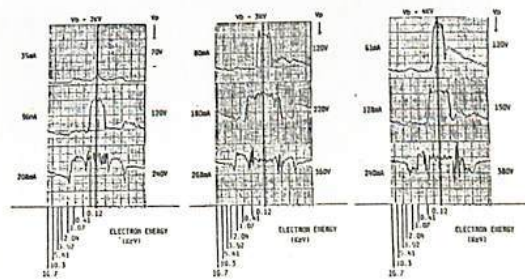


[Fig-2]



[Fig-3]

(FD-5/EBA-ION ENGINE JOINT OPERATION)



[Fig-4]

高橋 邦明, 佐々木 進, 矢野 章, 河島信樹
(宇宙科学研究所)

宇宙空間での電子ビーム放出実験にともない、ビームの経路に沿って大量のプラズマが発生する場合がある (Beam-Plasma-Discharge)。大量のプラズマが発生すると、微細体のビーム放出にともなうリターン・カレントをこのプラズマ電から取り込むことができ、微細体の帯電中和がなされる。また、B-P-D発生と同時に波が励起されるため、電子ビームのエネルギー分布等に影響を与え、ビームの性質が重要となる実験では B-P-D 発生は好ましいものではない。

このような理由から、B-P-D現象について、その発生の条件、発生のメカニズムに関する研究が注目されている。W. Bernstein (1979) は大型スペース・シャトル内での B-P-D 発生のための条件を、ビーム電流の変化を中心に調べ、そのしきい値に関する式を示した。

$$I_c \propto \frac{V^{3/2}}{L \cdot P \cdot B^{0.7}} \quad \left(\begin{array}{l} V: \text{ビームの加速電圧} \\ L: \text{ビームと気体の相互作用領域の長さ} \\ B: \text{磁場} \\ P: \text{圧力} \end{array} \right)$$

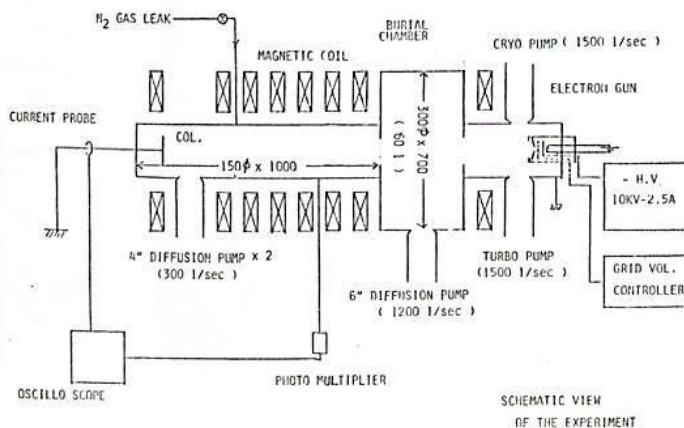
W. Bernstein (1979) の実験以来、B-P-D現象そのものについての研究が、大型スペースシャトル内でもまたおこなわれ、B-P-D発生のメカニズムについていくつかの点が開明されてきている。電子ビームと中性ガスの衝突により、薄いプラズマが生じ、その密度 n_p は増大する。このとき波の励起をおこなうと $\omega_{ce} \approx \omega_p$ となると B-P-D が発生する。(ω_{ce} : 電子サイクロトロン周波数, ω_p : プラズマ周波数)

しかし、 $\omega_{ce} \approx \omega_p$ が B-P-D 発生のための十分条件とは言えない例もいくつか報告されている。また、B-P-D は $n_b > n_p$ (n_b : ビームの電子密度) という状態から $n_b < n_p$ という状態への移行であり、B-P-D 発生に至る段階で、 n_b の役割は重要なものと思われる。

以上の点から、本実験では、ビームの速度分布関数 $f_b(v)$ 、ビームの電子密度 n_b に注目し、これらと ω_p , ω_{ce} の関係を探る。B-P-D 発生の条件を明らかにし、およびそのメカニズムについて考察することを目指している。今回の予備実験では、本装置における B-P-D 発生のための磁場・圧力・ビームの加速電圧、ビーム電流等のパラメータ領域を調べることを目的とし、更に、B-P-D 発生のためのビーム電流のしきい値 I_c に関する式

$$I_c \propto \frac{V^{3/2}}{P \cdot L \cdot B^n} \quad \left(\begin{array}{l} n = 0.7 \quad \text{W. Bernstein} \\ n = 1 \quad \text{H. L. Rowland} \end{array} \right)$$

が本実験においてあてはまるかどうかを調べた。

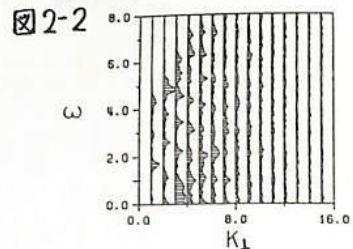
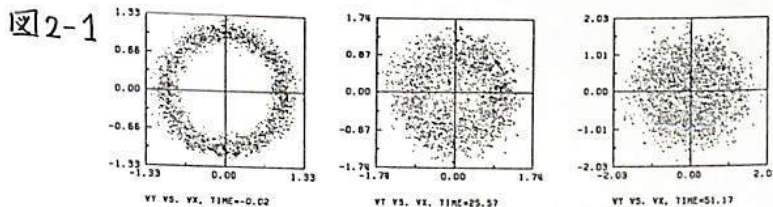
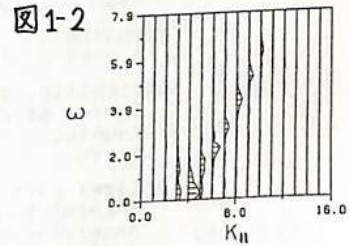
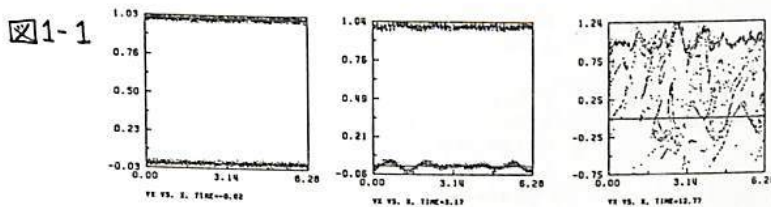


SEPAC/SPACELAB-1 実験におけるビーム・プラズマ 相互作用の計算機シミュレーション

大村 善治 (京大工), 松本 紘 (京大超高層)

SEPACの科学実験目的の一つとして、電子ビームとスペースプラズマの相互作用による波動励起に関する研究がある [Obayashi, 1981]。本研究では、観測が予想されるプラズマ波動及びプラズマ加熱に関して、定性的かつ定量的な理解を得るために粒子モデルのシミュレーションコードを用いて、ビーム・プラズマ相互作用の計算機シミュレーションを行う。宇宙プラズマ中に電子ビームを注入した時に励起されるプラズマ波動の種類を調べ、観測結果の予測をすると共に、ビームによるプラズマ加熱、ビームの拡散とエネルギー変化等、プラズマ波動励起に関する具体的なメカニズムを解明することを目的とする。地球磁力線に平行及び垂直に伝搬する複数の波動モードが同時に存在する状況を研究するには、空間的に2次元以上の構造をもつシミュレーションコードが必要であり、当研究グループでは $2\frac{1}{2}$ D-EM (Electro Magnetic) コードを開発してきている。このコードを用いた SEPAC ビーム・プラズマ相互作用のシミュレーションの具体的なモデルとその問題点を報告する。また、プラズマ波動の伝搬モードを限定することにより、比較的容易な 1D-ES (Electro Static) コードを用いて、SEPACで観測が予定されているラングミュア・プラズマ波や電子サイクロトロン波のシミュレーションが可能であり、今回、その結果もあわせて報告する。

低エネルギープラズマ中に、それよりも密度の高い電子ビームを磁力線に平行に注入した時に起こるビーム不安定のシミュレーション結果を図1に示す。(図1-1は $V_{||}$ と磁力線沿いの距離で定義される位相平面での粒子の位置を示し、図1-2は励起された波動の $\omega-k_{||}$ グラフ。) また、磁力線に対して斜めに電子ビームを注入した時には、図2-1に示すリング状の $V_{||}$ 速度分布が出来るが、この時図2-2に示すような、磁力線と垂直に伝搬する電子サイクロトロン波の分散が得られる。



参考文献

- Obayashi, T., Scientific Problems of SEPAC/SPACELAB-1 Mission, ISAS Res. Note, 163, 1981.
Birdsall, C. K., and A. B. Langdon, Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill, 1982.

電波研究所 有賀 規 , 五十嵐 隆

地上からレーザー光を衛星に照射し、これを受信して衛星の姿勢を高精度に決定するシステムを確立するための実験を行っている。この実験は、衛星の姿勢決定のみならず、地球大気成分の観測、光宇宙通信、レーザー測距への発展性を含んでおり波及効果は大きい。レーザー光の伝搬特性を調べ、姿勢決定や光宇宙通信のための基礎データを得たりするのが当面の目標である。

電波研究所で最近完成した衛星追尾光学装置を表に示した。レーザーはアルゴンレーザー（波長5145Å）で出力5W、発射ビームの拡がり角は0.5mradである。角度は方位角、仰角ともに1/1000度の分解能を持っており、総合的には絶対角5/1000度以内の精度で追尾が可能である。50cmのカセグレイン望遠鏡及び10cmのガイド望遠鏡が備わっており、太陽光で輝く衛星を光学的に追尾したり、衛星からの反射レーザー光も受信できるようになっている。

電波領域の追尾装置に比較して、光領域でのこのような追尾装置は非常に高い追尾精度が要求されるので、装置の器械誤差や設置誤差を正確に求める必要がある。四個のパラメータ（垂直軸の傾きの天頂角、方位角；仰角、方位角の零点のずれ）を恒星追尾を行って最小二乗法で求め、光学追尾の際にはこれを補正して、絶対的な指向方向の精度を上げた。

今回は、これらの予備的な実験について報告する。

Satellite Tracking System Parameters

Laser	Argon Laser
Wavelength	514.5nm
Output Power	5W
Beam Divergence	0.5mrad
Mounting	Azimuth/Elevation Type
Accuracy of Rotation	4 arcsec
Controlling Part	
Period of Computer Control	10msec
Resolution of Angle	1/1000 degree
Drive	Pulse Motor
Optical Part	
Transmitting Optics	Coude-type
Receiving Optics	Cassegrain Telescope (50cmφ)
Guiding Telescope	10cmφ

K-9M-73号機によるワイヤーアンテナの伸 展及びワイヤーアンテナによる電場の計測

鶴田浩一郎, 西田篤弘, 早川基, 佐々木進 (宇宙研)
松本 弘 (京大工), 森岡昭 (京大理工), 小川俊雄 (京大理工)

OPEN-J, EXOS-D等の将来衛星に搭載するのと目的と1尺, 電場計測機の開発と行つてくるが, その第一ステップとして82年1月にK-9M-73号機を用いて以下の実験を行つた。

(1) ワイヤーアンテナの伸展テスト

EXOS-D, OPEN-Jともにスピコンによる遠心力を利用してワイヤーアンテナの伸展と行つて予定であるが, 我が国ではこの種のワイヤーアンテナ伸展と行つた実績がない。そこで, 簡単な計算通りにアンテナが伸展してゆくかどうかが, 予定のようば振動が励起されるかを調べるためにCCDカメラによるモニタと行つたワイヤーアンテナ4本の伸展と行つた。(別紙, 佐々木進) 伸展は予定通りスムーズに行われただが, 振動の方は予想以上に大きく, 且つ減衰しないことかわかつた。本講演では電場計測の立場からアンテナの振動について述べる。

(2) アンテナ印加バイアス電流と電場計測精度の関係

外国での電場計測の研究から, アンテナに微小な電流を印加して対称的なインピーダンスを小さくする事は電場の計測精度向上の期待されることかわかつている。しかし, 電流の印加はAC雑音の増大, 最適化とあやまつたこととの誤差の増大等問題も多い。今回はAC信号とVLF受信機で受信してBias電流を変化させることにより, AC雑音とBias電流値との関係と調べる。また, バイアス電流値の最適化に太陽紫外線による光電流加とう影響があるかを調べるためにロケットの経路から太陽紫外線の日没線と印する様に打撃時刻を設定した。

(3) その他問題点

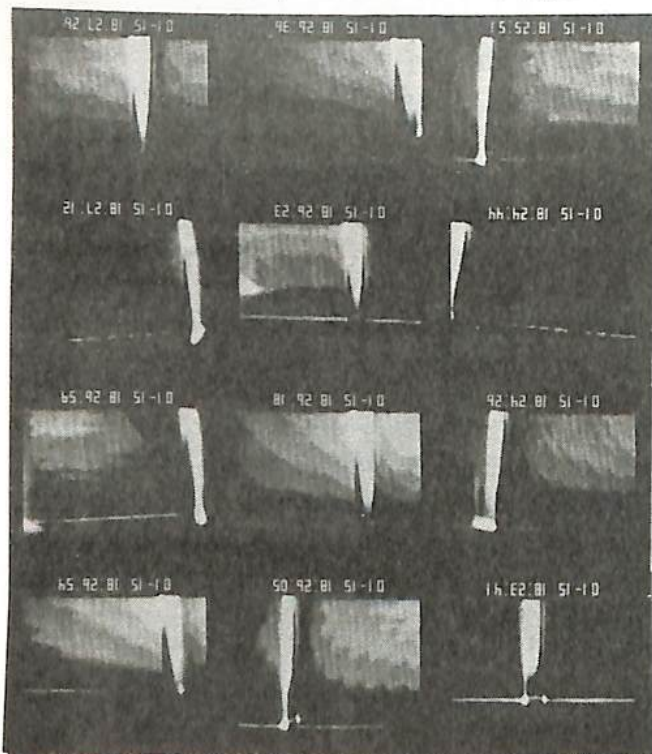
(1), (2)の実験の主要結果については講演で述べる予定があるが, 今回の実験で明らかになった問題の一つはアンテナの振動をどうやって止めるかという点である。適当なダンパーを考案しなければならぬが, 工学的に下駄をつかせる問題の一つである。次の問題はバイアス電流値の最適化を如何にして行つかという点である。ランカスターカーの内部解析に頼って測定と研上げを行うことになり, 安定に最適値を決定する事はスピコンによるVLF電場のモニタリングも考慮すると相当にやっかいな問題になりようである。

K-9M-73号機CCDテレビカメラによる ワイヤアンテナの観測結果

佐々木進, 小山考一郎, 鶴田浩一郎, 河島信樹, 横田俊昭[△]

宇宙科学研究所, 愛媛大教養[△]

本年1月15日に打ち上げられたK-9M-73号機では、電場測定のため、4本のワイヤアンテナ(1mm^φ×5m^ℓ)が展開され、その様子がTVカメラでとらえられた。観測ロケットからのアンテナ展開は、従来から波動測定・電場測定で盛んに行われていたが、展開時の運動については、その科学データ評価に重要であるにも拘らず、モニターされたことはなかった。近年固体撮像素子の開発が急速に進み、観測ロケットにも搭載可能な小型TVカメラの開発が可能となり、機器展開モニターだけでなく、大気光等の新たな科学観測機器として幅広い使用が期待できる。今回開発したTVカメラは、宇宙研の観測ロケットに汎用型として搭載可能なように設計製作したもので、約4秒に1画面(100×100dot, 4bit)が地上に送信できる。オ1図に示す様にアンテナは予想以上の速さで主として水平面内で運動することがわかった。振動周期は0.1秒以上、振幅は40°以上である。又本実験ではロケットメインエンジン噴射、TMA噴出、ノーズコーン南頭の様子もとらえられた(オ2図)。宇宙観測・探査における画像機器の重要性は、イオ火山の発見、土星環の詳細観測で如実に示されており、その最大の長はパターン認識の容易さであり、特に空間的広がりのあるものの研究に偉力を発揮する。観測ロケットに搭載するTVカメラの観測で最も魅力ある地球物理のテーマは、大気光・オーロラの縦構造の研究であり、現行この目的のため、今回開発した標準型TVカメラの応用として、分光型・低照度型への発展を検討して



オ1図. アンテナが高速で動いたため像が流れる。ワイヤが大気光をカメラ側へ直接反射した時の非常に輝いている。ワイヤ先端の小さなものは常にカセミの軌跡からワイヤ全体の動きがわかる。

()る。



オ2図(a) メインエンジン噴射



オ2図(b) TMA噴出



オ2図(c) ノーズコーン南頭

改良リアンプのインピーダンス プローブを用いたチェンバー実験

渡辺勇三 宇宙科学研究所

昭和56年12月中旬にNASAの筑波宇宙センターの大型チェンバーにおいて温度保護回路を付加した電子密度計測装置(含新型リアンプ)によりイオンエンジンによって生成されたキセノンプラズマビーム中の電子密度の計測がプラズマソースから約10mの距離で試みられ電子密度を測定した。また電子ビーム発射時に特異なプローブ特性が得られた。

ここでは測定器開発の見地から今迄のインピーダンスプローブ方式、特にリアンプ回路系の変遷の経過と特徴点を検討し(1)、電子密度($\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$)計測用のリアンプの新方式について考察を行ない(2)、スペースチェンバーを用いた試作回路のプラズマ中動作実験の結果(3)、及び今後の観測計画(4)について記述する。

(1) インピーダンスプローブによって測定されるプラズマ中プローブの等価容量値の周波数スペクトルの電子密度依存性を利用して電離圏プラズマ内電子密度の時間的空間的变化などが観測されてきたが、計測の基本はリアンプの中の容量ブリッジ方式によるプローブ容量値のプラズマ中変化量の検出にある。容量ブリッジ系のバランスのとりかた、ブリッジへの信号供給方式、信号の検出回路方式などに巧みな工夫が凝らされる。

(2) 掃引周波数範囲を $\sim 30 \text{ MHz}$ 、測定容量値範囲を $\sim 10000 \text{ pF}$ とするリアンプを設計試作した。主な開発項目を列挙する。

i 容量ブリッジ系 : 1000 pF 対 50 pF のブリッジで約 $3 \text{ pF} \sim$ 約 10000 pF の領域を測定し、プローブの対迎のトリマーコンデンサーで平衡をとった。

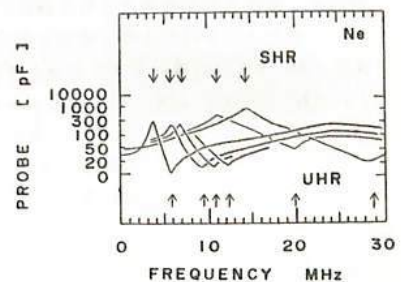
ii 信号供給方式 : 掃引周波数信号はトランジスターのエミホロ回路を用いて容量負荷の定電圧給電とし、トランジスターの前段はトランスで θC 的に分離しこの系を独立の電源で動作させてブリッジ系のアース点を任意に設定できるようにした。すなわち、トランス給電の場合のフローティング給電の利点を生かし、トランスに起因する共振現象にともなう周波数特性の悪化をエミホロ方式にして避けて周波数帯域を広げた。

iii 信号検出回路 : ブリッジの中間点をアースにして高入力インピーダンスの単入力アンプ方式として従前の差動アンプ方式の場合の位相合わせの調整過程を省略できるようにした。

(3) 昭和56年10月19日 \sim 24日の期間に後方拡散型プラズマガンで作られた一様なアルゴンプラズマ中の動作実験が宇宙研の大型スペースチェンバーで行なわれ、電子密度($1.8 \times 10^5 \sim 1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$)の計測が正常にできることが確かめられた。また、RTV-11とアラルダイトで真空対策を施した信号供給系用電池の連続運用試験が行なわれた。

(4) 昭和57年8月頃20mアンテナの真空中共振特性が調べられる予定である。昭和59年打ち上げのEXOS-C衛星搭載のインピーダンスプローブでは $\sim 16 \text{ MHz}$ 、 $\sim 30000 \text{ pF}$ の測定範囲のリアンプを用いる計画である。

右図—宇宙科学研究所の大型スペースチェンバーで得られたプラズマ中プローブ特性



中村正人 鶴田浩一郎
宇宙科学研究所

プラズマ中での電場測定には、これまで主にプローブが用いられてきた。しかし、プローブは衛星やロケット本体による電場のみだれを受けやすい。そこで我々は荷電粒子を使った電場測定を検討している。この方法はGEOSでも取り入れられている。

今、磁場に垂直に電場Eがあると荷電粒子は $\vec{v} = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ のドリフトを受ける。そこで人工的にイオンビームを放射してやり、一周後のビームの位置を検出器で測れば電場の磁場に垂直な成分がわかる。(図1)

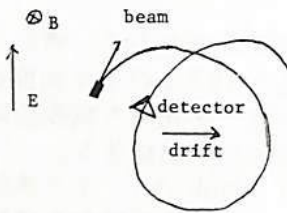


Fig. 1

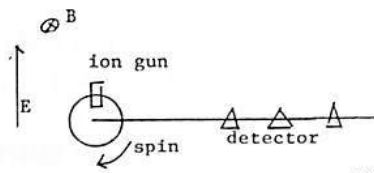


Fig. 2

衛星(ロケット)のスピンの軸を磁場と平行にし、イオンガンの発射口を磁場に垂直にする。ガンの発射方向と垂直にブームを出し、その上に検出器を1~数個とりつける。(図2) w を衛星のスピンの角速度、 t_{ci} を粒子のgyrotimeとする。 $(t_{ci} = 2\pi m / eB)$ イオンガンが電場と平行になる時点 $t=0$ として、再びビームがブーム上に戻ってくる位置S(衛星中心から測る)は

$$S = S_0 \cos(wt) / \cos(wt_{ci}) \dots (1)$$

$$\text{ここで } S_0 = 2\pi E / (e/m) B^2 \quad (\text{図3, 4})$$

ただし、粒子のgyro半径Rに較べて S_0 はたいへん小さいため衛星の近くではビームが直進すると仮定している。

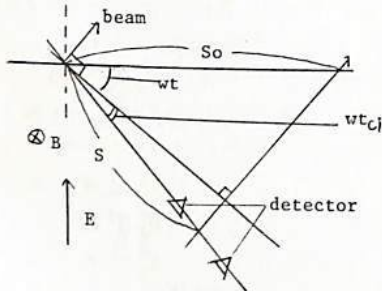


Fig. 3

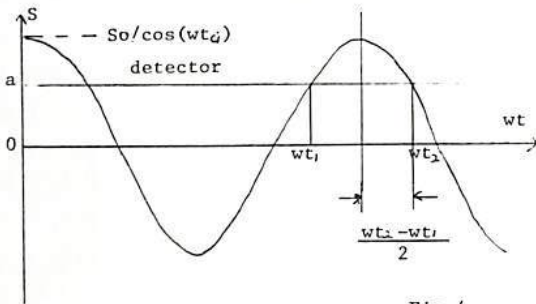


Fig. 4

衛星中心からの検出器の距離をaとすると

$$S_0 = a \cos(wt_{ci}) / \cos((wt_2 - wt_1) / 2) \dots (2)$$

ここで t_1, t_2 はビームが検出器に入る時刻とする。これより磁場に垂直な電場Eの大きさがわかる。実際にはビームは多少の拡がりをもつ。磁力線方向に θ 、それに垂直に α の拡がりをもつエネルギー \mathcal{E} のビームを考えると一周後の磁力線方向の拡がり $\Delta D = 2\theta t_{ci} \sqrt{2\mathcal{E}/m}$ 、それに垂直な拡がり $\Delta S = \cos(wt - \alpha) / \cos(wt_{ci} + \alpha) - \cos(wt + \alpha) / \cos(wt_{ci} - \alpha)$ を生ずる。この拡散の為に検出器に戻る粒子の数は発射したものより少なく、さらに ΔS は分解能に影響を与える。従って有効な測定を行う為に、ビームを充分細くしなければならぬ。

ロケットを打ち上げて電場を測定する場合の試算は次の通りである。ロケットは磁気緯度20度を高度300km速度1km/sで磁力線と45度をなして飛ぶ。スピンは1Hz。検出器は5cm×5cmの大きさを持ち、ブーム上に中心より3.5mの位置におく。ビームは $\theta = 0.1$ 度、 $\alpha = 0.05$ 度、 $\mathcal{E} = 1$ keVの Li^+ を使う。E=0.1~数mV/mとすると

$$S_0 \sim 5 \sim 7 \text{ m}$$

$$\text{分解能 } 0.1 \text{ mV/m}$$

$$\text{検出器への粒子回帰率} \sim 1\%$$

二本のプラズマ電流の Merging 実験

八木康之 河島信樹 別生榮
宇宙研 *京大ヘリオトロン

これは 'field line reconnection' の過程を調べるための一の実験である。
'field line reconnection' は、磁気中性域を含むプラズマ中での磁場のトポロジーの変化、又は、separatrixで区分された領域間の磁気フラックスの変換に伴う現象として定義されている。自然界では、宇宙プラズマでの種々の flare 現象 (solar flare, aurora flare) が、field line reconnection を介して磁気エネルギーが粒子の運動エネルギーに変換される機構として説明されている。field line reconnection は自然現象解明の上でも応用面でも重要な現象であり、理論、数値シミュレーション、観測、室内実験が活発に行われてきている。 reconnection の室内実験としては、大別して二つの方向があり、一つはトポロジーの変化として reconnection をとらえる実験であり、プラズマ電流シートが tearing 不安定性によって filament に分かれる過程を調べるもので、もう一つは separatrix に閉じ込められた磁気フラックスの時間変化と違い、特に異常抵抗による急激なフラックス変換を扱う実験である。後者の場合は固定電流ロッド又はプレートによって、真空四重極磁場 (∞ 型の separatrix を持つ) を作っておくのが普通である。

現在我々が行なっている実験は、2本の平行プラズマ電流を生成し、それが電磁力でマージングしていく過程を調べるものであり、上述の後者の実験で四重極磁場をプラズマ電流自身によって生成し、トポロジーの変化を許したものにしている。従ってこの実験配位では、トポロジー変化に伴う $\frac{dE}{dt}$ による粒子加速と、異常抵抗によるプラズマ加熱の2つのエネルギー変換機構の観察が期待でき、又最近数値シミュレーションが行なわれている coalescence instability を実験的に調べられる可能性がある。

実験は、doublet 型の断面を持つ銅シエル内でガスめ放電により2本の平行なプラズマ電流を作っている。2本のプラズマコラムはその後互いに接近し 'マージング' する。(図-1, 2) マージング時間の充てんガス圧とプラズマ電流値に対する依存性は、2本の定電流電線モデルでほぼ説明できる。マージング前後での磁場分布の測定から、横長の磁気面が縦長に変化する様子がわかる。しかし、マージング前のX型の磁気中性点は明確でなく、さらに詳細な測定と電流密度分布の測定が必要である。その後、粒子加速、プラズマ加熱について調べる予定である。

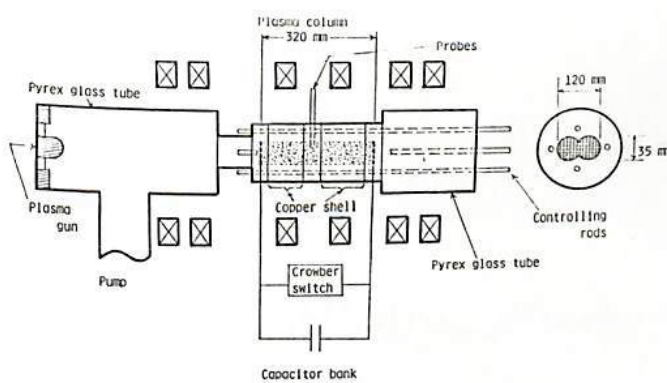


図-1

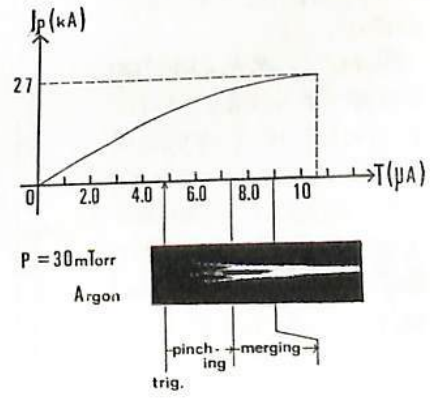


図-2

木星デカメートル波のVLBI観測(II)

富沢 一郎, 芳野 越夫
(電気通信大学)

昨年春の学会では、VLBI予備観測結果について報告したが、今回は、データ処理量の増大を図り、256秒間の連続した電圧、相互相関係数、干渉縞とその周波数、および2地点の相対位相変化について報告する。

使用したデータは、1981年3月10日 0155~0159 (JST) に長野県菅平と高知県南国間(基線長534 km)で観測されたもので、この放射は Non-Io-A source に当る。

解析は、両地点の256秒間のデータを20 kHz サンプリングして計算機に取り込み、全てソフトウェアで行った。

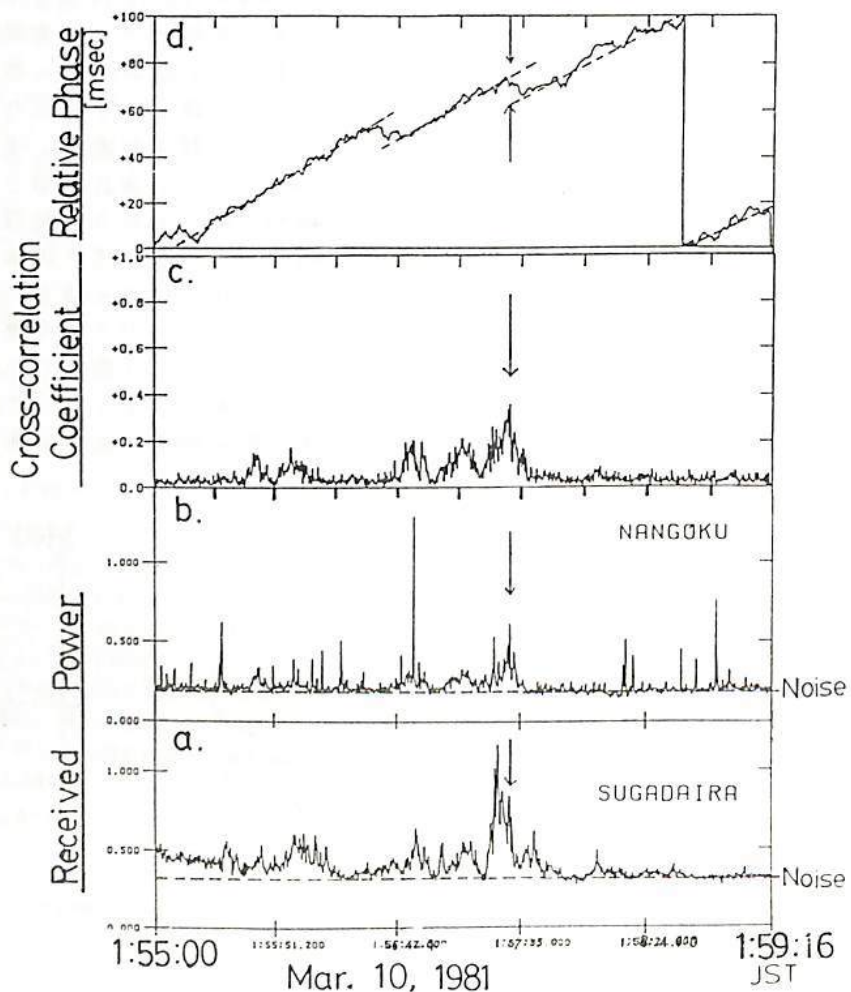
この解析結果を下図 a, b, c, d に示す。

図 a, b は、それぞれ菅平、南国の受信電圧で、このときは S/N が良くなったことを示している。特に、南国のデータには電雑音の影響が大きい。

両地点のデータの時刻を正確に合せた後干渉縞を求め、正弦波的な干渉縞を生じ、図 c のようにこの振幅が変化したことから観測時間全体に渡って存在していることから図 a, b では確認できなかった弱い放射が数分間継続していることがわかった。図 c は、この干渉縞の包絡線の平均をとったもので、木星放射の時間変化にほぼ対応している。この値は、矢印の場所にて最大係数値 $\langle C_{max} \rangle = 0.36$ をとり、図 a, b で求めた S/N で補正すると $\langle C_{max} \rangle = 0.59$ となる。この値と基線長から放射線の視直径 ($2\phi_{max}$) が、2秒角以下と小さいことがわかった。

図 d は、2地点の相対的位相ずれを大分したもので、この傾きが干渉縞の周波数に対応し、2.23 Hz となった。この値は、理論値とほぼ一致しており、2地点の基準周波数のずれが小さいことが示している。

$f_0 = 24.255 \text{ MHz}$



550 Km 基線による木星デカメートル波 シンチレーションの観測

今井一雅・高沢一郎
高知高専電気工学科 電気通信大学

木星デカメートル波強度変動を固定周波数で観測した場合、Main Sourceの時間的強度変動スペクトル密度は、0.1~1 Hzにおいて最も大きい。筆者等は、150 Km から 220 Km の基線をもつ 2 地点、2 周波による同時観測を行なうことにより、この周波数範囲の強度変動はほとんどが惑星間空間シンチレーション (IPS) に起因するものであることを明らかにしてきた。^{*}今回は、図1のような菅平-高知間 550 Km という今までにない非常に長い基線によって木星デカメートル波放射強度変動を同時観測し、この IPS 現象について解析を行なった。

この長基線による IPS 観測を行なう上で重要なのは、シンチレーションをひきおこす回折像の相関長であるが、今までに観測された木星デカメートル波の強度変動のパワースペクトルは図2のように、Power Law型であること及び、150 Km の基線において、図3のように 0.025 ~ 0.1 Hz の成分についても非常に良い相関を示すことから、長基線においても 0.025 ~ 1 Hz の強度変動は、時間のずれはあっても相関が良いと推定される。

今回の長基線観測は、昨年度から継続して行なっているが、現在までに菅平・高知の 2 地点で木星デカメートル波の S/N が良くしかも同時比較する為の JTY 信号が明瞭に記録されているものとして 2 例得られている。図4に、I₀-A のイベントの S/N の良い部分の 2 地点強度変動を示すが、この例では秒オーダーの変動の同時性は良くなく IPS 現象をはっきりと確認できる。又この時間遅れについては dynamic cross-correlation をとって調べる必要があり、他の例と比較した結果も合わせて報告する。

^{*} 今井 他, 惑星プラズマ圏および磁気圏研究会フロンティアング, 113 (1978)

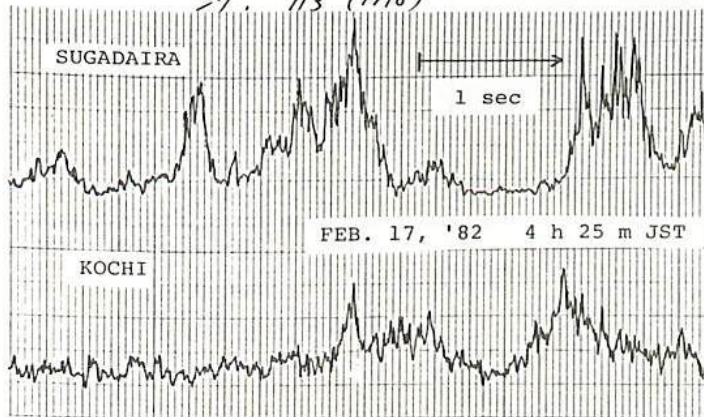


図4 I₀-A の 2 地点強度変動の同時比較



図1 観測点の位置

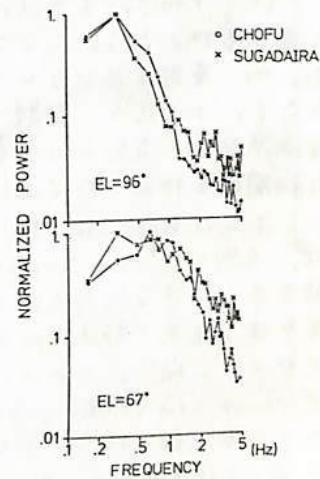


図2 イオンゲーション・アングルが 96°, 67° の時の強度変動スペクトル

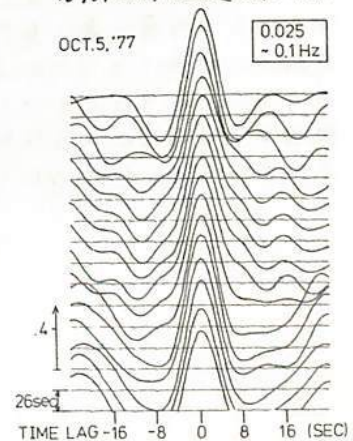


図3 0.025 ~ 0.1 Hz の強度変動の dynamic cross-correlation

前田耕一郎, 小田進幸
(兵庫医大)

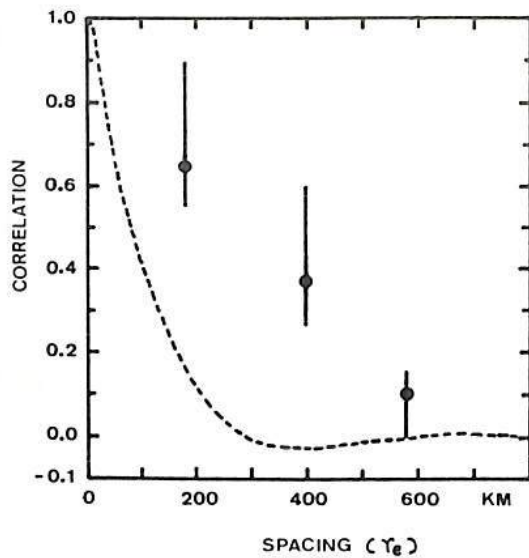
長基線での3点観測(飛騨-京都-阿蘇; 1980年春の予稿参照)から惑星間空間シンチレーション(IPS)により生じる Diffraction Pattern の空間的自己相関関数の推定を試みた。1978年12月8日に3地点で得られた強度の時間変動を0.2秒の時間間隔で数値化し、各2地点間の相関係数を計算した。図1に得られた相関値を2地点間の有効距離 r の関数として示す(黒丸)。 r としては、木星への視線に直角な面に投影したときの2地点間の距離をとる。もし電波源自体の時間変動が支配的なら相関値は r に依存せず1に近い値を示すはずであるが、観測された値は r とともに系統的に減少している。この事は、IPS Diffraction Pattern の Drift に起因する時間変動がかなり卓越している事を示している。

ある地点(r)で観測される強度変動を、 $I_{ob}(r,t) = I_0 \{1 + \alpha(t)\} \{1 + m_p(r,t)\} \{1 + m_s(r,t)\}$ と表わし解析すると、観測される相関値は、

$$\left[\langle \{1 + \alpha(t)\}^2 \rangle - 1 + \langle \{1 + \alpha(t)\}^2 m_p(r_1,t) m_p(r_2,t) \rangle \right] / \left[K_1 K_2 \langle \{1 + \alpha(t)\}^2 m_p(r_1,t)^2 \rangle \langle \{1 + \alpha(t)\}^2 m_p(r_2,t)^2 \rangle \right]^{1/2}$$
 と書く事ができる。ここで、 $\alpha(t)$: 電波源自体の変動, I_0 : 平均レベル, m_p : IPS による変動, m_s : 電離層シンチレーションによる変動, K_1 と K_2 : 1より大の定数, $\langle \rangle$ は時間平均を示す。上の式と、飛騨-京都間の相関値は0.9を越えない、飛騨-九州間の相関値には電波源自体の変動のみが寄与しているとの2つの仮定のもとに IPS Diffraction Pattern の相関値を推定した(図1の点線の範囲)。

さて、Diffraction Pattern の空間パワースペクトルを $M(k)$ とすると自己相関関数 $C(r)$ は、 $C(r) \propto \int_0^\infty M(k) J_0(kr) k dk$, で表わされる。ここで k は波数, J_0 は0次のベッセル関数を示し、等方向性が仮定されている。

我々は1地点で観測された強度変動のスペクトル解析から $M(k)$ は $k > 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ で Power Law に従い、 $k \sim 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ のあたりに平坦部を持つとの結論を得ている (Publ. Astron. Soc. Japan, 1981)。そこで、 $k < 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ で $M(k)$ は平坦であるとの仮定で $C(r)$ を計算してみると観測とは大きな食い違いを示す(図1の点線)。いろいろな $M(k)$ を仮定し $C(r)$ を simulation することにより、観測を説明するにはどのような形の $M(k)$ を考えねばならないかについて議論する。



§. 序 木星デカメータ電波のエネルギーは、木星の衛星イオによって強く制御されており、従来から、出現特性に於けるイオ依存性電波源として知られている。このような衛星によるエネルギー供給のメカニズムは、木星電波特有のものであり、イオ依存性電波源の発生領域は、幾つかの点で他の電波源と異った様相を示すことが予想されていた。しかし、昨年より開始した位相掃引型干渉計を用いた観測により、1981年3月17日のイオ依存性主電波源の現象に於いて、同時性の良い南北両極域の発生源を示唆するデータを得た(図1参照)。これは前回速報を行ったものであるが、ここでは、より詳細な解析から、南北両極から発生する事実を確認することができたので、その結果を報告する。

§. 位相差ゆらぎの解析 バーストに伴う2信号の位相差の変動を詳しく見る為に、干渉計出力を計算機によって処理した。その結果を図2に示す。バーストごとに位相差のゆらぎ、又は飛びが見られ、この位相差のゆらぎ中は、システムの特有誤差を考慮すると、木星視直径程度に対応している。即ち、木星南北両極域からの放射を同時に受信したものと結論される。

§. 受信強度比の解析 2地点で受信された信号強度の比は、バーストごとに短い時間スケールで変動していることがわかった。これは、バーストごとに偏波のAxial-Ratioが変化し、それを互いに異なる受信電界面をもつアンテナで受信した為と解釈される。このようなAxial-Ratioの変化は、南北電波源から左右異なる旋回方向の偏波をもつ電波が放射され、それらを同時に受信する時、それら2つの偏波成分の強度比の変化を反映している。

§. まとめ 以上、本観測により、イオ依存性電波源には共役性の高い南北発生源が共存することが、実証的に明らかになった。

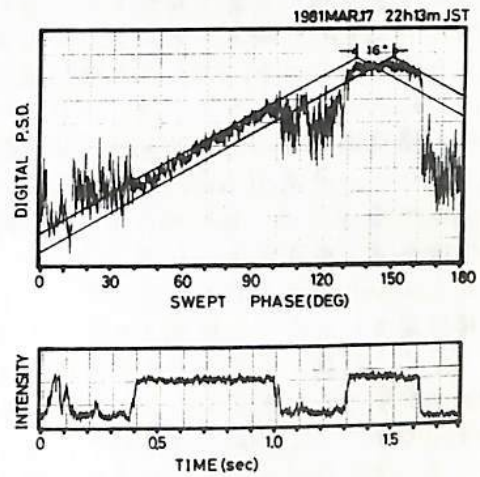
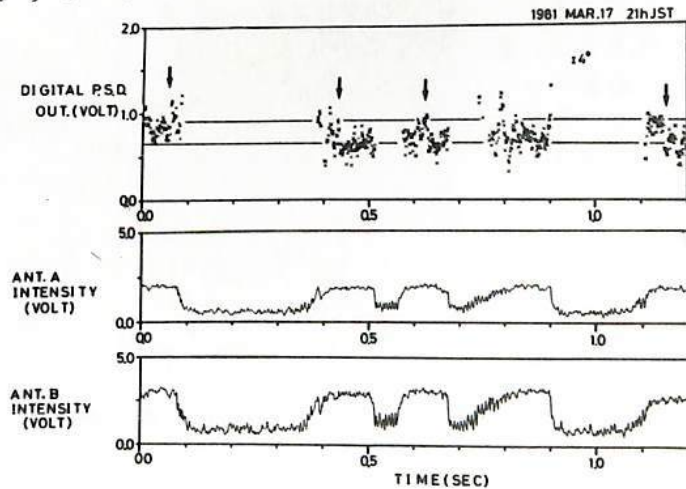


図1. 位相掃引観測データ

図2. 計算機処理された干渉計出力



大家寛, 億谷和彦

(東北大・理)

§1 序 木星デカメータ波の発生位置を同定する目的のために, 1 km 基線位相掃引型干渉計が開発され, 1981年3月11日から観測が開始された(第70回講演会 森岡他)。地上で観測されたデカメータ波から, 発生源のメカニズムを明らかにする場合, その伝播途中の情報を知ることは重要なことである。今回の観測では, 木星の衛星でモジュレーションを受けた成分が存在する可能性のあることが, さらに明確にされた。

§2 観測結果 1981年4月2日に観測された木星デカメータ波の位相差計測の例を図1に示す。デジタル位相比較器から読み取られたバーストごとの位相角を白丸で示している。これが, ほぼ理論曲線に乗っていることから電波源が木星であることを同定できるが, 時々干渉計システムの精度エ₂より大きく電波源がぼらつくことが示されている。また, 同時に偏波計で得られた Axial-Ratio の分布(図2)は, これらのバーストは, 円偏波と楕円偏波の2つのグループに分類されることを示している。偏波の Axial-Ratio から2つのグループに分けて, 干渉パターンを求めてみると, 両者の間には約20°の位相の違が存在する(図3)。一方, この時のダイナミックスペクトラム観測では, モジュレーションレーンが楕円偏波に対応して観測されている場合が少なかった。

§3 結論 干渉計の位相差約20°を木星面に投影すると, 木星とこの衛星カリスト程度の距離に相当する。このことから次の結論が導かれる。すなわち, 木星デカメータ波の楕円偏波成分は木星の衛星によって反射された結果, 生れた可能性があり, モジュレーションレーンはその時に生じる干渉縞と考えることができる。この日の現象では, 第3ガリレオ衛星がニメデで反射を受けた可能性が大きい(図4)。

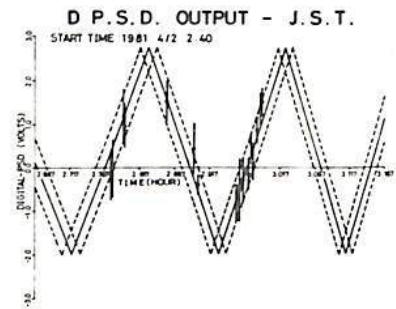


図1 4月2日の観測例 (デジタル P.S.D.)

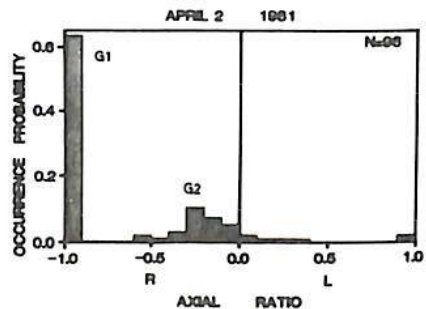


図2 4月2日の現象の Axial-Ratio 分布

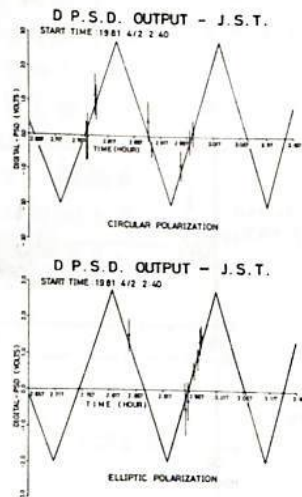


図3 円偏波と楕円偏波の干渉パターン

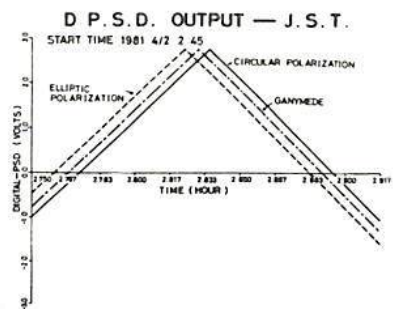


図4 楕円偏波の示す干渉パターンと, ガニメデから反射されてきた場合に期待される干渉パターン

木星デカメータ波ダイナミックスペクトル Modulation Lanes の考察

大家 寛, 三浦俊一
(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中、数 KHz/sec ~ 数 100 KHz/sec のドリフト率を示すスペクトルパターンとして知られる Modulation lanes に関し、現象論的研究は Riihimaa⁽¹⁾ により行なわれている。その結果、ドリフト率が木星中央子午線経度 (CML) に明確に依存性を示すことが知られているが、Modulation lanes 生成の原因及びその CML 依存性は、未だ明らかとなっていない。

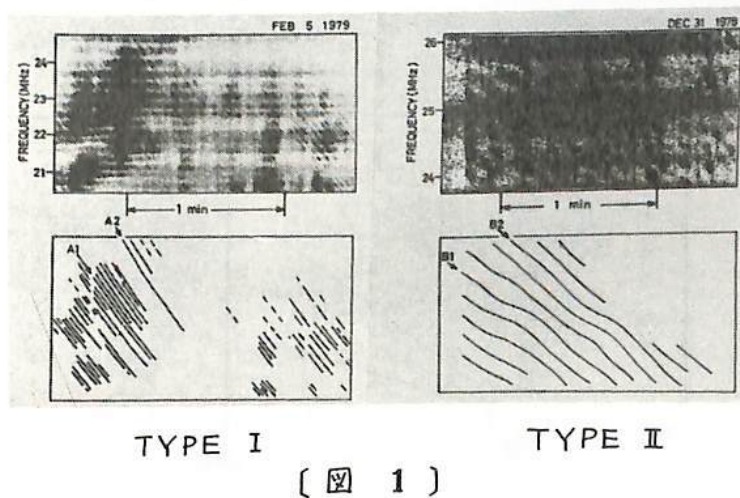
§ 2. 解析結果 東北大学蔵王観測所で得られた木星デカメータ波ダイナミックスペクトルを用いて、Modulation lanes の解析を行なった結果から、既に報告されているように以下の点が明らかとなっている。i) ダイナミックスペクトル上でのくり返しの性質とドリフト率の周波数依存性は、2つの異なる path を通ってきた互いに coherent な波の重ねあわせによって生ずる干渉縞として説明することが可能である。ii) ドリフト率の時間安定性が大きく異なる2つの Type (Type I および Type II, 図1参照) が存在し、それぞれ Type は、2つの path を生む原因となっている media の時間安定性が互いに著しく異なっていることを示している。

§ 3. Type I lanes の原因 ドリフト率の時間安定性の極めて良く、規則正しい Type I lanes は、衛星の固体表面による反射によって、2つの path が生じたという可能性が考えられる。そこで、Type I lanes が衛星の反射によって起こるとする仮説を検証するため、反射点を衛星イオ上の地形による特定の2点と仮定してドリフト率の計算を行なった。2つの波の path difference ΔX 、周波数 f とすると、ドリフト率 (df/dt) は、

$$\frac{df}{dt} = -\frac{f}{\Delta X} \cdot \left\{ \frac{d(\Delta X)}{dt} \right\} \quad (1)$$

で表現される。観測されるような長時間の(数10分~1時間におよぶ)ドリフト率の不変性を実現するためには、反射点は特定の2点ではなく、時間と共に円弧状に場所を移す必要があることが明らかとなったが、これはクレーターの周縁部に対応するものと考えられる。

参考文献(1) Riihimaa, J. J., 1974, Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. A, VI, No. 413



Hiroshi OYA, and Wataru MIYAKE (大谷 寛, 三宅 亘)
 (Geophysical Institute, Tohoku University) (東北大学理学部)

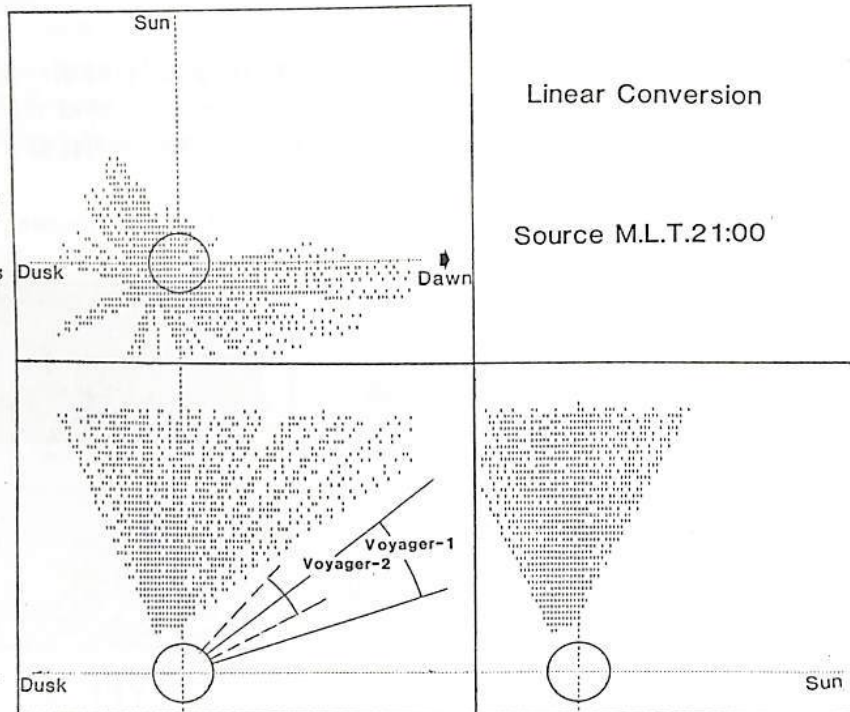
The propagation characteristics of the auroral kilometric radiation has been investigated using the technique of the three-dimensional ray tracing technique based on the theory of the AKR origin of the mode conversion from Z-mode waves to the L-O mode waves. The results of the computer analyses indicate the feature of the direction distribution of AKR from the sources located along the magnetic field corresponding to the magnetic local times selected every 2 hours.

The ray direction is almost directed to the pole side shaded by the plasmopause (see Figure 1). Therefore, the case where AKR is detected near the point L=5 at the magnetic equator by Jikiken (EXOS-B) is essentially not the result of the direct propagation of the AKR waves but is thought to be caused by the duct propagation.

The corresponding sources of AKR observed during early 10 days of the observation period of Voyager spacecrafts are also identified to be located in the evening side (21 MLT); the results then shows us that the LH waves detected by Voyager spacecraft are taking the L-O mode at the point of the reflection of the original waves at $f=f_p$, where f and f_p are the wave frequency and the plasma frequency, respectively.

Figure 1.

Example of the three dimensional analyses of the AKR ray tracing displayed in the plan (top), the elevation (Bottom) and the side view (right). The AKR waves from the sources around 21 MLT are observable from Voyager spacecrafts during the first 10 days of the observations.



ダブルレイヤーからの AHR 発生機構

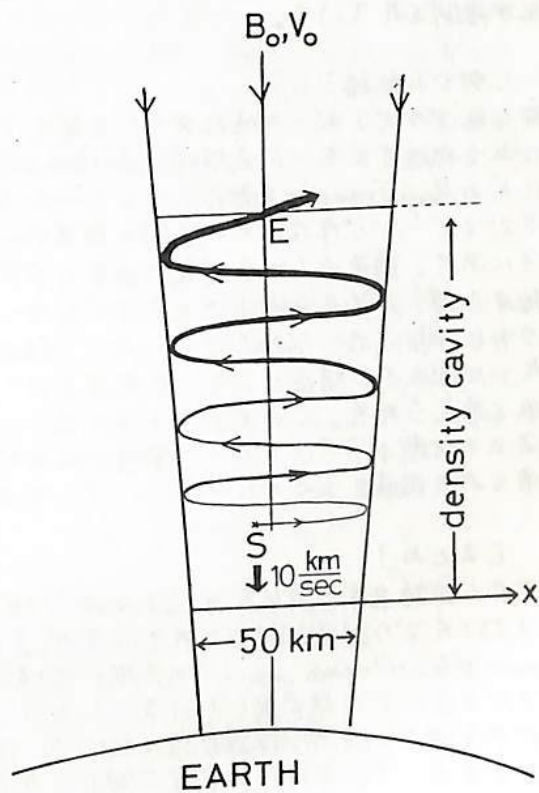
前部元著, S. Bujarbarua
(九大表養) (Dibrugarh 大学)

筆者等は X モード AHR の発生はダブルレイヤーによるオーロラ電子の加速に原因があると考えている。即ち 100 mV/m 程度のダブルレイヤーでオーロラ電子が加速を受け異常制動放射が生じ、送場に直角方向に X モードが発生し、density cavity ($\omega_{pe} \ll \Omega_e$) の間をゆくり移動する時に増巾される

右図に示す様なシナリオを考えている。density cavity ($\omega_{pe} \ll \Omega_e$) はダブルレイヤーの形成に必要な条件であろう。地表上空数 km の場所 (S) で異常制動放射で発生した X モード電磁波 ($\Omega \sim \Omega_e$) は group velocity が極めて遅いので cavity を通過する間に有効に増巾され escaping point を通過する時には大増巾になる。

もしも発生源 (S) が毎秒 10 km/sec 程度で移動していると Gurnett 等により観測されている様にダイナミックスペクトラム上で右上りのパターンを示す事になる。従ってオーロラ帯のダブルレイヤーは音速の速度 (C_s) 程度で移動していると考えられる。この傾向は空内実験でもしばしば報告されている。

空内実験でも C_s 程度で動くダブルレイヤーから強力なマイクロ波が観測されており、これらとの関係についても言及する。



AKRのダクト伝播

大家 寛, 三宅 巨, 森岡 昭 (東北大・理)

[序]

Gallagher and Gurnett (1979) によれば, AKRの受信可能域は夜側赤道面上で $12R_E$ 以上となり, それより地球に近い側では shadow zone となっている(図1)。しかし、「いさけん」衛星(Exos-B)による観測ではこの shadow zone の内側で頻りに AKRが受信されている(図2)。一方, プラズマ圏の3次元密度モデルに基づく我々の AKRの Ray Tracing の結果は, 単純なモデルでは赤道面上で受信される AKR を説明することができず, プラズマポーズ近傍で特別な密度構造の存在が推測されていた。

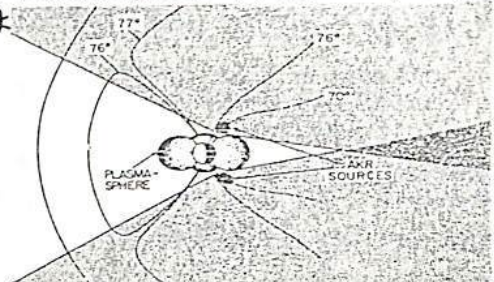


図1. Gallagher and Gurnett (1979) による AKR (178 kHz) の観測された領域

[ダクト伝播]

我々はプラズマポーズ域にダクトを考へて, この中を伝播するモード変換後の L-O mode AKR の Ray Tracing を行なつた。L=4~5 にプラズマポーズが存在している時の結果の一例を図3に示す。通常の L=4 程度の曲率のダクトを伝播する時, AKR は途中でもれ出すことなく, ダクトに捕捉されて伝播してゆくが, 一種の「穴」に相当する構造により, もれ出ていくものと考えられる。このモデルを使うと, 図2との比較から「いさけん」衛星で AKR が受信された領域をよくカバーしていることがわかる。

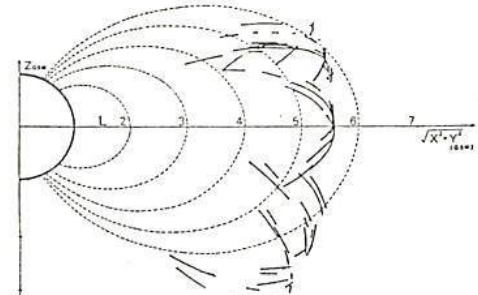


図2. 「いさけん」衛星で AKR (200 kHz) が観測された領域

[まとめ]

ダクト伝播をする AKR は Calvert (1982) により ISEE での観測が報告されているが, Z-mode wave から L-O mode wave への変換が極域のプラズマポーズの根で生じていることから, AKR のダクト内への浸入, 伝播は常に生じていると考えてよく, 「いさけん」衛星で観測された AKR はダクト伝播したものがもれ出てきたものと結論される。

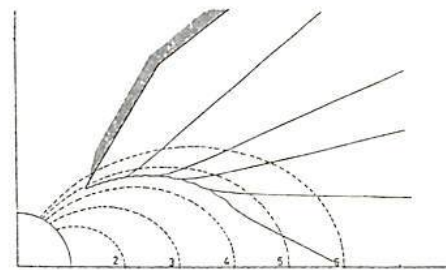


図3. ダクト伝播し, もれ出る AKR (200 kHz)。ハッチした部分はダクト伝播を考へないときの限界,

[Reference]

- Gallagher, D.L., and D.A. Gurnett, J. Geophys. Res., 84, 6501, 1979.
- Calvert, W., Geophys. Res. Lett., 9, 59, 1982.

K-9M-73号機による自然電波および

地上局電波の偏波観測(速報)

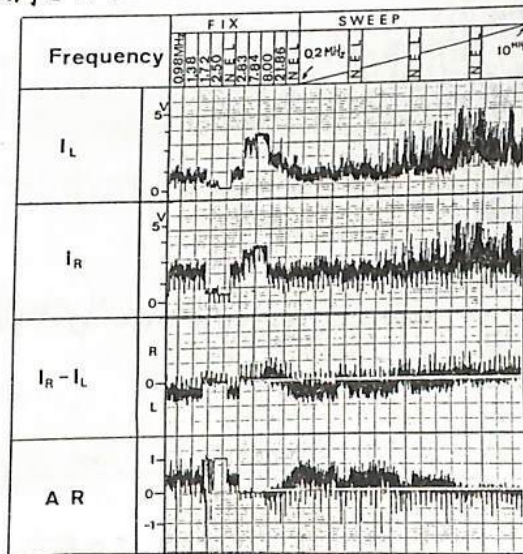
森岡 昭 大家 寛

(東北大・理)

1. 序 地球および惑星からはデカメートル帯からキロメートル帯にわたって電磁波が放射されている。この電波のもつ偏波特性は惑星の電波の放射機構を明らかにする上で重要な情報をもたらす。K-9M-73号機に搭載された惑星電波偏波観測装置(PPR)は衛星による惑星電波観測を目的として開発されたものである。今回のロケット実験においては、地上の標準電波局からの信号を対象とし、装置の基礎データを得ると同時に、電離層内を伝搬する電波に関する偏波特性を実験的に明らかにすることを目的としている。

2. 観測装置 K-9M-73号機に搭載されたPPR装置は、クロスダイポールアンテナにより受信した直交2成分の電界を左右円偏波に分離し、偏波の記述に必要な4つの独立量すなわち、右方偏波強度(I_R)、左方偏波強度(I_L)、左右偏波の相関値($R-L$)および位相角(ϕ_{RL})を検出する。観測は次の4つのモードをもつ。すなわち(1)周波数固定(8波)偏波観測、(2)周波数掃引(200kHz-10MHz)偏波観測、(3)5mワヤアンテナによる周波数掃引(200kHz-4MHz)スペクトル観測、および(4)電子密度およびアンテナインピーダンス計測である。

3. 観測結果 第1図に高度180kmにおいて観測された右旋、左旋偏波強度(I_R および I_L)、および地上で処理された $[I_R - I_L]$ とAxial Ratioを示す。電離層中で観測される地上からの電波は200kHzから4MHzまでの成分は左廻り偏波が卓越しAxial Ratioは0.1~0.5の楕円偏波となっている。また5MHz以上の成分はほぼ直線偏波か、わずかに右廻り成分が卓越して観測される。この様に、従来の電波の強度観測(ダイナミックスペクトラム)に加えてPPRによる偏波観測を行うことにより、より詳細な惑星電波の議論が行えることとなった。電離層内の各高度で観測された上記のデータと電子密度計測データをもとに電離層内伝搬電波の偏波特性の検討を行う。



第1図

K-9M-73号機によるプラズマ波動の計測(速報)

松本 紘^{*} 鶴田浩一郎^{**} 長野 勇^{***}
 (*京大超高度、**宇宙研、***金沢大工)

K-9M-73号機は昭和57年1月15日18時20分に打ち上げられ、プラズマ波動装置ではアンテナインピーダンスの測定、地上局、

(NDT) 17.4kHzの電界強度の絶対値測定及びVLF帯のワイドバンド受信を行なった。本実験は将来の科学衛星によるプラズマ波動の測定に備えて、計測技術の開発及び、wire ant.(5m×2)によって電場(EFθ)を測定する際に、波動計測に与える影響を調べるために行なわれた。

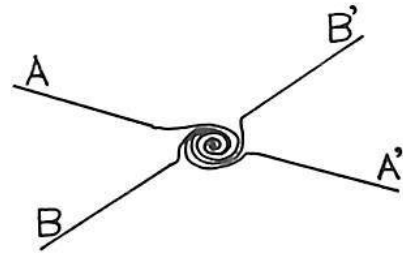


図1. 5m×2 Wire Antennas

各項目のねらい及び実験結果の概要は次の通りである。

(1) アンテナインピーダンスの測定

図1のA-A'アンテナ間に6kHzを印加し電圧・位相を検出する方法で、自己インピーダンス及びB-B'間との相互インピーダンスの測定を行なった。又、電場測定のため、A-A'アンテナにバイアス電流を流し、それを可変した時のインピーダンスの変化を調べた。

(2) 17.4kHz(NDT局)のレベル測定

電界の絶対強度を測定し、理論との比較を行なうことを目的とし、更にバイアス電流の可変による強度変化を測定した(図2)。

(3) wide band受信

両アンテナを周波数0~13kHz領域のVLF帯ノイズを測定した。これはバイアス電流の印加によるアンテナ及びプラズマに及ぼす効果を調べるために行なわれた。

以上の項目の実験は成功し、重要なデータが得られた。又、図3に示すように、両wire ant.による17.4kHz信号強度測定において、下り80km~70km間でスピンの変調による両レベル間(図3の実線と点線)には、約90°の位相差が見られ、wire ant.が互いに直交していることが確認された。

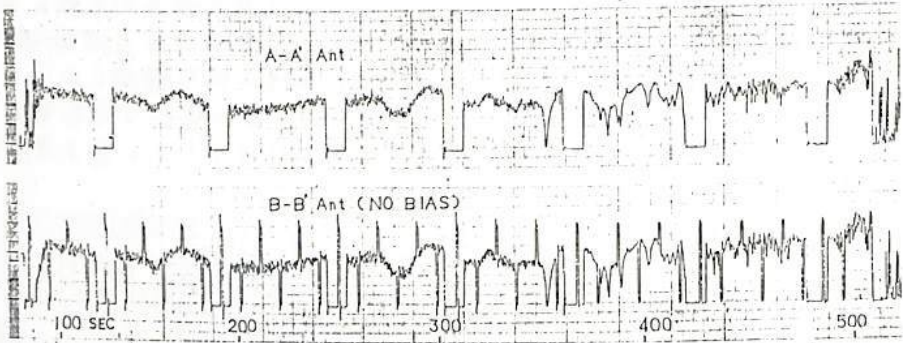


図2. 全飛しようにわたる17.4kHz信号の強度変化

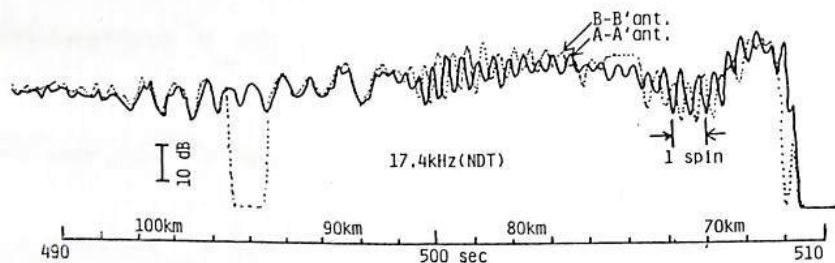


図3. スピン変調による両アンテナの17.4kHz信号強度の位相差

by J. P. Matthews

京都大学超高层電波研究センター，京都大学工学部

We discuss some effects which have been experimentally observed in space plasmas and which may be interpreted in terms of particle trapping by whistler mode waves. Using simulation data and an approximate analytic model a new interpretation of the Quiet Band Phenomenon is presented which does not agree with the theory of Cornilleau-Wehrlin and Gendrin (1979). We point out that the latter theory does not specifically consider the phase space dependence of the interaction.

We apply our analytic results to derive an expected frequency width of hiss bands which are sometimes triggered by coherent signals, and extend the discussion to Power Line Harmonic and Magnetospheric Line Radiation effects.

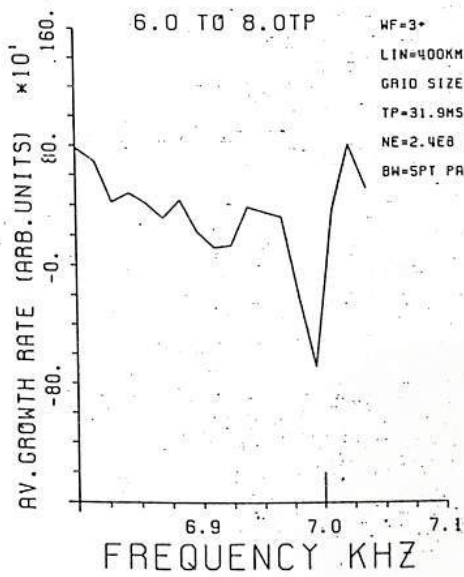


図1 正の勾配をもつ分布関数を
与えた時の成長率

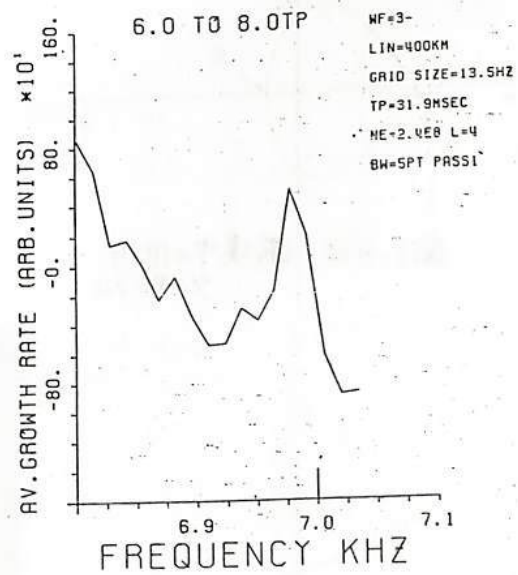


図2 負の勾配をもつ分布関数を
与えた時の成長率

by J. P. Matthews, Y. Omura and H. Matsumoto
 京都大学超高層電波研究センター

Using the same formalism as for electron capture in synchrotron accelerators, we develop an analytic theory to investigate how a coherent whistler mode signal affects the energetic electron distribution at $L = 4$ near the equator when feedback effects are unimportant. If the interaction is considered in phase space, the important role of gradients in the incident electron flux with respect to parallel velocity becomes apparent. For positive gradients there is a decrease in the number of particles near the frequency of the coherent signal, and for negative gradients, an increase. We compare our results to those obtained by computer simulation.

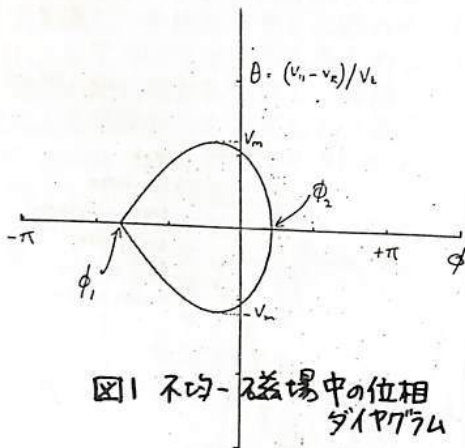


図1 不均一磁場中の位相ダイアグラム

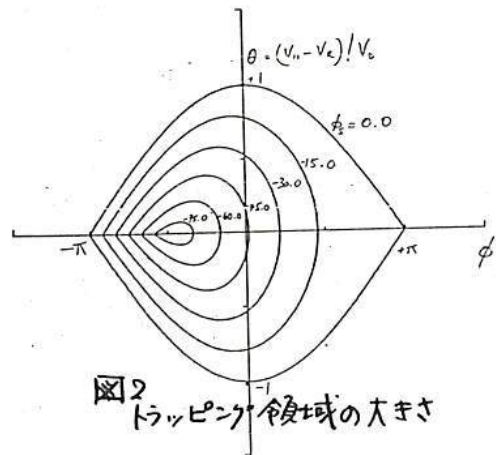


図2 トラッピング領域の大きさ

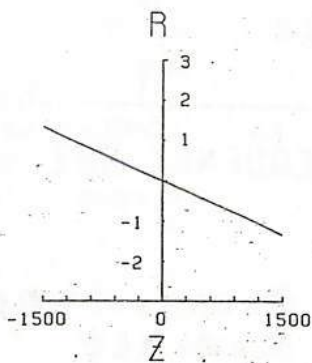


図3 不均一因子 R 対キョリ

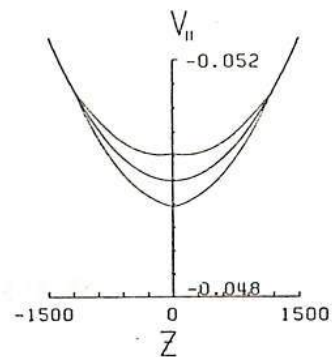


図4 トラッピング領域 vs. 距離

小島正宜・石田善雄・丸山一夫・楠沼隆清

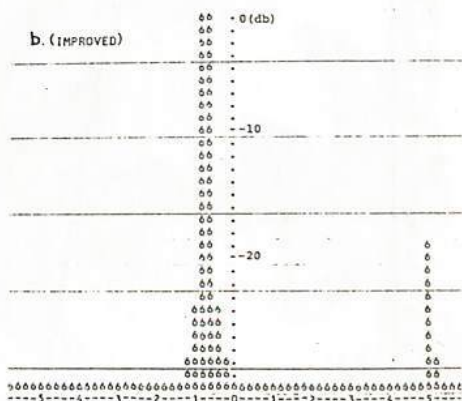
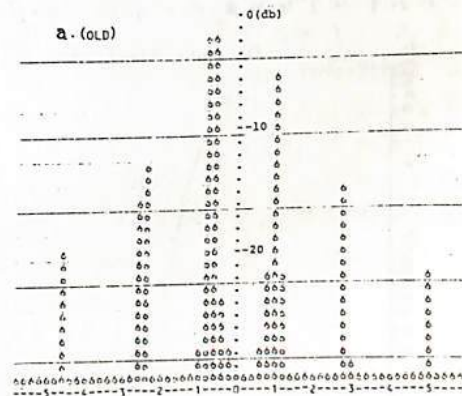
名古屋大学空電研究所

第1図は東西方向100m, 南北方向20mの非対称形シリンドリカルパラボラアンテナで豊川・富士・菅平の三地点に設置されておりUHF帯(〜327MHz)での惑星向空間シンチレーションの観測に供されている。星の東西方向追尾は、パラボラ焦線部100mの向に0.56波長間隔で並べられた192素子の半波長ダイポールよりなる phased array の位相を制御して電氣的にアンテナの指向性を交えることにより行なっている。従来はダイポール6素子を結合し192素子のダイポール出力を32系統にまとめた後に32個の移相器にて位相制御を行なっていた。このためアンテナビームを東西方向に7度振っただけでも第2図(a)に示す様に主ビームの利得が大きく低下し、同時に多くの Grating beam が表れた。このため電波源の長時間追尾が不可能だけでなく、太陽近くの電波源を追尾観測する時 grating beam の出現により強い太陽電波を受けてしまい弱い電波源のシンチレーション観測が困難になることが多かった。昨キより移相器の数を3倍の96個に増しダイポール2素子毎に位相制御ができるようにした。第2図(b)は改良されたアンテナで(a)と同じくビームを東西方向に7度振った場合のビームパターンであるが主ビームの利得の低下はほとんどなく Grating beam も60度程離れた所に低レベルのものが表れているだけである。ビームを15度振った場合でも利得の低下は1db程度であり Grating beam も主ビームより大きく離れたので太陽近傍の電波源を長時間にわたって追尾観測することが可能である。

現在、システムの位相および利得の自動測定・校正装置の製作中であり完成すれば長時間にわたる安定した観測が可能になり、シンチレーション指数(すなわち太陽風中の電子密度の乱れの程度)の測定等が精度よく行なえるようになる。



(図1) 菅平観測所のUHF電波望遠鏡

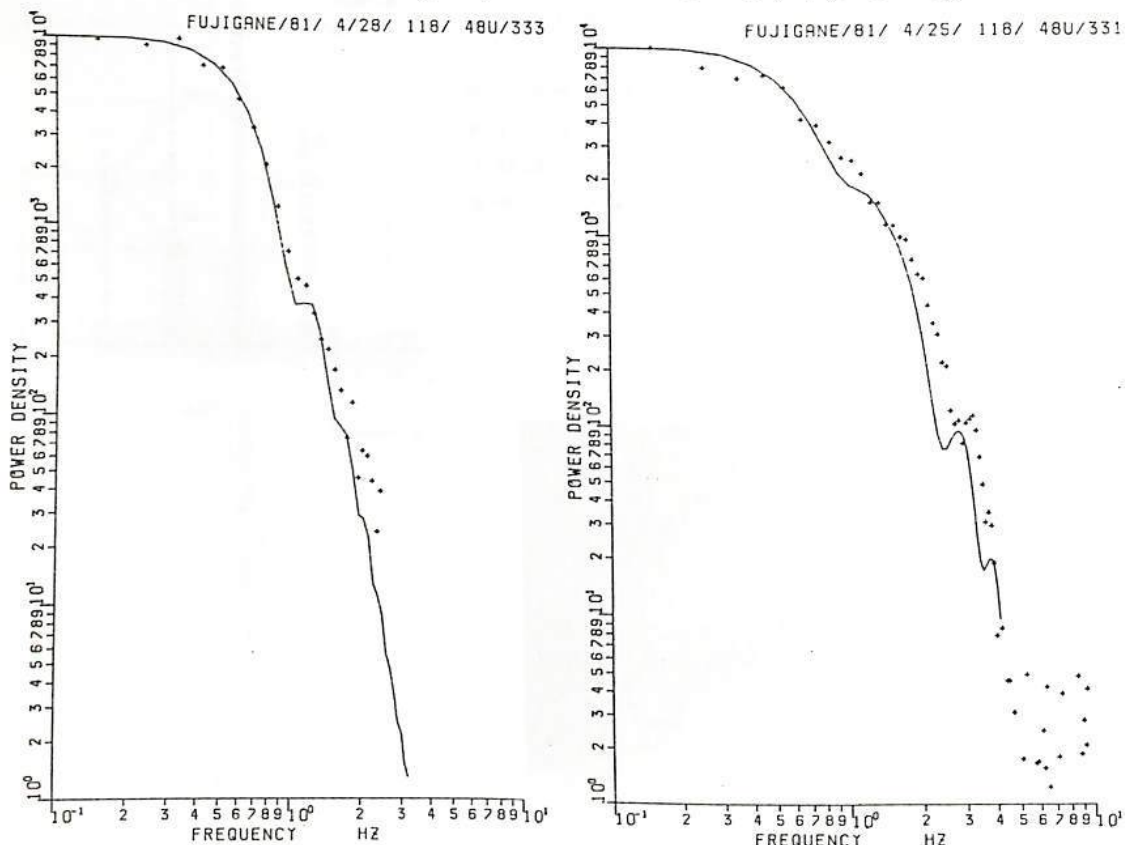


(図2) 横軸は角度は数値は10度単位である。

シンチレーションスペクトル

柳沼隆清, 小島正宜, 鷺見治一
名古屋大学宇宙電研究所

UHF帯における電波天体の惑星間空間シンチレーションのスペクトルは、これまで Cohen, Rao, Scott 等によって知られたが、何れも一点観測であるので、それから太陽風内の電子密度のゆらぎのスペクトルを求めるときには diffraction pattern の速度を仮定しなければならなかった。我々は1981年4月~5月の3C48の観測から、cross-correlation analysis から得られた diffraction pattern の速さを用いて、太陽からの距離 ~ 0.4 AU、緯度 ~ 60° における電子密度のゆらぎのスペクトルを model fitting によって求めた。下の左の図はその一例であるが、観測された IPS スペクトルは VHF帯と違い Fresnel filtering の影響がはっきりでていて、太陽風内の電子密度のゆらぎのスペクトルは index が3の power law で表わされることを示している。右図は4月25日に前日のフレアによる shock disturbance が高精度(63°)までひらがり電波天体への視線を横切ったときのスペクトルで、約400 km/s の太陽風内を約900 km/s の速さで disturbance が伝播していったとすると model でよく説明できる。この場合もやはり power law index は3である。また観測をはじめたばかりであるので確定的なことは言えないが、電子密度のゆらぎのスペクトルは VHF帯の観測(0.5 AU ~ 1 AU)や Scott の UHF帯の観測から言われてくる折れ曲りがなく、single power law でよいように思われる。



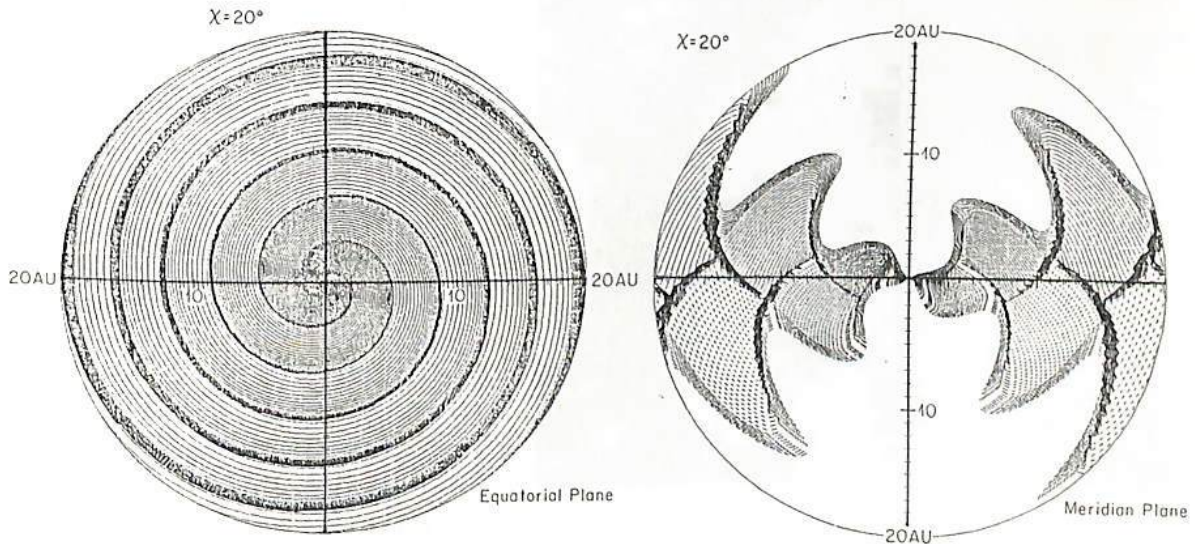
+ : 観測値 - : 計算値

太陽風の三次元構造

袴田和幸 中部工大

Wilcox and Ness により提唱された惑星間磁場のセクター構造は、最近 Schulz, Saito, Hundhausen 等により、太陽磁気圏内の太陽電流面との関係を重視する方向で議論が展開されている。彼等によれば、太陽磁気圏はコロナ磁場の中性線から惑星間空間へと広がっている太陽電流面により南北2つの半球に分けられる。このとき太陽風の速度が等方的であるなら Saito, Svalgaard and Wilcox, Thomas and Jokipii 等の云うように、太陽電流面の子午面内の断面は、単純な正弦関数で示されるような波打った形となる。しかしながら電波星のシンチレーションの観測によれば太陽風速度は太陽面緯度依存性を持っている。Hakamada and Akasofu は太陽風速度が太陽磁気緯度に依存していると仮定し太陽風速度の(1)11年変化、(2)半年変化、(3)27日変化、および(4)惑星間磁場極性の時間変化の基本的な性質のかなりの部分を統一的に説明できることを示した。

ここでは(1)太陽磁場が太陽の自転軸に対して傾いた磁気双極子により表され、(2)太陽風速度は太陽磁気緯度とともに増加していると仮定する。またすでに多くの研究者によりなされてきている太陽風の計算機模擬実験の結果と人工衛星による観測結果を参考にして、異なる速度の太陽風が惑星間空間を進む際おこす流体間衝突を定性的に考慮にいたれた太陽風のモデルをつくる。このモデルにより、上述の仮定のもとに太陽風の三次元的な構造を描いたものが下図である。共回転衝突領域(図中の黒い帯状の部分)は、太陽赤道面内ではよく知られているアルキメデスのスパイラル構造になるが、子午面内では赤道付近から南北の高緯度側へと伸び出しているのがわかる。この様子を北あるいは南側からのぞくと丁度バラの花びらが重なりあっているように見えるであろう。ただしこの場合、花びらに相当する共回転衝突領域は一枚のスパイラル構造になっていることに注意せよ。このとき太陽電流面はもはや正弦波で表されるような単純な形は持ち得ず、鋸波に似た断面を形づくりながら共回転衝突領域の一部として存在することになる。



極大期における太陽風の磁場と速度の巨視的構造

斎藤尚生・村上広史・丸橋克英・渡辺成昭
(東北大・理) (電波研究所)

1. 序 地球における回帰性の諸現象と、IMFのsector polarityとの関連から、特に太陽周期下降期における太陽磁気圏の磁場構造と速度分布が、太陽磁気中性面によって、大きく支配されていることがこれまでの研究で解ってきた。また、最近、太陽周期の特定の時期だけでなく、極小期前後においても、上述の様な、磁気中性面の役割が論じられている。そこで本講演では、太陽活動極大期において太陽磁気中性面がどのような役割を果たすかを、IMFのデータや、地磁気擾乱指数のデータを用いて考察する。

2. データ 1969年~1971年のIMFのsector polarityとboundaryのデータ(Svalgaard, 1976, 図1) 1969年~1971年のC9インデックス、太陽表面の磁場からpotential理論によって計算した $2.5R_{\odot}$ における磁気中性線のデータ(Newkirk, et al., 1973; 丸橋, 渡辺) K-コロナのデータ等が用いられる。

3. 解析 まず、太陽周期の極大期に、回帰性の現象があるか否か調べるために、Svalgaardによる、sector boundary 通過日をC9インデックスと重ねて書いた(図2)。また、1AUでのsector polarityとsource surfaceでのpolarityとを比較し、その一致がある程度得られたので、source surfaceでの磁場構造と、コロナのデータを比較した。

4. 解析結果・討論 極大期においては、通常、flareが頻発するため、太陽磁気圏の巨視的構造が著しく乱される。しかし、C9インデックスなどのデータを調べてみると、下降期ほど顕著ではないが、極大期にも、回帰性の傾向が認められ、太陽磁気圏の基本的構造が保存されていることが解る。従って、flare性の擾乱を分離することにより、太陽周期を通じての、IMFのsector polarityと回帰性現象との関連の推移を調べることは、興味ある課題である。



丸橋克英・渡辺成昭・斎藤尚生・村上広史
 (電波研究所) (東北大・理)

1. 緒言

丸橋・渡辺は太陽光球面磁場データから太陽風流源面(2.5R_☉)上の磁場分布を1959年から1973年に亘って求めた。一方斎藤等はこれまでの講演において太陽磁気圏に関する三次元modelを提示してきた。本講演ではこの太陽磁気圏modelが丸橋等の流源面磁場分布に合致するか否かを中心にして、太陽磁気圏の太陽周期変化を調べる。

2. 資料

丸橋・渡辺による流源面磁場データの他、SvalgaardによるIMF sector polarity dataや、K-corona data, C9 index等が用いられる。

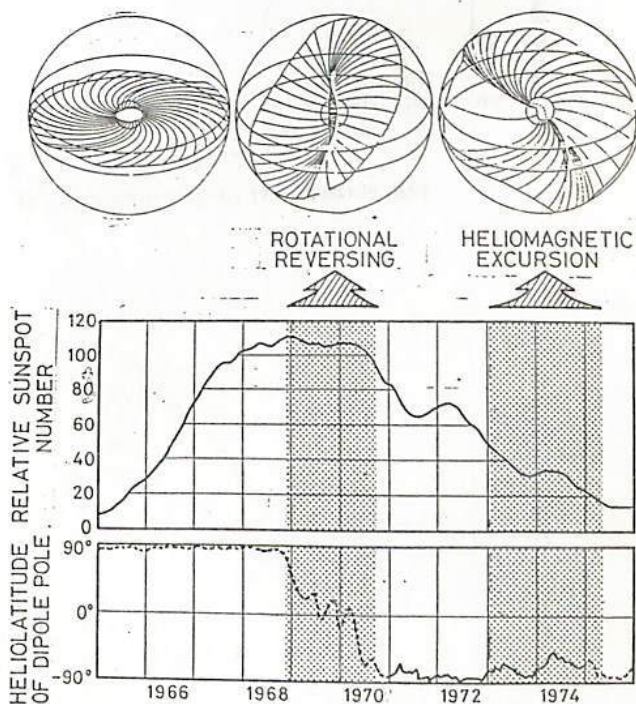
3. 解析

上記諸dataから solar sector boundary 又は interplanetary sector boundary と求め、Parker spiralsのenvelopeから heliomagnetospheric neutral sheet を求める。

4. 結果

- (1) 従来の三次元modelと流源面磁場dataは、可成り良く一致する。
- (2) 太陽磁気圏中性曲面は、ほぼ11年の太陽周期の間で、次の様な変化をすると推測される(オ1図参照)。

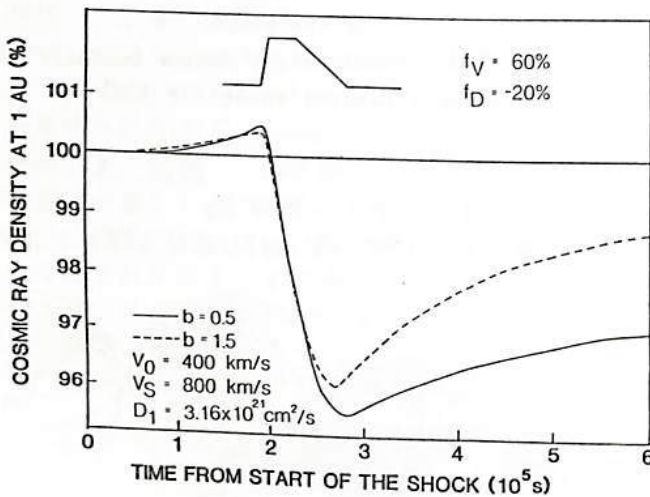
- 極小 — 増加期
 中性曲面は地球軌道面にほぼ平行になる。
- 極大 — 減少期
 太陽極冠磁場の反転に伴って中性曲面はほぼ180°反転とする。(但し高緯度部分については注意を要する。)
- 減少 — 極小期
 中性曲面は軌道面に対して傾いては戻るといふexcursion現象を数回繰返す。



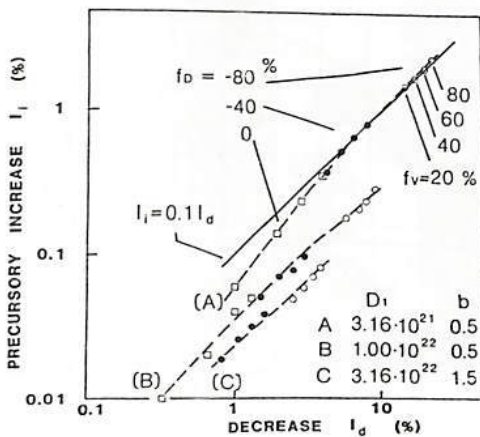
第1図

西田 篤弘
(宇宙科学研究所)

A model calculation of the cosmic ray Forbush decrease is performed on the basis of the diffusion-convection model. The main purpose is to evaluate the magnitude of the precursory increase expected from a model where the cosmic ray particles are swept away by traveling disturbances in which the solar wind speed is raised and/or the diffusion coefficient is reduced. It is found that the ratio of the precursory increase to the main decrease is less than 10% if the field-aligned diffusion coefficient is larger than $3 \times 10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}$ at 1 AU and the speed of the solar wind disturbance is less than $\sim 1000 \text{ km/s}$. Existence of a small precursory increase of this magnitude does not seem to contradict the observations of the Forbush decrease. The precursory increase can be $\gtrsim 20\%$ of the main decrease when the speed of the disturbance is $\gtrsim 2000 \text{ km/s}$, however, and August 4, 1972 event seems to represent such a case.



Time profiles of the cosmic ray density at 1 AU derived from the diffusion-convection equation. Shown on the top is the assumed shape of the perturbation in the solar-wind velocity and the diffusion coefficient as seen at 1 AU. [f_V : increase in the solar wind velocity, f_D : change in the diffusion coefficient, V_0 : unperturbed solar wind speed, $D_1 r^b$: unperturbed diffusion coefficient, V_S : shock speed]



Comparison of the amplitude of the cosmic-ray density decrease at 1 AU caused by a model shock with the amplitude of its precursory increase. A wide range of parameters is surveyed.

宇宙線と惑星間空間磁場の相関

和田雅美* 奥谷晶子* 小森博夫** P. Tanskanen***

(* 理研 ** 東京水産大 *** University of Oulu)

Duggal et al. (1)(2) 及び Agrawal et al. (3) は宇宙線中性子強度の日変化を、平均の IMF 方向に垂直と平行な2成分に分けた時、27日周期変化が垂直成分に出る事、そして南北異方性にも同様な27日周期変化が出る事を示した。ただし日変化と南北異方性と直接の相関はとらず、それぞれ独立に扱った。ここでは次の7つの量間の単相関と3重相関を、10つの組合せについて求める事により調べて見た。

- ①② 宇宙線日変化の IMF に垂直と平行な2成分
- ③ 宇宙線強度の南北差 ; THULE は北が大, MCMURD は南が大
- ④ 宇宙線強度の日平均値 ; CALM は27日平均値より大, DIST は小
- ⑤ 宇宙線強度の時間微分 ; CR-INC は増加, CR-DEC は減少
- ⑥ IMF の SECTOR 構造 ; AWAY from the Sun, TOWARD to the Sun
- ⑦ IMF の Σ 成分 ; IMF Σ -N は北向き, IMF Σ -S は南向き

この中①②の日変化についてはまだ解析中だが、③~⑦につき1967年より1975年迄のまとめた例を表2に示す。 χ^2 が2以上の場合をのせた。単相関では χ^2 の自由度は1であり表1にその有意性をのせた。A の χ^2 が特に大きいのは radial gradient から期待される通り、B, C, D, E の場合も有意である。なお autocorrelation, crosscorrelation の結果についても報告する予定である。

P	0.500	0.250	0.100	0.050	0.025	0.010	0.005	
n	1	0.454937	1.323330	2.70554	3.84146	5.02389	6.63490	7.87944

←表1

2 X 2 CORRELATION DIAGRAM AND CHI-SQUARE. YEAR 67 - 75 = 9

		頻度 (日数)			相対数 (パーセント)			
A	⑥④	THULE	MCMURD	SUM	THULE	MCMURD	SUM	
	AWAY	450	640	1090	15.41	21.92	37.33	
	TOWARD	986	844	1830	33.77	28.90	62.67	
	SUM	1436	1484	2920	49.18	50.82	100.00	
		CHI-SQUARE = 43.8659						
B	⑥④	CALM	DIST	SUM	CALM	DIST	SUM	
	THULE	929	710	1639	28.26	21.60	49.86	
	MCMURD	880	768	1648	26.77	23.36	50.14	
	SUM	1809	1478	3287	55.03	44.97	100.00	
		CHI-SQUARE = 3.4473						
C	⑦⑤	IMF Σ -N	IMF Σ -S	SUM	IMF Σ -N	IMF Σ -S	SUM	
	THULE	713	764	1477	24.04	25.76	49.80	
	MCMURD	786	703	1489	26.50	23.70	50.20	
	SUM	1499	1467	2966	50.54	49.46	100.00	
		CHI-SQUARE = 6.2250						
D	③⑤	CR-INC	CR-DEC	SUM	CR-INC	CR-DEC	SUM	
	THULE	994	631	1625	30.45	19.33	49.79	
	MCMURD	1044	595	1639	31.99	18.23	50.21	
	SUM	2038	1226	3264	62.44	37.56	100.00	
		CHI-SQUARE = 2.3329						
E	⑦⑤	CR-INC	CR-DEC	SUM	CR-INC	CR-DEC	SUM	
	IMF Σ -N	904	585	1489	30.68	19.85	50.53	
	IMF Σ -S	935	523	1458	31.73	17.75	49.47	
	SUM	1839	1108	2947	62.40	37.60	100.00	
		CHI-SQUARE = 3.8133						

←表2

- (1) Duggal, S.P., et al., J.G.R., 84, 6653, 1979
- (2) Owens, A.J., et al., Astrophys. J., 236, 1012, 1980
- (3) Agrawal, S.P., et al., J.G.R., 86, 11093, 1981

宇宙線南北異相性の Best-fit Rigidity Spectrum

高橋 八郎 矢作 直弘 長島 一男
 岩手大. 教員 岩手大. 入社 岩手大. 理

世界ネットワークの40ヶ所余りの宇宙線観測所からの宇宙線中性子成分データを用いて、長島の方法による三次元宇宙線異相性の解析を行い、宇宙線の Spherical Zonal Components (A_0, A_1, A_2) 並びにこれからの Best-fit Rigidity Spectrum (P_0, P_1, P_2) を1967年1年間にわたって求め、今後特に A_1, A_2 と 惑星間空間パラメータとの関係を探究してきた。解析は日平均値データを用いて、各 Solar Rotation 毎に行っている。

今回はこれらの解析結果のうち、 A_1 と P_1, P_2 の諸特徴を調べる。既に何回か A_1, P_1 の説明は行ってきているが、繰り返すと、 A_1 は宇宙線の南北異相性をあらわし、 P_1 がその Best-fit 変化した Rigidity spectrum をあらわす。上述の解析には、次のような Differential Rigidity Spectrum を用いている。

(i) Power type : $G(P) = (P/P_0)^\gamma$ $P_L \leq P \leq P_H$ (1)

(ii) Power-exponential type : $G(P) = (P/P_0)^\gamma \exp(\gamma - P/P_0)$ (2)

なお、(1)式の γ の値、(2)式の γ と P_0 の組合わせに示した次のような Spectrum Number をつけた。

Spectr. No. (Power type)	γ	Spectr. No. (Power exp. type)	γ	P_0
1	$\gamma = 0$	5	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 15 \text{ GV}$
2	$\gamma = -0.2$	6	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 20 \text{ GV}$
3	$\gamma = -0.5$	7	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 30 \text{ GV}$
4	$\gamma = -1.0$	8	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 50 \text{ GV}$
		9	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 100 \text{ GV}$

得られた結果の若干の例を示すと、Figs. 1~3 のようになる。それぞれに、惑星間空間の物理状態が反映しているものと考えられる。これらを用い、更に詳細に調べた結果を報告する。

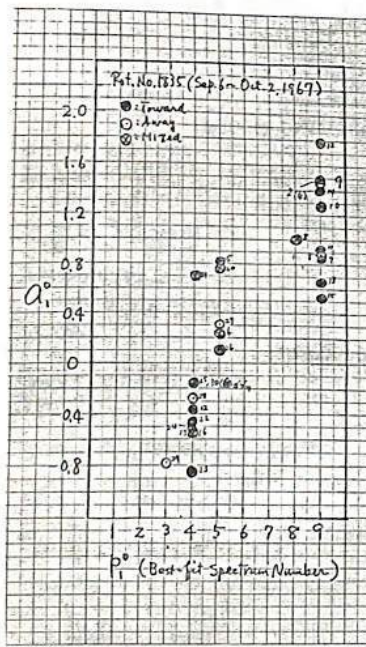


Fig. 1

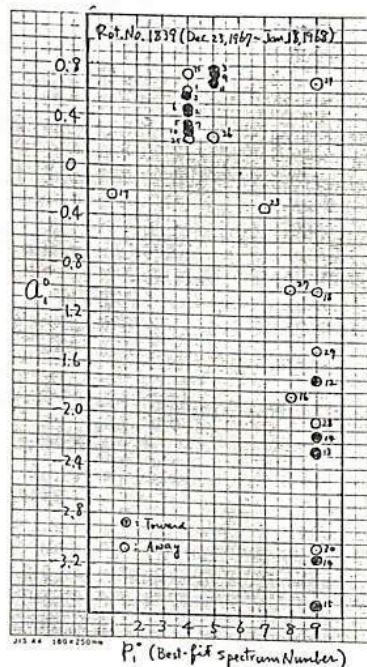


Fig. 2

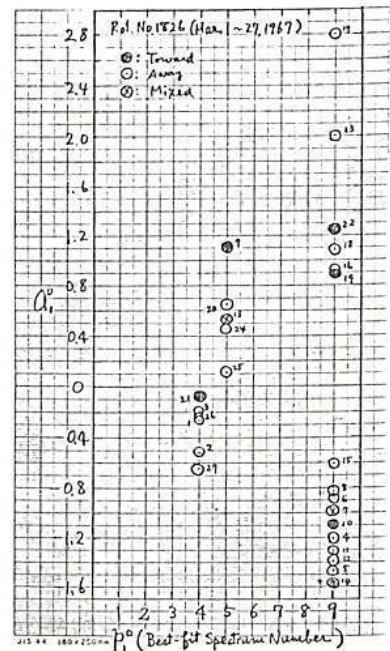


Fig. 3

タスマニアにおける空気シャワーの連続観測

名大理, ^A 東大宇宙線研, ^B タスマニア大

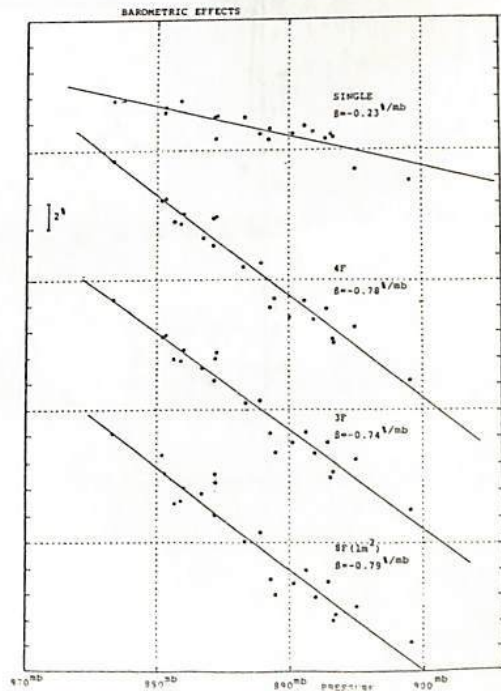
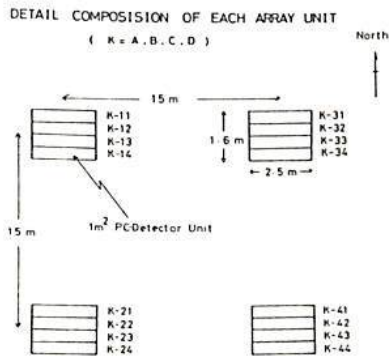
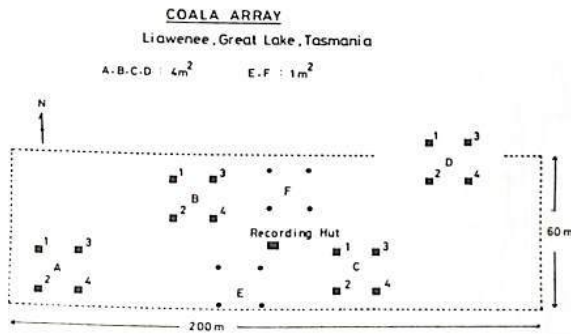
村上一昭, 藤井善次郎, 山田良史, 神原志津子,
上野裕幸, 藤本和彦, 霜永復章, 長島一男, 近藤一郎,
^B A.G. Fenton, R.M. Jacklyn 他.

エネルギー 10^{13-14} eV における宇宙線の異方性は (p -数 $10 \sim 100$ AU), 太陽磁気圏と銀河系空間の境界領域の電磁状態に対する情報を持つ興味深い対象である。このエネルギー領域において、異方性を三次元的にとらえるため、乗鞍における空気シャワー連続観測にコンジュゲイトな南半球における空気シャワー観測をオーストラリア・タスマニア大学と共同ですすめてきた。国内で製作した観測機一式を昨年の9月現地に発送した後、10.11月名古屋グループが現地に出張し現地側と共同でタスマニア州中央部 Liawenee に機番のセッティングを行った。11月末にセッティングを終了し12月より、南半球における空気シャワーの連続観測を開始した。

このセッティング及び現在到着している観測開始後約1カ月のデータについて報告する。

Observed Counting Rate

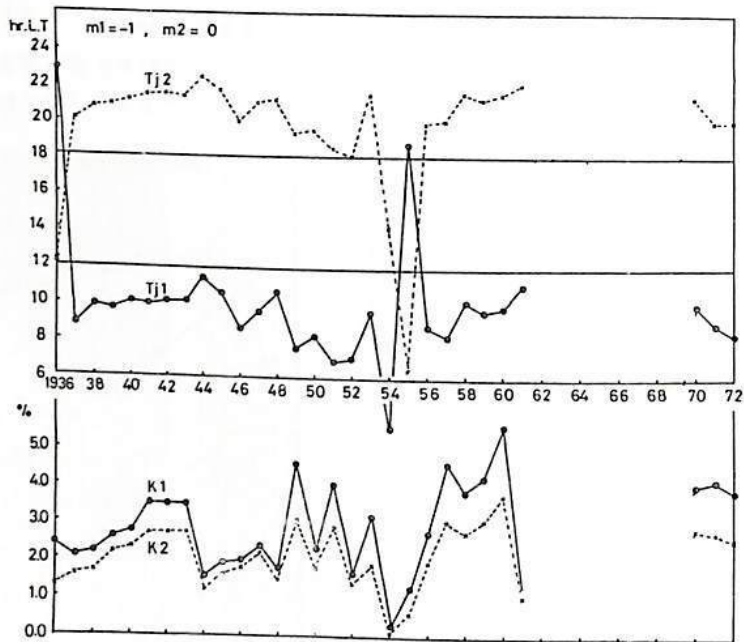
- 3 fold ($4m^2 \times 3$) $\sim 4 \times 10^4$ c/hr
- 4 fold ($4m^2 \times 4$) $\sim 1.3 \times 10^4$ c/hr
- 4 fold ($4m^2 \times 4$) $\sim 2.3 \times 10^3$ c/hr
- 8 fold ($4m^2 \times 8$) $\sim 1 \times 10^3$ c/hr



北村正 彦 小寺邦彦
 気象研究所

これまで我々は宇宙線太陽日変化異方性のモデルとして、Rigidity spectrumの異なる二方向の異方性について議論してきた、二方向の異方性を記述するのに、ここでは、8個のパラメーターが用いられる、即ち k_i (異方性強度の係数)、 i は又ここで各異方性を表す、以下同じ)、 T_i (異方性の方向)、 p_{ul} (スペクトルの上限値)及び m_i (エネルギースペクトルのパワー)で、各々のパラメーターの変化が地球上で期待される宇宙線太陽日変化にどの様に効いてくるかを調べる。

ここでは、Huancayo 及び Cheltenhamの二地点における中間子成分日変化について解析を行ってきたが、今回は Christchurch を入れた三地点について解析を行なう、8個のパラメーターのうち m_1 及び m_2 を仮定(即ち $m_1=-1, m_2=0$)し、他のパラメーターは計算値が観測値に最適になる様に定めた、下図はその中 T_i と k_i の値を因示したものである、 T_i はほぼ $9hLT$ 及び $21hLT$ を中心に变化しており、こゝら二地点の観測値を用いて解析した従来の結果と同じ傾向を示している。



IASY における宇宙線中性子強度日変化(1st Term)

位相の世界分布とその変動 Ⅰ

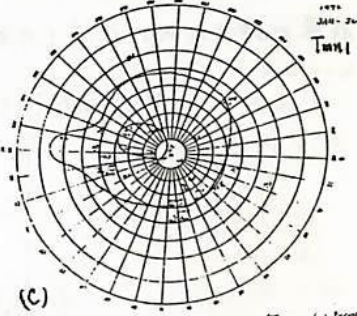
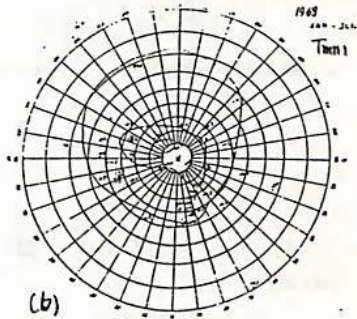
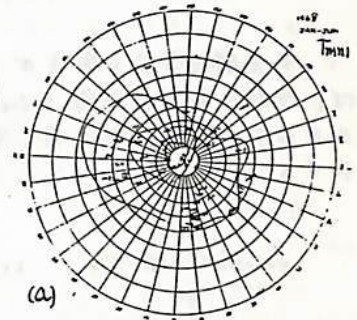
石田 善雄, 菅野 席吉, 白井 美奈子, 斎藤 俊子
 福島 大・教 育 福島 医大・教 養

これまで度々報告したように(Kanno 1961), 岡(1965)及び 7th, 8th, 9th, 13th, 17th I.C.R.C.) 世界各地の宇宙線中性子強度の月平均値より求めた日変化の位相(以下これに T_{mn} と表す)の半年平均値の contours と I_{FY} , I_{GC} , I_{QSY} 及び IASY のデータから次のような仮説が得られた。(i) 太陽活動の激しい時には、 T_{mn} は中・低緯度地方では前進し、両極地方と南大西洋地区では遅れる。(ii) 太陽活動期には地磁気の磁力線が西方に曲がる。太陽静穏期には東方へ戻る。(iii) T_{mn} の分布から求めた宇宙線赤道は時間と共に変動する。

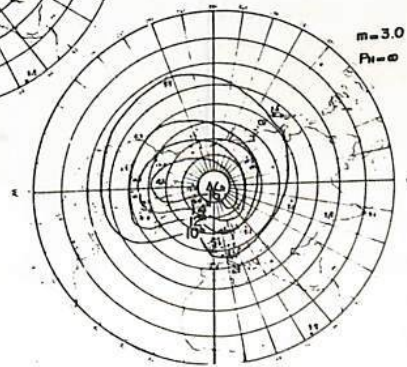
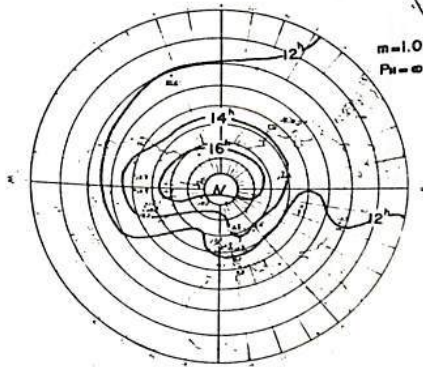
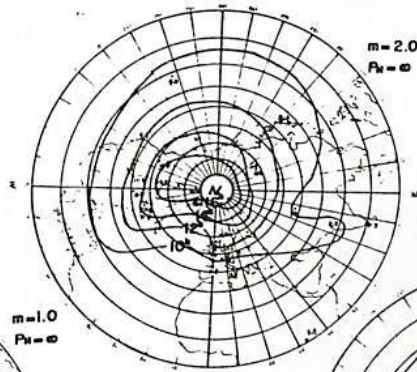
一方、宇宙線中性子強度日変化(1st term only)の位相(以下これに T_{mn1} と表す)の世界分布(contours で表現)を求め、S. Mori の計算の結果と比較したと $P_H = \infty$ で m (べき)の値は、 ~ 1.0 位が最も良く合うことを前に報告した。

今回は IASY 期間(実際には 1968~1970)にフイロ、前述のように T_{mn1} の世界分布を求めた。結果の一部を本 1 図に示す。本 1 図の (a) は 1968 年(1月~6月)の contours を示し、(b) は 1969 年(1月~6月)、(c) は 1970 年(1月~6月)を示す。(何れも北半球)。

また、S. Mori の計算値より求めた T_{mn1} (これに T_{mn1}^{**} と表す)の contours の数値を本 2 図に示す。両者と比較すれば、IASY 期間では、 m の値は 2.0 以上を凡以上の方が良く合うように思われる。更に換算を加えた結果を報告する。



本 1 図 T_{mn1} の contours (北半球)

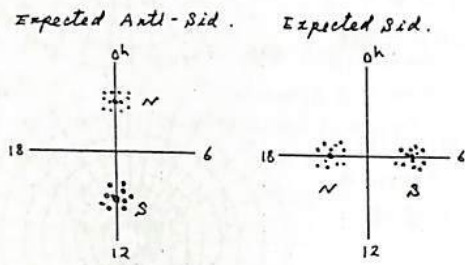


本 2 図

宇宙線中性子強度の恒星時日変化

長島一男 森下伊三男 森 賢 石田壽雄
 名大理 岐阜歯科大 信大理 福島大教育

宇宙線恒星時日変化が Solar semi-diurnal variation だけに起因するならば、観測される恒星時 (Sidereal time: SID) と反恒星時 (Anti-Sidereal time: Anti-SID) 日変化は第1図に示す分布になり、明瞭な N-S asymmetric type (P₂) が存在する。



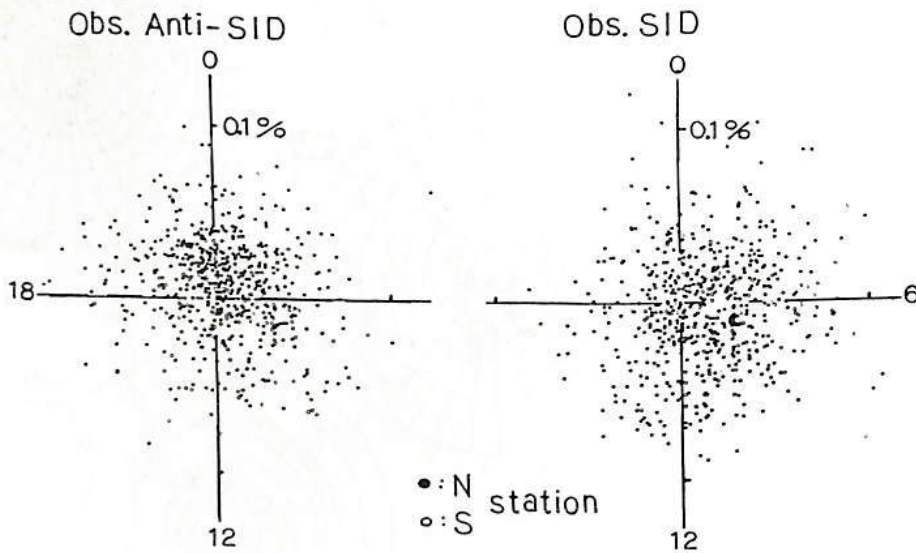
第 1 図

今回、World-wide に分布する中性子強度の観測 data を 1958 年 11 月 1979 年までの約 500 station-years を用いて解析を試みた。(北半球: 約 450 station-years, 南半球: 約 150 station-years)。

従来まで、南半球と北半球にある互に conjugate pair station を用いて、南北非対称成分の解析がなされてきた。Neutron intensity の noise と考えられるものは、太陽時の平均の分散を考慮して data を選択した。

第2図に、南北 station 毎に恒星時、反恒星時日変化の分布を示した。Solar semi-diurnal variation の特徴がわかるようは、

結果が得られた。今回その解析結果と 2nd を含めた結果について報告する。



第 2 図

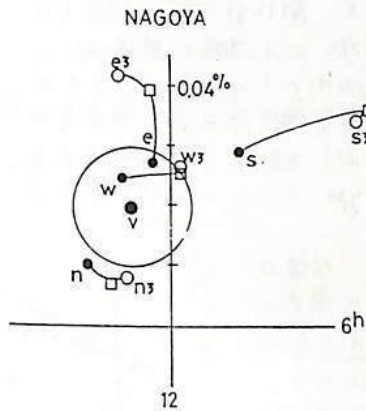
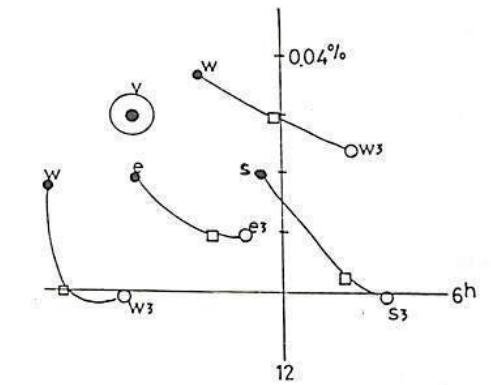
上野裕卓 藤本和孝 *森覚 長島一男
石大理 *信大理

Galactic Origin の宇宙線は星方位の Rigidity < 1000 GV 以下の宇宙線にて、
惑星間空間の磁場による deflection, scattering による変動が十分視測されることが
示された (Nagashima et al 1981) 又、1000 GV 以下の Rigidity の宇宙線恒星時
星方位の視測は太陽系外の宇宙線星方位を立体的に決定する決出手と見ることが
(1978-1980) 指通された。そのこと

Anti-Sidereal

Sidereal

Nagoya, Misato



Sakashita の 1 桁
にわたる Range
の Rigidity (60-600 GV)
の視測 Data を用いて
太陽系外起源の
恒星時星方位を
観測した。

図 1: Nagoya
Misato, Sakashita
の Sidereal, Anti-
Sidereal の観測
値を示す。

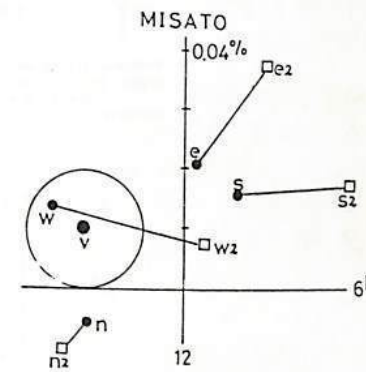
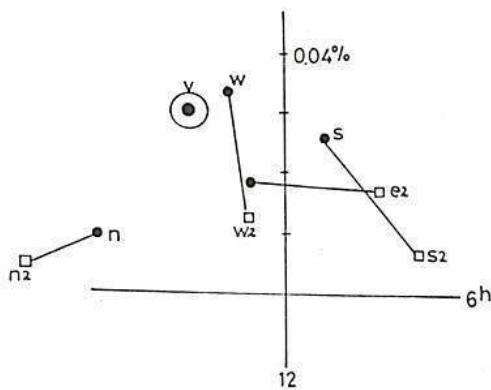
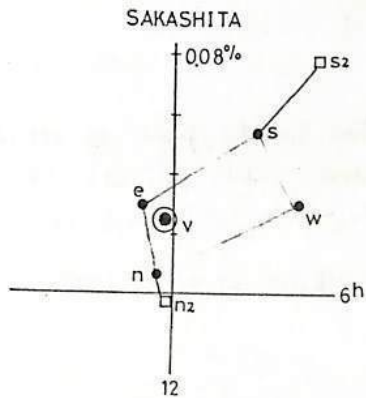
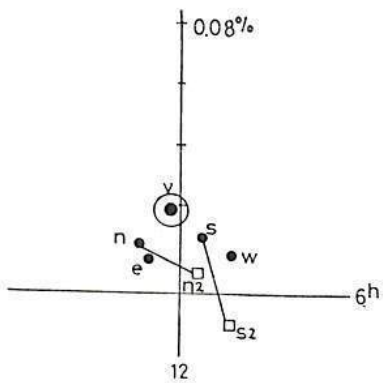


図 2: Nagoya
Misato の Sidereal
と Anti-sidereal
のデータはほぼ同
じなのに反対に
Sakashita では
Anti-Sidereal
が Sidereal に比
較して小さいこと
読みとれる。



太陽系外起源の
Semi-diurnal
anisotropy の起因
は南北半球
Sidereal, Anti-Sid
ereal の視測値の
Rigidity の高くなる
と相対的に小さく
なり、太陽系外起源の
恒星時日変化により
鮮明に観測されること
がわかる。

森 覚 (信大理)

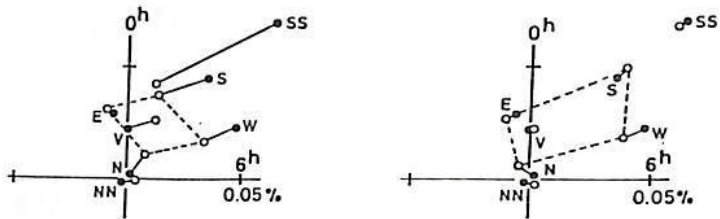
藤本 和彦 上野 裕幸 長島 一男 (名大理)

同題名の論文 (I) では、Nagoya, Misato および Sakashita 中間子計データを用い、rigidity range 60~600 GV の、太陽系外起源恒星時異変性の解析を試みている論文 (I) および本論文 (II) は、いずれも Nagashima (1971)⁽¹⁾ および Nagashima et al. (1971)⁽²⁾ による提唱された三次元異変性モデルに基づいている。すなわち、観測恒星時 (SI^1)、夏恒星時 (AS^1) 日変化は、太陽系外起源の SI_1^1 , AS_1^1 以外、太陽系内起源の半日変化 (SO^2) に起因する、南北非対称 SI_2^1 および AS_2^1 よりなるとしており、この理論的期待は、

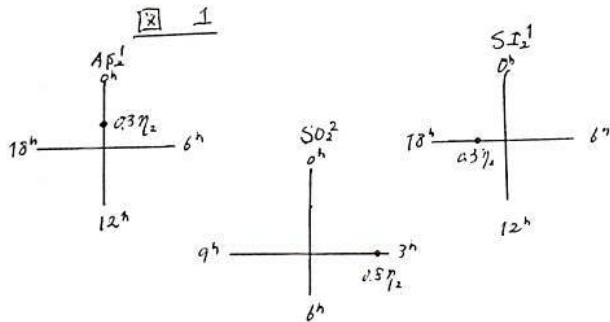
$$\left. \begin{aligned} SO^2 &= SO_1^2 + \dots \\ SI^1 &= SI_1^1 + SI_2^1 + \dots \\ AS^1 &= AS_1^1 + AS_2^1 + \dots \end{aligned} \right\} (1)$$

図 1 の Sakashita⁽³⁾ の観測例から 6 月のデータを基に観測 SI^1 は少なくとも太陽系内起源の SI_2^1 を含んでいる。そこで、 SI_2^1 を起因する SO^2 の関連する空間分布: $P_2^0(\cos \lambda)$ -type について検討を必要とする。

この論文では、理論的に SO^2 , SI_2^1 , AS_2^1 の間に図 2 の相互関係を設定し、1 式を基に 1 乙、観測恒星時日変化から、太陽系外起源恒星時異変性について議論する。



Sidereal lsc harmonic vectors (solid points) observed, and those (open circles) reproduced from only an uni-directional anisotropy and from an uni-directional anisotropy and a north-south asymmetry term



注: $\eta_2 < 0$
 η_2 : 空間分布 $P_2^0(\cos \lambda)$ -type の大きさ
 • 各期待値

(1) Nagashima, K., Rep. Ionos. Space Res., Japan, 25, 139 (1971)

(2) Nagashima, K. and H. Ueno, ibid., 25, 211 (1971)

(3) Ueno H., Fujii, I., Fujimoto, K., Sakashita, S. and Nagashima, K.

Proc. 17th ICRC (Paris), vol. 9 (1981)

桜井邦朋

神奈川県大工

宇宙線の化学組成は、最近、非常に詳細にわかって来た。特に、中重核から重核については、その同位体比もわかるようになり、宇宙線の発生源に関する研究も、現在では、具体性をもたせていくようになってきている。

宇宙線源における化学組成について、現在知られている主な観測結果を上げると、以下のようになる。

- 1) 化学組成における重核の過剰存在 ($Z \leq 59$) (太陽系の化学組成と比較して)
- 2) この過剰存在の度合は、核種の1次電離ポテンシャルに依存する。
- 3) 超高エネルギー粒子の化学組成に重核が多い。
- 4) 検出されている同位体
 ^{26}Al , ^{35}Ar , ^{36}Cl , ^{53}Mn
 ^{41}Ca , ^{44}Ti , ^{49}V , ^{51}Cr , ^{54}Fe , ^{56}Co (^{54}Fe は検出(以上の報告より)。
- 5) 超新星における prompt CR production は $\leq 10^{48}$ ergs/SN
 (10^3 不足)
- 6) Crab, Vela 等の超新星では、発生した宇宙線の全エネルギーの説明困難。
 (SNR からの rapid diffusion か? Pinkau, 1977)。

これらの諸結果に基づいて推定される宇宙線の加速される領域は、超新星の残骸ではなく、銀河系空間内にある。宇宙線の加速は超新星から供給されると考えられるが、この加速が加速される領域は別で、観測結果は、宇宙線の加速が、超新星爆発と同時に起きているのではないことを示唆する。加速機構は電磁的のかわり、超新星や星フレアから発生し、銀河系空間を伝播して行く衝撃波に関連したものと推定されるのである。

文献

- Sakurai, K. Proc. ICRC 17th Paris 2, 297 (1981)
 化学組成からみた宇宙線源 - 超新星との関連,
 宇宙研究会報告, 1982年3月8~10日, p.77 (1982)
 園

第 Ⅲ 会 場

(板橋区立産業文化会館)

5月11日(火)および5月13日(木)

(Ⅲ-1～Ⅲ-65)

牧野雅彦 , 小川俊雄
(京大理)

1. 目的 大気電場は雷雲内の雨滴や氷晶の成長に影響を与えるパラメーターの一つである。雷雲の発達の地域差を理解するためには、大気電場のグローバルな分布を知る必要がある。さらに、太陽-気候関係を考える上で大気電場が果たす役割が注目されている(Markson, 1978)。今回は、大気電場のグローバルサーキットモデルを用いて、大気電場のグローバル分布と、宇宙線の Forbush decrease による大気導電率の減少が大気電場に与える影響について調べた。

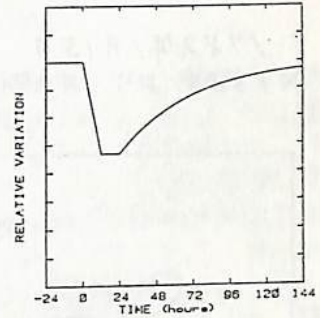


図2. 大気導電率の減少

2. モデル 高度60kmを上部境界とし、等電位を仮定する。下部境界は地形の影響を考慮するために、緯度・経度5°ずつに区切、た格子に地形高度を与え、地表面電位をゼロと仮定する。

雷雲は定電流源であると仮定し、活動地域とLT変化を考慮する。

大気導電率は高度変化と地磁気効果を考慮する。Forbush decrease による導電率の時間変化は図2のように減少させる。

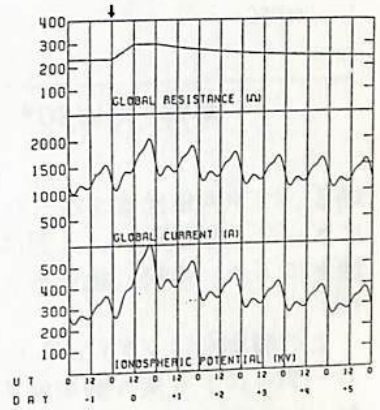


図3. グローバル抵抗, グローバル電流と電離層電位の結果

3. 結果 図1は地表面におけるUT20時の大気電場のグローバル分布図である。電場は下向きを正とし、斜線部は負で、雷雲活動領域に対応している。海洋上の大気電場には地磁気効果がみられ、高緯度ほど強くなる。図3は大気導電率を図2に従って変動させた場合の、グローバル抵抗とグローバル電流と電離層電位の結果である。図4は地表面における電場と空地電流の日平均値の相対変化を示す。高い山ほど電場の増大が大きく、電流の増大が小さい傾向は Reiter (1971) の観測と一致する。

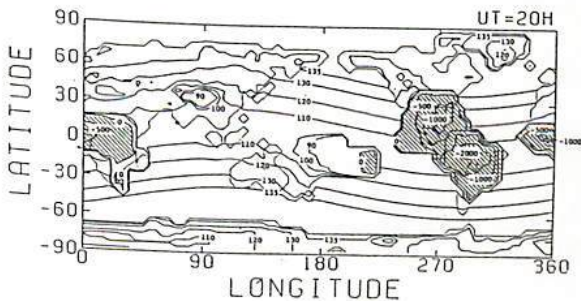


図1. 大気電場のグローバル分布図

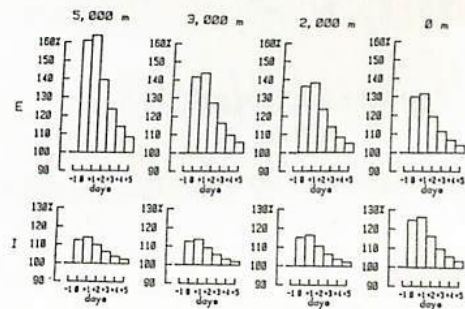
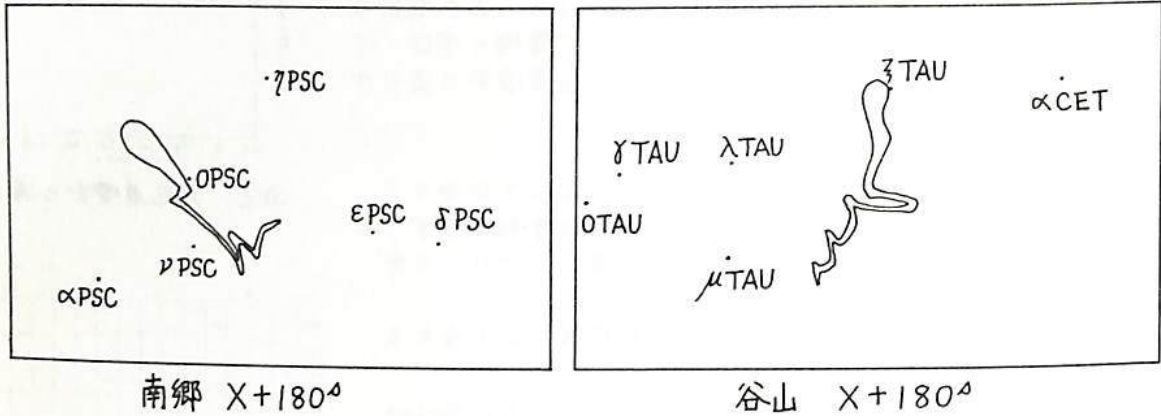


図4. 電場・電流の日平均値の相対変化。上の数字は地形高度を示す。

K-9M-73号機によるTMA発光雲の観測

中村純二 大地登 加藤進
 (東大教養) (岐阜大教養) (京大超高層)

1982年1月15日 1820 JST, 快晴に恵まれてK-9M-73号機は打上げられ、
 X+53秒より X+71秒まで 高度75kmから105kmまでTMAを噴射して、



明るいTMA発光雲を作った。丁度日照線が高度90kmにあったため、発光雲下部は日蔭に入って、白橙色に、上部は日射を受けて明るい青緑色に輝いた。これらの発光雲は内之浦をはじめ、南郷、種子島、山川および谷山の5観測点から約10分間に亘って観測された。

この観測点は1982年から始まったMAP計画の一環として実施されたもので、流星レーダーによる風の観測結果と比較するため、信楽の流星レーダーとの同時観測も行われた。

今回はこれら観測による解析結果の速報を行う。

K-9M-72号機による下部電離層の電子密度及び衝突回数測定(速報)

長野 勇 満保 正喜 深見 哲男
(金沢大工)

K-9M-72号機は、冬期内、浦に現われる高温度層の総合観測として、昭和57年2月13日午前11時00分に打ち上げられた。NEL-W/L項目(図1)では、地上局VLF電波(17.4kHz)信号の左右円偏波(R/L)強度測定のために、今回新たに、JJY標準電波8.0MHz強度も同時に測定した。又、KSC地上においては、D層の急激な変化をモニターするため同NDT局の振幅と位相測定も行った。R/L偏波強度測定装置は高度100km以下の上・下降時共に正常に動作し、上り71km、下り72kmでL偏波が減衰し、R偏波のみが、それ以上の高度で測定された。又、8MHz強度は全飛しようにわたって測定され、短波伝搬における電離層反射点付近の電界の様子が明確にとらえられ、興味あるデータを取得した(図2)。

今後のデータ解析は、以下の手順を行ない、講演時には一部ご報告をしよう。

- (1). 17.4kHz信号の偏波測定データからモード減衰特性法による50~80kmにわたるD層電子密度分布の解析
- (2). 地上観測とロケット上の17.4kHz信号のレベル差及び8MHzの吸収量から電子-中性粒子との衝突回数分布の推定
- (3). 波動観測データのレベル変化から、高温度層と見られる高度110km付近の衝突回数の解析
- (4). JJY 8MHzの反射点付近の電界強度データの定量的説明

謝辞

NEL-L項目で、宇宙科学研究所・平尾研を開発された真空封じマイクロースを用いた。使用にあたって、向井、小山両氏に大変お世話になりました。ここにお礼を申し上げます。

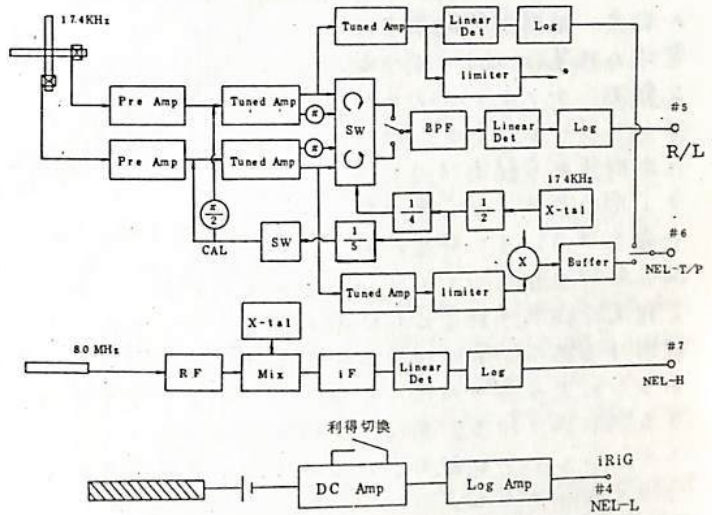


図1. K-9M-72号機搭載NEL-W/Lのアロック図

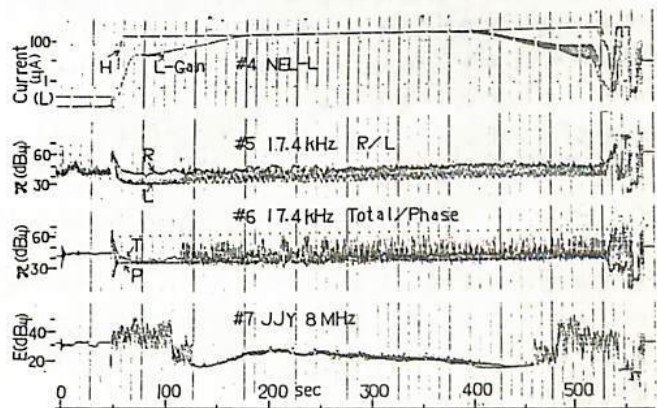


図2. 搭載機器の全飛しようにわたるテレメータ出力

田中高史
(電波研)

1.序論 プラズマバブルは磁気赤道附近に発生し、同時にスプレッドFとシンチレーションを伴う。発生は日没と共に開始し、その強度は真夜中前に最大となり、以後日没まで減少して行く。このようなプラズマバブルに伴うシンチレーションが移動衛星によって、日本附近からも観測された。

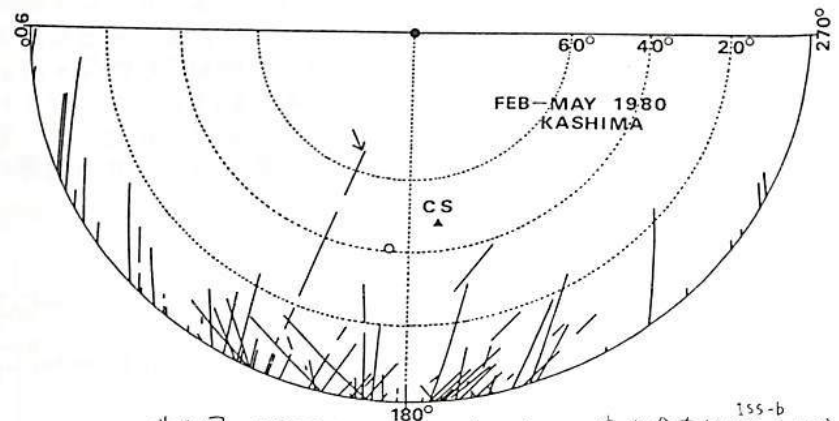
ここではプラズマバブル性のシンチレーションにつき、その時間空間分布、磁気活動度との関係について報告し、合せて他のタイプのシンチレーションとの関連、低緯度電離圏中の電場の性質について述べる。

2.観測 プラズマバブルに伴うシンチレーションは、日本附近から観測すると、オ1図に示すごとく南の空で発生する。また発生の時間分布は上記のプラズマバブルのそれと良く一致する。

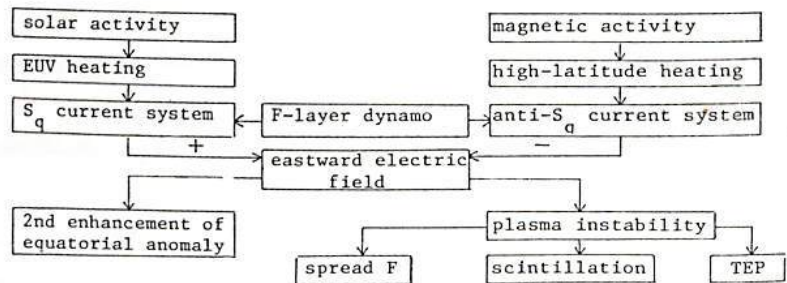
さらに発生強度は太陽活動度と正相関、磁気活動度と負相関を示す。ここで我々がプラズマバブル性シンチレーションを観測する時は、単にバブルが発生するだけでなく、それが高々度まで上昇している必要のあることを考慮せねばならない。このような条件は、一般に電離圏中に東向き電場の存在する時に満たされる。東向き電場の存在を示すもう一つの証拠として、プラズマバブル性シンチレーションが観測される期間は、赤道異常が良く発達している期間と一致することを示すことができる。

3.他のシンチレーションとの関連 我々の観測ではシンチレーションの空間分布がわかることが重要であるが、プラズマバブル性のシンチレーションは仰角20°以下に集中している。ところがこれ以上の仰角においてもシンチレーションは観測される。これらは一般に強度が弱く、昼間タイプと夜間タイプが存在する。このうち昼間タイプはE_s性のシンチレーションと考えられるが、夜間タイプとしては、プラズマバブル性シンチレーションとは別のメカニズムによる、中緯度型シンチレーションが存在することが示された。

4.結論 以上の観測を统一的に説明するためには、赤道電離圏中の電場の発生メカニズムを考慮する必要がある。オ2図に示す赤道電離圏中の物理過程によって、我々の観測は良く説明することができる。



オ1図 プラズマバブル性シンチレーションの空間分布 (ISIS-1 & 2)



オ2図 physical processes in the evening equatorial ionosphere

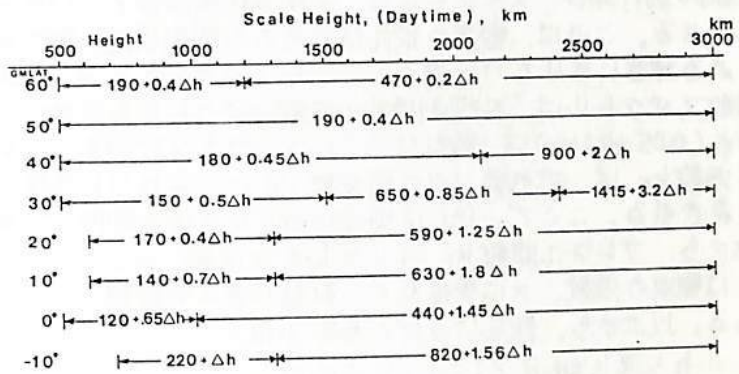
トップサイドサウンダデータから導出した平均的電子密度の数値モデル

西崎 良, 相京和弘, 永山幹敏, 猪木誠二, 丸山 隆, 藪馬 尚, 井出俊行
電波研究所

電波研究所から *Alouette-II* 号のイオノグラムデータを $N-h$ 解析したデータブック集がこれまでに6冊出版されている。このデータブック集から静穏時(ここでは $K_p \leq 3$)の、地磁気緯度 $-10^\circ \sim 60^\circ$ まで 10° ごとに、昼間(ここでは $SZA \leq 90^\circ$)、夜間(ここでは $SZA > 120^\circ$)の平均的なスケールハイトを求めた。

その結果、高度 $500 \sim 600 \text{ km}$ 付近から 3000 km までのスケールハイトは高度と共に単調に増加し、各緯度について、1~3本の一次式で近似してよく合うことがわかった。

第1図に昼間の平均的なスケールハイトを示す。図中の Δh は基準高度 h_0 から高度 h までの高さ (km) であり、例えば図中の地磁気緯度 60° の場合、 $190 + 0.4 \Delta h$ と表示されているが、基準高度、 $h_0 = 500 \text{ km}$ におけるスケールハイトは 190 km であり、高度 $1,200 \text{ km}$ でのスケールハイトは、



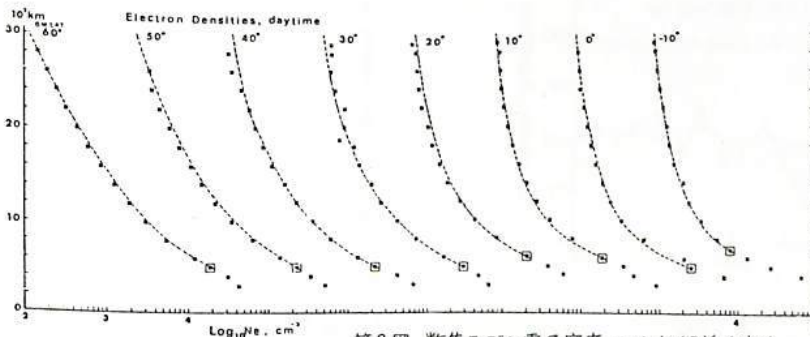
第1図 昼間の平均的スケールハイト

$SH_{1200} = 190 + 0.4 (1200 - 500) = 470 \text{ km}$ となる。高度 1200 km から 3000 km では傾きが異なり、高度 1200 km を第2の基準高度として高度 100 km 当り 20 km ずつスケールハイトが増加する。このようなスケールハイトを用い、高度 $500 \sim 600 \text{ km}$ 付近の一点における電子密度を与えることにより各高度における電子密度が容易に計算できる。

第2図の破線は基準高度 \square 印の一点の電子密度を与え、第1図のスケールハイトを使って求めた電子密度の高度分布を示す。また図中の \bullet 印はデータブック集の電子密度から高度 200 km ごと約10サンプルの中央値を示す。図の破線と \bullet 印と比較すると簡単な手法でも相当よく合っていることがわかる。

また ISS-b のトップサイド・イオノグラムを用いて地球周囲の電子密度分布についても同様の手法で解析を行なった。

今後擾乱時、および極域電離層についても調べる予定である。



第2図 数値モデル電子密度と $N-h$ 解析中央値

シンチレーション観測による電離圏不規則構造の高度の推定

熊谷 博 小川忠彦 堀 利浩(電波研平磯)

電離圏シンチレーションの2点観測を行い、散乱体である電離圏不規則構造のドリフト速度を測定した。測定には、静止衛星きく2号の136MHzホーコン波を用いた。ドリフト速度、方向については、すでに前回の学会で報告している。今回は、このときに得られたドリフト速度と、周波数スペクトルを基にして、不規則構造の高度の推定を行ったので報告する。

図1に、夜間のシンチレーションの周波数スペクトルの例を示す。シンチレーションが比較的弱い場合、スペクトルは、平坦な低周波部と、パワー則に従い減少する高周波部に分かれる。これは、電波の散乱体である不規則構造の厚さが薄く、位相スクリーンと見なされる場合に成り立つ。図1に示したスペクトルには、このような特徴が現れている。周波数スペクトルは、不規則構造の波数スペクトルを反映しており、スペクトルの折れ曲りの点(0.05~0.1Hz)は、散乱体のフレネルサイズに対応している。フレネルサイズに対応する波数 k_F は、折れ曲り点の周波数 ν_F と、ドリフト速度 v_d により、 $k_F = 2\pi\nu_F / v_d$ と表される。ここで、 v_d は電波のパスに垂直な面内での散乱体の速度である。電波の回折から、フレネル波数 k_F は $\sqrt{\pi k/z}$ となる。ここで k は電波の波数、 z は受信点から散乱体までの距離である。以上から、散乱体の地上高度 h は、

$$h = \pi k \sin^2 \theta / (2\pi \nu_F / v_d)^2 \quad (1)$$

で与えられる。ここで θ は衛星の仰角である。

(1)式を用いて、夜間の不規則構造の高度を求め、図2(a)に示す。ドリフト速度は、2点観測から得た南北方向の速度を用いており、同図に含わせて示す。夜間の不規則構造の高さは400km程度と推定される。図2(b)は、昼間に発生したシンチレーションについて同様の推定を行ったものである。高度は、100km程度が得られた。これまで、シンチレーションは、夜間は、電離圏F領域に、昼間はE領域に起因すると考えられてきた。今回の観測結果は、これまでの結果と一致している。

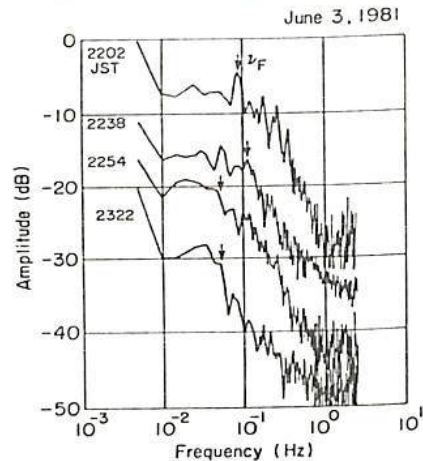
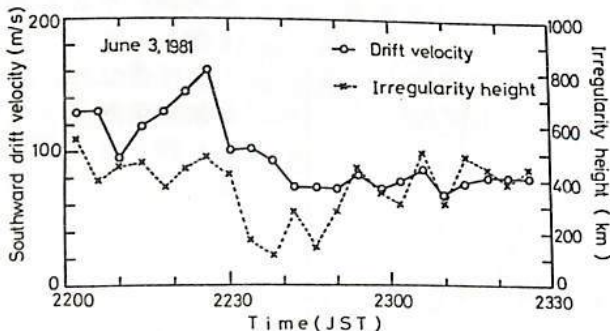
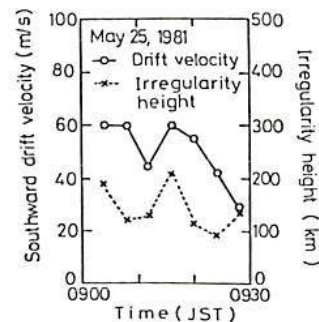


図1. シンチレーションの周波数スペクトル



(a) 夜間のシンチレーション



(b) 昼間のシンチレーション

図2. 不規則構造のドリフト速度と高度の時間変化

静止衛星 VHF 電波受信による沿磁力線伝搬実験 (I)

電波シンチレーション発生特性

新野賢爾 皆越尚記
(電波研究所)

電波研究所では、東経 130°で定常的に運用中の技術試験衛星 2 型 (ETS-II; きく 2 号) の発射する 136 MHz 電波受信により電波強度シンチレーション及び偏波面フアラデー回転による全電子数の観測を実施しており、その結果の一部についてはすでに本講演会でも報告した。

電離圏を通過する電波は、その通路が磁力線と平行と近くなる場合、電子密度分布の沿磁力線構造による散乱を受け易くシンチレーションが顕著になることが理論的に示されている。日中では、この条件が満たされていることに着目して、ETS-II の静止位置を 130°E から 144°E に変更することにより昨年 7 月、8 月の 2ヶ月間秋田、蔵王、平枝、鹿島、小全井及び山川で観測を行った。

図 1 は実験地の概略図と電波通路と磁力線の交差角度等値線を示す。

図 2 は、2ヶ月間の観測を昼間と夜間に大別して、シンチレーションの大きさの交差角に対する関係を示したものである。シンチレーションの弱い昼間においては観測値は弱い散乱理論と極めて合致しているが、夜間は強い散乱を考慮しなければ観測から求められざるし沿磁力線特性と説明出来ぬことがわかった。

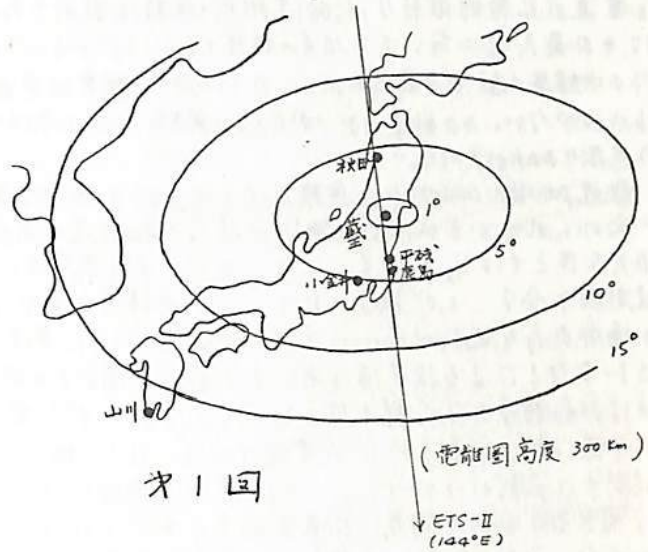


図 1

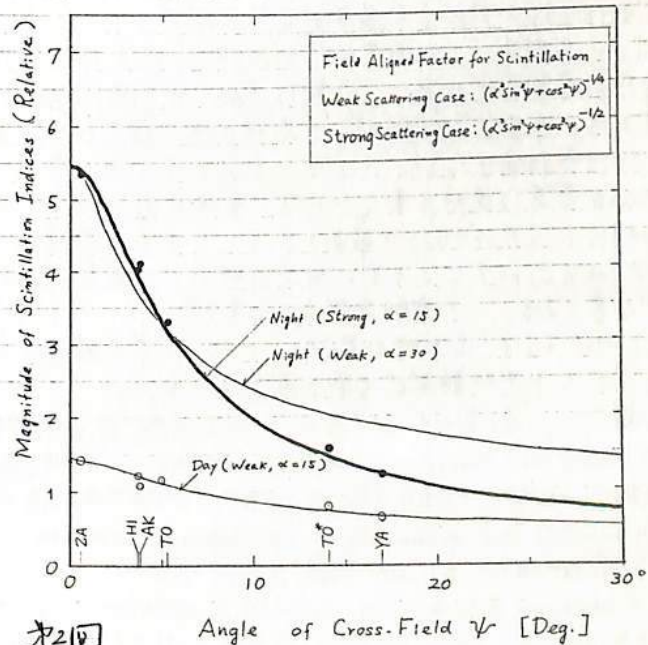


図 2

中緯度電離層電流の高度分布

小川 徹, 北野 正雄, 藪崎 努
(京都大学超高層電波研究センター)

最近、ロケット搭載先ポンピング磁カ計の精度向上により、中緯度の弱い S_q 電流についても高度分布が正確に観測出来るようになった。観測結果の一部は既に報告したが、従来の理論とは特に電離層の厚さについて差違があるのでまとめて報告する。

図1は内之浦における観測をまとめたもので電流が最大となる11:00LT附近(秋期及び冬期)と電流が比較的微弱な16:00LT附近(秋期)の観測である。これ等の観測例から電流層の厚さ(Δh)はその最大時においても10km程度であることが分る。内之浦以外の中緯度の観測も幾つか試みられているが、結果が発表されたものは少ない。その結果は幾つかのスピン周期にわたって平均されており見掛けの Δh が大きくなっている。

最近 parallel conductivity を無限大として $j_z \neq 0$ の場合の電流系が求められているが緯度20°附近で Δh は25km程度である²⁾。また磁気赤道上では j_z の効果により j_y のピークの高さ及び Δh が観測値と合うことが報告されている⁴⁾。中緯度において $j_z = 0$ の場合の j_y を Salah and Evans の風系モデル⁵⁾を用い、伝導度の $\sigma_{n, \text{op}}$ は ISレーダなどによる推定値を用いて求めると図2の×印となる。 Δh は20km程度となり、観測値の約2倍となる。しかし電流のピーク値は約1/2であるから、全電流はほぼ一致し、地上の磁場観測では区別がつかない。 Δh が異なる原因については、(1)風系モデルが不適当、(2)垂直電流を無視したなどが考えられる。今回は(1)につき検討して見る。高度100-125kmに最も影響するのは(2,4)モードであり Salah and Evans のモデルは ISレーダによる温度観測⁶⁾を根拠としている。ISレーダ観測による温度変化の(2,4)モード振幅の高度分布は季節変化があり、冬期は15km、その他は20km程度の厚さをもっている。従って冬期の電流層のロケット観測とは差は余りないといえる。しかしその他の季節では Δh の差異は説明出来ない一方、温度変動の高度分布を約1/2にすれば ISレーダ観測と矛盾して来る。今後100-120kmの ISレーダによる高い高度分解能での風系の観測が必要である。一方電離層電流の高度分布をさらに明らかにするためには日没、日出時や夜間における人工電と磁カ計によるロケット同時観測が必要と考えられる。

文献 1) T. Yabuzaki and T. Ogawa, Journ. Appl. Phys. 45, 1342 (1974).
2) T. Yabuzaki and T. Ogawa, Journ. Geophys. Res. 79, 1999 (1974). 小川, 藪崎, 宇宙研報告 14, 1247 (1978). 小川, 藪崎, 宇宙研報告 17, (印刷中). 3) 例えは S. Matsushita and W. H. Campbell ed. "Physics of Geomagnetic Phenomena" (Academic Press, 1967) P. 954
4) K. Burrows and S. H. Hall, Journ. Geophys. Res., 70, 2149 (1965).
5) M. Takeda and H. Maeda, Journ. Geophys. Res., 85, 6895 (1980). 6) K. Maeda, Journ. Atmos. terr. Phys., 43, 393 (1981).
7) R. M. Harper, Journ. Geophys. Res., 82, 3233 (1977). 8) J. E. Salah and J. V. Evans, *ibid* 82, 2413 (1977).
9) J. E. Salah and R. H. Wand, *ibid* 79, 4295 (1974).

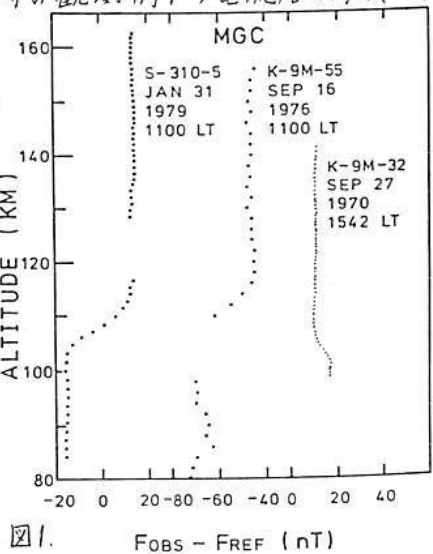


図1.

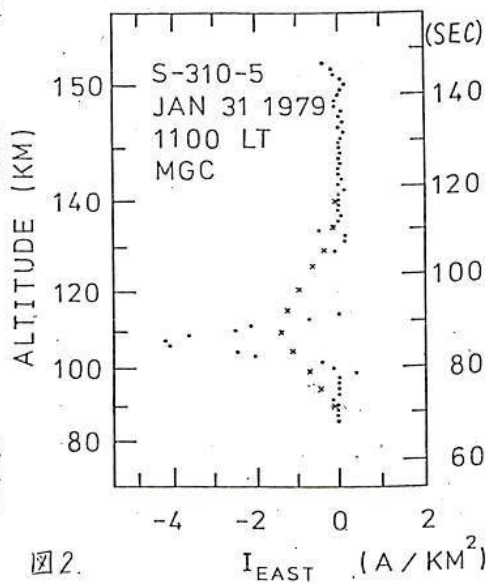


図2.

竹田雅彦・前田 坦
(京都大学理学部)

地磁気 S_q 場の逐日変化 (day-to-day variation) の原因を調べるには、地上や衛星の磁場データを用いた逐日変化の現象そのものの把握と、考えられる原因についてのシミュレーションの二つが共に重要である。前回の学会では、考えられる原因として、高緯度の地磁気圏電流および半日同期の潮汐風について、 S_q 電流系への効果をモデル計算するとともに、1964年12月の S_q 場の逐日変化を調べた。今回は equinox 時のように調べるために、1970年3月11日～26日 ($\max K_p=3+$) の期間について、赤道に関して南北対称と仮定し、北半球の観測所のデータを用いて解析し、この期間の UT 変化および逐日変化を求めた。その結果、UT 変化はこれまで行われてきた解析結果とはほぼ一致すること、逐日変化は、平均値からの偏差が、平均値のパターンとは一致せず、日によっては半日同期の潮汐風によって流れる電流に一致するものがある(図1・図2) ことがわかった。そのほか、MAGSAT 期間についても解析を行い、衛星の磁場データとの比較を行う予定である。

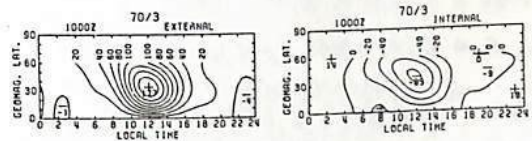


図1 1970年3月11日～26日の UT 10時に おける平均の S_q 電流

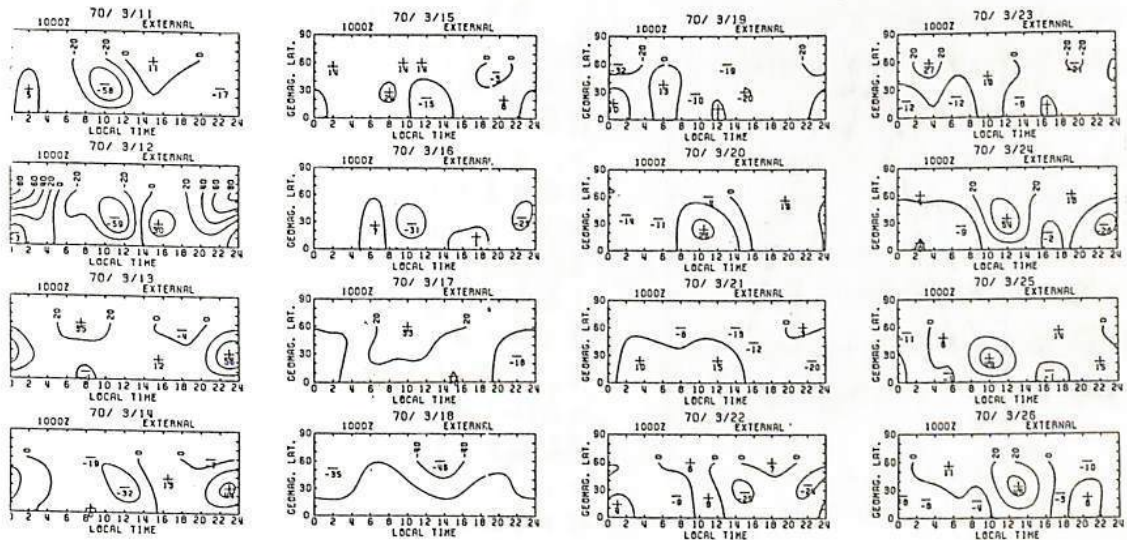


図2. 1970年3月11日～26日の各日における UT 10時の S_q 電流の UT 10時の平均値からの偏差。

前田 憲一

緒言 磁気赤道地帯のダイナモ層には、高密度の所謂ジェット電流が流れ、大きな水平日変化磁場 (ΔH) を発生する。時々このジェット電流がくずれ逆流することを想像させる変化が ΔH に起ることが古くから知られている。この逆ジェットの現象は、過去の ΔH の観測結果の統計処理によって、月齢と関係があることされている。

月の影響ということでは、太陽潮汐半日周期の風によるダイナモ理論の計算を試みた人はいらぬ、通常容認される程度の風速では説明困難であるというのが現状である。

筆者は前に、磁気赤道地帯の正午前後において $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$ が与えられている時、東西電場 E_y と風系と東西電流 (即ちジェット電流, j_y) の三者間関係を支配する式を弁表した。今回はこの関係式を用いて、太陽潮汐風と太陽潮汐風が存在する場合、昼間 ΔH の減少または逆転が生ずる可能性があり、且これが月齢に左右されることを示す。

原理の概要

前回の式を再掲すると、 $J' = KE_y - Q'$, (1)
 $J' = \sigma_0 [\alpha \int \beta (j_y / \sigma_2) dz + \frac{\partial}{\partial x} (\sin I \cdot j_y / \sigma_2)] + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_1 \cdot j_y / \sigma_2)$ (2)
 $K = \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_2 + \sigma_1^2 / \sigma_2) + \sigma_0 \frac{\partial}{\partial x} [\sin I \cdot \sigma_2 / \sigma_1 + f \frac{\partial}{\partial x} (\sigma_1 / \sigma_2)] dz$, (3)
 $Q' = -\sigma_0 \frac{\partial F_2}{\partial x}$, $F_2 = \frac{B_0}{j_0} [d_x \frac{\partial P}{\partial x} / \rho - \sigma_x \frac{\partial P}{\partial y} / \rho]$. (4)

d_x, d_z は σ_1, σ_2 の関数, β は j_y の南北 (x 軸) 分布 $j_y = j_y(0) \{1 + \alpha x + \beta x^2\}$ (5) 中の定数で、彎曲率をあらわす。 α は定数。

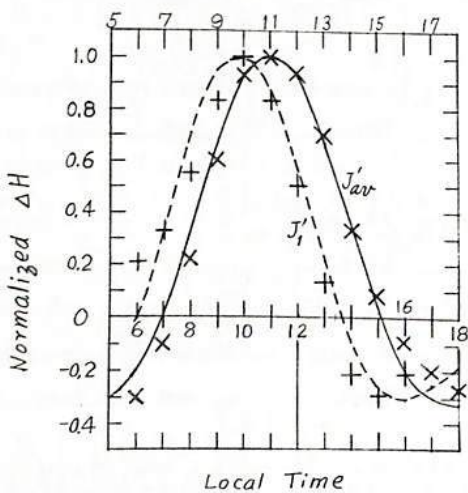
σ_1 を $\sigma_0(1 - \cos \omega t)$, E_y を $-E_y \cos \omega t$ (6) で表現すると、 KE_y の時間因子 (位相を含む)

が知られる。次に風系としては (1.2), (2.4), (2.2) の太陽潮汐風と (2.2) の太陽潮汐風を考慮し、 $q \cos(\omega t + \delta)$ の形をあらわすことにすると、 Q' の構成要素として、 $g_{1,2} / \sigma_{1,2}$, $g_{2,4} / \sigma_{2,4}$, $g_{2,2} / \sigma_{2,2}$ と $g_{2,2} / \sigma_{2,2} - 2\omega_{2,2}$ が計算される。これは月齢を新月より日数で表した数 (day) である。

これで (1) 式より J' が、3種の ω ($\omega, 2\omega, 3\omega$) に対して、振幅 X , Z の関数、時間因子の中の位相が ω と ν の関数として与えられることになる。

結果

新月 ($\nu=0$), 満月 ($\nu=14 \sim 15$) に ΔH に異常が起り易いというので、 $\nu=4, 5, \dots, 11$ の時の平均の J_{avr} を (1) より計算し、これとペルー沖での j_y の実測結果の平均が対応するとして、彎曲率 β を求める。次に $\nu=1$ の時の $J'(\nu=1)$ に対する j_y を、(2) 式と数値計算することによって求める。この場合 J' の位相は、 J_{avr} よりも ω と約 12° , 2ω と 3ω と約 45° 進んでいることがわかっているので、これを考慮して j_y の3成分を合成する。これらの結果を左に図示する。実際は J_{avr} に対する j_y の計算結果、 \times 印は松下・前田 (理) より取ったもの、実線は $J'(\nu=1)$ に対する j_y の計算結果、 $+$ 印は Schieldge より取ったもので、いずれも大筋で一致している。この外 Kane の論文に ΔH の異常の形を分類したのがあるが、風との関係で説明のつく case が若干ある。

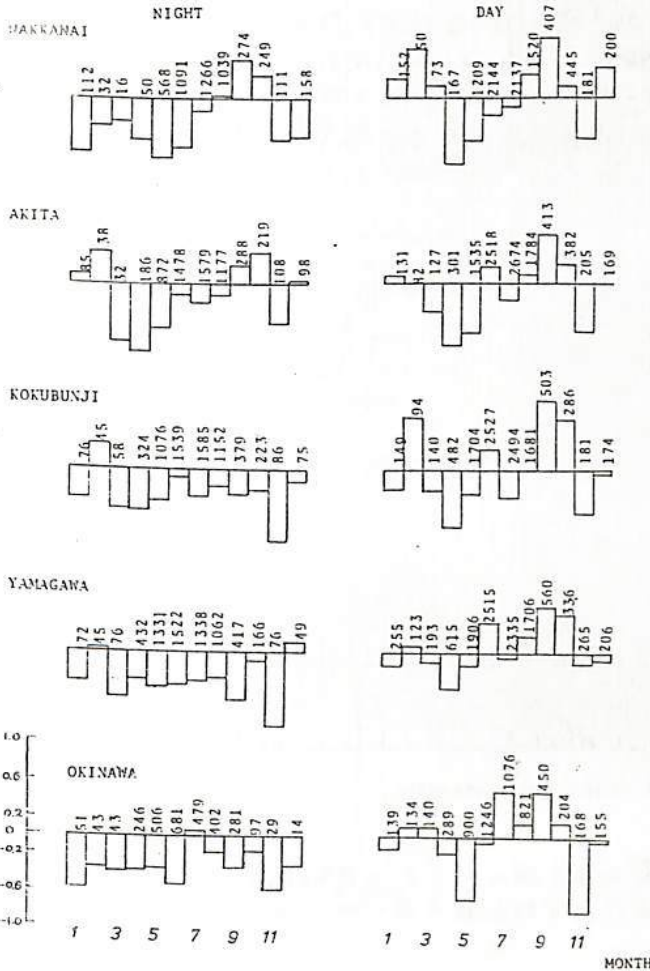


Es層発生と太陽黒点数との関係について

貝沼昭司 石嶺 剛
(電波研究所)

Es層発生頻度と太陽活動度との関係については多くの研究がなされて来たが、未だ明確な結論は得られていない。我々は12年(1968年から1980年)間のデータを使って、両者の関係を調べた。その結果Es層活動は逐年的、局地的変動が大きく、そのため両者の関係はこの変動によって隠蔽され、顕著に現われないけれど、 f_oE_s が5MHzを越えるEs層の発生率は太陽黒点数の減少に伴って増大する傾向にあり、弱い負の相関関係が認められることがわかった。

調査対象データは稚内から沖縄まで緯度で約5度おきに存在する5観測所(稚内、秋田、口分寺、山川、沖縄)において、1968年6月から1980年3月まで12年間のデータを使用し、主に f_oE_s が5MHzを越えるEs層の発生率を用いてまとめた。



図はその一例で、12年間の f_oE_s 5MHz以上のEs層発生個数と太陽黒点数との相関係数を月別に示したもので、概して夜は負相関を有し、昼は正相関を有することがわかる。

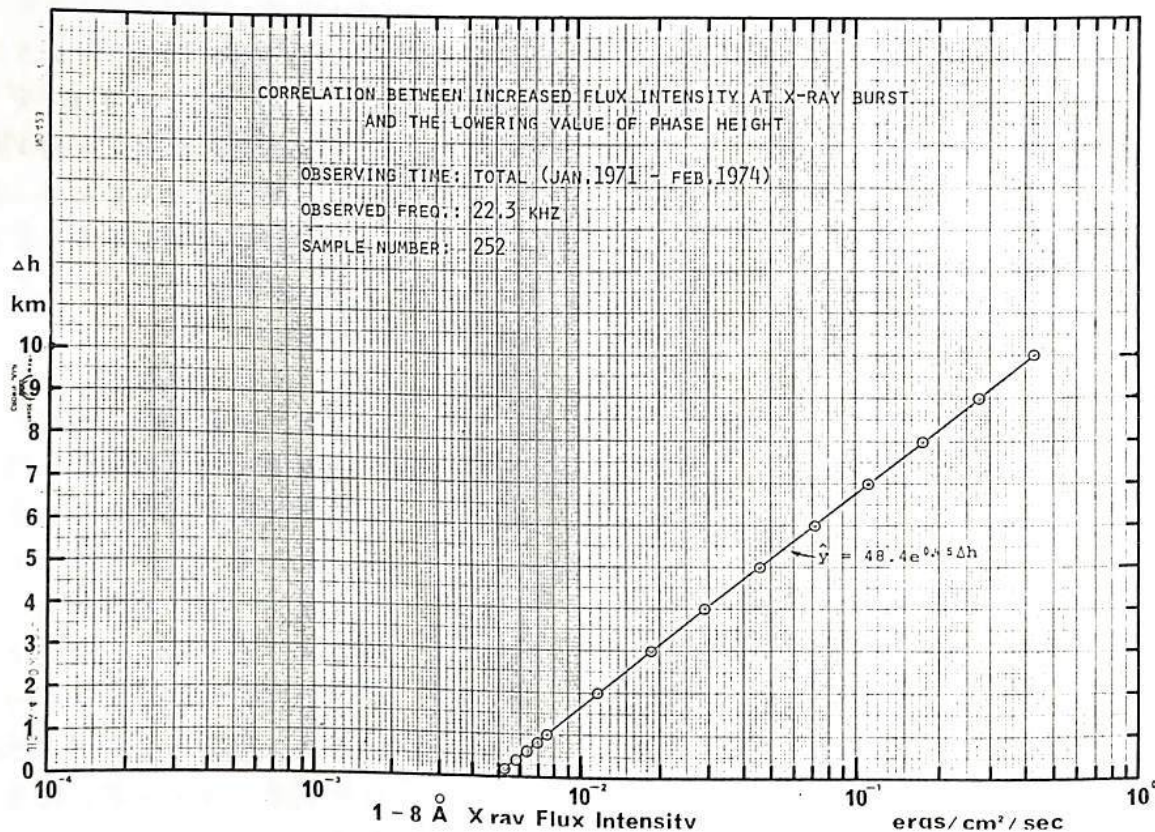
このように相関が弱くなるのは大きな逐年的、局地的な変動により、Es層発生頻度の太陽活動度に依存する変動分が乱されたためと思われる。

また、 f_oE_s が7MHzを越えるEs層の発生頻度との関係では昼間は同様の傾向を示すが、夜間には太陽黒点数に無関係にはぼ一定の頻度になる。

SPA現象と Solar X-ray Burst との関係(II)

鎌田 哲夫, 徳田 進, 広永 晴江
(名古屋大学空電研究所).

1971年1月より、南北に伝搬路をもつ豊川-NWC通信回線において、22.3 kHzの標準周波数電波の位相変動の連続観測を開始し、数年前に、1971年から1974年2月迄に観測した252個のSPA(Sudden Phase Anomaly)現象のデータをもとに、1~8 Åの太陽X線バーストとの関係をしらべ、バースト時のX-ray Flux Intensity (y) と低域電高層での空射反射層高の低下値(Δh) との間に、 $y = 48.4 e^{0.45 \Delta h}$ な3指数関数の関係を見た。(第1回参照)。1977年4月からは、11.3 kHzと10.2 kHzのF2層電波についての位相観測を追加したので、伝搬路、伝搬距離に対して変化に届んだ結果が得られるようになったので、今回は観測しているすべての回線上でえられたSPAデータをもとに、X線バーストとの関係を調べた結果について報告する。



第1回. 1~8 Å 太陽X線バーストの Flux強度と低域電高層の空射反射層高の低下値との関係.

小川忠彦 熊谷博 大野弘次
電波研究所平磯支所

太陽フレア時の EUV や軟 X 線によって 80-1000 km 高度の全電子数 (TEC) が静穏時に比べて突然増加する現象を SITEC (Sudden Increase in TEC) と呼ぶ。電波研では静止衛星の ETS-II の 136MHz ファラデー回転を利用して SITEC の研究を行っている。前回の講演では、約 1.5 年に亘る 100 例以上の SITEC 現象を基に、(1) 軟 X 線及びマイクロ波 (9.5GHz) 電波バーストと SITEC の量的関係、(2) 太陽縁近傍のフレアに対して EUV が太陽大気内で強く吸収されるため SITEC の発生確率が低くなること等を統計的に明らかにした。今回は個々のデータをを用いて、フレア時の EUV 放射 (あるいはマイクロ波バースト) の時間変化の違いによって SITEC のそれも異なってくることを、SITEC から EUV 放射の形態が判ることを述べる。

Impulsive phase を伴うフレアでは短期間 (<5 分) の間に硬 X 線、EUV とマイクロ波がフレア領域から同時に放出される。このうち、EUV は E-F 層を一緒に電離するために、この phase 開始と同時に TEC は急激に増加し始める。図 1 に示すように、SITEC (ΔN_{Ts} : TEC の増加分) は Impulsive phase 終了後に最大になった後、徐々に電離圏の化学プロセスに従って静穏レベルに戻る。最大後の時間変化は 1-8 Å 軟 X 線による D 層の電離も効いているが、 ΔN_{Ts} の立ち上り時の変化が大きいのは EUV 強度とその時間変化に大きく支配されることによる。図 1 の 2 例の比較から、軟 X 線強度は同じであるが $\Delta N_{Ts}(\max)$ は 5 倍弱違っている。これは 9.5GHz バースト強度の最大値にも現われており、EUV 強度の違いを反映している。

Impulsive phase が無いフレア ("Slow" フレア) 時の例を図 2 に示す。図 2 ではマイクロ波の時間変化は緩慢であり電波バーストと ΔN_{Ts} の時間変化の対応関係は図 1 ほど明確でない。つまり、EUV は必ずしもマイクロ波バースト中に急激に放射されていない。このような場合、立ち上り時間は 10 分以上で、EUV の時間変化は緩やかである。このように、SITEC とマイクロ波バーストの時間変化から、フレア時の EUV 放射特性がある程度判明する。

SITEC はイベント毎に違っており、フレア時のプラスマ加速過程の複雑さを反映している。

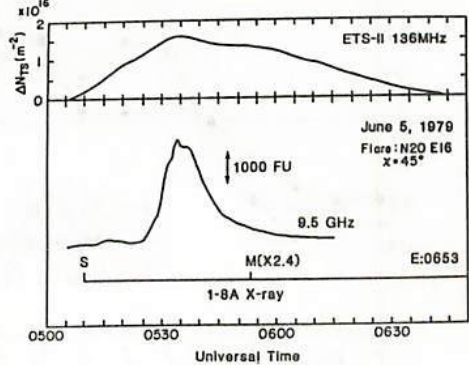
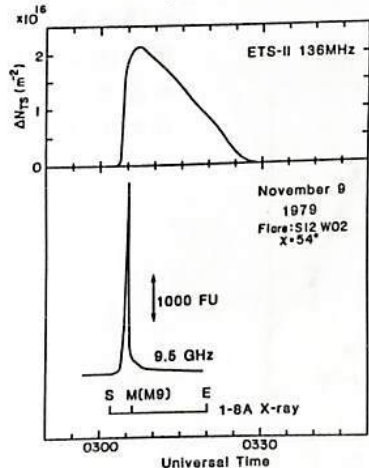
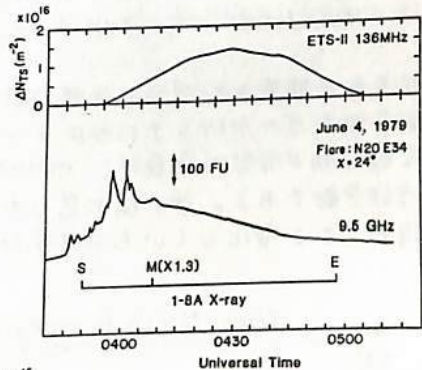
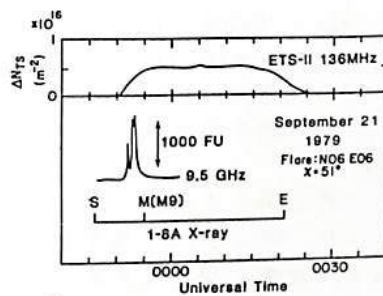


図 1. Impulsive 型 SITEC の例。

図 2. Slow 型 SITEC の例。

上層大気の酸素原子と夜光 (II)

— 22年間の日本とフランに見られる [OI] 5577Å
輝線の長期変動と季節変化

斎藤文一 (新潟大理)

22年間の北半球中緯度の [OI] 5577Å 夜光のデータを詳細に調べている。前回は、フランス (H.P. Haute Provence) と日本 (Japan: マルヤマ, ドウダイラ, ニイガタ, センダイを
加えたもの) の統計的調査を比較したが、 λ マンベツを調べたので、総合的に見る。

H.P. と Japan の統計では、強度 x に対してポアソン分布が、

$$P(x) = \sum_i C_i P_{m_i}(x), \quad \sum_i C_i = 1$$

として、2成分を必要とするとされていた。ここに m_i は強度に対応するパラメータで、その
単位は 50 Rayleigh である。Mem. (-ambetsu) は3成分が必要のようである。以上は統計的に

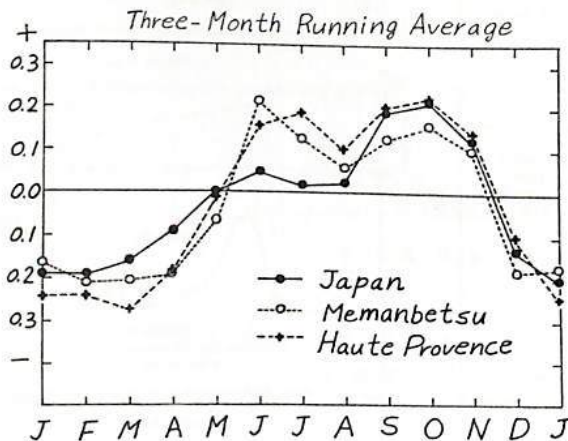
Station	C_1	C_2	C_3	m_1	m_2	m_3	Lat (G.G.)	Long (G.G.)	Lat (G.M.)
H. P.	0.66	0.34	-	3.8	8.0	-	43°55'N	05°43'E	45°52'N
Japan	0.90	0.10	-	3.8	8.2	-			
Memambetsu	0.52	0.42	0.06	4.4	9.0	18	43°48'N	144°12'E	33°42'N

見たときの話である。なお全期間の平均値は

				期 間
Haute Provence	288 Rayleigh	for	17424 hr	22 y
Japan	251 Rayleigh	for	18602 hr	22 y
Memambetsu	390 Rayleigh	for	3919 hr	17 y

長期変動は顕著な太陽活動依存性がある。その他の成分、例えば地磁気活動等については
短期変動成分の分析をまたねばならない。

季節変動が非常に面白い。5577Å 夜光の研究論文は非常に多いが、残された大問題はこ
の季節変動である。Fig. 1 図に見られるように、明らかに1年周期が卓越している。三地点
の緯度による変化らしいものが見られるが、非常に平行した形である。またこの傾向は、
太陽活動によっても変わらない。8
月に明らかな Min. が見られること
が面白い。これは半年周期成分のあ
らわれであるかどうかを検討される。



太陽活動極大期における熱圏NO分子密度分布

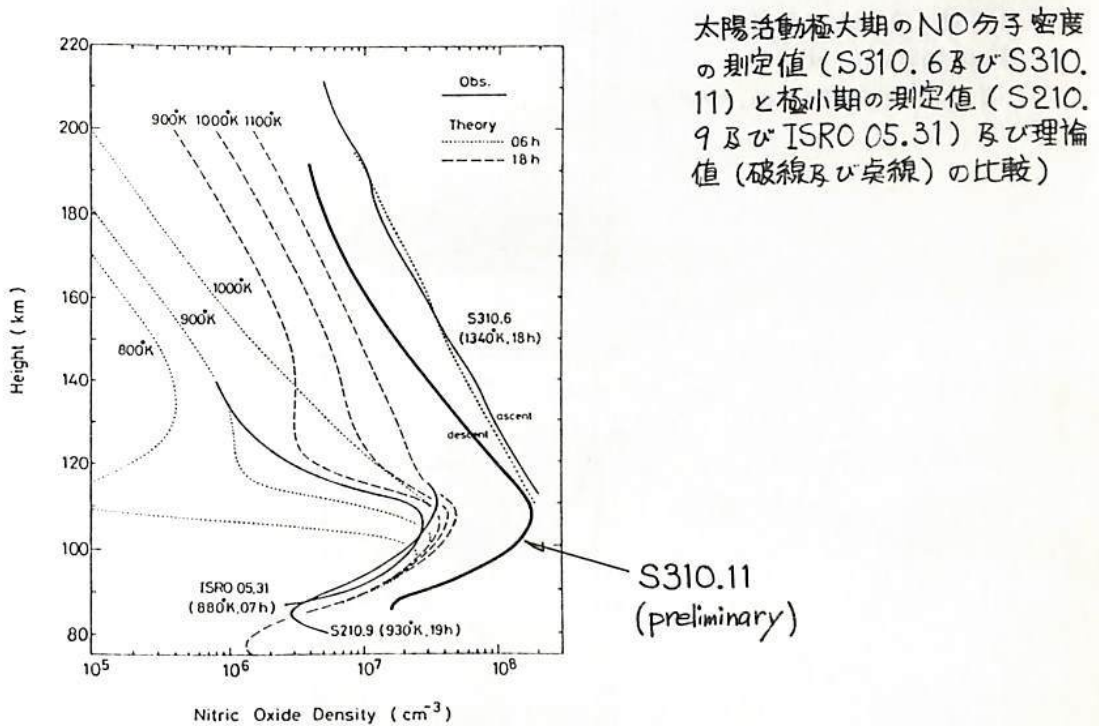
岩上直幹, 小川利紘, 近藤 豊

(東大・理) (空電研)

1979年1月に行なわれたS310.6号機による実験及び1981年9月のS310.11号機の実験によって、太陽活動極大期における熱圏NO(一酸化窒素)密度分布を2例得ることができた。これらはいずれも自己吸収セルを利用した放射計によって測光した(1,0)2150Å帯薄明大気光強度の高度分布から導いたものである。

下図にこれらのNO分子密度分布を、太陽活動極小期に得られた分布(S210.9及びISRO 05.31)及びKondo & Ogawa(1977)による理論分布と比較した。太陽活動極大期には極小期に比べ、密度極大高度(~110 km)付近でひと桁近い密度増加があることがわかった。その原因は太陽EUV放射束の増加と、さらにそれに伴う熱圏温度の上昇の両方にあると考えられる。図に示した理論分布には熱圏温度変化の効果は考慮されているが、EUV放射束の変化は考慮されていないので注意。

文献 Kondo, Y. and Ogawa, T. J.G.G. 29, 65, 1977.
Iwagami, N. and Ogawa, T. Appl. Opt. 20, 2522, 1981.



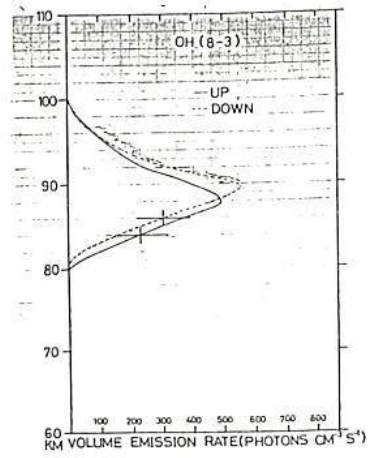
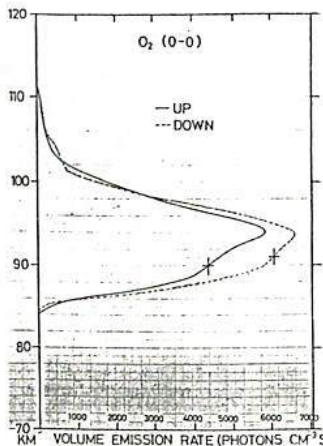
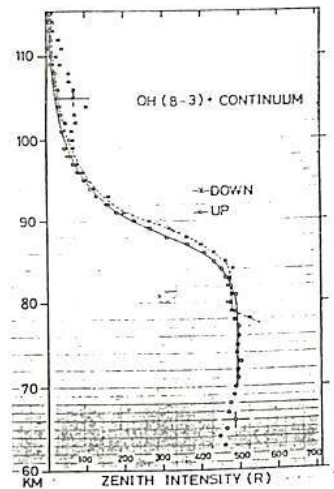
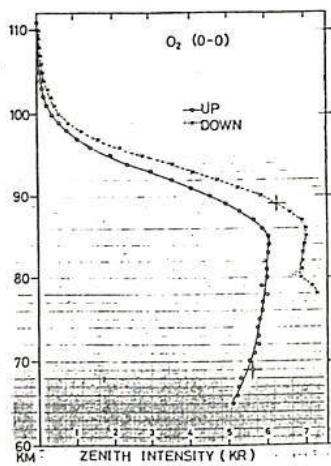
太陽活動極大期のNO分子密度の測定値(S310.6及びS310.11)と極小期の測定値(S210.9及びISRO 05.31)及び理論値(破線及び実線)の比較

中村正年 高野元春
筑波大学物理学系

昨夏ロケットS-310-10号機実験では、O₂(0-0)大気バンド、OH(8-3)マイネルバンドおよび連続光の測定を行った。O₂(0-0)大気バンドは発光強度が強いのでS/N比の良いデータが得られた。OH(8-3)マイネルバンドおよび連続光データには、星光がロケットスピンの共に周期的なバックグラウンドとして加わり解析を多少困難なものにしている。ロケット上昇時は高度65Kmから以後、また下降時は高度80Kmまで解析が可能であった。各発光強度を天頂方向測定に訂正した場合、O₂(0-0)大気バンドにおいて上昇時6.1kR、下降時7.2kR、OH(8-3)マイネルバンドにおいて上昇時420R、下降時430R、連続光において上昇時0.59 R/A、下降時0.38 R/Aであった。O₂(0-0)大気バンドは最大発光強度高度が85Kmであり、それより下層では大気O₂による自己吸収のため発光強度が弱まる。また最大発光率高度は94Kmで、この高度は前回までの実験に一致している。OH(8-3)マイネルバンドは最大発光率高度がロケット上昇時に88Km、下降時に90Kmという値がえられたが、この差は実験誤差内である。この発光ピーク高度も前回までの実験で得られた値と一致する。連続光の混入による最大発光率高度への影響は、ほとんどないことが今回の連続光の測定で判明した。

文献

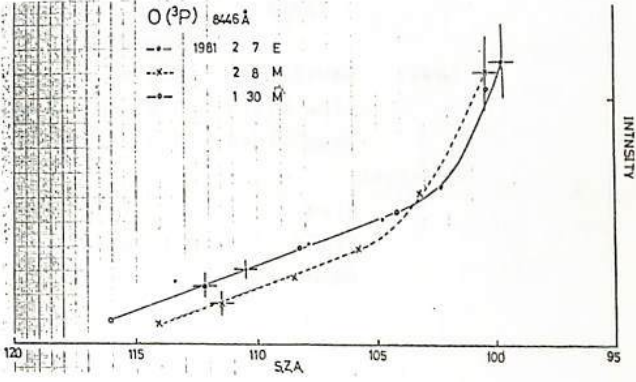
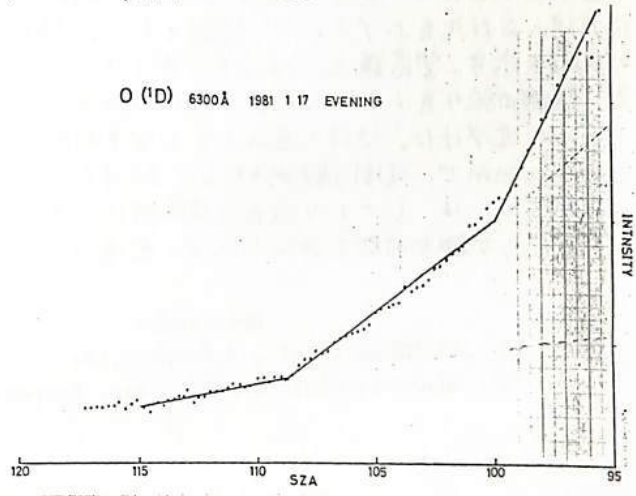
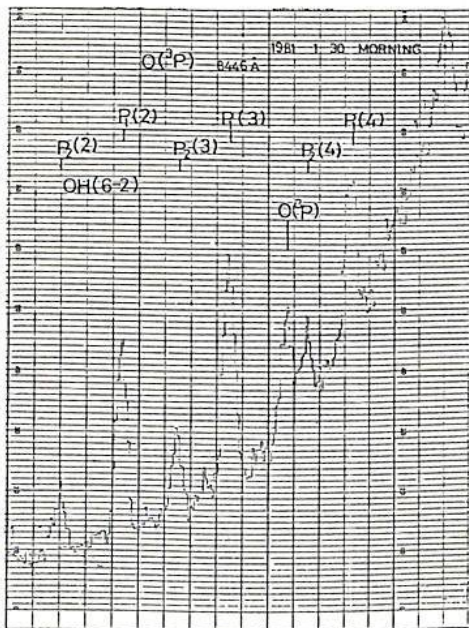
- (1) 中村 第70回学会講演集
- (2) WATANABE et al
J. GEOPHY. RES. 86, 5768, 1981



薄明大気光 $O(^3P)8446 \text{ \AA}$ の観測

中村正年 高野元春
筑波大学物理学系

薄明時においてO原子大気光強度変化の観測を行なった。 $O(^5)5577 \text{ \AA}$, $O(^D)6300 \text{ \AA}$, $O(^P)8446 \text{ \AA}$ である。観測方向は天頂方向である。 $O(^P)8446 \text{ \AA}$ は薄明時のみ観測され、夜間はその発光強度が弱く検出できなかった。波長分解能は約 4 \AA であり、 $OH(6-2)$ マイネルバンド $P_2(4)$ とは分離して観測することができた。太陽天頂角が 117.8° より発光強度増加が始まり、太陽天頂角が 103.4° で急激に増加しはじめた。発光強度が弱く、太陽天頂角 100° 以後はバ、クアラントが急激に増大するため検出不可能となった。このような発光強度の変化は、太陽天頂角が 103.4° 以後に新たな発光機構が加わったものと思われる。太陽天頂角が 117.8° から 103.4° までは、ほぼ発光強度増加は天頂角に對して線型である。この薄明増加の特長は $O(^D)6300 \text{ \AA}$ にも見られる。すなわち太陽天頂角が約 115° からゆるい発光強度の増加が見られ、太陽天頂角が 108.9° で発光強度増加の傾きが急になる。これは $O(^3P)8446 \text{ \AA}$ とは別の励起機構がここに新たに加わったものと思われる。しかし $O(^5)5577 \text{ \AA}$ の薄明増加では、このように太陽天頂角が大きい時刻までの変化は見うけられず、太陽天頂角 103° 前後より発光強度変化が観測されている。このように3つの大気光はそれぞれ別の励起機構をもっているものと思われる。また、 $O(^3P)8446 \text{ \AA}$ の観測では、朝と夕刻の薄明時に、強度の違いはあるが、その変化率は同じである事より、朝夕薄明増加機構には、昼に生成された残留イオンや電子による影響は小さいものと思われる。



— 薄明時観測の準備経過 —

内海通弘 広野求和 *長沢親生
(九大理) (都立大工)

§ 序

昨年秋以降の観測を示すとともに、薄明時における観測の準備状況について経過報告をする。

ライダーによる昼間ナトリウム層の観測目的として、次の3点があげられる。

- 1 ナトリウム層の生成メカニズムは、日変動が予想されるなど層自体の研究に重要。
- 2 高度80~110kmの温度測定は、ライダーによるナトリウム層の観測によって可能である⁽²⁾。その場合、レーザの波長の狭帯域化 および 受信のBand中を狭めること、またSN比の向上等が必要であり、昼間のナトリウム層観測を可能にすることによって、技術的に一歩、それらに近づくことになる。
- 3 ナトリウム層をこの高度領域の調査のトレーサとして役立てる場合、大気潮汐波の類のtime scaleの大きな現象は、夜間だけでなく、昼間のデータも望まれる。

以上の理由から、我々はライダーによる昼間のナトリウム層観測の準備段階として、今回薄明時の観測計画を進めている。

§ system

言うまでもなく、昼間は夜間に比べ圧倒的にbackground noiseが大きく、これをいかに下げ、SN比を上げるかが、課題となる。Table1に九大における夜間と昼間のSystemの比較を示す。望遠鏡を、Newton式($f=2m$)からカセグレン式($f=5.84m$)に替え、視野の絞りを小さくした。そのため軸合せが困難になるので、送受信間隔を17mから5mに近づけた。受信のBand中も温度制御の狭帯域干渉フィルターを用いて、狭めた。このsystemで、夜間の観測を行い、結果を見て、さらに改良を試みる予定である。改良の余地としては、レーザの波長の狭帯域化、送信のBeam中を狭めることがある。薄明時には、いくらか観測時間を延ばせれば、会場にて、その結果について報告したい。

References

1. CLEMESHA, et. al., J. Geophys. Res., 87, A1, 181-186, 1982.
2. BLAMONT, CHANIN & MEGIE, Ann. Geophys., 28, 4, 833-838, 1972.

TABLE 1. Specification for the Lidar

		Nighttime	Daytime
Laser	Wavelength	589 nm	589 nm
	Line width	0.01 nm	0.01 nm
	Beam width	0.5 mrad	0.5 mrad
Receiver			
	Area	0.19 m ²	0.07 m ²
	Field of view	10 mrad	1.0~0.7 mrad
	Band width	1.0 nm	0.1 nm

中間圏ナトリウム層の観測 (第4報)

一層の微細構造の時間的变化について

富田=三彦, 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

既に報告してきたように、われわれは高さ分解能 1.5 Km, 時間分解能 5 分の中間圏ナトリウム層の観測を行なっている。これまで、この高い精度の観測データを基に、ナトリウム原子の絶対密度の日変化、季節変化について、詳細な解析を行なってきた。その結果、次のような事実が明らかになった。

1) ナトリウム原子の total content の日変化に関しては、様々な型が見られるが、概観的には、夕方から朝方に向けて増加する。また、それに時間スケールの小さい、急激な変動が含まれるのが一般的である。さらに、周期が 1.5~2 時間程度の波動が観測される場合がある。

2) 季節変化に関しては、秋から冬にかけて total content が多く、春から夏にかけて少ない傾向が見られる。

さらに、ナトリウム層の微細構造に関してデータを解析を行なった結果、日変化、季節変化はともに構造の変化を伴っており、構造の変化とナトリウム原子密度ないし総量の時間変動とは、不可分の関係にあることが明らかになった。すなわち、

3) total content が減少する時は、まず、ナトリウム層の下部においてナトリウム原子の消滅が見られ、ついで、層全体にわたって密度の減少が見られる。また逆に、total content が増加する時は、ナトリウム層の下部で密度の増加が見られ、その結果ピークが下降していくように見える。それと同時に、上方に裾を引く構造も見られる。これは、日変化、季節変化に共通している。

4) ナトリウム層に波状構造が見られることが多く、その垂直波長は約 6 Km で数 m/sec の位相速度で下降している。

以上の解析結果の中で、特に 3) はナトリウム層の生成、消滅に関して、重要な示唆を含んでいると思われる。この点に関して、理論的な考察も行なった。詳細については、当日学会会場で発表する予定である。

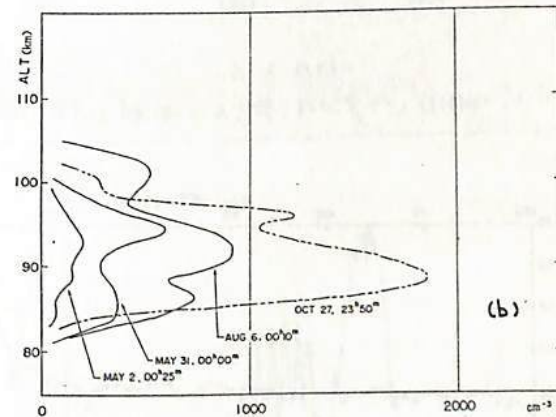
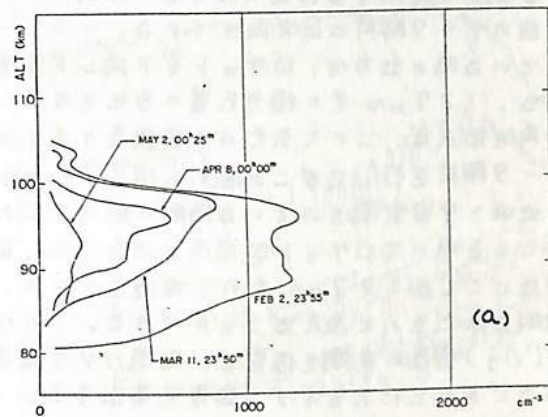


Fig. total content の季節変化に伴う構造の変化。(a) total content が減少する時。(b) total content が増加する時。

昼間における IR Atmospheric Band 光の測定

牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之
(立教大・理)

1981年9月5日, 1000JSTに内ノ浦から打上げられたS-520-4号機に搭載した大気オゾン測定装置(AIR)による観測は, 科学衛星EXOS-Cに搭載する同種の装置(IRA)の飛翔体によるテストを目的として行われた。基本構成はセンサ PbS (TE cooled type, D^* (at $1.27\mu\text{m}$) $\sim 5 \times 10^{10}$, size $0.1\text{mm} \times 0.1\text{mm}$ 20コ), 集光用カメラレンズ(ペンタックスF1.2, $1.27\mu\text{m}$ でのコーティング処理), 分岐用フィルター($\lambda_0 = 1.268\mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 150\text{\AA}$), チョッパー, サーマルカットフィルターである。フライトテストおよびその実験室での性能テストに関しては前回の学会で発表している。

今回は, 大気オゾン導出の解析について, その Preliminary results を報告する。衛星による測定で利用する大気 limb からの放射は, ロケットではスピン運動と回路時定数のため今回のデータ解析には不向きである。一方, 一回のスピンサイクルにおいて宇宙空間を向いている時の出力は, ロケットが下降し大気層へ深く入ってゆくにつれて変化する。すなわち, $1.27\mu\text{m}$ 光の積分光量の変化を表わしている。このときのロケットスピン軸の天頂角を知れば, この大気光の天頂強度が求まることになる。今回, 下りの120~50kmのデータ解析を行, たがこの間の太陽センサの出力が得られていないため, AIRの出力から地球と宇宙空間をみている時間の割合を求め, この比がロケット高度と天頂角に依存することを用いてロケット天頂角を決定した。図1にその結果を示す。図2には天頂角修正をほどこした $1.27\mu\text{m}$ 光の天頂強度を示す。この光はすべて O_2 ($\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-$) (0-0) で放射されたものと考えることが出来る。この結果から, O_2 (Δ_g) 密度の平衡を仮定し, 太陽UV光強度, モデル大気などをもとに大気オゾン密度を導出する。

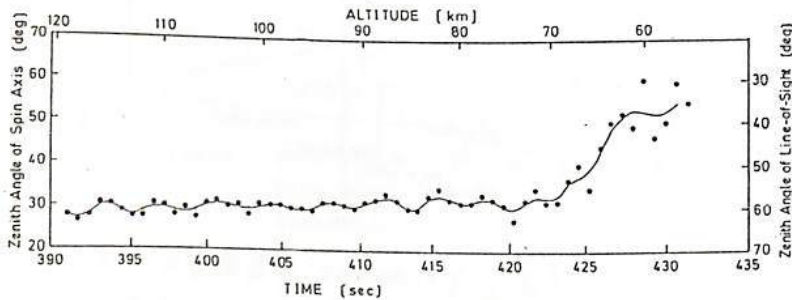


図1

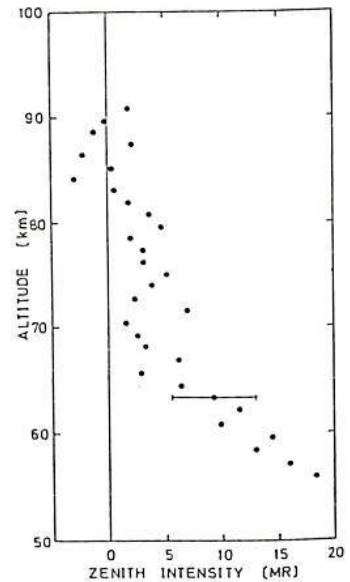


図2

成層圏及び下部中間圏酸素分子による Atmospheric absorption band の回転構造の観測

松崎章好 中村良治 伊藤富造

(宇宙科学研究所)

1. 上層大気に於ける原子分子過程を動力学的に研究するためには、従来からの組成分布の測定に加えて、分子の振動や回転運動に伴う内部エネルギーを求め、観測が是非とも必要である。これらの内部エネルギーは、大気組成分子種の高分解スペクトルを観測し、その振動及び回転構造の解析から求められる。しかし、こうした研究を行なうための手段は今までに開発されていない。我々は新しい原理に基づくロケット搭載用高分解スペクトロメータを開発し、1981年9月7日夕刻にトヨタから打ち上げられたS310-11号機による観測実験を遂行し、その結果、成層圏及び下部中間圏領域に於ける酸素分子の atmospheric band に帰属される吸収帯の回転構造を測定することに成功した。本研究では、 1.5 cm^{-1} 程度の分解能のスペクトルを、2km以内の高度分解能で、2スペクトルずつ観測されたが、この様な観測例は、本研究が初めてである。今回の報告は、開発された観測装置や理論計算と組み合わせられた観測データの解析法を中心として行なわれる。

2. 今回開発された装置は、前回のS310-8号機による実験で初めてロケット観測に導入されたマルチチャンネル分光法に基づいており、分光器の分解能は前回の観測器よりも約2倍近く高い。分光器の分解能を上げるためには、大きな空間、極めて微細な走査系、及び感度の高い検出装置が要求されるが、これらの要求はロケット実験に於いて厳しい制限を受けるので、種々の工夫が大切である。

3. 図1に実際に測定されたスペクトルの例を示す。スペクトル1及び2は、それぞれ190km及び25kmの高度でのスペクトルである。スペクトル2では成層圏酸素分子による吸収帯が観測され、スペクトル1では大気による影響を無視する事ができ、太陽光の固有のスペクトル (Fraunhofer line) が明確に観測されている。この2つのスペクトルを用いて吸収強度のスペクトルを求める事ができ、結果を図2に示す。他の高度のスペクトルを求める事ができ、結果を図2に示す。一方、これらのスペクトルに対し、理論計算によって得た結果と比較し、温度を求める。

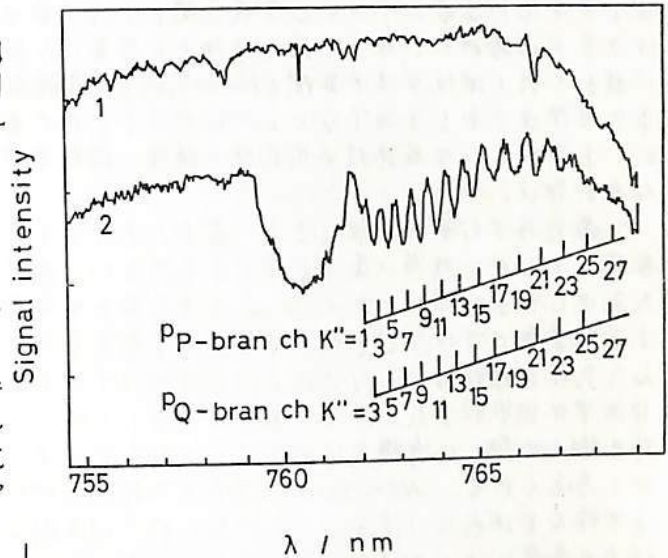


図1. ロケット観測により得られた生データ (1; 190km, 2; 25km)

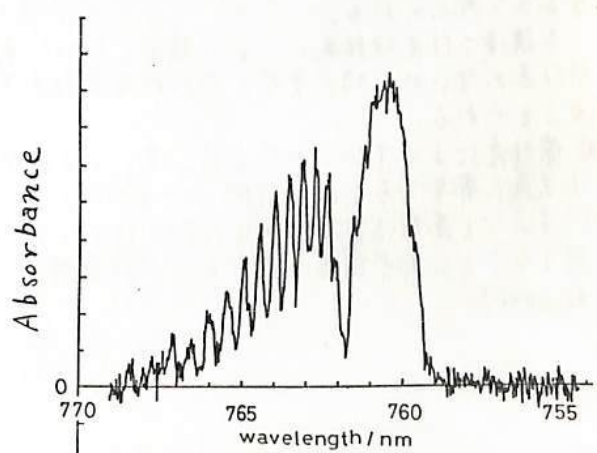


図2. スペクトル1及び2より得られた吸収強度のスペクトル (Pmax=0.5)

萩崎 努、関谷 隆司、北野 正雄、小川 徹
京都大学超高層電波研究センター

光によるエアロゾル生成の現象は古くから知られており、最初に報告されたものは、1869年にTyndallによって発見された太陽光による窒化チタン粒子の生成であろう。近年、光化学スモッグによる大気公害という社会的重要性から、地表近くでの NO_x 、 SO_x 等の研究は盛んに行われているが、その他の気体からの光化学反応によるエアロゾル生成に関しても、地球大気を始め惑星大気(例えばタイタン)においてもその重要性が認識されはじめてきているが、未だ現象論に留まり詳細な研究は殆んどされていない現状である。大気中に含まれる有機気体の化学反応によるエアロゾル生成に関してはテルペンが注目され始めている。これは植物から多量に大気中に放出され(地球全体で年間 1.8×10^{10} ton)光化学反応によりエアロゾルを生成すると言われているものであるが、未だ詳しい生成過程や生成物の構造、組成等不明な点が多い。

最近我々は室内実験により、表1に示すような芳香族、テルペン族等に属する多くの有機気体が微量に大気中に含まれると200~300nmの波長帯の紫外光により多量のエアロゾルを発生することを発見した。試みた気体の種類は多くないにも拘らずかなりのものからエアロゾルが生成されることから、表1に示した以外の極めて多くの有機気体がエアロゾルを発生するものと考えられる。200~300nmの波長の太陽光は吸収により殆んど地表には達することがないが、対流圏上部以上の高度ではこの波長領域で充分の強度があり、原料ガスが存在すれば、この様な光化学過程が充分存在するものと考えられる。

本講演では実験結果について報告したい。未だエアロゾル生成過程、生成物の種類等不明な点が多いが、特に重要と思われる点はエアロゾル生成に次の様な2つの形態が存在することである。

- 紫外光によりオゾンが作られ、オゾンと基底状態の原料分子との化学反応がエアロゾル生成に寄与するもの。(例: α -pinene)
- オゾンと基底状態分子との反応ではエアロゾルが生成されず、紫外光が直接分子を励起することにより生成されるもの。即ち酸素、オゾンが生成に寄与しないもの。(例: benzene)

表1. エアロゾルを生成する有機気体

aromatic compound	
aniline*	$\text{C}_6\text{H}_5\text{NH}_2$
benzene	C_6H_6
benzoic acid*	$\text{C}_6\text{H}_5\text{COOH}$
chlorobenzene	$\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$
dichlorobenzene	o- * $\text{C}_6\text{H}_4\text{Cl}_2$
	m- *
	p-
diphenyle*	$\text{C}_6\text{H}_5-\text{C}_6\text{H}_5$
naphthalene	C_{10}H_8
phenol	$\text{C}_6\text{H}_5\text{OH}$
styrene*	$\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}=\text{CH}_2$
toluene	$\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$
xylene	$\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$
terpene	
α -pinene	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}$
β -pinene	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}$
camphene	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}$
camphor	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}\text{O}$
isoprene	C_5H_8
limonene	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}$
cycloalkane	
cyclohexane	C_6H_{12}

光化学反応によるアルカリ・水素粒子生成と その粒径分布の時間変化

教崎 努、黒須 隆志、北野 正雄、小川 徹
京都大学超高層電波研究センター

水素ガス中におけるアルカリ原子を励起すると、アルカリ・水素分子が生成され、その分子密度が或る臨界値に達すると凝縮により結晶微粒子が生ずる。この現象は1975年、TamによりCs原子を用いて観測され¹⁾、その後我々は、地球大気や惑星大気に多く存在することが知られているNa原子及び分子を励起しても $[NaH]_n$ 粒子が生成される事を見出した²⁾。

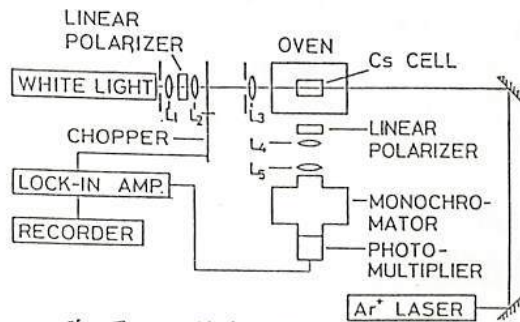
生成された粒子は、(a)白い結晶であること、(b)重力による落下が見られること、(c)比較的高温で生成すると周りのガスを冷却すること、等、天然の雪とよく似ており、励起用の光源としてレーザーを用いていることから“レーザー・スノー”と呼んでいる。光化学反応によるアルカリ・水素分子の生成機構は次第に明らかにされてきたが、粒子成長の過程は未だ殆んど知られていない状況である。そこで、粒子成長時における粒径分布の時間変化の測定を行、たのでその結果を報告する。殆んど全てのアルカリ原子から同様に粒子が生成されることが知られており、ここでは比較的実験が容易なCsを用いることにした。自然界にはエアロゾル等各種の微粒子が生成されている事は知られているが、何れの場合にも粒子成長時における粒径分布の時間変化を詳細に測定した例は殆んど無い。

第1図に実験装置を示す。試料セルにはCs蒸気、 H_2 (4 torr)及びHe (550 torr)を封入したものを、これを透明の恒温槽で320°Cに熱した。Ar⁺レーザーからの光(457.9nm, 100mW)によりCs原子を6Sから7P状態に励起すると、水素との化学反応によりCsHが作られ、その凝縮により微粒子が生成されるわけである。また、白色光(ハロゲンランプ)を逆方向からセルに与え、生成された粒子による散乱をほぼ垂直方向から観測する。散乱光強度の偏光依存性、波長依存性を測定し、理論と比較することにより粒径分布を決定した。個々の粒子による散乱に対しては、粒子を均質球形であると仮定しMieの理論を用いた。また粒径分布関数として次の様なテスト関数(各々3つの最適パラメータを含む)を用いた。(a) Gauss分布(雨滴に対して良い近似値を与える)、(b) Stevenson分布(乳剤の近似)粒径分布、(c) Junge分布(成層圏エアロゾルの粒径分布として良く用いられる)

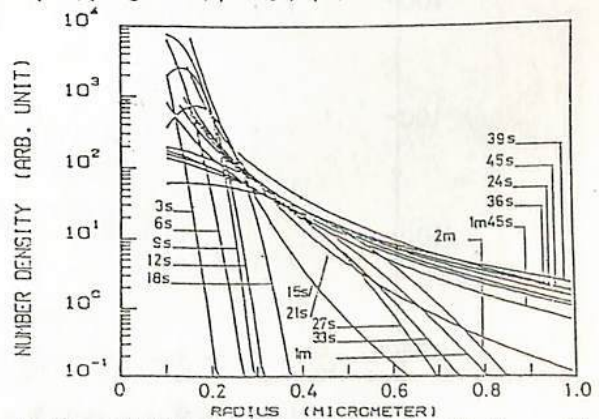
Ar⁺レーザー照射後の各時間に対して最適の分布関数及びその最適パラメータを決定した。その結果の1例が第2図に示すもので、時間とともに鋭いGauss分布(或いはStevenson分布)から次第に大きな粒子に成長し、Junge分布が良い近似を与える定常状態へ漸近していく様子がよくわかる。この様な結果を基にして粒子成長過程の詳細を議論する予定である。

1) A. Tam, G. Moc, and W. Hopper, Phys. Rev. Lett. 35, 1630 (1975).

2) T. Yabuzaki, T. Sato and T. Ogawa, J. Chem. Phys. 73, 2780 (1980).



第1図 実験装置



第2図 粒径分布の時間変化(試験関数: Gauss分布, Stevenson分布, Junge分布)。图中の値はAr⁺レーザー照射開始後の時間を示す

吸光分光法による大気中 NO_2 成分量の観測(II)

木山喜隆・松浦忠行・斎藤文一
新潟大・理

成層圏オゾンの消滅過程には、大気中の NO_x 等の微量成分が関与しており、この量的評価はもとより時間的・空間的变化が問題となっている。ことに可視域4300 Å付近に特徴的な吸収バンドを持つ NO_2 の全量が、太陽または月を光源として分光学的方法により求められている。

我々は、今回、新たに NO_2 定量測定に適した分光装置を制作し、先回まで観測してきた NO_2 の一本の吸収バンドを観測した。その例を図1に示す。図は、昨年10月21日の40分間のスペクトルから得られた NO_2 柱状密度の変動の様子が、数分間に急激な増減の様子が見られる。

この観測データには、以前から最も注意されていることとして、他の大気成分の吸収が、関与している可能性があるために、三組の NO_2 の吸収極大と極小の波長における強度比の時間変化を比較した。これについて報告する。結果を図2に示す。図が示すように、14時前後の時間帯を除けば、三組とも平行な時間変化を示していることが確認されるので、この三組の強度比は、 NO_2 の柱状密度の時間変動を示しているものと考えられる。こゝから地上観測に影響している下層部分の NO_2 の量は、非常に少ないようである。(Noxon, J.F., Geophys. Res. Lett., Vol. 8, No. 12, 1981) これは、太平洋上のハワイのマウナ・ロアで行なわれた観測で、人工汚染源としての NO_x も非常に少ないと思われる。我々の観測地点も日本海に面していることから NO_2 量の観測には適しているものと考えられる。

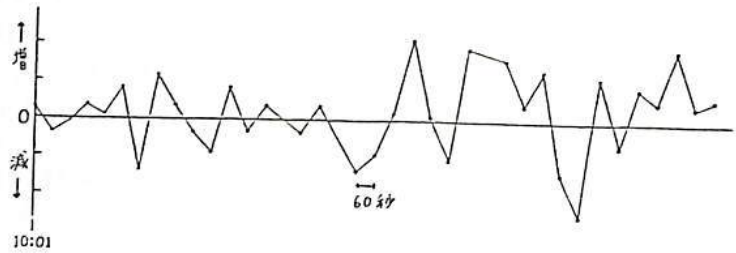


図1: 1981年10月21日、10:01 から40分間のスペクトルから得られた NO_2 柱状密度の変動の様子

モノクロメーター: 波長分解能 5 Å
波長掃引速度 1 Å/0.5秒

Intensity Ratio

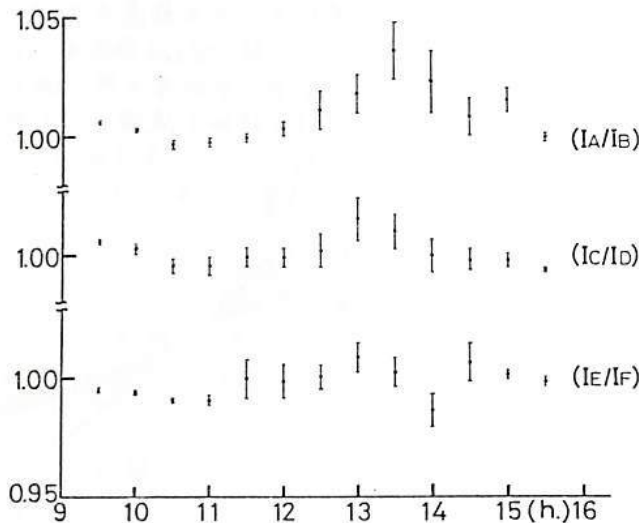


図2: 三組の強度比の時間変化

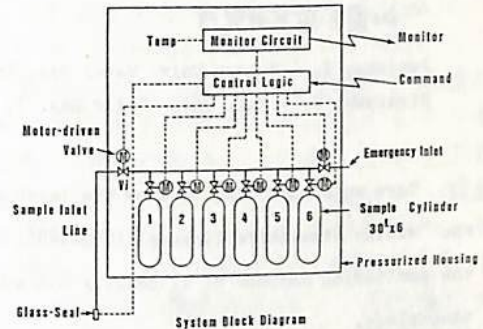
気球による成層圏大気の採取および分析

伊藤富造^{*}、本田秀之^{*}、久保治也^{*}、酒井均^{**}、木島宣明^{**}、富永健^{**}、巻出義敏^{**}、横畑彰人^{**}

^{*}宇田科学研究所 ^{**}岡山大学温泉研究所 ^{**}東京大学理学部

はじめに：成層圏大気に含まれるハロカーボン類(CF₂Cl₂, CFCl₃など)、CO₂、¹³C/¹²C等の分析のためのクラフカンフリンク装置を開発し採取実験を行った。高度と点での資料採取に成功し、分析を順調に行われ上記の成分について良好な結果が得られた。

装置：装置は超高真空に排気した容積30ℓのステンレス製採取容器6本、バルブ及びその駆動機構、導入系配管、制御回路等で構成されており(Fig-1)、これら全てはアウトガス対策と海上回収のためアルミ製容器に格納、密封されている。資料採取容器3本にはシラン処理を施し、ハロカーボン類の汚染防止をしたのははじめ、気球やパラシュートからの汚染防止のため100mのワイヤでまき下りたり、導入用ホースもゴンドラ底面より3m以上たれ下りる等、種々の汚染対策を施した。容器の排気にはターボ分子ポンプを用いた。



System Block Diagram
Fig. 1

飛揚経過：1981年9月2日午前7時24分三陸大気球観測所より放球された。1時間40分後三陸沖100km、高度28kmで水平浮遊状態にはいった。その間まき下り機を動作させワイヤを伸ばした。4時間余りのゴンドラのガス出しの後、入口のガラス封じを割り導入ホースをたれ下りた。その後気球を緩降下させながら高度27.0, 26.2, 22.2, 20.8, 18.1kmでそれぞれ大気の採取を行った。16時過ぎ気球を切離し20分後着水した(Fig-2)。付近に待機中の回収船に即座に引上げられた。ゴンドラは脚が一部曲がったのみで内部の装置には全く異状は認められなかった。

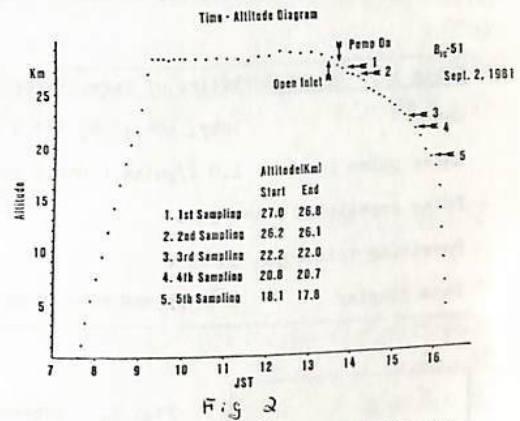


Fig. 2

分析結果：分析結果の一例としてCF₂Cl₂, CFCl₃の結果をFig-3に示す。またCO₂濃度に関しては、高度27, 22, 18kmでそれぞれ330, 335, 340ppm, δ¹³C_{POB}は同じ高度でそれぞれ-6.82, -6.54, -7.31という結果を得た。その他希ガス類の同位体比および³⁶Arに対する各希ガス元素間の割合についての分析では、地上付近のそれらと大差ないということがわかった。

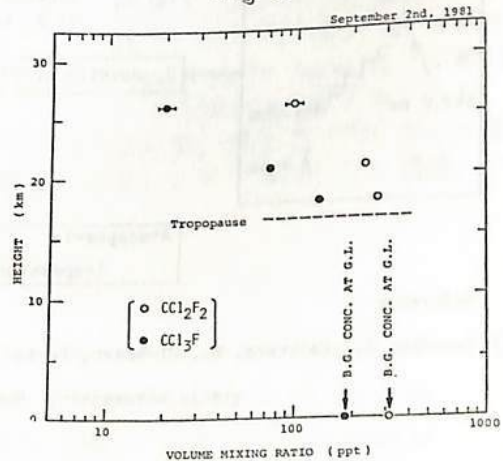


Fig. 3 Vertical Distribution of CCl₂F₂ and CCl₃F.

尚今後毎年同様の実験を行ない、種々の成分の経年変化を観測して行く予定である。又、将来はCryogenic Samplingを行なうべく、目下準備している。

III-26 南極中層大気のレーザ観測(1)

— ラマン散乱効果と利用した N_2 濃度分布観測と大気温度の推定 —

Laser Radar Monitoring of the polar Middle Atmosphere (1)

— The estimation of N_2 density and temperature profile using Raman scattering —

岩坂泰信*, 藤原玄夫**, 手沢威男***, 福西浩***

* 名古屋大学水圏科学研究所/国立極地研究所

** 九州大学理学部

*** 国立極地研究所

Iwasaka, Y. (Nagoya Univ. Water Res. Inst.), Fujiwara, M. (Kyushu Univ. Fac. of Sci.),

Hirasawa, T. (Nat. Inst. Polar Res.), and Fukunishi, H. (Nat. Inst. Polar Res.)

Here we should like to show the laser radar system which is being prepared for use during the "Middle Atmosphere Program (1982-1985)" at Showa Station (Antarctica), and discussion about the monitoring methods of N_2 density and atmospheric temperature profiles in the polar middle atmosphere.

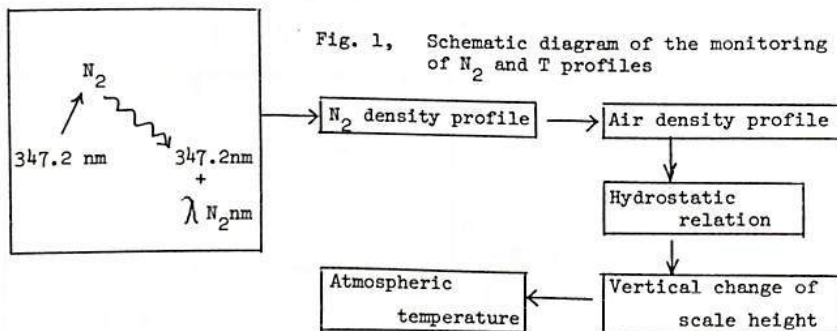
The main characteristics of laser radar which is planned to be used at Showa Station to monitor the polar

Table 1 Characteristics of laser radar

Laser	Luby; 694.3 nm, 347.2 nm
Laser pulse power	1.0 J/pulse (694.3 nm), 0.25 J/pulse (347.2 nm)
Pulse repetition rate	1 Hz
Receiving telescope	50 cm ϕ
Data display	A scope and photoncounter (100 channels and 2 series)

middle atmosphere during the "MAP" are listed in Table 1.)

The schematic diagram showing the N_2 density and atmospheric temperature profiles detection method using the Raman Scattering effect of N_2 molecules is presented in Fig. 1. Detail discussion is given at the meeting.



Reference

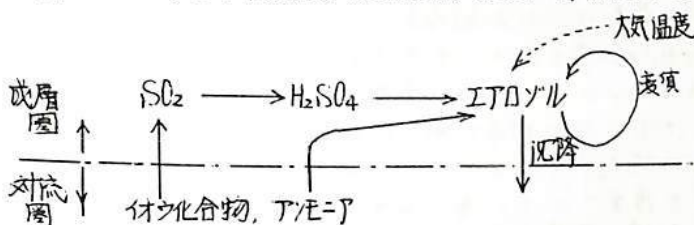
- 1) Iwasaka, Y., Fujiwara, M., Hirasawa, T. and Fukunishi, H., Laser radar monitoring of the polar middle atmosphere, Mem. Nat. Inst. Polar Res., Special Issue 19, 178 - 187.

成層圏エアロソルのレーザー観測, 1980 ~ 1982

若坂泰信, 林田佐智子, 長屋勝博
名古屋大学 水圏科学研究所

名古屋大学で続けられている成層圏エアロソル層のレーザー観測モニタリングの結果について述べる。

すでに報告したように、1980年の6月よりレーザーパルス光の Backscattered Light 及びエアロソル層の Depolarization Degree を測定している (Iwasaka and Hayashida, 1981; Iwasaka et al., 1981)。成層圏エアロソル層は、よく知られているように「成層圏の中で進行する SO_2 の酸化反応によって作られる H_2SO_4 分子が、対流圏から供給されるイオン粒子の表面へ condensation して出来た粒子の数密度が高い領域である。しかしこのエアロソルが、常に 75% の H_2SO_4 溶液で出来ているかどうか必ずしもはっきりしない。硫酸液滴である状態をつづけるには一定の SO_2 の補給が成層圏に対しては必要ならばならない (この SO_2 は直接 SO_2 の形で成層圏へ運ばれられる場合と、さらに酸化剤の低い CO_2 などの他のイオン化合物の形で成層圏へ運ばれられ SO_2 の形になる場合がある)。その量は必ずしもはっきりしない。また、この硫酸液滴状のエアロソルは、酸の中和反応 (具体的には、アンモニアとの反応によって硫酸アンモニウムになる反応) の影響を受けて、形状から見ても非球形のものも生じる可能性もある。このように、エアロソルの形状の変化 (Nonspherical effect) は、成層圏エアロソルの喪失という点からのみならず、化合物の収支、アンモニアの収支、成層圏の温度分布、エアロソルの輸送という点についても間接的ではあるが豊富な情報と与えるものである。



このモニタリング期間を通じて 1980年6月, 1981年6月に成層圏エアロソル層からの backscattered light の急増現象を見つかり、また 1981年の秋から、一般的にこの値は高い状態をみつけている。この間の depolarization degree は、一般的には数%のレベルであったが、34 km 以上で 10% 程度の値

を示す層が時々出現すること、1981年4月下旬から5月にかけてかなり広い領域にわたってレベルの高い日本出現した。

References

Iwasaka, Y. and Hayashida, S. 1981 The effect of volcanic eruption of St. Helens on the polarization properties of stratospheric aerosols, J. Met. Soc. Japan, 59, 611 - 614.
Iwasaka, Y., Fujiwara, M., Hirasawa, T. and Fukunishi, H. 1981 Laser radar monitoring of the polar middle atmosphere, Memoires of National Institute of Polar Research Special Issue 19, 178-187.

Nd-YAG LIDARによる成層圏エアロゾルの観測 ，1982年原因不明の急増に関連して

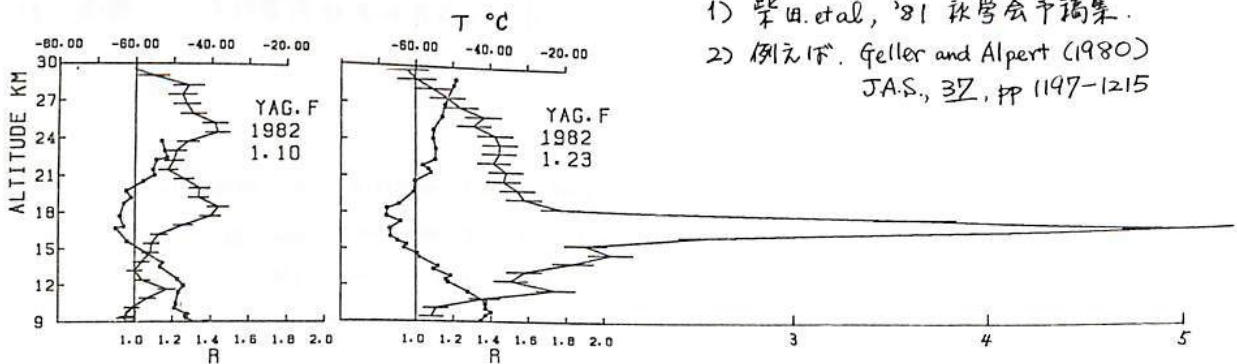
柴田 隆，山村英明，広野求和

(九下理)

昨年6月の急増¹⁾後，今年1月初めには再び平常値まで減少していた成層圏エアロゾルは今年1月23日17kmを中心に急激な増加を示した。ピークの半値中約3km，ピークでの Scattering ratio R が約5であり，このことは，R-1 が optical mixing ratio に相当するので，ピークでの mixing ratio が平常値の約20倍にあたることを示す。(下図) 同様の増加が西敏，米因本土，ハワイ，メキシコ上空でも観測されており，グローバルな現象であったと考えられる。当初，火山，核実験等々の種々の原因が考えられた。が，NASA Ames Research Center のサンプリングによって，その主成分が硫酸であったことから，現在ではいずれかの火山噴火によって成層圏に注入された火山噴火煙が今回の増加の原因であると考えられている。しかし，昨年²⁾の Alaid and/or Pagan の噴火以来，成層圏まで噴火煙を注入できるような噴火が生じたという報告はなく，どの火山噴火が起原かは今だに判明していない。

これまでの学会で発表してきたように，以前の Ruby レーザーから Nd-YAG レーザーによる観測に改めて格段に観測精度が向上し，1979年 Sierra Negra；(1980年 St. Helens, Ulawun；1981年 Alaid and/or Pagan；1982年 今回の増加。と計5回の火山噴火による成層圏エアロゾルの暴乱を早く，また垂直分布に関してはいずれの観測方法よりも，より正確に測定してきた。Agung (1963), Fuago (1974)等の火山大噴火による成層圏エアロゾルの増加及びその後の変化は Lidar 等の観測方法によって観測されてきた。しかし，上記5回の火山噴火中 St. Helens を除く他の4回の火山の様な比較的小さな火山噴火による成層圏エアロゾルの変化が正確に観測されたのはたかだかここ2-3年のことである。

St. Helens の大噴火が生じた1980年の夏季は，日本で冷夏，米因で熱波，ヨーロッパで洪水と，異常な天候が生じ，これと St. Helens 噴火によって成層圏に注入されたエアロゾルとの関係が云々されたことは記憶に新しい。火山による成層圏エアロゾルが気候に与える影響については，古くから議論されてきたことである。が，St. Helens の大噴火の場合でも，その大きさに比べて成層圏への影響が比較的少なかったことと相まって，北半球の平均気温の減少は 0.01° のオーダーであったと推定されている。しかしこの節初めに書いたようなブロッキングに対するエアロゾルの影響は重要である。最近の理論的な研究では，下部成層圏に生じた比較的小さな乱流が対流圏の流れる場に大きな変化を及ぼしうるということが明らかになっている。しかし，ブロッキングの生じる機構はほとんど解明されておらず，エアロゾルとの関係についても，現在のよう高精度の密度の濃い観測によって今回のような変化も十分にモニターし，現象面からこれを明らかにする必要がある。



1) 柴田 et al, '81 秋学会予稿集.

2) 例え下. Geller and Alpert (1980) JAS., 37, pp 1197-1215

太陽分光法による成層圏エアロゾル・オゾンの測定

近藤 豊, 高木 増美, 岩田 晃

名古屋大学空電研究所

我々は1978年5月, 1979年5月, 1981年9月の3回にわたり三陸において大気球に搭載された多波長の放射計を用いて成層圏エアロゾル・オゾンの観測を行って来た。日没時における太陽光の大気中における減衰を利用するもの。観測法については既に発表している(近藤他, 宇宙研報告, 1978. Kondo and Takagi, PAGEOPH, 1980)。今回は3年間の測定結果を総合報告する。

1. 成層圏エアロゾル

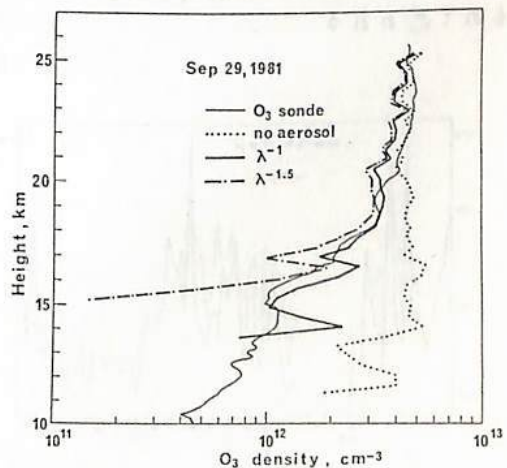
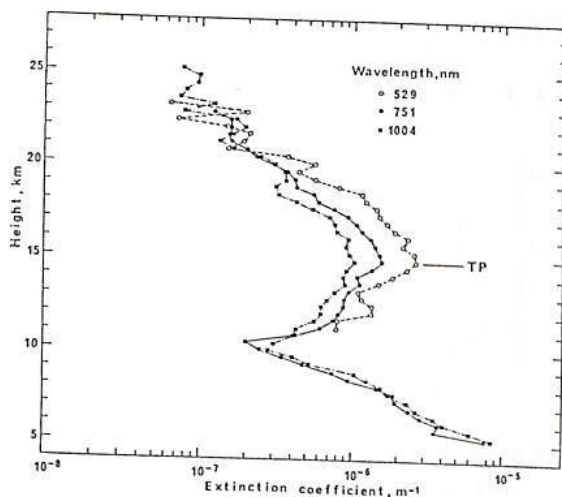
1981年の測定結果をみると1978, 1979年の比較的火山活動が少なかつた時期と比べると, 15kmを中心として, 4-5倍のエアロゾル濃度の増大がみられる。1981年の場合, たまたまオゾンが少ない領域でエアロゾル密度が大きかつた為, このでの減衰係数の波長依存性を比較的精度良く決定出来, 15km付近で $\beta_a \propto \lambda^{-1.5}$ と近似できた ($\lambda = 500-1000 \text{ nm}$)。これはこの時期, 大粒子の領域の size 分布が Junge 分布よりやや急になっていることを意味する。

1979年のデータ以外は直接比較できる他の観測がないので定量的な精度の目安を与えることは難しい。しかし, 3年間のデータの相互比較により, 少なくとも火山噴火の影響をかなり sensitive に検出しているらしいと言える。

2. オゾン

600nmでの放射計によるオゾン観測も計3回行われた。オゾンの場合オゾンゾンデによる直接測定との比較が容易である。1978, 1981年の場合正常なオゾンゾンデの測定値が得られた。幾つかの結論を挙げると。

- (1) この波長でもエアロゾルの補正が必要だが補正を加えてやると20%程度の範囲でゾンデの結果と一致する。これはゾンデ自体の観測誤差も含めて考えるとかなり良い一致と言える。
- (2) しかし, この補正を加えても14km以下の高度で精度良くオゾン濃度を求めることは難しい。



エキシマレーザレータによるオゾン観測(IV)

—オゾン密度と温度との関係—

内野 佑, 前田 三男, 山根 英明, 広野 祐和
 九大工 九大理

我々は1979年9月から福岡(33°N)で、XeCエキシマレーザレータを用いて下部成層圏オゾン密度の観測を続けている。今回は前回に引き続きオゾン量と温度との関係について議論する。ここではオゾン量として mass mixing ratio γ ($\mu\text{g/g}$) を用いる。

図1にエキシマレーザレータで観測した $\gamma(\text{O}_3)$ (17.25kmを中心とした上下1.5km内の平均値) と福岡管区気象台のラジオゾンデの17.25kmにおける温度 T をプロットした。図2には比較のために館野(36°N)におけるオゾンゾンデによる17.25kmの $\gamma(\text{O}_3)$ と T をプロットした。1969~70は観測が現在より少いのでそのデータを用いた。図1と図2から次のようなことが明らかと思われる。

- 1) 17.25kmにおいて、 γ と T はそれぞれ季節変化を示す。どちらも冬から春にかけて極大、夏から秋に極小を示す。
- 2) さらに一週間から一ヶ月以内の時間スケールの変化に対して、 γ と T は正の相関を示している。
- 3) γ の変化は冬から春にかけては季節変化より大きく変動がある。季節変化の大きさは約2.5倍である。

2)の結果に対し、20.25, 23.25kmの高度では、 γ と T の相関は悪くなる。

図3には館野における1969~70年の90mbの等圧面高度 $Z(90\text{mb})$ と $\gamma(\text{O}_3)$ の値をプロットしたものである。 $Z(90\text{mb})$ は夏から秋にかけて高くなるっており $\gamma(\text{O}_3)$ とは季節的に逆相関である。さらに一週間から一ヶ月程度の時間スケールに対しても γ と Z は逆相関になっており、 γ と T とは図1に同じく正の相関である。2)及び図3から γ と T の一週間から一ヶ月以内での変化の関係は空気の塊の断続的運動によってわかり説明できるものと思われる。

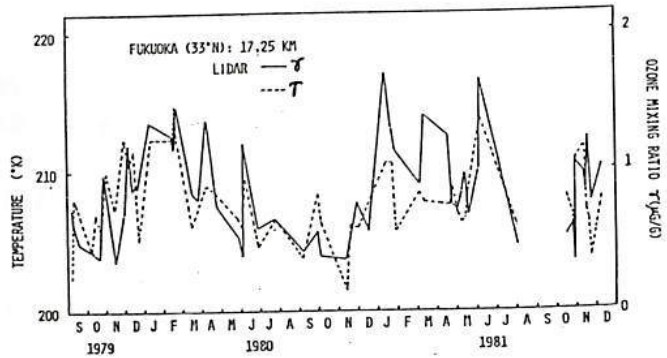


図1) ライターによる γ と T の関係。

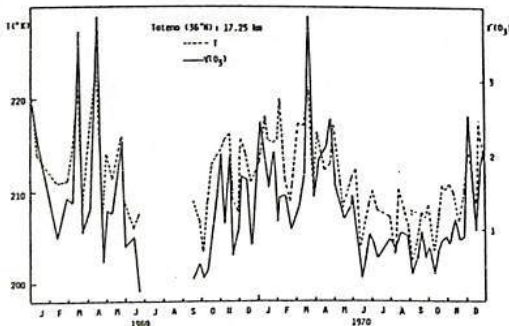


図2) 館野のオゾンゾンデによる17.25kmでの γ と T 。

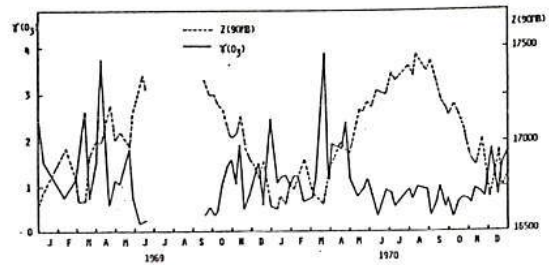


図3) 館野のオゾンゾンデによる90mbでの γ と等圧面高度の関係。

レーザーヘテロダイン分光方式による 成層圏オゾン高度分布測定について

上山弘, 市川敏朗, 岡野章一
(東北大理) (岐阜歯大) (東北大理)

レーザーヘテロダイン分光方式によって可能な 10^6 程度の高い分解能によれば, 成層圏微量成分の赤外領域における吸収線の線型を, 個々の回転線について求めることが可能である。得られた吸収線型から吸収物質の高度分布を求めるには, 通常 inversion法を用いるがここで次の問題点が存在する。

- (1) 波長可変な半導体ダイオードレーザーを局発光に用いたレーザーヘテロダイン方式の場合, この方式の長所を最大限に生かすためには, 局発光の波長を吸収線を中心波長に一致させた後, 時間的に波長掃引せずに, フィルターバンクにより吸収線中心付近の線型をあらゆる中周波数について同時に得ることが望ましい。この方法によって正確な吸収線型を得るには, 対象となる吸収線自身が付近の他の吸収線から完全に独立していて中心に角して対称型であること, および適当な吸収量をもつことが必要である。
- (2) 吸収物質の高度分布を求める際, 高度分解能は *weighting function* の幅によって制限され, 又到達可能高度は *weighting function* が極大になる高度で決まるので, これらを改善するために *weighting function* のとり方を充分考慮する必要がある。

今回, 上記(1)については AFG L atmospheric absorption line data compilation の最新版を用いて測定に最適なオゾン吸収線を選択し, 上記(2)については, Abbas (1979) による方法を用いて, レーザーヘテロダイン分光方式による成層圏オゾンの高度分布測定の simulation を行い, 観測で期待される精度についても検討を加える。詳細については会場で述べる。

参考文献

Rothman, L. S. et al., *Appl. Opt.*, 20, 1323, 1981.

Abbas, M. M., *J. Geophys. Res.*, 84, 4387, 1979.

中間紫外大気散乱光とオゾン密度分布

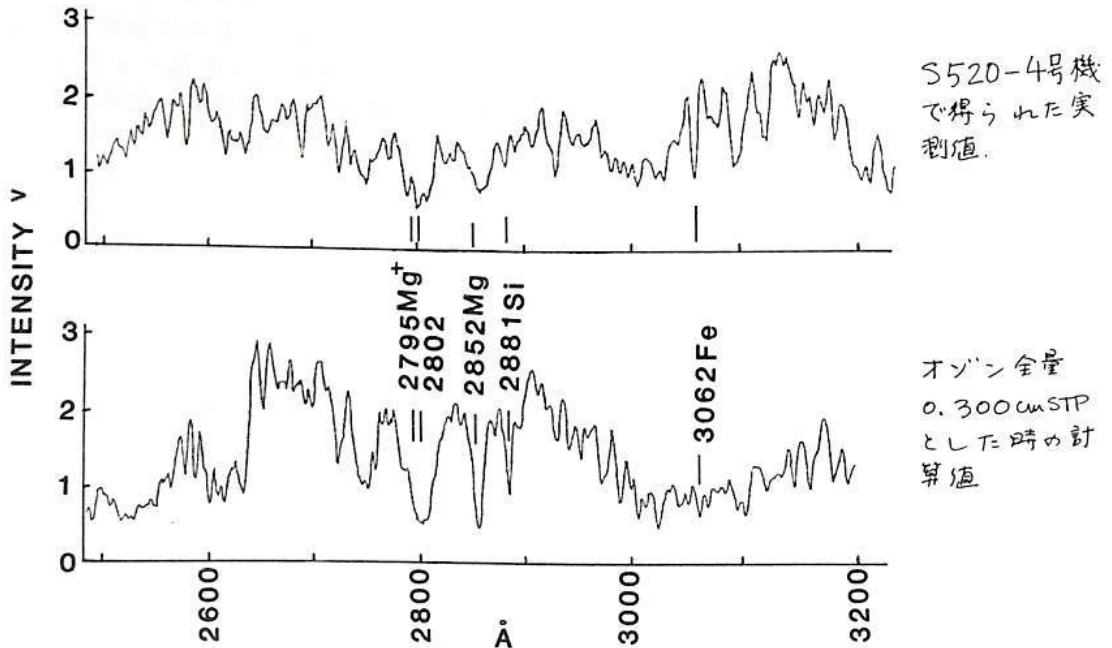
鈴木勝久, 小川利紘
 東京大学理学部

第70回講演会で報告した、衛星搭載用の紫外分光器をS520-4号機に搭載し、大気散乱光のスペクトル観測の実験をおこなった。ここでその結果について報告する。

ロケットは1981年9月5日10:00(JST)に打ち上げられた。発射後58秒で、光電子増倍管に高圧を印加し、その後着水まで波長2400~3300 Åの大気散乱光のスペクトルを観測した。

分光器の波長掃引時間は0.38秒で、その後データの読み出しに3.08秒要し、これのくり返しで測定した。このロケットのスピン周期は0.71秒で、掃引時間の関係から、同一方向からの散乱光のスペクトルを1回の掃引では得ることができない。ここでは波長域を3分割して、各々の波長域が同一方向(最っとも地心方向に近い)のフェーズのデータを集め合成して散乱光のスペクトルを求めた。得られたスペクトルを下図に示す。また同じ観測条件で、適当に大気密度、オゾン密度分布を仮定して計算し、感度補正をおこない実測値と比較できるようにしたスペクトルをその下に示した。実測値の方が全体的に小さいが、スペクトル構造はほぼ合っている。その他いくつかのくい違いがあるが、その原因として、

- (1) ロケットの姿勢が決まらず、種々のデータを考慮した推定値を用いたこと。
 - (2) 各波長の値が厳密には同一方向からの散乱光ではないこと。
 - (3) 用いたオゾンモデルの高度分布が実際のもので違っていること。
 - (4) 波長3100 Å以下では高次の散乱光の影響がでてくること。
- などが考えられる。これらについて検討し、観測から得られるオゾン密度分布について述べる。



吸光スペクトル法による大気オゾン全量 観測 (II)

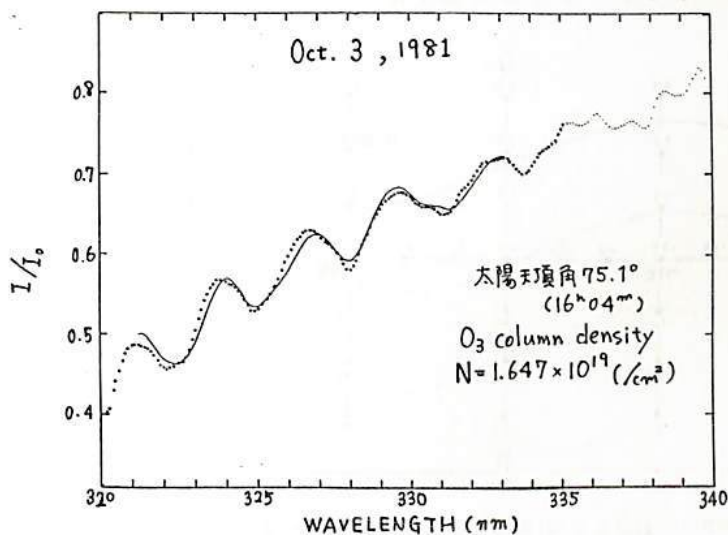
柴崎和夫・小川利紘
(東大 理)

O_3 Huggins 帯のある波長 320 - 340 nm 領域の太陽吸光スペクトルを観測してオゾン全量を測定する手法を試みている。1981 年春の学会報告以後、ほぼ解析方法を確立してオゾン量を測定することが可能となったので今回報告する。

第 1 図は吸光スペクトル法による解析結果例である。現在標準となっているドブソン法を用いた地上観測との比較を行うには、ここで求めたオゾン量 (N : 太陽光路に沿った積分量) を vertical column density (N_0 : オゾン全量) に引き直す必要がある。しかしながら、その変換を正確に行う N_0 を求めるにはまだ幾つか問題がある。それは、

- ・大気中のオゾンによる吸収効果を受けていない reference spectrum (I_0) がなく、観測日の太陽天頂角の小さい時間に観測したスペクトルを仮に I_0 として解析を行っている。 I_0 に含まれているオゾン量は未知である。
- ・オゾン全量が変わらないと仮定すれば (現在はそうせざるを得ない)、前述の場合でも $N_0 = N/\alpha$ として N_0 を求められる。だが、 α は太陽天頂角だけでなくオゾンの高度分布にも依存することになる。
- ・オゾンの吸収断面積の測定値の温度変化、測定誤差についても不明な点がある。

などである。講演ではこれらの問題についての検討結果についても報告する予定である。



第 1 図 1981 年 10 月 3 日の観測例。reference spectrum として太陽天頂角 52.3 度 ($13^{\circ}56'$) の時のスペクトルを用いている。解析に利用した波長域は 321 ~ 333 nm である。

室井 勲

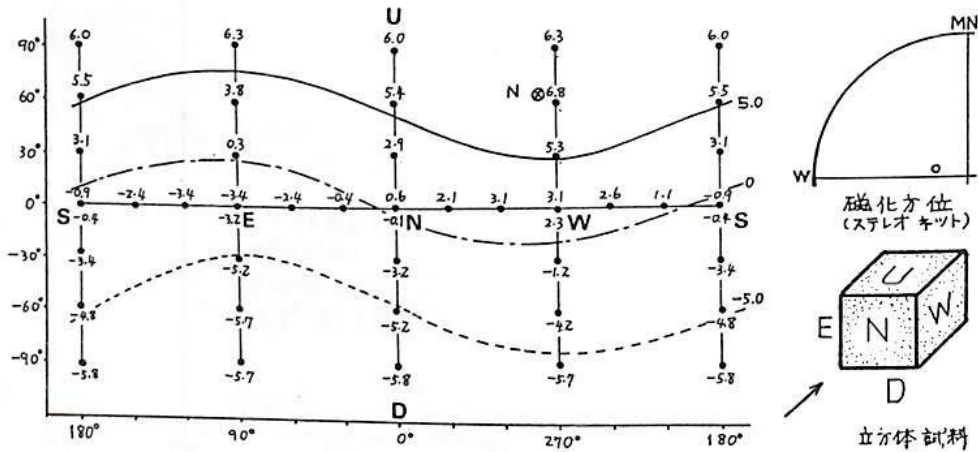
(大阪府科学教育センター)

今や利用の機会が少なくなった無定位磁力計で測定した岩石試料のNRM (Natural Remanent Magnetization) の計算方法について述べるのは時代にあわず、その上、これを球函数を使って行うことはすでに半世紀以上前に報告されており、今更ら、これについて話すのは時代おくれもはなはだしいかもしれない。従って、新鮮味のないものであるが、少しばかり示すことをお許しをいただきたい。

岩石試料をこの磁力計の真下に置いて測定する場合、得られる値はその試料の鉛直成分(?) だけではないが、鉛直成分と同じような形をとるので、地磁気の場合の鉛直成分と同じようを取り扱いかたで、これに球函数(ここでは2次の項まで)を適用してみることにした。1個の試料の3成分をそれぞれ2回ずつ、合計6回の測定値は30°ごとに読みとる。この6回の測定値から、3方向を取り出して組み合わせる方法は8通りあり、従って1個の試料につき、8通りの計算で、それぞれのガウス係数を求め、磁化方位や傾角が得られる。最後にはこの8通りの平均値が1個の試料の値になり、そして誤差角まで求められる。

第1図は奈良県の露岩からの試料の結果で、8通りの組み合わせの中の1つ: 1-3-5の場合の測定点(●)と測定値、そして等磁力線のようなものを少し示したものである。ただし、この数値はこの各点での強さではなく、試料をこの角度に回転したときの値というわけにはいかない。計算に使うのはこのうち36点で、この図での値が1組の値として、磁化方位(この図では⊙の点)や傾角が求められる。

大阪周辺からの試料を使って、これまでの方法と比較した結果、そして、2次項についての値、さらに、求めたガウス係数から、1個の試料の磁場を試料の全周面について10°間隔で計算し、地球の場合のような磁気図を描き、これらについて簡単に報告することにしたい。



第1図 NRMの測定点と測定値(観取値-平均値)の例。
 テータの組合せ: 1-3-5 (⊙はD=277.9°, I=-63.8°のNの方向)
 (室生からの逆帯磁試料, 2A-1)

- 1) Nakamura, S., and Kikuchi, S., Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. 18, 268, 1912.
- 2) Matsuyama, M., Proc. Imp. Acad. Japan, 5, 203, 1929.
- 3) Nagata, T., Bull. Earthq. Res. Inst. 68, 281, 1940.

堂面春雄・宇風 浩
山口大・教育・物理

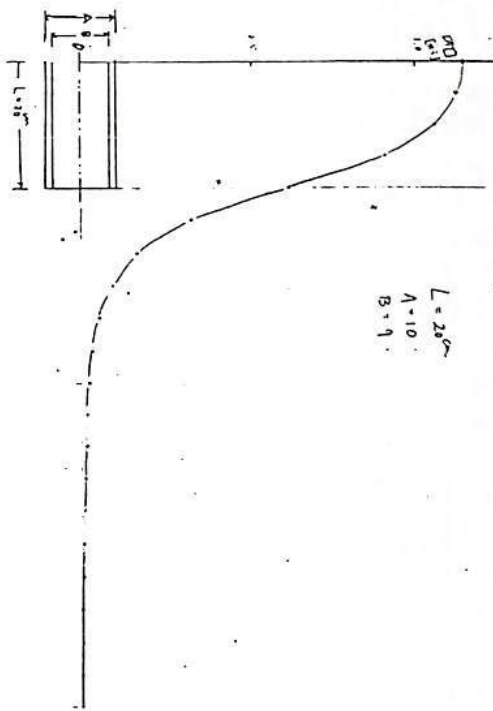
交流消磁に使用するソレノイダル・コイルの中心軸上における磁場強度は、例えば第1図の如く、円筒の両端部で急激に減少し、端まで、中心部の1/2程度に達し、更にそこからより外部に向かってかなりの距離、テイルを引くことがわかる。

一方、消磁にさいして、磁場強度を減少させるための一つの方法として、スライダック及び水抵抗などを併用し、電流をスムーズに減少させる。

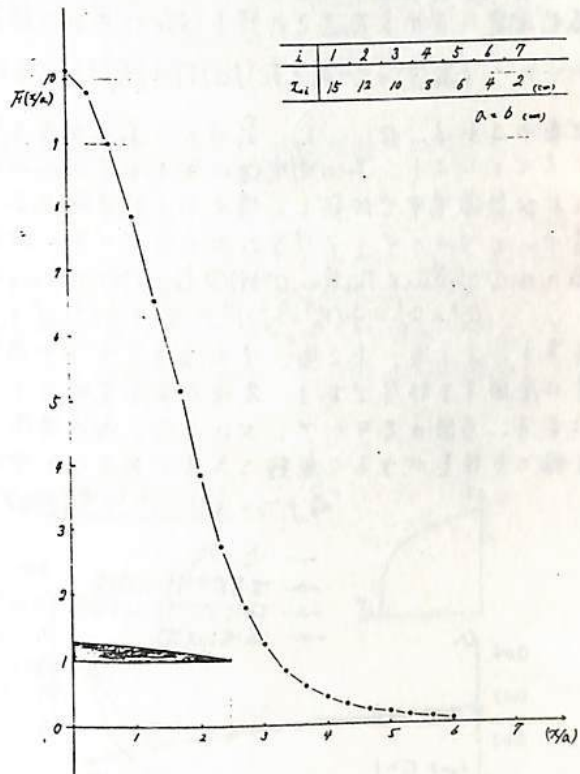
筆者らは、磁場強度を、コイル中心部より軸上、両端に向けて、できるだけ直線的に減少させ、試料を一定速度で、このソレノイドの内腔を、一端より他端に移動させる方式を試みてみた。

このためのソレノイドとして、円筒の両端より中央部に向けて、コイルの巻数を次第に増加させたものを試作した。この1例による磁場強度変化の様子を第2図に示した。

なお、従来の一定径をもった円筒状コイルと、今回試作したラグビー・ボール型コイルによるAF消磁の実例についての比較も併せて述べる。



第1図



第2図

テリ工法の解析に含まれる誤差の検討

田中 秀文・河野 長
東工大・理

テリ工法は古地球磁場強度を求めるのに最も信頼性があると思われ、実験結果は普通アライグアイアグラムで表現され、理想的には直線関係が得られる。通常はこの直線を普通の最小二乗法で解析している。しかし、Coe et al. (1978)は、アライグアイアグラム上でのデータの組 (X_i, Y_i) のとけとけが誤差を含むことを考慮して、York (1966)の least squares fitting法を用いることを提案した。だが、彼らは X, Y 成分の誤差が温度にほぼ一定で、 F_L を実験室の磁場、 F_A を古地球磁場としたとき、 $\sigma_x^2 = (F_L \sigma)^2$ 、 $\sigma_y^2 = (F_A \sigma)^2$ を仮定したがこれは正確には正しくない。そこで、この報告では誤差の正確な表現を導き、その温度変化を調べ、これに基づいて York 法により実際のデータを取り扱うことを試みる。

磁場 H 中で試料を温度 T まで加熱した時に得る残留磁化 J_r は、blocking 温度スペクトルを $P(T)$ とし、NRM 成分 $Y(T)$ 、TRM 成分 $X(T)$ の和

$$J_r(T) = Y(T) + X(T) = F_A \int_0^T P(T) dT + F_L \int_0^T P(T) dT$$

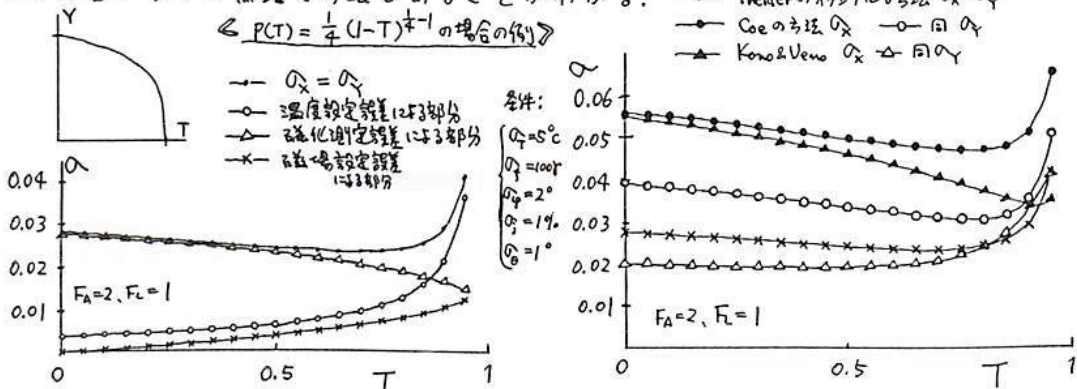
で表わすことができる。但し、 $0 < T < 1$ 、 $\int_0^1 P(T) dT = 1$ と規格化してある。 $J_r(T)$ に含まれる誤差は、(1) 温度の誤差 (δT) 、(2) 人工磁場の大きさの誤差 (δF_L) と方向の誤差 $(\delta \varphi)$ 、(3) 残留磁化測定における大きさの誤差 (δJ_r) と方向の誤差 $(\delta \theta)$ を用いて、

$$\delta J_r(T) = (-F_A + F_L) P(T) \delta T + \{ F_L (\delta F_L / F_L) + F_L \hat{R}_x \delta \varphi \} \int_0^T P(T) dT + J_r(T) (\delta J_r / J_r) + J_r \hat{R}_y \delta \theta$$

と表わされる。但し、 \hat{R}_x, \hat{R}_y は X, J_r に垂直な単位ベクトルである。この式の二乗平均をとることに依り、 J_r の測定値に含まれる variance が同積される。同様にして、磁場- H 中および無磁場中で加熱して得られる残留磁化 J_r, J_0 についても variance が求まる。これらに基づいてアライグアイアグラム上でのデータの組 (X_i, Y_i) に含まれる誤差が計算できる。テリ工法には ① Thellier & Thellier (1959) ② Coe (1967) ③ Kono & Veno (1977) の 3 タイプがあり、例えば ① では、

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \frac{1}{2} (F_A^2 + F_L^2) P^2(T) \sigma_T^2 + \frac{1}{2} X^2 (\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + \frac{1}{2} (X^2 + Y^2) (\sigma_{J_r}^2 + \sigma_0^2)$$

となる。才 1 項、才 2 項、才 3 項はとけとけ温度の誤差、磁場設定の誤差、磁化測定の誤差に原因する部分である。各項の温度変化を $P(T) = \frac{1}{2} (1-T)^{n-1}$ と仮定して計算した例を右図に示す。右図は各タイプにおける σ_x, σ_y の温度変化の例で、オリジナルのテリ工法が X 軸、 Y 軸とも誤差が少く無難な方法であることがわかる。



文献) Coe et al. (1978), JGR, 83, 1740. York (1966), Can. J. Phys., 44, 1079. Thellier & Thellier (1959), Ann. Geophys., 15, 285. Coe (1967), J. Geophys. Res., 72, 3247. Kono & Veno (1977), Phys. Earth Planet. Inter., 13, 305.

堂 面 春 雄

山口大・教育・物理

前報(1981年秋・予編集)にて、アイスランド産玄武岩(松山逆磁気期)の熱磁気解析(J_s - T 解析)の1例について述べたが、今回もこれに引きつぎ、更に、やや詳細な J_s - T 解析の結果について報告する。

供試材料は前回と同一の、握りこぶし大の岩塊で、この種々の部分よりかさとりた岩石試片、数flakesをbulletのまま、石英のダブル・バスケットに投入して、熱磁気天びん(Naruse-Kagaku; MB-2型)に装填し測定した。また、試料を粉碎し、常温でアルコール中において、ハンド・マグネットを用いて遊泳させ、磁気分離したものについても同種の解析を行なった。熱処理は、空气中及び真空中(10^{-3} , 10^{-6} Torr; いざね pumping)において、種々のrateで加熱・冷却($300^\circ\text{C} \sim 1200^\circ\text{C}/\text{h}$)した。

いざねの熱処理の場合も、 J_s - T 曲線の形状には変化なく、1st runにおいては、まず300°C前後のキュリー点を示し、この温度までは、曲線はほぼ可逆的である。この温度をこえると、磁化のかなりな復活がみられ、ついで温度上昇とともに再び磁化は減少し、マグネタイトのキュリー点をたたり、磁化は消失する。この温度より冷却するに、 J_s - T 曲線は単純に増加し、高温の単一相に転移したことを示す。2nd run以降は、ほぼこの冷却曲線に近い変化を示し、新しく生じた相が安定なことを示す。

また、以上の変化は、粉末・磁気分離(た試料についてもほぼ同様)である。

当然のことともいえるが、握りこぶし大の供試岩塊は、全体としてかなり均一な組成をもつものといえる(岩石によっては、このような小さい部分でもかなり不均一な組成を示すものである。例として、山口県川尻岬玄武岩の正・逆NRM混在部分)。

また、本試料は、山口県中央部の第四紀玄武岩の例にみられる(深海底玄武岩にあって同様)如く、熱処理の雰囲気によらず、加熱操作のみによる低温相から高温相への転移(低温磁気型)を示すものであると見られる。

III-38 MAGNETIC PROPERTIES OF BASEMENT ROCK SAMPLES FROM CATOCHE KNOLL
GULF OF MEXICO -HOLE 538A, LEG 77, DSDP -

古田 俊夫 東京大学海洋研究所
木下 肇 千葉大学理学部

1981年にメキシコ湾で行なつた深海掘削(DSDP・Leg 77, Hole 538A)によつて厚い石灰岩質堆積物層の下に隠された小型の盛り上がり(Knoll)が掘り下げられた。この岩体は、丁度大陸性地殻(フロリダ半島附近)と海洋性地殻(カリブ海西部)との中間の、いわゆる遷移地域にあたり、本當に基盤の凸凹なのか、或は岩塩ドームによる凸凹なのか、余り良く判つてゐなかつた。この掘削によりこれがSchist + Diabaseの完全な基盤であることが判つた。年令としてはPaleoceneか、Cretaceousより古い様である。孔底の基盤岩から、多くの(一見)新鮮な岩石試料が得られ、各種の測定が行なわれた。その内、岩石磁気学的測定結果について報告する。

目的: 顕微鏡, J_s-T及びXMAを利用した鉱物相の同定。
チチノマカネタイト結晶の内部構造。
同 各部分におけるTi/Fe比分布。
同 酸化状態, Ti-Mht化状態, などを調べる。

結果: Ti/Fe比は部位によるばらつきが大きい。
同 が大きい(≈0.7)場合でもT_c ≈ 550°Cにある。
J_s-Tでは判らないうが、明らかにTi-Mht相があり、しかもイルメナイトラメラと共存しているものが多い。
Mht-zationはTi-Mtの表面(割れ目も含め)から拡散・輸送によつて生ずるらしい。
Catoche Knollは、高温・低温両酸化を別々の時期に受けた。

—以上—

堂 面 春 雄

山口大・教育・物理

これまでに、古代焼成遺物、主として屋根瓦、の焼成当時の地磁気強度を推定するための簡便法として「1回加熱法」の開発につとめ、更にこの手法を用いた、いくつかの定例を示してきたが、その後、本手法における加熱・冷却に関する最も適切な条件、特に最高加熱温度設定など、を求めるための一助として、供試々料の基本的特性としての、熱磁気的性質を明らかにするために、熱磁気解析(Js-T解析)を併用することにした。

今回は、1981年度中に測定した結果を簡単に述べる。試料は主に古屋根瓦で、比較的新しいものが多いが、焼成年代は必ずしも定かでない。Js-T解析は、空气中及び真空中(10⁻³, 10⁻⁶ Torr, pumping)で、いくつかの異なった加熱ないし冷却速度で行った。主なキュリー温度及びJs-T曲線の加熱・冷却過程での可逆性について、空气中処理のものについてのデータを下表に示した。また数例のものについては、1回加熱法による古地磁気強度比αも併記した。これらの値は、いずれも決定的なものではない。すなわち、α値は、オリジナルな磁化ベクトルと、地磁場との平行性に対する補正など加えられていない生の値であり、キュリー温度も一つの例にすぎない。更にJs-T曲線の可逆性についてもその定義はあいまいである。

今後、どの温度範囲においてα値を決定するか吟味をしておくてはならない。

試 料	考古年代	古地磁気強度比 (α = β/現)*	熱磁気解析*		
			キュリー点 加熱	冷却	温度変化
瓦 百濟寺(大阪府)飛鳥時代		-	300°C	250°C	(R)
工器 太宰府1(福岡県)1200年頃		-	120?	-	X
" " 2 " 1250 "		-	100?	-	X
" " 3 " 1350 "		-	100?	-	X
瓦 津和野城(鳥根県)1570 "		1.88	560	540	R
" 福岡城(福岡市)1600 "		1.50	585	585	(R)
" 古熊社(山口市)1680 "		1.55	530	548	R
" 古川家(志摩市)1700年代		-	570	553	R
" 熊谷家(長野市)1780年頃		1.22	570	570	R
" 永平寺1(福井県)1839 "		-	578	565	R
" 民家1(山口市)1864年前後		-	-	-	-
" " 2(山口市)1880 "		1.28	-	-	-
" 日蓮宗院 " 1895年		1.50	570	565	(R)
" 永平寺2 " 1902年頃		-	556	547	R
磁石 荷島(鹿児島県)1914年		-	560	552	R
瓦 永平寺3 " 1930年頃		-	554	550	R
磁石 阿蘇山頂(熊本県)1933年		-	498	510	R
瓦 民家3(山口市)1935 "		1.35	-	-	-
軽石 有珠山(北海道)1978 "		-	364	380	R

* 空气中処理の値のみを示した, ** 2つの温度では可逆的。

R: ほぼ可逆的, X: 非可逆的。キュリー点は推定値を示す。

本報は特定研究「古文化財」による。

兵頭政幸
神戸大理

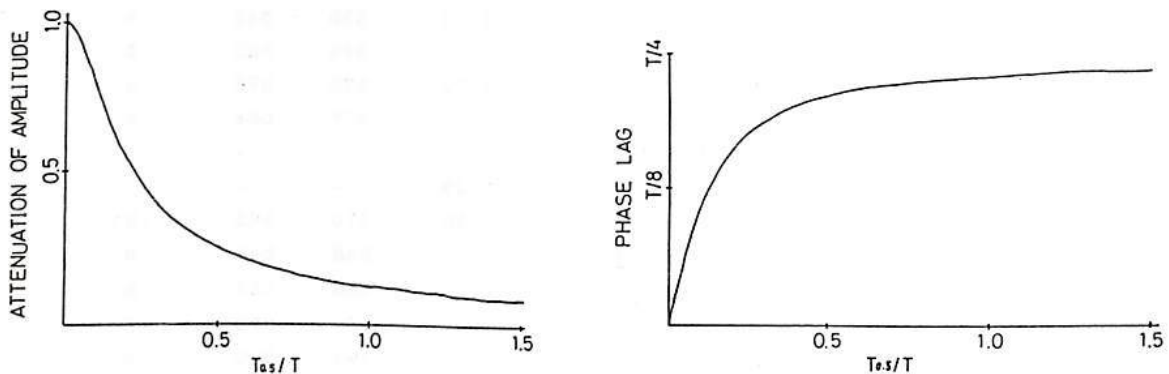
天然の堆積物が、変化している地球磁場中で、磁化を獲得していく様子を表わすモデルを考えた。単位時間に堆積した堆積物薄層中の磁気粒子が固定されていく状態を、fixation rate $r(t)$ で表わす。これは単位時間中の薄層中の磁気モーメントが固定される割合の時間変化である。強さ f_0 で方向一定の磁場中で磁化させた時の磁化の強さを1とすると、 $\int_0^{\infty} r(t) dt = 1$ である。時間 τ に固定された粒子の磁化軸は、その時の外部磁場方向と向くとすれば、時間 τ に堆積した薄層の磁化 $m(\tau)$ は、 τ が薄層中の全粒子が固定される十分に十分な時間であれば、(1)式の様に、地磁気の変化 $f(t)$ と $r(t)$ のたたみ込み積分で表わされる。

$$m(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} \frac{f(t)}{f_0} \cdot r(\tau-t) dt \quad (1)$$

関数 $r(t)$ が決まれば、地磁気永年変化がいかに変形を受けて post DRMとして記録されるかがわかる。この関数は Hamano (1980) の実験結果をもとに、指数関数で表わしてみた。その結果地球磁場の永年変化は、かなりの変形を受けて(振中の減衰、位相のずれ)、堆積物中に記録される事が予想される。このモデルでは、地球磁場強度は一定としても、磁場の方向変化だけによる磁気粒子の方向制約によって、磁化の強度変化は十分起こりうる。

実際の堆積物の磁化測定結果をみると、方向変化の振中の違いや、位相のずれなどがこのモデルで、よく説明できる。さらに deconvolution を行なえば、磁化方向変化から元の地磁気の方向変化を出す事は可能で、その結果を使って(1)式の積分を行なえば、磁化 $m(\tau)$ が得られる。大阪湾堆積物の磁化測定結果を使ってその計算を行なってみると、計算で得た磁化 $m(\tau)$ の強度変化と、測定値の強度変化はよく一致している事がわかった。これは、堆積物の磁化強度変化は、地磁気強度よりも磁場の方向変化に制約されて起っている成分の方が多いという事を暗示しているのかもしれない。

下図は方向変化の振中の減衰率と位相のずれを表わす。



$T_{0.5}$: 単位層中の磁気モーメント 50% が固定されるまでの時間 (堆積後)

T : 地磁気方向変化の周期

中部太平洋(3°N, 169°W付近)より得た Piston-Core
試料の残留磁気測定結果と堆積史

山崎 俊嗣, 西村 昭, 上嶋 正人
地質調査所

白嶺丸GH81-4研究航海で, 中部太平洋の 3°00'N, 169°40'W 付近の山地域から, 13本のピストンコア試料を得た。この地域(東西約30 mile, 南北約40 mile)は, 水深5600m程度の海盆と, 起伏3~400mの海丘からなっている。試料を実験室に持ち帰ってすぐに残留磁気測定を行なった。交流消磁は, 試料に応じて, 50~100 Oeの最大交流磁場強度で行なった。その結果を, 岩相及び, 予察的化石の検討結果とともに下図に示す。

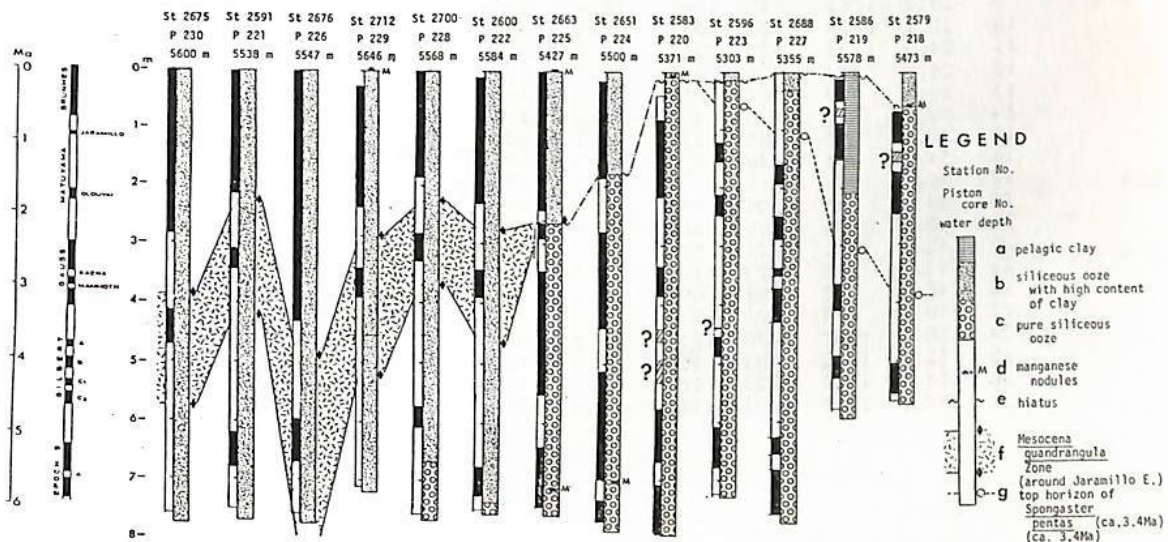
海盆域では late-Pliocene 以降 粘土に富む 珪質軟泥 が連続的に堆積している。堆積速度は, Jaramillo Event 付近を除いて, 2-6 mm/1000 yr であるが, Jaramillo Event 付近 (Mesocena quadrangula Zone にほぼ当たる) は, 6~11 mm/1000 yr と, ほぼ 1倍に上がっている。

海丘部では, 次のような Hiatus が認められる。

- 3Ma 前後から, ほぼ 現世までの Hiatus — P218, P219, P223, P227
- early or middle Miocene から late Pleistocene までの Hiatus — P220, P224, P225

こゝらは, 当海域付近の, 赤道太平洋で得られたコアについて報告されている Hiatus の時期とほぼ一致している。年代を推定できた部分より求めた堆積速度は 海丘部においても 2~6 mm/1000 yr である。

GH80-5研究航海の海域(およそ 9°N, 174°W)で得られた試料より求めた堆積速度 1~4 mm/1000 yr に比べて当海域のそれがかつより大きいのは, 赤道に近いため生物生産量が大いことによるのであろう。



鍾乳石の磁化測定 (2)

森永速男
(神戸大・自然科学)

井口博夫・安川克己
(神戸大・理学部)

1980年春の本学会講演会で山口県萩吉台こうもり穴で採取した stalagmite (石筍)の磁化測定について報告した。今回は、同時期(1980年10月)に同様な方法で採取した岡山県阿哲台宇山洞の石筍試料での磁化測定について報告する。

2本(2-1, 2-2)の試料はそれぞれ、長さが6cm, 7.5cmでともに直径1インチの円柱状で、それらを刃厚0.4mm程度のダイヤモンドカッターで1.5mm~2.0mmの円盤状に整形した。その円盤試料の磁化方向・強度は超伝導磁力計を用いて測定され、磁化強度は $10^{-6} \text{ Am}^2/\text{Kg}$ (emu/gram)程度である。

現在、NRM測定のみおこなった状態で、微弱な残留磁化に二次的な雑音を重ねているため、細い点は今のところわからないが、こうもり穴の試料と同様に過去の地球磁場の復元に大いに役立つものと思われる。なお、解析が間に合えば、こうもり穴の試料との対比についても報告したい。

2-1 の測定結果 NRM

	DEPTH (cm)	X	Y	Z	DEC. (deg)	INC. (deg)	IHT. ($\times 10^6$ -7) (emu/g)	WEIGHT (g)
1	1.8	1411	49	1148	-4.5	39.1	36.4	5.000
2	5.5	432	124	394	9.5	41.2	16.8	3.550
3	8.2	1030	147	827	1.6	38.5	66.5	2.000
4	10.2	852	-88	864	-12.4	45.2	60.8	2.000
5	12.2	823	399	636	19.4	34.8	57.1	1.750
6	14.2	325	110	118	12.2	19.0	18.1	2.000
7	16.2	208	70	173	12.1	38.2	15.1	1.850
8	18.2	374	121	202	11.4	27.2	22.1	2.000
9	20.2	1761	745	1847	16.4	44.0	136.3	1.950
10	22.2	1120	638	1042	23.2	39.0	82.9	2.000
11	24.2	1294	433	913	12.0	33.8	88.7	1.850
12	26.2	824	126	433	2.2	27.4	53.7	1.750
13	28.1	409	107	451	8.2	46.9	49.5	1.250
14	30.1	318	-180	277	-36.0	37.2	34.0	1.350
15	32.1	239	-105	422	-30.2	56.3	36.6	1.350
16	34.1	463	640	-327	47.6	-26.7	61.0	1.450
17	36.1	254	-210	192	-46.1	30.2	25.4	1.500
18	38.1	449	181	458	15.5	43.4	37.0	1.800
19	40.1	494	100	488	4.9	44.1	61.0	1.150
20	42.1	736	132	528	3.7	35.2	42.6	2.150
21	44.2	193	-174	198	-48.5	37.3	21.8	1.500
22	46.2	897	61	605	-2.6	33.9	61.9	1.750
23	48.2	564	-171	227	-23.4	21.1	38.3	1.650
24	50.2	1407	430	1039	10.5	35.2	120.1	1.500
25	52.3	1072	501	999	18.5	40.2	99.9	1.550
26	54.3	1570	229	961	1.8	31.2	103.1	1.800
27	58.0	2343	1291	1985	22.4	36.6	50.9	6.550

佐野幸三・伊藤秀美
気象庁地磁気観測所

地震予知研究計画に基づく地磁気研究グループは、全国19地点においてプロトコル磁力計による地磁気全磁力(F)の連続観測を実施している。観測データの解析処理は東大震研、国土地理院に引き継ぎ、1980年より気象庁地磁気観測所が担当している。現在、0時40分～3時00分(日本時間)の毎10分値15個を柿岡地磁気観測所に報告してもらい、各地点の全磁力経年変化および柿岡を基準とした全磁力単純差を求め、主として地震に関連する地殻内部に原因する地磁気異常変化を検出すべく解析処理を行っている。現在の定常的な処理は上記の単純差だけで、十分な地磁気異常変化の監視体制とはいえない。そこでもう少し有効な地磁気異常変化の検出のための定常的なデータ解析法について検討してみた。

いままでもなく、各測点間の全磁力差は、外部擾乱変化の地域差はもとより、地磁気D、I、F(X、Y、Z)の地域差による見かけ上の全磁力変化効果や、各地点固有のCA効果による二次的な全磁力変化効果等により、大きくまた複雑に変動する。このような要因による全磁力差変化は、地殻内に原因を持つ全磁力差変化信号を精度よく検出するための大きな障害となる雑音信号であり、何らかの方法により、それらを除去する必要がある。今回は次のような種々の重価差法による除去法を適用し、主として月々補正全磁力差を求め、単純差も含めた相互比較を行った。

いき、全磁力差を求めた2地点の全磁力値を F_A, F_B 、全磁力差を $D_{A,B}$ とし、

$$1) F_A^m = a \cdot F_B^m + a_0 \text{ (回帰解析)}, D_{A,B}^m = F_A^m - [a \cdot F_B^m + a_0]$$

$$2) F_A^m = a \cdot x^m + a_0, F_B^m = b \cdot x^m + b_0 \text{ (経年変化を一次式で近似)}, \\ \Delta F_A^m = F_A^m - [a \cdot x^m + a_0], \Delta F_B^m = F_B^m - [b \cdot x^m + b_0] \text{ (経年変化除去(補正))} \\ \Delta F_A^m = a' \cdot \Delta F_B^m + a'_0 \text{ (回帰解析)}, D_{A,B}^m = \Delta F_A^m - [a' \cdot \Delta F_B^m + a'_0]$$

$$3) F_A^d = a \cdot F_B^d + a_0 \text{ (回帰解析)}, F_A^m = a \cdot F_B^c + a_0 \text{ (} F_B^c = F_B^m \text{の静後時標準値)} \\ D_{A,B}^m = F_A^m - F_B^c$$

より補正全磁力差を求めた。ここで F_A^m, F_B^m 等 m を付けたものは月値、 F_A^d, F_B^d 等 d を付けたものは日値を表わす。1)および2)は全解析期間をくおした回帰解析であり、3)は月単位の解析である。

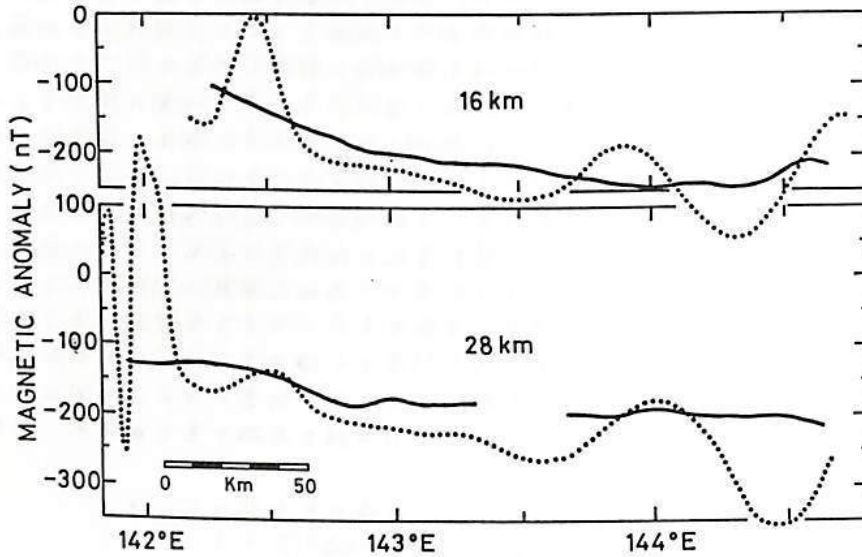
結果の概要は次のとおりである。

- 1) 今回のデータ期間に限らず限り、各重価差法による補正全磁力差には大差がない。
- 2) 補正残差に多くの地点で年間変化または2年同期変化が見られる。
- 3) 補正残差に2, 3の地点で2)項の変化の他に、2~3nTの変化が見られる。これらは単純差にも見られたもので、何らかの異常変化と思われない(人工擾乱等の可能性もある)。
- 4) ハチ一柿岡の全磁力差は必ず木の補正をしても、10mT程度の大きな2年周期的な変動が見られる。

これらの解析の他、各地点の柿岡に対する全磁力変化特性の比較についても報告する。

大気球による日本海溝附近の縞状磁気異常の観測とプレートテクトニクス。

加藤 愛雄 瀬戸 正弘
(東北大・東海大工) (東北工大工)



大気球による地磁気全磁力異常の観測値。
(点線はUS Naval Oceanographic Officeの海上観測)



大気球の航跡
(東行高度16 Km 西行高度28 Km)

1977. 5月大気球により三陸気球観測所から日本海溝附近の縞状磁気異常地帯に上空と東行16 Km西行28 Kmの高度で、プロトン磁力計により、全磁力の観測を行い、工年RF(1975)との偏差から磁気異常を求め、これとUS Naval Oceanographic Officeによる海上での値と比較して縞状異常地帯の地下構造を求めた。

この結果約 $1.1 \times 10^3 \text{ emu}$ の帯

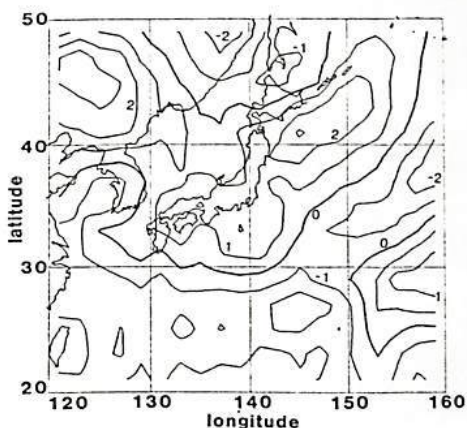
磁物質が一つは日本海溝の東方(144.40°附近)にある。それが縞状の方向に西方にのびて、日本海溝附近で、プレートとして地殻の下にもぐり込んでいる事および、他の一つは同様約 $1.1 \times 10^3 \text{ emu}$ の帯磁物質が日本海溝の東方(143.40°附近)でプレートとして地殻の下にもぐり込んでいる事等が明らかになった。

これ等の解析結果について述べる。

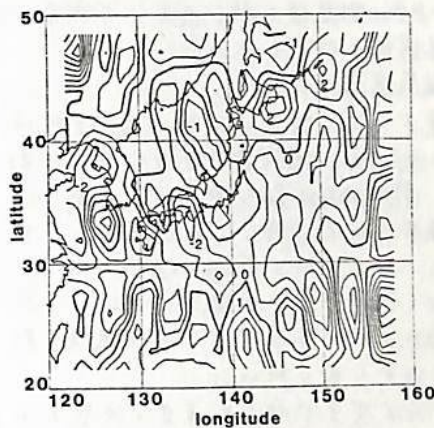
尚宇宙科学研究所の西村純彦教授および東海大学、東北大学、東北工業大学の大気球観測班に感謝の意を表す。

柳澤 正久(宇宙研), 河野 長(東工大 理), MAGSAT 研究班

第1図(a)は, MAGSAT (Magnetic Field Satellite) データより得られた 日本付近の全磁力磁気異常図 (MAGSAT 平均高度 450 km), 第1図(b)は, (a)の磁気異常を説明するように equivalent source 法で計算した 地殻あるいは上部マントルの磁化のパターンである (磁化層の厚さを 40 km と仮定している). この解析にあたっては 外部磁場の影響



Total Force Anomaly unit: nT



Magnetization unit: 10^{-1} A/m (10^4 emu/cc)

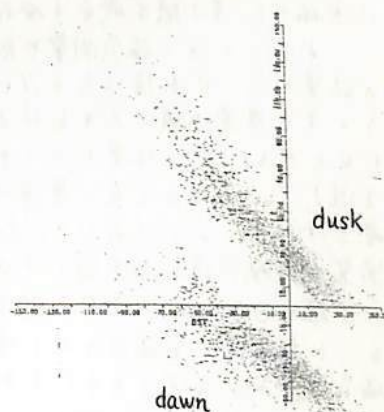
(a)

(b)

第1図 (a) 全磁力磁気異常, MAGSAT 高度 (平均 450 km) における測定値の標準磁場 MGST (4/81) からのずれを $2^\circ \times 2^\circ$ (緯度・経度) のグリッドごとに平均したもの. (b) 標準磁場の方向に厚さ 40 km の層の磁化 (残留磁化ではない) していると仮定し, その強さを equivalent source 法で計算したもの.

は緯度の 2 次式で表現されるとして その補正を行った. また, 一般には 外部磁場の影響は 1 次の球関数 $V = a \{ E(r/a) + I(a/r)^2 \} P_1(\cos \theta)$ で表わせるとして補正が行われている. いずれの場合も そのような補正が十分かどうか いま一つはっきりしていない. 我々は, どのような外部磁場補正が必要十分なのか, 今までの方法をチェックし, 新しい方法を考察する.

第2図 外部磁場の影響を $V = a \{ E(r/a) + I(a/r)^2 \} P_1(\cos \theta)$ と仮定した場合, 係数 E が MAGSAT データから計算されている. E は地球にかかる一様な外部磁場の磁気赤道における値である. E と Dst index の関係を調べると きれいな相関が見られるが dawn のデータと dusk のデータは 明らかな違いを示す. これは 外部磁場が一様ではなく, おまわり簡単な補正では 十分でないことを示している.



MAGSATデータによる日本周辺の地磁気成分異常

中川 一郎・行武 毅
(東京大学地震研究所)

MAGSATにより得られた地磁気成分 X , Y , Z および全磁力 F のデータから、 $K_p \leq 20$ の場合の、日本周辺 ($8^{\circ} \sim 18^{\circ}N, 110^{\circ} \sim 170^{\circ}E$) の 44318 英の測定値を選び出し、各成分の地磁気異常図を作成した。

1. 地磁気異常の抽出

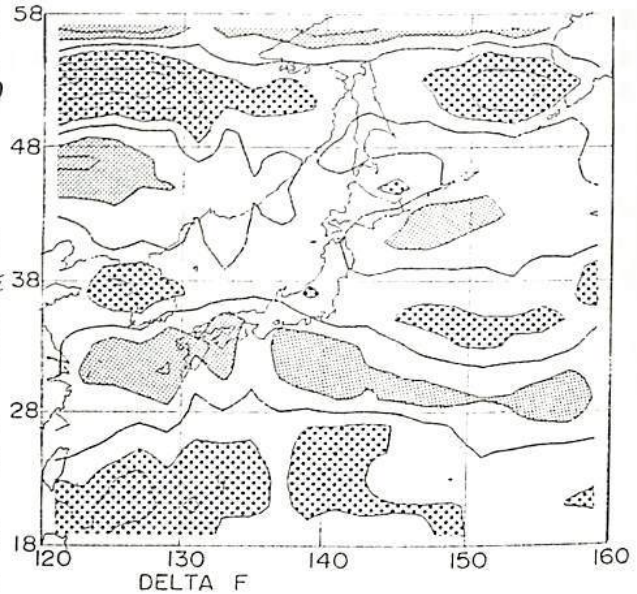
各軌道ごとに、特定の波長の磁場を数値的にとり出して、磁気異常分布を求めた。南北約 6000 km の軌道に沿う測定値に、多項式近似を適用して残差を求め、この残差にさらにバンドパスフィルターを適用した。このようにして波長の長い主磁場と、主として赤道環電流によると考えられる外部磁場の影響を測定値から取り除いた。

3次から6次まで順次多項式の次数をあげて残差を求めた。3成分いずれの場合も、残差の Root-mean-square が5次で急激に減少して一定値に近づくことが判明した。したがって、この解析では多項式として5次式を用いることにした。

2. 日本海の磁気異常

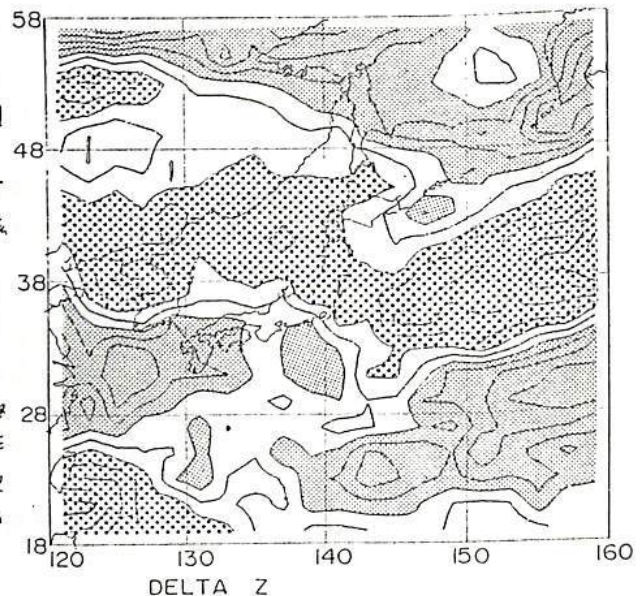
上の方法で得られた磁気異常を $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ のグリッド毎に、衛星の高度の違いを無視して平均をとり、磁気異常図を作成した。第1図は全磁力 F 、第2図は成分の分布図を示す。

これまでの海上磁気測量や航空磁気測量の結果から、日本海は太平洋に比べて全磁力の負の異常地域であることがわかってきた。しかし MAGSAT の結果をみると(例えば第1図)、この全磁力の負の異常は必ずしも明瞭ではない。これに對して、 Z 成分にはこの異常が明瞭に現れ、日本海の中央部に特に極小が認められる。3成分の磁気異常図を作ることににより、全磁力のみの場合より、地磁気異常がよりはっきりした形で見られるようになった。



第1図 全磁力異常図 等磁力線の間隔は 1 nT.

■ $\geq 1 \text{ nT}$ ▨ $\leq -1 \text{ nT}$



第2図 Z成分異常図 等磁力線の間隔は 1 nT.

西田 泰典
北 大 理

洞爺カルデラは、いわゆるクレーターレーク型カルデラに属している。洞爺カルデラの地下構造、特にそのマグマ溜りの存在の有無を調べる目的でプロトン磁気計による磁気測量を行った。測定は湖上、中の島(中央火口丘)、およびカルデラ周辺部で行われ、測点数は1000点を超えた。測定結果をFig. 1に示す。この結果には日変化等の補正が加えられている。中の島に布ける結果は図り煩雑さを避ける為にはぶかれているが、島の7つの熔岩田頂丘がそれぞれ一様帯磁していることで説明出来るような異常図が得られている。Fig. 1から、中の島の南に張り出した正の異常および北に張り出した負の異常がペアになっていることがわかる。

この付近では松崎・歌代(1966)により航空磁気測量が行われており、同様にきれいな双極子型の異常が観測されている。Fig. 2にその結果および、本観測結果の南北断面図が示される。高度による異常の振巾の減衰を考慮すると、その原因となる物質は湖底のすぐ直下に存在していることになり、図の下段のような地下構造が得られる。横山(1966)によると、洞爺カルデラの重力異常は中の島を中心とした同心円状の11 mgalの陰異常が特徴である。このことを考慮すると、この磁気異常は、カルデラ形成時に噴出した物質のいわゆるfall backに起因している可能性が強い。

横山は重力異常の分布から、真のカルデラ構造の境界は現在の湖岸より内側にあるのではないかと推定しているが、Fig. 2に見るように本磁気測量結果もそのことを支持していると思われる。更に本測量結果からは、カルデラの下に大規模なマグマ溜りの存在を証明するようなデータは得られなかった。

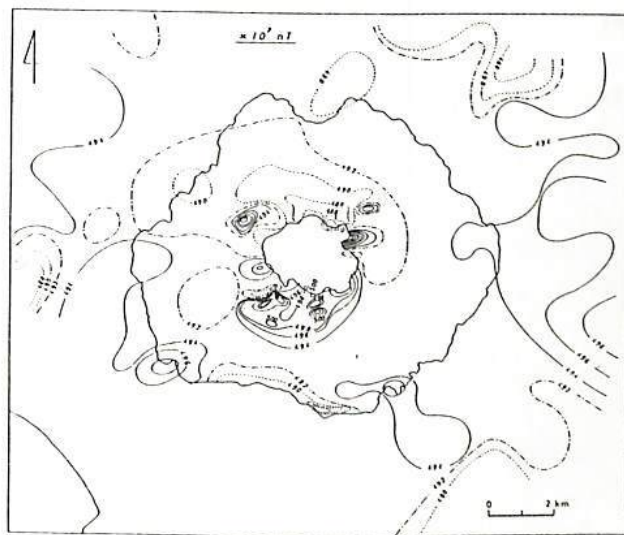


Fig. 1.

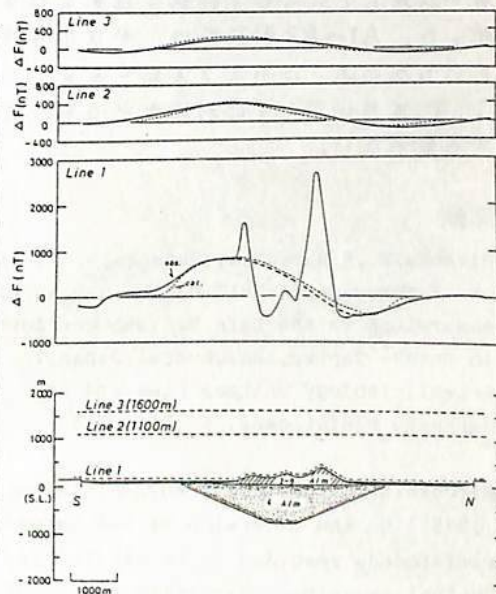


Fig. 2.

永井直昭・広岡公夫・中谷進
(富山大・理) (伊那北高校)

Brunhes 正磁極期中に逆磁場の存在することが、数多く報告されている。火山灰や軽石など火山起源の物質を多く含む堆積物、いわゆる“ローム”と呼ばれるテフラの堆積物は、磁化が強く古地磁気学的測定に適している。

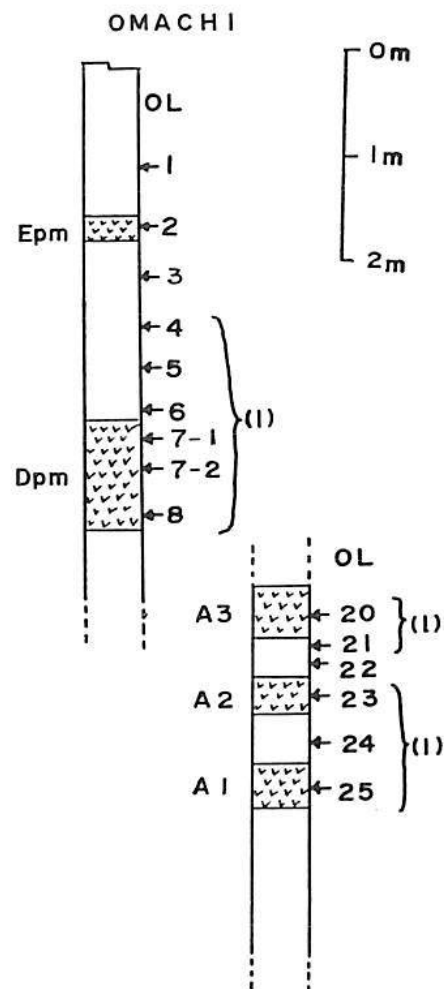
Hirooka, et al. (1978) は、御岳テフラ (信州ローム) の測定によって、8~4万年前の間に2度のエクスカーションが存在することを報告している。その後もテフラの研究によって、日本各地で同時代に地磁気大変動が起きていることが、明らかになっている。

今回は、御岳テフラと同時期と考えられる長野県大町市に分布し、立山火山起源とされているD, E軽石層と、その下部のA1~A3軽石層、及びその間のローム層の測定を行なった結果について報告する。

12.5~100 Oeまで、段階的に交流消磁を行なった。いずれも、現在の地球磁場の方向と大きく異なる中間帯磁を示していることがわかった (右図)。D軽石層さら上のOL 4~8の6層準は、御岳テフラ P_m-I ~ P_m-II に対応しており、この時期にエクスカーションが存在したことを示している。今回のA1, A2, A3軽石層とD軽石層の間には、B, C軽石層が存在しているが、試料の採集を行なわなかった。A1~A3軽石層は、かなり年代的に古いと思われる。このエクスカーションはビワI, II, IIIのいずれかに対比されるものであるかも知れない。

文献

- Hirooka, K., E. Hasegawa, T. Hirota, S. Nakaya, and T. Yokoyama, (1978): On the Geomagnetic excursions in the Late Pleistocene found in Ontake Tephra, Ina, Central, Japan, In Paleolimnology on Lake Biwa and the Japanese Pleistocene, 6, P101-114
- Hirooka, K., C. Tobita, T. Yokoyama, S. Nakaya, (1978): On the excursion of the Latest Pleistocene recorded in Ontake Tephra, Ina, Central, Japan, Rock Magnetism and Paleogeophys., 4, P81-87



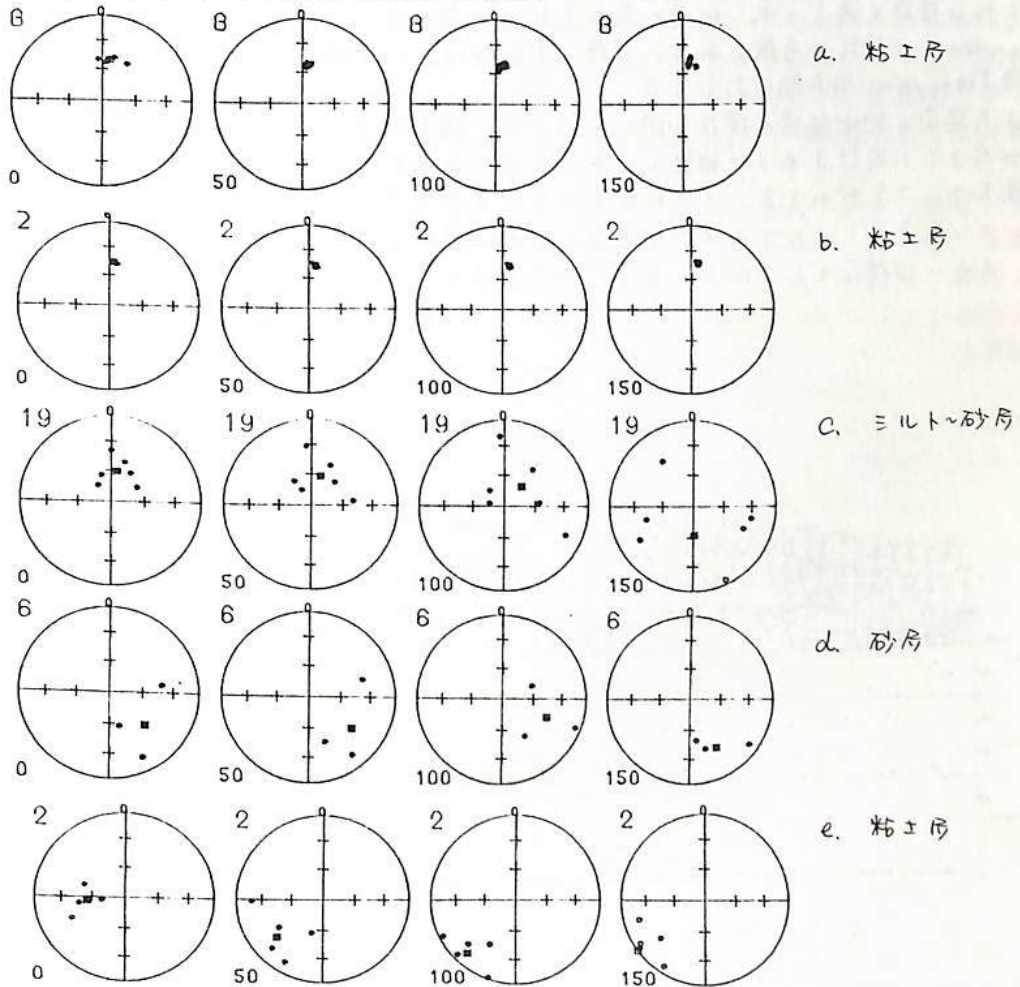
六甲山西方の中期更新統の古地磁気

井口博夫・大井裕一郎・前田保夫・藤田和夫・安川克之
 (* 神戸大・理・** 神戸市教育研・*** 大阪市大・理)

本邦の講演会では、福知山周辺及び神戸周辺の地点から発見した高土段丘に属する地層の砂層、シルト層、粘土層及び火山灰層の残留磁化方位について、Brunhes期中の event (excursion) を中心に発表した。その後、神戸市研究学園都市建設現場に出現した露頭より採取した試料の残留磁化を測定したが、連続層は発見できなかった。

本報告では、前回報告した地層を含め、六甲山西方の数10万年前と考えらるべき堆積物の磁化測定の結果を中心に報告する。砂層より得られた試料の磁化測定からは、極性の判定が、ようやくできる程度であるが、火山灰層、粘土層より採取した試料の磁化測定の結果からは、地磁気の変動をある程度推察できると考えられる。5~6個の試料の磁化方位から計算した $\pm 45^\circ$ の値は、粘土層の場合、バラツキの小さいものは $3\sim 4^\circ$ 、大きいものでも $10\sim 15^\circ$ 以内の値を示す。

同一層準より採取した試料の段階交流消磁による磁化方位の変化を例として下図に示す。



伊豆半島達磨火山及びその周辺地域の古地磁気学的研究

木川栄一 木下肇

千葉大理

伊豆半島北西部達磨火山及びその周辺に露出する安山岩について古地磁気学的研究を行った。本研究で岩石試料を採取した露頭は84地点、約650個のミニコアを測定した。またデータの安定性を吟味する為に次の処理を行った。1) α_{95} , K値を定める。2) 最高800°Cまでの段階消磁を行いMDFを定める。3) 熱磁化測定及びキュリー温度の決定。4) 帯磁率, Q-比を定める。5) 顕微鏡観察で岩石学的記載をし、反射光の観察により強磁性鉱物のGrain Sizeと種類の決定。

以上の吟味と選択された試料のNRMには主として次の2つの特徴がみられる。1) 井田火山・岩松崎安山岩は正方向に帯磁している。2) 達磨火山の溶岩は正逆いずれにも帯磁しており、現在の地球磁気Dipoleから10度程度東偏した付近に集中している。

達磨火山のNormal-Reversedのパターンは戸田-小土肥間の海岸沿いに露出する溶岩に系統的に測定された(図1)。この一連の溶岩の地層は北落ちに傾斜しており南に行くほど下位の層序と考えられ、伏角の変化を北から南に追ってみるとBrunhes-Matuyama boundaryに対比が可能である。実際、Reversedに帯磁している試料のK-Ar年代は、大体Matuyama期末期に対応する。

また過去の地球磁場が現在と同じと仮定し、偏角をプロットしてみると(図2)、当地域が今までに時計まわりに回転し、その度合が戸田大川を境として北と南では南の方が約10度大きいことがわかる。さらに伏角の変化をも考慮に入れた三次元的な動きを見る為にシミュレーション上にてNRMを現在の地球磁場の方向に戻すと当地域が北西方向に傾動し、あるいは現在もしていると考えられる(図3)。

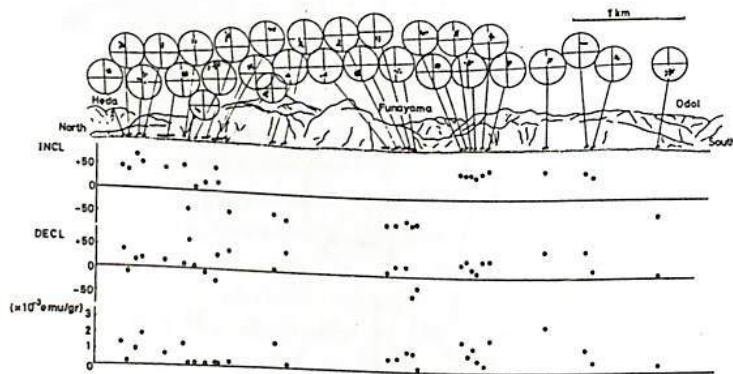


図 1

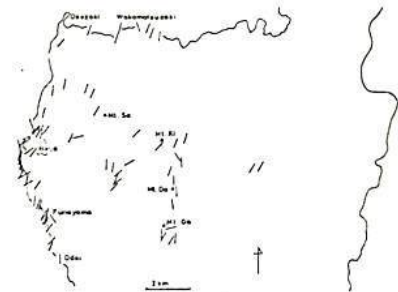


図 2



図 3

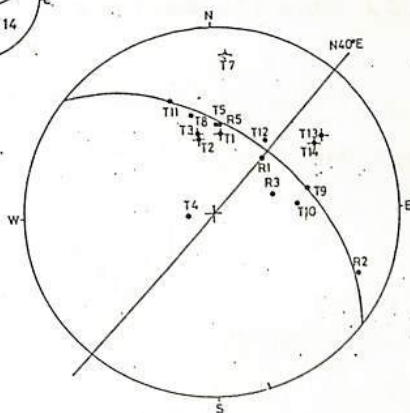
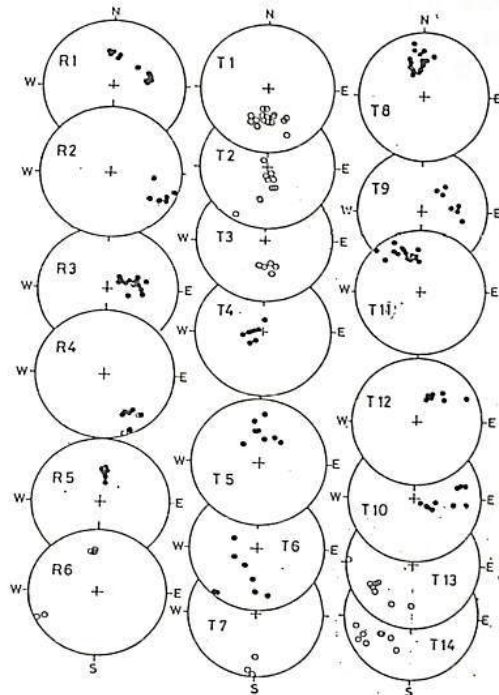
静岡県高草山、竜爪山のアルカリ玄武岩の
古地磁気学とその海山起源についての考察

登内 正治 小林 和男
東大海洋研究所

高草山と竜爪山の本体をつくる岩石(溶岩流、ダイク、シート、ガブロ)はいずれもアルカリ玄武岩で、多くの海山の岩石と似ている。これらの岩石の定方位試料を多数採集し、その自然残留磁化の方向と強さを測った。いくつかの岩石中に含まれている強磁性鉱物は低温酸化をうけてチタノマグヘナイト($X=0.75\sim 0.80$)で、非可逆熱磁化曲線を示すが、マグネタイトとイルメナイトが析出分離して可逆熱磁化変化を示して高温酸化の証拠とされるものもある。前者は海底噴出、後者は空中噴出の結果と考えられる。一部の試料中のチタノマグネタイトは硫化鉄(パイライトとピロタイト)に変質している。熱水作用が存在したことを示す。

自然残留磁化の方向は図(シュミット等面積投影)に示すように、正逆両極性のものがあるが、全体として1つの大円上に分布する。交流消磁の結果これらの自然残留磁化は十分安定であることが確かめられているので、このような磁化方向の分布が不安定成分の重ね合わせによるものではないことは明らかである。そこで、別な解釈として、これらの岩石が $N40^{\circ}E$ の走向をもつ正断層でいくつにも切られ、断層運動に伴ってそれぞれ異なる傾動運動をしたと仮定するとこの磁化分布はうまく理解できる。

このアルカリ玄武岩類は、これも海洋地殻産物とされている瀬戸川オフィオライト帯のすぐ東側に帯状をなして産する。そこでこのアルカリ玄武岩もはじめは海底火山として産し(一部はハワイのように海面上に頭を出して)、海底と共に移動してついには海溝軸まで来て、軸付近ではげしい正断層運動をうけ、ちょうど日本海溝の第二鹿島海山のように断り切られて傾動したが、海底と共に沈み込まずに海溝斜面に付加されて残ったのだと考えることができるだろう。



鈴木 賢
国立極地研究所

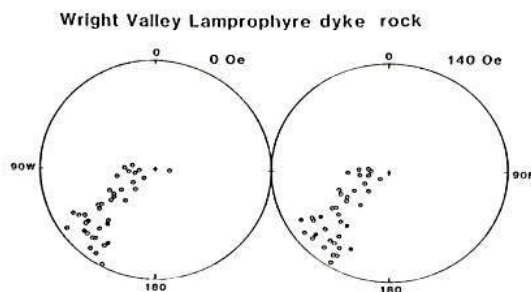
マクマードサウンドのドライバレ-地域に分布する集盤岩は, Precambrian の Schist, marble と Ordovician の Granite ~ Gneiss と, これらに貫く lamprophyre や porphyry の 貫入岩類である。(Mckelvey and Webb, 1962)。Bull et al. (1962) は, ライト谷の Granitic rock と lamprophyre の古地磁気を測定し, この地域は Jurassic の Ferrar dolerite に焼かれた, Ordovician の残留磁気は完全に失われ, いる事を明らかにした。一方 Manzoni and Nanni (1977) はライト谷より 20 km 南のテ-ラ-谷の lamprophyre dyke を測定した結果, Ordovician の磁極を保ち, その値は同年代の東南極の VGP と同じである事を明らかにした。

筆者はライト谷から ① Granitic rock ② Microdiorite dyke ③ lamprophyre dyke ④ Porphyry dyke を採集した。その結果, ①③の NRM は 200 ~ 270° の経線上に, ④は 10° 以下に広く分布する。それに対し, ②は, ①③で示される経線上の高緯度側に, ④は低緯度側に分布する。交流消磁は 880 Oep で行なったが, ①②④は 800 Oep で安定, ③は 300 Oep で安定である。①~④の資料に対し Thermal - demag. を行なった結果, ④と①③の伏角の小さい資料は, 500°C ~ 600°C の間で急激な intensity の減少が見られるが, ②と①③の伏角の大きいものは, 300 ~ 400°C で急激な減少が見られる。又①③で中緯度に NRM が分布するものは, 300°C ~ 600°C で一様に NRM が減少する。方向の変化は, 高緯度に分布するものは, 400°C 以上でばらつき, 中緯度のものは, 400 ~ 500°C の間で経線に沿って低緯度側に移動する。低緯度のものは, 500°C まで変化しない。Curie point を測定した結果, 低緯度のものは 550 ~ 580°C, 高緯度のものは 450 ~ 550°C, 中緯度のものは, 両者を同時に持つが, 350 ~ 450°C の Curie point を持つ。

以上の結果, Wright Valley 集盤岩類の NRM は, Curie point の低いものは高緯度に, 高いものは低緯度に分布し, その境界は, 400 ~ 500°C である。高緯度に分布する資料の NRM は, Ferrar dolerite のそれと一致し, 低緯度のものは, Taylor Valley の値と一致する。この事から, この地域は, Jurassic の Ferrar dolerite の貫入により, 400 ~ 500°C で焼かれたと考えられる。Bull et al (1962) の資料は, 筆者の採集地を完全に含むものであるが, 下す下す Curie point の低い資料を採集した可能性が強い。又, Taylor Valley の VGP, それに Wright Valley の低緯度に分布する資料の VGP は 昭和基地の他と一致する事から, 南極大陸と東南極, 西南極大陸に分れる時, その境は, 南極横断山脈上では無く, ロス-ウエデル海側に引かなければならぬ。

References

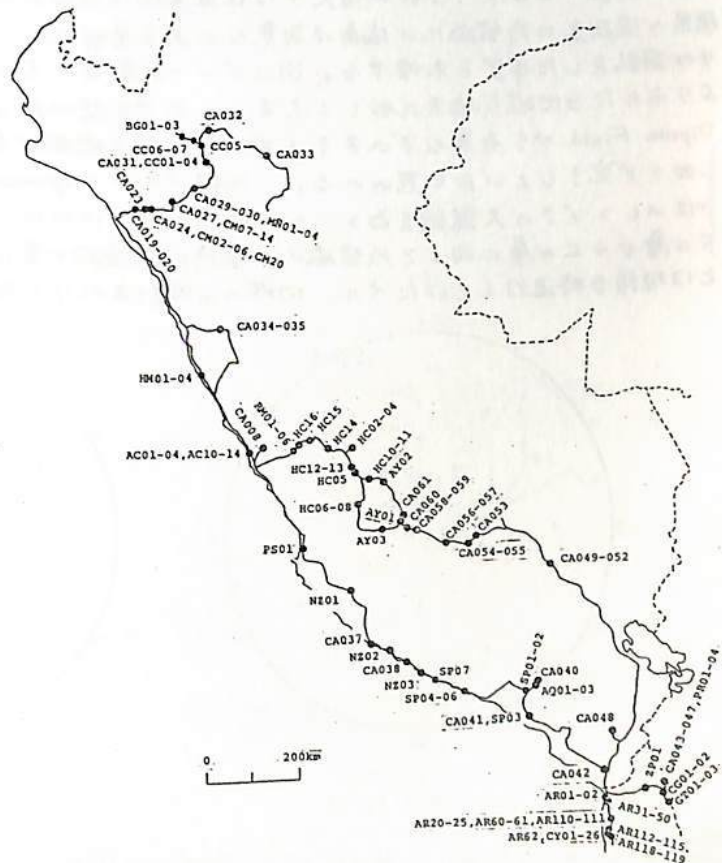
Mckelvey and Webb
N.Z. Journal of Geology and
Geophysics, 5: 143-62
Manzoni and Nanni (1977)
Pageoph, 115: 961-977
Bull, Irving and Willis (1962)
Geophys J. R. astr. soc. 6: 320-336



中部アンデスの古地磁気調査

河野 長 (東工大理), 浜野洋三・日置幸介 (東大理), 木下 肇 (千葉大理)
 宇井忠英 (神戸大理), 深尾良夫 (名大理), 平 朝彦 (高知大理)

文部省科学研究費による海外学術調査「中部アンデスの地球物理学的調査」では昭和55年度予備調査, 昭和56年度本調査の2回の調査旅行が行われた。本調査は6月30日~9月11日の2ヶ月余りの期間に、主にペルー地域を中心として60地点以上の試料採集, 地震記録の収集等を行った。調査目的は、古地磁気学, 重力, 地震学, 年代学, 岩石学, 堆積学等の手法により、中部アンデスの現在の地下構造, 成長の時間的過程, 過去のテクトニックな変動を研究するものである。特に古地磁気学では (i)ペルー・チリ国境附近でのアンデス山脈の折れ曲りの時期, (ii)今までにデータの不足している南半球での磁場変動等を調べることを目的としている。図に示すのは予備調査, 本調査での試料採集地点と地点番号を示す。試料採集地域は、ペルーを主として一部チリ最北部を含む。年代別では、白亜紀の堆積岩, 火山岩が特に多く、先カンブリア紀, ペルム紀, 三畳紀, ジュラ紀及び白垩三紀, 白垩紀のものもそれぞれ数地点以上である。特に白垩紀, 白垩紀及びジュラ紀に属すると思われる岩脈群の試料は、上記(ii)の目的に有用であろう。



中部アンデスの古地磁気 I

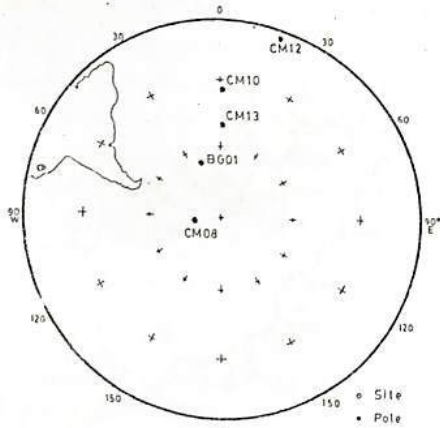
～北部ペルー 白亜紀堆積岩 及び 中新世 第四紀火山岩～

日置 幸介・ 浜野 洋三
(東大理)

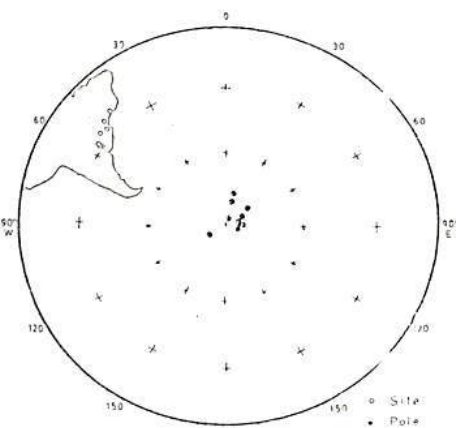
河野 長
(東工大理)

南米大陸の古地磁気研究は Creer (1970) らの先駆者的業績に代表されるが、それらの多くは南米大陸中でも安定陸塊上の試料によるものであり、南米西縁帯すなわちアンデス造山帯地域の古地磁気研究は極めて少い。しかし最近になって南米大陸内部でのテクトニックな変形を調べる研究が試みられている。それらのいくつかは山脈の折れ曲りに関して偏角の異常を見出そうとするものである (Burns et al. ; 1980, Palmer et al. ; 1980 など)。昨年、一昨年我々は文部省科学研究費による海外学術調査「中部アンデスの地球物理学的研究」の一環としてペルー及び北部チリにおいて古地磁気測定用試料を採取し、それらの一部の測定を終えたので結果を報告する。今回報告するのは北部及び中部ペルーの白亜紀の石灰岩、中新世以降の火山岩等である。火山岩についてはスピナー磁カ計 (東大) を用い、交流消磁を行った。堆積岩については超伝導磁カ計 (UCSB 及び極地研) を用い、交流消磁、一部に熱消磁を行った。

南米大陸安定地域における極移動曲線は前述の Creer 達によって求められているが、カンブリア紀～オルドビス紀には南米赤道付近にあった極がペルム紀までには現在の南極近くまで移動しており、それ以後大きな位置変化はない。今回測定した北部ペルー 白亜紀石灰岩～泥灰岩の残留磁化の偏角は有意な西偏を見せペルー地域が白亜紀以降に反時計まわりの回転をした事実を示唆する。図にペルー北部より求めた白亜紀 TGP と他の安定陸塊より求めた古地磁気極を比較して示す。中新世以降の火山岩の残留磁化は現在の Axial Dipole Field から有意なずれを示さず、アンデス地域が高い山脈となった時点では既に折れ曲りが完了していたと思われる。北部ペルー Cajamarca 層 (Site 番号 B401, 02) ではひとつづきの大露頭を百メートル以上の厚さのために等間隔で試料採取を行ったが、下の層から上の層に向けて残留磁化の偏角が連続的に変化する様子が観察された。このことは堆積当時進行していたペルー地域の反時計まわりの回転を支持する。



CRETACEOUS
(Northern Peru)



CRETACEOUS
(Stable Platform)

References

- Burns, K. L., M. J. Ricard, L. Belbia and F. Chamalaun, (1980) *Tectonophysics*, 63, 75-90.
 Creer, K. M. (1970) *Trans. R. Soc. Lond.*, 267, 457-558.
 Palmer, H. C., A. Hayatsu and W. D. MacDonald (1980) *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 62, 155-172.

ジャワ島中部、サンギラ地域に含まれる化石層 の古地磁気学研究

清水吉雄, 渡辺直経, 日本・インドネシア合同調査隊
(明大工) (帝京大法) (国際協力事業団)

1977年から1981年まで、ジャワ島中部、サンギラ地域に分布する含人類化石層の地質学的・地球物理学的調査が、国際協力事業団の支持のもと、わが国の関係学者とインドネシア地質調査所古生物および地球物理部門の人々とで行われた。

サンギラ地域は、数多くの *Pithecanthropus erectus* の化石が発見された地域であるが、その化石は附近住民が再び地層から洗い出されたものを拾って専門家のもとに運んだものが多く、出土地層がはっきりしていない。そのため、今回の調査は、一方では、掘削・測量による地質構造の解明と精度の高い地質図の作製、他方では古生物化石の調査とともに古地磁気学、fission track 法、および人骨中の炭素の定量法などの年代決定法が用いられた。

これらの調査を総合すると、古地磁気測定で発見された Kabuh 累層中部から Pucangan 累層中部にわたる逆帯磁した地層は 0.7 m.y. B.P. から 1.53 m.y. B.P. 以上にわたっており、その間に、いくつかの正帯磁層が介在しているように思われる。

また、Kalikeng 累層上部の正帯磁層は、約 1.95 m.y. B.P. 付近にあり、Gauss epoch の終期、または Matuyama epoch の Réunion events あたりに当ることが推定される。

調査した岩石の NRM は、試料によつては方向の分散が大さいものがあり、また、定流消磁による方向の変化も、変化の大さいもの、殆んど変化しないものなど多岐にわたった。これらの岩石の NRM の特性などを含めて、結果の詳細について報告する。

クック諸島ラロトンガ島の古地磁気

及び 地磁気異常

山口 覚, 森永 速男, 兵頭 政幸, 石沢 俊樹, 長谷 寧, 井口 博夫, 伊勢崎 修弘, 安川 克己
(神戸大学 理学部)

クック諸島に属するラロトンガ島 (21.23°N, 159.72°W) において、定方位試料の採取と地磁気測量を行なった。

1) 古地磁気

島内7地点から、計28ヶの試料を得た。各採取地点から、2~3ヶのパイロット試料を採取し、タンブラー型交流消磁器で段階消磁を施した結果、磁化は、ほぼ安定であった。測定は、スロナー型磁気計で行なった。その結果、Table 1に示すように、磁化強度は、2地点で 10^4 (e.m.u./c.c.) の桁で、他は 10^3 (e.m.u./c.c.) の桁であり、磁化方向はすべて Reverse であった。

2) 地磁気異常

Talwani法を用いて、モデル解析を行なった。現段階では、磁化方向を唯一には決定できていないが、火山体全体としての磁化方向としては、Reverse であると考えられる (Fig. 2)。

ラロトンガ島では、火山体の表面から採取した岩石試料の磁化方向と、地磁気異常から推測される火山体深部の磁化方向が、両者とも、Reverse を示す結果が得られた。

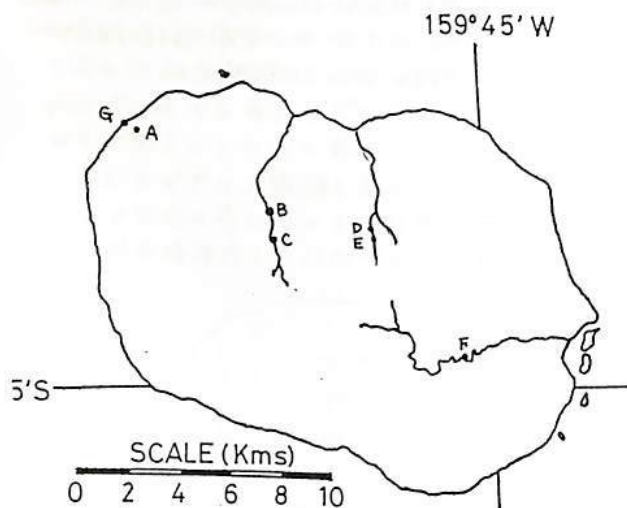


Fig. 1 RAROTONGA island
Sampling localities

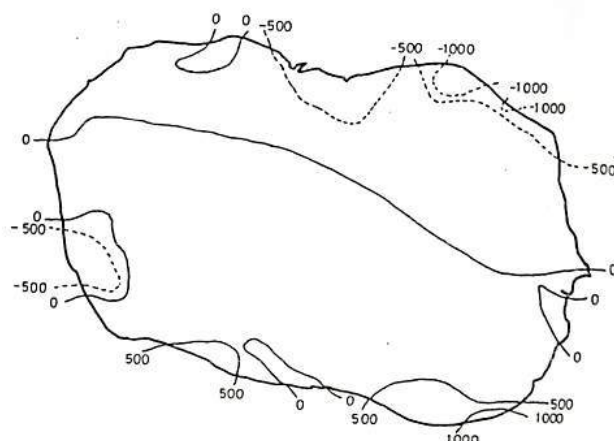


Fig. 2 observed anomaly (unit; nT)
(observed value-IGRF)

Table 1

Site	(Oe)	N	n	MEAN		K	α_{95}	V G P		INTENSITY ($\times 10^3$ emu/cc)
				DEC.	INC.			Lat.	Log.	
A	50	5	9	181.8°	54.3°	19.2	9.7	76.2°S	166.0°W	0.21
B	NRM	4	8	166.4°	39.1°	283.1	3.3	77.3°S	77.5°W	4.4
C	50	6	7	161.2°	39.8°	230.8	4.0	72.6°S	77.9°W	2.4
D	100	4	5	182.2°	33.6°	50.9	10.8	86.4°S	56.9°E	2.5
E	NRM	2	2	193.0°	32.5°	-	-	77.3°S	96.7°W	2.1
F	25	5	6	179.0°	44.6°	72.5	7.1	84.8°S	150.6°W	5.3
G	150	2	3	174.3°	44.0°	97.6	12.5	83.0°S	112.6°W	0.26
MEAN		7	7	176.9°	41.5°	53.7	8.3	86.1°S	120.2°W	2.5

N; Numbers of hand samples

n; Numbers of specimens

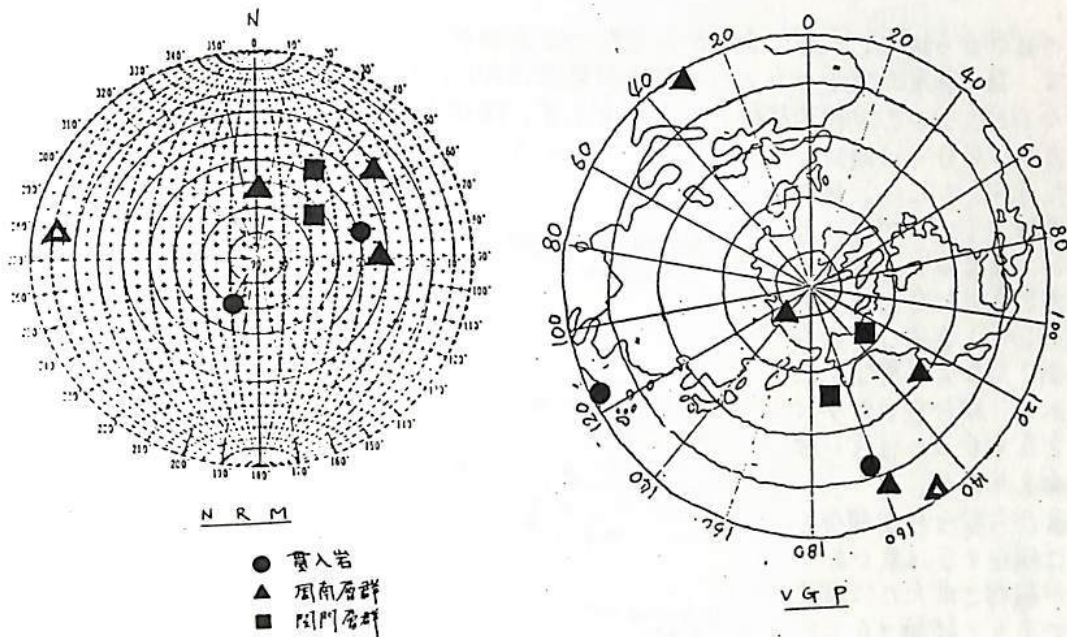
堂面春雄・宗岡 浩
山口大・教育・物理

山口県下の白亜紀岩は、大まかにいって下部より上部に向かって、関門層群・周南層群及び阿武層群に区別され、更にこれらを含く火成岩類よりなるが、この中、関門層群は主として西ないし西北部に、周南層群は中部及び東部の脊稜山脈以南に主に分布している。

筆者等はこれまでに、上記白亜紀岩の中で、関門層群の特にインクストーンを主体に古地磁気学的測定を行ってきたが、その後他のグループの岩石についてもサンプリングを行ない、同様の研究を続けている。本報ではこれらの中、昨年度(1981)測定分について概略を述べ、それ以前の既報・未報のデータもあわせてレビューしたい。

下記は、昨年度分の NRM 及び VGP を示したものである。

* 参照は Domen, H., 1979. Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 29(2), 11-19.



犬山地域，三疊系赤色チャートの古地磁気

— folding test について —

浅谷 秀敏 笹嶋 貞雄
(京大・理)

犬山地域の赤色チャートの古地磁気測定結果については、1980年秋、1981年春の地球電気磁気学会で、すでに以下の事を報告した。

1. 犬山地域には、安定な磁化を持った赤色チャートがある。
2. この磁化は、少なくとも二つの成分を持ち、熱消磁によって分離できる。それぞれのグロッキング温度(T_b)は約550°Cと約670°Cである。(以下成分A,Bと呼ぶ。)
3. 成分Aは全試料ほぼ同方向を示すが、成分Bは2つの site において、反平行を向いた二つの集団に別かれた。これは成分Bが磁場反転を記録しているためと考えられる。

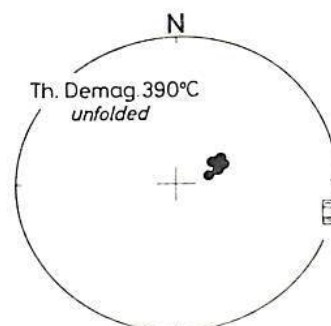
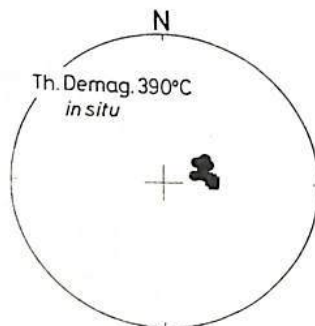
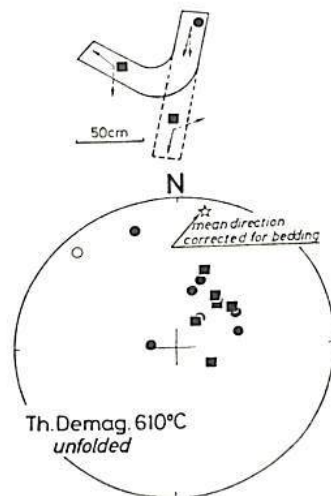
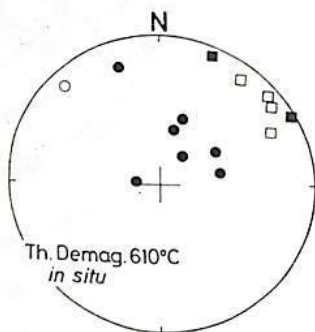
今回はA,B二つの成分の獲得時期の先後関係を決定するために行なった folding test について報告する。用いた試料は、成分Bの正逆帯磁のセットの見出された、中部三疊系赤色チャート岩体中の小規模な褶曲の両翼から採取した。残留磁化の測定はSSM-1Aスピナー磁気計を用いた。消磁は熱消磁を用い、390°C以上については全試料段階熱消磁をほどこした。

同一の岩体から採取したのであるから当然ではあるが、これらの試料からも上述のA,B各成分に T_b 、磁化強度の対応する二つの成分が見出された。図の上段に成分B、下段に成分A(各々610°C, 390°Cでの熱消磁後)の方向を示す。褶曲を伸ばす補正を行なう前(図の左側)の方向は成分Aは褶曲にかかわらず同一の方向を示したが、成分Bは褶曲の両翼で異なる方向を示した。褶曲

を伸ばす補正(ここでは一方が岩体の一般走向と一致したため他方をそれに合わせるように補正した)を行なうと(図の右側)成分Aは異なる方向を示し、成分Bは多少バラツキを示すもののほぼ一致した方向を与えた。

この事から成分Bが獲得されたのは褶曲する以前であり、成分Aが獲得されたのは褶曲した後であると結論することができる。

INUYAMA site40
Folding test



南部北上地方の古地磁気 I

～下部石炭紀～

当倉 利行・浜野 洋三
(東大 理学部)

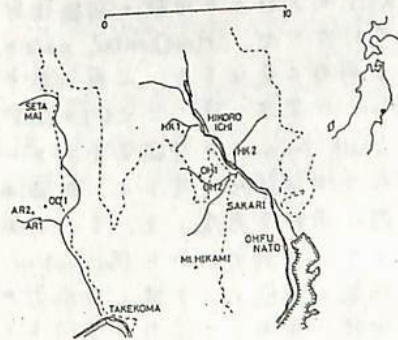
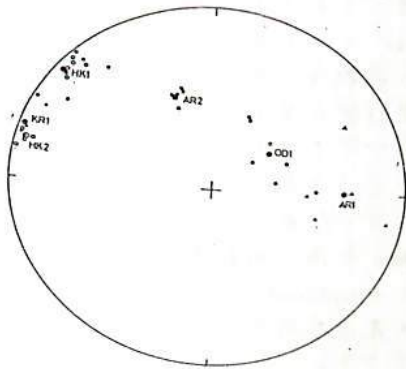
北上山地南部には古生代の地層が数多く分布している。1933年にはデボン紀の、1937年にはシルル紀の化石が初めて日本で発見されている地域であり、中部シルル紀から下部石炭紀までの層序を追跡しうる日本で唯一の地域でもある。また、層序・岩相・化石組成などについても、その後発見された西南日本の古生代の地層と趣を異にしている。このような観点から南部北上地域は西南日本とは異なる発達をとりあげているという見方もあり、古地磁気学的手法を用いた研究を行なう。

同地方の岩石を用いた古生代古地磁気極はすでに Fujiwara (1968) などにて報告はされているが、未発表の層もあり系統的に南部北上地域の古地磁気を調べる目的でサンプリングを行なった。サンプリングは一昨年度に行なり、テストサンプリングの意味合いから中部シルル系の川内層より下部二疊紀系の坂本沢層まで10層から試料を採集した。今回はその中で下部石炭紀系に属する4層を中心に測定を行なった。

石炭紀系は、岩手県大船渡市日頃市町・気仙郡世田米町・東磐井郡東山町長坂などを中心に発達している。日頃市・世田米地域において下部より日頃市層(HK)、有住層(AR)、大平層(OD)の3層から、長坂地域において唐梅館層(KR)から試料を採集した。採集はすべてハンドサンプリングで行なった。日頃市・世田米地域のサンプリング地点は下図のようになっている。

全サンプルについて系統的な交流消磁を行なっているため、NRMのみにしか図がきとめ上げられないが、beddingの補正を施して図示すると下図のようになる。全体として低伏角側へのずれもみうけられるが、この結果はNRMからのものであり、東北日本各地に貫入した白亜紀の花崗岩の影響を考えに入れると、交流消磁のみならず熱消磁等の処理も必要と思われる。

formation	location	strike	dip	J ₀ (A/m)	rock type
OD1	39°05' 141°34'	N25E, 52W		1.4 × 10 ⁻¹	slate
AR1	39°05' 141°34'	N22E, 58E		5.5 × 10 ⁻¹	slate
AR2	39°05' 141°34'	N25E, 25W		3.5 × 10 ⁻¹	slate-siltstone
HK1	39°07' 141°39'	N15E, 60W		2.3 × 10 ⁻¹	siltstone
HK2	39°06' 141°41'	NS, 70W		2.6 × 10 ⁻¹	siltstone
KR1	39°00' 141°15'	N13W, 60W		2.6 × 10 ⁻¹	siltstone



古地磁気学的データによる北海道・東北日本の
傾動運動について

伊藤晴明・時辰克安
島根大・理

川井等(1961)が日本列島の折れ曲り説を古地磁気学的データから提唱して以後も、白亜紀-古第三紀岩類の測定値の年々蓄積され増大してゐる。我々も年代測定がなされた花崗岩類を主体として、北海道から西南日本に分布する白亜紀-古第三紀岩類のNRMを測定して来た。一応、結論が出せる段階までデータが充実して来たので、データを吟味し検討を加えて報告する。下図は北海道・東北日本のNRMデータを地域的に分類したものである。大きく4地域に分類したが各地域のArea mean directionsは次の通りである。

渡島半島(125-110 Ma)と奥尻島(95 Ma)

$D = 35.5^\circ$
 $I = 54.3^\circ$) N: 11 sites

北部北上山地(125-100 Ma)

$D = -81.1^\circ$
 $I = 22.3^\circ$) N: 8 sites

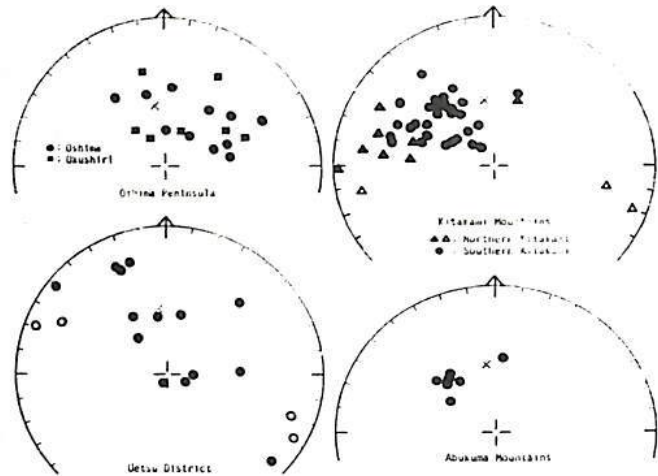
$D = 105.3^\circ$
 $I = -20.0^\circ$) R: 2 sites

南部北上山地(125-110 Ma)

$D = -44.4^\circ$
 $I = 51.7^\circ$) N: 31 sites

阿武隈山地(100-90 Ma)

$D = -31.9^\circ$
 $I = 54.6^\circ$) N: 8 sites



羽越地域では18 Sitesの測定値があるが、時代別にしても、小さな地域に分けても、意味のあるArea mean directionsを求めることはできなかった。この地域の花崗岩体の大きさに対応する規模の局地的な地殻運動が起つたものと考えることができた。この羽越地域のNRM方向のばらつきと渡島半島(奥尻島を含む)のNRMの東向きは東北日本の単純な折れ曲りでは説明できないと思はれる。

折れ曲り現象は、周知の如く、Vertical axisのまわりの地殻の回転である。しかし、地殻の構造運動ではInclined axisのまわりの回転が一般的であるらしい(MacDonald, 1980)が、Horizontal axisのまわりの回転もその一つとして十分考えられるものである。

Vertical axisのまわりの地殻の回転はNRMのDeclinationのみを変化し、Inclinationの変化をもなわたりが、Horizontal axisのまわりの地殻の回転は一般にDeclinationとInclinationの両方を同時に変化させる。上図に示す東北日本の測定結果に着目すると、北部北上山地のInclinationが異常に浅いこと($I = 22.3^\circ$ と $I = -20.0^\circ$)に気づくであろう。

我々は、South Koreaの古地磁気学的データ(120-70 Ma)から、白亜紀-古第三紀の地球磁場はほぼ現在の地球磁場に等しく、双極子磁場を保っていたと仮定し、Horizontal axisのまわりの地殻の回転を考慮して、それぞれの地域の回転軸の方向、回転角を求めた。各地域の回転軸の方向は測定されたDeclinationとInclinationからGraphicalに求め得るので、もしこのような地殻の回転を引き起した応力がこれら水平軸と直角方向にはたらくっていたと仮定すれば、地殻に作用した応力の方向をも求めることができる。

笹嶋 貞雄

京都大・理

GDPにおける大きな研究成果は、地質学と地球物理学を統合したPlate論に基づく研究が飛躍的に成長し、固体地球科学の進展に1つの新しい方向性を築いたことにある。近く発足する“DELP”における古地磁気学の役割りはGDPの場合より更に一層大きいことか、特に日本列島とこれとめぐるアジアの変動帯について指摘されよう。このいわゆるLithosphere計画で取り組むべき重要な課題の1つと、現在の研究状況にたらしめて浮き彫りにし、今後の解決を期待したい。

日本列島の形成・発達史と古地磁気資料から概観すると、ジュラ紀中期から白亜紀初期にかけて30度に近い緯度変化が認められ、西南日本と構成する幾つかのTerrainsのうち中・古生界に属する主部分がこの時期以前に古赤道付近で磁化されたことが判明している。この時期はまさに、地質学界で今日大きな問題となっている“ジュラ紀変動”に対応している。そこで2つのeventsが独立のものか、もしそうでないとするれば、一体どのような統合的に理解できるのか; Subduction-, Accretion-, Back-arc separation-, Collision-tectonicsと各Terrainの古地磁気データかどのように関連づけられて、西南日本の形成史が編みだせるのかを実証されねばならない。

Plate論の見解に立てば、西南日本に発達する顕著な帯状構造の成因として、(1)2.3のTerrainsの付加・合体、(2)大陸縁辺部でのRemnant arcsの発生とその接合(Karig説)、(3)NurらのPacifica起源説、(4)Karigや平他によるOblique subduction説、などが考えられる。

一方、変動帯のPaleomagnetismに基本的に内在する必然的な問題として、

- A) Plungingを伴う激しい変形のため、Pre-Cretaceousの見掛け極移動曲線が西南日本に対しては求まらず、Terrainの運動に対しては単に伏角値による古緯度変化しか規制できない
- B) 上述の変動期は、いわゆる地何斜の造山期~遷移期に相当するわけで、激生的な岩石のShear stress, 弱変成による圧力や変換、に伴う2次的Remanenceが十分に実験的に除去されたとする保障があるか、
- C) 岩石のdiagenesisの過程で付加されたCRMのoverprintを完全に除去し、真に信頼できるPrimary remanenceが見出されたか、などの難問があり、このため同時代に属する種類と異なる岩石でconsistentな結果を得ることが必須である。

他方、高圧・中間群の三波川変成帯と低圧・中間群の鎧塚変成帯、さらに濃飛・山陽型のVolcano-plutonicsの併列配置などのGeochemical constraintsも無視できない。

また最近の中国大陸の古地磁気データからは、北中国と南中国の両クラトンが夫々古生代・ペルム紀末には古赤道付近に位置していたが、ジュラ紀にはシベリア陸塊と一体化してほぼ現在のアジア大陸を形成したと考えられる。

この他重力異常、地磁気異常、熱流量などの地球物理情報もさうに考慮するとき、現在の全しい古地磁気データではuniqueな形成史の解答は求まらない。そこで上述のうち不可欠と思われるconstraintsを特に重視して、古地磁気に基づく西南日本の形成機構を誘導し、今後の問題点につき論及する。

伊豆半島衝突仮説の古地磁気学的検証

—三浦半島・大磯丘陵の古地磁気と下T.年代—

吉田 彰二・笹嶋 貞雄

京大, 理

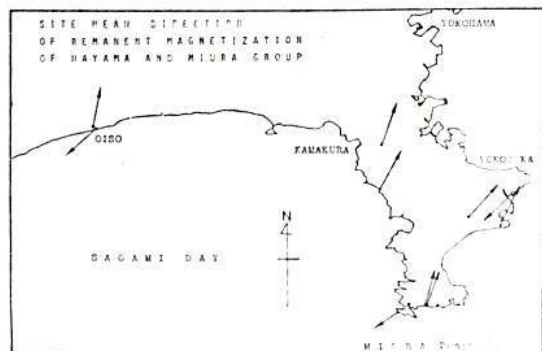
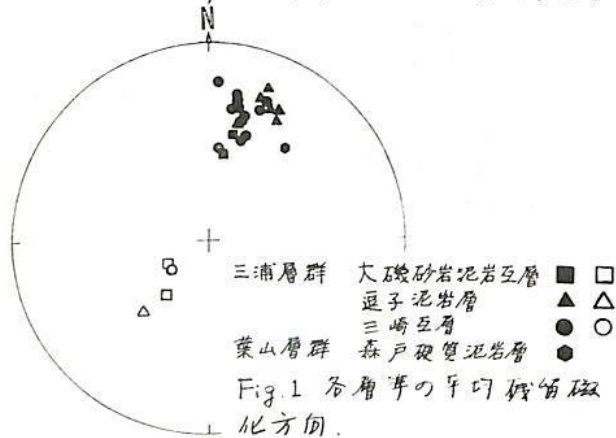
三浦半島の地質構造は比較的単純であり、採圧する多くの凝灰岩によ、層序も明らかにされている。古地磁気学的に三浦半島の構造運動を説明することは、伊豆半島の衝突仮説(杉村1972, Matsuda 1978 など)と検証する上で重要である。

今回試料採取したのは、三浦半島では葉山層群森戸硬質泥岩層(中新世前期)から三浦層群逗子泥岩層(上部は鮮新世)まで、21地点55層準である。大磯丘陵では、小島(1954)の三浦層群大磯砂岩泥岩互層(BlowのN.17, 柴本1977)で、2地点4層準である。またフィッシュトラック年代測定の結果、三浦層群逗子泥岩層最上部のHK凝灰岩層が 3.7 ± 1.1 Ma, 三浦層群初声凝灰質砂岩層最下部の凝灰岩が 5.1 ± 0.9 Ma という結果を得た。

各層準から2~10個の段階交流磁場消磁用試料と1個以上の段階熱消磁用試料ととり出して磁化の安定性の吟味を行ない、最適の消磁磁場、温度を決めた。測定した試料には、地層の傾動に対する補正前の磁化方向が現在の地球磁場に一致し、消磁してもその方向からそれだけバラツクものがあり、信頼性に乏しいと考え、省くことにした。また消磁による磁化方向の変化の様子から、二次磁化としては地層の傾動後獲得した粘滞残留磁化などの影響が大きいことがわかった。

信頼できるデータとして得られたのは59層準のうち25層準であった。結果(Fig.1)から正磁極を示すものは傾角が浅く逆磁極を示すものは傾角が深く、しかも両者は完全に反平行の関係にはいることがわかるが、これは二次磁化の不完全な消磁によるものと考えられる。また地域的、時代的の系統的変化は認められず、三浦半島と大磯丘陵の平均磁化方向は $D=25.9^\circ, I=43.2^\circ, \alpha_{95}=11.3^\circ$ である。傾角が現在の磁場より浅いのは、傾角の浅い正磁極を示すものの重みが大いいためであり、それと考えると偏角はもと東偏する可能性が存在する。

以上の結果から、三浦半島と大磯丘陵は約4Ma以降に約 26° の時計回りの回転を行なったと考えられる。これは約2Ma前に伊豆半島が本州に衝突したとするMatsuda(1978)の説に矛盾しない。また、このような回転運動が浦賀水道付近を中心として円状山地付近で起ったと仮定して得られる伊豆半島の侵入量は、進行方向を真北とすれば26km, Seno(1977)のように $N55^\circ W$ とすれば45kmとなる。これは伊豆半島が最低 $26 \sim 45$ km/4Ma = $0.7 \sim 1.1$ cm/yr で移動したことを意味する。



西南日本の時計回りの運動について
—古地磁気データとF.T.年代—

乙藤 洋一郎
(京都大・理)

松田 高明
(摂路工大・一般教育)

白亜紀の韓半島と西南日本弧から求めた残留磁化方向の比較から、西南日本弧は韓半島に対し相対的に時計回りの運動を白亜紀以降受けたことがわかる (Yaskawa, 1975)。西南日本弧の回転運動の過程を、古地磁気学と Fission Track (F.T.) 法による年代決定とを組みあわせ、求めた。西南日本弧の回転運動の開始時期、終了時期として回転角度についての知見は日本海の生成時期や成因を明らかにするのに役立つ。

西南日本弧を代表する岩石に、西南日本内帯に広く分布する後期中生代から第三紀の酸性火成岩類を選んだ。試料採取は島根県江川河辺地域で行った。この地域の白亜紀の火成岩類の残留磁化方向は、西南日本各地から報告される東偏 50~60° の偏角値と調和的である。この地域の火成岩類の残留磁化は西南日本を代表するものと考えてよい。

F.T. 法で年代決定された 92Ma から 22Ma の年代を示す層率が 39ヶ所、それより上位の層率が 6ヶ所。合計 45ヶ所から 510 の試料を採集した。残留磁化はスピナー磁気計 (Schonstedt SSM-1A) を用いて測定した。支或消磁、熱消磁を行い、試料のもつ初生磁化を求めた。熱消磁は二次磁化成分を消滅するのに効果的であった。地層の傾きの影響を取り除いた後の残留磁化の偏角値を、時間の関数として Fig. 1. に示した。

西南日本を代表する偏角値 (See Fig. 1) は、63Ma 以降ゆるやかに減少し、27Ma 以降急激に変化し、10Ma には現在の値に一致する。一方韓半島から求めた古地磁気と比較すると、韓半島と西南日本の偏角差は、92Ma から 27Ma までほとんど変化なく 27Ma 以降急激に減少することがわかった。63Ma~27Ma の偏角値のゆるやかな変化の原因は、西南日本弧のゆるやかな回転運動によるものでなくむしろ北緯の極移動に帰せられる。

西南日本の韓半島に対する相対的な時計回り運動は次の様に概括できる。

- (1) 主要な回転運動は、F.T. 年代で 27Ma 以降 (K-Ar 年代で 25Ma) に始まった。F.T. 年代で 22Ma 以降の可能性もありうる。
- (2) 10~11 Ma にはすでに回転運動は終了した。
- (3) 時計回りの回転角度は、F.T. 年代 27~33Ma の偏角値を用いて推定すると、 $58^{\circ} \pm 14^{\circ}$ である。

西南日本の時計回りの運動は $3^{\circ}/1 \text{ My}$ より大きい角速度を持つ、高速度の回転運動であったことが予想される。

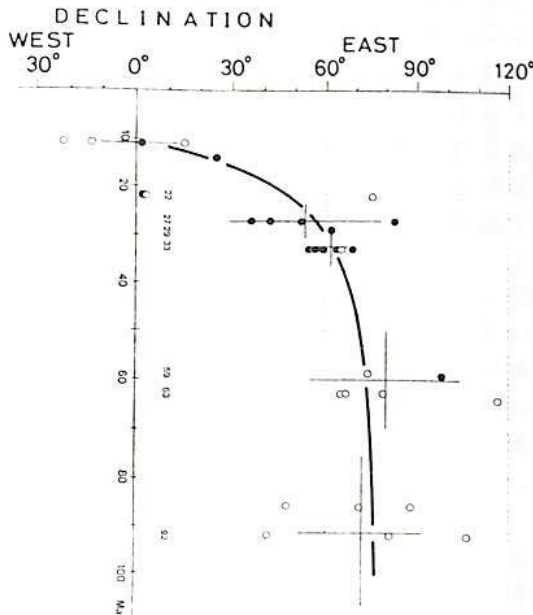


Fig. 1. Cretaceous-Miocene drift of Southwest Japan declinations.
● = normal polarity;
○ = reversed polarity.

田上高広・笠嶋貞雄

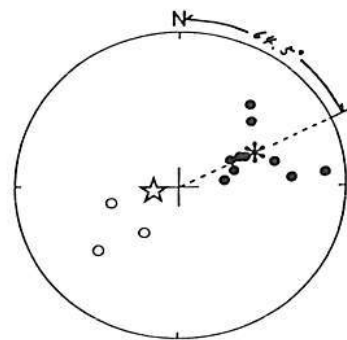
京大・理

Middle Mioceneの熊野酸性岩類のNRM E測定した結果 図に示すように著しく東偏(正帯磁)及び西偏(逆帯磁)した古地磁気方位が求められた。同時にこれらの岩石のFission track 年代も測定した。併せて報告する。

熊野酸性岩類は紀伊半島東南部に約1000 km²の広がりを持つ。その火山層序は荒牧・羽田(1965)等の研究に詳細に述べられている。また柴田・野沢(1967)によりK-Ar年代は15.2 Maと求められている。層序は下位より神ノ木流紋岩・凝灰岩・花崗斑岩である。神ノ木流紋岩及び凝灰岩の示す構造により、構造運動の影響を取り除くための適格な補正が可能であった。NRMの測定は交流消磁・熱消磁を併用して行なった。これにより神ノ木流紋岩と花崗斑岩細粒部は元の大部分が交流消磁・熱消磁に耐して極めて安定であり、岩体形成時の無残留磁化を保持しているものと推定される。凝灰岩は体系的に磁化強度が弱く(約10⁷ oersted)消磁が満足に行えぬものも多かった。このように検討から、神ノ木流紋岩1 site、凝灰岩1 site、花崗斑岩2 siteの計3 siteを信頼できる古地磁気結果として採用し、図に示すように真北から64.5度東偏した古地磁気方位が得られた。Fission track 年代は grain by grain, re-etch subtraction methodにより求めた。神ノ木流紋岩については15.0 ± 1.7 Ma、花崗斑岩については15.1 ± 2.4 Maと得られた。これは柴田・野沢(1967)の結果とよく一致する。

Ito(1970)は西南日本の新生代の古地磁気方位を詳しくまとめた。これによるとMiddle Mioceneには中生代火山岩等の特徴的な東偏した方位がいくつか見られる。但し熊野酸性岩類については著者の報告する方位とは異なっている。このような相異な方位についてはItoは地磁気反転時のintermediate directionを記録しているものとして解釈したが、これは正、逆帯の間のpolarityに関して先に示したように大きく東偏した方位を得た所、一概に地球磁場に起因させることが可能かどうか問題となる。

一方熊野酸性岩類はこれの下、上位の地層の状況からみて、localな構造運動(時計回り50°以上)があり、これを考慮にくく、更に中央構造線に示される様にこの地域は顕著に帯状配列が発達しており、熊野酸性岩類、中生代火山岩等はこの帯状配列に包含されている。従ってこの構造運動を考慮するとすれば、少なくとも西南日本外帯の帯状配列を合する時計回りの回転が必要と行なうことになる。乙藤・松田(1951)は山陰地域の白亜紀~中新世についての古地磁気学的研究により、従来古第三紀において行なわれてきた日本海へ拡大した西南日本の時計回りの回転運動が、前期中新世において終了しておらず、その後現在までの間に西南日本の50°以上の時計回りの回転運動がある、これを主張した。これらの観点より推定される、西南日本全体が15 Ma前後に約50°以上の時計回りの回転運動をしたという考え方は必ずしも特異なものとは言えないであろう。但しこの運動は100万年を数十度及び拡大するものとなり、運動の特性を考慮の上で、今後更に詳しく検討する必要があると思われる。



熊野酸性岩類の古地磁気方位
● 下半球 ○ 上半球
* 全siteの平均方位
☆ 空王火山岩 (Torii 1977)

能登半島火山岩・伊豆半島堆積岩の古地磁気測定と日本列島中新世テクトニクス

高橋 亨・広岡公夫・酒井英男・佐藤博明

(富山大・理) (金沢大・理)

柴田他(1981)によってK-Ar法による絶対年代が明らかになった能登半島オシニ火山岩類と、生層序の詳しい研究のなされている伊豆半島下白岩凝灰質砂岩層および原田層より試料を採集し、古地磁気測定を行った。能登半島では、穴水層より8サイト、柳田層より2サイト、岩倉山流紋岩・黒崎火山岩類より各1サイトを採集した。伊豆半島からは、下白岩層より5層準、原田層より2層準を採集した。能登半島の残磁磁化は、逆転残磁磁化を持つものが多く、また逆転帯磁のものは、南から西へ、正帯磁のものは北から東へ偏している傾向が強い。一方、生層序から求めらるる11Ma前後の伊豆半島下白岩凝灰質砂岩層の結果は、東偏の値を示し、伏角は浅く約35°であった。また原田層からはきれいな正帯磁の結果を得た。

以上の結果を今までに報告されている京都府丹波半島(UkajimaとMorimoto, 1982)、福井県丹生山地(広岡他, 1972)、群馬県本宿(野村他, 1969)、福島県(真鍋, 1967)、仙台地域(Nomura, 1967)、出羽丘陵(Nomura, 1967)の中新世火山岩類の古地磁気測定結果と比較した(図1)とこの次のことが考えられる。

能登半島の結果(D: 17.99 (E), I: 58.17 (D)) と福井県丹生山地の結果(19.29, 53.11)は、ほぼ同じ値を示しており、しかも現在の地磁気の方向から東へ約20°偏れている。東北地方の仙台地域(-7.93, 48.51)・出羽丘陵(-20.27, 56.19)は、これとは反対に現在とは西へ約20°も偏れている。このことは、27Maから中新世にかけて、出羽・仙台を含む東北日本は、能登半島・福井丹生山地を含む中部日本に対して約40°反時計回りに回転したということにある。すなわち、Kawai et al (1971)の提唱した日本列島の折れ曲りの構造運動は、中新世にまでおよんでいたものと思われる。また伊豆半島は、11Ma前後の下白岩凝灰質砂岩層の伏角がそれより上位の原田層や、他地域の伏角のデータと比べても約15°~20°浅いため、下白岩層堆積時の11Ma前後では、伊豆半島は本州に達しておらず、日本列島に対してはるか南方にあったと考えられる。また伊豆半島の本州への衝突は、原田層堆積以前、すなわち、9Ma以前だと思われる。

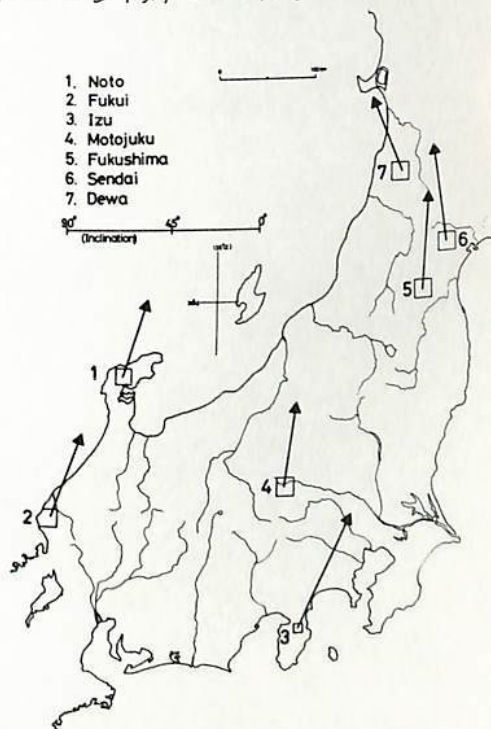


図1. 中部日本・東北日本の残磁磁気測定結果

ポスターセッション

(極地研究所)

5月12日(水)

(PA-1~PA-14)
(PB-1~PB-15)

中伊豆における地磁気変化の異常と 伊豆半島東部の隆起

本原 義幸 平進 太郎
(東工大 理)

地殻比抵抗の変化を検出する目的で、伊豆半島の中伊豆においてフラックスゲート磁力計による地磁気短周期変化の観測を行っている。原理や解析方法については、すでに報告してあるが、本稿では省略する。

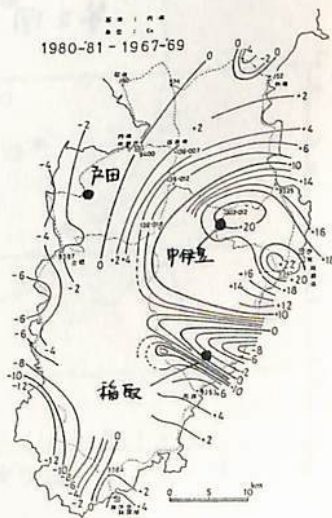
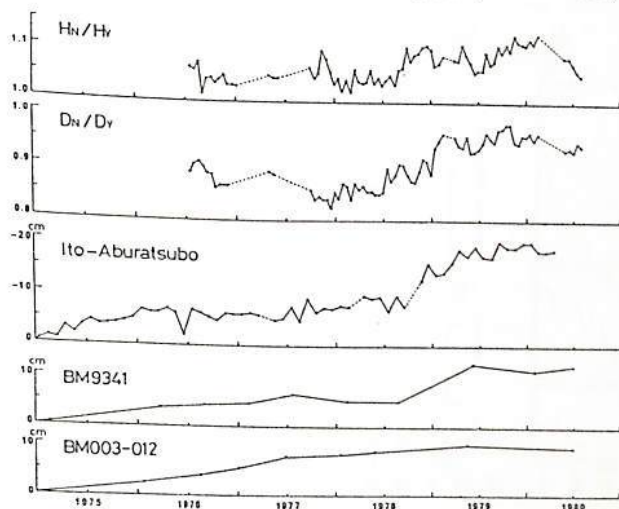
第1図の H_N/H_T および D_N/D_T が、1976年7月～1980年7月の解析結果である。この図で顕著にみられることは、1978年の中旬から後半にかけて、中伊豆の H および D の振幅が基準点（八ヶ岳地磁気観測所）に比べて著しく増大したことがある。筆者の一人は以前、1978年伊豆大島近海地震に先行する変化が H 、 D とともにあったのではないかと指摘したが、上述の変化はそれよりはるかに大きい。データの誤差が95%信頼区間にして±2%程度であるので、上述の変化は明らかに有意な変化である。

第1図には、伊東と油壺の検潮場での潮位の差に現われた変化と、伊豆半島冷川付近のベンチマーク BM003-012 と高戸付近の BM9341 での地殻隆起も示した。1976年以降の現象としては、潮位差と BM9341 の隆起によって示されている伊豆半島東部の地殻隆起である。もちろん、伊豆大島近海地震や伊豆半島東方沖地震も、この間に発生している。第1図の各種データを比較してすぐわかることは、中伊豆における H と D の振幅の変化が伊豆半島東部の地殻隆起とよく対応することである。地殻比抵抗変化には水が関係しているはずなので、伊豆半島東部の隆起には地下水の移動が関係していると考えられる。10%の振幅変化が10cmの隆起に対応していることから、4～5cmの隆起は、現在の手法で十分に検出できるということになる。

比抵抗変化の起こっている場所に関する情報を得るために、現在第2図の3測定点で ELF 帯 MT の繰り返し測定を行っている。これは、異常隆起域（中伊豆）、地震多発域（箱取）、静穏域（戸田）にそれぞれ位置している。これらの点では電極を固定し、現在まで3回の測定を行った。中伊豆と戸田では、ULF帯の観測も計画している。

第2図 伊豆半島に下った地殻上下変動(国土地理院による)と ELF帯 MT 測定点。

第1図. H および D の振幅変化と伊豆半島東部の地殻隆起。



北アナトリア断層帯西部域における
電磁気観測(1) - ELF帯MTの結果 -

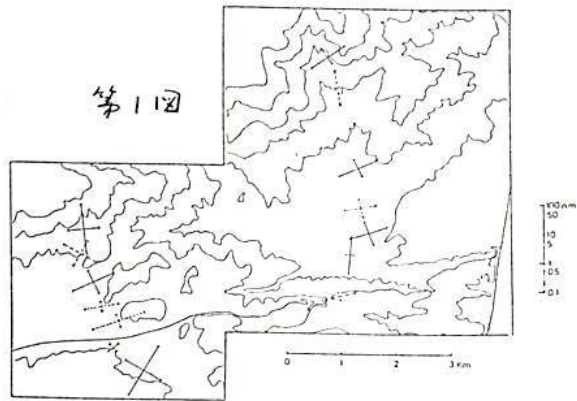
東工大理. 本蔵義寿, 田中孝文, 大志通人, 平進太郎
イスタンブール大理. A.M. Isikara

前回(1981年秋の学会), 観測地と観測項目の概略, および全磁気, 自然電位, 表層比抵抗(Wenner法による)の予備的結果について報告した。そして, 断層破壊帯に関連すると思われる低比抵抗帯, および全磁気異常から推定された貫入岩脈の存在なども紹介した。

今回は深部比抵抗構造を調べるために, ELF帯MT観測の結果について, 簡単に報告する。電場・磁場とそれと成分の観測は合計15点で行い, 各測点では5~10分間測定した。記録状況はいずれの点でも良好であった。予想された通りノイズは非常に少なく, きれいなシグナルが得られた。スペクトル解析により, 8, 14, 20 Hz とそれらの周波数に対し, インピーダンステンソルの要素 $Z_{11}, Z_{12}, Z_{21}, Z_{22}$ を求め, 座標軸を回転させることにより, インピーダンスの最大軸と最小軸を求めた。

第1図は, それぞれの点における最大軸・最小軸の方向とインピーダンスの大きさを示している。点線で示した点は, skewが0.2より大きい場所である。この図には載せていない1点を除けば, skewは0.2より小さいかそれに近いので, 2次元近似が成立すると考えよう。

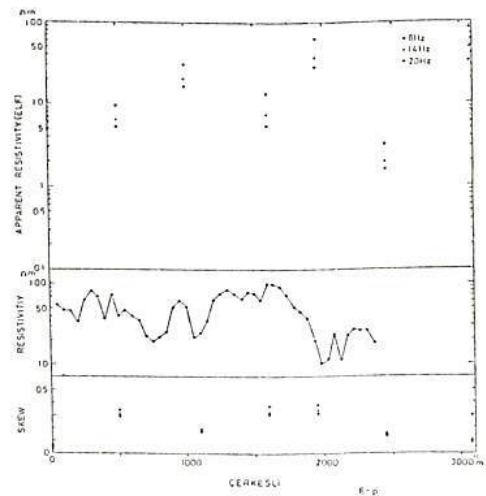
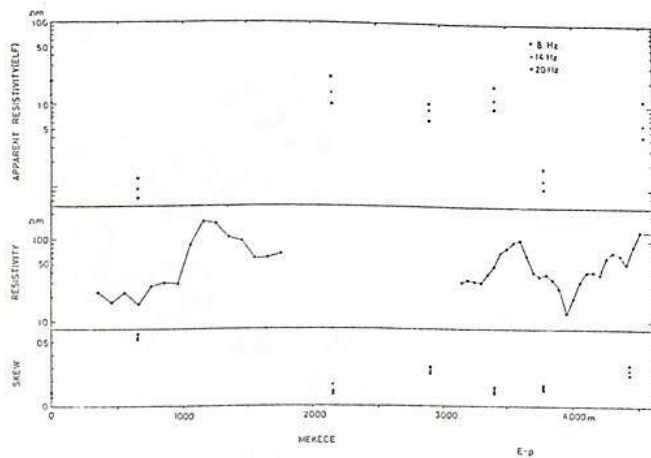
第2, 3図はそれぞれ, 第1図の右側および左側測線に沿う透かし比抵抗の値を示している。これは, 電場が断層方向にはほぼ平行な,いわゆるE-polarization caseにあたる。表層比抵抗構造から推定された比抵抗境界は, ELF帯MTの結果にもよく現われている。



第1図

第3図

第2図



森 俊 雄

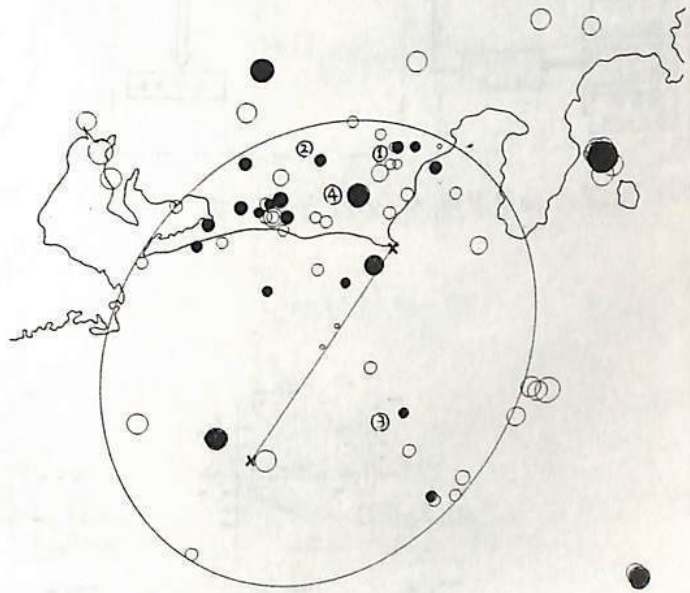
気 象 研 究 所

気象庁の東海沖海底地震計はケーブル方式で、海底部へ供給する電源には高精度の直
流定電流装置が使用されていふ。この給電電圧の変化を監視することによって、御前
崎の海岸アースと地震計先端部の海中アース(下図X印の位置)間約110kmスパンの
海底地電位変化を観測できるとはすでに学会等で述べた。^(*) また、1980年に東海
地方およびその沖の顕著な地震の前後の地電位変化を調べた結果、6月29日の伊豆半島
東方沖地震(M=6.7)でコサイスミックな湾型変化と地震前10数時間のバルス状変
化の集合が観測されたことも報告した。^(*)

今回は同地域の他の地震についても海底地電位に上記のような地電位の異常現象が観
測されることがどうかを報告する。対称とした地域の地震を下図にプロットした(気
象庁リストによる)。両アース(X印)を基点とする階円内は1980年4月から
12月までの100km以内のすべりの地震と100km以上のM4以上の地震、136.5°
-137.5°E, 32.5°-35.5°Nの範囲は1981年9月までのM4以上の地震である。

地震の数日前から数時間後までの海底地電位変化を詳しく検討している。下図で
黒く塗りつぶした地震が現在までに調べた地震で、そのうち④~⑥の地震の前に異常と思
われた現象がみられた。④~⑥は1980年7月12日11時から7月13日18時
の間起った地震(M≤2.5)

で、海底地電位には7月12日
6時頃から11時頃にかけて、
伊豆半島東方沖地震の前にみら
れたようなバルス状変化の集合
がみられた。④は1981
年8月15日11時54分の静
岡県中部の地震(M=4.8)で
、この地震の約3時間前に散発
的なバルス状変化が現われた。
伊豆半島東方沖地震のときのよ
うなコサイスミックな湾型変化
は、他の地震ではみられな
い。アースのごく近くにM4以上の
地震があるが、これらの地震は
深発地震でありたためか、何の異
常も認められな
い。



(*) 森俊雄：東海沖の海底地電位変化について，電磁気学会，1981年10月

森俊雄他：東海沖海底地震計の給電電圧変化について，地震学会，1981年10月

東海地域における地磁気変化特性と地下電気抵抗構造

河村謙, 大地光, 藤田茂, 水野喜昭, 大和田毅, 本蔵義守
 (地磁気観) (東工大理)

地殻活動が進行しており、近い将来巨大地震の発生が予測される駿河トラフと東西にはさむ地点松崎、御前崎において、地磁気・地電流の連続測定を実施し、地震前兆変化を検出するため、これら測点相互と柿岡の変化特性を対比し、その長期変化を監視している。両測点とも中部日本異常の中心域に近いが、これら測点間には地磁気・地電流変化の振幅やCA変換関数などに大きな差があり、その原因は地形・構造地質的相異と松崎における半島効果によるものと考えられる。また、地磁気成分の測点間差には、明らかに海洋潮汐の効果がある。

また、1981年3月、小笠町を中心とする東海地域において、人工電流法による地下電気抵抗構造の探査を実施した。その結果について述べる。

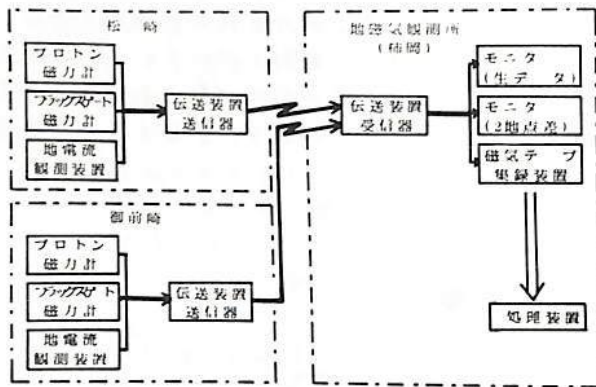


図1 地磁気・地電流観測システムブロック図

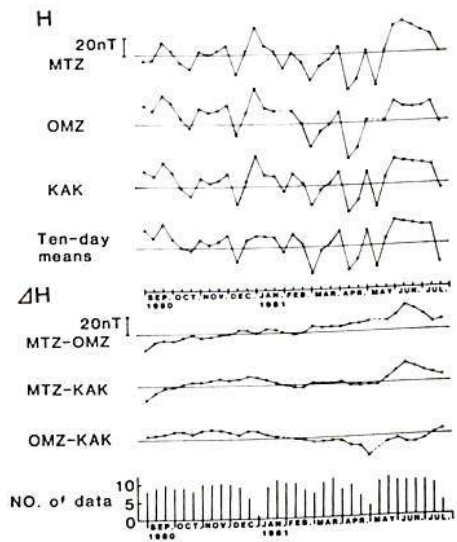


図2 松崎、御前崎、柿岡相互の地磁気水平成分変化差の長期変化

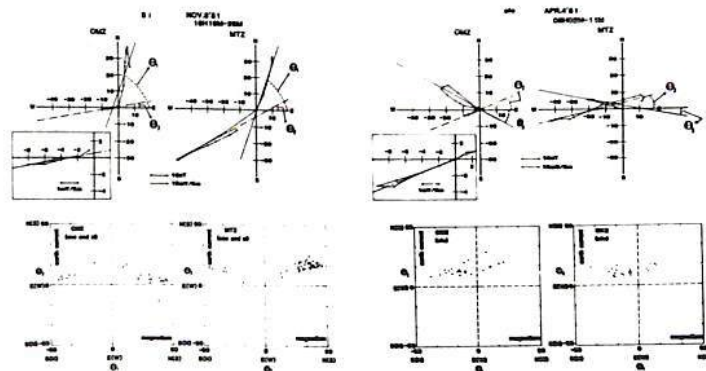


図3 松崎、御前崎における地電流変化の主方向

京都大学流星レーダーによる重力音波の観測

津田 敏隆, 伊黒 彰裕, 麻生 武彦, 加藤 進
(京都大学 超高層電波研究センター)

京都大学流星レーダーによる観測範囲は図1に示すように高度100kmに於て, 東及び北向きアンテナ系のそれぞれについて中 \sim 100km, 長さ \sim 200kmである。大気潮汐等の水平スケールの大きき波動に対してはこの観測領域は地球上の1点と見做せる程に小さい。しかし, 数百km程度の水平波長を持つ重力音波についてはこの領域内で位相の変化が検出されると考えられる。つまり観測領域をいくつかの小領域に分割しそれらの点での波動を解析することで, 波動の水平伝搬特性を明らかにすることができると期待される。我々はレーダーからの水平距離が①50-150km, ②75-175km, ③100-200km, ④125-225km, ⑤150-250kmの互いにある程度重なる小領域を考えた。1980年2月7日の北向き観測の例を図2に示す。図中の直線A-Bに示したように振幅が \sim 20m/sec 周期が数時間の波動が小領域①-⑤について位相が約20分進んでいる様子が明らかである。これらの結果と垂直伝搬特性を考慮して重力音波の理論的分散関係との比較を行うことが可能である。

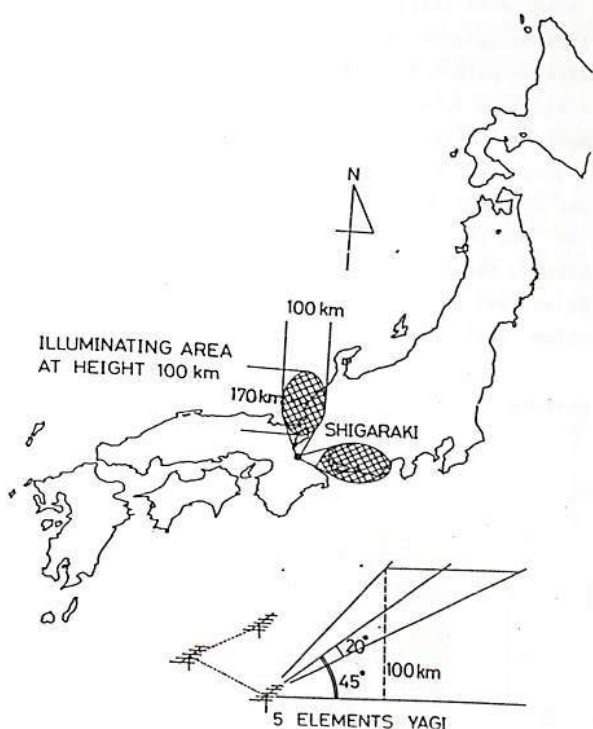


図1. 京都大学流星レーダーによる観測領域

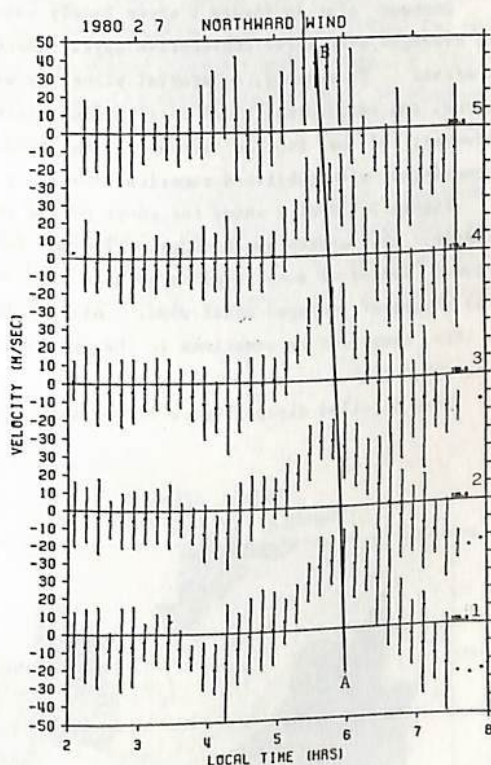


図2. 1980年2月7日の北向き観測による重力音波の水平伝搬の様子

麻生武彦※前川泰之※. 広田勇※※加藤進※
 ※京大超高層 ※※京大理

A joint synchronous experiment between Kyoto University group at Jicamarca, Peru (12.0°S , 76.9°W) and the Max-Planck Institute at Arecibo, Puerto Rico (18.4°N , 66.8°W) was carried out on 19 -21 November, 1981. During the corresponding period 19 November - 3 December, many other stations of meteor, incoherent scatter and partial reflection drift radars also cooperated in the world-wide campaign according to the recommendation given by the ICMUA-IAGA Working Group on Atmospheric Tides.

At Jicamarca, three daytime (0600 - 1800) runs for the stratosphere (15-30 km, 7 altitudes) and the mesosphere (60-90 km, 13 altitudes) were successfully performed. In the experiment, two beams, i.e., vertical and oblique (3.44° westward) were simultaneously employed using two orthogonal NE and NW arrays, respectively. Pulse width and associated sampling interval were 25 μs and 2.5 km, respectively, with interpulse period of 1 msec. The sine and cosine outputs of each receiver were coherently integrated for 144 pulses to give maximum resolvable line-of-sight velocity of 10.4 m/sec. If we use 512 integrated samples for further spectrum analyses, the Nyquist period will be about 2.5 min.

Contour plot in Figure 1 shows hourly value of zonal wind variations with daytime mean subtracted and averaged over three consecutive days. Hatched area designates eastward wind with contour level of 5 m/sec. Presumably, equatorial planetary wave modes of period less than several days together with diurnal and semidiurnal tidal oscillations might be taken into account to delineate the present result. However, if we confine ourselves to tidal components, the result does not seem to be largely inconsistent with published numerical models of tides under equinoctial conditions.

Figure 2 likewise shows the short period component of vertical velocity on 19 November. In this example, wind speeds are bandpass-filtered for 6 - 20 min periods. It is seen that rms amplitude becomes larger at some regions both in time and altitude, which might possibly be related to observed wind shears of averaged zonal wind. Also it is inferred (not shown here) that apparent phase velocity of this component is sometimes in the opposite direction with background zonal wind maximum below the relevant region.

More detailed discussions will be given at the meeting.

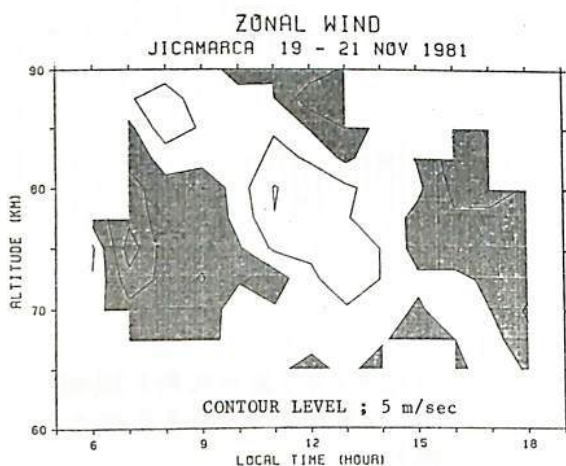


Fig. 1

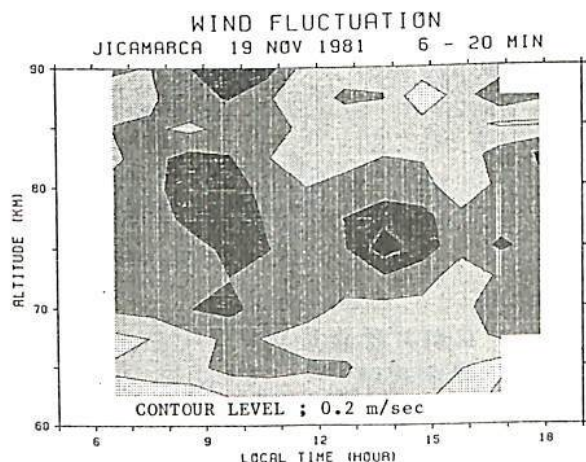


Fig. 2

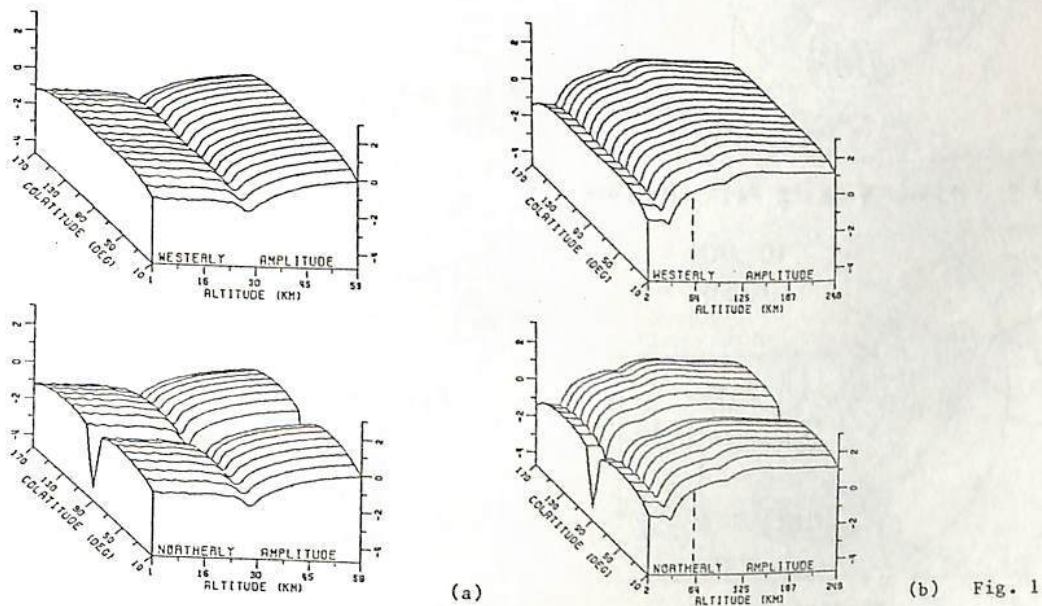
麻生 武彦・伊藤 栄・加藤 進

(京大超高層電波研究センター)

Linear response of the rotating earth atmosphere to tidal and other forcings has been calculated by many workers in relation to the penetration of tide and planetary waves in the middle and upper atmosphere. Among them is the work of Lindzen and Hong (1974) who calculated tidal behaviors in the atmosphere with latitudinal temperature gradient and associated mean zonal wind. Based on this, we redid numerical modelings of semidiurnal tides by solving partial differential equation for p_1/ρ_0 after algebraic manipulation of fundamental equations by the symbolic computation software REDUCE (Aso et al., 1981). Also, Lindzen et al. (1982) examined the stationary wave response to changes in the basic distribution of wind and temperature using similar codes.

Now, we have assumed to reformulate and complete the computational codes which, instead of solving for a single unknown, simultaneous partial differential equations for velocity vector and temperature perturbations derived from the primitive equation system. This approach has been done to estimate atmospheric tidal structures for no wind regime by Lindzen (1970), Forbes and Garrett (1976) and Garrett and Forbes (1978) et al. and later by Forbes and Garrett (1979) and Forbes (1982) for windy conditions. The present aim is, however, to confirm our former results with those by the new approach, and eventually do further modelings of various types of planetary-scale waves in the middle and upper atmosphere. This is intimately related to MU radar program now in progress at Kyoto University.

The code is now under numerical tests and tentative runs. Figure 1 illustrates comparison of provisional result for the semidiurnal tidal wind (a) with the former result (b). In this case upper boundary for the present run is set to be at 60 km to spare computing time in the debugging process which is of course physically unacceptable. Nevertheless, apparent agreement can be seen between corresponding altitude intervals.



(a)

(b) Fig. 1

川平 浩二
(京大・理)

1. 序： 前日報告した解析の内、突然昇温と Winter Anomaly に焦点を当てて、その相互関係について作図を行う。

2. 結果： 1967/68 冬期の昇温についての解析である。10mb面 zonal mean については、12月半に南北温度逆転、1月10日に東向き最大値が出現した。

Fig.1は1月30、10日の ω_{min} の等値線である。西エーラニア、東北米大陸上に限って再描を行った。3日、10日共に、北米大陸上に強い降収を示す正の大きい値がみられる。一方、ヨーロッパでは、5日に急激な逆、10日は正の値を示している。

Fig.2は、等圧面高度上の geopotential height の分布西経度 $0 \sim 180^\circ W$ 、 $60^\circ N$ 緯度帯に描いたものである。地帯同の関係より、北米大陸上に強い南向きの流れがみられることを示している (~ 10 km 付近)。

1から2、北米大陸上から強い降収域は、極域より低緯度の流れと関連している。これは、突然昇温時に出現する winter anomaly は 極域の [NO] が中向口 ($\sim D$ 領域) まで戻ってきた渦 (\sim アラネ列に相当) に伴う南向きの流れによるものであると推定される。

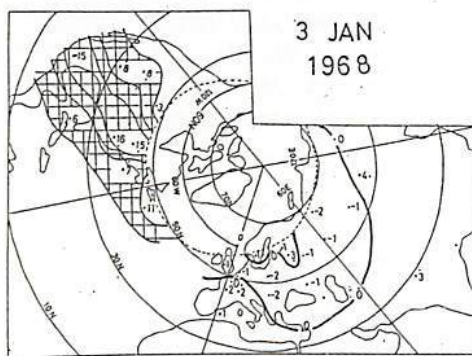


Fig.1a. ω_{min} 等値線解析, 0.1 hPa/s 単位

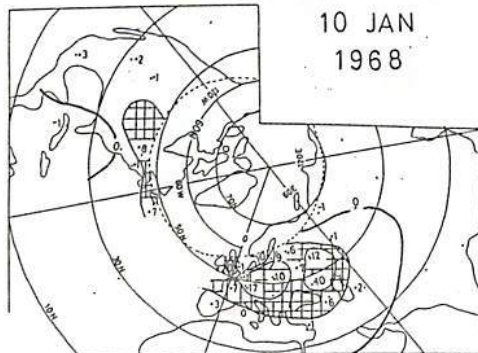


Fig.2b. ω_{min} 等値線解析

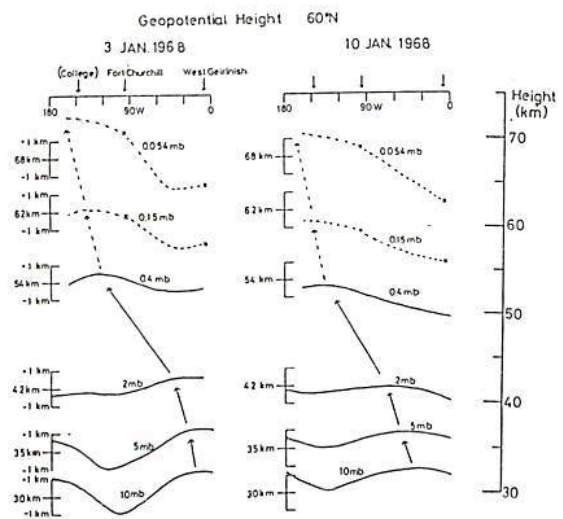


Fig.2. $60^\circ N$ 帯に沿う geopotential height 分布. 西経度 $0 \sim 180^\circ$ の範囲. 右の縦軸は relative 高度. geopotential height の表示のスケールは高度に 10^4 倍にしている.

MAGSATで観測される子午面内電流強度の 1か月周期変動

前田 埜, 家森 俊彦, 荒木 徹, 鹿井 豊永 (京大. 理)

夕方側 MAGSAT 軌道上で、磁場 D-成分に見られる Dip-equator に反対称な構造(図1)は、電離層 F 層を流れる子午面内電流の効果と考えられるが、MAGSAT の高度変化とは独立に、日によってかなり大きさが変化する。図1に示した2例は、高度がほぼ同じで、また、地磁気 Kp-指数も 1~2 の静かな期間であるが、磁場変化の振巾(図1での山と谷の差)は明らかに異なる。

図2は、約1.6日毎に平均して求めたこのような変化の中の約3か月半にわたる変動の様子を示す。上から3段目が観測値で、2段目は、衛星の高度変化を考慮して高度補正したものである。1段目は、Dip-equator 上での D-成分(主磁場を差引いた残り)の値を示す。図の下のは、この期間の月の位相を示す。図から明らかのように、約30日の周期で振巾が大きく変化している。

この変動の原因が、月によるものか、又は太陽に関係したものかを明らかにするために、図3には対応する期間の IMF-sector, Ap-index 及び地上での磁場データを示す。これらの中で、比較的明瞭な1か月近い周期の変化を示すのは IMF-sector 構造であるが、110 γ -スペクトルをとってみると、約27日付近にピークがあり、これに対して MAGSAT で観測される変動はピークが約31日になる。現在のところ約3か月半のデータだけの解析結果なので、この周期が太陽自転の29.5日なのか、確実なことは言えないが、後者の可能性が強くなるように思われる。今後、MAGSAT 全期間(約7か月)のデータを解析して、この周期を確定したい。

図1

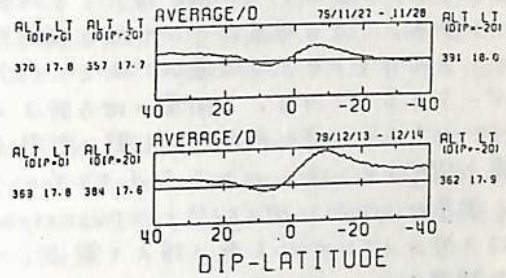


図2

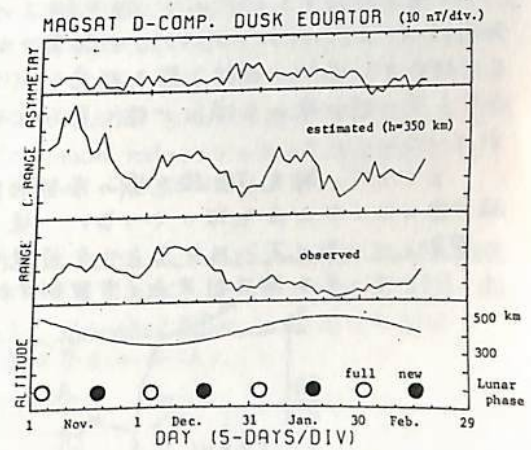
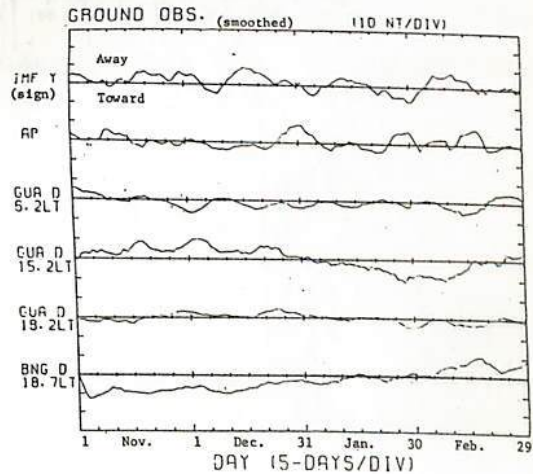


図3



極域でのイオン密度の局所的な増大

—「極光」・MSPの観測—

佐川永一, 巖本 巖

(電波研)

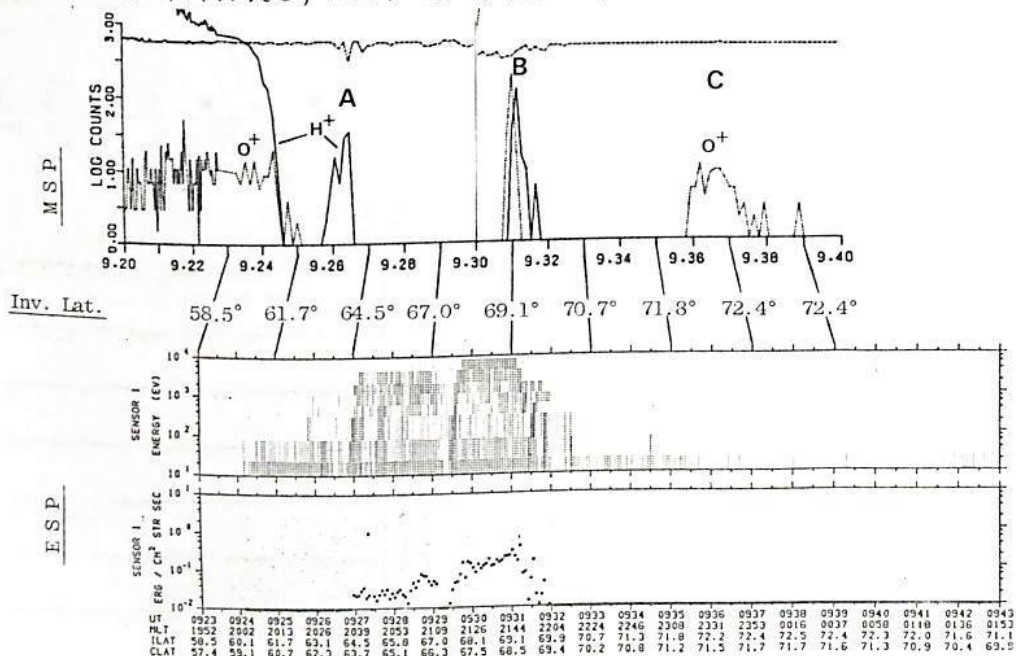
「極光」に搭載されたイオン質量分析器(MSP)によつて比較的狭い領域(~数百km)で分析器のカウント数が1~2 order 増大する現象が、北極上空(高度約3000km)で観測されることがある。この現象について他の観測器のデータも併せて報告する。

下図はそのような現象の一例で、1978年4月12日(Rev. 721)の0923~0940 UTの観測データを示している。衛星の地方時は2000~0000 MLTであった。図の上段はMSPのH⁺とO⁺の4チャンネルのカウント数の対数値(実線...H⁺, 破線...O⁺)、下段はESP*の降下電子測定チャンネルによるE-tダイアグラムと入射エネルギー-量である。H⁺のデータから衛星は0924:30 UT(61°N)にplasmasphereを越えたことがわかる。その後0940迄はMSPは3回のイオンカウント数の増大を観測している(図のA~C)。0926 UTの現象(A)はH⁺のみ観測され、0931 UT(B)はH⁺とO⁺、又0937 UT(C)はO⁺に現れている。各eventは大体1分位の巾を有しており、空間距離にすると~300kmの大きさになる。

これに対応するESPのデータでは、Aは強い降下粒子帯より若干赤道側に、BがInverted-V(0929:30~0932 UT)の極側の端の近くに対応していることが示されている。しかしCに対応する場所には粒子降下が見られていない。他の観測のデータを検討すると、降下粒子帯の端に現れる傾向が強く見られる。又、この現象は主に夜間の地方時に観測されている。

ところで、「極光」は沿磁力線の姿勢制御をしているので、MSPセンサーは北極上空では磁力線に沿って上方を向いている。従つて観測されたイオンカウントの上昇がdownwardに運動しているイオンによるという可能性も考えられる。

* ESPデータは向井利典氏(宇宙科学研)の提供です。



Rev. 721 (Apr. 12, 1978) の MSP と ESP の観測データ

JIKIKEN (EXOS-B) 波動観測データより見いだされる

プラズマポース近傍の電子温度

大家 寛 浦塚 清峰 森岡 昭 (東北大理)

序

JIKIKEN (EXOS-B) での波動観測は、tip-to-tip 102 m の長エレメントアンテナを使用している。このアンテナが、シース共鳴、UHR共鳴を起こす周波数近傍でのアンテナインピーダンスの大きな変化は、JIKIKEN衛星が、低インピーダンス受信をする結果、Subsidiary UHR Emission といふ大きなピークが波動の受信レベル上に表われることとなった。

前回の講演では、この受信レベル上の特徴から、シース共鳴が判明し、プラズマの電子温度が求められることを述べた。今回は、前回の結果に基づき、JIKIKEN衛星の軌道上の特性 (apogee = 30050 km), および それに搭載された NPW (自然プラズマ波動観測装置) が高い時間分解能を持つことを利用して、プラズマポース近傍での温度分布の詳細な変化を調べた。

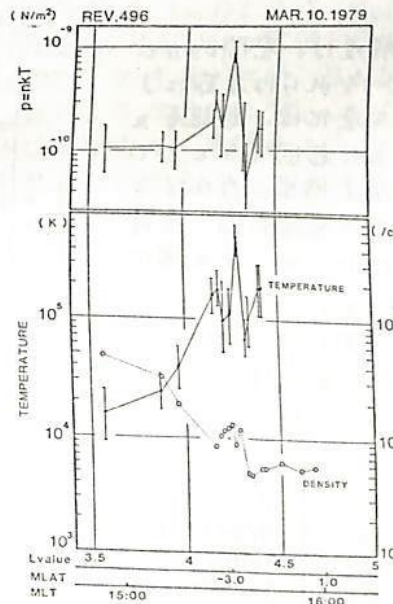
電子温度決定法

NPW の受信スペクトラム (図1) 上に強く見えるピークは、本来、ピーク目立たない波動が、Subsidiary UHR Emission として、シース共鳴のために強調された結果である。しかし、シース共鳴周波数と受信レベルのピーク周波数は一致する。アンテナのインピーダンスは、図2のようなシースモデルを用いて計算することができるが、それによると、シース共鳴のピーク周波数 および 周波数中は、シースの厚みに主に依存する。このことから Subsidiary UHR Emission のピーク周波数 および 周波数中から、アンテナ周辺のシースの厚みを推定することができる。シースの厚みは、電子温度と電子密度に依存するが、電子密度は、UHR周波数 あるいは、Continuum radiation のカットオフ周波数 (f_p) から求めることができ、したがって残るパラメータの温度を決定することが可能となる。

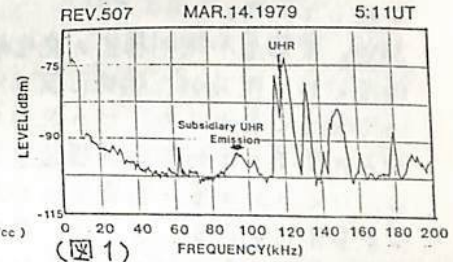
解析結果

Rev. 496 の例を図3に示す。プラズマポースの外側に向かうにつれて、 $p = nk_B T = const.$ をみたすように、温度が上昇する傾向のあることは、前回の講演でも述べたが、局所的に大抵温度上昇のあることもみられていた。今回、その部分を詳細に検討すると、Detached Plasma と対応した部分で、温度上昇のあることが判明するが、さらに、微細な温度変化がみられる。

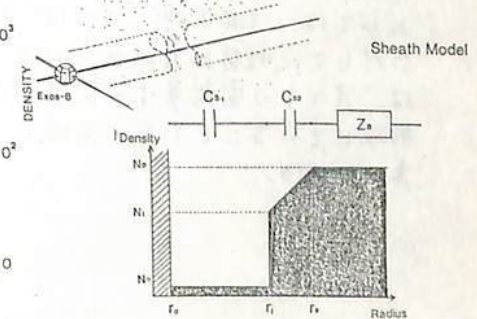
この観測は、地磁気嵐の回復期に行なわれていて、磁気圏が比較的荒れた状態を続けているが、こうした微細な温度および密度の変化は、温度の高いプラズマシートの粒子とプラズマ圏の粒子との相互作用の状況を示す興味深いデータを示している。



(図3)



(図1)



(図2)

ひのとり (IMP) による電離層不規則構造の出現特性。

渡部重十、大冢寛、高橋忠利 (東北大理)

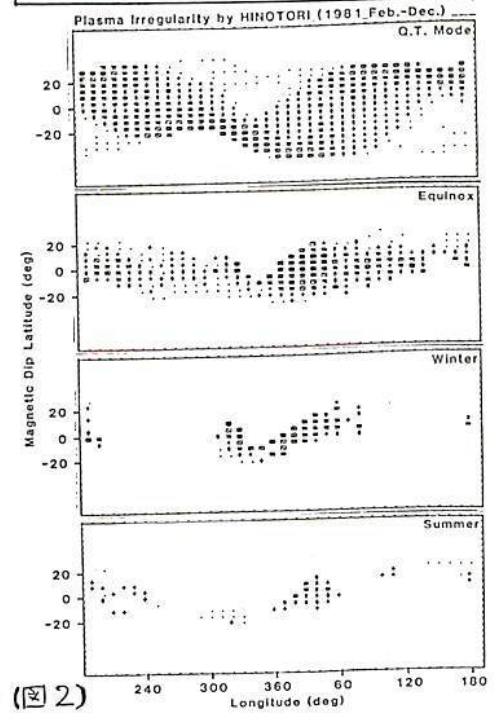
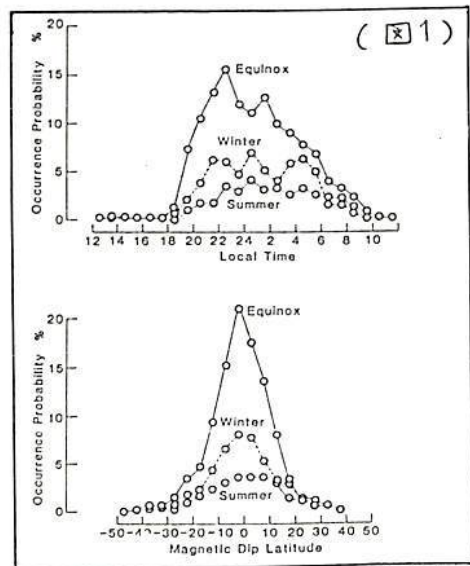
序. 第7号科学衛星「ひのとり」に搭載された電子密度計測装置 (IMP) は、1981年2月21日に打ち上げ後、F層上部の電子密度を現在もなお計測しつづけている。「ひのとり」による赤道域電離層の *in situ* な観測によって、赤道域に特有の現象が数多く見い出されている。ここでは特にF層上部で観測された電子密度の不規則構造について、統計的に処理し、その出現特性について議論する。

電離層不規則構造の出現特性. 電離層の不規則構造として、電子密度の局所的な depletion

及び enhancement に対して出現特性を調べた。不規則構造は、打ち上げ後約1年間で500例ちかくとらえられているが、その9割以上が電子密度の depletion として観測されている。電離層の不規則構造は、空間的及び時間的に非常に特徴的な出現をすることから、見い出されている。図1は、経度方向に和をとった Local Time、Magnetic Dip Latitude について Occurrence Probability を示したものである。不規則構造は主に夜間の現象であり、sunset直後、急激に発生頻度が増加する。さらに19時から24時あたりで季節による発生頻度の相違が顕著に見られる。図2では、3シーズンについて、空間的な発生頻度を見たものである。Equinoxで発生頻度が高く、経度 330°~60° 付近で、さらに発生頻度が高い。Winterでは、発生頻度の高い領域が、経度 320°~10° 付近にある。この季節による相違は、不規則構造の発生及び発達機構が、電離層及びその背景の中性大気の構造に大きく起因していることを示唆している。

結論. 電離層不規則構造の発生頻度は、空間的及び時間的に、限られた領域にあり、それらは季節によって大きく変化する。この大きな変化は、電離層及びその背景の中性大気の構造などに起因するとともに、いくつかの異った発生及び発達機構が存在することをも示している。さらに、発生の様相には、季節による大きな変化があるにもかかわらず、発生場所としては、1年を通してほぼ、Magnetic Dip Equator に対して、対称に表われている (図1)。この現象は、すべての電離層中擾乱構造が、磁力線によって形成していることを強く反映しているからであると考えられる。

Equinox	2/24-5/7
	8/8-11/9
Winter	11/10-12/25
Summer	5/8-8/7



高橋忠利、渡部重十、大家 寛
東北大・理

人工衛星“ひのとり”による電離層観測は打ち上げ後順調に続けられており、現在一年を越える期間のデータが蓄積されている。これらの観測結果は“Equatorial Plasma Bubbles”等、低緯度下領域の興味ある幾多の現象を示すものとなっており、我々はこれ迄にも、そのpreliminaryな結果を報告してきた。

さて、“ひのとり”は軌道傾斜角 31.4° 、高度約 600 km の低緯度の略円軌道を持つので、そのin-situな電離層観測結果は沿磁力線構造をもっているPlasma BubblesをF層ピーク上側において磁力線に垂直方向の断面で観測することになる。このことはPlasma Bubblesの構造を調べる上での大きな利点となっている。つまり、Plasma Bubblesの断面構造は現象の発生過程と密接に関係することが期待され、その構造解析はPlasma Bubblesのダイナミクスを考えてゆく上での重要な視座の1つとなる。

“ひのとり”の観測により得られたPlasma Bubblesの発生形態はこれまでの報告でも示してきたように複雑多岐にわたっているが、いくつかの視座からその形状を考察することにより、以下に示すようにF層上部でのPlasma Bubblesの構造のいくつかの特徴を指摘することが出来る。

1. Evening Array of Plasma Bubblesの形状

夕方から真夜中へかけてのPlasma Bubblesの系列がしばしば観測されるが、その構造の変遷の特徴は、Bubblesの時間的な消長をさし示すものともなっている。

2. Solitary Bubblesの形状

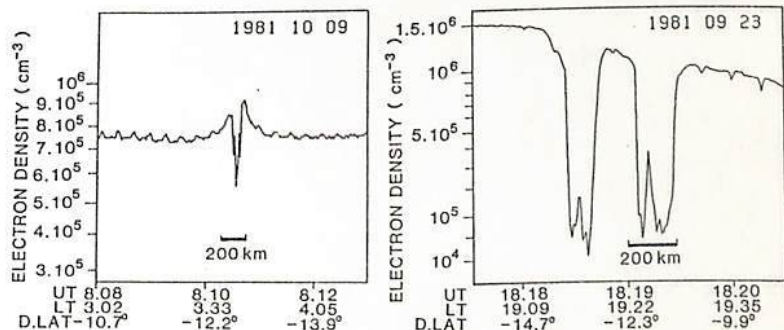
Plasma Bubblesは群発することが多いが、いくつかの場合においては単発のBubblesが観測されている。これらは静かな電離層中に比較的浅いBubblesとして観測され、クレストの形成(図1)、波動的変動を伴う等の特徴を示すことが多い。

3. Plasma Bubblesの多重構造

Plasma Bubblesはしばしば典型的なDoublet或はTripletの構造を示すことがある(図2)。最近Zalesak等は、Plasma Bubblesの数値シミュレーションにおいて、磁力線の根元でのPederson Conductivityを考慮した時、Bubblesの分岐がF層ピークの付近で生じること示している¹⁾。似たような分岐はPlasma Cloudの実験結果として知られており²⁾。図2に示したような典型的な二重構造はBubblesの形成の過程でのこうした分岐の結果生じたものと考えることが出来る。

【参考文献】

- 1) Zalesak, Ossakow and Chaturvedi, 1982
J. Geophys. Res., **87**,
151-166
- 2) Rosenberg, 1971,
J. Geophys. Res., **76**,
6856-6864



【図1】

【図2】

ULF・VLF 波動の色彩濃淡表示による偏波タ

イナミックスペクトル

林 幹治・鶴田浩一郎・町田 忍・石田十郎・国分 征・小口 高
 (東大理) (宇 科 研) (東 大、理)

ある平面内に含まれるベクトル時系列は回転座標変換を施すことによりフーリエ成分が容易に直交偏波成分に分解することができ、その結果は *real time* スペクトル解析器により、周波数変換を受けた左廻り及び右廻りの偏波スペクトルとして *real time* 表示することができる[1]。偏波スペクトルは回転フレームメモリー、NTSC color encoder等の構成によりより効果的な色彩表示を行うことができ、同時に Video Tape Recorderへの録画記録が可能となり解析結果は能率的に高密記録これ必要に応じて機能的な search 再生も可能となる[2]。

ULF波動は色彩偏波ダイナミックスペクトル表現により新たな多様性を示し、現象の発生伝播領域の空間構造に起因すると考えられる複雑な偏波の様相を f - θ 空間中に呈する。

VLF波動についてはアウズマ中で右廻り偏波であるものが電離層下でのような偏波特性を示すかという点について、平均的には右廻りが卓越するとされてきた点が、スペクトルの微細構造の一つ一つについて実際にどのようなようになってくるかという点について適格解答を与えることとなる。最近のモデル計算との対比という意味もある[3]。

解析編集した実例を color TV 画面上に display する。

- [1] 林地 オ66回講演会予編集 (1979)
 [2] " オ70 " (1981)
 [3] 長野也 オ70 " (1981)

琵琶湖北東部 柳ヶ瀬断層近傍でのCA変換関数の時間的变化 (I)

住反則考・大塚成昭
(京大教養) (神戸学院大)

地磁気短周期変化の観測から得られる、CA変換関数(A(f), B(f))は地下の電気伝導度に用する情報を与える。もし、地震発生に関連して地下電気伝導度分布が変化すると、変換関数の時間的变化が期待される。図1に示すように、琵琶湖北東部の柳ヶ瀬断層近傍、浅井(AZJ)で地磁気3成分連続観測を開始し、変換関数の時間的变化を調べている。図2は、得られた変換関数Au, Buの一例である。黒丸と白丸は異なる期間の解析結果の区別をしたものである。短周期変動は電車漏電電流によるノイズの影響と考えられる。変換関数は、ユ入力出力システムの伝達関数とも見なし得るので、入出力パワースペクトルやクロススペクトルを推定することによって求められる。しかし、これからスペクトル推定値は信号源の性質や解析方法によって誤差を伴う。AZJでは電車漏電電流ノイズが無視できないので、これを考慮した解析方法を種々試す。また、変換関数を周波数で微分した量についても考察する。

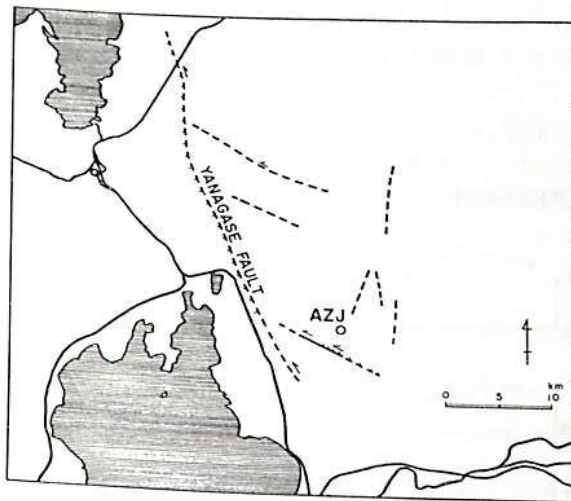


図 1

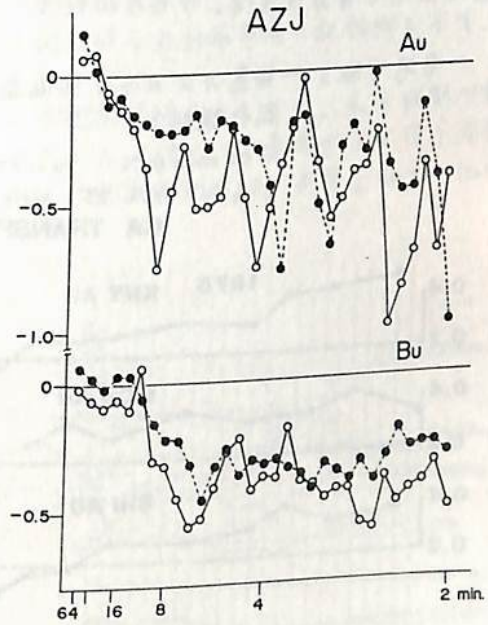


図 2

加藤諒司, 馬場広成*, 石井美樹*

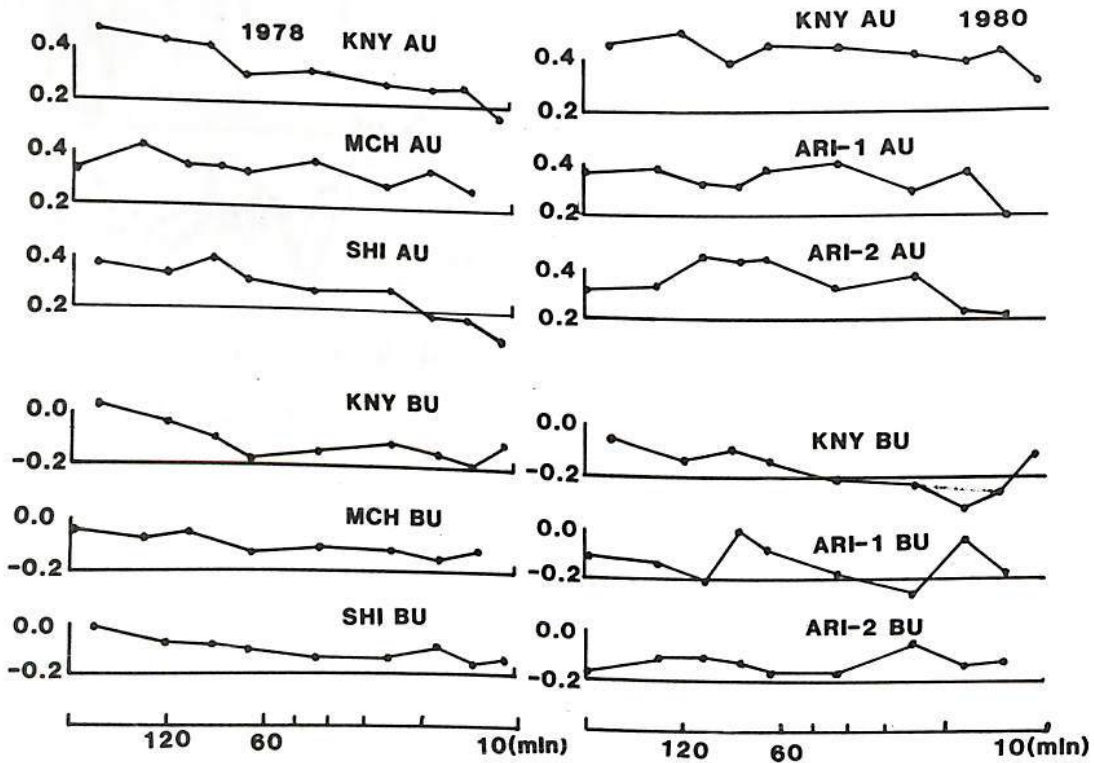
地磁気観測所, (※)地磁気観測所鹿屋出張所

桜島において全磁力連続点(持木, 白次, 有村), 成分移動点5点, 全磁力移動点14点
 で火山観測が実施されている。桜島の連続点と鹿屋との全磁力値に, 日変化, 短周期変動
 に約数%の差が認められ, D.I補正, 重値差法による補正を試み, 多少の改善点は認めら
 れたが, 日変化, 短周期変動が ΔF に残った。(参考文献1) 今回の報告は78年~79年(持
 木, 白次), 80年(有村1, 有村2)で, 桜島連続点, 鹿屋での短周期変動の差を調査するた
 め実施したFLUX-GATE磁力計による観測結果を報告する。有村1と2とは約数百m
 の距離であるが, 有村1と鹿屋との ΔF には約数nTの年周変化が認められ, 一方有村2で
 の移動観測結果では明瞭には認められないので実施した。変換関数を求める方法は本蔵の
 方法により実施した。(文献2) サンプリングレートは鹿屋・白次については2分, その
 他各点では2.4分で, 2.4時間の資料について実施した。持木, 白次についてはFourier
 変換による結果がすでに報告されているが, (文献1) 今回は別の期間に実施した結果と比
 較するため同じ方法で, 多少期間を延して行, た。解析途中であるが, Au, Buについて
 下図に示しておきます。

参考文献1 桜島およびその周辺地域における地磁気測定(その回桜島火山の集中
 総合観測)

" 2 - Geomagnetic Variation Anomaly on Miyakejima Island
 JGG Vol. 23, No. 3, 4, 1972 本蔵

CA TRANSFER FUNCTION

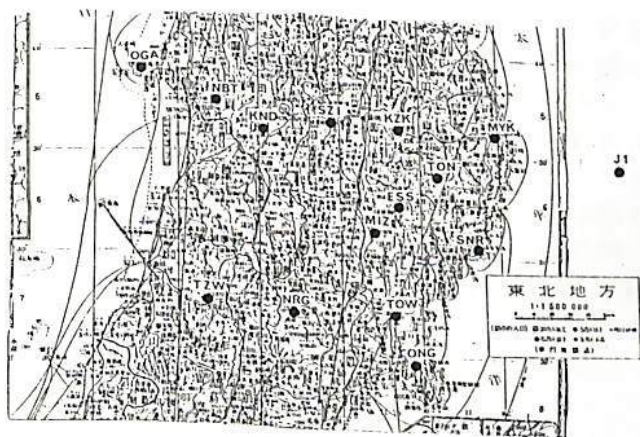


地殻比抵抗研究グループ
(代表者 東大農研 行武 毅)

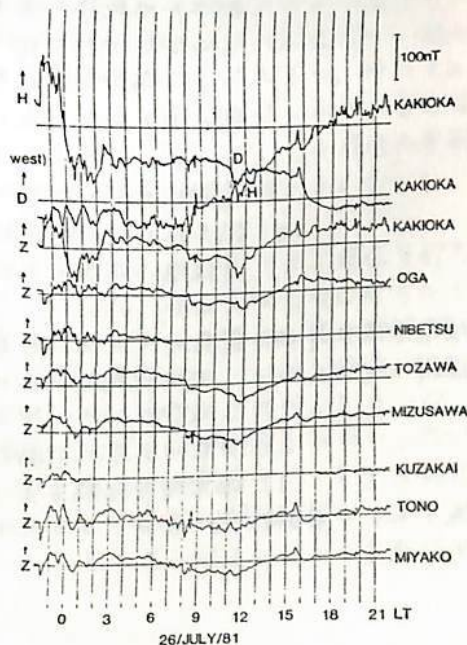
地殻内部の電気比抵抗の研究が諸外国でも注目されるようになってきた。火山島のアイスランドでは、深さ10Km位の浅いところに低比抵抗層が存在するといわれる。南アフリカや北米大陸などの大陸地殻でも下部地殻が低比抵抗であるという結果が得られてくる。このような低比抵抗層の存在は、地殻内部の温度や水の分布と密接に関係していると考えられる。一方我国では、地震活動に関する研究が急速に進み、地殻の地震はほとんどが、上部地殻内で起っていることが明らかになった。電気比抵抗分布の研究は、このような地震の起り方の機構解明にも役立つと期待される。

1982年6~8月、東北日本の太平洋側から日本海岸にかけて、第1図に示す点で、フラックスゲイト型磁力計や誘導型磁力計を用いて、地磁気・地電位差変化連続観測と12研究機関の協力のもと実施した。8月20~26日には地磁気脈動の同時観測を行った。観測の対象とした現象は、(1)地磁気脈動の長周期変化 (2)地磁気脈動 (3)ELF帯(8~20Hz)の電磁場変化 (4)VLF(12.4KHz)探査である。第2図に得られた地磁気脈動の記録例を示す。

詳しいデータ解析は、現在なお進行中である。全般的な傾向としては、太平洋側で電気比抵抗が高く、日本海側で低いという特徴が得られた。上山地では、表層からかなり深部まで高抵抗であると推定される。これに訂して、例えば新庄地域では、表層1km程は低比抵抗の堆積層で覆われ、その下に高抵抗層が存在するが、およそ30kmの深さから、比抵抗が再び減少すると考えられる。



第1図 観測点分布



第2図 1981年7月25日の地磁気脈動

自己浮上球型海底磁力計

瀬川 爾朗 行武 毅
東大海洋研 東大地震研

(ポスターセッション) 現在までに製作した5台の海底磁力計のうち小型球型の3台の磁力計を紹介する。この磁力計はOBM-S₁, OBM-S₂ およびOBM-S₃型と命名されている。S₁とS₂は同型、S₃が最も新しい型である。球型海底磁力計の共通する性質を列記すれば、

- 1) 容器は直径17"の耐圧ガラス球である。
- 2) 互に直交する3成分のリングコアセンサーを使用。
- 3) フリージンバルにセンサーをマウントすることにより鉛直性を保ち、方位は水平成分から計算で求めらる。
- 4) アルミケースの電地をつかい、電地の磁気も少なくする。
- 5) デジタルカセットテープに、時刻、X、Y、Z成分を記録する。
- 6) 電源はON-OFF制御をほどとし、10秒内だけ通電をする。測定間隔は1分を最小単位とし、その整数倍の範囲を任意に選択できる。
- 7) 測定可能時間はいくつかある。
- 8) 装置の回収は時限方式による自己浮上による(2行を)。浮上設定時間は1~9999時間まで。
- 9) 磁力計を軽じせガラス容器は6700ccで水圧に耐えられ、25kgの純浮力をもっている。磁力計は17~20kgであるので、ガラス球と磁力計の組むは約5~7kgの浮力をもつ。磁力計調整時には、ガラス球をアルミの架台にのせ、鉛のおもりで液面に静止させる。鉛は1φのステンレスワイヤーで吊るれであり、一定の期間後、このワイヤーは電流によって切断される。
- 10) 磁力計には回収用付属装置として、水晶時計、27MHz、100mW送信機、フラッシュメモリー、スイッチなどがつけられる。

球型の磁力計は、現在のところ、世界最小の海底磁力計でありよると思われ。製作の過程で生じたいくつかの問題点をあげると、

- 1) 3成分センサー相互の干渉、
- 2) カセットテープ駆動部の磁気的ノイズ、
- 3) 効率的な記録方式の問題、

であった。OBM-S₃では、この点を大に改良し、きわめてすぐれた性能をもつようになつた。

MUレーダーを用いた新しい中層大気観測法

佐藤 亨・深尾昌一郎・加藤 進
(京大工) (京大超高層)

これまでの大型レーダーによる中層大気観測は1~3方向の固定アンテナビームを用いたものが大部分であった。この方法は風速ベクトルを推定する最も簡便な方法であるが、推定に冗長度を持たないため観測誤差の影響を受けやすい事や、異なる方向の観測値を合成してベクトル場を推定するため風速場の空間変動により誤差を生ずる事等の問題点が指摘されて来た。これらの問題点を解決するため、近年VAD (Velocity-Azimuth Display) 法¹⁾やSAD (Spaced Antenna Drift) 法²⁾を中層大気観測に導入する事が試みられるようになった。

現在建設中の京都大学MU (Middle and Upper atmosphere) レーダーは、475本のアンテナ素子の各々に固体送信機を取り付けたアクティブフェーズドアレイ方式を用いている。このため従来の大電力送信管を用いた集中方式の大型レーダーでは困難であった高速度ビーム走査やアンテナの自由な分割が可能となった。MUレーダーの持つこの自由度はこれらの新しい観測法を、観測時間やシステム感度を犠牲にせず利用する事を可能にした。本報告ではこれらの方法をMUレーダーに適用するためのビーム走査法やアンテナ分割法を検討し、その特徴や問題点について議論する。

VAD法は、アンテナビーム天頂角を固定して方位角を順次変えて観測を行ない、視線方向速度を方位角に対して表示するものである。この場合鉛直風はDC成分、一様な水平風は正弦波となり、その風向は正弦波の位相から決定される。推定すべき物理量は風速の3成分であるので、観測点数を十分多く選べば個々の観測方向における値の統計的ゆらぎによる推定値の誤差を減少させる事ができる。MUレーダーでは受信終了後次のパルスの送信までの短時間にビーム走査ができるため、観測時間を全く無駄にせず任意の多方向を観測する事が可能である。しかし、この方法においては観測領域内の風速場の一様性を仮定するため、空間波長の短い重力波等が存在すると推定値に誤差を生ずる。特にその波長が観測領域の直径の2倍程度の場合に影響が著しく、波動の鉛直成分が水平成分の推定値に混入する。この問題を除くには観測天頂角を小さくすればよいが、その場合水平風の射影成分が小さくなり推定誤差が増大する。報告ではこの問題と計算機シミュレーションを用いて検討し、最適な天頂角の選定等について議論する。

SAD法は電波を鉛直方向に送信し、3組の互いに近接したアンテナで受信を行なって各受信信号間の相互相関より水平風を推定する方法である。鉛直風は各受信信号のドップラー偏移から直接推定される。この方法では単一の送信ビームを天頂に向けて観測から風速の3成分が推定できるため、風速の空間変動の影響を受けない。しかし従来は、送信アンテナと別に3組の受信アンテナを必要としたため、各アンテナの大きさ、従ってシステム感度が制限された。MUレーダーでは送信時には全アンテナ素子を用い、受信時には同じアンテナを3分割して3組の受信機に接続する事が可能であり、システム感度を損なう事はない。報告では散乱波の受信アンテナ面における座間相間距離等について理論的に考察し、最適なアンテナ分割法を議論する。またこの方法と従来のビーム走査法との得失を比較・検討する。

参考文献

- 1) 例えは R.K. Crane, Radio Sci., 15, 383-394, 1980.
- 2) 例えは J. Röttger and R.A. Vincent, Geophys. Res. Lett., 5, 917-920, 1978.

Long Period wave observation by the Kyoto Meteor Radar
with Dual Direction (N/E) Antenna System

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

The Kyoto Meteor Radar has been operated for four years using the northward pointing TX and three RX antennas which constitute the Phase Sequenced Interferometer (PSI). In this observation set-up, most of echoes come from -30° to 30° of the north. This azimuthal distribution of echoes corresponds to the beam width of TX and RX antennas which are 5 ele. Yagis. Observed radial wind velocities are contributed mainly by the meridional wind component and partially by the zonal one. We can of course estimate both of the meridional and the zonal wind components using spatially biased radial wind data, in which meridional wind is better estimated with small variance while the zonal one is less significant with large variance. Therefore we have confined ourselves mostly to the meridional component.

In order to investigate the longer period (≥ 1 day) wind field, it is urged to know the relationship between the meridional and the zonal wind components with equal significance. The three-RX-antenna system directed to the east was newly built last summer and dual directional observation has been carried out since last October. During 3-18 March in 1982, a continuous run was performed. Antenna direction was switched every 8 hrs alternately between the north and the east, and now both meridional and zonal wind components can be obtained with equal accuracy.

At the poster session, newly analyzed data and summaries of long-period wind components will be exhibited.

“冬季異常”におけるPlanetary scale wavesの役割

村岡良和 (兵庫医大・物理)

1. 序

“冬季異常”においてみられる高度80km付近の電離層D-領域での電子密度増大が、最近の一連の *in situ* な測定によって①分子イオンが主要である領域での $[NO^+]$ の増加、そして②水化イオンが主要になる遷移高度の低下に密接に関連していることが明らかになってきた。D-領域でのイオン化学反応過程の考察によって、これらの有力な原因として、①中性風の輸送による $[NO]$ の実質的な増加、そして②中性大気の上昇による有効再結合係数の低下が挙げられている (Chakrabarty et al., 1978; Arnold et al., 1980)。これから、中性大気のカオスによって記述される物理量が冬季異常に重要な役割を果たしていることに疑う余地はないと思われる。ここでは日本付近で観測された冬季異常の特性について考察すると共に、planetary scale wavesに伴われる励起された物理量との関連について議論する。

2. データ解析

冬季異常の解析に以下のデータが用いられた。

A. Δf_{min}

日本国内で南北に約ちおきに配置されている5ヶ所の観測点(図1)での各地方時正午前後の f_{min} の平均をとり、冬期間(10~3月)における中央値との差を Δf_{min} とした。この値が昼間の電離層での無偏倚吸収の目安になると考えられる。

B. $\Delta h'_{min}$

VLF伝播(NLK, 18.6kHz - HCM)の日出時において振幅が極小になる時刻の変化から適当な電離層モデルを用いて夜間反射高度の変化 $\Delta h'_{min}$ が求められた。

3. 結果

① 図2にみられるように昼間の吸収の増加と夜間の反射高度の低下はよく対応し、冬に顕著である。このことは冬季異常での電子密度の増大が昼間だけでなく夜間にも継続して存在していることを示す。

② 成層圏突然昇温を誘起することもある成層圏での $WN=1$ のフラネタリー波の振幅の増大が冬季異常の範囲や継続期間を規制しているようである。

③ Nimbus 6号に搭載されたPMRによる上部中間圏の温度場には、明らかに成層圏から伝播してきた $WN=1$ のフラネタリー波による励起がみられる。冬季異常が観測された地域はこの温度の上昇域と一致する。これは冬季異常の原因の一つがフラネタリー波の上オ伝播による上部中間圏での局所的な温度上昇であることを示す有力な証拠であると思われる。



図1

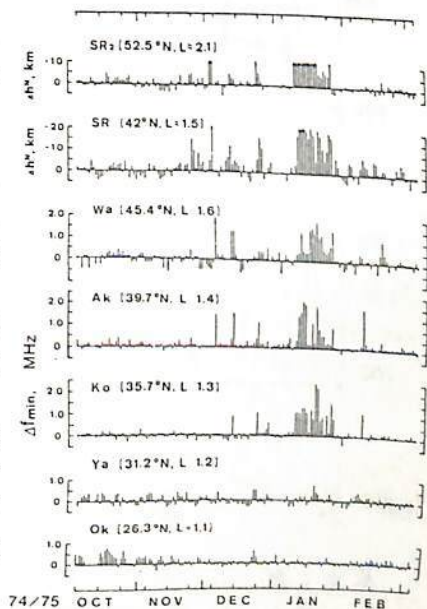


図2

熱圏重力波のダクト機構(続)

前田佐和子 ・ 中山泰雄
 京大・計算機科学研究所 京大理

熱圏高度における大気重力波の波動方程式に対する固有値解析

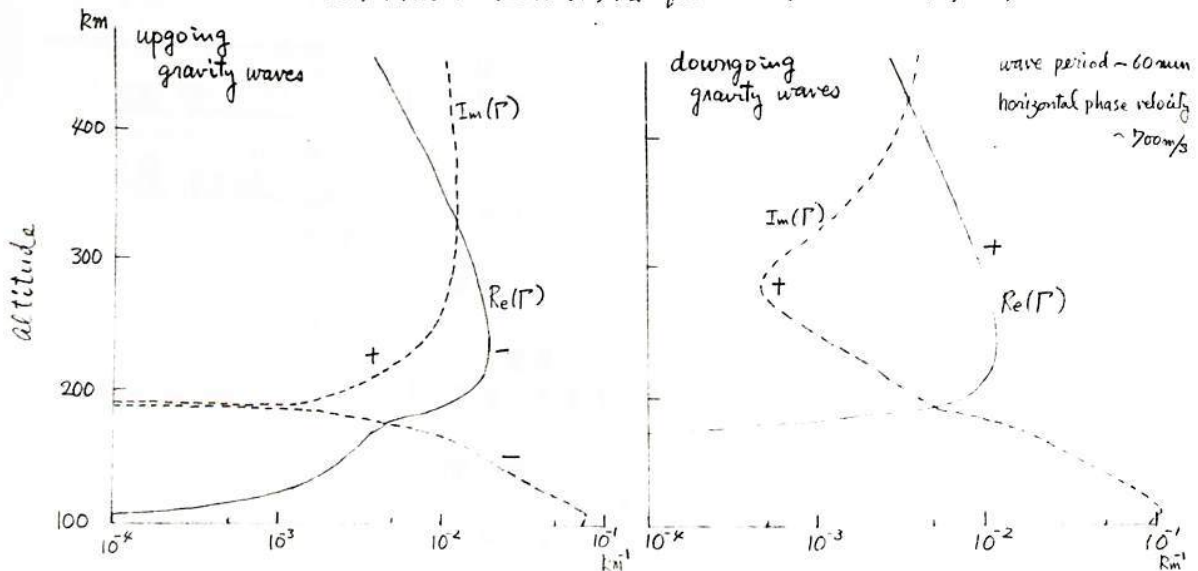
前回の学会講演でその概要を報告したが、解析の結果がまとまったのでそれについて報告する。大気重力波の伝播に対して熱圏上部の粘性や熱伝導による散逸の効果が大きく働く。我々は、この粘性や熱伝導による波の部分反射が熱圏重力波のダクト伝播に重要な役割を果たしている事を主張してきた^{①②}。今回の粘性・熱伝導および大気パラメータの高度微分をふくむ大気モデルを使った解析の結果から、大規模な内部重力波に関しては熱圏にダクトが形成される事が明らかになった。

散逸大気中に伝播する重力波の波動方程式に対する固有値は、大気のパラメータを係数とする6次代数方程式の解で与えられる^③。この6つの複素固有値は、それぞれ重力波、粘性波、熱伝導波の上向きと下向きに伝播するモードに対応する。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特性が調べられる。固有値 γ を

$$\gamma = i\Gamma + \frac{1}{2H}$$

(Hはスケールハイト)

で変換すると、右辺の2項は大気密度の高度変化に伴う波の振幅の変化をあらわす。Re(Γ)は、いわゆる特性波の垂直波長、Im(Γ)は、波のエネルギー散逸の割合を示す量である。Re(Γ) < Im(Γ)の領域では、媒質は波に対して *evanescent* であり、Im(Γ) < Re(Γ)の場合には、*propagative* である。下図は重力波の固有値高度分布の一例である。波の伝播方向は、群速度の向きで決定した。高度200km~350kmの領域では、波は伝播性のモードであるが、その上下の領域では、媒質は *evanescent* になっている。即ち、熱圏は、この重力波に対してダクト構造をとる事が分かる。これは、大規模TIDに相当する重力波に対して共通にみられる性質である。以上の結果を、定量的に評価するために、今後 *full wave* 法による解析が必要である。



参考文献

- ① 前田 Magnetospheric Dynamics, Proceedings of 1980 ISAS Symposium on Magneto-Ionosphere
- ② 前田 日本地球電磁気学会第70回講演会報告集

Coupling coefficients between gravity waves and dissipative waves

中山泰雄・前田佐和子
京大理 京産大・計算機科学研究所

非一様大気における重力波の伝播特性は Volland (1969 a, b) によって解析され、熱圏高度の重力波は、粘性波、熱伝導波と殆んど couple しないという結果が出された。この結果はそれ以前の重力波解析において、WKB 法、ないし ray theory を採用することによって一定の根拠を与えるものと考えられてきた。Volland の結果は主として medium-scale TIDs に相当する程度の重力波に適用しうるものであり、また、彼の full wave 法 (1969 b) で使われた multilayer model は物理的矛盾を含むものであることが Hines (1973) によって指摘された。従って、大規模な大気重力波を取り扱うに際しては、大気の大規模な非一様性などの程度の mode-coupling を及ぼしうるのかを定量的に評価しなくては必要であると考えられる。

基礎方程式

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{S} \\ \frac{d}{dt} (\rho \theta^{-1}) = (\gamma - 1)^{-1} (\nabla \cdot \mathbf{S} + \nabla \cdot \mathbf{v}) \end{cases}$$

ρ : 密度, p : 圧力, γ : 比熱比, \mathbf{v} : 速度ベクトル (u, v, w),
 \mathbf{S} : viscous stress tensor, $\mathbf{S} = \lambda \nabla \mathbf{T}$,
 λ : 熱伝導係数, T : 温度

(1) 式を線型化し、各諸量が z に $\exp(i\omega t - ik_2 z)$ で変化すると仮定すると、(1) 式は独立変数 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。これをマトリックス形式で表わすと

$$\frac{d\vec{\xi}}{dz} = -\mathbf{T} \vec{\xi} \quad (2) \quad \vec{\xi} = \begin{pmatrix} u \\ w \\ T \\ \psi \\ \omega \end{pmatrix}, \quad \psi = \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \phi = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \omega = \frac{\partial T}{\partial z}$$

$\vec{\xi} = \bar{\mathbf{S}} \vec{\eta}$ で (2) 式を変換すると

$$\frac{d\vec{\eta}}{dz} = -\mathbf{T} \bar{\mathbf{S}}^{-1} \vec{\eta} - \bar{\mathbf{S}}^{-1} \frac{d\bar{\mathbf{S}}}{dz} \vec{\eta} \quad (3)$$

$\bar{\mathbf{S}}$ を \mathbf{T} の主軸変換マトリックスとして選ぶと、(3) 式右辺の第 2 項の $\bar{\mathbf{S}}^{-1} \frac{d\bar{\mathbf{S}}}{dz} \vec{\eta}$ は非一様媒質によって生じる mode-coupling 効果を表わすと考えられる。Coupling 係数は Inoue and Horowitz (1966) による方法を用いて計算した。今回は主として重力波と粘性波との mode-coupling を議論する予定である。

参考文献

- Volland 1969 J.A.T.P., 31, 491.
 Volland 1969 J.G.R., 74, 1986.
 Hines 1973 J.G.R., 78, 265.
 Inoue and Horowitz 1966 Radio Sci. 1, 427.

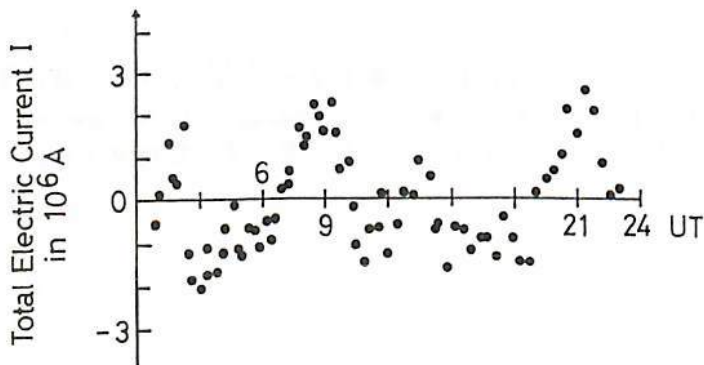
MAGSAT 衛星データによる磁気圏電流 の算出 (3)

鈴木 亮, 亀井 豊永, 熊本 毅
(佐賀大教養) (京大 理)

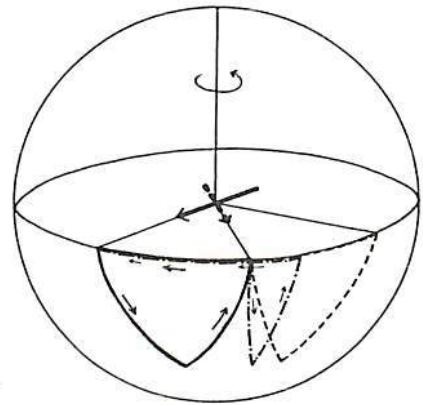
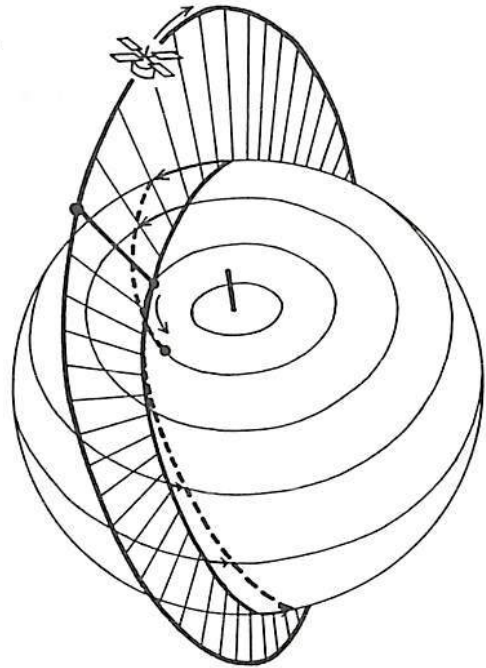
前回までと同様に、アンペールの定理、つまり磁場の積分路に沿う接線成分を一周積分すると、その囲む電流総量の 4π 倍に等しい (emu) というのをを用いて、MAGSAT 軌道を横切る電流の強さとその変動を出すことが目的である。

この方法で目下最大の問題とな、ているのは主磁場の一周積分がゼロになるかどうかである。右図では衛星の軌道と地球との関係を模式的に描いてある。衛星軌道はほぼ固定されているが、それを横切、て地球は回転している。軌道を[△]回転している地球表面上に投影してやると、一周の閉積分路が閉じた瞬間地球上では点線で示した積分路ができたことになる。点線の交点から交点までの積分がゼロになるかどうかの問題である。これを右下図のような特殊な場合に置かえて考えてみてはどうかと考えている。図では衛星は空間に固定されて三角形を描いて回り、地球はその下を回転しているものとする。

現在まで静穏日 3 日間の解析がすすんでいる。衛星と同じ軌道に沿っての参照磁場の積分を規準値とすると、電流の UT 変化は下図に示しのごとくになる。衛星は一周するのにほぼ 94 分を要するが、その中間の時刻を横軸にとっている。擾乱日についても同じ方法での解析がすすんでいるので、講演の際、結果を報告したい。



Total electric current in space below the MAGSAT level. Results obtained from the data on Nov. 5, 6 and 22, 1979 are shown together.



右図→

○印積分点

地球が回転するの
で接線方向がずれる
効果



ISS-bによる電離圏全電子数世界分布特性

宮崎 茂, 巖本 巖, 森 弘隆, 佐川 永一, 水津 武 (電波研)

電離圏において底面積1 m²の垂直円柱を考えて、その中に含まれる電子の数を電離圏全電子数といふ人工衛星の電波リモートセンシングの分野では、電波伝播に関連して重要な因子の一つである。ISS-bのfoF2及び質量分析器の観測データを用い、飛行している「アトラス」及び「データ集」の球面図表による展開式の係数を使用した。解析は各イオンの拡散平衡分布式とα-Chapman分布式の結合近似の方法を用いた。Angerami & Thomasの外気圏の底を500 kmとして、それより上では各イオンは拡散平衡分布しているとして次式を導いた。

$$n_0(z) = \frac{C_0 n_{ob} \exp(-\frac{z}{H_0})}{\sqrt{\frac{C_{ob} \exp(-\frac{z}{H_0})}{n_{ob}} + \frac{C_{He} \exp(-\frac{z}{H_{He}})}{n_{He}} + \frac{C_{H^+} \exp(-\frac{z}{H_{H^+}})}{n_{H^+}}}}$$

$$n_{He}(z) = \frac{C_{He} n_{He} \exp(-\frac{z}{H_{He}})}{\sqrt{\frac{C_{ob} \exp(-\frac{z}{H_0})}{n_{ob}} + \frac{C_{He} \exp(-\frac{z}{H_{He}})}{n_{He}} + \frac{C_{H^+} \exp(-\frac{z}{H_{H^+}})}{n_{H^+}}}}$$

$$n_{H^+}(z) = \frac{C_{H^+} n_{H^+} \exp(-\frac{z}{H_{H^+}})}{\sqrt{\frac{C_{ob} \exp(-\frac{z}{H_0})}{n_{ob}} + \frac{C_{He} \exp(-\frac{z}{H_{He}})}{n_{He}} + \frac{C_{H^+} \exp(-\frac{z}{H_{H^+}})}{n_{H^+}}}}$$

但し、簡単のためT_e/T_e=1とした。ここでn_{ob}, n_{He}, n_{H⁺}, n_{ob}は500 kmにおける底のO⁺, He⁺, H⁺及び電子密度, H₀, H_{He}, H_{H⁺}は各イオンのscale heightを示す。次に500 km以下の領域ではα-Chapmanの式を用いる。即ち

$$n_e(z) = n_{max} \exp\{1 - (\frac{z}{Z_m})^2 - \exp(-\frac{z}{H})\} \dots (2)$$

但し、簡単のためsecXの項は1とする、また(1)は定数とす。n_{max}は最大電子密度、Z_mはその高度、Hはscale heightである。全電子数算出には100~500 kmでは(2)式を用い、500 km以上では(1)式を用いる。500 kmにおいて、両者のn_eが等しくなるように接続する。この場合Z_m=300 kmと仮定し、衛星の高度を100 kmとして、その時のO⁺, He⁺, H⁺の密度とfoF2のn_{max}と与えて(1), (2)式の中のパラメータを求め、数値積分を行う。

Fig. 2は1978.8.11~1978.12.12, 0hUTの電離圏全電子数の世界分布図である。イオン温度は1000 Kとした。全電子数の範囲は4x10¹⁶~6x10¹⁷ el/m²である。foF2の分布と同様赤道異常が存在する。次に全電子数の地球電離圏全体の総和、即ちGlobal Electron Contentについて考える。Fig. 3は1978.10.22~1979.2.22のGECのUT変化を示す。同図には磁気赤道を境にした南北両半球のGECも示してある。また最下段の点は全電子数のGlobal Mean Valueの変化を示す。GECの値の範囲は(2.0~2.4)x10³² el. であり、変化幅は約20%である。Global Mean Valueも同様のUT変化を示す。

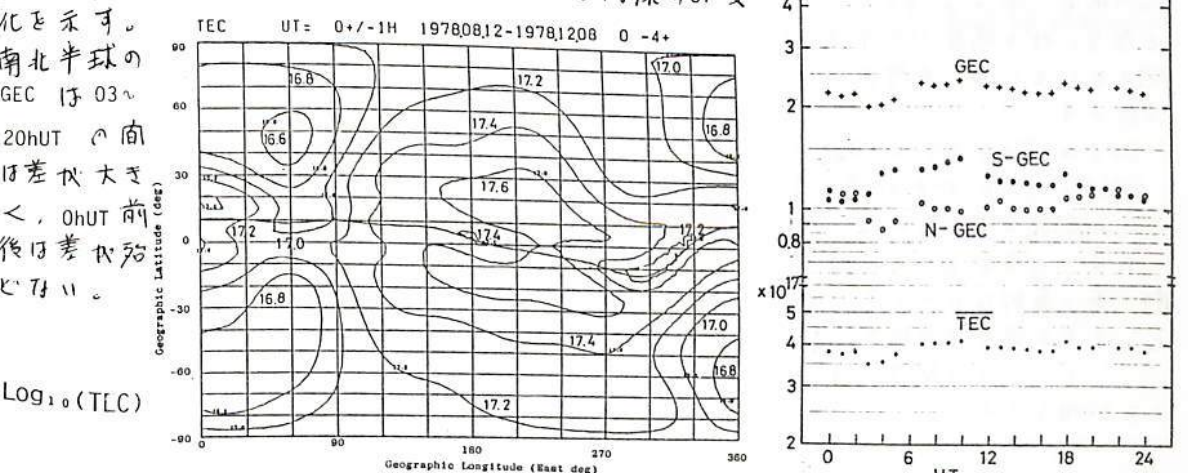


Fig. 2. Ionospheric total electron content contour map by Diffusive eq. & Alpha-Chapman's eq.

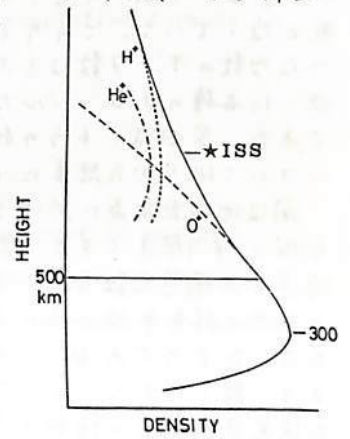


Fig. 1. Ionospheric profile.

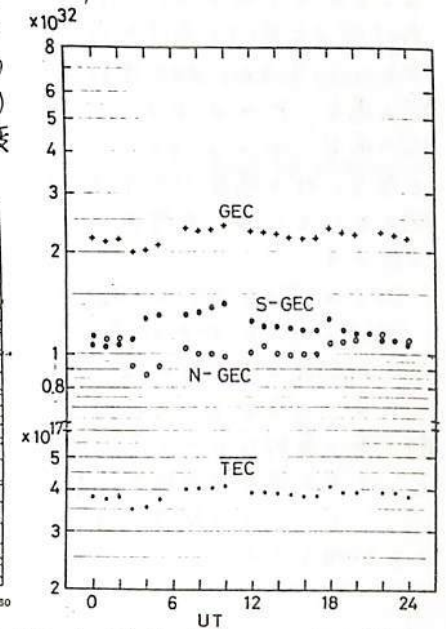


Fig. 3. Total electron content UT characteristics. Oct. 22, 1978-Feb. 22, 1979.

電離層観測衛星 (ISS-b) により測定された軽いイオンの密度の太陽活動度依存性

巖本 巖 佐川 永一 水津武
郵政省電波研究所

電離層観測衛星 (ISS-b) 搭載の質量分析計 (PIC) によるイオン組成の観測は、1978年4月から始められ、1981年7月までの約3年半の期間にはほぼ連続して行なわれた。ただし夏季 (6~7月) には全日照と衛星の姿勢の条件が悪いことが重なりデータの数が他の期間より少なくなっている。1981年7月以後は衛星の電力の低下のために、イオン組成の観測は行なわれていない。取得された生データは軌道、姿勢データ等を付加して "エクスペリメンターテープ" に編集、保存されている。又このテープと用いてイオン密度に変換する基本的な処理も完了し、全てのデータはUT時刻に従って "ソートイン" され、サマリーファイルとして磁気ディスクに収められ利用に供することが可能となっている。このサマリーファイルに収められた観測点は17万点に達する。このような多数のデータ数はイオン組成のデータとしてはこれまで例が少なくないもので、これを使った各種のグローバルなマップを作成できたことはいろいろな機会に発表してきた通りである。今回はこのうち新たに取得されたデータを含めて、イオン密度の太陽活動度依存性について調べた結果について報告する。

図は地磁気赤道に於ける H^+ 及び He^+ の平均密度 (4か月移動平均) と太陽黒点数 (同じように4か月の移動平均している) とを示したものである。この図により、軽いイオン、 H^+ 、 He^+ は太陽黒点数と負の相関関係にあることが見て取れる。 $\log[H^+]$ 、 $\log[He^+]$ と R_z とを直線回帰でフィットすると、相関係数は H^+ の場合 $r = 0.82$ 、 He^+ の場合 $r = 0.60$ となり、 H^+ の場合かなり強い相関をもっている。直線回帰の係数は

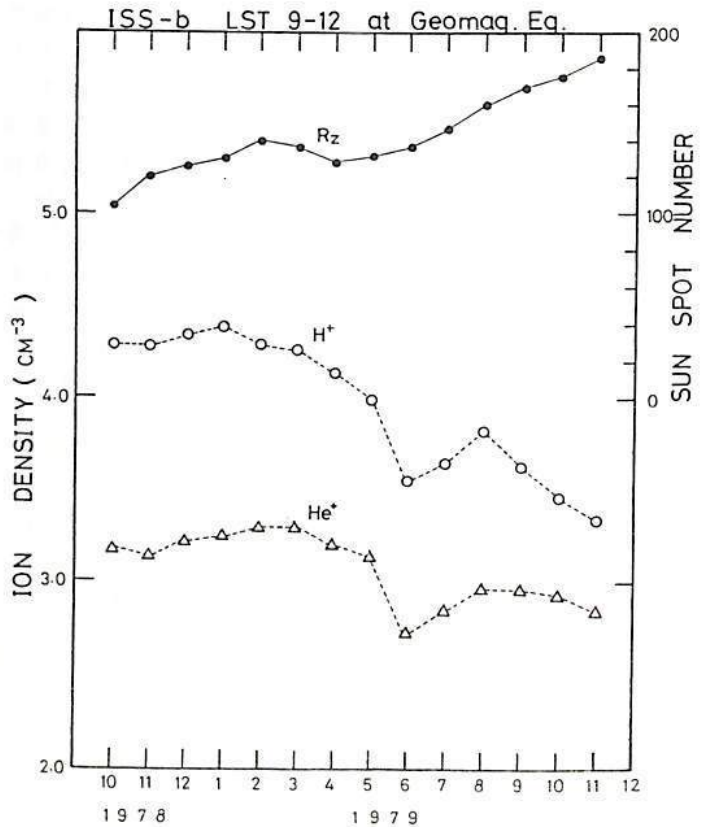
$$[H^+] \propto \text{Exp}(-0.03 R_z)$$

$$[He^+] \propto \text{Exp}(-0.011 R_z)$$

の比例関係が求められる。

イオンの分布として拡散平衡が第一義的なものと考えると、イオン温度は太陽黒点数

とほぼ正の関数にあることが推定される。



Variation of H^+ , He^+ and R_z with 4-month Moving Average

PB-13 Electron Temperature in the Earth's Magnetosphere observed by the EXOS-B
Asymmetric Double Probe

M. EJIRI and H. SAKURAI
National Institute of Polar Research

IEF onboard the EXOS-B satellite has an observational mode of the Langmuir probe. Since a surface area of the reference electrode is not sufficiently large (area ratio of reference and probe is 1: 0.15), the current-voltage curve shows asymmetric double probe characteristics. This experiment is a first attempt to measure electron density and temperature in the rarefied magnetospheric plasma by using the Langmuir probe whose electrode surface is about 2700 cm². Though photoelectron effects in the satellite observation affect the probe currents, which result in a spin modulation of the amplitude, the following simplified formula is used to deduce electron density and temperature.

$$I_p = A_1 J_{e0} K \frac{1 - \exp\left(\frac{qVd}{\kappa T_e}\right)}{1 + \frac{A_1}{A_2} \exp\left(\frac{qVd}{\kappa T_e}\right)}$$

where I_p is a collecting electron current, J_{e0} the electron saturation current density, $K = 0.034$, Vd the potential difference between a probe and a reference, T_e an electron temperature, q an electron charge, κ the Boltzman constant. A_1 and A_2 the surface area of a probe and a reference.

One example of probe current characteristics is illustrated in Fig. 1 which is obtained at 4:40:40 UT, December 19, 1981, the satellite position being $L \sim 2.1$, 12:40 MLT.

An electron density, for example, is about $4 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ and an electron temperature is about 8800 K.

Electron density and temperature profiles in the magnetosphere will be presented.

4 40 40

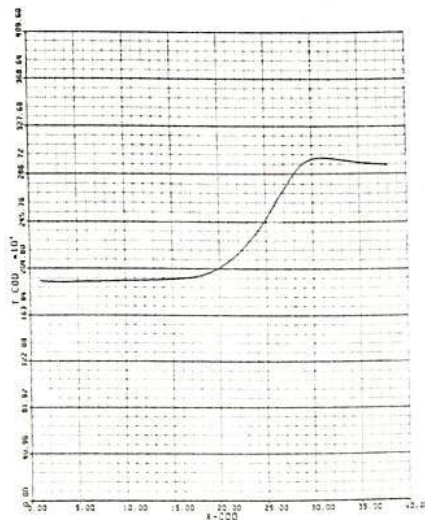


Figure 1.

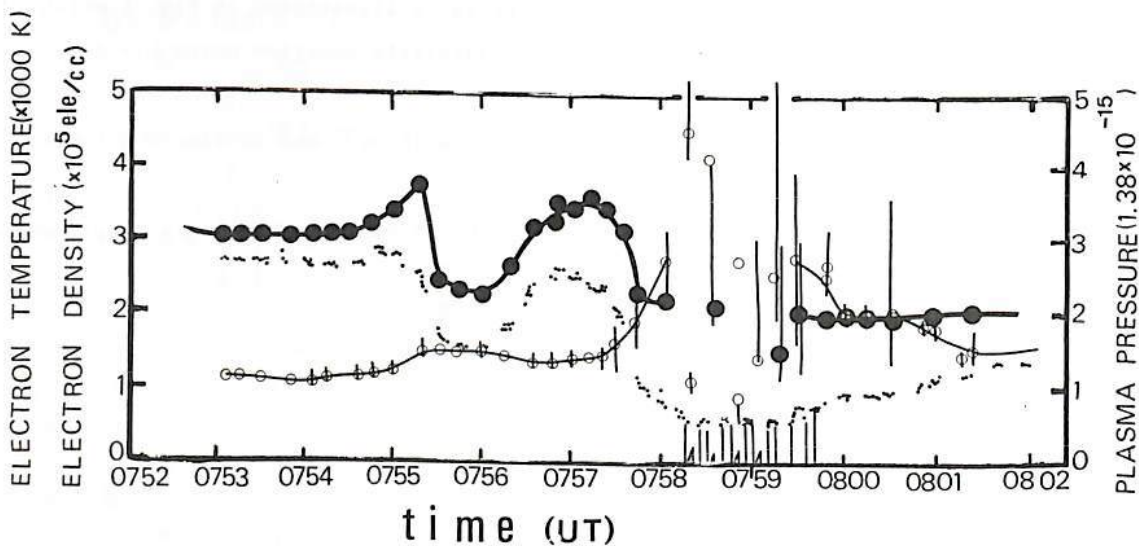
プラズマバブルの中の電子温度

渡部重十, **高橋忠利, ** 小山孝一郎, * 大家寛, ** 平尾邦雄
 * 宇宙科学研究所, ** 東北大学理学部

1982年2月に打上げられたホ7号科学衛星「ひのと」に搭載されたImpedance probe および電子温度プローブによってプラズマバブル中の電子密度(N_e), 温度(T_e)が同時に測られた。図1は、1981年3月4日に観測されたRev. 481, 482および483のうちのRev. 481に捉えられたプラズマバブル内外の N_e , T_e である。UT 0755^m から UT 0757^m (UT) にわたって N_e の低い所が見出され、その後ひき続いて N_e の減少が見られる。最初のバブルでは明らかに T_e の上昇が見られ、2番目のバブルでも電子密度のバブル内のirregularitiesにより、データのバラツキが大きい T_e が上昇しているのが見える。得られた N_e , T_e からプラズマプレッシャ $P = n_e k T_e$ を計算するとバブルの端で周りより P が高くなっており、バブルの中では周りよりプラズマプレッシャが低い。Rev. 482でも同じことが言える。この興味ある事実はバブルを支える何らかの機構が働いていることを意味している。

ホ3号科学衛星「たいよう」では高度260 km付近において出来たと思われるバブルの内外での電子温度を測定したが、このときはバブルをedgeで電子温度が上り、バブルの中では、むしろ夜間の電子温度に等しいか、 $P = n_e k T_e$ を取ると、やはり「ひのと」の結果と同じようにバブルのedgeで T_e は高く、バブルの中では周りより低いということ、やはり何らかのバブルの維持機構が働いている、ということになる。

図1



○ EPは T_e
 ... EPは N_e
 ● EPは $P = n_e k T_e$

PB-15 Equatorial VLF noises observed by ARIEL satellites
M.Hayakawa^{*}, A.R.L.Tatnall^{**} and K.Bullough^{***}

^{*} Research Institute of Atmospheric Physics, Nagoya University, Toyokawa

^{**} Department of Physics, University of York, England

^{***} Department of Physics, University of Sheffield, England

Abstract -- Ariel 3 and 4 satellite VLF data are used to investigate the characteristics and generation (propagation) mechanism of equatorial VLF emissions. Equatorial emissions are defined as VLF noises whose mean (running mean during 30 sec) intensity exceeds 40 dB above $4.8 \times 10^{-19} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ in the magnetic latitude range less than 30° . They are found to be localized in longitude to the centres of thunderstorm occurrence and they show a similar seasonal dependence to that of thunderstorms. Also the character of the emissions is impulsive and the observed mean/minimum and peak/mean ratios are consequently high. Hence the equatorial VLF emissions as observed by Ariel satellites have been found to be well explained by assuming thunderstorm generation. Many of the characteristics can be attributed to D region absorption and propagation in the ionosphere and lower magnetosphere. Horizontal latitudinal gradients and/or equatorial anomaly of the ionosphere are found to enhance the probability of observing emissions, based on ray tracing calculations.