

第73回講演会

講演予稿集

昭和58年4月25日(月)~27日(水)

於 東京・電気通信大学

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第73回総会・講演会プログラム

日 時 昭和58年 4月25日(月)～27日(水)

場 所 電気通信大学 B棟大教室及び講堂

東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1

TEL 0424-83-2161(代)

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
4月25日	I		木星磁気圏・木星電波				サブストーム・電離層電流	オーロラ帯・光・粒子・波動				評議員会
	II		磁気圏構造・プラズマ				実験・開発・計画	惑星間空間・太陽風				
	III		古地磁気				古地磁気	同位体・年代・隕石				
4月26日	I	ポスターセッション	ホイッスラー・電波伝搬				特別講演		総会			懇親会
	II		大気波動・HF・ドップラー									
	III		太陽・宇宙線									
4月27日	I	電離層力学・電離層プラズマ				電離層・中間圏・大気光						
	II	磁気圏波動理論・計算機シミュレーション				磁気圏波動観測		成層圏・対流圏				
	III	電気伝導度				テクトノマグネティズム		岩石磁気				

* 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, オーバー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, 裏表紙内側を御覧下さい。

木星磁気圏・木星電波 (09:30-10:42)

座長 橋本弘蔵(京大工)

I-1 菅沼 敦, 富沢一郎, 芳野起夫(電通大)木星デカメートル波の強度変動の起源
—木星起源とIPS起源—

I-2 西田篤弘(宇宙研)

木星磁気圏の構造

I-3 今井一雅, 里見尚志(高知高専)

木星デカメートル波の実時間多地点観測システムの開発

I-4 今井一雅, 里見尚志(高知高専)木星デカメートル波強度変動の多地点データによる
シンチレーション現象の解析I-5 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 徳丸宗利,
永井智広(東北大理)太陽活動と木星電波放射
—長周期変動を中心に,I-6 大家 寛, 森岡 昭, 徳丸宗利(東北大理)75km基線干渉計システムによる
木星デカメートル電波の観測(I)

木星磁気圏・木星電波 (10:54-11:54)

座長 今井一雅(高知高専)

I-7 渡辺 堯, 荻野龍樹, 鎌田哲夫, 神藤英彦,
徳田 進, 太田幸一(名大空電研)木星電波観測用大型広帯域アレイ: 4素子アレイの
試作I-8 橋本弘蔵(京大工)
M. L. Goldstein (NASA/GSFC)

木星電波の三次元 Ray Tracing

I-9 橋本弘蔵(京大工)
M. L. Goldstein (NASA/GSFC)

木星電波のイオ位相の非対称性

I-10 前田耕一郎(兵庫医大)

木星デカメートル波(Io-B Source)のビーミング

I-11 中川義次, 林忠四郎(京大理)

小惑星の運動に対する木星重力の共鳴擾動

磁気圏構造・プラズマ (09:30-10:42)

座長 寺沢敏夫(宇宙研)

- II-1 鈴木 亮 (佐賀大教養), 福島 直 (東大理)
- II-2 柳澤正久 (宇宙研), 福島 直 (東大理)
- II-3 國分 征 (東大理)
- II-4 桑島正幸, 角村 悟, 河村 謙 (地磁気観), 福西 浩 (極地研)
- II-5 角村 悟, 桑島正幸, 河村 謙 (地磁気観)
- II-6 三浦 彰 (東大理)

MAGSAT衛星データによる field-aligned current の検出

Field Aligned Current による磁気圏磁場の朝夕非対称

磁気圏におけるSSCの特性

静止衛星軌道におけるSSCに伴う磁場変動

静止衛星軌道におけるSSCに伴う粒子変動

Kelvin-Helmholtz不安定による太陽風-磁気圏磁気粘性相互作用

磁気圏構造・プラズマ (10:54-12:06)

座長 三浦 彰(東大理)

- II-7 星野真弘, 西田篤弘 (宇宙研)
- II-8 寺沢敏夫 (宇宙研)
- II-9 井上雄二 (京産大理)
- II-10 玉尾 孜, 山本 隆 (東大理)
- II-11 山本 隆, 玉尾 孜 (東大理)
- II-12 小原隆博, 大家 寛 (東北大理)

昼間側の磁気圏境界面の磁力線再結合

テアリング・モードに対するホール電流の効果

磁気圏の大局的力学の計算機実験非定常波動過程

三次元空間構造を有する波動電磁場内の粒子運動: エネルギー積分

Bounce-Drift共鳴による高エネルギー粒子群の位相集束

じきけん (Exos-B) SPWにより観測されたプラズマ圏電子密度不規則構造

古地磁気 (09:30-10:54)

- Ⅲ-1 乙藤洋一郎 (京大理), 松田高明 (姫路工
大一般教育)
- Ⅲ-2 林田 明, 伊東佳彦 (京大理)
- Ⅲ-3 鳥居雅之 (京大理)
- Ⅲ-4 高橋 亨, 広岡公夫, 酒井英男 (富山大理)
中島正志 (福井大教育)
- Ⅲ-5 上嶋正人, 山崎俊嗣 (地調)
- Ⅲ-6 村田史之 (神戸大自然科学), 兵頭政幸,
安川克己 (神戸大理)
- Ⅲ-7 木川栄一, 木下 隆 (千葉大理)

座長 中島正志 (福井大教育)

- 西南日本弧の時計回り運動の回転角度
—山陰地方の火山岩類の古地磁気—
- 西南日本弧の時計回り運動の開始時期
—三重県一志層群の古地磁気—
- 西南日本弧の時計回り回転運動の終了時期
—香川県土庄層群, 小豆島層群の古地磁気
- 古地磁気による伊豆半島北上の検証
- 霞ガ浦ピストンコアの残留磁気 (その1)
- 播磨灘堆積物の磁氣的性質
- 西伊豆地域の第四紀火山岩の古地磁気 (予報)

古地磁気 (11:06-12:30)

- Ⅲ-8 鳥居雅之 (京大理), 岳楽 平 (西北大),
林田 明 (京大理), 前中一晃 (花園大),
横山卓雄 (同志社大), 苗建宇, 王永炎
(西北大), 笹嶋貞雄 (京大理)
- Ⅲ-9 笹嶋貞雄 (京大理), 王永炎 (西北大),
鳥居雅之 (京大理), 岳楽平 (西北大)
- Ⅲ-10 中島正志, 三浦 静 (福井大教育)
- Ⅲ-11 宗岡 浩 (海自小月基地), 堂面春雄 (山口
大教育)
- Ⅲ-12 小山真人 (東大霞研), 新妻信明 (静岡大理)
- Ⅲ-13 新妻信明 (静岡大理)
- Ⅲ-14 高橋真二, 湖城 孝, 西村博次, 兵頭政幸,
石沢俊樹, 長谷 寧, 片尾 浩, 井口博夫,
伊勢崎修弘, 安川克己 (神戸大理), 宮田
隆夫 (神戸大教養)

座長 上嶋正人 (地調)

- 中国黄土層 (洛川地域) の古地磁気層序
- 中国・黄土, 古土壌の磁化特性と古気候変化
- 福井県北部の浜地火山灰層中に見いだされた Blake
event
- 九州中西部・天草諸島の新生代岩の古地磁気 (1)
- 伊豆半島西部, 松崎周辺地域の古地磁気
- ジャワ島中部の中新世古地磁気層序
- フィジー, ビチレブ島の古地磁気

サブストーム・電離層電流(13:30-14:54)

座長 佐藤夏雄(極地研)

I-12 亀井豊永, 荒木 徹, 前田 垣, 家森俊彦
(京大理)

MAGSATで観測された高緯度電流系とAE

I-13 上出洋介(京産大理), J. D. クレイヴン,
L. A. フランク(Iowa大),
赤祖父俊一(Alaska大)

オーロラと三次元電流系

I-14 飯島 健(東大理)

IMFと3次元電流系

I-15 荒木 徹, 亀井豊永, 家森俊彦(京大理)

北向きIMF時の極域磁場分布

I-16 井上雄二, (京産大計算機研)

Wave Theory of the Expansion Phase of Mag-
netospheric Substorms (Transmission-Line
Model) III

I-17 桜井 亨, 友村 清(東海大工)

Dynamical development of substorm at sync-
hronous orbit

I-18 山下喜弘(気象研)

SSCに伴う静止衛星高度の高エネルギー粒子

オーロラ帯・光・粒子・波動(15:00-16:24)

座長 上出洋介(京産大理)

I-19 五十嵐喜良(電波研), 藤井良一(極地研),
倉谷康和, 小川忠彦, 大瀬正美(電波研),
平沢威男(極地研)

昭和基地50MHzドップラーレーダ実験概要

I-20 藤井良一(極地研), 五十嵐喜良(電波研),
忠鉢 繁(気象庁), 菊地雅寿(明星電気)

昭和基地におけるMAP観測(第23次隊速報)

I-21 櫛田 健, 上山 弘(東北大理)

降下電子に関する輸送方程式の低次discrete
ordinate解I-22 平島 洋, 村上浩之, 奥平清昭(立大理),
藤井正美, 西村 純, 山上隆正(宇宙研),
小玉正弘(山梨医科大), 江尻全機, 宮岡
宏, 小野高幸(極地研)

北極域におけるオーロラX線撮像観測

I-23 小口 高(東大理)

脈動性オーロラパッチの空間構造

I-24 鮎川 勝, 平沢威男(極地研)

Dayside Auroraの様相

—南極点基地(米)の全天カメラデータによる—

I-25 山本達人(東大理)

Pulsating Aurora 諸物理量のLT, 緯度, 地磁気活
動度依存性

実験・開発・計画 (13:30-15:42)

座長 宮武貞雄(電通大)

- II-13 MUレーダーグループ(代表 加藤 進)
(京大超高層) MUレーダーの近況
- II-14 MUレーダーグループ(京大超高層・工) MUレーダーシステムと標準観測モード
- II-15 佐藤 亨(京大超高層), 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(III)
—ドリフト法における諸問題—
- II-16 木村磐根, 深尾昌一郎(京大工), 若杉耕一郎, 三原 誠, 松尾 優(京工大工芸), 加藤 進(京大超高層) 成層圏下部・対流圏大気の高周波レーダ観測技術
- II-17 小川 徹, 齋崎 努, 北野正雄(京大超高層) 単一スペクトル線光ポンピング磁力計の精度II
- II-18 大林辰蔵(宇宙研) SEPAC/SL-1の科学研究課題
- II-19 木村磐根(京大工), 松本 紘(京大超高層), 賀谷信幸(神戸大工), 宮武貞夫(電通大), 大林辰蔵, 長支信人(宇宙研), 小谷 学(神戸大工), 鮎川一朗, 木村年成(京大超高層) S-520-6号機によるマイクロ波と電離層プラズマとの相互作用に関する実験(MINIX)
- II-20 早川 基, 鶴田浩一郎, 中村正人(宇宙研) 荷電粒子を使った電場測定(II)
—測定法の改良及び基礎実験—
- II-21 渡辺勇三(宇宙研) 電離層電子密度のロケット実験結果とデータ処理について
- II-22 有賀 規, 荒木賢一, 五十嵐隆(電波研), 今井文男, 山本康成, 坂上 肇(宇宙開発事業団) 人工衛星の光学追尾観測及び地上—衛星間レーザー光伝搬実験
- II-23 金田栄祐(東大理) オーロラ及び夜間大気光分光撮像用
単色撮像システムの開発

惑星間空間・太陽風 (15:50-17:50)

座長 前沢 洵(名大理)

- II-24 鷲見治一, 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(II)
- II-25 村山 喬(名大理) 太陽風とDst指数の間の結合関数
- II-26 袴田和幸(中部工大), 前沢 洵(名大理) Fast Walsh Transformによる惑星間磁場極性の周波数解析
- II-27 前沢 洵(名大理), 袴田和幸(中部工大) 外部太陽圏の太陽風Corotating Structure(II)

古地磁気 (13:30-15:18)

座長 鳥居雅之(京大理)

- Ⅲ-15 日置幸介, 浜野洋三(東大理), 河野 長
(東工大理), 宇井忠英(神戸大理)
- Ⅲ-16 日置幸介, 浜野洋三(東大理), 河野 長
(東工大理)
- Ⅲ-17 野村一成, 森川直昭(千葉大理), 浜野洋
三, 日置幸介(東大理), 木下 肇(千葉
大理), 河野 長(東工大理)
- Ⅲ-18 堂面春雄(山口大教育)
- Ⅲ-19 伊藤晴明, 時枝克安, 一ノ瀬 玲, 延本貞
明(島根大理)
- Ⅲ-20 当舎利行(東大理)
- Ⅲ-21 渋谷秀敏, 笹嶋貞雄(京大理)
- Ⅲ-22 堂面春雄(山口大教育)
- Ⅲ-23 浜野洋三(東大理)

中部アンデスの古地磁気Ⅲ
～中部ペルー, 第三紀 オクロス岩脈群～中部アンデスの古地磁気Ⅳ
～北部チリ, 白亜紀アリカ岩脈群～中部アンデスの古地磁気Ⅴ
～北部チリ, Cuya岩脈群～山口県下関及び島根県匹見両地区白亜紀岩の自然残
留磁化方位について

北九州白亜紀花崗岩類の古地磁気

北上地方・牡鹿層群の古地磁気 ～ジュラ紀～

赤色チャートの古地磁気
—三疊紀の磁場逆転間隔について—

山口県須佐高山地区変成岩の磁性

普通コンドライトWellman(H5)の自然残留磁化

同位体・年代・隕石 (15:30-17:18)

座長 浜野洋三(東大理)

- Ⅲ-24 永田 武, 船木 實(極地研)
- Ⅲ-25 山越和雄(東大宇宙線研)
- Ⅲ-26 高柳昌弘, 小嶋 稔(東大理)
- Ⅲ-27 小嶋 稔, 座主繁男(東大理)
- Ⅲ-28 小嶋 稔, 座主繁男(東大理), 仁藤 修
(東京農工大)

Magnetic Properties and Paleointensity of
Allende C₃ Chondrite

深海底堆積物中のコンドライト粒子の分析

深海底堆積物中の希ガスについて

ダイヤモンド中の³He/⁴He(Ⅱ)
—初期太陽系星雲への手がかり—

ダイヤモンドのK-Ar年代測定(Ⅰ)

第1日

4月25日(月)

午後(続き)

第I会場

オーロラ帯・光・粒子・波動 (16:30-18:06)

座長 藤井良一(極地研)

- I-26 山本達人, 小口 高 (東大理)
- I-27 金田栄祐 (東大理), 平尾邦雄 (宇宙研)
- I-28 佐藤夏雄 (極地研)
- I-29 江尻全機, 小野高幸, 宮岡 宏 (極地研)
- I-30 小野高幸, 江尻全機, 宮岡 宏 (極地研),
小口 高 (東大理)
- I-31 田中義人, 西野正徳, 早川正士, 岩井 章
(名大空電研)
- I-32 山岸久雄, 佐藤夏雄, 福西 浩 (極地研),
小島年春, 芳野起夫 (電通大)
- I-33 鈴木光義, 芳野起夫 (電通大), 福西 浩
(極地研)

- オーロラの二次元画像解析
- オーロラアークシステムの空間分布特性
- Auroral Roar Emission とオーロラとの関係
- SAMBO-82 バルーン実験速報
- SAMBO-82 地上オーロラテレビ観測結果
- 南極ロケット(S-310JA-6)で観測されたオーロラヒスについて
- Periodic Emission の伝搬について
- South Pole Station 上空で観測されたオーロラヒス現象

第2日

4月26日(火)

午前

第I会場

ホイッスラー・電波伝搬 (11:00-12:36)

座長 鷲見治一(名大空電研)

- I-34 岡田敏美 (名大空電研), M. TIXIER
- I-35 岡田敏美 (名大空電研)
- I-36 早川正士, 岡田敏美, 田中義人, 大津仁助,
岩井 章 (名大空電研)
- I-37 田中義人, 早川正士, 大津仁助 (名大空電研)
- I-38 早川正士, 田中義人, 岡田敏美, 大津仁助,
岩井 章 (名大空電研)
- I-39 山川 智, 富沢一郎, 芳野起夫 (電通大)
- I-40 馬場清英 (中部工大)
- I-41 満保正喜, 長野 勇, 深見哲男 (金沢大工)

- ダブルット・ホイッスラーの受信領域
- ホイッスラー偏波の確認実験
- 低緯度ホイッスラーダクトの寿命
- 低緯度 daytime ホイッスラーの伝搬特性
- 欧州VLF観測結果Ⅱ
(プラズマポーズ近傍でのVLF放射)
- 日本列島起源の電力線誘導放射電磁界の発生機構モデル
- VLF 標準電波の赤道越え伝搬異常について(Ⅲ)
- 中波放送地上波の位相差測定

第1日

4月25日(月)

午後(続き)

第II会場

惑星間空間・太陽風 (15:50-17:50)(続き) 座長 前 沢 冽(名大理)

- II-28 北村良実, 足原 修, 山本哲生(宇宙研)
- II-29 一之瀬匡興(信州大教養), 長島一男(名大理), 森下伊三男(岐阜歯大), 石田喜雄(福島大教育)
- II-30 村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 榊原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦, 長島一男(名大理), 近藤一郎(東大宇宙線研), A.G. Fenton, R.M. Jacklyn 他(タスマニア大)
- II-31 朱邦耀, 和田雅美(理研)
- II-32 藤本和彦(名大理), 森 覚(信州大理), 上野裕幸, 長島一男(名大理)
- II-33 奥谷晶子, 和田雅美(理研)

ハレー彗星の水素コマ

惑星間空間磁場の極性に起因する宇宙線太陽時日変化

南半球における空気シャワーの連続観測

SSCに伴うフォーブッシュ減少と空間の磁場, 太陽風宇宙線太陽時半日変化のRigidity Spectrum

磁気嵐中の宇宙線強度増加現象

第2日

4月26日(火)

午前

第II会場

大気波動・HFドップラー (11:00-12:36)

座長 麻 生 武 彦(京大超高層)

- II-34 伊藤 礼, 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤 進(京大超高層), R. A. Vincent(アデレード大物理)
- II-35 前田佐和子(京産大計算機研)
- II-36 津田敏隆, 田原弘志, 加藤 進(京大超高層)
- II-37 筒井 稔, 小川 徹(京大超高層)
- II-38 北村泰一, 竹生政資, 古野慎治(九大理)
- II-39 矢野 漣(高知高専)
- II-40 柴田 喬, 奥沢隆志(電通大)
- II-41 長沢親生, 阿保 真, 糟谷 績(都立大工)

京都(35N, 136E)-アデレード(35S, 139E)における中間圏長周期波動の比較

Numerical Solutions of Coupled Equations for Acoustic-Gravity Waves in the Upper Thermosphere

超高層大気中の重力音波の発生と伝搬

オーロラエレクトロジェットに伴なう中緯度での電離層擾乱(HFドップラーによる観測)

電離圏冬期大気波動

標準電波のドブラーシフトに見る8字特性と右下り格子模様の解析

大気重力波に対するF層電離大気応答

スプラディックEとHFドップラー観測

第1日

4月25日(月)

午後(続き)

第Ⅲ会場

同位体・年代・隕石 (15:30-17:18)(続き) 座長 浜野洋三(東大理)

- Ⅲ-29 斎藤和男(山形大理) 釜石産花崗閃緑岩中の希ガス
- Ⅲ-30 兼岡一郎(東大理) 火山灰類のK-Ar年代測定の問題点
- Ⅲ-31 山越和雄(東大宇宙線研), 藤原 顕, 浅田智朗(京大理) 隕石-宇宙塵衝突による反跳物の化学組成変化
- Ⅲ-32 佐々木晶, 中沢 清(東大理), 水野 博(Carnegie Institution) 地球形成・進化の物理素過程としての微惑星融解現象

第2日

4月26日(火)

午前

第Ⅲ会場

太陽・宇宙線 (11:00-12:36) 座長 前沢 洸(名大理)

- Ⅲ-33 桜井邦朋(神奈川大工) 太陽フレアに伴う核ガンマ線放射
- Ⅲ-34 大家 寛, 三宅 亘, 森岡 昭(東北大理) 惑星間空間におけるTypeⅢBurst Exciterの動き
- Ⅲ-35 桜井邦朋(神奈川大工) 太陽ニュートリノ研究の最近の動向
- Ⅲ-36 斎藤尚生(東北大理), 村上広史(国土地理院), 瀬戸正弘(東北工大) 流源面中性線から求めたHELIOMAGNETOSPHEREの太陽周期変化
- Ⅲ-37 長島一男, 宗像一起(名大理) 拡散一対流理論からみた宇宙線太陽時日変化異方性の22年変動
- Ⅲ-38 長島一男(名大理), 森 寛(信州大理), 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人文) 宇宙線太陽時半日変化
- Ⅲ-39 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) 宇宙線「極一赤道異方性」の半年変化
- Ⅲ-40 松崎清司(信州大理), 長島一男, 龍岡亮二(名大理) 宇宙線三次元異方性によって生じる宇宙線日変化

地磁気脈動

- P-1 平沢威男(極地研)
SSCに伴うULF emission (Pc1)のスペクトラル構造)
- P-2 大西浩史, 荒木 徹(京大理)
低緯度SCの電離層スクリーニング効果
- P-3 樋口喜啓(山形大工)
Pc1 エミッションの発生機構に関する一考察(I)
- P-4 石田十郎, 国分 征(東大理)
静止衛星高度におけるPc1地磁気脈動
- P-5 林 幹治(東大理), AUV観測グループ
(東大理, 宇宙研, 九大理, U.B.C)
Sub-cleft 帯朝方のdot型Pc1(2)
- P-6 林 幹治, 石田十郎, 国分 征, 小口 高
(東大理)
多点観測による高緯度Pc1波動の特性と諸問題
- P-7 西野正徳, 岡田敏美(名大空電研)
Pc1 MicropulsationのDF
- P-8 友村 清, 桜井 亨, 加藤愛雄(東海大工)
磁気圏境界領域における波動特性
- P-9 永野 宏(岐阜歯大), 荒木 徹(京大理)
静止衛星で長時間観測されたPc5地磁気脈動の特性
- P-10 村田宏雄(兵庫医大)
An interpretation on the polarization of Pc
4-5 pulsations near the magnetic equator
- P-11 坂 翁介(九大理)
中緯度 Pc3-4 脈動の空間的な位相振幅構造
(AFGL チェーンデータの解析結果)
- P-12 利根川豊(極地研・東海大工), 福西 浩,
平沢威男(極地研), 桜井 亨, 加藤愛雄
(東海大工)
L=6附近に於けるPc3-5脈動の波動特性
- P-13 湯元清文, 斎藤尚生, 田村忠義(東北大理),
瀬戸正弘(東北工大),
K. D. Cole, P. Dyson (La Trobe U),
J. Ward, B. C. Gibson-Wilde (James Cook U.)
ULF磁波の低緯度共役性同時観測 3. Pc3の発生・
波動特性
- P-14 福西 浩(極地研)
昭和-アイスランド共役点で観測されたPiバースト
の共役性
- P-15 玉尾 孜(東大理)
磁気圏内のULF波動基本モード
- P-16 藤田 茂(地磁気観), 玉尾 孜(東大理)
地磁気脈動の低緯度伝搬(III)
- P-17 並川富一, 浜端広充(大阪市大理)
 α -効果と β -効果を考慮した磁気流体波
- P-18 糸長雅弘, 北村泰一(九大理)
Data-Adaptive Polarization Filterの低緯度
地磁気脈動への応用
- P-19 北村泰一(九大理)
Magnetic Shellの独立性

第2日

4月26日(火)

午前

ポスターセッション

主磁場・永年変化

- P-20 山本哲也, 行武 毅 (東大震研) 観測所データによる地球磁場ポテンシャルの球函数展開 (1911年～1974年)
- P-21 三浦輝夫, 甲斐 透 (大阪市大理) Nディスク・ダイナモ系の示すカオス
- P-22 清水 誠, 本蔵義守 (東工大理) 結合円板ダイナモにおける磁場逆転の統計的性質
- P-23 歌代慎吉 (東理大理) 日本近海における地磁気のSecular Variationについて
- P-24 住友則彦 (京大教養), 山口 覚 (神戸大自然科学), 岩越 朗 (神戸大理) 山崎断層周辺における地磁気永年変化観測(V)

磁気異常

- P-25 乗富一雄, 西谷忠師, 領木邦浩 (秋田大鉱山) 千屋断層トレンチ面における磁化率の測定
- P-26 松田准一, 松原由和, 西村純子 (神戸大理) 小笠原諸島はどこから来たか?
- P-27 中川一郎, 行武 毅 (東大震研) MAGSATデータを用いたDouble Fourier級数展開による日本周辺の地磁気異常の解析
- P-28 柳澤正久 (宇宙研), 河野 長 (東工大理) MAGSATデータから求めた磁気異常図
- P-29 植田義夫 (水路部) 日本周辺の長波長地磁気異常とその原因
- P-30 伊勢崎修弘 (神戸大理), 松原由和 (神戸大自然科学) 日本近海の地磁気3成分測定

第2日

4月26日(火)

午後

特別講演

(13:30-16:00)

1. 中沢 清 (東大理) 太陽系の起源
2. 宅間 宏 (電通大) 最近のレーザー研究の現状

総

会

(16:00-17:30)

懇 親 会

(18:00-20:00)

電離層プラズマ (09:00-10:24)

- I-42 丸山 隆, 松浦延夫 (電波研)
 I-43 前田 憲一
 I-44 麻生武彦, 伊藤 栄, 加藤 進 (京大超高層)
 I-45 宮崎 茂 (電波研平磯)
 I-46 熊谷 博, 小川忠彦, 堀利 浩 (電波研平磯)
 I-47 小川忠彦, 黒須隆志, 熊谷 博 (電波研平磯)

座長 高橋 忠利 (東北大理)

- 赤道スプレッドFの発生と中性大気風との関連
 磁気赤道ダイナモ電流と lunar tide
 中層・超高層大気に於ける潮汐波・プラネタリー波の数值モデリング(4)
 ISS-bによる f_0F_2 と地磁気偏角との関係
 VHF帯電離圏シンチレーションの3点観測(II)
 磁気嵐時の中緯度マイクロ波電離圏シンチレーションの発生機構

電離層プラズマ (10:40-12:04)

- I-48 渡部重十, 大家 寛, 高橋忠利 (東北大理)
 I-49 西崎 良, 松浦延夫 (電波研)
 I-50 巖本 巖, 森 弘隆, 佐川永一, 丸山 隆, 西崎 良, 緒方隆信, 永山幹敏, 猪木誠二, 井出俊行, 麩馬 尚, 相京和弘 (電波研)
 I-51 佐川永一, 森 弘隆, 巖本 巖 (電波研), 小山孝一郎 (宇宙研)
 I-52 高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛 (東北大理)
 I-53 町田 忍, 安部隆士, 寺沢敏夫 (宇宙研)
 I-54 小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研)

座長 小川 忠彦 (電波研)

- 赤道域における電子密度不規則構造の観測と理論
 極域電離層の電子密度とスケール・ハイトについて
 ISS-b 観測プラズマパラメータサマリープロットの作成
 プラズマバブルの電子温度
 プラズマ・バブルの構造とその時間的推移
 Critical velocity ionization に関する理論的考察(I)
 励起ガスから熱的電子へのエネルギー流入

磁気圏波動理論・計算機シミュレーション
(09:00-10:24)

- II-42 浜端広充 (大阪市大理)
- II-43 大家 寛, 飯島雅英, 三宅 亘 (東北大理)
- II-44 森岡 昭, 大家 寛 (東北大理)
- II-45 宮岡 宏 (極地研)
- II-46 渡辺成昭, 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光 (電波研)
- II-47 木村磐根, 津田雅彦, 山内一詩, 松尾敏郎 (京大工)
- II-48 南部充宏 (九大教養), S. Bujarbarua, S. N. Sarma (Gauhati)

座長 福西 浩 (極地研)

Hot electron と Cold electron からなる混合プラズマ中のホイッスラー波伝播への温度異方性の影響

ISIS-1 の結果を用いた AKR の Ray Trace

AKR のダイナミクスと Plasma Cavity
— EXOS-B の観測結果に対する考察

極域高周波プラズマ波動の発生機構
— 沿磁力線電子密度上昇領域におけるモード変換—

VLF ソーサー等の源

IGRF 磁場を考慮した磁気圏中の VLF
電波の 3次元 Ray Tracing

コヒーレントホイッスラーモードからのプラズマ振動バーストの発生機構

磁気圏波動理論・計算機シミュレーション
(10:30-11:54)

- II-49 松本 紘, 大橋正良 (京大超高層), 大村善治 (京大工)
- II-50 大村善治 (京大工), 松本 紘 (京大超高層)
- II-51 中村正人, 鶴田浩一郎 (宇宙研)
- II-52 大村善治 (京大工), 松本 紘 (京大超高層), 寺田紀子 (神戸大理, 京大超高層)
- II-53 谷口治幸 (東大理)
- II-54 松本 紘 (京大超高層), 大村善治 (京大工)
- II- 宮武貞夫, 江間 稔*, 九鬼孝夫 (電通大)
(*現 住友電工)

座長 南部充宏 (九大教養)

ISEE 衛星で観測されたフック・インデュースト静電波バーストの計算機シミュレーション

SEPAC 電子ビーム放出実験における波動—粒子相互作用の計算機シミュレーション

VLF 波と電子のサイクロトロン共鳴による pitch angle 変化

ブラジリアンアノーマリーにおける電離層異常加熱に果す波動—粒子相互作用の計算機シミュレーション

狭帯域 ($n + \frac{1}{2}$) ω_{ce} 静電波の爆発的不安定
(1) 物理機構と赤道域捕捉電子の役割

LTS コードと EM2 コードによる VLF トリガードエミッションの計算機シミュレーション

JIKIKEN で観測された電子ビーム放射に伴う波動励起とその非線形な相互作用

電気伝導度 (09:00-10:48)

- Ⅲ-41 半田 駿 (佐賀大教養)
- Ⅲ-42 久保俊一, 本蔵義守 (東工大理)
- Ⅲ-43 小川康雄, 行武 毅, 歌田久司 (東大震研)
- Ⅲ-44 奥山良俊 (秋田高専), 乗富一雄 (秋田大
鉱)
- Ⅲ-45 水野浩雄, 田中穰, 松村正一 (国土地理院),
瀬戸正弘, 北村保夫 (東北工大)
- Ⅲ-46 北村保夫, 瀬戸正弘 (東北工大), 歌田久
司 (東大震研)
- Ⅲ-47 地殻比抵抗研究グループ [行武 毅 (東大
震研)]
- Ⅲ-48 徳本哲男 (地磁気観測) (地殻比抵抗研究グル
ープ)
- Ⅲ-49 歌田久司, 行武 毅 (東大震研) (地殻比抵
抗研究グループ)

電気伝導度 (10:54-12:30)

- Ⅲ-50 加藤諒司 (地磁気観)
- Ⅲ-51 室井 勲 (大阪府科学教育センター)
- Ⅲ-52 宮腰潤一郎, 西田良平 (鳥取大教養)
- Ⅲ-53 力武常次 (日大文理), 山崎良雄 (東大震
研)
- Ⅲ-54 浜野洋三 (東大理), 瀬川爾朗 (東大海洋
研), 行武 毅 (東大震研)
- Ⅲ-55 江村富男, 中笠岩男 (海洋科学技術センター)
堀田隆俊 (島津製作所), 友田好文 (東大
海洋研), 永野 弘 (東大物性研)
- Ⅲ-56 瀬川爾朗 (東大海洋研), 浜野洋三 (東大
理), 行武 毅, 歌田久司, 笹井洋一, 中
川一郎 (東大震研), 浅岡達史 (東大海
洋研)
- Ⅲ-57 内藤好裕 (大和探査技術), 友田好文, 内
山昭憲 (東大海洋研), 高橋良昌, 長山剛
久, 大蔵康浩 (島津製作所特品部)

座長 田中良和 (京大理)

- 活断層に伴なう低比抵抗帯下部での比抵抗変化は見
かけ比抵抗をどれだけ変化させるか
- 三次元的比抵抗異常域による電磁場の擾乱について
有限要素法による東北日本の比抵抗構造の解析
- 秋田県北鹿地域における試錐岩芯の比抵抗測定につ
いて
- 水沢, 江刺における地磁気・地電流・VLF観測
- 宮城県における地殻表層部の比抵抗分布
- 東海・甲信越地方の電磁気観測について
- 東海・甲信越地方における地磁気観測
—CA解析—
- 東海・甲信越地方の地磁気・地電流変化の解析

座長 笹井洋一 (東大震研)

- 桜島における Transfer Function
- 初歩的な地電流の測定
- 電磁氣的ノイズ利用による地下電気伝導度異常検出
の試み — 飯田線列車の場合 —
- 地震先行現象としての比抵抗変化の特性
- 海底電位差計の開発: 1電極
- 海底超伝導磁力計の開発 (その2)
- 海底磁力計OBM-S4型および音響呼び出しによる
敷設回収テスト
- 新型三成分海底磁力計による相模湾における地磁気
観測

電離層力学

(13:30-14:30)

座長 深尾昌一郎(京大工)

I-55 太田 証次郎(岐阜歯大)

地磁気日変化解析に関する問題点

I-56 竹田雅彦, 前田 坦(京大理)

地磁気Sq場の逐日変化(Ⅲ)
—A EとR依存性—

I-57 牧野雅彦, 竹田雅彦(京大理)

Three Dimensional Ionospheric Currents
and Fields Generated by the Atmospheric
Global Circuit CurrentI-58 中村純二(東大教養), 大地 登(岐阜大
教養)S-210-13号機TMA発光雲による大気の乱れの
観測I-59 田中敬史(防衛庁), S. V. Venkatesw-
aran(UCLA)Cross Field Instability of Nighttime
Mid-latitude Sporadic-E Layers

中間圏・下部電離層・大気光(14:40-15:40)

座長 藪崎 努(京大超高層)

I-60 富田二三彦, 上山 弘(東北大理)

Time Variations of the Sodium Layer
Observed in Northern Japan

I-61 内海通弘, 広野求和(九大理)

中間圏ナトリウム層の一次元光化学モデル

I-62 中村正年, 高野元春, 佐藤亮一, 湖口修行
(筑波大物理)夜間大気光, OHマイネル帯, O₂大気帯, 連続光の
ロケット観測

I-63 斉藤文一(新潟大理)

上層大気の酸素原子と夜光(Ⅲ)

I-64 三沢清敏(防衛大物理), 竹内郁夫(託問高
専教), 加藤愛雄(東海大工), 青山 徹
(東海大工)酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播の同時4点観測
結果

磁気圏波動観測 (13:30-15:18)

- II-56 山岸久雄, 小野高幸, 福西 浩 (極地研), 山上隆正, 西村 純 (宇宙研), 小玉正弘 (山梨医大), 村上浩之, 平島 洋 (立教大理)
- II-57 恩藤忠典, 中村義勝, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)
- II-58 赤井和憲, 河島信樹 (宇宙研)
- II-59 松尾敏郎, 木村磐根 (京大工), 山岸久雄 (極地研)
- II-60 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)
- II-61 早川正士, 山中幸雄 (名大空電研), F. Lefeuvre, M. Parrot (CRPE 仏)
- II-62 早川正士 (名大空電研), F. Lefeuvre (CRPE 仏), 田中義人 (名大空電研)
- II-63 田中義人, 早川正士 (名大空電研), 芳野 赴夫 (電通大)
- II-64 大家 寛, 森岡 昭, 三宅 亘 (東北大理)

座長 森岡 昭 (東北大理)

北欧気球実験におけるX線, VLF放射同時観測
— 波動粒子相互作用と伝搬

極域電離層で観測されるELFヒスの高緯度限界

「じきけん」電子ビームによる波動励起

ISIS衛星で観測されたOmega信号の伝搬特性

ISIS衛星で観測されるホイッスラー・トリガード・エミッション

GEOS 2衛星によるVLFコーラスの方位測定 II

ARCAD衛星ELF波動方位測定 II
(信号処理方式と初期方位測定データ)

菅平で受信されたArcad 3衛星上でのVLFスペクトル

A Comparison of the Multi-Banded Plasma Wave Emissions Observed in Space Plasma Chamber with the Multi-Banded Kilometric Radiations (MBKR) Observed by Jikiken (EXOS-B)

成層圏・対流圏 (15:25-17:37)

- II-65 前川泰之 (京大超高層), 深尾昌一郎 (京大工), 佐藤 亨, 加藤 進 (京大超高層), Ronald F. Woodman (ペルー地球物理研)
- II-66 柴田 隆, 内海通弘, 藤原 昇, 広野求和 (九大理)
- II-67 広野求和, 柴田 隆, 藤原 昇 (九大理)
- II-68 近藤 豊, 岩田 晃, 高木増美 (名大空電研)
- II-69 内野 修, 前田三男, 徳永正憲, 宮副 泰 (九大工)
- II-70 内野 修, 前田三男, 徳永正憲, 宮副 泰 (九大工)

座長 津田 敏隆 (京大超高層)

Inertia-Gravity Waves Observed by the Arecibo Radar

エルチジョン起源成層圏エアロゾルのライダー観測

成層圏エアロゾルのグローバルな変動

上部対流圏NOx密度の測定
(MAP航空機観測)

エキシマラマンライダーによる対流圏オゾン測定

紫外線ライダーによる成層圏エアロゾル観測

テクトノマグネティズム (13:30-14:54)

座長 本蔵義守(東工大理)

Ⅲ-58 芳野赴夫, 富沢一郎, 柴田 喬(電通大),
小山 茂, 歌田久司, 行武 毅(東大震研)

地震に関連した電磁放射観測

Ⅲ-59 小川俊雄, 坂口文則(京大理), 尾池和夫
(京大防災研)

地殻からの放射電磁波形の研究(1)

Ⅲ-60 渡辺俊文, 本蔵義守(東工大理)D-I-F計による地磁気3成分絶対値連続観測の試
みⅢ-61 笹井洋一, 石川良宣(東大震研)伊豆半島東部地域の全磁力観測(1982年1月~1983
年3月)

Ⅲ-62 笹井洋一(東大震研)

地殻の巨視的ダイラタンシー・モデルに伴う地磁気
変化(2)Ⅲ-63 山口 覚(神戸大自然科学), 岩越 朗
(神戸大理), 住友則彦(京大教養)

全磁力夜間値解析への多重回帰法の試み

Ⅲ-64 浜野洋三(東大理)

地殻岩石の応力磁気効果

岩石磁気 (15:00-16:24)

座長 井口博夫(神戸大理)

Ⅲ-65 新妻信明(静岡大理), 平 朝彦(高知大
理)

帯磁率異方性による堆積物供給方向の推定

Ⅲ-66 秋元孝敏(千葉大理), 古田俊夫(東大海
洋研)BBI像によるチタノマグネタイトの低温酸化の過
程の観察Ⅲ-67 秋元孝敏(千葉大理), 古田俊夫(東大海
洋研)EPMAによるチタノマグネタイトの化学組成の定
量及び酸化過程におけるイオンの挙動Ⅲ-68 古田俊夫(東大海洋研), 秋元孝敏(千葉
大理)酸素の定量にもとづくチタン鉄酸化物の Fe^{2+} と Fe^{3+}
の見積りⅢ-69 園田和彦, 百瀬寛一(信州大理)

Titanomaghemite化した岩石の残留磁化について

Ⅲ-70 堂面春雄(山口大教育)

島根県益田市飯浦・“じしゃく石”の磁性について

Ⅲ-71 古沢博之, 百瀬寛一(信州大理)

御岳中期火山灰の残留磁化について

第3日

4月27日(水)

午後(続き)

第II会場

成層圏・対流圏 (15:25-17:37)(続き) 座長 津田敏隆(京大超高層)

- | | | |
|-------|--|---|
| II-71 | 鈴木勝久(東大理), 高野元春(筑波大物理) | メタン 1.67 μ m 帯吸収スペクトル解析 |
| II-72 | 久保治也, 本田秀之, 伊藤富造(宇宙研), 酒井均, 木島宣明(岡山大温泉研) | 航空機によるCO ₂ 濃度及び $\delta^{13}C$, $\delta^{18}O$ の観測 |
| II-73 | 斎藤文一, 木山喜隆(新潟大理) | 吸光分光法による大気中NO ₂ 成分量の観測(III) |
| II-74 | 松崎章好, 摺木交治, 中村良治, 伊藤富造(宇宙研) | Experimental Analysis of Time Structure in Laser-induced Aerosol Formation from Gaseous CS ₂ -molecule |
| II-75 | 松崎章好, 摺木交治, 中村良治, 伊藤富造(宇宙研) | Bursting Phenomena Observed in Laser-induced Aerosol Formation from Gaseous CS ₂ -molecule |

第3日

4月27日(水)

午後(続き)

第III会場

岩石磁気

(16:30-18:06)

座長 新妻信明(静岡大理)

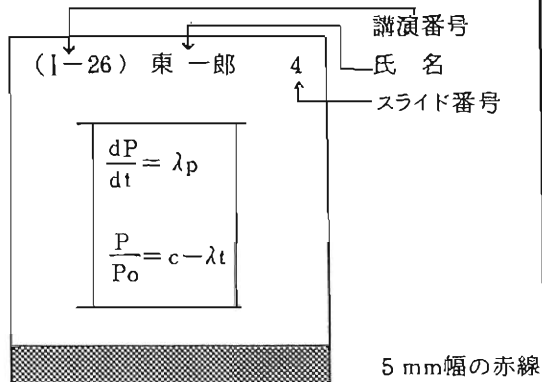
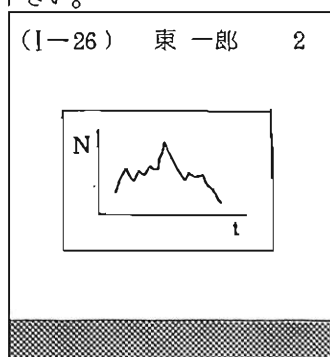
- | | | |
|--------|---|---|
| III-72 | 堂面春雄(山口大教育) | 山口県徳山市・大華山白亜紀岩の熱磁気分析 |
| III-73 | 山崎俊嗣(地調) | 深海底表面の堆積物の磁性と含水比
— NRM の Depth lag の検討 — |
| III-74 | 兵頭政幸(神戸大理) | 堆積物の記録した地磁気変化(II) |
| III-75 | 森永速男(神戸大自然科学), 井口博夫, 安川克己(神戸大理) | 鍾乳洞内二次生成物の磁化測定(3)とその磁化を担う磁性鉱物 |
| III-76 | 田中秀文, 河野長(東工大理) | テリエ法による古地球磁場強度の誤差について |
| III-77 | 小山真人(東大霞研), 新妻信明(静岡大理) | リングコア型フラックスゲート回転磁力計の構造と性能および無定位磁力計の問題点について |
| III-78 | 小柳政彦, 河野長(東工大理), 国分征(東大理) | 岩石磁気用リングコア磁力計の特性測定(2) |
| III-79 | 平尾邦雄(宇宙研), 瀬戸正弘, 小島正美, 北村保夫(東北工大), 斎藤尚生(東北大理) | RICRESTOMETER(リングコア型弱残留磁気高速測定装置) Part 4. |

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は、行ないません。
- ・講演者は、割当てられた時間中は、自分のポスターの説明を行なって下さい。
- ・講演者は、第2日朝のうち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。)
- ・ポスターは、説明者なしでも理解できるよう、わかりやすく書いて下さい。

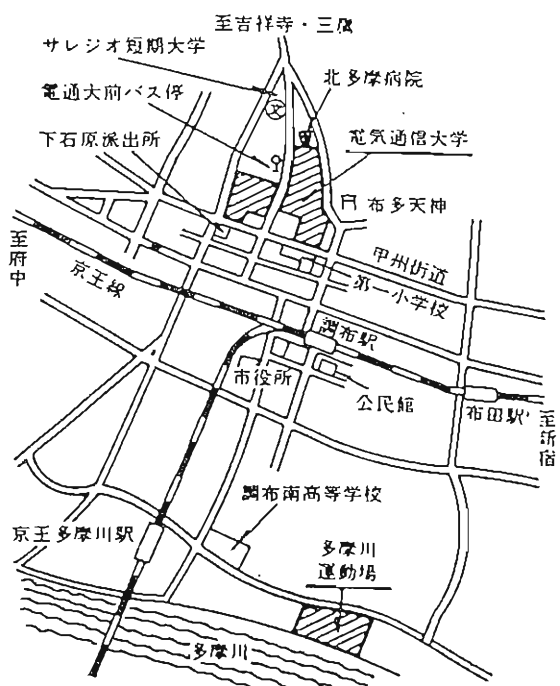
スライドの様式について

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。

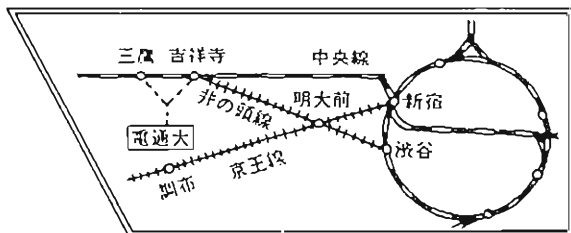


- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3 ……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅 5 mm の赤線をマジック・赤鉛筆等で記入。

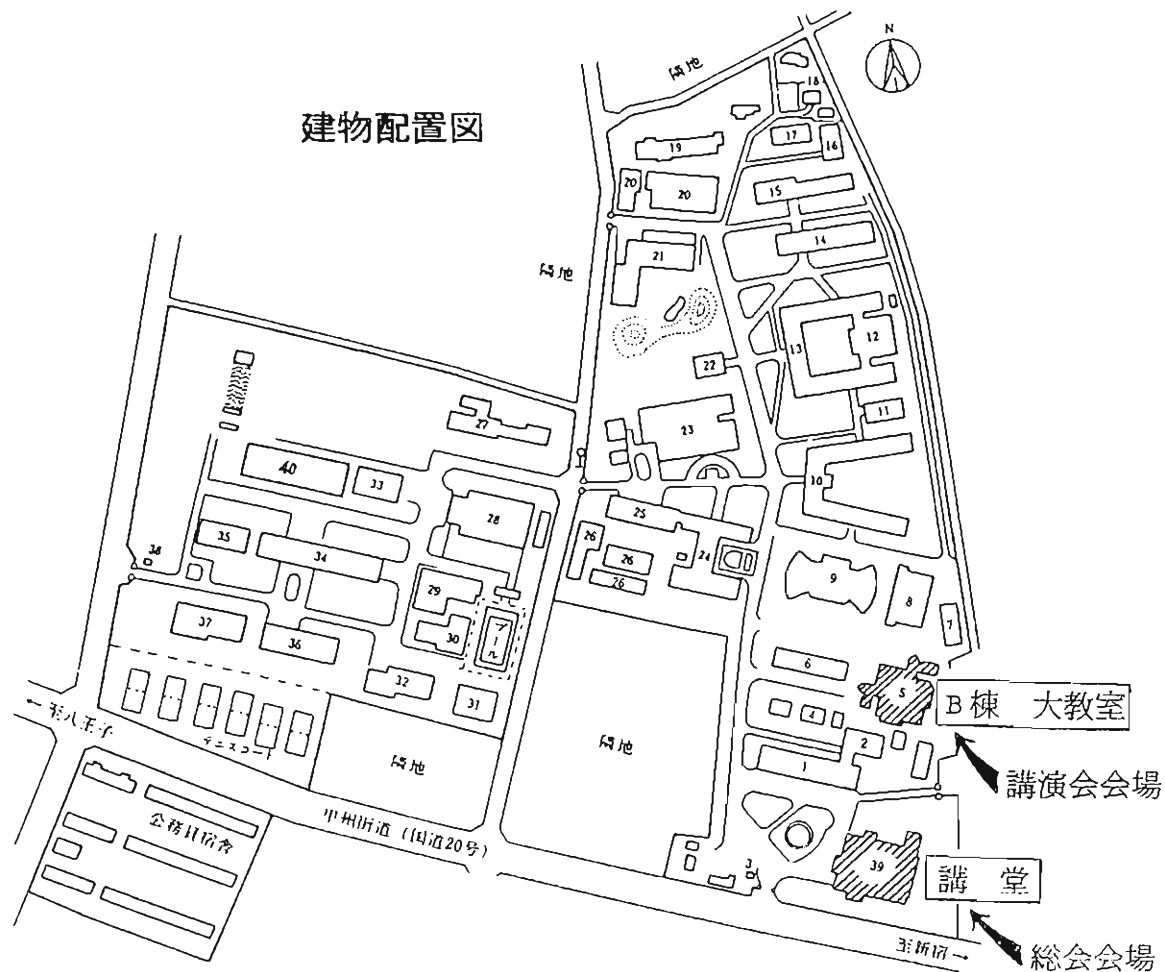
日本地球電気磁気学会案内図



- * 講演会場：B棟大教室。
- * 総会・特別講演会場：講堂。
- * 京王線調布駅下車徒歩7分。
- * 国鉄中央線吉祥寺駅又は三鷹駅下車調布行バス電通大前下車。
- * 駐車場無し，自動車，単車不可。



建物配置図



第 I 会 場

(I - 1 ~ I - 64)

1-1 木星デカメートル波の強度変動の起源

木星起源とIPS起源

菅沼 敦, 富沢 一郎, 芳野 起夫
電気通信大学

はじめに

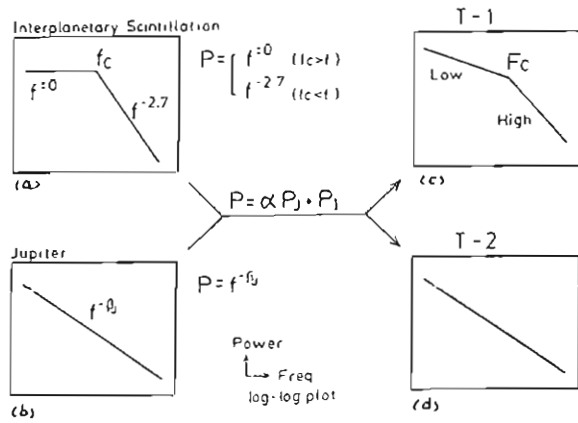
木星デカメートル波の強度変動の要因として、木星自体によるもの(木星起源)と惑星間空間シンチレーション(IPS起源)によるものが考えられる。地上では木星起源の変動とIPS起源の変動が合成されており個々の分離は極めて困難である。今回は強度変動をパワースペクトル解析し、これらの変動の寄与があることを統計的に区別し、木星起源の変動のパワースペクトルを推定することを目的とした解析を行った。

要旨

IPSのスペクトルは電波星等の観測から図の(a)の様な指数関数になると考えられる。これに対し木星起源のスペクトルは図の(b)の様な指数関数になると推定されるが詳しいことはわかっていない。この2つが合成されたものが地上で受信されると考える。この時2つの変動の重みはelongationの関数として示される。即ちスペクトルが合成される時にelongationが大きい程IPSの重みが小さくなる仮定する。以上を式にすると次の様になる。

$$P = P_J + \alpha P_{IPS} \quad \text{--- ①}$$

P_J :木星起源のスペクトル, P_{IPS} :IPS起源のスペクトル, α : P_{IPS} の P_J に対する相対的重み
解析は過去5年にゆたり、菅平調布豊川の3地点で集められた99例の強度変動データについて行い、S/Nが良好で木星電波と同定できる35例についてパワースペクトル解析を行った。得られたパワースペクトルを折れ線近似しその形状から大きく2つに分類された。即ち①右さがりの一本の直線②右さがりだが2本の直線で近似できるパワースペクトルである(c)。T-1はelongationに対し広範囲に分布しているがT-2は主に大きい所に分布している。これは①式の α が小さくなることに相当している。つまり木星起源の変動が自顕しているのみなせる。以上よりT-2は木星起源のパワースペクトルの形であると推定される。このことは α をパラメータとした時のシミュレーションからも示された。



まとめ

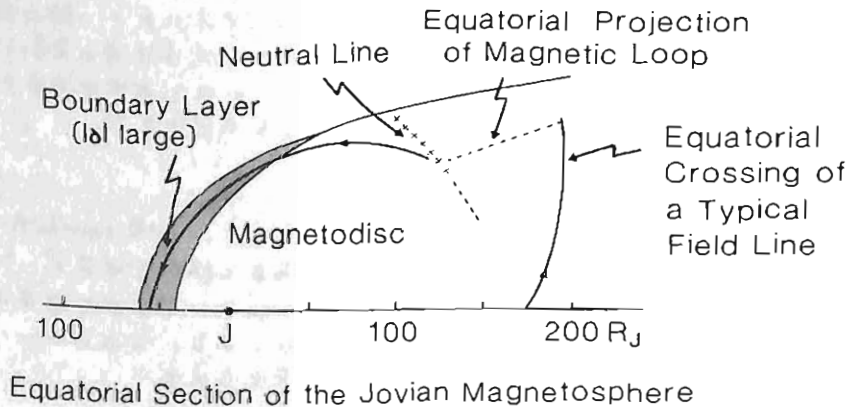
木星起源のスペクトルは $\beta \alpha f^{-\beta}$ の形に指数関数になり、 $I_{0-B, non-I_{0-A}}$ については $f^{-1.0 \pm 0.2}$ であることが示された。 I_{0-A} は $f^{1.5 \pm 0.5}$ であると推定されるが、 $I_{0-B, non-I_{0-A}}$ には別の影響が現れている。これは I_{0-A} ではelongationが大きくなるにつれ、spectral indexがIPSのそれに近づく傾向が得られたからである。これはsource自体の特徴か、あるいはIPSの作用かのいずれかによるものと考えられる。

木星磁気圏の構造

西田篤弘(宇宙研)

Voyager 及び Pioneer による観測を総合すると、木星磁気圏は付図のような構造を持っていることが判る。地球の場合と比較して特徴的なことは、木星の自転に伴う共回転運動の影響を強く受けていることである。主な特徴は次の通りである。

- (1) ディスクの存在。これは既によく知られた事実である。
- (2) 昼間側には、Magnetopause とディスク領域の間に厚い境界層が存在する。境界層の特徴は、磁力線が Magnetopause に押し付けられ、赤道面に対して数十度を越える大きな角度をなすことである。境界層のプラズマ圧力や磁場強度は、 r (木星からの距離) に対する依存度が小さいが、多数のスパイク状の irregularity を含んでいる。スパイク中では磁場強度が低く、プラズマ密度が高く、温度は低い。境界層の厚さは正午頃には $10R_J$ を越えているので、irregularity の原因は K-H のような境界面現象ではなく、磁気圏内部にあるものと思われる。
- (3) 尾部の午前側では、磁力線のリコネクションがおきている。Krimigis 等は尾部内に高温プラズマの反太陽向き高速流を見出してこれを magnetospheric wind と名付けたが、これらの event の際の磁場データを見ると極性が北向きであった！従って magnetospheric wind は、遠心力によって引伸ばされた尾部の磁力線が自転に伴って昼間側に戻ろうとする際に、伸びすぎた先端部分を reconnection によって切りはなすために生ずるものと解釈できる。Reconnection は連続的に進行するのではなく、transient に達し、中性線の位置も一定していない。また、大きな規模をもつこの reconnection 現象に加えて、磁気ディスクの中では小規模な磁力線ループがしばしば作られている。後者は tearing mode の結果であろう。
- (4) ディスクプラズマの温度 (10 keV のオーダー) は r の増加と共に増しており、断熱的变化と考えることのできる範囲内にある。従って加熱領域は木星から $10 \sim 40 R_J$ 位の core 領域か、あるいは尾部にある可能性がある。また、磁力線を押し広げている力は、夜側の場合、 $r \geq 80 R_J$ では遠心力だが、それよりも木星側ではプラズマの圧力勾配である。



今井一雅 ・ 里見尚志
高知工業高等専門学校 電気工学科

1. はじめに 筆者らは、木星デカメートル波を固定周波数で観測すると、0.1~1Hzの強度変動成分が惑星間空間シンチレーションによるものであることを、多地点観測の相関解析により明らかにしてきた。この多地点データを収集する為にはデータレコーダをタイマーで動かし、後日テープを回収し時間合せを行った後解析するといった方法をとっていたが、大変時間と労力がかかるものであった。そこで今回公衆電話回線を用いて実時間でデータを収集することのできる多地点同時観測システムを開発することにより、極めて効率的な観測が可能となったのでこの観測システムについて報告する。

2. 観測システム この観測システムは、図1からわかるように足摺、新居浜の無人観測点とデータを処理する南国の三地点で構成されている。図2に示すように、足摺、新居浜において21.87MHz、帯域幅 12kHzの木星電波受信機で受信された木星デカメートル波強度変動は40Hzの Low Pass Filterを通った後、通信制御装置の8bit A/D変換器に入力され、ディジタル変換されたデータはモデムを通し公衆電話回線により南国に送られる。南国では送られてきたデータはモデムを通し通信制御装置に入力され、D/A変換器によりアナログ信号にもどされ、南国での観測データと共に更にA/D変換器によりミニコンピュータに入力され、三地点データは実時間で磁気ディスク上に格納される。実際の観測システムのシーケンスは次のようになる。①観測時間になると、ミニコンピュータの指示により自動ダイヤル装置が公衆電話回線を足摺と新居浜に接続し、観測時間等のデータが南国側の通信制御装置より送られる。②無人観測点の通信制御装置はそのデータにしたがって受信信号のデータ転送を開始する。③観測時間が終了すると無人観測点側の通信制御装置より観測終了の信号が送信され、それにより双方の通信制御装置は公衆電話回線を切断し、観測を終了する。

3. むすび 以上の観測システムにより、全自動でDCから40Hzの三地点強度変動データを実時間でミニコンピュータの磁気ディスクに格納することが可能となった。今後、種々の波形解析プログラムにより今まで解明することのできなかつたシンチレーション現象の細かな点についても議論できるものと考えている。



図1 観測点の位置

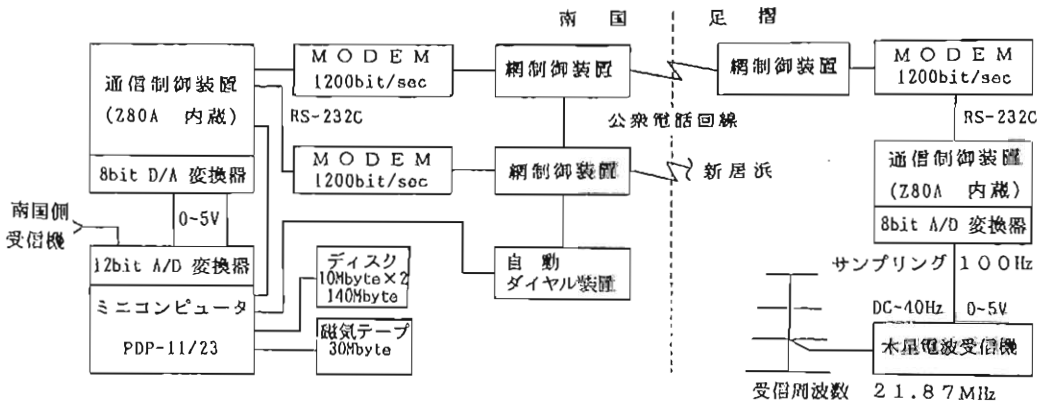


図2 観測システムの構成

木星デカメートル波強度変動の多地点データによるシンチレーション現象の解析

今井一雅 · 里見尚志
高知工業高等専門学校 電気工学科

1. はじめに 木星デカメートル波の強度変動には、木星電波源自身の変動以外に木星から地球に伝搬する際太陽風によりシンチレーションを受けた成分と地球の電離層によって変動を受けた成分等が混在していることが今までの観測から明らかにされてきた。しかしながら Main Source の放射の場合には、木星電波放射源自身の変動が極めてゆるやかに 0.1 Hz から 1 Hz の成分のほとんどが惑星間空間シンチレーションに起因するものであり、その様相は太陽-地球-木星のなす角 (Elongation Angle) に大きく依存することが筆者らの観測によって明らかとなってきた。今回、実時間多地点観測システムにより更に細かな解析が可能となってきたのでその解析法及び今まで観測できた例に対する解析例について報告する。

2. 解析方法 多地点の強度変動データを解析する方法としては、その変動成分の時間差から伝搬の様子が把握できるので各地点のデータに対して調べたい周波数成分のみフィルタリングして取りだしその相互相関関数を求める方法が最も良く使われる。この場合三地点以上の観測点があれば三つ以上の基準に対する相互相関関数が求まることになり統計的にその誤差について扱うことが可能となる。また、相関係数の大きさから三次元的な相互相関関数の断面を知ることができ、その形状を楕円に近似することにより、軸比及び長軸の方向から木星電波源の形状についても推定ができるようになる。以上の解析プログラムは、ミニコンピュータ用に作成され、前述の観測システムにより取得されたデータについて処理できるようにしている。

3. 解析例 今まで観測された例として、図1に南国に送られてきた足摺のデータと南国で受信されたデータを示す。この時の観測は二地点のみに限られていたために基本的な解析方法である相互相関関数を最初にとってみた。図2には、その一例としてDCから1Hzの強度変動についての相互相関関数を示している。これからわかることは、大変相関が低くシンチレーション現象はこれらの周波数成分においては卓越していないということである。この時の Elongation Angle は、75° と今までの観測の中では最も小さな角度であり、この角度においては電波星等の観測から Strong Scattering がきいていることがわかっているので、同様な効果により相関が落ちたのではないかと推定される。学会では、この新しい観測システムにより観測できた他の例の解析結果についても合わせて報告する。

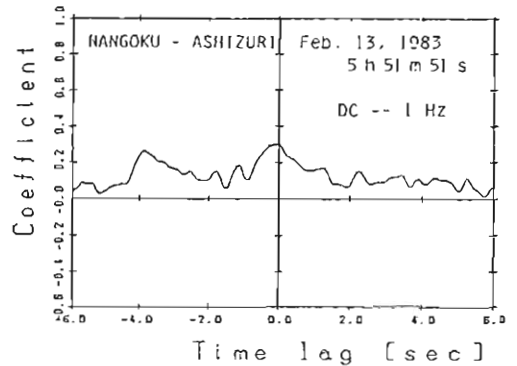


図2 南国と足摺のデータの相互相関関数

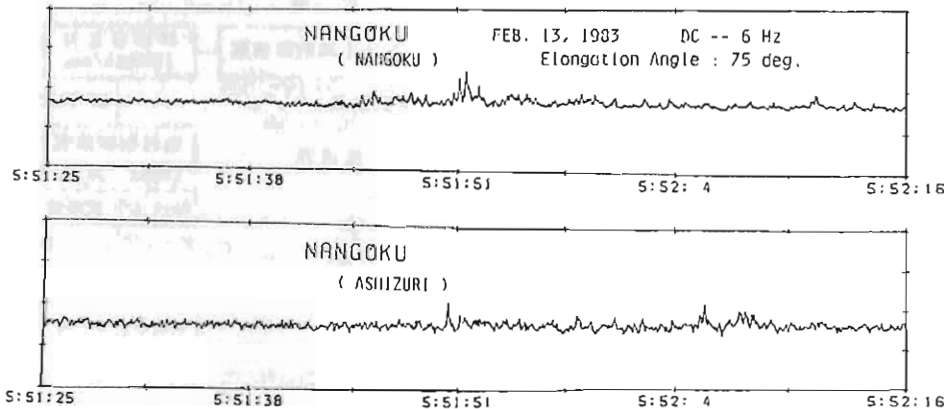


図1 南国と足摺で受信された木星電波の強度変動データ

太陽活動と木星電波放射

— 長周期変動と中心に

大冢 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 徳丸 宗利, 永井 智広

(東北大学・理学部)

1974年東北大学木星電波観測所開設され9年間が経過した。その間、1977年における1 km干渉計設立、1982年75 km干渉計観測の開始等と遂次その機能を高め、電波源の詳細な検討放射メカニズムの解明のための情報を得てきた。

9年間にわたる観測史のもう一つの貢献は長時間にわたる電波観測データの集積であるが、まずその出現特性が太陽活動に依存することが確認されてきた点である。その一つは、太陽黒点極少附近で観測される太陽風擾乱との明確な相関であり (Oya and Morioka, 1977, 1981, Terasawa et al 1978) これほ、いわば、短周期変動に対応するものであるが、さらに、黒点周期変動に関連する長周期変動が観測される。

これは Carl et al (1961) により太陽黒点数と反相関関係として発表されていたものであるが、観測データからも、下図に示すように明確な反相関が示された。

太陽黒点によって地球周辺の電離層状態もコントロールされている。したがって観測条件も変化し、また木星の公転周期も黒点周期に近く、特に観測条件は強いデカ

メータ電波源である銀河中心との相対位置関係にも支配される。したがって、こうした要因をわけて考えてみる時、木星電波観測の頻度F

$$F = F(\text{short}) \cdot F(\text{Long}) \cdot F(\text{Rev})$$

とかくことができる。

現在木星の公転にもなつて生ずる成分F(Rev)については現在いくつかの不明の要因があるが、いずれにしても太陽黒点極少期附近では太陽風の影響を明瞭に受け、太陽黒点極大期に近づくと太陽風からのエネルギー注入によりイオウ星の制御による電波放射成分が明瞭になってくる。主電波源は木星磁気圏に関連していてそれは太陽風速度により大きく影響されていることを示していると言える

Reference

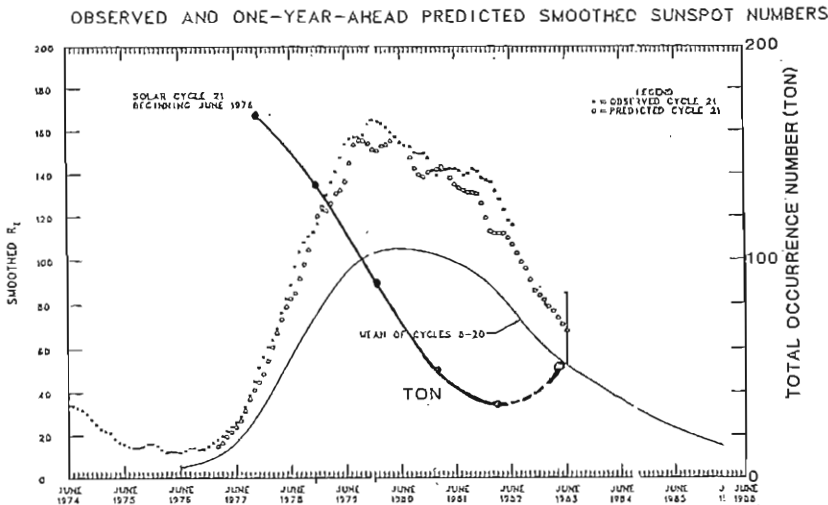
Carr, T.D., A.G. Smith, H. Bollhagen, N.F. Six, Jr., and N.E. Chatterton, Recent decameter wavelength observations of Jupiter, Saturn and Venus, *Astrophys. J.*, **134**, 105, 1961.

Oya, H., and A. Morioka, Effect of turbulent region of interplanetary magnetic field on Jovian decametric radio emissions from the main source, *EOS, Trans. Am. geophys. Un.* **58**, 757, 1977.

Oya, H., and A. Morioka, Relations between turbulent regions of interplanetary magnetic field and Jovian decametric radio wave emissions from the main source, *Planet. Space Sci.*, **29**, 783-791, 1981.

Terasawa, T., K. Maezawa, S. Machida, Solar wind effect on Jupiter's non-Io-related radio emission. *Nature, Lond.* **273**, 131, 1978.

太陽黒点数の変化と木星デカメータ電波現象発生数 (TON) の関係。



木星デカメータ電波の観測(I)

大家 寛, 森岡 昭, 徳丸宗利
(東北大理)

§序 木星デカメータ電波の発生源の位置を探ることを目的として開発された, 75km 基線干渉計システム¹⁾は, 昨年12月20日より稼働を開始し, 約1ヶ月間の試験観測を経て, 本年1月26日より現在に至るまで, 木星デカメータ電波を対象とした観測を行なっている。今回の講演では, 現在までに得られた数個の観測例に対して, 計算によって求められるフリンジパターンとの対比等の解析を行なった結果, 明らかとなった発生領域のダイナミックスについて報告する。

§観測結果 75 km干渉計の観測例を, 図1, 図2に示す。木星電波は, 30秒~2分の時間スケールのバースト群を構成して出現し, この強度の息づきに対応してフリンジパターンが現われている。図中, 木星が電波源であるとした場合, 計算によって求められるフリンジパターンを, 観測結果と重ねて示してあるが, フリンジ周期に関する限り両者はよく一致していることがわかる。しかし, フリンジ位相についてみると, バースト群ごとに

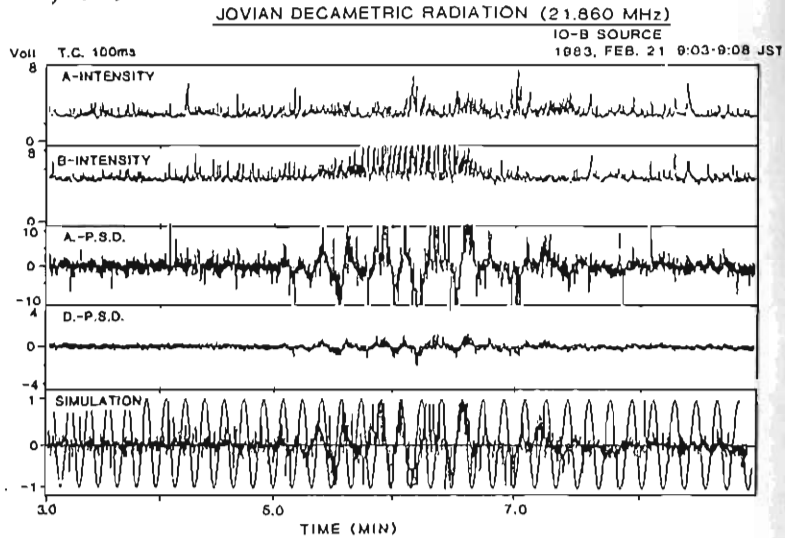
(図1), 又は, バースト群の中で(図2), 不連続なフリンジ位相の変化がみられる。これは, シンチレーション, 及び一方向基線であることの不確定性等の未知量が加わっているが, これが発生源の情報を含んでいると仮定すると, 図2の場合の変化量は, 理論的に予想される南北両極域の発生源の相対的な位相差に一致することが示される。

§まとめ 以上, 現在までの観測により木星デカメータ電波の現象の中には, 南北極域の電波源が存在し, それらが互いに息づいていることが明らかとなったが, これは, 木星磁気圏-

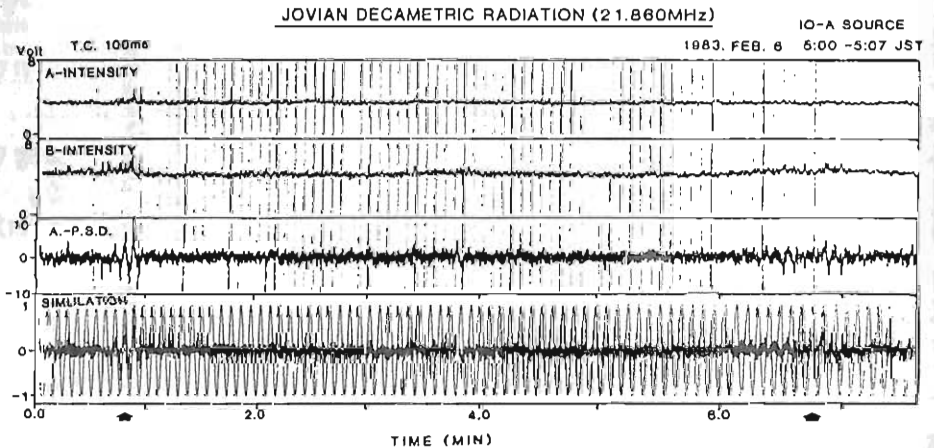
電離圏の結合領域に於いて発達する粒子の沿磁力線加速の南北対称性及び非対称性を反映しているものと考えられる。

[参考文献]

- 1) 大家 他, 日本地球電気磁気学会, 第72回講演予稿集 p.4, 1982



[図2] Io-B Sourceの観測例('83/2/21)



[図1] Io-A Sourceの観測例('83/2/6)

木星電波観測用大型広帯域アレイ：4素子アレイの試作

渡辺 克、荻野龍樹、織田哲夫、神藤英彦、徳田 進、太田幸一

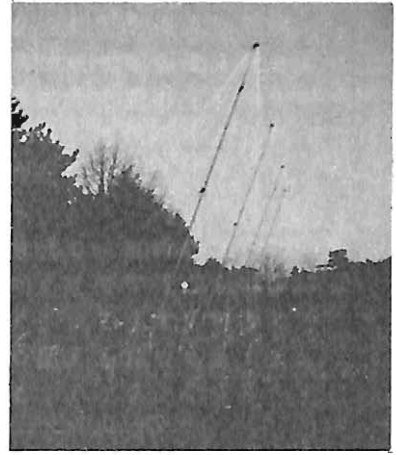
名大空電研

木星デカメータ波バーストは時として大変強力であるため（電波天文の常識からして）、従来八木アンテナ及びそれに類した比較的低位得のアンテナによる観測が標準的パターンであった。しかし木星電波バーストのように極めて多様な現象を十分な時間・周波数分解能でもって高いS/N比の観測を行なうには利得に不満が残る。しかも現象のより良き理解のためには地上より観測可能な15MHz前後から木星電波バースト自体の上限である約40MHzまでをカバーすることが要求される。そこで高利得、広帯域の木星電波観測システムの必要性が出て来るのであるが、我々はそのような観測装置の実現を目指し色々な実験を進めている。今回は大型広帯域アレイのプロトタイプとして試作した4素子アレイと、それによる木星電波バーストの試験的なスペクトル観測について報告する。

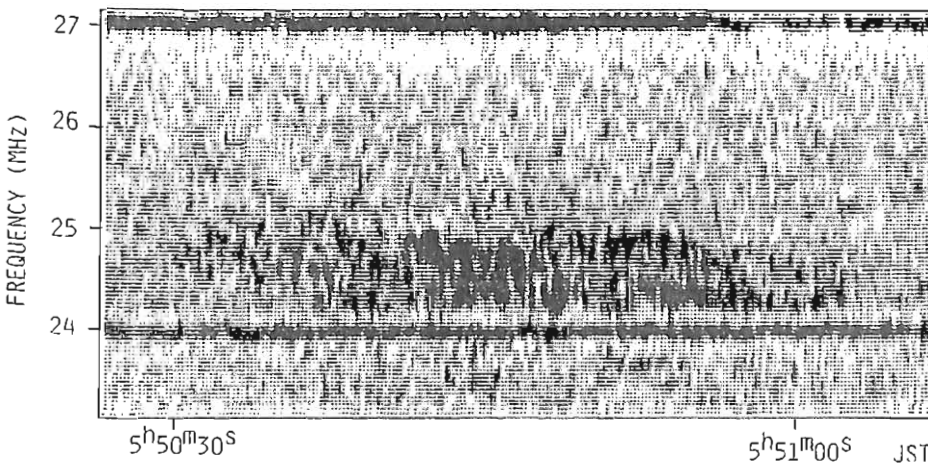
大型広帯域アレイの素子アンテナとしては低位得であり（観測時間を長くするため）広帯域化が容易に実現出来るもの（安価に出来るもの）が要求されるが、既にクラークレイク（米）やナンセイ（仏）において用いられている円錐型対数周期スパイラルアンテナが適当と思われた。このアンテナは2本のバランスしたexponentiallyに末括りの導体シートを円錐の表面に巻付けたもので、頂部より給電する。導体部と絶縁部との面積が等しい自己相補型としたとき特性インピーダンスは理論的に 60π （ ~ 188 ）オームとなる。ビーム半値幅は $\frac{1}{2}$ 頂角としたとき約80度となる。何本かの小型のアンテナの試作の後、木星電波観測用として $f_{min} \sim 20$ MHz、 $f_{max} \sim 100$ MHzのアンテナを作り特性を調べた。帯域内におけるVSWRは1.6前後。アンテナ能率は標準的な半波長ダイポールアンテナと同程度か若干（ ~ 0.2 db）悪いが、といったところであった（銀河のバックグラウンドノイズの出力差により推定）。導体シートは低周波域で良く行われている、3本のワイヤで近似する方法と5本のワイヤを用いる方法との比較を行ったが、両者の間には本質的な差は無いようであった。

現在第1図にあるような4本のスパイラルアンテナによるアレイ（東西方向）の試験を行なっている。アンテナ間隔は8.3メートル。各々のアンテナには広帯域プリアンプ（MC5157）と4ビット移相器が付いており、東西方向に7度ずつ最大約40度ビームを振ることが出来、タイマーによる自動追尾が可能である。各々のアンテナは両側に20度傾けてある。

バックエンドは目下のところいわゆるスペアナであり、その出力を魚群探知器改造のファクシミリ記録計によるダイナミックスペクトラムのリアルタイムモニターとして表わす他、磁気テープに収録して計算機による処理に備えている。スイープレイトは魚探の方の理由で6回/秒に押さえられている。観測帯域は20~40 MHz、パスバンド幅は30 kHzである。計算機による木星電波バーストの出力例を第2図に示す。



第1図：4素子アレイ



FEB. 13, 1983

第2図：木星電波のダイナミックスペクトラム

木星電波の三次元 Ray Tracing

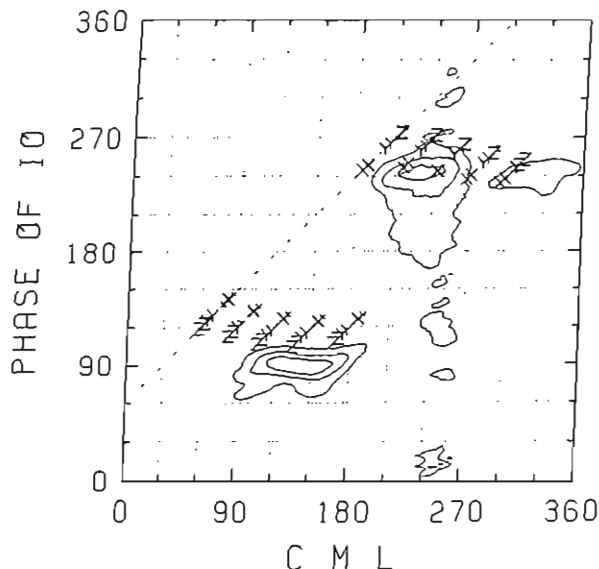
橋本 弘 蔵* M. L. Goldstein

NASA / Goddard Space Flight Center (* 現 京大)

木星電波は木星電離層からR-Xモードで放射されると考えられている。その励起機構はよくおぼろげだが、地球まで到達可能なRモードカットオフ周波数(f_{R0})以上の周波数で放射された電波は地球上でどのように受信されるかを検討するため、三次元Ray Tracingを行った。主として使用したプラズマモデルはPioneer10の観測に基づく電離層モデル及びSaitman & Goertzの磁気圏モデルである。磁場はGSFC-04モデルを主に用いた。木星の扁平度は考慮されている。プラズマトローラスはプラズマ周波数が0.5MHz以下なので無視した。電波のWave Normal angleの初期値としては、 $70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ を仮定し、方位角方向に 5° おきに北半球から放射した。伝搬路は木星半径の2.5倍の高度まで計算し、その後は直進するものとみなした。伝搬方向は赤道面に対する角(α)が 2° 以内の時、地球に到達できるものと考え、地球で受信された時の等価的な木星経度(CML)を評価した。

図1は $f=22\text{MHz}$ の波を $f=1.01f_{R0}$ を満足する点からスタートさせた例を示す。縦軸はイオ角、横軸はCMLである。イオの経度は 30° おきに計算し、イオのトローラス内の北側に位置する $120^\circ \sim 270^\circ$ の間について計算した。赤道面に対する角 α が 4° 以下の時のプロットは $4^\circ \sim 2^\circ$ ではプロットの大きさを大きくしていき、 $2^\circ \sim 0^\circ$ では太く示した。斜めの破線はイオ経度 120° に好むし、 270° の場合は初期条件を満足しないので除かれている。文字は θ の初期値がそれぞれ $70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ に好むする。背景の等高線は木星電波の受信確率を 0.1 から 0.2 おきに示したものである。この図はイオに沿った磁力線上から電波が放射されると仮定しているが、別稿¹⁾で示したように約 20° ずれた磁力線上で放射されると仮定したものの例を図2である。 θ が 80° と 90° の場合に、観測値と良く一致を示している。 $f=1.001f_{R0}$ と仮定した場合には、波は大きく屈折され、等価的な円錐角が小さくなり観測値と一致しなくなる。その他の条件についても計算を行い、別稿¹⁾の仮定をうまく受信確率を説明できることが明らかとなった。(J. G. R. 88-A3, 1983). 文献2)橋本, Goldstein, 今回予稿集, 1983

F=22.0 MHz F/FR=1.010



F=22.0 MHz F/FR=1.010

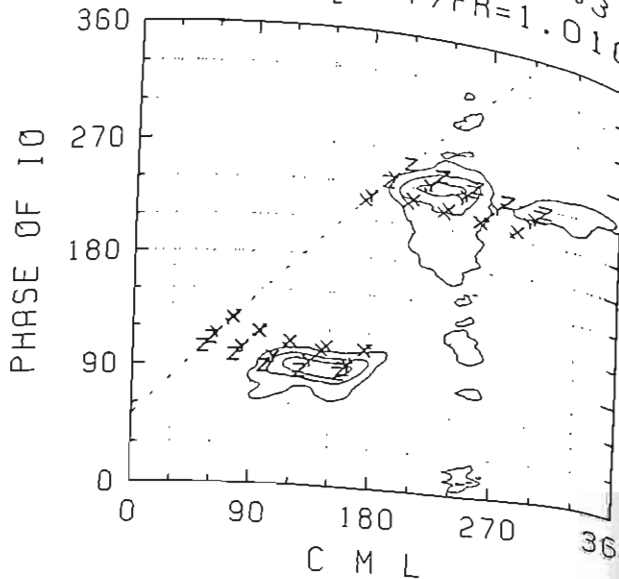


図1 イオの磁力線(IFT)上からの放射

図2 IFTから約 20° ずれた磁力線上からの放射

木星電波のイオ位相の非対称性

橋本 弘 蔵*

M. L. Goldstein

NASA / Goddard Space Flight Center

(* 現 京大工)

イオの位置に依存する木星電波源はイオ位相(γ_{Io} ; 沖合の方向からのイオの角度)が 90° 以下になっても受信されている。また、イオに沿った磁力線上から、中空円錐状に電波が放射されるという広く受け容れられているモデルに基くと、2つのイオ電波源(イオAとイオB)が地球に好して非対称となる(図1)。これらについての新しい説明を提案する。

導体であるイオがプラズマトーラス内を動く時、プラズマに対する相対速度のためにアルフベン波が励起される。その強度はアルフベン速度の平方根に反比例する。言い換えると質量密度の平方根に比例する。ところが、アルフベン波の磁力線方向の波長はトーラスの直径の10分の1以上もあり、トーラス内の密度の傾斜を無視できない。従って、強度を考える際には質量密度は数波長にわたる平均値で評価する必要がある。イオはトーラス内を南北に移動し、そこから周回していくが、北側にある時にのサイオに依存する電波が出る、とか知られている。この時トーラスの中央側は密度が濃く、反対側には薄い。ため、中央側を南半球に向かってアルフベン波が強く放射される(図2)。この波はほぼ無損失で南半球の電離層で反射され、北半球側の電離層で木星電波を励起することになる。アルフベン波の伝搬時間や伝搬路の曲がりやを考慮するとイオの磁力線から約 20° ずれたところに電波源が存在することになる。先に述べた非対称性はこのずれの角(lead angle)により、うまく説明される。(J. Ge. R., 88-A3, 1983)

Why decametric radiation (DAM) is observed even if $\gamma_{Io} < 90^\circ$?

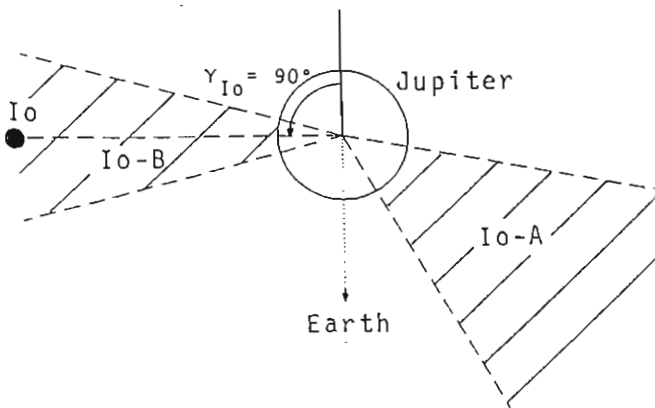


図1 イオ位相(γ_{Io})が 90° 以下の場合でも、木星電波は地球で受信される。

$$\text{Alfven wave power} \propto v_A^{-1} \propto \sqrt{\rho}$$

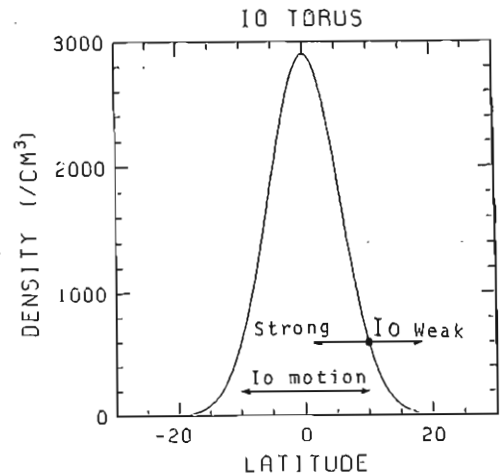


図2 イオトーラス内でアルフベン波は密度の濃い方に向かって強く放射される。

木星デカメータ波(Io-B SOURCE)のビーミング

前田耕一郎
(兵庫医大)

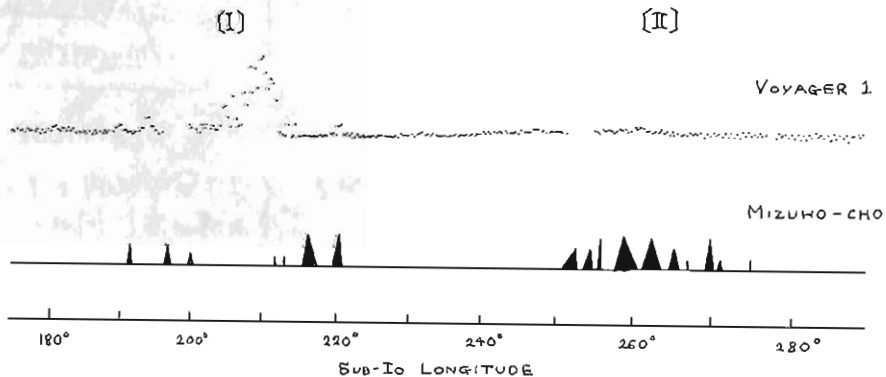
木星デカメータ波は、観測者から見た SYSTEM III CENTRAL MERIDIAN LONGITUDE (λ_{CML}) と衛星 Io の ORBITAL PHASE (γ_{Io}) によりいくつかの SOURCE ($\lambda_{CML} - \gamma_{Io}$ 面で受信確率の高い領域) に分けられる。この事は、木星電波が受信されるか否かが木星磁気圏と観測者の関係および Io-木星-観測者の幾何学的配置に強く依存する事を示しており、木星電波のビーミングを示唆する論拠のひとつとなっている。しかし、地球のみからの観測を用いる限り、ビーミングの議論は間接的なものにならざるを得ない。我々は1979年に、地球、VOYAGER 1, VOYAGER 2 と異なった方向から同時に木星電波を観測し、ビーミングについての直接的証拠を得た。今回は γ_{Io} に依存する Io-B SOURCE の観測結果について報告する。

地上観測は京都府瑞穂町で行われた。木星電波の場合、同定を確実に行う事が肝要であるので、万全を期すため強度だけでなく、円偏波計および位相切換型干渉計による観測も行われた。瑞穂町の観測により同定された木星バーストは、電波の伝播時間の補正がなされた後、VOYAGER 1 の記録と比較された。その結果は次の2種類の場合に分類できた。[I] は同じ時間帯に両者と

もバーストを受信しているが時間構造は全く異なる。[II] 瑞穂町では非常に強いバーストが受かっているにもかかわらず、VOYAGER 1 では何も受かっていない。[I], [II] の例を下図に示す。

[I] は、とにかく、ビーミングの直接的証拠である。このような場合、 $\lambda_{CML} - \gamma_{Io}$ 面において地球は Io-B 領域の内にあつたが、VOYAGER 1 は領域外にあつた。[I] については2通りの解釈が考えられる。① SOURCE は1個しかないとする、シャープなビーミングが時間的に振れ動いていなければならない。② もし地球と VOYAGER 1 では異なった SOURCE を見ているとすると、Io と木星電離層の相互作用は、単に Io を通る磁力線を介してだけでなく、もう少し広い経度にわたって起っていると考えねばならないであろう。

下図：瑞穂町と VOYAGER 1 の記録 (Feb. 7, 1979) の比較。瑞穂町の記録は強度を3段階に分類し、図式的に示してある。横軸は時刻の代わりに木星の SUB-IO LONGITUDE で目盛つてある。1時間は SUB-IO LONGITUDE で約 28° に相当する。地球-木星-Voyager 1 のなす角は約 22° であった。



小惑星の運動に対する木星重力の共鳴擾動

中川 義次 · 林 忠四郎 (京大・理)

木星が太陽系内に誕生して以来、その大きな重力は周囲の天体に様々な影響を与えてきた筈である。小惑星の軌道要素に見られる特徴もまた木星重力の擾動によるものと考えられる。小惑星の軌道の形は惑星の軌道に比べるとかなり楕円的で軌道面も傾いている。離心率 e は平均して0.14, 軌道傾斜角 i は平均 10° , これらの値は惑星のそれと比べると10倍は大きい。また軌道長半径 a はだいたい $2.2AU \leq a \leq 3.3AU$ の範囲内に入り、ほとんどの小惑星は火星と木星の間の帯状の領域(小惑星帯)に分布している。しかも、公転周期が木星のそれと簡単な整数比(共振関係)をなすような軌道長半径 a の値をもつものは極端に数が少なく、この帯にはいくつかの空隙(Kirkwood Gap)が存在する。このような空隙の存在は明らかに木星重力によるものである。

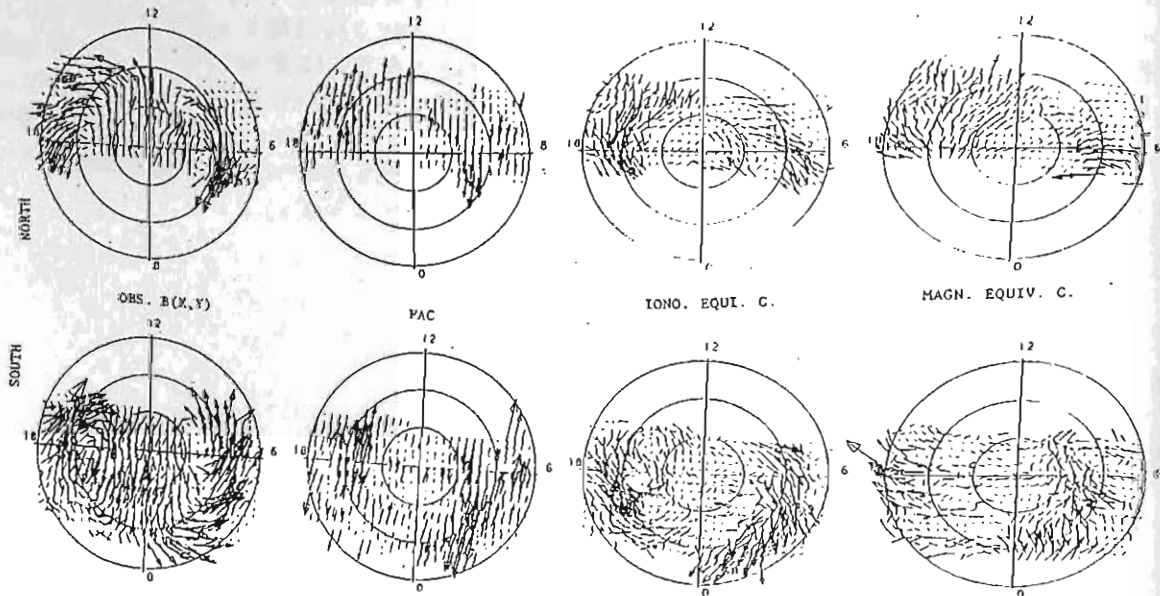
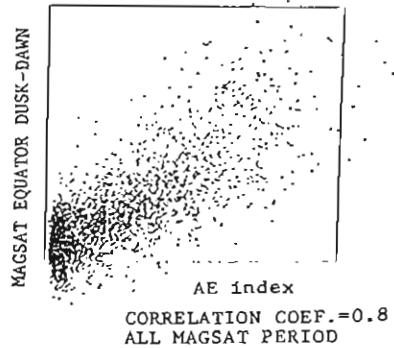
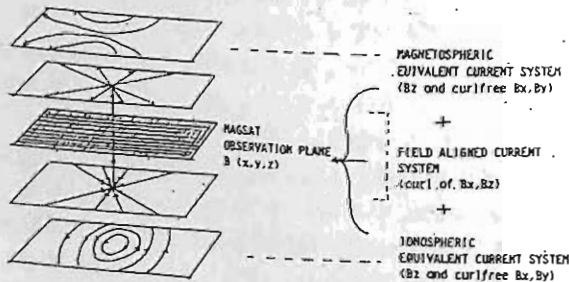
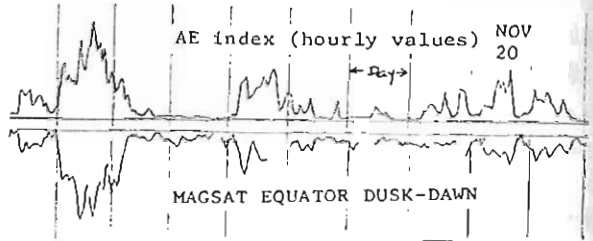
一般に木星重力の影響は、共振関係の成立する軌道(共鳴軌道と呼ばれる)を運行する天体に対して大きく現れる。我々は運動方程式をそのまま数値積分することにより、共鳴軌道を運行する小惑星の長時間($10^4 \sim 10^5$ 年)にわたる運動の様子を調べてみた。従来、共鳴軌道における小惑星の軌道要素の長年にわたる振盪を見るのに、木星との会合同期にわたって適当に平均化したハミルトニアンをもとにして数値計算が行われてきた。このような平均化により短周期変化を消すと、数値計算に要するCPU時間は少なくて済む。しかし平均化の方法は一意的でなく人によって異なっていた。最も正確な方法は運動方程式をそのまま数値的に解くことである。平均化したハミルトニアンを用いる方法に比べると計算時間は長大になるが、正しい解を得るために我々は敢えてそれを試みた。

その結果、公転周期の比が $3/2, 2/1, 3/1$ の共鳴軌道においては、内軌道から出発した小惑星の離心率 e は $10^3 \sim 10^4$ 年の長周期の変動を繰返し $e_{max} \approx 0.3$ にも達すること、また $4/3$ の共鳴軌道付近では小惑星は多くの場合木星の重力圏に捕えられ大きな散乱を受け木星より外側の軌道にほり出されることなどが明らかになった。これらの結果から我々は、 10^7 年という隕石固結年代の幅に対して1つの推論を立ててみた。木星が形成された後、その重力擾動により小惑星は大きな離心率 e と軌道傾斜角 i をもつようになり、小惑星領域において高速度衝突時代が出現する。当時小惑星の総量は、現在の 10^3 倍程度は存在していたと仮定すると、小惑星同士の衝突時間は約 10^7 年と見積られる。したがって木星形成後 10^7 年程度は高速度衝突時代が続いていたと考えられる。小惑星が隕石の母天体であったと考えると、この時代の高速度衝突による小惑星表面の溶融が隕石固結年代の幅 10^7 年をもたらしたと考えることも出来るのではないだろうか。

尾中豊庄, 燕不敏 前田 坦 宗森 俊彦
(京大理工)

MAGSATは高精度の高い磁場vectorを
観測した。これを利用し、高精度のinvariant
Latitude, invariant MLT座標上の電流分布、さら
に電流系を求め、特にIMF Bzの-の場合
Ionospheric Equ. C.はwestward & eastward
Electrojetを示している。又 IMF ByによるIonosph.
Equ. C.の変化はBz-の場合に大差なし。一方Magn.
Equ. C.は南北に大差を認める。Dusk側の
電流は北に流れる電流は北に流れる。南に流れる
電流は南に流れる。MAGSAT高度に近い高度の電流系に
おけるIonosphereや地上のinduction電流が表現されて
いるのが検討中である。一方MAGSATの高度付近で

見られるDusk-Dawn非対称性はMAGSAT観測
のAE indicesと比較するとAEが5~10分遅れで多
くあることが、全期間でr=0.8程度の相関の強い期間
では、0.9以上である。これらの関係を議論する。



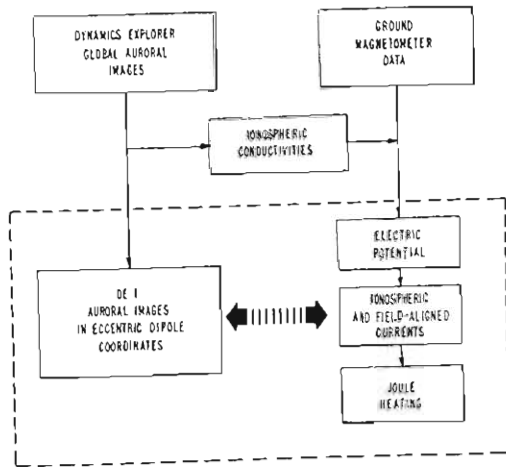
上出洋介^{1,2} J. D. クレイヴェン³ L. A. フランク³ 赤祖父俊一⁴

本論文では、グローバルなオーロラ分布と三次元電流系の関係、およびそのサブストーム変化を調べる。この目的のために、1981年11月5日~8日に、DE(Dynamics Explorer)-1で観測されたUVオーロラ・イメージのデータと、地上約50カ所から得られた磁場変動データを用い、さらに前者は電離層の電気伝導度の推定に、後者は最近開発された数値モデルへのインプットとして用いる。DE-1衛星は、 $3.65 R_E$ (R_E は地球の半径)を遠地点にする極軌道衛星で、最高5時間にわたって、約12分ごとに、地球の高緯度領域のオーロラ強度分布を撮影できるようにデザインされている(Frank et al., 1981)。

図の左側に示したように、DE-1のオーロラ・データは緻密な性能チェックのうえに、偏心双極子座標にマップしなおし、電流分布との比較を容易にする。一方、右側のフローパターンにあるように、電流等の推定には地上での磁場変動ベクトルと電気伝導度が本質的要素である。この数値モデルが開発されて以来2年間、統計的に得られている伝導度モデルが頻繁に用いられてきたが今回は汎世界的なオーロラ強度とその変化が観測されているので、次の仮定のもとに、電気伝導度分布の推定を試みた。電子密度 N の生成率 Q をオーロラ強度 I (単位は kR) に比例すると考えると、 $\partial N / \partial t = Q - \alpha N^2$ (α :再結合係数)より、電気伝導度 ($\propto N$) は I の $1/2$ 乗に比例することになる。比例係数は、オーロラの波長に依って異なり、今回のデータ・サンプルでは、3つの異なる波長を使っている。このようにして、各グリッド(緯度1度ごと、磁気地方時1時間ごと)で計算された電離層電位、電流、沿磁力線電流、ジュール熱とオーロラ分布を比較し、次のような結果が得られた。

1. オーロラの発達はいつも相似形の統計的オーバルに沿っておらず、異なるサブストームによって、全体的な形が異なる。
2. AE指数のみでは、オーロラ嵐の急始をとらえることは難しい。
3. 最も活発なオーロラは、オーロラ・オーバルの夕

JOINT PROJECT ON
DE AURORA - CURRENT SYSTEM



方では極側、朝方では赤道側半分に沿って発達する。

4. オーロラ・ジェット電流は、大きいスケールで見ると、だいたいオーロラ分布と一致している。しかし、オーロラが非常に弱いところに強い電離層電流が見つかることもしばしばある。

5. 上向き(電離層から流れ出す向き)の沿磁力線電流は、一般的に明るいオーロラ場所にある。しかし、オーロラ強度と電子密度は必ずしも比例関係にはない。たとえば、真夜中付近でオーロラが最も強くても、上向き電流が相対的に小さいことが多い。

6. ハラング不連続は、サブストーム時間によって、オーロラの活発なところに位置したり(爆発相)、その赤道側の境界に移ったり(回復相)する。

参 考 文 献

Frank, L. A., J. D. Craven, K. L. Ackerson, M. R. English, R. H. Eather, and R. L. Carovillano, Global auroral imaging instrumentation for the Dynamics Explorer Mission, *Sp. Sci. Instr.*, **5**, 369, 1981.

1) 京都産業大学理学部
 2) N O A A 宇宙環境研究所
 3) アイオワ大学物理天文学部
 4) アラスカ大学地球物理研究所

IMF と 3次元電流系

飯島 健 (東京大学理学部)

MAGSAT 人工衛星で計測した地球磁場ベクトル値を解析して、惑星間空間磁場の变化に伴う、流磁力線電流および電離層電流の構造を調べた。特筆すべきは、

① IMFが北方向を向く場合、地球磁場には大規模な流磁力線電流が存在し、その方位側で電離層に流入し、赤道側へ流出する。この流磁力線電流は、このと同時に存在する Region 1 流磁力線電流と逆方向の流磁力線電流であり、強度は前者の約1/2程度である。さらに同時に磁気圏と大気圏 (変化磁場の主要な端上平行成分) の間に存在する地球磁場ベクトルと反対側の流れを伴う双流電離層電流系が存在する事が判った。

② 同時に地上で観測される等価電流ベクトル分布図を地球磁場ベクトルと反対側の電流が地球磁場に集まって存在する事を示した。さらに地上での分布とこの電流系が存在する向きと一致する結果を示した。

③ さらに IMF が北方向を向く (5~16 nT) の場合、Region 1 流磁力線電流は、実効的に存在しない。

流磁力線電流の発生に本質的なる磁気圏内に重力が力を作り出す過程として示唆。地球磁場の両端 (IMF 北方向と南方向) の異なる電流系 (電流) の運動に発生する) の同時に、IMF 変化に伴って発生する電流系 (電流) の発生が必要である。

北向±IMF時の極域磁場分布

黒木 徹, 亀井豊永, 家森俊彦
京大理

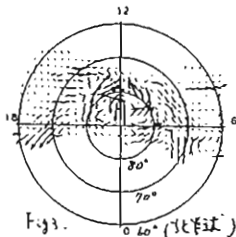
IMF $B_z > 0$ の時, 昼側極冠内に $B_z < 0$ の時のいわゆる *two cell pattern* と南向±の1対の対流渦が主をなす。地上磁場の統計的解析から推定された (Maeda 1976, Horwitz et al. 1979), 最近の衛星による磁場, 電場の観測もこれと互換するデータと見做すことができる。

低高度磁場精密測定専用衛星 MAGSAT (Table 1 参照) は Birkeland current の dawn-dusk 構造と関係するのにかつてのこの衛星より優れており, IMF $B_z > 0$ の時の特徴的磁場分布とをのべては, 示した。ここでは, 全期間のデータの解析結果から, 北向±IMF時の極域上部電離層磁場分布の性質を述べる。結果は, 各軌道毎の磁場水平成分 (12 緯磁場と 100 mV の) プロットと, 全データに 200×200 km の mesh に整理し IMF による統計的に再編成したプロットによって表示される。

Fig. 1 に, 北半球昼側極冠を越える軌道上の磁場分布を IMF $B_z < 0$ (左図), IMF $B_z > 0$ (右図) の場合に示した。右図は 12^h LT 付近の経緯がほぼ示すと見られる。

Fig. 2 は 南半球の1日間のデータを各軌道順に並べたものである。磁場方向が北半球とは逆に主成分が 1132 mV ~ 1911 mV の軌道に IMF $B_z > 0$ の特徴的10^h 2^h 成分が見られる。ISEE 3 の IMF 観測, 実際, 0900 ~ 2400 mV の間 2^h 北向±成分を示している。

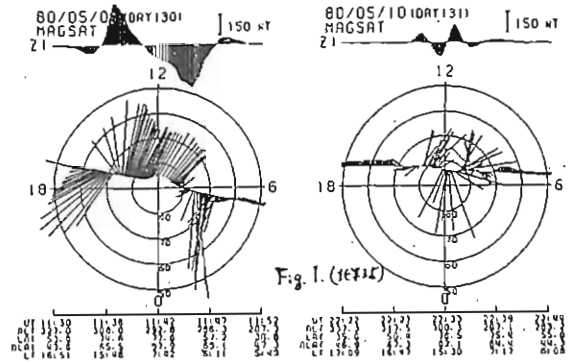
Fig. 3 は IMF $B_z > 0$ の時の統計結果である。昼側極冠内小渦対に注目した。



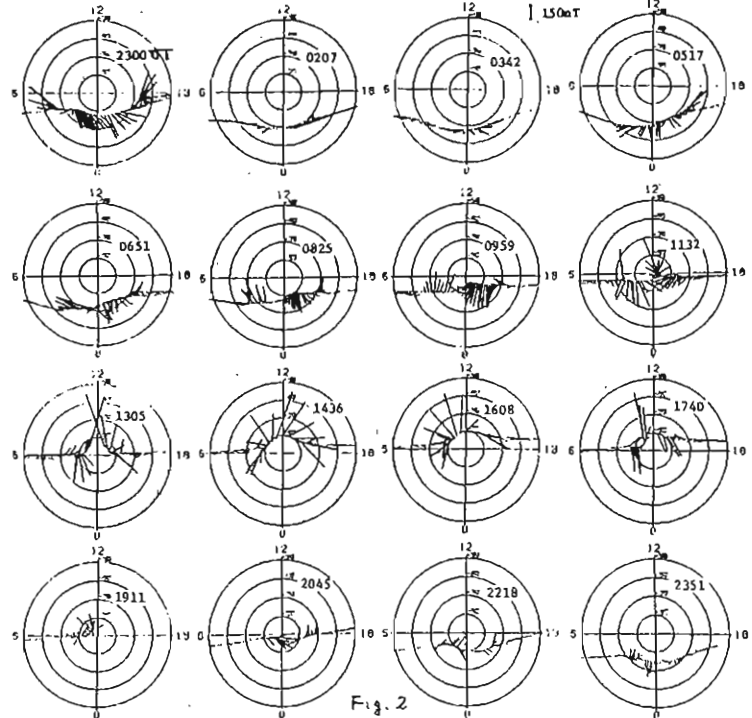
MAGSAT

Table 1.

Data Period	Nov. 1979 - May 1980
Altitude	270 - 550 km
Period	93 min.
Orbit	sun-synchronous polar orbit (dawn-dusk)
Attitude	earth horizon scanner
magnetometer	precision sun sensor
	star camera
	optical system relative to star camera
Data sampling period : 60 msec.	C ₀ -vapor for scalar field ---- 3nT
	fluxgate for vector field ---- 6nT



Horizontal Magnetic Field observed by MAGSAT : Southern Hemisphere (Inv. Lat. > 50°)



井上雄二

京都産業大学 計算機科学研究所

昨年学会に於て、磁気サブストームの膨脹期の機構を説明する為に、伝送線モデルを提案し、その結果の一部を発表した。今回は、そのエネルギー論、極域電離層近傍の波動特性から極光粒子加速、極光の極方向膨脹について述べる。

磁気圏サブストームの成長期には、長短4本の磁力管が、一に分極荷電し、蓄電器のように電気的エネルギー $\frac{1}{2}CV^2$ が単位長当りに蓄えられる。伝送線のCの値は地球近傍では小さいが、近尾部付近では非常に大きい。故に、開始時に貯められた電気エネルギーの大部分は近尾部に集中する。典型的な中程度のサブストームの場合、分極電圧が高緯度管で $\pm 25KV$ 、低緯度管では $\pm 12.5KV$ であると仮定すると、開始時には長い高緯度管の伝送線に 10^{21} erg、短い低緯度管の伝送線に 10^{18} erg のエネルギーが、電気エネルギーとして蓄積されている。この電気エネルギーが伝送線波動のエネルギーに変換され、サブストームの膨脹期の諸現象を起すと考えられる。変換過程は伝送線上に現れる過渡現象としての波動の特性に、又初期条件に依存する。

サブストーム開始時の波動方程式の解の初期条件を次のように設定した：電離層のPedersen電流の全抵抗値は急激に減少し、約 0.03Ω になる。部分赤道環電流が急に階段関数形増加し、定常値 $250KA$ の西向き電流を流す。近尾部の電流遮断型の電流源は既に定常的に $500KA$ であり、これに近接した近尾部赤道面近傍の微弱な磁場の領域の全抵抗を 0.1Ω と仮定する。従って高緯度管で構成されている長い伝送線間の分極電圧は、開始時に於て $\pm 25KV$ となる。上記の初期条件から、伝送線波動が過渡的に進行する。波動伝播の特性を図示する。

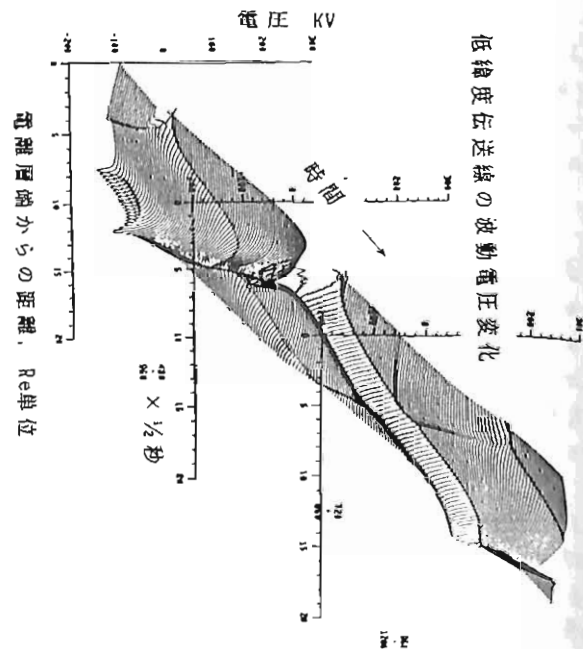
伝送線波動に関連するエネルギーは初期に蓄えられたエネルギーのみではない。二つの主要な電流源の Joule の損失又は Poynting 束による波動エネルギー注入、更に電離層の Pedersen 電気抵抗による Joule 損失を考慮する必要がある。近尾部の電流源が波動系にエネルギーを注入する時期は開始後 2500 秒付近の約 400 秒程度で、他の時間は総て Joule の損失として働く。

部分赤道環電流源は初期の約 600 秒間はエネルギーを注入するが、それ以後僅かな時間区間を除いて、Joule 損失として作用

し、その開始後約 3000 秒に再びエネルギー注入が始まり、約 500 秒程度持続する。全波動系では電流源がエネルギーを注入するのは初期の 600 秒程度、それ以後は Joule 損失となる。それらの最大値は初期に蓄えられたエネルギーの各々 10% と 20% 程度になる。Joule 損失は荷電粒子加熱加速によって、運動エネルギーになる。電離層の Joule 損失も同様に初期に蓄えられたエネルギーの 10% 程度である。

波動系全エネルギーは開始後約 1500 秒以後は初期に蓄えられたエネルギーと殆ど同一レベルになり、その後ゆるやかに減少する。上記の事柄は、初期の電気エネルギーから伝送線波動エネルギーへの変換は非常に効率が高いことを意味する。

この波動に伴って、強い且つ大規模な沿磁力線方向の電場が出現する。これが極光粒子の加速を行う。過渡波動現象の初期に夕方から朝方への大規模で強い電場が地球近傍に出現し、これに依る $E \times B$ 漂流が極光の極方向への膨脹を惹起する。



Dynamical development of substorm
at synchronous orbit

石井 亨・友村 清
(東海大学工)

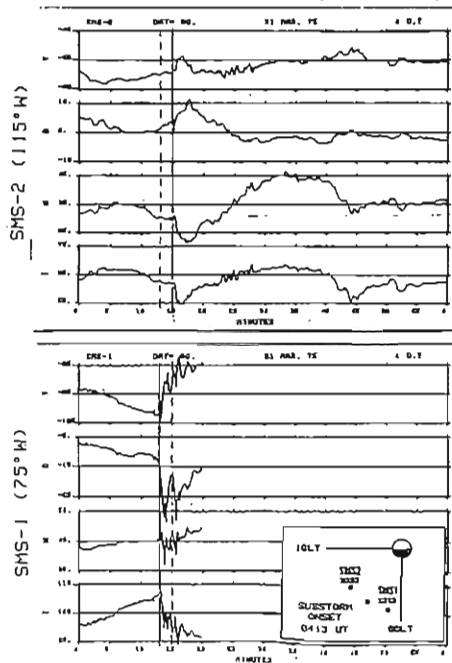
Dynamical development of substorm and its associated phenomena is studied at synchronous orbit by using magnetic field data obtained with three satellites SMS-1, -2, and ATS-6. The satellites are located with a longitudinal separation about 20° degrees with one another. The extension of the longitudinal separation amounts about 40° for the three satellites. Therefore, the substorm and its related phenomena are examined in detail in longitude.

The results are as follows;

- 1). The substorm develops with the speed of about 50 - 250 Km/ sec, which corresponds to the drift velocity of energetic particles injected into the synchronous orbit with substorm activity.
- 2). The Pi 2 magnetic pulsations appear almost simultaneously at the three satellites.
- 3). The longitudinal extension of substorm related field-aligned current amounts about 20° - 30°.

One of typical examples indicating the dynamical development of substorm is illustrated in Fig. 1. The substorm begins at 0413 UT at the SMS - 1 satellite locating near midnight sector and takes place with two minutes later at the SMS - 2 satellite near dusk sector. This substorm event shows only one onset and not a multiple onsets.

SUBSTORM EVENT AT 0413 UT, MAR. 31, 1975



山下善弘 (気象研究所)

SSC (SI) が太陽風の動圧の急増に起因することは明白な事実となる。しかし、SSC (SI) による磁気圏の圧縮とともに地上 (極域) で観測される超
高層擾乱現象の解釈で、単なる圧縮性に基く定性的な説明でも困難であるという議論もある。

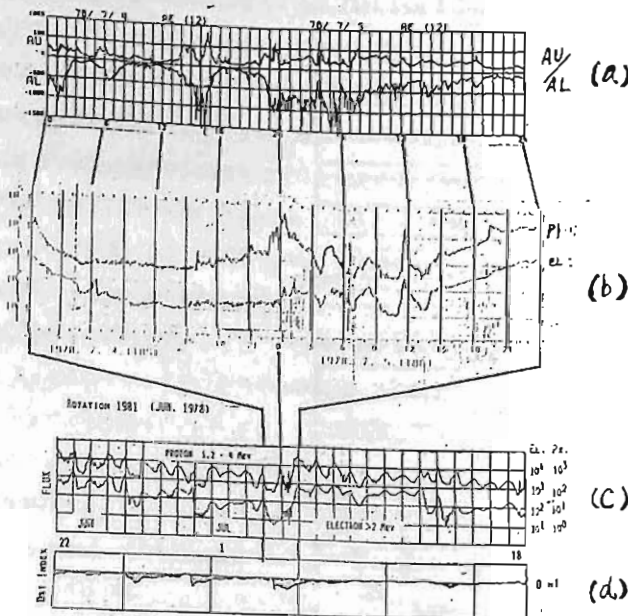
SSC (SI) とともに超高層擾乱現象 (magnetic and Auroral Substorm, ULF, VLF emission) は、その成因を考えると、従来、地球磁気圏の圧縮性の擾乱が卓越する中低緯度の地上磁場の急増との対比があり、主として議論がなされてきた。最近、人工衛星 (特に SMS/GOES シリーズ) のデータによる SSC に伴う現象の解析もなされているが、複雑な要素がなる SSC (SI) の特性を地上観測から明確にするには限界がある。

磁気圏内のあらゆる場所 (高度・緯度・経度) で [multi-satellites] で、SSC のとき磁場・粒子の観測できる時代であるが、SSC のとき、GMS "ひまわり" の数 MeV 粒子のデータを主係、この粒子の圧縮性効果の出現特性 (両方時依存性) を調べる。

今回、使用するデータ:

- (1) 1978 ~ 1981 年の GMS-1 "ひまわり" ($L \approx 6.6$, 赤道上, $140^\circ E$) の数 MeV 粒子データ,
- (2) 極域, AE-station (12カ所) の磁場のデータ,
- (3) GMS-Meridian line 上にあり station (柳田等) の磁場データ,
- (4) SMS/GOES (米国) シリーズのデータ。

以上 (1) ~ (4) のデータの対比によって、SSC 時の静止衛星高度における数 MeV 粒子の変動特性を明らかにしたい。



図の説明: 観測例

1978年7月3日, 2305 UT に発生した SSC を伴う地上磁気圏中で発生した Substorm のとき数 MeV 粒子 (プロトン P1; 1.2-4 MeV, 電子 EL; 2 MeV) の強度変化例。

- (a): AU/AL Index
- (b): P1, プロトン 1.2-4 MeV (2日分)
EL, 電子 2 MeV 以上
- (c): Rotation 1981 (78.6.22 ~ 7.18) の P1 と EL の 27日 フォックスの変動
- (d): (c) と同じ期間の Dst-Index

昭和基地 50MHz ドップラーレーダ実験概要

五十嵐喜良*, 藤井良一**, 倉谷慶知*, 小川忠彦**, 大瀬正美*, 平沢威男***

(*電波研究所 **同平磯支所 ***極地研究所)

MAP 期間中における南極中層大気の総合観測計画の一環として、1982年2月に昭和基地に50MHz ドップラーレーダが設置され、約1年間にわたって実験が行われてきたので、その概要について報告する。

この実験の目的は80-120km高度の波動現象をレーダで調べ、極域中層大気力学の研究に貢献することである。具体的には、(1)E層プラズマ波動の運動、励起維持機構；(2)オーロラに伴うE層の電場ベクトル；(3)ジェット電流；(4)流星電跡の1次元速度、拡散係数、高度；(5)中性大気波動、等の研究が可能である。このために、レーダは独立した3つの運用モード（スペクトラム、ダブルパルス、流星の各モード）を持っており、項目(1)-(3)はレーダをオーロラレーダ的、(4)と(5)は流星レーダ的に使うことにより研究できる。オペレータは任意のモードを選択して任意の期間実験を続けることができる。極域中性大気波動の研究は世界的にも稀に付いたばかりであるので、昭和基地での成果が期待される。

レーダ用アンテナは新たに開発したコリニア型で、ビームは2方向(GGSとGMS, 図1)あり、各々の水平面内ビーム幅は約4°である。2つのビームを適宜使い分けることにより、上述した各種波動の2次元運動を知る事ができる。レーダ系とデータ処理系のブロック図を図2に示す(112MHzレーダは1983年2月から稼働)。このレーダはオーロラレーダと流星レーダの機

能を兼ね備えていることに大きな特徴があり、且つユニークな点である。レーダの送信制御と実時間データ収集処理は、ミニコンがプログラムに従って自動的に行う。1次処理データはデジタルMTに記録されており、今春から本工において本格的に解析される。

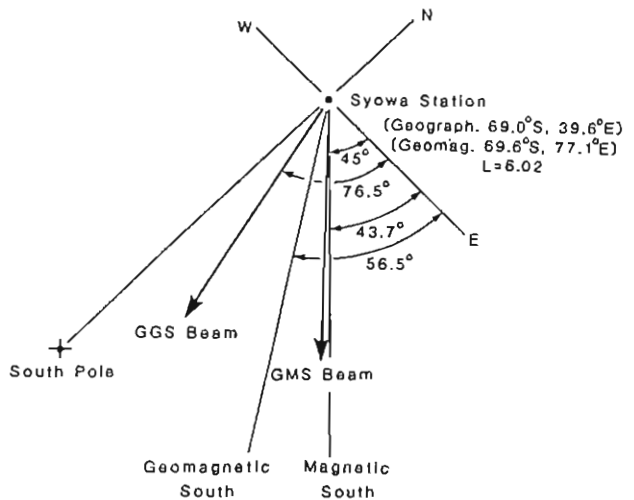


図1 図 レーダビームの位置関係

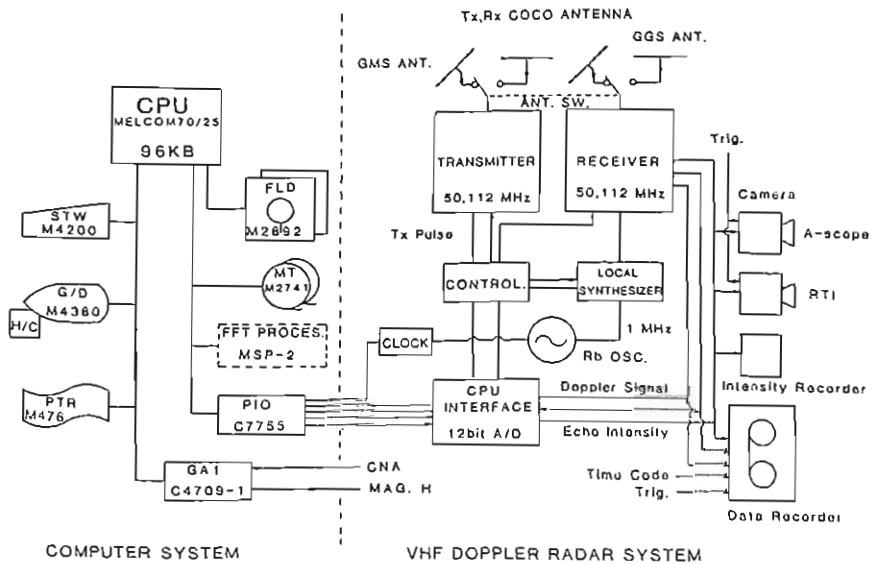


図2 図 レーダ系(右)とデータ処理系のブロック図

藤井良一(極地研) 五十嵐喜良(電波研) 忠鉢 繁(気象庁)
菊地雅寿(明星電気)

南極でのMAP観測の初年度にあたる第23次隊では以下の観測を実施した。

1. VHFドプラーレーダ観測

ドプラーレーダを用いて電離層中の電子密度のゆらぎ、プラズマの運動及び流星観測を行った。

2. オゾンの総合観測

ドブゾン、オゾンメータ、オゾンゾンデ等を用いて地上から成層圏までのオゾンの全量観測、鉛直分布観測を行った。

3. 大気球観測

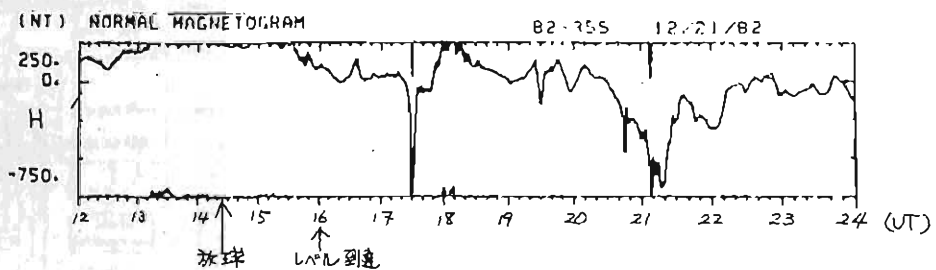
B5型大気球(5000m²)3機を放球した。

i) 1号機はN₂, オゾン, 電離計を搭載し、昭和57年11月24日14^h03UTに放球した。

ii) 2, 3号機は電場3成分, オーロラX線センサーを搭載し、昭和57年12月8日14^h13UTと12月22日14^h23UTに放球した。特に、3号機は下図に示したようにサブストーム中のデータを取得することができた。

4. オーロラ総合観測

従来設置されていた超高層現象モニタリングシステム、ISIS衛星、NOAA衛星テレメトリーの他に、魚眼レンズ、広角レンズ付き超高感度テレビカメラを用いて観測を実施した。



3号機放球時のマグネトグラム

降下電子に関する輸送方程式の 低次 discrete ordinate 解

柳田 健, 上山 弘
東北大・理・超高層

オーロラ電子, 光電子等のふるまいを調べるため, 電子の輸送方程式を discrete ordinate 法で解き, 異なる近似次数 (2-, 4-, 8-stream) の解を比較した。

大気は総 N_2 としたが, N_2 の微分散乱断面積として, Screened Rutherford formula の成立しない 1~2 keV 以下を記述するため, fitting parameter を ϵ_1, ϵ_2 とする変換式 (2) を用いた。 (1) は independent atom model)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{N_2} = 2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_N \left(1 + \frac{\sin^2(\theta/2)}{S_0}\right) \quad (1)$$

$S = 2k \sin(\theta/2)$, k : 波数, k_0 : 原子間距離

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_N = \frac{8^2 e^4}{4 E^2} \frac{1}{(1 + \cos\theta - 2\epsilon_1)^2} \frac{4(1 + \epsilon_2)^2}{(1 + \cos\theta + 2\epsilon_2)^2} \quad (2)$$

従来の 2-stream 法 (Banks and Nagy, 1970, Stamnes, 1981) では, 近似方程式系の各系数と, 陰にあるいは陽におかれた仮定との間に, 矛盾がみられる。仮定に忠実な 2-stream とし, 1) 電子強度分布が, 正 μ 半球, 負 μ 半球 ($\mu = \cos\theta$, θ : 電子のピッチ角) をそれぞれで等方的とする, いわゆる Eddington 近似, 2) 電子強度分布を μ の 2 次関数とみなすことを陰に仮定した, 最低次の discrete ordinate 法としての 2-stream の二者を区別する必要がある。

単一エネルギーの電子のみに着目した場合の解を, 入射エネルギー範囲 200 eV ~ 20 keV で計算した結果を, 表 1 に, 8-stream からのずれとして示す。4-から 8-stream にかけて, 解が急速に収束している。

次に, 単一エネルギー電子が等方的ピッチ角分布で入射した場合, 電子の段階的エネルギー減衰を考慮したときの, 大気へのエネルギー配分率, 大気のエネルギー反射率をそれぞれ fig. 1, 2 に示す。fig. 1 には, 電子の多重散乱を考慮しない場合の結果も示した。散乱を考慮に入れる場合, 2-stream では十分でないことが分かる。

	大気へのエネルギー配分率			反射率
	極大高度	極大値	高度積分	
Eddi.	+10 ~ 20 km	-20 ~ +10%	-18 ~-5%	1.5~4.8 因子
2-st.	0 ~ +7 km	~ +20%	~ +13%	+12 ~14%
4-st.	同上	-1 ~ +4%	+2 ~ 3%	+6 ~10%

表 1. 単一エネルギー電子についての解の比較 (8-stream 解からのずれ)

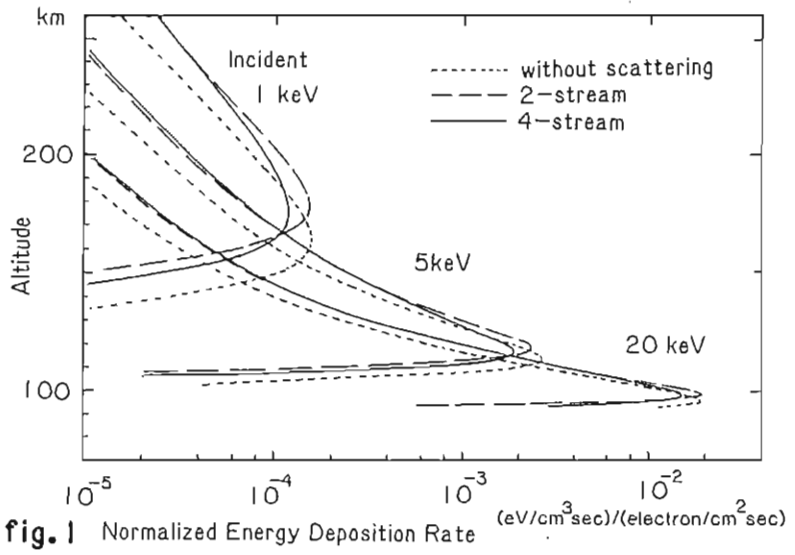


fig. 1 Normalized Energy Deposition Rate (eV/cm³sec)/(electron/cm²sec)

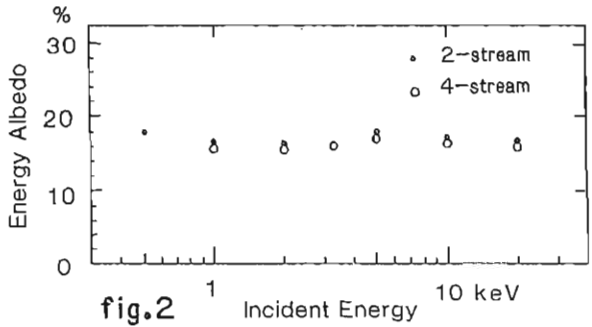


fig. 2 Incident Energy

文献: Banks and Nagy, JGR, 75, 1902, 1970.
Stamnes, JGR, 86, 2405, 1981.

北極域におけるオーロラX線撮像観測

平島 洋, 村上浩之, 奥平清昭(立大 理) 藤井正美, 西村 純,
 山上隆正(宇宙科学研) 小玉正弘(山梨国科大) 江尻全隆,
 宮岡 宏, 小野高幸(極地研)

1982年11月, 12月にスウェーデンのESRANGEにおいて, オーロラX線の撮像観測を行った。観測には2種類観測装置を用いた。

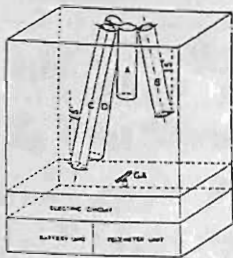


図1 B₁₅-2N X線撮像装置

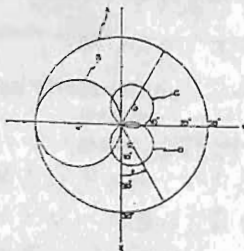


図2 カウンター視線方向, 視野角

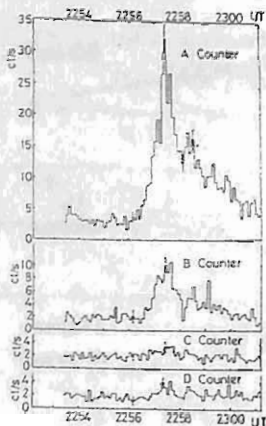


図3 オーロラX線バースト

diffuseなオーロラが観測されており, その全天カメラによる結果と比較する。

B₁₅-4Nの気球には, マイクロチャンネル

を用いた。B₁₅-2Nの気球に搭載したものは図1に示したように円筒形シングル・コリメーターで視野角, 視線方向の異なる4本を組み合わせたものである。各カウンターの視線方向および視野角を天球に投影し上から見た図を図2に示してある。これらカウンターの約2 rpmの角速度で方位角方向に回転させて観測を行った。

1982年11月23日の2257 UTから約3分間, 約10倍のオーロラX線の増加が観測された。各カウンターの計数率の時間変化を図3に示してある。姿勢計(GA)の結果を用いるとオーロラX線源の方向がわかる。この時刻に地上で

ルプレートフォトマルチプライヤ(MCP PMT)を用いたピンホール・カメラ型のオーロラX線撮像装置を搭載した。その撮像装置を

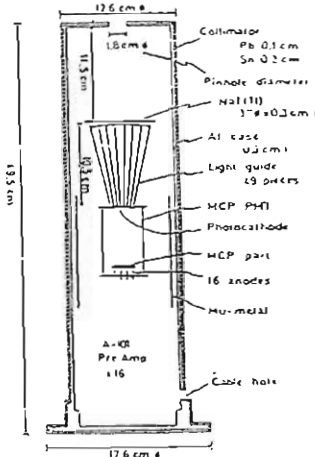


図4 オーロラX線撮像装置

表1 X線撮像装置主要性能

チャンネル	≥ 20 ch
視野角(FOV)	49.5°
ピンホール径	16.7 / anode
位置分解能	16 (16 anodes)
時間分解能	0.24 sec
観測可能なオーロラX線強度	1 sec 標準 0.015 photons/cm²/s

装置の主要性能を表1に示してある。X線のエネルギーを測定するために, 別に1"φ×3mm厚のNaI(Tl)シンチレータカウンタを用いた。エネルギーは18 keV以上を54チャンネルに分け, 視野角は145°であった。これを搭載した気球では同時可視範囲のオーロラを撮像する装置が相乗りになっていた。X線撮像装置は気球発射時に正常に動作した。

小口 高
果下理

脈動性オーロラのパッチは、何箇もの奥
域の間、よくその空間構造を保存するこ
とが知られている。多くの場合その形は極めて
複雑であるが、複雑に入り組んだパッチ
相互の間には細い領域が黒い境界として存
在し、電子の入射がそのような細い境界に
よって境これ、境界をへだててよい独立性
を帯びることが知られている。図1はその一
例で、左上が、1フレームのパッチ分布を、
残る3枚はそれに続く約30秒間のオーロ
ラパッチの形成をピークホールドによつて
重ねたもので、それぞれ30秒間に出現し
たすべてのパッチを重ねたものと見てよい。
いずれのパターンもほとんど同じであり、
且つパッチ相互の間には暗い境界領域が存
在する：これがよく判る。

このような複雑なパターンは、磁気圏内
の或る種のメモリー、例えばプラズマ分布
の非一様性などによるものと思われようが、
なぜこのような形になるのかは全く判らな
い。

多くの場合、脈動性オーロラの出現に先
行してカーテン型オーロラの活動が認めら
れるが、カーテン型オーロラの時間空間変
動と同様にピークホールドによつて変わ
ると、脈動性オーロラのパッチによく似たパ
ターンが残ることが判る。この事実から、
少なくともパッチに対応するプラズマの非一
様性は、カーテン型オーロラの活動に伴う
加速電場の時間空間的消長と密接に関連
していることが推定される。

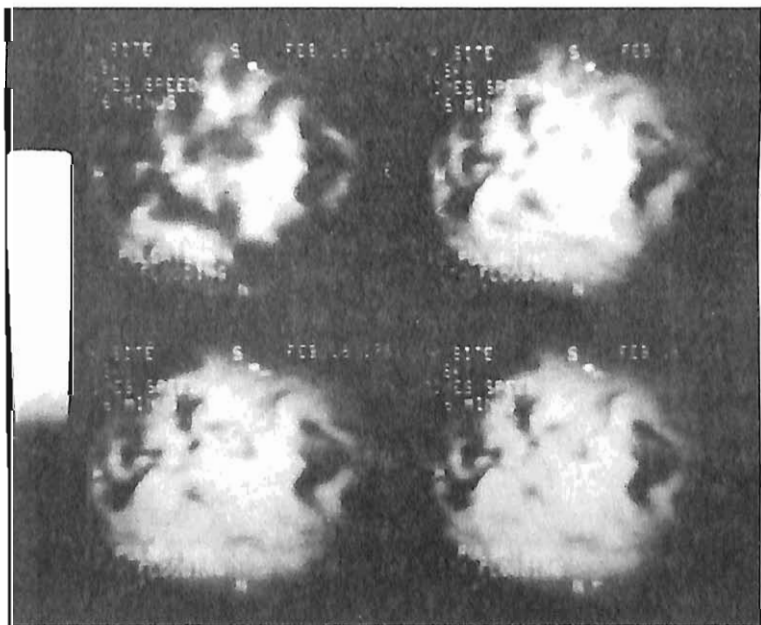


図1. 全天テレビによる脈動性オーロラ記
録をピークホールドによつて重ねたもの。
パッチの空間構造がよく判る。2月16日、
1980年、サスカトーン

Dayside Aurora の様相

— 南極基地(米)の全天カメラデータによる —

鮎川 勝・平沢 成男

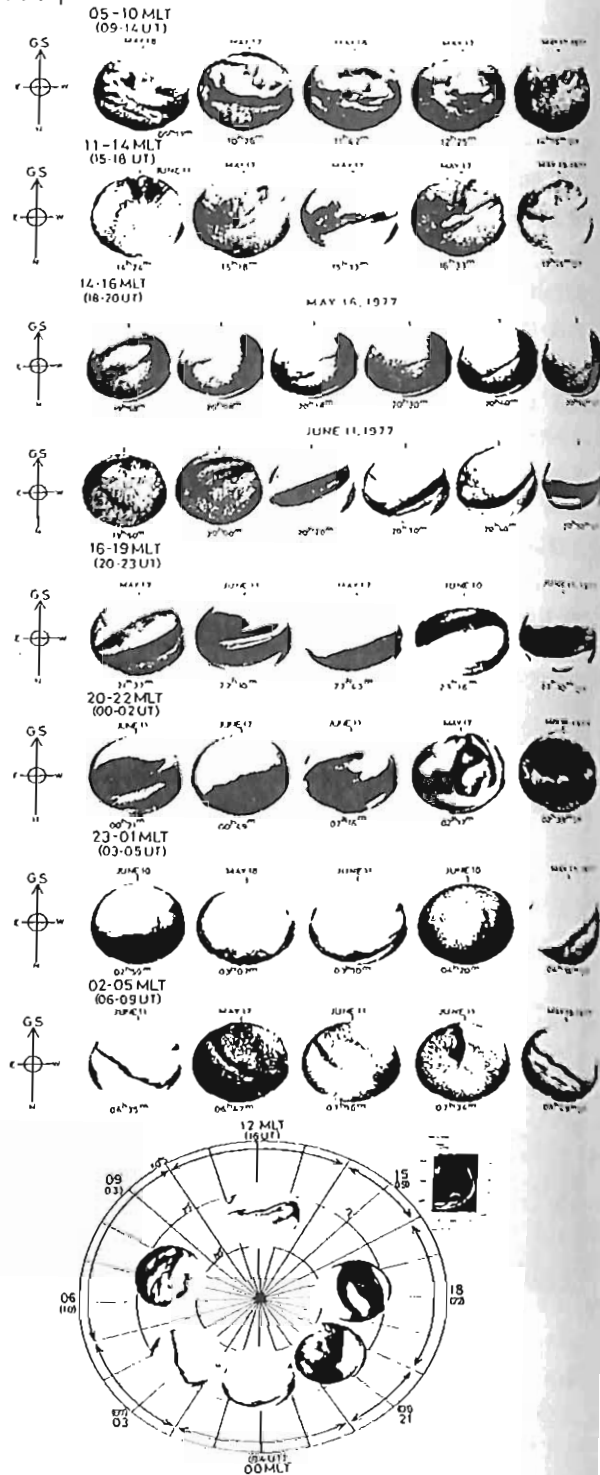
国立極地研究所

Dayside Auroraは、観測地の立地条件に大きな制約があることからデータ取得が乏しく、従来統計的な観測から、その様相を明らかにして報告した例は、あまり多くはない。AKASOFUは、Spitzbergenのデータ(1972a)およびSouth Poleのデータ(1972b)で、Magnetospheric substormsの関連において、特にdayside auroraの移動について報告している。

我々は、最近IMS期間のSouth Pole StationのAll-sky camera dataを入力したことから、Auroral ovalのMLTの違いによるAuroraのmorphologyを系統的に調べることを開始した。その初期結果として、1977年の5月-6月期における約1週間のデータから右図に示すAurora ovalの様相の変化を報告した(極地研シホ、1983, 3A)。今後各MLT下におけるAuroral ovalの様相を、磁気圏の状態と関連付けて詳細に調べていく計画である。今回は、特にDayside Auroraに注目し、その特徴的様相をSouth Pole StationのAll-sky camera data使用により報告する。但しここでは磁気圏の擾乱具合との関連は議論しない。

文献

1. S-I. AKASOFU: Midday Auroras and Magnetospheric substorms (JGR 1972a)
2. S-I. AKASOFU: Midday Auroras at the South Pole during Magnetospheric substorms (JGR, 1972b)
3. 鮎川 勝, 平沢 成男: South Pole Station-2-4日間のデータからの様相 (極地研シホ 講演要旨)



Pulsating Aurora 諸物理量の L.T., 緯度, 地磁気活動度依存性

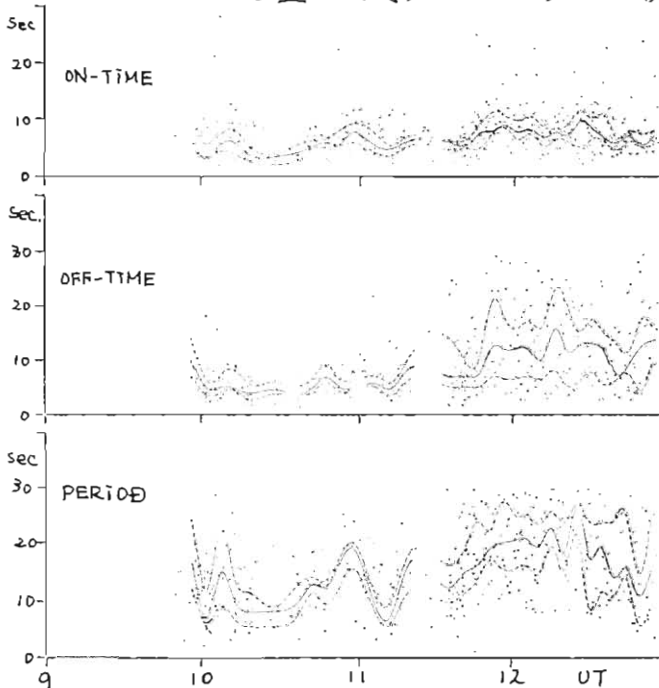
山本達人
史大理

Pulsating Aurora は substorm main-recovery phase, 晩方側の auroral oval 低緯度側で, 周期 2-40 秒の輝度変動をする現象として知られている。Pulsating Aurora の発生頻度の緯度, local time, activity 依存性についてはまとま。た報告が古くからあるが (Kvitte & Pettersen (1969), etc), 周期の緯度依存性等については, いくつかの研究があるものの (Thomas & Rothwell (1979), Duncan, et al. (1981), etc.), 確固とした物理像には至っていないのが現状である。これは一口に pulsating aurora と言っても dynamics から見た場合いくつかの type に分類出来, 各々が異なる特性を示すこと, patch は空間的にある領域をしめ, それらが群集して pulsating Aurora の領域を形成しているが, 個々の patch は独立な時間空間変動を基本的に示すこと, 等が原因としてあげられよう。すなわち, pulsating aurora の諸々の物理量 (周期, on-time,

明るさ, 高度, size, shape, 速度, etc.) の local time, 緯度, 地磁気活動度等の依存性を議論する場合には, 個々の patch の dynamics, 領域全体に対する patch の位置等を何らかの方法で分類した上で, その統計的性質を明確にする必要がある。

現在の解析結果では, 上述の物理量は, dynamics によってかなり明瞭な傾向を示すようであり, また, 従来, 周期の緯度効果として報告されているものは (高緯度で長周期となる傾向がある), むしろ, 磁気圏全体の activity により auroral oval の位置が変わること, すなわち, activity が高い時に oval が低緯度側に移動し, その時の pulsation は比較的短周期のものが卓越している様相を得ている。

磁気圏尾部からの粒子の injection rate, その平均的な energy 等が pulsating aurora の基本的な time constant に及ぼす役割を検討する必要があると思われる。



左図は, 1980年 Jan. 16. に South End の天頂付近で観測された pulsating aurora の 'ON-TIME', 'OFF-TIME', 'PERIOD' の時間経過。実線と2つの破線は各々, 5分毎の分布の中央値, 並びに, 上四分位値, 下四分位値を滑らかな曲線で結んだものである。9:55 UT 頃, pulsation が始まり, 11:30 UT 付近で, 性質がかわっている。

山本 達人・小口 高
東大理

時々刻々と変化するオーロラの二次元形態を解析しその基本となる物理過程を理解する事はオーロラの発生機構を考える上で重要である事は言うに及ばない。高感度下V.データはオーロラの二次元形態に対し、高い時間空間分解能の情報を提供するが、一般に画像データは情報量が極めて多く、効率の良い処理システムが必要とされる。またオーロラは周期的・非周期的を問わず速い時間的空間的輝度変動を呈し、それらを比較的 stable なものと分離して把握する事が重要であろう。本講演では新しく開発された処理システムによるオーロラの二次元画像の解析例について速報する。



図 1.



図 2.

現在、データ処理としては、1)積分、差分、peak hold, minimum hold 等の実時間でフレーム演算、2)レンズ系の周辺減光の補正、3)all-sky imageの電離層座標への座標変換、等が使用可能となっている。図に示した構造をした pulsating aurora (周期: ~5秒)の解析例を示す。図1は30秒間 peak holdしたもので、発光すべき patch は総て発光した状態である、図2は図1と同じ時間帯について minimum holdしたもので消えるべき patch は総て消えた状態であり、明るい部分は pulsation しない aurora である。図3は図1から図2は差し引き、周辺減光を補正した後、視野角 140°で座標変換した結果であり、電離層イメージでの輝度変動をする aurora の分布を示す。

当システムにより、今後オーロラの二次元形態を明らかにしていく予定である。



図 3.

オーロラアーチシステムの空間分布特性

金田栄祐*, 平尾邦雄**

* 東大理学部地球物理研究施設

** 宇宙科学研究所

IGY期間中の全天カメラ観測結果による観測成果の解析から提唱されたオーロラのサブストームモデル(Akasofu, Feldsrein)は、所謂 auroral oval の静穏状態からの急激な活性化、そして再び静穏状態への回復と云うシナリオに要約される。この auroral oval 中心のモデルは、オーロラ発生領域に於ける統計的解析(Feldsrein & Starkov)に裏付けられ、擾乱度に対応する形で、oval はそれ自身の大きさを予め拡大或いは縮小して居る事で充ちて見えた。

開始前に認められた場合が多い。

— Trans Polar Arc

この様に形態上は類似性が認められる sun-aligned arc と Trans Polar Arc は、その特性が非常に異なっており、polarcap arc を単一の層性で記述することは不可能である。sun-aligned arc が観測される場合の oval の様相は必ずしも明確に示されては居ないが、Trans Polar Arc が先利側で観測される場合には、oval の朝側の部分が可成り低い活性度で、場合によっては殆んど認められぬ事がある。この様は事実から、従来の auroral oval の考え方が KYOKKO のデータから改めて見る必要がある。

この様な oval 中心のスキームの枠内に収まらぬ、polarcap arc の存在は、サブストームと時間的に逆位相関係にある事が指摘されるに留って居た。然し乍ら、この arc の中には、非常に安定して存在し、太陽-地球方向に沿って oval を二分する長さを持つ例(Lassen)も認められ、oval 同様、磁気圏の基本的構造に連なる現象である事が示唆された。

1978年10月末から11月にかけての73周回分のデータに就いて、オーロラアーチの空間分布をパターンとして取扱った場合に、以下の事が明らかとなった。

恒星によるオーロラの撮像観測が行われる様になり、Polarcap arc の中には、

1. polarcap arc が観測されたのは、73周回中、40周回である。これ等の例の中で、AE-index から静穏と考へられる例では、18周回中、12周回に達する。
2. これ等静穏時の例では、auroral oval と呼ぶべき部分の形状は、noon-midnight の線を含んで対称的なものではなく、むしろθ配位の半分が欠落した形として認識される例が多い。
3. 静穏期期間が或る程度継続して居る従来考へられて来た様に、"oval" の真夜中の部分の緯度が 70°(gm. lat.) を極端に越えて極側へ後退する様な配位は認められぬ。

- i. IMF が安定した北向きで、AE-index が非常に低い値で経過する際に観測される安定した arc で、oval arc に励起するものと同様のエネルギー・スペクトル(ビーム型加速)を持つ電子によるもの。— sun-aligned arc (Ismail et al.)
- ii. 昼側 cusp 領域から夜側に延び、場合によっては、夜側で oval に沿う形で oval に連なる arc で、oval から離れた位置では、low altitude cusp 領域で観測されるものと同様のエネルギー・スペクトル(Maxwell分布)を持つ電子によって励起される事が KYOKKO によって観測されたもの。孤立型サブストームの Expansion

今回は、これ等の事を中心に観測結果に就いて述べる。

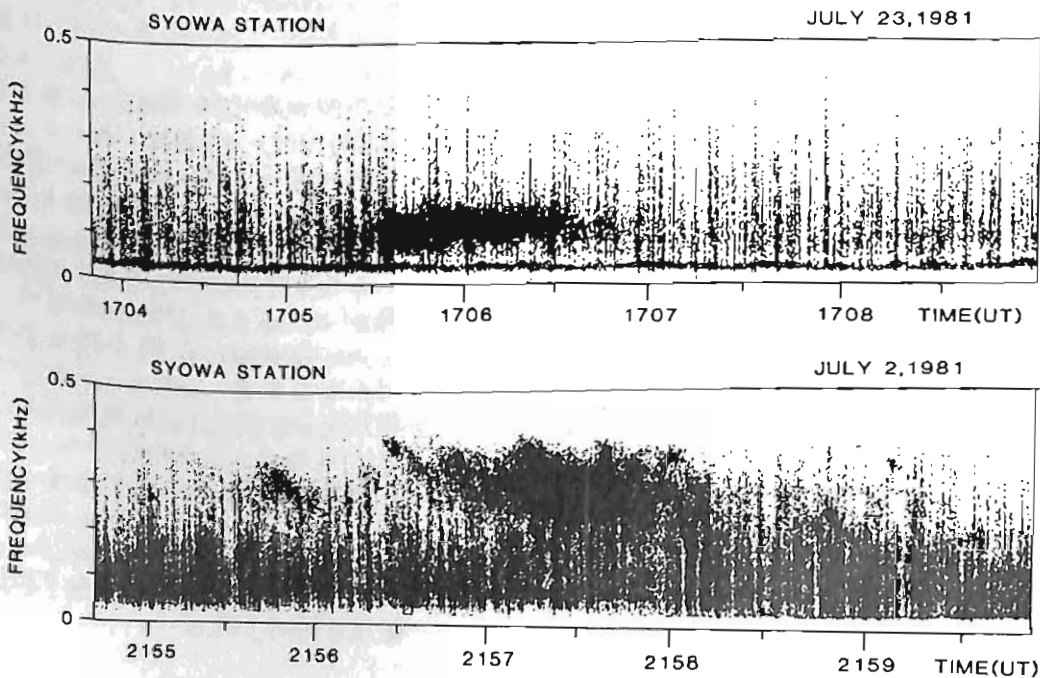
Auroral Roar Emission と オーロラ との関係

佐藤 夏雄
(国立極地研)

先回の学会では Auroral Roar Emission のスペクトル構造について発表した。特徴を一言で言うと、「オーロラ活動に伴って発生する野獣の吠声に似た音色のエミッション」である。

代表的なスペクトル図を下图に示めた。この図から明らかのように、発生周波数は 0.1~0.4 kHz、継続時間は数秒~数百秒である。Auroral Hiss に伴って発生するが、そのスペクトルから見るかぎり、別な種類のエミッションであると云える。

今回は昭和基地で収録したデジタル記録の掃天フォトメータ、固定方位フォトメータ、リオメータ、Magne, VLF 強度、および VLF-広帯域スペクトル記録を用いて、オーロラ強度の空間、時間変動と Auroral Roar エミッションの発生関係を調べた。さらに、電離層高度での ISIS 衛星で観測された ELF-VLF データとも詳しく比較し、Auroral Roar エミッションが発生する条件と、その役割を明確にする。



江尻全機, 小野高幸, 宮岡宏
国立極地研究所

北極圏大気球観測は、55年度にスウェーデンで、56年度にノルウェーにて行われ、今日が3年計画の最終年度で、昭和57年11月1日より12月19日迄のタイム・ウィンドウでスウェーデン、キルナ郊外のエスレンジで行われた。今回は参加国も、ソ連、オーストリア、スウェーデン、日本の4ヶ国で大気球計12機準備され、同時に多数の大気球によって異なった場所で同一現象を観測しようという原則で、キャンペーンの名称もSAMB O (Simultaneous Auroral Multi-Balloon Observation) - 82と呼ばれた。加えて、スウェーデンが中心となってAUREL D-HIGHというロケット実験も同一期間に計画された。結果として、大気球は回収、再飛翔を合せ15回の放球を行った。ロケットは良い条件に恵まれず打ち上げは中止となって年明けに再度試みる事となった。日本は2機の大気球パイロードの外、地上観測システムを用意した。

I. 観測システム

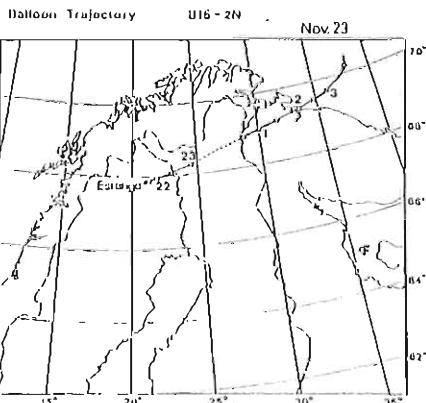
- (1) B15-2N: E L F, V L F W B 及び オメガ信号
オーロラX線イメージ, ベクトル磁場
- (2) B15-4N: V L F W B 及び H F 周波数スペクトル
オーロラX線イメージ, オーロラ可視イメージ
- (3) 地上システム: V L F, H F 波動, 地磁気脈動(2成分)
オーロラ・TV (4278 \AA , 5577 \AA , 6300 \AA , No filter)
リオメータ (CNA 30 MHz)

尚、ソ連、オーストリアの観測器は同一仕様で、電場3成分、X線、フォトメータという組合せであった。又、全天カメラ、地磁気3成分等の基本的な地上観測はKGEが担当して行われた。

II. 観測結果

- (1) B15-2N: B15-2Nは11月23日20時59分(UT)エスレンジより放球され、約1時間半後観測高度31.3 kmに達した。全ての機器は良好に作動し22時56分に現われたX線バーストを伴うオーロラ嵐の観測に成功した。
- (2) B15-4N: 第1回の放球は11月25日19時19分(UT)に行われ約1時間半後に観測高度31 kmに達し、30分後観測機器はコマンドにより気球より切り離され、回収された。一部機器の不具合を修理した後、12月9日17時22分に第2回目の放球が行われた。オーロラ活動が弱く、又、気球が南東方向へ飛翔した事も相まって、気球では強いオーロラを観測できなかった。
- (3) その他の気球観測: ソ連、オーストリアの気球は約半数の飛翔でオーロラ嵐を観測できた。今後地上データとの比較を行う予定である。

最後に、この実験は全国の気球観測研究者との共同研究であり、又宇宙科学研の西村研究室の方々に大変お世話になった。ここに感謝します。



SAMBO-82

地上オーロラテレビ観測結果

小野高幸, 江尻全機, 宮岡宏(極地研)
小口高(東大理)

厚く変動するオーロラの形態を高い品質と時空間の分解能とからえ、これを再現性の良い形で記録保存することは、オーロラ現象の観測研究を行なう上で本質的かつ重要な問題である。しかしながら一般に画像データは1枚の画に含まれる情報量が極めて多いため、品質と時空間の分解能を極端に向上させても情報量が多過ぎて処理しきれず、現実には解析が不可能となる場合がある。そこでオーロラ研究に最適な品質と分解能とを持ち、かつデータ処理を能率的に行なう事のできるオーロラテレビカメラシステムの開発が行なわれた。新しく開発されたオーロラテレビカメラによるオーロラ撮像観測は昭和57年11月~12月にスウェーデン国エスレンジにおけるSAMBO-82バルーンキャンペーンの期間に実施され、良好なオーロラ画像をとらえることができたため、ここではその結果について速報したい。

オーロラ観測 エスレンジでの観測においてオーロラテレビカメラは地上観測用並びに大気球観測用の2台が用意された。大気球による飛翔観測時には条件に恵まれずオーロラの観測はできなかったが、地上試験時には搭載用カメラを用いて良好なオーロラ撮像を行なうことができた。地上観測用テレビカメラは建物の屋上に設置され、機器のコントロール並びに信号の取込みは屋内に設置された信号処理装置とを結ぶ20mのケーブルを通じて行なわれた。オーロラ画像信号は信号処理装置によりデジタル量へと変換されるが、ここで他の観測の諸パラメータ(露光時間, フィルター, 観測時刻等)と共にPCM信号として広帯域アナログデータレコーダにより記録される。大気球観測用テレビカメラによる観測においては、飛翔観測時と同様のタイミングシーケンスによる自動観測が行なわれ、データはPCMビデオ信号としてテレメータを通じて取得され、記録された。

エスレンジは盆地内に位置し霧が発生し易いが、第一表に示す期間についてオーロラの観測を行なうことができた。第一表中Gは地上観測システムによる観測を、Bは大気球観測システムによる観測を示す。また第一図に11月20日に実施した観測結果の例を示す。

第1表 オーロラテレビ観測の実施期間

Start Time		End Time	
Date	HH:MM(UT)	Date	HH:MM(UT)
Nov. 10,	22:30	Nov. 11,	01:30 B
Nov. 20,	23:47	Nov. 21,	01:20 G
Nov. 21,	22:20	Nov. 22,	01:34 G
Nov. 24,	19:38	Nov. 24,	19:40 G
Nov. 24,	20:40	Nov. 25,	00:30 G
Nov. 25,	17:15	Nov. 25,	17:19 G
Nov. 25,	21:07	Nov. 25,	22:07 G
Dec. 7,	18:24	Dec. 8,	02:57 B



第1図 11月20日23時48分(UT)に得られたオーロラ画像

南極ロケット (S-310JA-6) の観測レポート

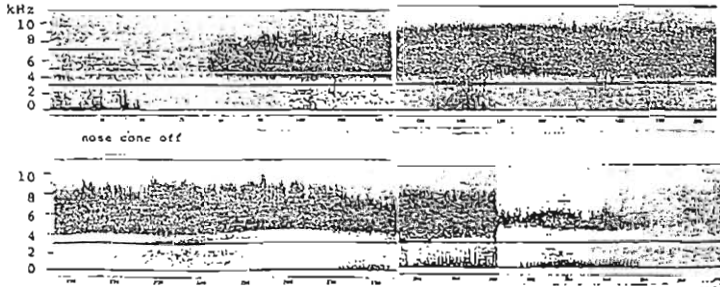
オーロラヒスについて

田中義人, 西野正徳, 早川正工, 岩井章
 名古屋大学

1978年8月28日, 21時56分, UT, S-310JA-6号機は昭和基地の
 磁気線方向に発射され, オーロラプローブを突入した。

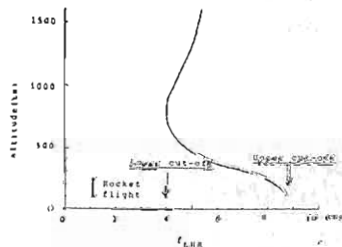
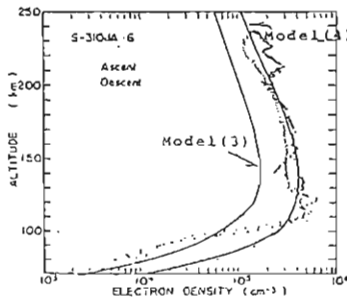
観測されたオーロラヒスの動態スペクトルを図1に示す。図中, lower & upper
 cutoff frequencies の存在が見られる。図2は電子密度, 高度分布, 及び
 LHR (図3) の軌道を用いた N-1 モデル (4) を示す。

図3の結果より, 観測されたオーロラヒスは polar LHR と認められ, 今後
 LHR の Growth rate の計算, E/H ratio の同波数での高度分布等による検討が
 必要である。



Dynamic spectrum of auroral hiss observed by an electric antenna
 with 2 m length (tip to tip) on the rocket.

図 1



f_{LHR} in the model ionosphere along the geomagnetic
 field (incl. 90°)

図 3

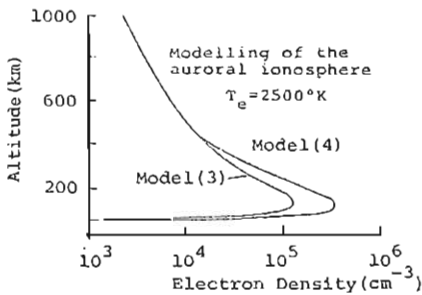


図 2

Periodic Emission の伝搬について

山岸久雄, 佐藤貞雄, 福西浩 (国立極地研究所)
 小島年春, 芳野赴夫 (電気通信大学)

Periodic Emission は磁気圏内をホイストラーモードの波束が往復運動することにより、その往復周期に等しい時間間隔で VLF 放射が観測される現象である(図1)。その個々の波束を識別し易いことから、衛星、地上、或いは南北両半球で同時観測される場合、波の発生点から受信点への伝搬路長の差により生ずる、波束の到達時間差を測定することができ、波の伝搬路、伝搬速度を求める上で有用である。

Periodic Emission (以下 P.E. と略) の周期性を維持するためには、波束が同一伝搬路をくり返し伝搬する必要があり、安定なダクトが必要とされる。

一方、P.E. の空間的拡がりについては (A) 南北両半球で観測した場合、地磁気共役点から 2000 km 経度方向に離れても、同一周期の P.E. が観測される(図1)。しかもその強度変化の位相関係(図2)は、南北両半球で逆相であり、南北両半球で交互に反射する、同一発生源の波束を、両地点で観測しているものと思われる。

(B) 昭和基地上空を結ぶ IRSIS-3 衛星の観測例(1981年8月8日, REV 47917) では経度方向に、3000 km にわたり同一

周期の P.E. が、強度変化位相の連続性を保たれて観測される。(陳他, 第6回極域電離圏シンポジウム, 1983)。

これらのことから、極域の電離圏、地上では、同一発生源の P.E. が 2000 km 以上の空間スケールで二次元的に広がっていることが予測される。この空間的拡がりを説明するものとして、ダクトが高度数千 km で終り、そこから解放された波が二次元的に発散するというモデルが考えられる。

(B) の現象を詳しく調べることにより、上記モデルを支持する結果が得られた。既に地上で観測された P.E. を基準として衛星で観測された P.E. との時間ずれを調べると、衛星が低緯度から高緯度へ移動するにつれ、-0.5秒から+0.5秒まで変化することがわかり、ダクト終端から衛星位置までの伝搬路の違いによる伝搬時間差が現れたものと思われる。

これらの事実を矛盾なく説明できるように、P.E. の伝搬路、ダクト位置、終端高度のモデルについて、電波伝搬の観点から検討を加える。

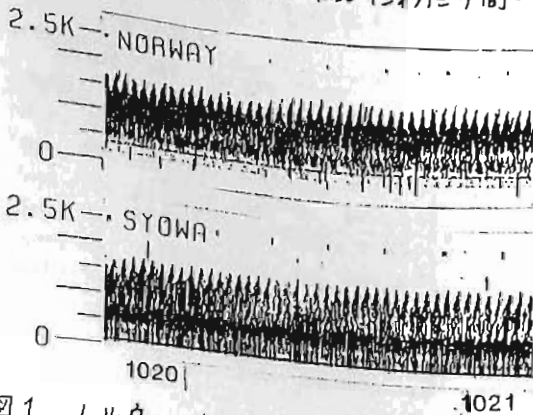


図1 ノルウェー(上段)と昭和基地(下段)で同時観測された Periodic Emission の f-t 表示。(1980年2月26日 10^h20^m UT)

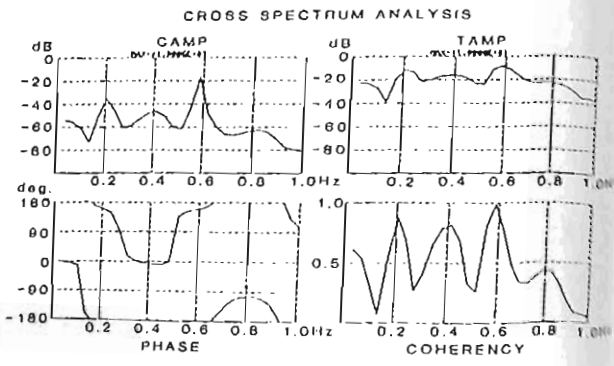


図2 ノルウェー、昭和基地間の Periodic Emission 強度の相関解析結果。クロススペクトル(左上)、伝達関数(右上)、位相(左下)、コヒーレンス(右下)

South Pole Station で観測された オーロラヒス現象

鈴木 光義, 芳野 起夫, 福西 浩

(電気通信大学) (国立極地研究所)

オーロラ現象とそれに伴って発生するオーロラヒスの対応関係について解析した。South Pole Station の全天写真と昭和基地で受信した ISIS-1, 2 衛星の VLF データを用い、衛星の位置から磁力線沿いにオーロラ高度までトレースした点の軌跡を全天写真上に描いて対比した。South Pole Station は不変緯度が 74.1° で、朝方から夕方、オーロラオーバルに位置している。

1976年から1979年までのデータで利用できる条件は、

- ① 太陽の沈んでいる冬期間のもの
- ② オーロラの出現しているもの
- ③ 衛星の軌跡が全天写真内に入るものであり、約30例の解析ができた。

解析の結果、次のことがわかった。

- (1). South Pole で、夕方側、又は夜側に出現するアーク状オーロラに伴って、V

型ヒス(図1)や、下辺の周波数のほぼ一定なヒスが観測される。

- (2). 昼間側では放射状オーロラが出現し、それに伴ってヒスが観測される(図2)。このヒスは、夕方側から夜側で観測される連続的に発生しているヒスと異なり、短い Duration のバーストからなり、ヒスは、放射状オーロラの出現領域で最も強い強度をもって出現するが、その周辺のかなり広い領域でも弱く出現している。

- (3). ソーサーは、オーロラ出現領域ではなく、その周辺で発生している。特に強い強度をもつソーサーは、オーロラ出現領域に隣接した領域で発生する傾向がある。

ここで使用した South Pole Station の全天写真は、アラスカ大学地球物理研究所に提供していただいた。

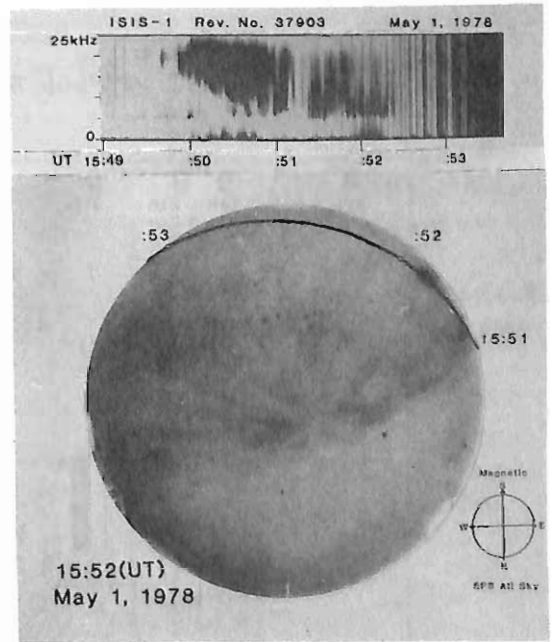
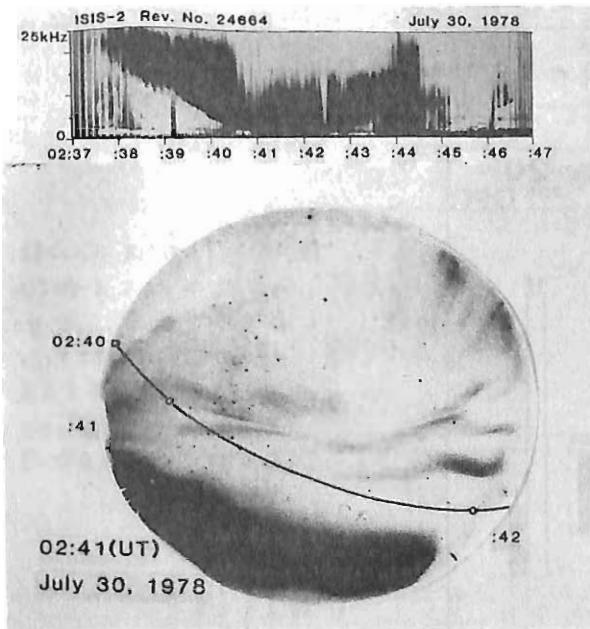


図1 夜側のアーク状オーロラとヒス

図2 昼間側の放射状オーロラとヒス

(全天写真は negative, MLT \approx UT - 4 hours)

ダブルレット・ホイッスラ (Doublet Whistler) の受信領域

岡田 敏美
M. Tixier

空電研究所
Laboratoire de Physique de la Haute Atmosphère
Poitiers University

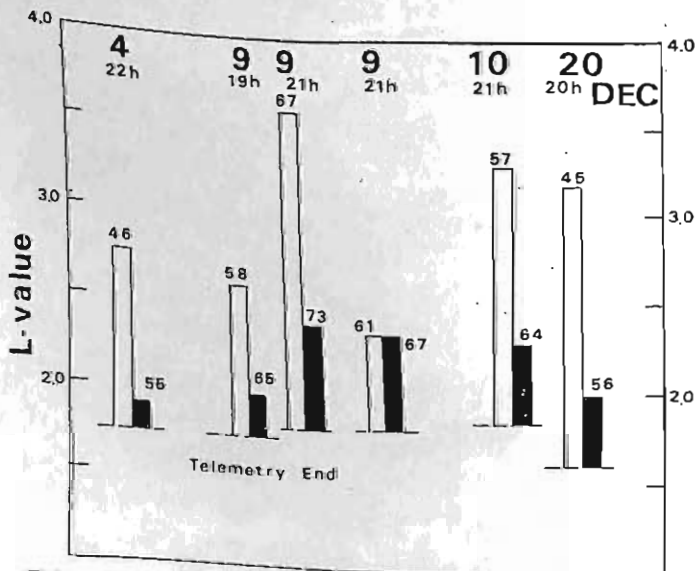
前回の学会講演(1982年秋, 予稿集 P25) では, ダブルレット・ホイッスラ が下降波と電離層下端で反射した上昇波から成り立っていることを定量的に示した。このダブルレット・ホイッスラの受信頻度を調べたところ, 1978年12月~1979年1月の間に, [欧州]ゾーン, 北方向に飛行した ISIS 衛星 41 軌道中, わずか 5 軌道に過ぎなかった。また, これら 5 軌道上のダブルレット・ホイッスラにおいて, 下降波と上昇波が常にニアとなつて受信されるという十のでもない事が認められた。すなわち, 下降波は比較的広い緯度帯に亘つて受信されるのに対し, 上昇波は低緯度帯側にかたよつて受信される傾向がある。下図は下降波と上昇波の受信領域を示す。

講演では, 上記の事実を紹介するとともに, 下降ホイッスラの磁気圏内の伝搬通路の緯度と下降波および上昇波の受信緯度帯の関係について検討した結果を報告する。



説明: A は下降波, A' は電離層下端で反射された上昇波を示す。

図1. ダブルレット・ホイッスラのスペクトルの一例



説明: □のわくは同一合波の下降ホイッスラを受信した緯度帯を示す。■のわくは電離層反射ホイッスラを受信した緯度帯を示す。各々のわくの上に書かれた数字はホイッスラの分散値である。

図2. ダブルレット・ホイッスラの受信領域

ホイスラ偏波の確認実験

岡田 敏美
空電研究所

従来、地上観測されるホイスラの偏波は右旋性であるという観測結果がいくつか報告されており、筆者もまた同様の事実を経験している。しかるに最近、「ホイスラの偏波状態が単純に右旋性であるとは言えない、むしろ左旋性が卓越することもある」という報告が行われている(文献参照)。ただし、なぜ左旋性を示すかは説明されていない。

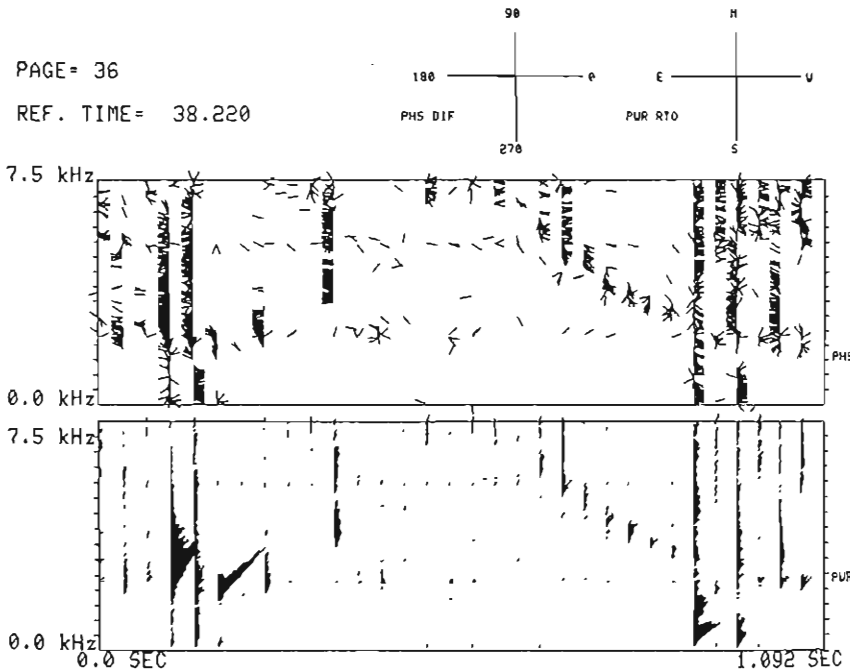
それで今回、偏波状態を一層詳しく調べるために、磁界の水平直交2成分の広帯域受信を実施し、得られたデータを計算機で処理し、磁界2成分の相互の位相差を求めた。

偏波を間違いなく決定する上で、システム較正も厳密に行う必要がある。主な留意点は次の4つである。(1)ループアンテナの東西、南北系の電氣的極性の確認、(2)データレコーダのチャンネル間位相特性、(3)周波数が速く変化(10KHz/Sec以上)する信号に対する位相測定の精度、(4)リフトウェア。

また、観測されるホイスラの偏波に影響を与えるものとしては(1)ホイスラの入射角、(2)ホイスラのスペクトル構造(ヒュッ、デュッ-ズ等)が考えられる。

下図は1983年1月14日、母子里で観測したホイスラの解析例である。この例では偏波は広帯域に亘って右旋性を示す。講壇では他の解析例を紹介しつつ、上記の問題を議論する。

文献：中村 他、1982年地球電磁気学会講演予稿集 P24



図の説明：下図は水平磁界のNS成分とEW成分の電圧比Eを表す。

また上図は水平磁界のNS成分とEW成分の位相差を表す。右旋性偏波の場合は位相ヘクトルが下を向くようになっており、ホイスラの成分は下を向くことから右旋性であると判断される。

低緯度ホイストラクタの寿命

早川正士, 岡田敏美, 田中義人, 大津仁博, 岩井章
(名大空電研)

Recently there have been accumulated a lot of pieces on the evidence of Ducted Propagation of medium-(Moshiri) and low(Sakushima and Kagoshima)-latitude whistlers in the magnetosphere. Several important evidences are from, (1) In-situ(rocket) measurement of wave normal directions, (2) Field-analysis direction findings, (3) Multi-stationed goniometer direction findings and (4) Echo-train whistlers on the ISIS satellites.

In this report we discuss the most poorly understood problem in the whistler propagation, i.e.; the "LIFE TIME (FORMATION AND DECAY)" OF DUCTS. So far the whistler observation has been carried out following the synoptic routine schedule; two minutes from 50m every hour, and hence, we cannot have any information on the phenomena with time scale less than 1hour. Recently, we have developed a "Real-time-whistler-analyser (RTWA)", which can measure the occurrence rate of whistlers with dispersion in every 5 sec^{1/2}, in a real time. This RTWA will enable us to study the details of the whistler occurrence characteristics. We will report the life time, or formation and decay times of low-latitude whistlers based on the RTWA data obtained at Moshiri.

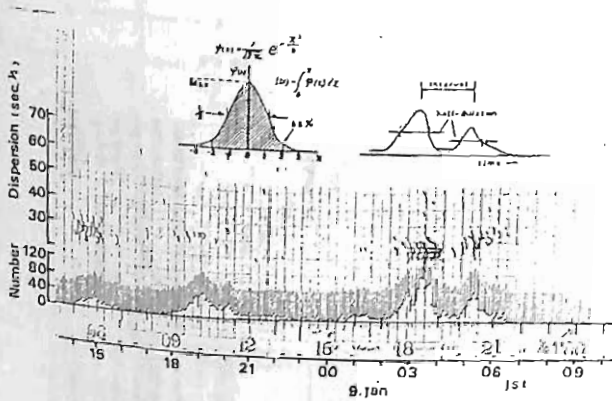


Figure : An Example of the Real-Time-Whistler-Analyser data. The lower panel; Total occurrence rate in every 5 minutes and the upper panel; Occurrence rate of whistlers with dispersion in every 5 sec^{1/2}.

低緯度 Daytime ホイッスラの伝搬特性

田中義人, 早川正士, 大津仁助
 名古屋電研会館

低地磁気緯度 (20° ~ 30°) の観測におけるホイッスラの日変化中には、夜間の発生数の極大 ("Nighttime" whistlers) と、午後 (14 ~ 17 LT) の鋭い発生数の極大 ("Daytime" whistlers) が存在する。①

昼型ホイッスラのダクト伝搬は、地上同時観測、到来方位測定、ロケット上の K 波フレイル測定により確認されてきた。又、昼型ホイッスラの発生は赤道異常 (Equatorial Anomaly) の帯状の内部を示唆している。②

今回、赤道異常に Multiducts (ダクト幅 50 km) が存在して、電子密度モデル中の ray tracings, ダクト捕捉、並びに磁気圏上の電離層中のクローン衝突による波の減衰の計算、結果はより、以上の事実が明確になった。

- 1) 昼型ホイッスラの伝搬は、赤道異常の外側 (高緯度側) に位置するエンハンスメント値 ~ 100 % の field-aligned multiducts に捕捉されるダクト型である。
- 2) 午型における昼型ホイッスラの発生は低緯度限界 (low-latitude cutoff) は 20° ~ 25° であり、観測事実と一致する。

References -

1. Hayakawa Y., and Y. Tanaka, On the propagation of low-latitude whistlers, Rev. Geophys. Space Phys., 16, 111-123, 1978.
2. Hayakawa M., and J. Ohtsu, Ducted propagation of low-latitude whistlers deduced from the simultaneous observations at multi-stations, J. Atmos. Terr. Phys., 35, 1685-1697, 1973.
3. Hayakawa M., Y. Tanaka, T. Okada and A. Iwai, Goniometric direction finding for low-latitude whistlers and their propagation mechanism, J. Geophys. Res., 86, 6781-6793, 1981.
4. Iwai A., T. Okada and M. Hayakawa, Rocket measurement of wave normal directions of low-latitude sunset whistlers, J. Geophys. Res., 79, 3870-3873, 1974.

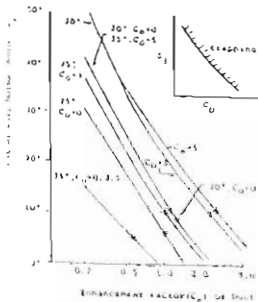


FIG. 1. Relationship between the duct enhancement factor C_0 and the minimum initial wave normal angle α_0 of the waves required to be trapped into a duct with 50-km width superposed on the ordinary ionosphere ($\omega_p = 0.3$ and 3) at three geomagnetic latitudes (20°, 25° and 30°) at 1000m. Shows the "effective l_1 " comprised of the refraction effect in Fig. 3(a) and the difference in the ionization for each field time in Fig. 3(b).

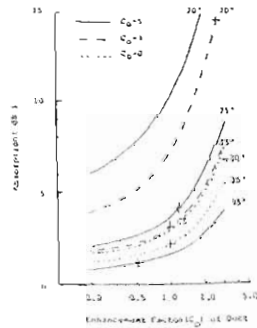


FIG. 3. Absorption to dB due to electron-ion collisional collisions versus the duct enhancement factor C_0 . Same wave was assumed to propagate vertically from 110 km to the duct entrance (100 km) at three geomagnetic latitudes (20°, 25° and 30°), and then to propagate longitudinally along the duct center up to the apogee equatorial plane. Curves indicate the "effective l_1 " estimated from Fig. 1.

欧州 VLF 観測の結果 II (プラズマホース近傍の VLF 放射)

早川正士 田中義人 岡田敏彦 大津仁加 岩月章
(名大 空電研究所)

欧州の地上多方位測定により、種々の VLF/ELF 波を分類する事が出来た。到記にみると、(1) 磁気擾乱時にプラズマホース近傍に発生する VLF 放射、(2) 電子シート領域の発生に由来する (シート形成と関連している)、(3) Well-defined サイトに捕捉された周期的 (Periodic) VLF 放射 (dispersive, non-dispersive) 等が挙げられる。

本報告では、以上より、最も高周波の高い (1) のプラズマホース近傍の VLF 放射に関する諸特性の詳細と述べる。

- (1) 観測された VLF 放射の発生領域 (L 値) は? (図 1 参照)
 - i) 発生領域はプラズマホースの内側か外側か?
(方位測定結果及び伝播経路の追跡による)
- (2) VLF 放射の周波数ドリフト。(図 2 参照)
 - i) プラズマホース近傍 VLF 放射のほとんどのものは、Frequency drift を伴う。6 件のイベント (下の磁気擾乱時) のうち、5 例に対しては Frequency increase (上昇) のみ、残り 1 例のみ下降である。
 - ii) この VLF イベントは、LFL = 6R 前後にその発生が集中している。
 - iii) Frequency drift のモデル?
- (3) 全体の発生伝播領域構造は?

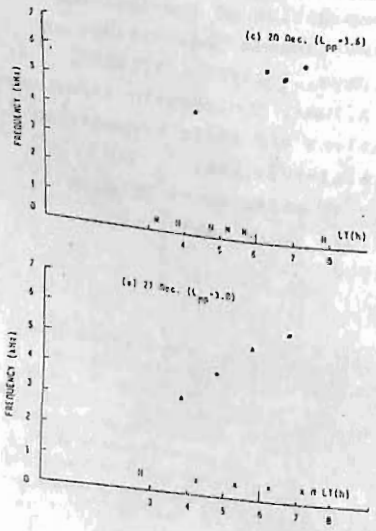


図 2 (左): 周波数ドリフトの例 (12月20日, 12月27日)

図 2 (右): 12月20日のイベントに対する方位測定結果 (α, β, γ) 検波出力の入射角 (θ), 方位角 (φ) と決定する。

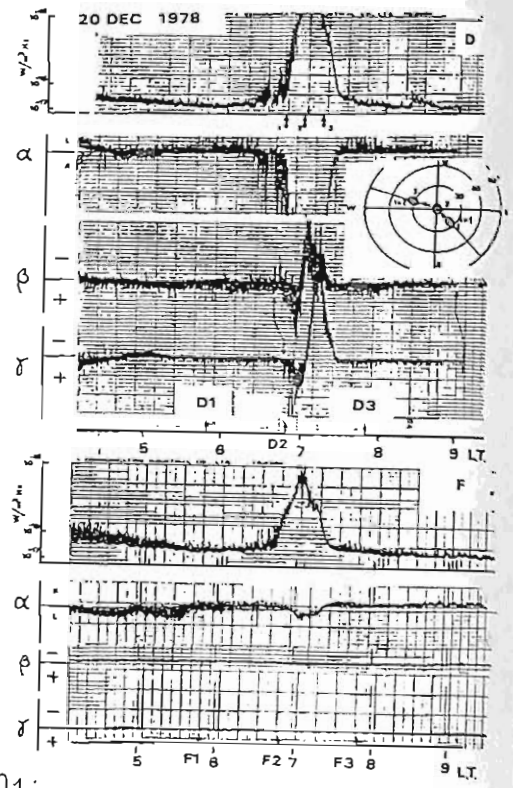


図 1

日本列島起源の電力線誘導放射電磁界の発生機構モデル

山川智, 畠沢一郎, 芳野越夫
(電気通信大学)

1. はじめに

日本列島起源の電力線誘導放射電磁界分布を調査する目的で三陸から太平洋側に気球(B1-31, 1982/10/18 08時放球)を飛翔させ観測を行った。B1-29による観測では日本列島の放射機構モデルを水平磁気双極子と結論づけたが、今回は詳細なデータから50Hz 60Hzの電磁界強度の距離変化を詳しく調べる。なお、磁界は沿岸からの距離 $d \sim 600$ kmまで、電界はS/Nの点から放球点近傍のみのデータを扱う。

2. 結果

図1, 2に実際に観測した50Hz磁界水平成分の減衰特性を示す。図1は放球点近傍、図2は放球点よりやや遠方の特性を示しており、それぞれの図中に減衰率を放射源からの距離との指数関数で近似した値を示す。

電力線誘導放射の発生機構モデルは①電流ループによる水平磁気双極子と②大地と電力線とのコンデンタによる垂直電気双極子の2つが主なものと考えられ、このモデル双極子からの電磁界をGalejsの式²⁾により計算した

結果を図3, 4に示す。これらの減衰特性と観測結果との比較から発生機構のモデルを考える。

$\{d \leq 10$ km $\}$ 図1と図3, 4を比較すると図3のほうの減衰率がかぶり一致しており、図1は②のモデルの特性を表わすと言え、 $\{d > 10$ km $\}$ 図2と図3, 4を比較すると減衰曲線の形が図4の0°の曲線と似ており、減衰率もかぶり一致することから、図2は①のモデルの特性を表わしていると言え、B1-29での結論とも一致する。

3. 結論

他の電磁界成分の特性を考慮合わせると発生機構を1つのモデル双極子で表わすと、
1) 放球点近傍のモデルは垂直電気双極子
2) 放球点よりやや遠方においてはモデルは水平磁気双極子となりB1-29の結果が確認された。

以上から距離によって誘導放射の主原因が変化することは今回得られた新しい結果である。

1) 畠沢一郎, 芳野越夫(1980) 東京大学宇宙航空研究所報告 16巻2号B PP1123~1132

2) Galejs, J. (1972) "Terrestrial Propagation of Long Electromagnetic Waves" Pergamon Press.

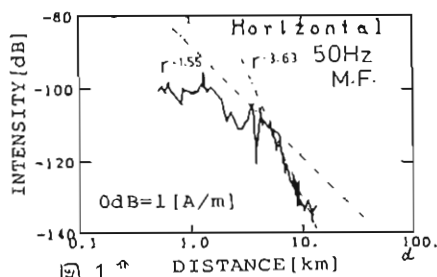


図1 ↑

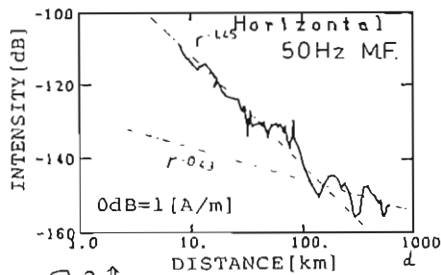


図2 ↑

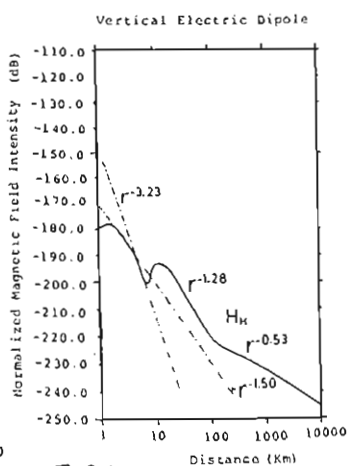


図3 ↑

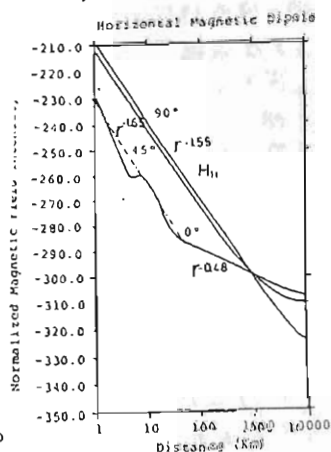


図4 ↑

VLF標準電波の赤道越え伝搬異常について(III)

—モード変換係数の計算($f=18.6\text{kHz}$)—

馬場 清英

(中部工大)

Lynn⁽¹⁾, Kaiser⁽²⁾等によるVLF電波の地球-電離層同導波管内の赤道越え伝搬異常は東→西方向に磁気赤道を横断する伝搬路上で、日出線が磁気赤道近くを通過するときに観測され、西→東方向に横断する伝搬路上では観測されない。これは Crombie の考えに基づいて解析した結果、次の2つの現象に帰着した。東から西に赤道を横断する伝搬路上で、(1)磁気緯度±20°以内の領域での夜間モードについて著しい位相速度の変化がある。止端には2次モードの位相速度の減小。(2)同じ領域を日出線が通過する時昼間から夜間の却かへる導波管不連続面における昼間モードから夜間モードへの変換に著しい変化がある。 $|U_{11}|/|U_{12}|$ が小さくなる。(1)の伝搬異常について、前回までの報告通り $f=18.6\text{kHz}$ の電波について、地磁気の伝搬への影響であることが明らかになった。今回は同じく $f=18.6\text{kHz}$ の電波についてモード変換係数の計算により、伝搬するモードは2,3次モードであり、その緯度変化も簡単なモデルで定性的に説明可能な結果を得たので報告する。

[伝搬定数の磁気緯度対称性について]

赤道越え伝搬路上の点と、反対半球上の同一磁気緯度地点について考えよう。この両地点では地磁気の鉛直成分の大きさや等しくその符号が異なる。この両地点で地磁気に対して同一方位の伝搬について電離層の反射係数マトリクス (Budden 等) を求めると、その要素のうち R_{11} と R_{22} の符号だけが異なるといことがわかる。したがってモード方程式より両地点における導波管モード固有値が同一であることを導くことができる。以上から伝搬定数は磁気緯度について南北対称である。

[モード変換係数の計算方法]

モードの変換係数を求めるためには、固有関数の直交性を用いられる。図1の異なる方位探検を含んだ導波管では、その固有関数系自身は直交性は自しうない。したがってこの導波管

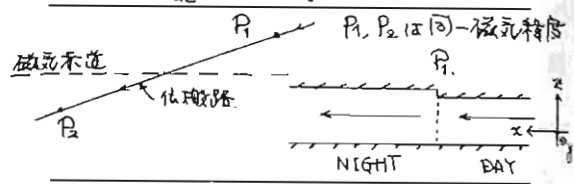
の固有関数と直交する固有関数を用いる導波管 (adjoint waveguide) を探さなければならぬ。一般的には静磁場の方向と逆転した導波管が用いられる。地球-電離層同導波管問題には異なり F を用いられる⁽³⁾。ここでは F adjoint waveguide として、静磁場の鉛直成分と逆向きにしたものを採用する。赤道横断伝搬路上の同一磁気緯度地点 (符号は反対) における固有関数 (height gain function より作られる固有関数) の相互に直交 (biorthogonal) しているために都合が良い。

点 P_1 での昼間の m 次モードから夜間の n 次モードへの変換係数 U_{mn} は次のように与えられる。

$$U_{mn} = \int_0^a F_m^{N*} G_n^D dz$$

但し F^D, F^N : P_2 から P_1 へ昼間、夜間固有関数 $\{ (E_z, E_y, H_x) \}$
 G^D, G^N : P_1 から P_2 へ昼間、夜間固有関数 $\{ (E_z, E_y, H_x) \}$

$$\int_0^a F_m^{N*} G_n^N dz = \delta_{mn}, \quad \int_0^a F_m^{D*} G_n^D dz = \delta_{mn}$$



: adjointness $F=(E_z, E_y, H_x) \rightarrow F^=(H_x, H_y, E_z)$
 固有関数の計算は、自由空間内では解析的に、電離層内では数値計算により求める。

[電離層のモード]

電離層電子密度分布

$$N = 19.6 \cdot e^{0.35(h-h_0)} \text{ cm}^3 \quad (\text{夜間})$$

$$N = 39.6 \cdot e^{0.15(h-h_0)} \text{ cm}^3 \quad (\text{昼間})$$

電子衝突周波数分布

$$\nu = 5 \times 10^6 \cdot e^{-0.15(h-70)} \text{ sec}^{-1} \quad \begin{matrix} h: \text{高} (\text{km}) \\ h_0: \text{基準高} (\text{km}) \end{matrix}$$

電離層ジオトロポメトリ

$$f_H = 1000 \text{ (kHz)} \text{ - 定}$$

地球は完全導体であると見做す。

[参考文献]

- (1) K.J.W. Lynn, J Atmos Terrast. Phys. 32, 57 (1969)
- (2) A.B. Kaiser, Radio Sci. 3, 1084 (1968)
- (3) R.A. Pappert and R.R. Smith, Radio Sci. 7, 275 (1972)

中波放送地上波の位相差測定.

荷保 正 善 長 野 勇 深 見 哲 男
 (金 沢 大 学 工 学 部)

中波放送電波の到来方向探知装置の目的で、その予備試験として、全沢のNHK
 第一放送ノックアウト波を放送電中線より約8km離れた円形地帯で、2基のループアン
 テナをダイヤルシフトさせて、放送波の地上波の位相差を測定した。その結果、自由空間
 位相差に比し、約8.3%大きい位相差が検出された。

赤道スワレットFの発生と中性大気風との関連

丸山 隆, 松浦 延夫
(電波研)

赤道地域のスワレットF (ESF) は夜間に多発し、その発生頻度は季節と経度により大きく変動する。ISS-bの観測から、この季節-経度特性が地球磁場の偏角と関連していることが分かっている。その概略を示すと、—— ESF発生頻度が高いのは、

- (1) 磁気偏角が西に大きい経度(大西洋地域)では、北半球の冬期、
- (2) 磁気偏角が東に大きい経度(太平洋地域)では、北半球の夏期、
- (3) 磁気偏角が小さい経度(インド地域)では、春、秋期である。

我々は、このESF発生特性を説明するため、熱圏中性大気風との関連を調べた。中性大気風の原因である熱圏大気温度分布(例えば"Jacchiaのモデル)から、赤道上で、20時LST付近の風は春秋分時には東向き、冬夏至時には冬半球側へ傾くと考えられる。したがって季節と磁気偏角の値に応じ、風の磁気子午面成分が変化する。磁気子午面内の風は、7075kmの沿磁力線運動を引起し、電子密度分布に変更をきたす。磁気子午面内での二次元的な電子密度分布を求めるため、ISS-bの軌道面と磁気子午面との角度が小さくなる(赤緯)条件を選び、軌道に沿って得られたイオングラムの $N(h)$ 解析を行った。

北半球の冬期について得られた結果が図に示されている。a図はESFのほとんど発生しない地域の例で、電子密度分布及び磁気緯度15度付近のF層高度に顕著な南北非対称性が見られる。これは北向きの中性大気風による7075kmの沿磁力線運動の結果と解釈される。b図はESFが多発する地域の例で、スワレットFのため電子密度の求まらない磁気赤道付近を除けば、電子密度分布、F層高度共に南北に良い対称性を示している。したがって、風の磁気子午面成分は、a図の場合に比較し、はるかに小さいと推定される。両図の違いは磁気偏角の差が少なく、風が磁力線と直交するときESFが多発すると言える。

以上の観測結果から、中性大気風とESFの発生(Rayleigh-Taylor不安定)との関連について、次の可能性を検討する必要がある。

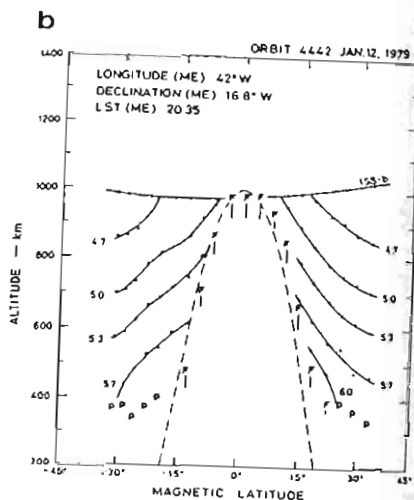
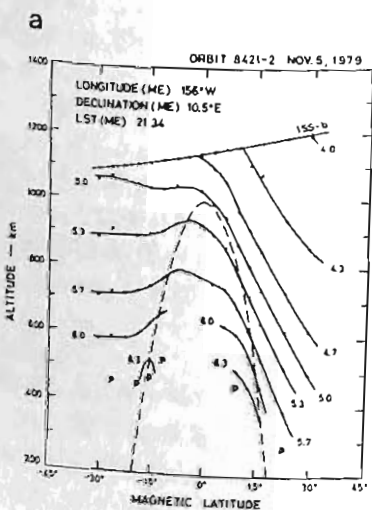
- (1) 磁力線方向の風で生ずる電子密度分布の南北非対称性が、R-T不安定を抑制する。
- (2) 磁力線と直交する風が、直接、間接的にR-T不安定を助長する。

磁気子午面内の電子密度 ($\log N_e$) 分布

- a. 太平洋地域(11月)
- b. 大西洋地域(1月)

図中のPはF層E_sの高度、Fで示した高度から下はスワレットF、破線は磁気赤道を1000kmで横切る磁力線を表わす。

磁気赤道(ME)上での軌道10x70km各々左上隅に示してある。



前田 憲一

電場, 風, ダイナモ電流の三

者間の関係と規定する所謂オームの法 (1) $J' = KE_y - Q'$ (2) $y = j_y / \sigma_2$

則に, 電流の連続性と電場の curl が零の性質を適用して (1) 式が導かれた。(3) $a \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + b \frac{\partial y}{\partial z} + cy = \frac{a}{\partial z} \{ (KE_y - Q') / \sigma_0 \}$

E_y は東向き電場, K は伝導率に比例する量, Q' は風速と伝導率に比例する量と, J' は東向きダイナモ電流密度 j_y の関数である。(4) $\Delta H_{nor} = -0.521 \cos(15t + 15^\circ) + 0.276 \cos(30t + 20^\circ) - 0.141 \cos(45t + 30^\circ)$

(5) $KE_y = -0.55K_{av} [-0.48 + 1.155 \cos(\omega_B t - 10.7^\circ) - 0.5 \cos(2\omega_B t + 15^\circ) + 0.175 \cos(3\omega_B t + 15^\circ)]$

(6) $Q' / \sigma_0(av) = A \cdot h(z) \{ a_0 + a_1 \cos \omega_B t + \theta_1 + a_2 \cos(2\omega_B t + \theta_2) + a_3 \cos(3\omega_B t + \theta_3) \}$

(7) $j_y(nor) = W - 0.521A \cos(15t + 15^\circ + \Delta \theta_1) + 0.276B \cos(30t + 20^\circ + \Delta \theta_2) - 0.141C \cos(45t + 30^\circ + \Delta \theta_3)$

(8) $H = H_0 + h + \Delta H$

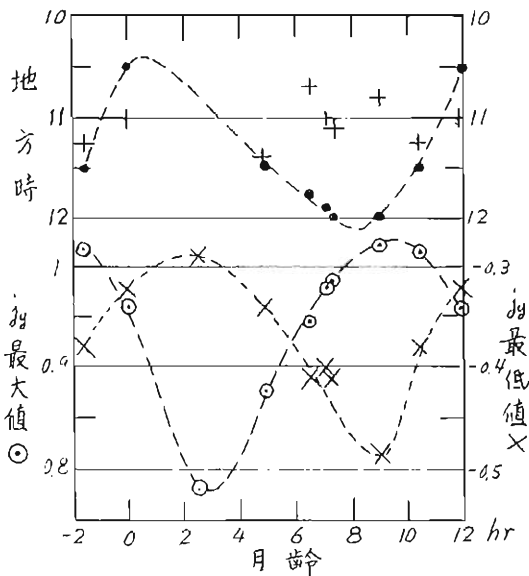
Huancayo その他磁気赤道地域での変化水平磁場 ΔH の harmonic analysis の結果 (4) 式が与えられている。 ΔH は height integrated j_y に比例するの、 j_y は (4) 式と同様の harmonics 構成を持つと考えられる。

一方 KE_y や Q' を理論的に計算し (4) 式と同じ形式で表わすと, (5) および (6) 式となる。(6) 式の場合は, 風のモードを solar (1, -2), (2, 4) と (2, 2), および lunar (2, 2) として, 各モード毎に $A, h, a_i, \theta_i, \dots$ etc. を入れて計算する。こうして得た KE_y と Q' を (3) 式に適用して j_y を吟味する。その結果が (7) 式で与えられる。W は steady (D.C.) term, A, B, C は 0.9 ~ 1.1 程度の相角 $\Delta \theta_i$, $\Delta \theta_1, \Delta \theta_2$ と共に月齢の関数である。(4) 式が j_y の変化分を表わすとして, これと (7) 式とを比較すると興味がある。以下次の諸項目について報告する。

- (1) D.C. 項 W に対応して僅かだが水平磁場が急変し, 一般に (8) 式が成立つ。
- (2) j_y が最大となった時刻, j_y の最高, 最低値が月齢の関数として図示される (左図)。
- (3) 月齢を固定した時の j_y 対 $I(dip)$, j_y 対 I が計算される。
- (4) j_y の 24 時間変化が計算された (月齢, I 固定)。
- (5) (1), (2), (3) について実測例と比較する。

文献

(1) 前田, 1980 (名古屋), 1981 (神戸), 1982 (東京) の総合講演, JATP, 43, 1981.
 (2) 松下, 前田 (組), J. geophys. Res. 26, 1965. Geophys. Ann. Geophys. 33, 1973.



麻生武彦・伊藤栄・加藤進

(京大超高層電波研究センター)

Present work aims at developing the second version computational code for linear calculations of global scale atmospheric waves such as tides and planetary waves in the middle atmosphere. This follows the previous talk (2) of the same title at the meeting last year. The algorithm is similar to the one used quite recently by Forbes(1982a,b) and solves four coupled partial differential equations for velocity and temperature perturbations of steady waves in a rotating atmosphere with latitudinal temperature gradient and associated mean zonal flow. This contrasts with the first version in which single partial differential equation for the quantity p_1/ρ_0 is manipulated and solved (Lindzen and Hong, 1974; Aso et al., 1982). The advantage of the new version is that it bears no apparent singularities corresponding to $f^2 - \cos^2\theta$ term in the Laplace tidal equation, which may jeopardize numerical calculation for some regimes. The practical problem, however, stems from the size of matrices to be treated in the numerical procedure which is 16 times larger than the first one and may sometimes become crucial from the point of available computational resources.

Comprehensive numerical tests have been carried out, amongst which is a hemispheric modeling as an alternative and expedient way relative to the full spherical model, and comparison with solutions of the Wilkes equation based on the classical tidal theory is made for no wind regime. Fig. 1 compares the diurnal tidal fields excited by the conventional (1, -2) forcing calculated by (a) the hemispheric modeling with spongy layer above about 110 km, and (b) the classical theory; vertical grid size is 1 km for both cases. In (a), the upper boundary condition assumes solutions asymptote to diffusion dominated values, and latitudinal grid size is temporarily set to be 10° . In spite of coarse grid spacing with latitude, agreement between (a) and (b) is satisfactory below about 110 km where assumptions pertinent to these calculations remain valid, and favors the legitimacy of the present computational code.

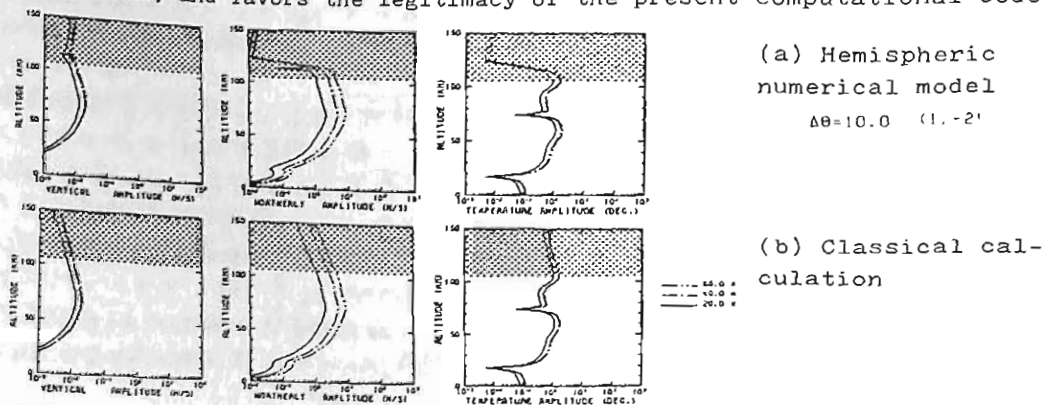


Fig. 1. Diurnal tidal fields for velocities and temperature excited by the (1, -2) first negative mode. Results are valid below about 110 km.

電波研平磯 宮崎 茂

1963年 Eyfrig は f_oF_2 の日変化の形が地磁気偏角の値によって変わることを発見した。その後 F_2 層のみならず、上部電離層の密度、電子温度さらに密度ゆらぎの発生等についても地磁気偏角効果があることが調べられている。

さきに、ISS-b の質量分析器によって得られた高度約 1100 km における O^+ , He^+ , H^+ 密度の世界分布において磁気赤道付近で著しいイオン密度の磁場偏角による依存性があることが見出された。ここでは ISS-b のトップサイド・サウンダによって得られた f_oF_2 の世界分布における地磁気偏角効果を調べた。

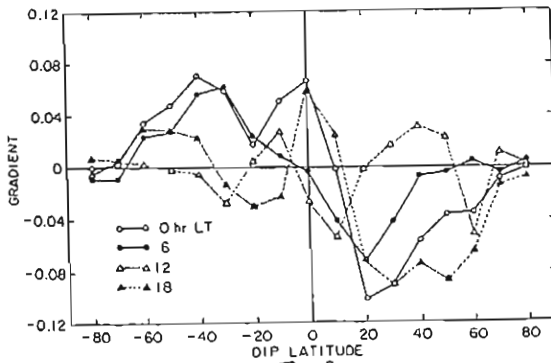
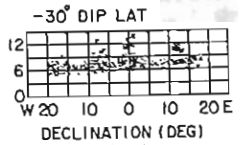
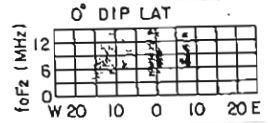
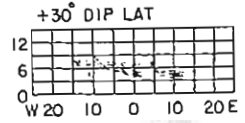


図 2.

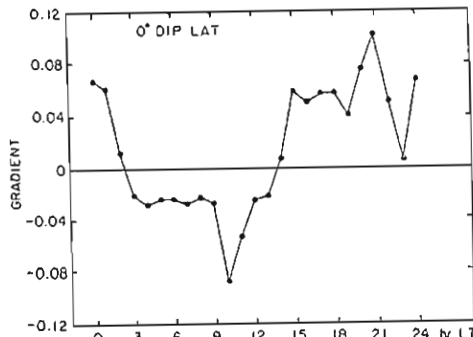


図 3.

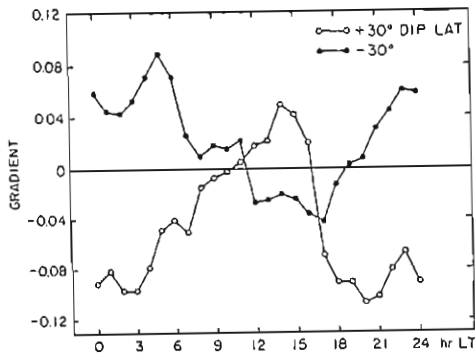


図 4.

図 1 は Dip 緯度 $30^\circ \pm 5^\circ$, $0^\circ \pm 5^\circ$, $-30^\circ \pm 5^\circ$ における f_oF_2 の観測した値をプロットしたものである。縦軸は f_oF_2 の値

(MHz), 横軸は地磁気偏角を示す。期間は 1978 年 10 月 22 日から 1979 年 2 月 22 日, 地方時は 0~2 時である。Dip 緯度によって f_oF_2 の偏角による依存性が変化することが判る。この関係を直線で近似すれば、Dip 緯度 30° の場合と -30° の場合では勾配が逆であることが判る。

図 2 は各 Dip 緯度において上述のようにして求めた直線の勾配の値をプロットした。これから $\pm 30^\circ$ 付近は変化が大きく、また赤道域は別の変化をしていることが判る。

図 3 および 4 は f_oF_2 の偏角依存性 (直線の勾配) の LT 変化を示したものである。

図 3 は Dip 緯度 0° の場合であり、図 4 は $+30^\circ$ および -30° の場合を示す。図 3 は 02~14 hr LT では負の値を示しており、磁気赤道では西向き偏角のとき f_oF_2 が大きくなることを示し、14~02 hr LT では逆に東向き偏角のとき f_oF_2 が大きくなることを示す。図には示していないが、この特性は季節によって変動している。特に夜間ではかなり変化が大きい。次に図 4 は $+30^\circ$ の場合と -30° の場合では位相が逆であり、かつ夜間と昼間では勾配の向きが逆転していることが判る。夜間は勾配の値の絶対値は昼間より大きい。

VHF 帯電離圏シンサレーションの3点観測(II)

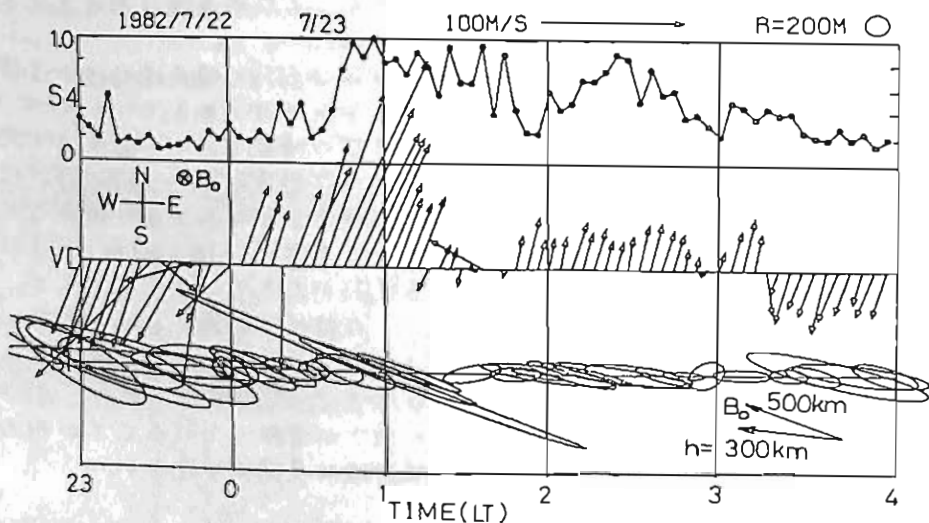
熊谷 博, 小川 忠彦, 堀 利浩(電波研究所平磯支所)

前回に引きつづき、VHF 帯電離圏シンサレーションの3点観測について報告する。観測場所は電波研平磯支所であり、3つのアンテナは、1辺が約200mの三角形を形成している。受信している電波は、静止衛星きく2号の136MHz波である。互いのアンテナの受信波形の相関処理から、電離圏イレギュラリティ(夜間はF領域高度)のドリフト速度と、スケール及び形状を知ることができる。

下図に1982年7月22日-23日の夜間の観測例を示す。上から、シンサレーションの強度を表す指数 S_4 , ドリフト速度、イレギュラリティの形状の時間変化を示す。ドリフト速度は、磁場に垂直な成分をベクトルで示す。また、イレギュラリティの形状としては、電波のパスに垂直な面を見て、空間的な相関係数が0.5に落ちる点を楕円で表示した。

楕円の短半径は、100~200m, 軸比は3~10程度の値が得られている。電離圏高度での磁力線の方向を、同一の平面に投影して図中に示す。シンサレーションが強い(S_4 が大きい)時には、ドリフト速度が速くなるとともに、楕円の軸比が大きくなり、かつ長軸の方向が磁力線の方向に一致する。これは、イレギュラリティが磁力線に沿って長く伸びていることを表している。このとき、実際のイレギュラリティの軸比は、磁力線と電波のパスのなす角(15°)を考慮して、図中の値に対して、 $1/\sin(15^\circ) \sim 3.9$ 倍となる。今後、これらの振舞の統計的性質を明らかにするとともに、イレギュラリティの発生機構について検討を進める。

(文献) 熊谷 他, 第72回予稿集, P.195



夜間のシンサレーション時の S_4 , ドリフト速度, イレギュラリティの形状の時間変化

磁気嵐時の中緯度マイクロ波電離圏

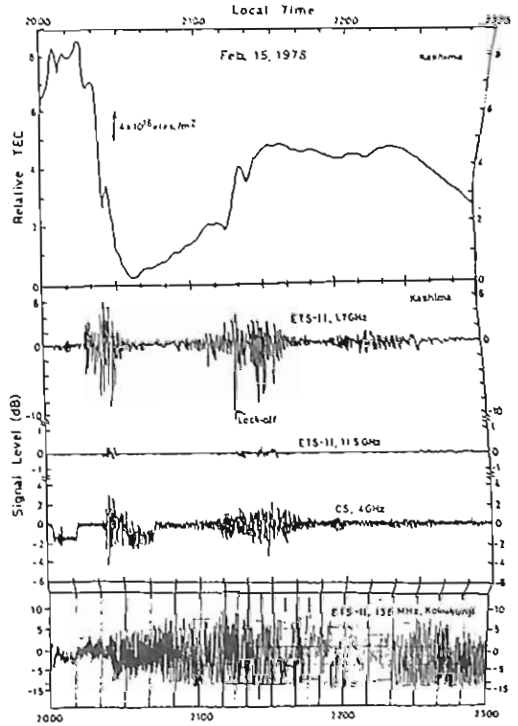
シンチレーションの発生機構

小川忠寿, 黒須隆志, 熊谷博
(電波研究所平磯支所)

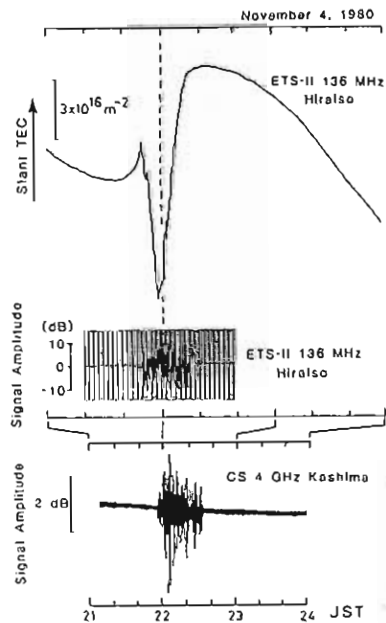
夜間のF層 Irregularities によるマイクロ波帯(1.7-11.5 GHz)衛星電波のシンチレーションが日本で1978年2月に観測されて以来¹⁾(オ1図), 同様の現象が本年2月までに8回程度発生している。発生条件としては, (1)磁気嵐の最大あるいは回復期が日没後数時間の時間帯にあること, (2)シンチレーション開始前に赤道異常が発達していること, 等がある^{2), 3)}。田中³⁾はこれらに対して磁気圏電場の低緯度への侵入の重要性を指摘した。VHF帯シンチレーションは地磁気静穏時でも発生するが, マイクロ波のそよ風が発生するにははるかに小さい空間波長の Irregularities を必要とするので, 磁気嵐時には何らかの機構で静穏時よりもはるかに強いプラズマ不安定が起っていると思われる。中緯度F層 Irregularities の発生機構として有力なものには Cross-field (or $E \times B$) 不安定である。本講演では, 過去の例のイベント時の全電子数(TEC)データ等を調べることにより, この不安定の重要性を述べる。

オ1, 2図から, (1)マイクロ波シンチレーション時には TEC に“トラフ”が現われること, (2)シンチレーションはトラフの中, あるいは電子密度勾配(∂N_e)が非常に大きい壁の近傍で強いこと, 等が分かる(この事実は他の4例についても正しい)。すなわち, 嵐時の強い電場とトラフ中の大きい ∂N_e が駆動力となり, 小さな空間スケールをもつ強い Irregularities が局所的に発生するために, マイクロ波シンチレーションが起ると解釈できる(VHF帯シンチレーションはトラフが無くとも発生する)。小さなトラフ and/or 強い電場の時には VHF帯のみのシンチレーションに終る。トラフの成因は現段階では不明であるが, 赤道異常の発達と密接に関連しているものと思われる。

- <Refs.> 1) 小川地, JATP, 42, 637, 1980.
2) 皆越地, JRRL, 28, 1, 1981.
3) 田中, JGR, 86, 11335, 1981.



オ1図 磁気嵐時のシンチレーション



オ2図 オ1図と同じ

VHF 帯電離圏シンチレーションの3点観測(II)

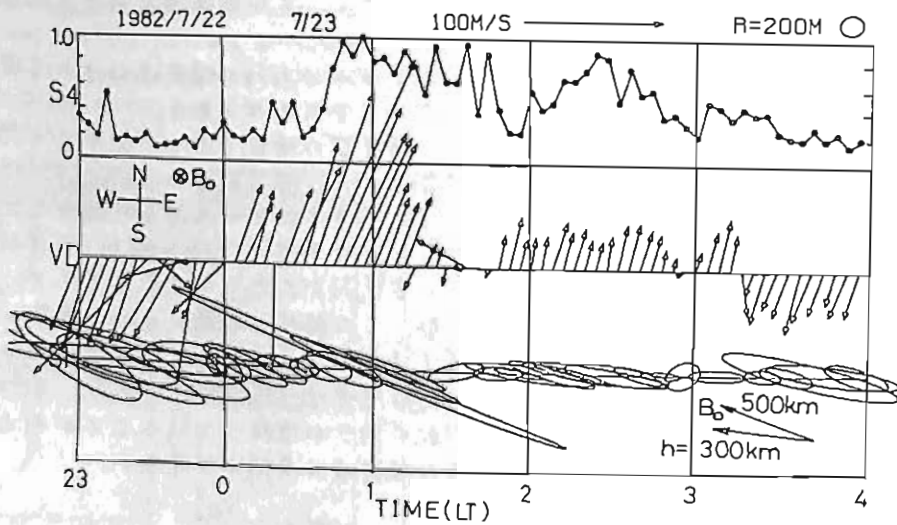
熊谷 博, 小川 忠彦, 堀 利浩(電波研究所平磯支所)

前回に引きつづき、VHF 帯電離圏シンチレーションの3点観測について報告する。観測場所は電波研平磯支所であり、3つのアンテナは、1辺が約200mの三角形を形成している。受信している電波は、静止衛星きく2号の136MHz波である。互いのアンテナの受信波形の相関処理から、電離圏イレギュラリティ(夜間はF領域高度)のドリフト速度と、スケール及び形状を知ることができる。

下図に1982年7月22日-23日の夜間の観測例を示す。上から、シンチレーションの強度を表す指数 S_4 、ドリフト速度、イレギュラリティの形状の時間変化を示す。ドリフト速度は、磁場に垂直な成分をベクトルで示す。また、イレギュラリティの形状としては、電波のパスに垂直な面を見て、空間的な相関係数が0.5に落ちる点を楕円で表示した。

楕円の短半径は、100~200m、軸比は3~10程度の値が得られている。電離圏高度での磁力線の方向を、同一の平面に投影して図中に示す。シンチレーションが強い(S_4 が大きい)時には、ドリフト速度が速くなるとともに、楕円の軸比が大きくなり、かつ長軸の方向が磁力線の方向に一致する。これは、イレギュラリティが磁力線に沿って長く伸びていることを表している。このとき、実際のイレギュラリティの軸比は、磁力線と電波のパスのなす角(15°)を考慮して、図中の値に対して、 $1/\sin(15^\circ)$ ~ 3.9倍となる。今後、これらの振舞の統計的性質を明らかにするとともに、イレギュラリティの発生機構について検討を進める。

(文献) 熊谷 他, 第172回予稿集, P.195



夜間のシンチレーション時の S_4 、ドリフト速度、イレギュラリティの形状の時間変化

磁気嵐時の中緯度マイクロ波電離圏

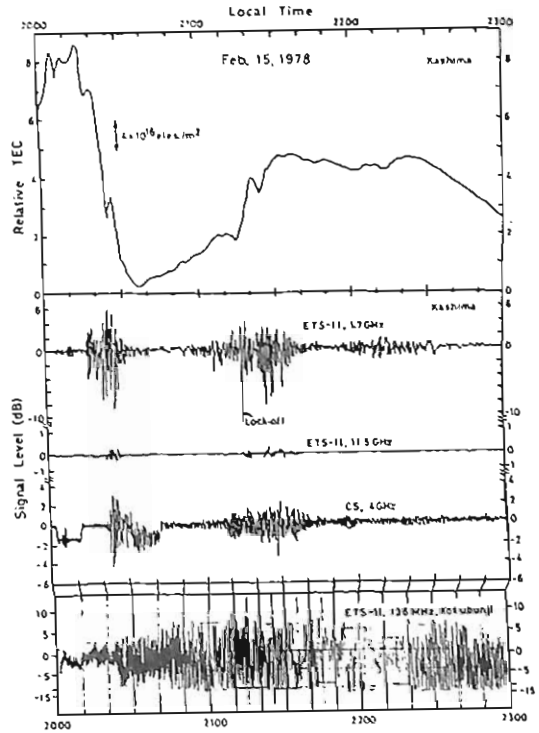
シンチレーションの発生機構

小川忠彦, 黒須隆志, 熊谷博
(電波研究所平塚支所)

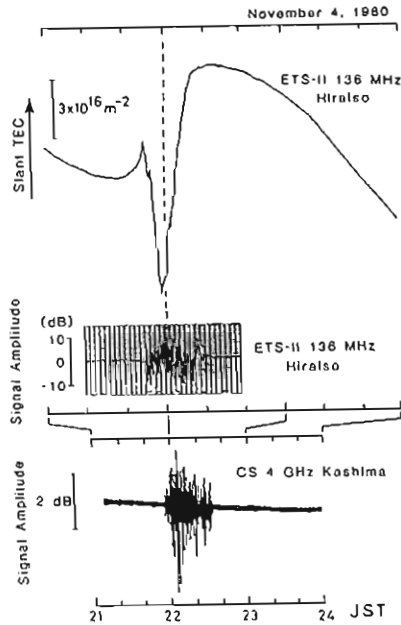
夜間のF層Irregularitiesによるマイクロ波帯(1.7-11.5 GHz)衛星電波のシンチレーションが日本で1978年2月に観測されて以来¹⁾(オ1図), 同様の現象が本年2月までに8回程度発生している。発生条件としては, (1)磁気嵐の最大あるいは回復期が日没後数時間の時間帯にあること, (2)シンチレーション開始前に赤道異常が発達していること, 等がある^{2), 3)}。田中³⁾はこれらに対して磁気圏電場の低緯度への侵入の重要性を指摘した。VHF帯シンチレーションは地磁気静穏時でも発生するが, マイクロ波のそれが発生するにははるかに小さい空間波長のIrregularitiesを必要とするので, 磁気嵐時には何らかの機構で静穏時よりもはるかに強いプラズマ不安定が起っていると考えられる。中緯度F層Irregularitiesの発生機構として有力なものはCross-field (or $E \times B$)不安定である。本講演では, 過去も例のイベント時の全電子数(TEC)データ等を調べることにより, この不安定の重要性を述べる。

オ1, 2図から, (1)マイクロ波シンチレーション時にはTECに“トラフ”が現われること, (2)シンチレーションはトラフの中, あるいは電子密度勾配(∂N_e)が非常に大きい壁の近傍で強いこと, 等がある(この事実は他の4例についても正しい)。すなわち, 嵐時の強い電場とトラフ中の大きい ∂N_e が駆動力となり, 小さな空間スケールをもつ強いIrregularitiesが局所的に発生する。ために, マイクロ波シンチレーションが起ると解釈できる(VHF帯シンチレーションはトラフが無くても発生する)。小さなトラフand/or弱い電場の時にはVHF帯のみのシンチレーションに終る。トラフの成因は现阶段では不明であるが, 赤道異常の発達と密接に関連しているものと思われる。

- <Refs.> 1) 小川他, JATP, 42, 637, 1980.
2) 皆越他, JRRJ, 28, 1, 1981.
3) 田中, JGR, 86, 11335, 1981.



オ1図 磁気嵐時のシンチレーション



オ2図 オ1図と同じ

赤道域における電子密度不規則構造の観測と理論

渡部重十 大家寛 高橋忠利 (東北大理)

1.はじめに “ひのとり” に搭載された IMP による電子密度計測によって不規則構造の発生頻度及びその構造が詳細に調べられた (学会予稿 71, 72 回)。その結果プラズマバブルの発生する時間帯には 4 つ (Evening (20h LT), Pre-Midnight (22h LT), Post-Midnight (3h LT), Morning (6h LT)) あることが明らかとなった。この原因として Rayleigh-Taylor, ExB drift, Neutral wind driven instabilities が考えられるが、これらの不安定性は、電離層の構造に強く依存する。そこで電離層を実際にシミュレートし、不安定性のおこりやすい領域及び時間帯を計算した。

2.観測と理論の対比 電離層のシミュレーションは ExB ドリフト速度と中性大気風速度の仮定のもとに行われた。その結果を図 1 に示す。下図は、Rayleigh-Taylor, ExB drift, Neutral wind driven instabilities を含んだ総合的な不安定性の成長率を示している。不安定性のおこりやすい領域は電離層下部にあり、4 つの時間帯はそれぞれ次のことが原因となっている。i) Evening, 夕方の F-region dynamo による強い upward ドリフトに対し、ExB drift instability が最大になるところと一致している。ii) Pre-Midnight, 図 1 及び図 2 に見られる 20h での成長率は、主に Rayleigh-Taylor instability に起因している。iii) Post-Midnight, 経度方向の中性大気風に対しては、極域から赤道域に向かう風によるものであり 2 時付近で最大になる。

iv) Morning, 6h 付近では、ExB ドリフトによる downward ドリフトが小さくなるために、Rayleigh-Taylor instability がおこりやすくなる。また、観測と理論において、Peak の発生頻度の時間に対するそれはプラズマバブルが約 30 m/sec 以上で upward にドリフトし、その結果 “ひのとり” によって観測されたことによる。

3.まとめ 従来、電離層下部での Rayleigh-Taylor instability によって不規則構造の生成が考えられていたが、それ以外に、ExB drift, Neutral wind driven instabilities を含めなければ、“ひのとり” の結果を説明できないことが明らかとなった。これらの不安定性は、電離層の構造と深く結びついたものであり、詳細な観測及び理論は、赤道域電離層の理解をより深めるものと思われる。

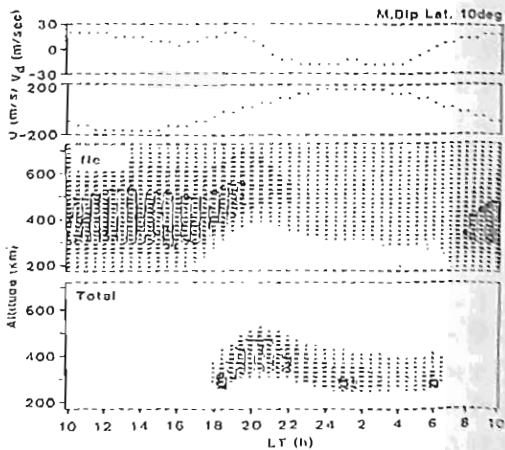


図 1.

	N_e (cm^{-3})	γ (sec^{-1})
10 ⁶	-	10 ⁻³ -
5 × 10 ⁵	-10 ⁶	5 × 10 ⁻⁴ - 10 ⁻³
10 ⁵	-5 × 10 ⁵	10 ⁻⁴ - 5 × 10 ⁻⁴
5 × 10 ⁴	-10 ⁵	5 × 10 ⁻⁵ - 10 ⁻⁴
10 ⁴	-5 × 10 ⁴	10 ⁻⁵ - 5 × 10 ⁻⁵

Vd: ExB ドリフト速度 (upward ⊕)

U: 中性大気風 (equator ward ⊕)

N_e: 電子密度

Total: 総合的な不安定性の成長率

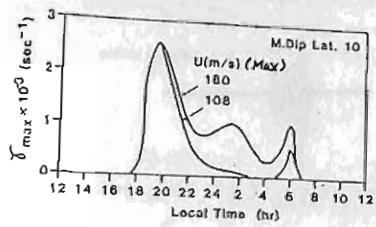


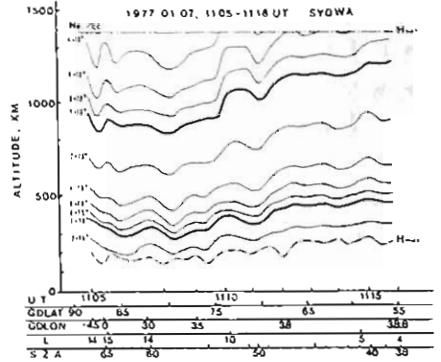
図 2.

極域電離圏の電子密度とスケール・ハイトについて

西崎良, 松浦延夫
(電波研究所)

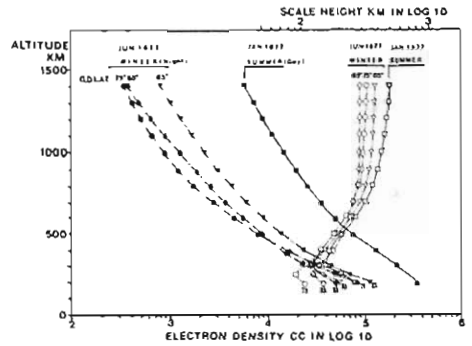
南極昭和基地で観測したISIS-IIのトップサイド・イオノグラムについて、観測点ごとにN_h解を行い、電子密度分布図を作成した。第1図に示す例は昭和基地における夏期(昼間)の静穏時の電子密度分布を示すもので、緯度方向に緩やかな傾きをもつ層状となっている。この電子密度と同時に求められているスケール・ハイトは、昭和基地の可視範囲(地理緯度55°~90°)で、緯度による差異は殆んど見られなかった。

1月の静穏時($K_p \leq 2$)の約200枚のスケール・ハイトから求めた平均値を第2図に示す。高度400kmにおけるスケール・ハイトは165kmで、高度950kmまでは1kmごと0.45kmずつ増加し、高度950km以上では1kmごと0.145kmの増加となっている。スケール・ハイトのバラッキは5~7%であった。この時期のようにスケール・ハイトのバラッキが小さい場合は、このスケール・ハイトと軌道に沿った衛星高度における電子密度(fN_s)だけを与えることによって、第1図に近いものを得ることが可能である。



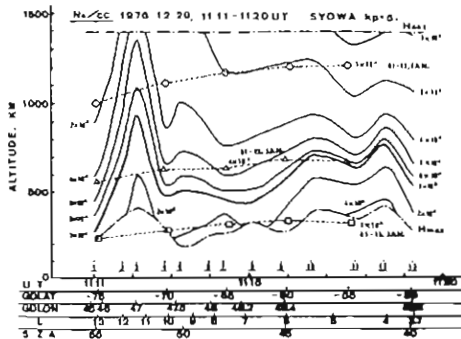
第1図 夏期の昼間における電子密度分布の一例

冬期の夜間においては電子密度、スケール・ハイト共に緯度変化を示している。第2図に6月の夜間の例を示すが、衛星高度付近の電子密度は昼間に比べて1桁ほど低くなっている。

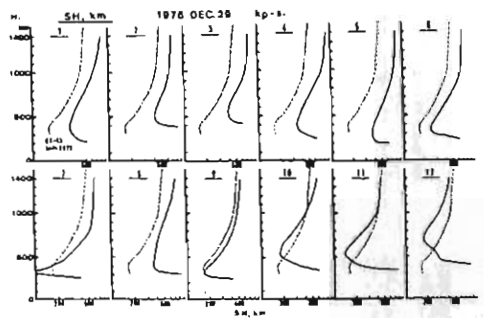


第2図 平均的電子密度,スケールハイトの一例

擾乱時の電子密度分布を第3図に、またスケール・ハイトを第4図に示す。第3図は第1図とほぼ同時期、同条件であり、比較をすると11:12 UT当りの衛星高度付近の電子密度は1桁ほど高くなっており、電離層の最大電子付近が上昇した感じになっている。第3図および第4図の3付近では全電子数も付近より20%ほど高くなっている。第3図の破線は地理緯度5°ごとの平均値を示す。



第3図 擾乱時の電子密度分布の一例



第4図 擾乱時のスケール・ハイトの変化

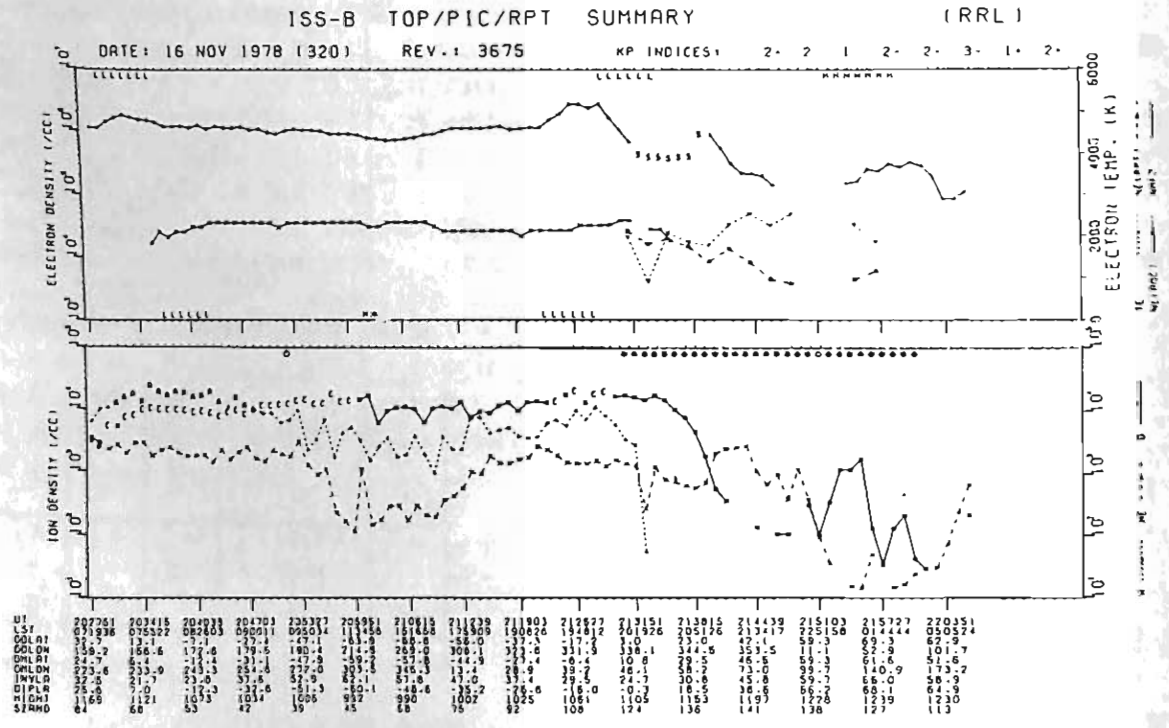
ISS-B 観測 プラズマ パラメータ サマリー プ

ロットの作成

巖木巖, 森弘隆, 佐川永一, 丸山隆, 西崎良, 橋本隆信, 永山幹敏, 猪不誠二,
井上俊行, 藪馬尚, 相原初弘 (電波研)

ISS-Bは1978年2月に打上げられ、1982年7月にピーコンと停波し運用を終了した。この間1980年12月までの約3年間についてはほぼ連続的に観測が行われ、約2000周回分のデータが得られた。このデータをもとにして、これまで f_oF_2 , 電子及びイオン密度, 電分布などのグローバルマップを作成して教養のデータ集として発行した。これらは電離層パラメータマッピングを行うというISSプロジェクトの当初の目的に沿って為されたものであるが、個々のデータを何らかのeventに従って検討することも興味ある点である。平均化してしまっただけでは多くの研究者の利用に供しにくい。このために、ISS-Bに搭載されたソフトウェアパラメータから得られ、人力によりスケールングされた各層最大電子密度

(N_{max})、同じパラメータのAから電圧から求めた衛星高度の電子密度 (N_e (A/C)), プラズマグローブから求めた電子温度 (T_e) の電子密度 (N_e (K/T)), イオン質量分析計から求めた H^+ , He^+ , O^+ の密度と1周回毎に插いたサマリープロットと運用した全ての周回について作成することとして作業を行っている。現在500周回分のプロットをマイクロフィニッシュし、その半数について、データ集として印刷中で近く関連研究者に配布できる見通しである。ISS-Bと運用した期間には極光衛星、磁気圏衛星、ISEE, ERS, などの衛星が異なった軌道で運用されているので、このような形のサマリープロットは相互の比較とすることができ、有効に活用してもらうことも信じている。下図はこのプロットの一例である。



プラズマバブル内の電子温度

佐川水一, 森弘隆, 巖本巖, 小山若一郎
(電波研) (宇宙研)

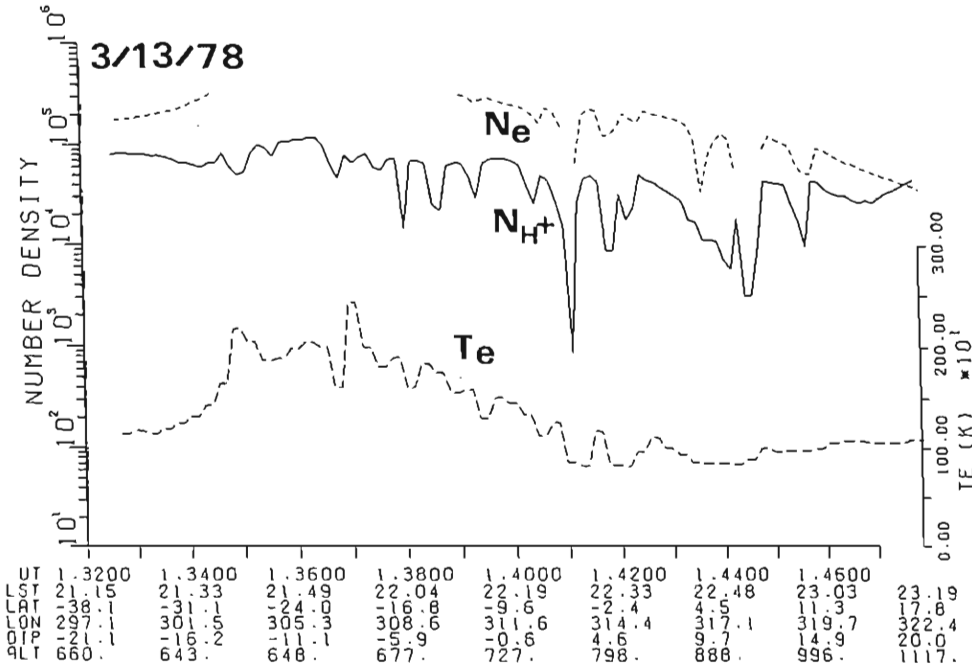
前回の学会で報告⁽¹⁾したように ISS-b で観測されたバブル内では T_e が周辺に比べて低下する例のあることが見出された。一方、ISS-b と同時期に打上げられた KYOKKO 衛星でも例は少ないが、バブルと思われる現象を観測している。下図はその観測例で、NEL (ラングミュアプローブ)、MSP (イオン質量分析器)、及び TEL (電子温度計) のデータを時間軸上にプロットしている。観測は 1978 年 3 月 13 日に行われた。衛星は南から北へ赤道を横断し、高度は 650-1000 km であった。実線で表されたプロトンの密度 N_{H^+} は 0134 UT - 0146 UT の広い範囲 ($-15^\circ < \text{Dip. LAT} < +15^\circ$) で数多くのバブルの存在を示している。一方 N_{e^-} は 0135 UT - 0139 UT で観測のためデータが得られていないが 0139 UT - 0146 UT ではほぼ N_{H^+} に対応して減少している。そしてバブル内のラングミュアカーブには ISS-b の RPT

で観測されたように irregularity が重畳している。 N_{H^+} や N_{e^-} に現れているプラズマバブルに対応して T_e は低下することが図から解る。特に 0141 UT, 0142 UT と 0143 UT - 0144 UT では T_e は MSIS モデル大気から予測される中性大気温度 ($T_m = 950 K$) に比べて 100 度以上低くなっている。この様に T_e が中性大気温度以下に下る例はバブルに伴って何例か観測されている。又、他の KYOKKO によるバブルの観測では T_e の低下のない場合、 T_e が上昇する場合がある。

KYOKKO と ISS-b の観測結果から、バブル内の T_e は次の様な特徴を持つことが解れた。

- (1). T_e は T_m 以下になる場合がある。
- (2). T_e の低下の起る確率は N_{e^-} の低下の程度に比例している。
- (3). 磁気緯度が低い程、又、LT が夕方側の近い程この確率は大きくなる。

(1) 電波回線調査予稿集, II-16, 1982.



プラズマ・バブルの構造とその時間的推移

高橋忠利 疫部重十 大家 寛
東北大学 理学部

我々はこれまで、「ひのとリ」による電子密度の観測結果により、低緯度F領域の電子密度不規則構造に種々な観測より考察を加え、プラズマ・バブル、及びプラズマブロップと我々が名付けた現象について、多くの新しい知見を得てきた。即、その季節的、時間的、地理的分布の統計的様相、磁気擾乱に関連した電離層変動とそれに伴う、プラズマ・バブルの発生とその消長等である。

「ひのとリ」により観測されたプラズマバブル等のF領域電子密度の不規則構造は広く、「赤道域Spread-F」と呼ばれる教術に及ぶ電離層密度変動現象の一断面を与えるものであるが、そのスケールサイズ分布、密度変動の中等の空間的構造の特徴は、Spread-F現象の物理過程についての重要な情報を含んでいる。今回の報告ではこうした観測結果に基づいて、プラズマ・バブルの空間的構造を中心にその動態を論じ赤道域Spread-Fの消長のメカニズムについて考察を加えたい。

右図に「ひのとリ」により観測されたプラズマ・バブルの構造の推移の一例として、1982年3月2日の連続5軌道にわたる観測例を示す。この例は磁氣的に非常に荒れた日のもので($K_p=8\sim7$)、電離層の変動に伴って発達した現象である。図に示されたように、プラズマ・バブルは全体的には比較的短時間の急激な成長と、ゆるやかな減衰を経て消滅してゆく。その空間的構造は、バブルの融合や分岐、二次的形形成等、複雑な様相を示すが、いくつかの基本的な特徴を上げることが出来る。現象の基本的構造は空間的スケールがほぼ2000kmの全体的なバブル活性域(図で矢印を付した横線で示した)、数100kmのスケールを持つ、よく発達したバブルである(図中太い横線で示した)。これらの

構造は連続軌道で、その対応関係が示され、その継続時間と垂直方向への広がりを見詰めている。さらに、バブル活性域は、数10kmから、観測の空間分解能に至るのより小さな密度変動の構造を含んでいる。これらの例は図中に太い矢印で示したが、現象の発達の段階に応じて多様な現れ方を示すが、特徴的には、100kmオーダーのプラズマ・バブル形成に先行して現れる場合(図のA、Bの例)、バブルの端面の構造を成す場合(図のCの例)、現象の後期における構造として現れる場合(図のDの例)を上げることが出来る。この領域の不規則成分のスペクトルは現象の初期程、短波長成分が卓越する。

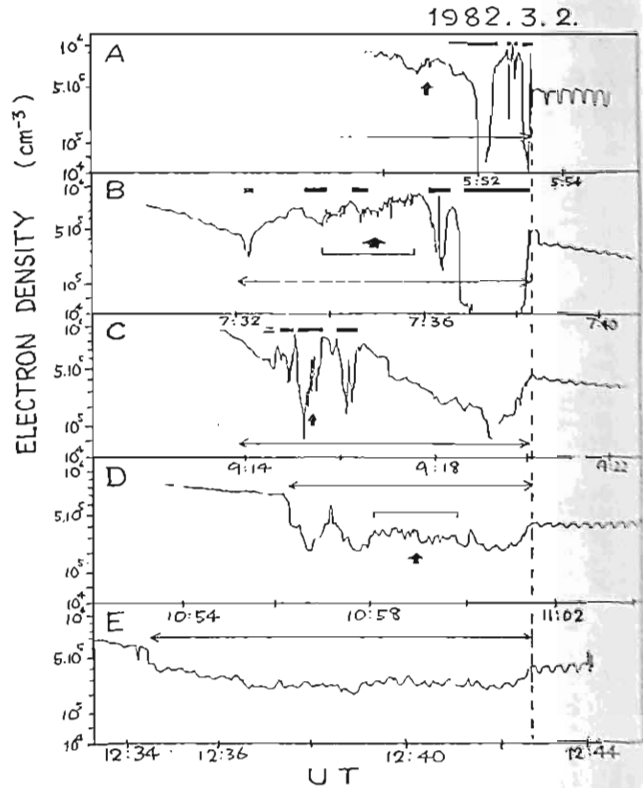


図. プラズマ・バブルの構造の推移

Critical velocity ionization に関する

理論的考察 (I)

町田 忠 安部隆士 寺沢 敏夫 (宇宙科学研究所)

標題に示した現象は 1960 年前後に Simon 及び Falseth and Alfvén により独立に発見されて以来、数々の実験的、或は、理論的考察が行われてきた。

一般に、この現象は、中性粒子の塊と電離粒子の塊が相対的の速度を持つ、2運動を行う様子の時に、その相対速度が、臨界速度 $v_c (= \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$, e : 単位電荷, m_0 : 中性粒子質量) を越えて、 $v > v_c$ なる条件を満した時に、中性粒子の爆発的な電離が行われるというものである。

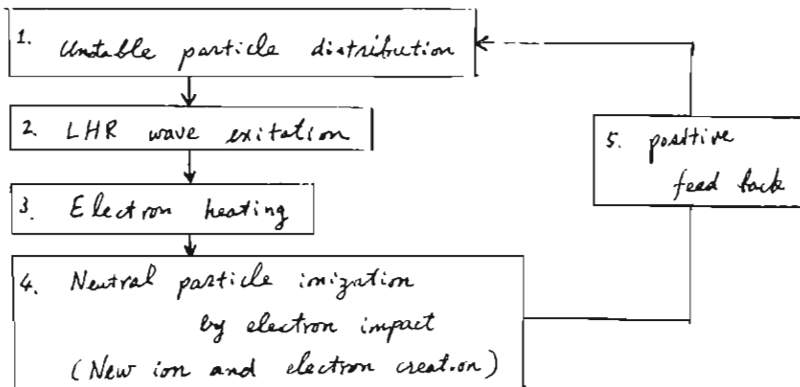
近年、この現象が Rauden [1978] 及び Galeev [1981] により 2 図に示す様子が理解されること指摘された。

そのうち

- 1) 不安定な粒子分布の存在
- 2) それによる LHR 領域の波動の励起
- 3) この波動による電子の加熱
- 4) 加熱された電子による中性粒子の電離
- 5) 新たに電離されたプラズマ粒子による不安定粒子分布の形成

特に、5) の process がこの現象を爆発的に起こすのに大きな役割を担っていると考えられている。

本講演においては、上記の概念について、少し詳しく触れ、さらに、この理論を検証するための computer simulation が有効であることについて述べておきたい。



参考文献

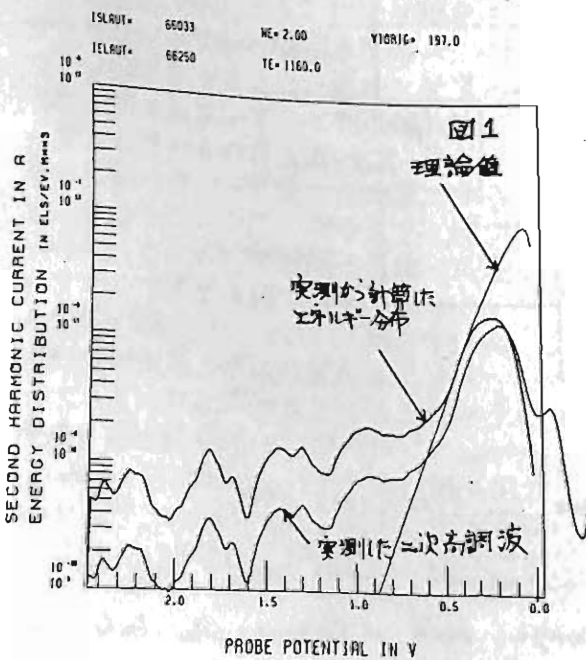
- * Rauden, M. A. *Astrophys. and Space Sci.*, 55, 125, 1978.
- * Galeev, A. A. *Proceedings of an International School and Workshop on Plasma Astrophys. held at Verenna, Como, Italy, 1981.*

励起ガスから熱的電子へのエネルギー流入

小山孝一郎, 平尾野雄
宇宙科学研究所

K-QM-72号機にて0.5~2 eVの熱的電子エネルギー分布の測定が行われた。測定は特に高度100 Km付近の熱エネルギー収支に関する大きな問題の存在はTmより高いのか?に対する答を得るのが目的である。本講演に関する速報は昨年秋学会においてポスターセッションで示された。

エネルギー分布測定器はK-QM-45号機による実験以来改良を重ねられ、現在殆んど完成の域に達している。測定原理はプローブ電圧に高周波電圧を印加した時に生ずる歪電流の中から、取り出された二次高調波成分はプローブカーブの二次微分に比例し、エネルギー分布は二次微分がわかると容易に計算できることにある。図1は高度約102 Kmにおけるプローブカーブの二次高調波成分とこれによって得られたエネルギー分布を横軸を電子のもつエネルギーとしてプロットした。図1にはまた電子密度、電子温度と与えて計算した時の理論曲線も示されている。実際のエネルギー分布は



空間電位付近のプローブカーブのひずみのために0.35 eV以下では有意でない。0.5 eVより高いエネルギーにおいて実際のエネルギー分布はマクスウェル分布を仮定した時より多い電子が存在している。また0.9, 1.4, 1.8 および2.2 eV付近に顕著なピークみられる。これらのピークのみよる電位は高度と共に変化する。このピークはすべて同定されているわけではなく励起された分子、原子が背景の電子にエネルギーを与える事によって生じたと考えられる。以上の実験結果の示唆するところは、下部E層の電子のエネルギー源として励起された中性ガスとの衝突によるエネルギーの流入を考慮する必要がある。 という事である。

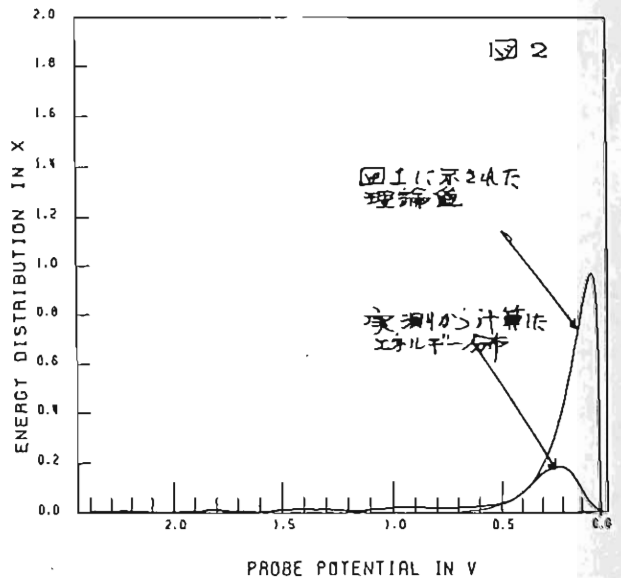


図2は半対数プロットしたエネルギー分布関数を直線スケールで表わしたもので、これによって全体の電子に対する高エネルギー成分の電子数の割合を直感的につかめるであろう。

太田 征 次 郎

著者の1930年代にIPYの資料を整理しておいたときに、資料そのものに誤り
疑念あり、および、資料解法の問題点があった。これらはいずれも古時差表
の論文には載れておらず、またこのに発表された内容だけの論文^{と云はる}ではない、(したがって、多
日の探検内容はいろいろ印刷するつもりはない。ましかえると、著者の古時の研究手
の仕方の関する反省として受取ってほしい。

先ず、資料に関する疑問点であるが、資料公表以降して次の諸点について統一されて
おられない、(1)時刻について、必ずしもG.M.T.(U.T.)を使っておられない。特にAsia,
America 地域に多い — 表I 条然(スライド) — このことは後に Non-Cyclic Change の
Adjustment に大きく影響する — また Zonal Time という表現の視測所もあった
— 普通このは標準時の表現の少し疑問所であった
時刻についてこの二番目の疑問点は hourly mean value の正確な整理のこのことである
[G.Y.時代には (10-1) (1-2) ... (23-24) L.T. という凡に統一されてきた(例外
は可)の、IPY時代には 1時の中心とする60分の平均値との、1時0分の値との
あり、これを同一標準格に統一する努力が必要であった。

(2) Non-Cyclic Change の Adjustment の方法についての疑問、U.T. と L.T.
(L.S.T.) とがあまりの異なる Europe 地域は問題に存しないが、Asia 地域
America 地域に U.T. と L.T. とが 数時間と差のある視測所では G.M.T.(U.T.)
の 0h~24h 区画線に親測方法で Adjustment する^{この時刻}と月単位の大まか^{時刻}にあり
のため day-to-day に大きく差違の生じる、たとえ S_g のように月5日とPB定すると
やや心配なところがある。(5日では少しといふ意)

(3) C-class の Observatory と思われる視測所があった。(I.G.Y.では C class と
はきわなると B-class と思われる視測所がある) この視測所は後述する解法に就
て neglect する^{この neglect する}べきと見られる、

つぎに、解法の方法について述べる。こゝに解法というのは日変化磁場と赤道緯度と
展開し、その係数を求めることである、解法の方法としては2通りを考へらる。その(1)
は各視測所の資料をそのまま(緯度)に入^{緯度}係数を算出する、(2)
は各視測所の資料を参考にして日変化と等しくする緯度図と考へ、日変化磁場と赤道緯度の世界
分布図と一致させたのち、改めてこの図から緯度15°毎程度30'毎(一31)のP.R.2 等
値を読みとりその値を視測値として(1)と同じ緯度で係数を算出する、いかんか(2)は
Sams smoothing と interpolation とを命に考慮するといふことである、このときに近接
した視測所の値のくいちがひ、C-class の視測所の取扱ひなど、統計上誤差を考慮すること
のできないもの処理をしたことと諮詢したい。このことは多くの例をあげて説明の
図に示す。(視測所を表す文字を塗ることはあてはまらない)

最後に特殊な問題として赤道緯度図で表せないことと考へらる。

このことは implicitly は Non-Potential Field と考へらる。このためには Datum Line (Base
Value) の決定法、視測所の 変位など考へらるべきである。

地磁気 S_q 場の逐日変化 (III)

— AE と R 依存性 —

竹田雅彦・前田坦

(京大理)

地磁気 S_q 場の逐日変化を考へるには、高緯度からの電場や磁気力線電流の効果と、 S_q ダイナモが主として働く中低緯度での風や電圧降下の変化によるものをそれぞれを考慮する必要がある。ここではまず AE インデックスに相関して変動する成分を抽出する。次に M A G S A T で太陽黒点数に相関した電離層電流が観測されている (Maeda et al., 1982) ことや長期的には S_q が太陽黒点数と関係する (Rastogi and Iyer, 1976) ことを示し、逐日変化のある部分が太陽黒点数の変化によって説明できるかどうかを調べた。Global な等価電流系から求めたのが 1 回で、local な S_q について調べたのが 2 回であり、共に太陽黒点数と共に S_q が強くなることわかる。

(文献)

Kane, R. P., J. G. R. Vol. 83, 5312-5314, 1978.

Maeda, H., T. Yonoi, T. Araki and T. Kamei, Geophys. Res. Lett., Vol. 9, 337-340, 1982.

Rastogi, R. G. and K. N. Iyer, J. Geomag. Geoelectr., Vol. 28, 461-479, 1976.

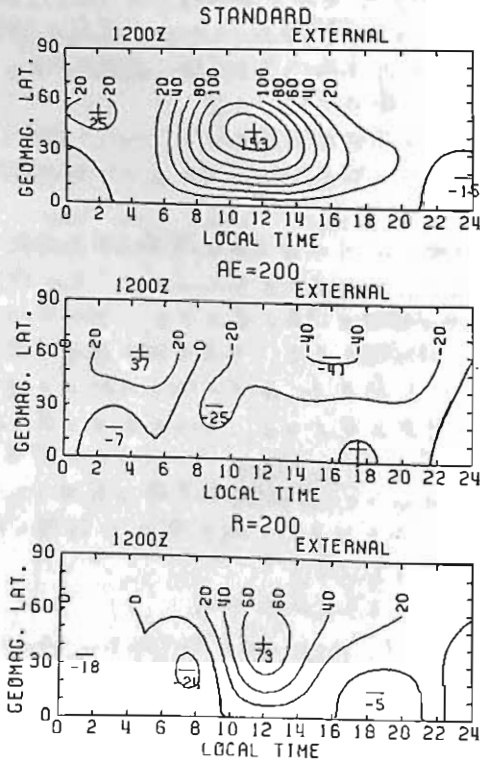


図 1. '70年3月11~26日の S_q の AE, R 依存性

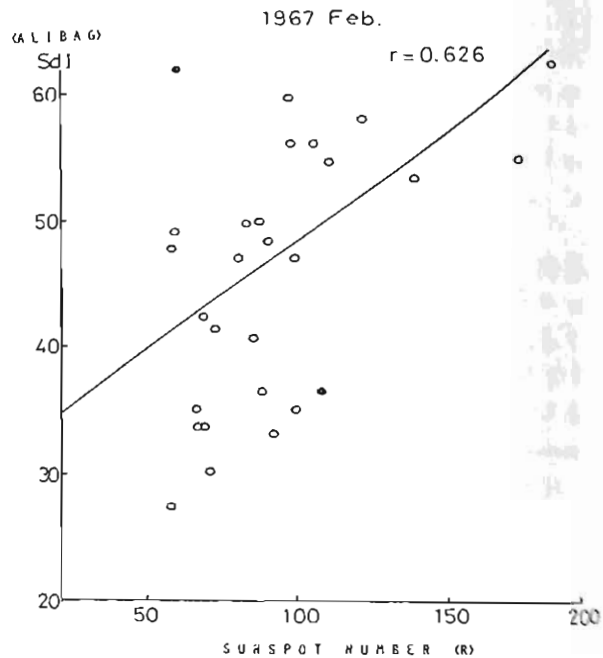
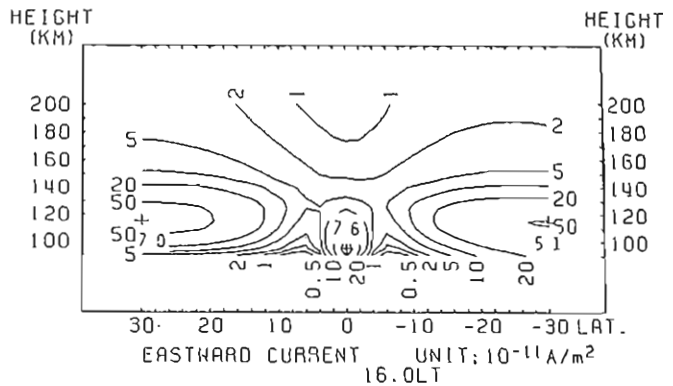
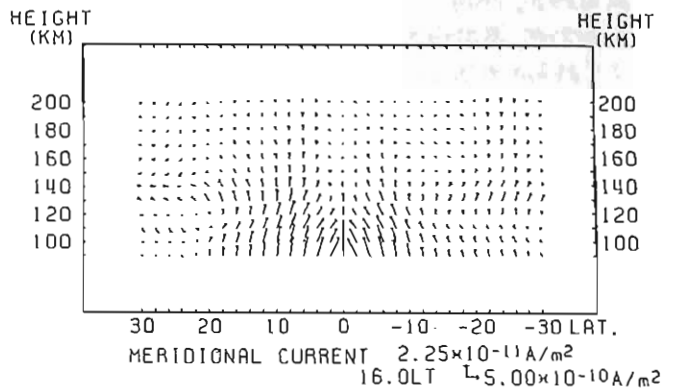
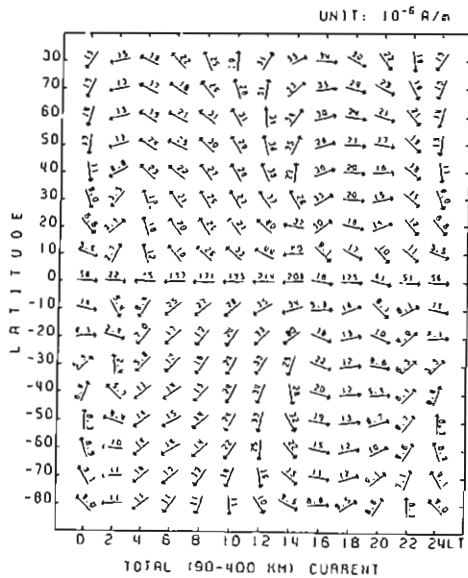


図 2 ALIBAG の S_q (Kane (1978)) と太陽黒点数 (R) の関係

Three dimensional ionospheric currents and fields generated by
the atmospheric global circuit current

牧野 雅彦 竹田 雅彦
(京 大 · 理)

We study three dimensional ionospheric currents and fields generated by the atmospheric global circuit currents, using the distribution of the air-earth currents as a lower boundary condition of the ionosphere. The air-earth currents are obtained taking the geomagnetic and orographic effects into account under the assumption of the ionosphere with infinite conductivity. Three dimensional ionospheric currents by thunderstorm sources are calculated considering conductivity distribution in the ionosphere and configuration of magnetic field line. Calculated potential difference in the ionosphere is 55 V and the horizontal electric field is too weak to affect the ionosphere and magnetosphere significantly, at least our model is adequate. Horizontal currents are distributed not uniformly but preferably in the dayside hemisphere and especially in the equatorial region. Vertical currents and fields do not simply decrease with altitude near the equator because of the anisotropy and nonuniformity of conductivity.



S-210-13号機TMA発光雲による 大気の乱れの観測

中村純二
(東大教養)

大地 登
(岐阜大教養)

S-210-13号機は1982年9月12日2100に発射され、高度89~96 kmに明るいTMA夜間発光雲を作った。これから中間圏上部の風向風速を求めた結果は図1のホドグラフに示す通りで、風は略水平に吹き、風向は上から見て高度が上ると共に時計の針の方向に回転し、風速の値は15~70 m/sである。また94~95 km付近に大きい風のシアーが見られる。

図2は種子島観測点から撮影したこの発光雲の写真をもスケッチしたもので、発光雲はX+110~140^sに作られたものである。X+240^sからX+300^sにかけて特に高度94~95 km付近で大きい乱れを生じ、これらが急速に上下、あるいは風下の右側へと発達し伝播して行く様子が認められる。今回はこのような大気の乱れの大きさや、各乱流塊内の回転速度、あるいはそれらの大気中の伝播状況などについて解析した結果を報告する。

このような大気の運動の状況は直接測定である発光雲法によって初めて知ることが可能となるものである。一方風速の時間的変化や平均風などは流星レーダーやMUレーダーによって初めてよく知ることができる。これら両者を比較することによって、上層大気のより正確な力学像は総合的に解明されて行くものであると考えられる。

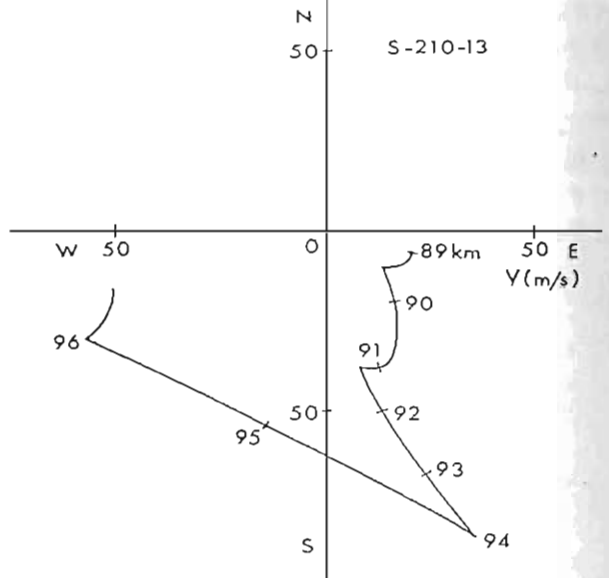


図1. TMA発光雲から求めた風速のホドグラフ。曲線の数字は高度(km)を示す。

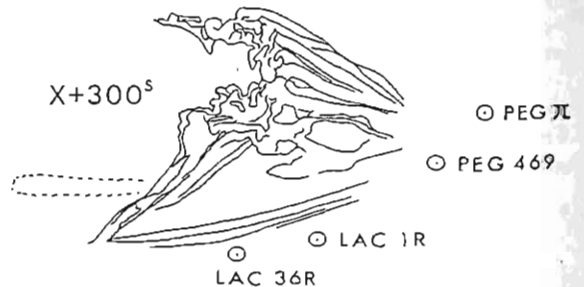
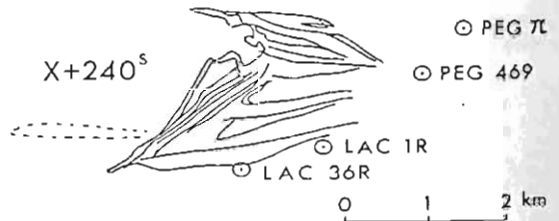


図2. 種子島観測点から撮影された発光雲の構造(スケッチ)。背景にペガサス座やとかげ座の星が見える。

田中敬史⁽¹⁾, S. V. Venkateswaran⁽²⁾

(1) 防衛庁技術研究本部飯岡支所, (2) Atmospheric Sci. Dept., UCLA

中緯度E領域に出現する不規則性(irregularities)の25 MHzレーダー観測の結果は、本学会等で報告した^{(1),(2),(3)}。このレーダーで観測された6mの不規則性の主要特性は：(1)観測の誤差範囲内で沿磁力線構造(field-aligned)を有する、(2)出現高度は、100 km 付近、(3)スポラディックEと出現に正相関がある、(4)夏に出現率最大である、(5)主として夜間の現象である、(6)進行方向は東西方向が左倒的に多く、而向き、東向きは比は10対1以上、平均速度は約60 m/sである。

この不規則性は、電子密度勾配の大きい中緯度E_sの中に発生すると考えられる。しかし、E_sの密度勾配スケール長 $L \equiv [(N/N_0) \sin^2 I]^{-1}$ や電子イオン相対速度 V_d 等 E_s 内の物理量の測定データはない。Wind-shear理論の拡張を行なって、LとV_dを推定する。使用する主な仮定は：(1)E_s内の変量は垂直方向にのみ変化する、(2)E_sは、 $\Omega_i \ll \nu_i \ll \nu_e \ll \Omega_e$ (Ω_i : ジャイロ周波数、 ν_i : 中性大気との衝突周波数)を満足する下部E領域に発生する、(3)中性大気の東西風U_yのshear $\frac{dU_y}{dz}$ によって、E_sはwind-nodeに出現する、(4)垂直風U_zと垂直電界E_zによって、E_sのピーク位置は、nodeから距離z_p動かされる。ポラズマの運動方程式と連続方程式から、密度の高度分布をあらわす2階微分方程式をえる。この定常解から、LとV_dを求めらる。E_s中のLの性質は：(1)ピークからの距離200 m 付近で、Lは最小値L_{min}をとる、(2)L_{min}は、shearと垂直風の強さで決定され、中程度のshearとU_z=0では、L_{min}~100-200 m である。V_dは、shearとピークからの距離に殆んど正比例して増加する。

不規則性は、マクロな静電型ポラズマ不安定性に起因すると考えられる。不規則性を単純なflute mode ($\vec{k} \perp \vec{B}$)とみなして⁽⁴⁾、じょう流の2流体方程式の平面波解を局所近似で求める。得られたじょう流の周波数 ω と成長率 γ は⁽⁵⁾、yを西方向にとり、

$$\omega \approx k V_{dy} + \frac{(1+\psi)k V_{dy} - [3 - (4\Omega_e^2 \sin^2 I / \nu_e^2 k^2 L^2)] (k^2 C_s^2 \cos I / 2\Omega_e L)}{(1+\psi)^2 + (\nu_e \cos I / \Omega_e k L)^2}$$

$$\gamma \approx \left[(1+\psi)^2 + \left(\frac{\nu_e \cos I}{\Omega_e k L} \right)^2 \right]^{-1} \left\{ \frac{\nu_e \cos I}{\Omega_e} \left(\frac{V_{dy}}{L} \right) - \frac{k^2 C_s^2}{\nu_e} \left[\psi (1+\psi) \left(1 + \frac{\Omega_e^2 \sin^2 I}{2\nu_e^2 k^2 L^2} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\nu_e \cos I}{\Omega_e k L} \right)^2 \right] + \frac{(\omega - k V_{dy})^2}{\nu_e} \left[\psi (1+\psi) + \left(\frac{\nu_e \cos I}{\Omega_e k L} \right)^2 \right] \right\}$$

成長率の第1項は、 V_{dy} に比例し、クロス・フィールド不安定性の推進項を現わす。

Marginally unstableな臨界電子イオン相対速度V_{dc}の高度依存性を調べると、V_{dc}の最小は高度~105 kmに出現する。不安定性に好都合なこの高度に、中緯度E_sは夜間出現する。じょう流の振幅が最大となるL_{min}近くのE_s内の変量の例を、k=1.1 m⁻¹の場合について示すと：

U _z (m/s)	E _z (mV/m)	E _z /B _x (m/s)	z _p (m)	U _y (m/s)	V _{dy} (m/s)	ω/k (m/s)	dU _y /dz = 70m/s/km
-2	+1	+20	-720	-63	84	+13	
-2	+3	+60	-150	-23	84	+53	L=220m
-2	+5	+100	+420	+17	84	+93	

レーダーが観測した不規則性の位相速度は、E×Bドリフト速度に近い値をとる。観測された西向きのかまきは、夜間の上向き3mV/mの電場によると考えられる。

References (1) 田中敬史・橋詰庄一郎 オオ2回講演 p.168, 1977
 (2) Tanaka, T & S.V.Venkateswaran, J.A.T.P., 44, 381, 1982
 (3) " " " " , J.A.T.P., 44, 395, 1982
 (4) " " " " , J.G.R, to be published, 1983
 (5) " " " " , J.A.T.P., 44, 939, 1982

Time Variations of the Sodium Layer Observed in Northern Japan

Fumihiko Tomita and Hiroshi Kamiyama

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Faculty of Science, Tohoku University

The seasonal variation in the monthly abundance of the atmospheric sodium derived from data obtained at Mt. Zao Observatory (38°N) for the period from September, 1980 to December, 1982 is shown in Fig. 1. Our result of the winter maximum observed at 38°N seems to be of a plateau type which is similar to that at a lower latitude (23°S) rather than at higher latitudes (44°N, 51°N). The monthly profiles of the density are shown in Fig. 2. In this figure, monthly profiles are drawn by the solid lines, and the annually averaged profiles are also shown by the light dotted lines for reference. The hatched region where the density is enhanced lowers gradually from July to November and then turns to appear in the upper part of the layer in next February. The peak altitude shows apparently the seasonal variation with the amplitude of about 4.5 km. This characteristic seasonal change in the profile of the sodium layer is thought to be closely connected with the annual variation of the atmospheric composition involved in the sodium chemistry in the altitude region concerned.

As for the nocturnal variation, an example showing characteristic variation in the vertical profile of the sodium density is given in Fig. 3. Each of the profiles is obtained by hourly integrated data and is shown by the solid line. The nocturnally averaged profiles are also shown for reference by the light dotted lines. Also shown in the upper panel is the trend of the hourly values of column contents. It is pointed out the pronounced feature in this example is the descent of the portion of the density enhancement at the rate of 1-3 km hr⁻¹ accompanying with the increase of the column content. In this figure, the difference between the hourly profiles and the nocturnally averaged profile seems to be larger at the lower part of the layer than at the higher part, and the downward phase progression can also be seen. A further analysis of the data suggests a wavemotion having a vertical wavelength of 14-20 km and a period of roughly 12 hr.

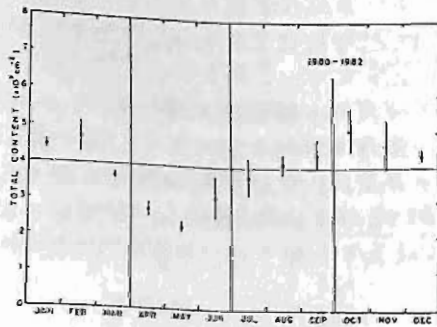


Fig. 1

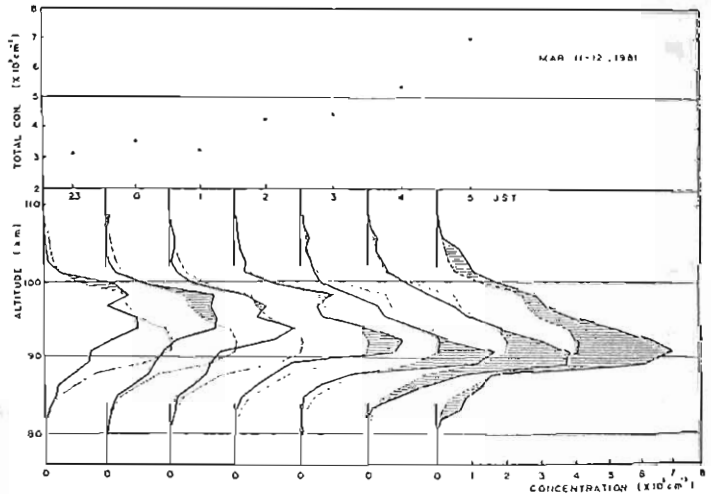


Fig. 3

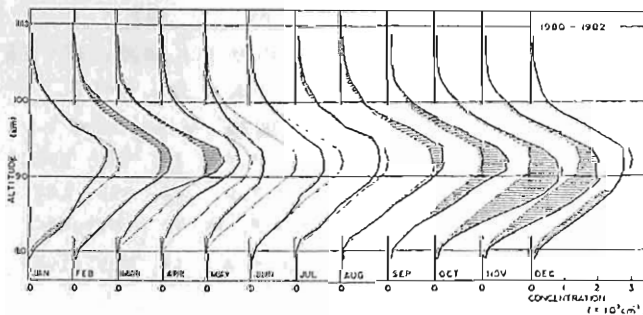


Fig. 2

内海通弘 広野求和
(九大理)

中間圏ナトリウム層の生成論は、いまだ未解決の点を多く含んでいるが、その主な原因は、ほとんどの反応定数が測定されていないためである。最近、Husain と Plane⁽¹⁾ は、測定によって、反応 K_3 が従来より1000倍速いという結果を得た。これによってナトリウム層下部のナトリウム原子の寿命が極端に短くなることとなった。従来ナトリウム層下部の切れ込みは、 NaOH への変換であると説明されていた(Liu & Reid⁽²⁾)が、新しい K_3 をこのモデルに入れると、異常にピークが高くなってしまう。この点を修正する1つの方法として、 K_6 を入れることが提案されている(Sze et al.⁽³⁾)。

このように、今までのナトリウム層モデルは、かなりの変更を要求されるが、ここでは最新の反応定数を使ってモデル計算を行った。特に、Hunten⁽⁴⁾のrealisticなablation profile を入れて、どこまでナトリウム層の下部の切れ込みが説明できるかを見る。

計算方法は非常に化学反応の速い Na , NaO , NaO_2 をひとまとめにして、family法によってうず拡散を考慮した連続方程式を解く。結果は、反復法により、安定した値を採用した。その際、Huntenのrealisticなablation profile を入れた場合の変化を見る。また、観測によると、ナトリウム層の日変化は、ほとんどないとされているが、モデルでは、どうしても光解離などによる影響で変化してしまう。このモデルによる日変化を計算する。

反応系

- 1 $\text{Na} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NaO} + \text{O}_2$
- 2 $\text{NaO} + \text{O} \rightarrow \text{Na}(\text{}^2\text{P}, \text{}^2\text{S}) + \text{O}_2$
- 3 $\text{Na} + \text{O}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NaO}_2 + \text{N}_2$
- 4 $\text{NaOH} + h\nu \rightarrow \text{Na} + \text{OH}$
- 5 $\text{NaO}_2 + h\nu \rightarrow \text{Na} + \text{O}_2$
- 6 $\text{NaO}_2 + \text{O} \rightarrow \text{NaO} + \text{O}_2$
- 7 $\text{NaO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NaOH} + \text{H}$
- 8 $\text{NaO} + \text{O} \rightarrow \text{NaO}_2 + \text{O}_2$
- 9 $\text{NaO} + \text{H} \rightarrow \text{Na} + \text{OH}$
- 10 $\text{NaO}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{NaOH} + \text{O}_2$
- 11 $\text{NaO}_2 + \text{H} \rightarrow \text{NaOH} + \text{O}$
- 12 $\text{NaOH} + \text{H} \rightarrow \text{Na} + \text{H}_2\text{O}$
- 13 $\text{NaOH} + \text{O}(\text{}^1\text{D}) \rightarrow \text{NaO} + \text{OH}$
- 14 $\text{NaOH} + \text{HCl} \rightarrow \text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$
- 15 $\text{NaCl} + h\nu \rightarrow \text{Na} + \text{Cl}$

References

- 1 Husain, D. and J. M. C. Plane, *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2*, 78, 163-178, 1982
- 2 Liu, S. C. and G. C. Reid, *Gr. R. L.* 6, 283-286, 1979
- 3 Sze, N. D. et al., *Gr. R. L.* 9, 1187-1190, 1982
- 4 Huntten, D. M., *J. A. S.* 37, 1342-1356, 1980

のロケット観測(1)

中村正年 高野元春 佐藤亮一 湖口修行

筑波大学 物理学系

一昨年の実験に引き続き、昨年9月13日 K.S.C.より打上げられたK-9M-75号機にて、夜間大気光の観測を行った。今回は、前回の観測に、OH(7-3)マイネルバンドの観測をさらに加えており、つぎの四つのバンド及び連続光の観測をした。すなわち、OH(6-2)、OH(7-3)マイネルバンド、O₂(0-0)の大気バンドそれに連続光である。

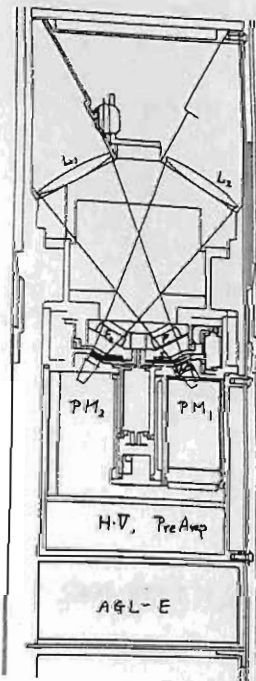
図(1)はK-9M-75号機搭載の観測装置の断面図である。装置の概算は前回のものとは同じである。(1)図(2)はロケットの上昇時に観測された各バンド及び連続光の生データの一部である。ロケット軸のスピンが、フライング効果と星光の影響が各データに生じている。

前回の実験で(1)OHマイネルバンドの最大発光高度は90 Kmである、(2)O₂大気バンドには発光層高度分布に微細構造が見られる等のことが判明した。(2)今回の実験では、これらのことを再度調べると共に、OH(6-2)、OH(7-3)マイネルバンド間に発光層高度の違いがないか調べた。それは、OHマイネルバンド励起機構 $H + O_3 \rightarrow OH(v' \leq 9) + O_2$ に、 $H O_2 + O \rightarrow OH(v' \leq 6) + O_2$ の反応が加わっているかどうか明かすにすぎないためである。これらの結果について報告する予定である。

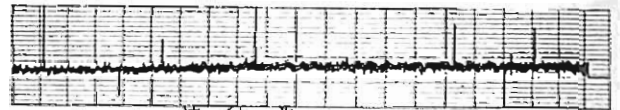
(1)中村 第70回学会講演集 Ⅲ-27

(2)中村 第71回学会講演集 Ⅲ-16

大気光光度計 断面図



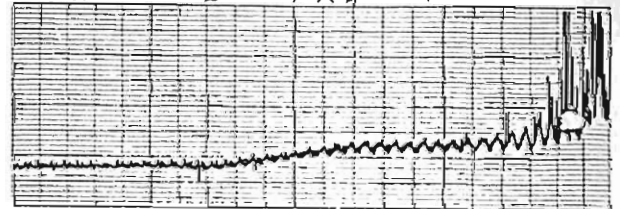
- L : レンズ
- F : 干渉フィルター
- S : シャッター
- C : 光電子管
- PM : フォトマルチプライヤー
- H.V : 高圧電源
- Pre Amp : プリアンプライヤー
- AGL-E : 信号増幅用電気回路



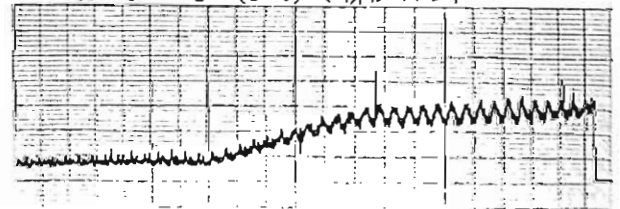
2-1 連続光



2-2 O₂ (0-0) 大気バンド



2-3 OH (6-2) マイネルバンド



2-4 OH (7-3) マイネルバンド

図(1)

図(2)

上層大気の酸素原子と夜光 (III)

斎藤 文一
新潟大・理

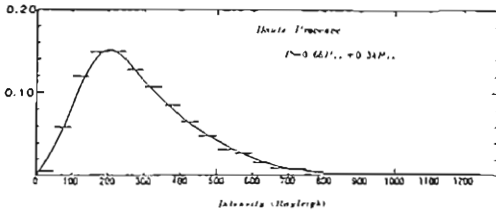


Fig.1. 夜光 5577 Å 強度ホアソン分布 (仏・フランス)

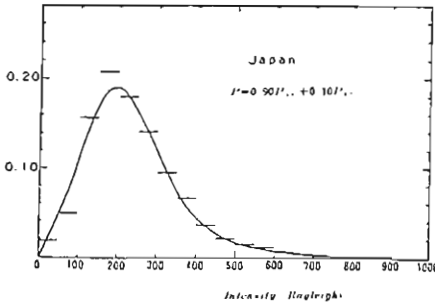


Fig.2. 夜光 5577 Å 強度ホアソン分布 (日本)

22年間(1957-1978)の北半球中緯度(フランス・日本)の夜光 5577 Å 地上観測結果を調べているが、発光原因として、実験上からも少くも二成分あることがわかった (Fig.1. Fig.2)。1) 正常成分 (平均強度 ~ 200 R), 2) 大振幅成分 (平均強度 ~ 400 R) であるが、後者の発生率はフランス 34%, 日本 10% で、また、季節的にも出現のしかたに、フランスと日本で共通のものとも異なるものがある。

夜光 5577 Å の長周期変動・季節的変動について、この大振幅成分の出現が非常に重要である。またこの成分の時間的特性と空間的広がりについても知識が得られた。なお地磁気効果はほとんど見られない。

最近ロケットによる夜光と酸素原子の観測の結果は、両者の高度分布にたいして精度のよい結果を与えている。一方、低緯度圏の大気成分に関するモデルが提議されるようになつた。(文献 1, 2.) しかし両者の一致については、多くの問題が残っている。その一例として、夜光 5577 Å 強度が地球赤道地帯で極小を示すこと、また同成分が冬半球中緯度でやはり極小的傾向

を示すこと、等である。ここで大気成分の Vertical Eddy Transportation の項が重要であるが、リアリステックなモデルがない。われわれの実験結果、とりわけ大振幅成分の時間的・空間的特性は、一示唆を与えるものと考えらる。

- 1) Thomas, R.J. and R.A. Young : J.G.R., 86, p.7389, 1981.
- 2) Kasting, J.F. and R.G. Roble : J.G.R., 88, p.9641, 1981

暖素赤線の強度変化の孤立波型伝播の同時観測結果

三沢有敏, 竹内郁夫, 加藤愛雄, 青山 敏
 (防大物理), (託国与専数), (東海大工), (東海大工)

以下には、暖素赤線の孤立波型形状のものを (redline intensification) は北方から伝播するらしいと発見した。それには、同時観測結果 (木曾と横須賀) によるものであった。この欠点を補うべく、観測所から同時観測を行う観測機を製作した。Fig. 1 はその概略を示している。又、観測結果は、Fig. 2 に示してある。この夜には、珍しい磁気嵐が起る。典型的な intensification が二回現われた。この夜の intensification は、磁気北極の方向から伝播することを確認された。伝播速度は、最初の intensification については 500 m/s 、次の intensification については 450 m/s と計算された。内部重力波の基本的特性は、波の伝播速度が伝播して高さでの音速に近しい値を取ることとを考慮すると、今回得られた $450 \sim 500 \text{ m/s}$ という伝播速度は、下層の音速にほぼ一致してゐる。伝播する intensification は、内部重力波の一種であることが明らかになった。

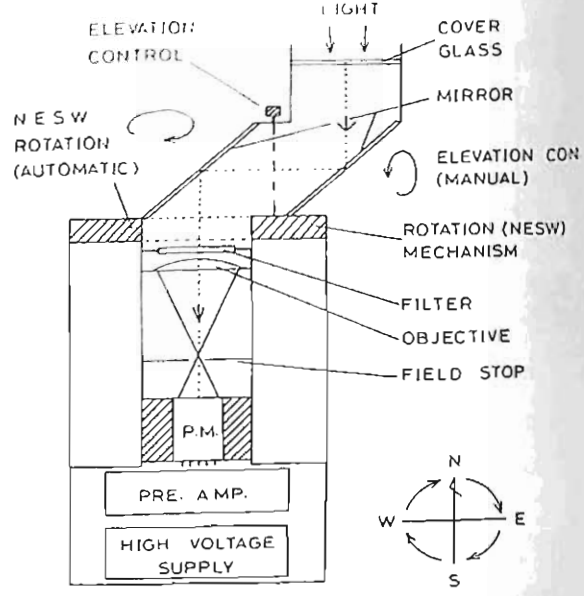


Fig. 1

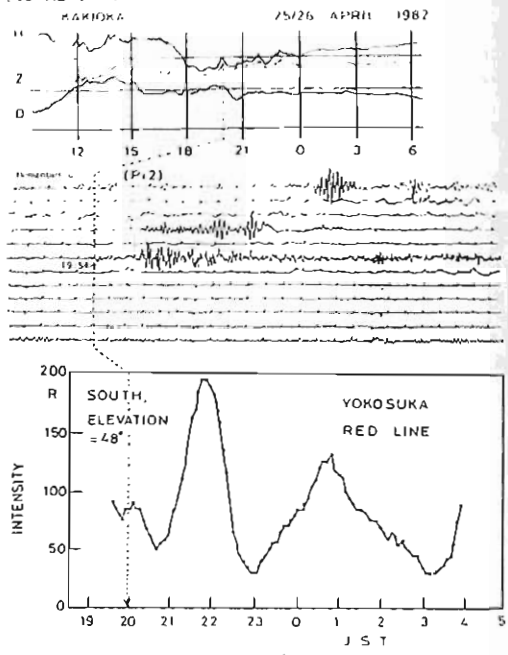


Fig. 2

第 II 会场

(II-1 ~ II-75)

MAGSAT衛星データによる field-aligned current の検出

鈴木 亮 (佐賀大教養), 福島 直 (東大理)

MAGSAT衛星の軌道に沿って磁場を積分し、アンペールの法則により積分路を横切る電流 (J) を出すことを目的とする。

静穏日の J の UT 変化の例を右上图に示す (Nov. 5, 1979)。図で時間は衛星の周回に要する約 94 分の中間の時刻を示し、J は夜から昼に流れる電流の向きを正としている。

静穏日の特徴は:

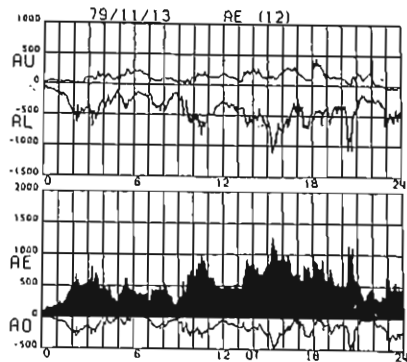
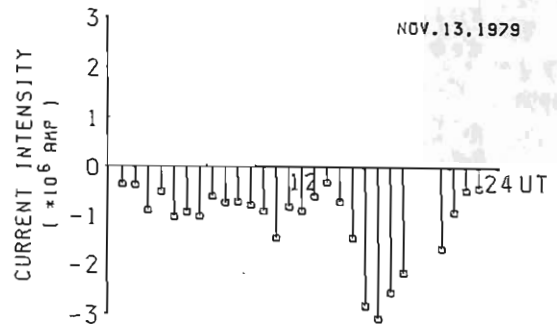
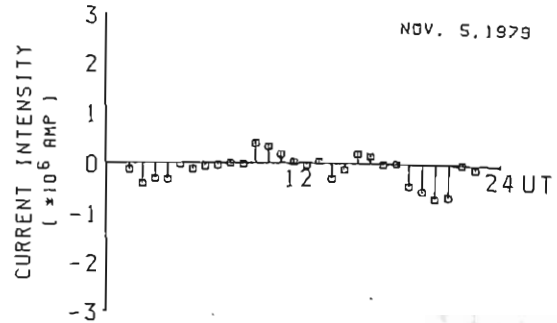
- i) 電流は 10^5 Amp のオーダーである。
- ii) 日によって異なった UT 変化をする。

i) はもっともらしい値と考えられる。ii) の原因は现阶段では不明であるが、日によって異なることで、主磁場の影響が残っていることにはならぬであろう。静穏日の弱い電流が速い変化をしたときに正しく追従しているかどうかは検討する必要がある。

擾乱日の J の UT 変化の例を右中図に示す (Nov. 13, 1979)。その特徴は:

- i) 電流は必ず昼→夜の向きに流れ、大きさは 10^6 のオーダーに達する。
- ii) 時間変化は AE (右下図) の変化と非常によく似る。

特に ii) は興味あることで、AE の大きいとき field-aligned current が流れていることを示す、つまり、partial ring から field-aligned current を経て、電離層 Pedersen current とはる電流系が AE の形成に寄与していることを示している。



II-2 Field Aligned Current による磁気圏磁場の朝夕非対称

—MAGSATデータに現れた非対称—

柳沢 正久, 堀島 幸

(宇宙研) (東大理)

磁気圏内に流れる Ring Current により、地球には、北から南へ、磁場にほぼ一様な磁場がかかるが、その強さが朝夕で違うことがある。非対称の原因として、Field Aligned Current が非常に効くことが、Fukushima and Kamide(1973) によって指摘されているが、その説を裏付ける結果が MAGSAT データの解析により得られたので報告する。

MAGSAT 地球一週分(約90分)のデータから、朝方および夕方地球にかかる磁気圏磁場の強さ E_1 を計算することができる。その値を時間の関数としてプロットしたのが図1で、○が朝方、+が夕方での値である。2段目、3段目は、参考のためにプロットした Dst, Kp index であり、単位は、 E_1 と Dst については nT である。非対称は、 E_1 の朝夕での違いとして現れているが、夕方で強くなった時に、朝方の方はむしろ弱くなっているようである。これは Field Aligned Current が、太陽側から夜側に向けていく時に、夕方では Ring Current の磁場と同じ向き、朝方では反対向きの磁場をつくるためであると解釈できる。さらに、11月13日の非対称は、40 nT ほどあるが、Fukushima and Kamide(1973) の計算によれば、これは、 10^6 A の Field Aligned Current に対応し、鈴木ら(1982)のアンペールの定理を使った電流の見積もりと一致する。

図2は、非対称と Kp index の関係をプロットしたものであるが、非対称の大きい時には、Kp も大きいことがわかる。Kp は極域に流れる電離層電流の大きさを表わすと考えれば、この図は、非対称の原因が電離層と直接結び付いていることを示すものと解釈される。このことから、Field Aligned Current が非対称の原因と考えられる。

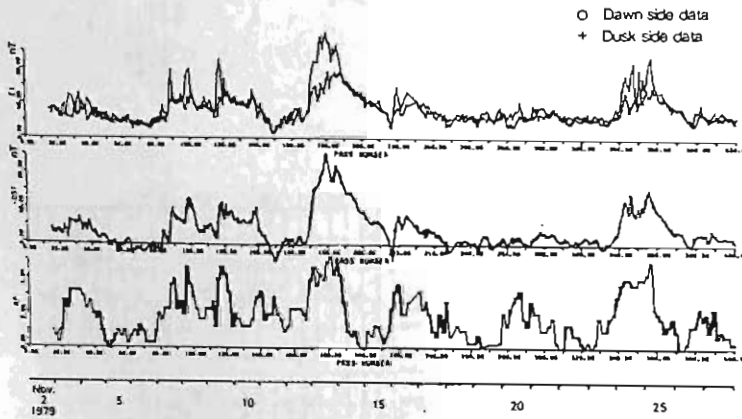


図1

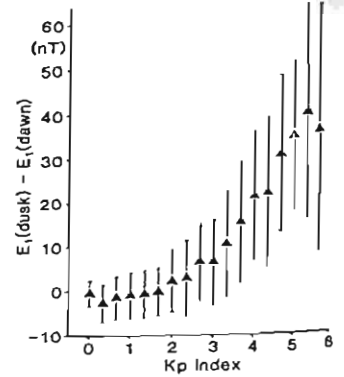


図2

鈴木 亮 et al. (1982) 地球電磁気学会予稿集(秋田大学) p100.

Fukushima and Kamide (1973) Radio Science, vol. S, 1013-1017.

磁気圏における SSC の特性

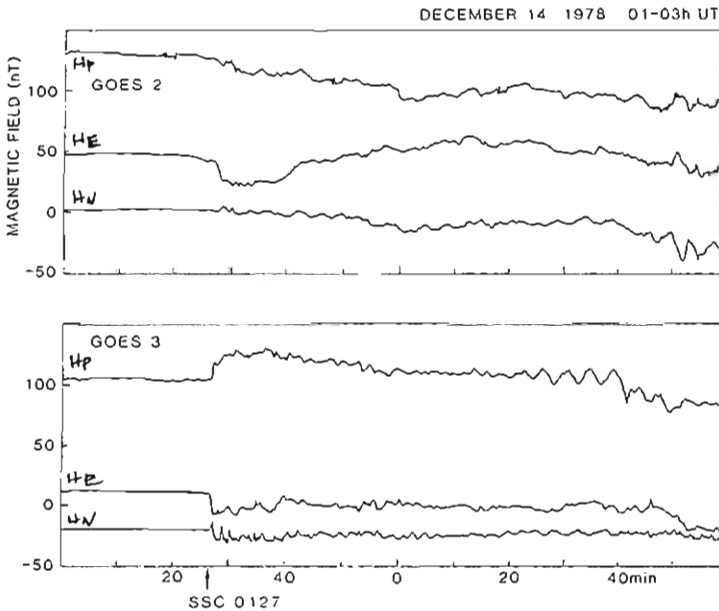
國分 征
東京大学理学部

SSC や SI は太陽風の変動による磁気圏の圧縮や膨張を示すものとして、古くから知られてきた現象であるが、最近ではこれらとサブストームや VLF・ULF 帯の現象との関連が興味をもたれている。これまでに調べられてきたこととしては、SSC によるサブストームの発生、PCI や VLF 放射の励起や強度変動との関連、CNA、PC3-5 脈動の発生などがある。

このような随伴現象の成因を考える場合 SSC 時には、磁気圏全体で圧縮性の擾乱が卓越するとして通常議論が進められてきた。地上における磁場の変化、特に中低緯度域の観測からは、上記のことは疑いがないと考えられる。しかしながら磁気圏内の至るところで圧縮性の擾乱が卓越するかどうかは、観測の上からは確かといえない。

ここでは、アメリカの気象衛星 SMS/GOES シリーズのデータを用いて、1977-1980 年

の SSC の特性を調べ、磁気圏内での変化の様相を明らかにするに試みた。静止衛星軌道上で注目すべきことは、振中の地方時依存性が著しく、衛星が夜間に入ると圧縮性成分が急激に減少することである。場合によっては、磁場強度が明らかにへることがある。図に示した例では、夜側の GOES 2 は、磁場強度は明らかに減少している。このような例は夜間最夜中から 3 時間位離れた領域内でも起るようであるので、SSC に伴うサブストームの発生に関連した Local な変動が強く起るののかも知れない。また、SSC によるローカル磁場が強くなれば、その地球側では磁場は減少する方向なので、このような結果も起る可能性がある。これらの事について、ISEE 衛星のデータをも用いて、更に詳しく述べる予定である。



この図に示した時間には、GOES 2 は、20~22 時 LT の領域に位置し、GOES 3 は、16~18 時の領域にあった。ここで、Hp は地球に平行な成分、HE は地球方向の成分、Hw は西向き成分を表わす。GOES 2 では、Hp、HE も SSC 後に減少している。

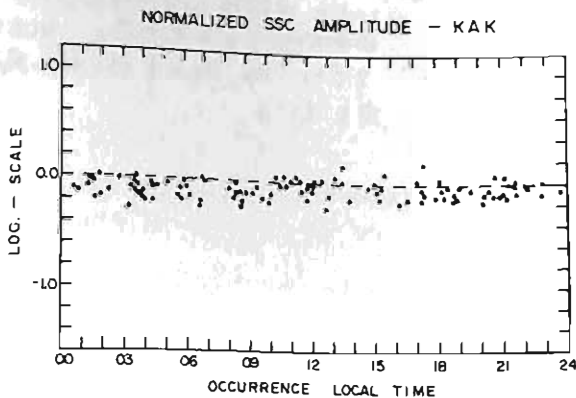
桑島正幸, 角村 恒, 河利 浩 (地磁気観測所)
 植西 浩 (極地研究所)

SSCに伴う現象は、約25年以上前にIGY期間の data を使った研究が集中的に行われ、地上における SSC の出現特性については、ほぼ明らかになっていり、しかし、IGY当時においては、扱う data は地上で得られたものがほとんどであり、磁気圏内における SSC に伴う情報は十分でなかった。したがって、SSC の出現特性を解釈するために、等価電流系を電磁気学あるいは、磁気圏境界面に仮定するにともなうとせざるを得なかった。その後、人工衛星による観測技術が発達し、磁気圏の情報も直接観測で得られるようになった。これらの data により、IGY 当時に確立された SSC をもう一度見直してみようとするのが本研究の目的である。

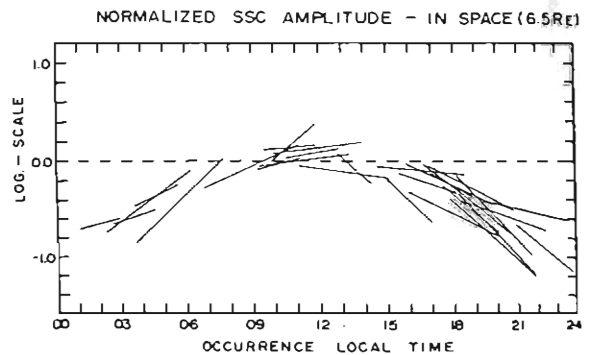
今回は、NOAA の SMS/GOES シーズの data 解析を基として報告する。このシーズの衛星は、常時少くとも2つの衛星で同時に観測をしているので、SSC に伴う磁場変動の Local-time 依存性を調べることも可能である。解析期間は、1976~1980年で、この期間中に、柿岡三

はじめに得られた中低緯度によりて今示す観測点の記録とあわせて、SSC と関連させたものは 1/5 event である。

静止衛星高度における SSC 現象で注目すべきことは、SSC の効果にきかれて顕著な Local-time 依存性があることである。地上、特に中低緯度においては、SSC の振幅は昼側と夜側で大きな差は認められず、図1は地上における SSC の振幅の結果である。このことは、IGY 当時の研究においてすでに明らかになっており、中低緯度の場合、SSC の等価電流系は同心円状に存在することが報告されている。一方図2に示すように、静止衛星高度においてみられる SSC の振幅は夜側に存在すると、きわめて小さくなる。特に夜夜中に存在すると、SSC の効果もほとんどなくなり、あるいは昼側でみられる磁気圏方向の磁場の増加とは逆に、むしろ減少する例さえ見られる。SSC に伴う disturbance がどのように磁気圏内を伝播して、どのような mechanism で地上に効果をもたせ得るかは、磁気圏の構造を知る上で重要な問題である。



(図1)



(図2)

角村 悟, 桑島 正幸, 河村 裕
地磁気観測所

近年, 静止軌道衛星による磁気圏内の磁場, 粒子の観測が進められ, そのデータ量は, 統計的研究に利用される程に蓄積されていく。

例えば, GMS (通称“ひまわり”) による高エネルギー粒子観測データ (Proton 1.2 ~ 4.0 MeV, Electron > 2.0 MeV) を用いて sub storm (Nagai; 1982) や SC (友村他; 1982) の際の捕捉粒子の変動が研究されてきた。

我々は今回, GMS の粒子データ以外に GOES 2, 3 の磁場, 粒子データをもつて, multi-satellite observation による SC (SI) 時の静止衛星軌道での粒子変動の特性を調べ, 統計的研究へのアプローチを試みた。本稿はその第報である。

これまでに GS の粒子データを統計して得られた結果の概略は以下の通りである。

1. SC (SI+) に関しては, Proton の増加率は SC (SI+) の揺巾と正相関である。
2. Proton の粒子増加率の形には Local time dependence がある。昼間は duration time が長く (step function like), 夜間は短い (pulse like)。

2. については,

図 2, 3 に示される様に, GMS, GOES 2, 3 の 3 衛星同時比較に於ても例証される。

(参考文献)

Nagai
JgR, 87, 3456, 1982.
JgR, 87, 4405, 1982.
友村, 桜井
東海大誌要, 1, 239,
1982.

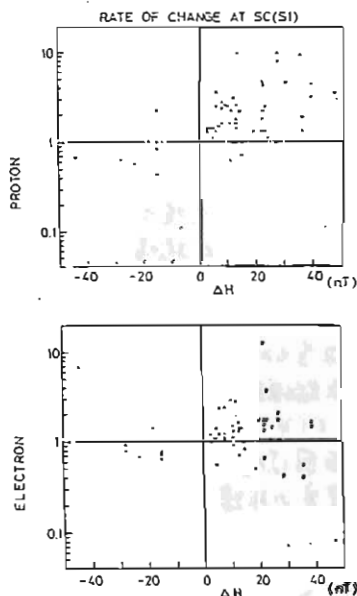


図 1. SC (SI) の揺巾 (ΔH) に対する粒子の変化率 $\frac{\Delta N}{N}$.

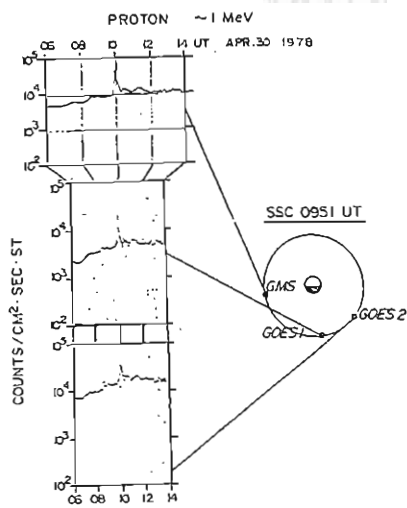
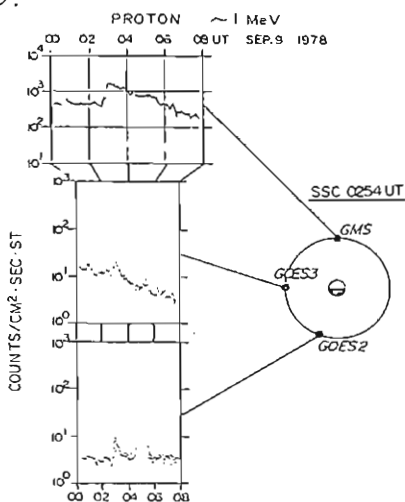


図 2. GMS, GOES 2, 3 の SC 時粒子数同時観測

図 3. 同左

Kelvin-Helmholtz 不安定による 太陽風-磁気圏磁気粘性相互作用

三浦 彰
(東大理)

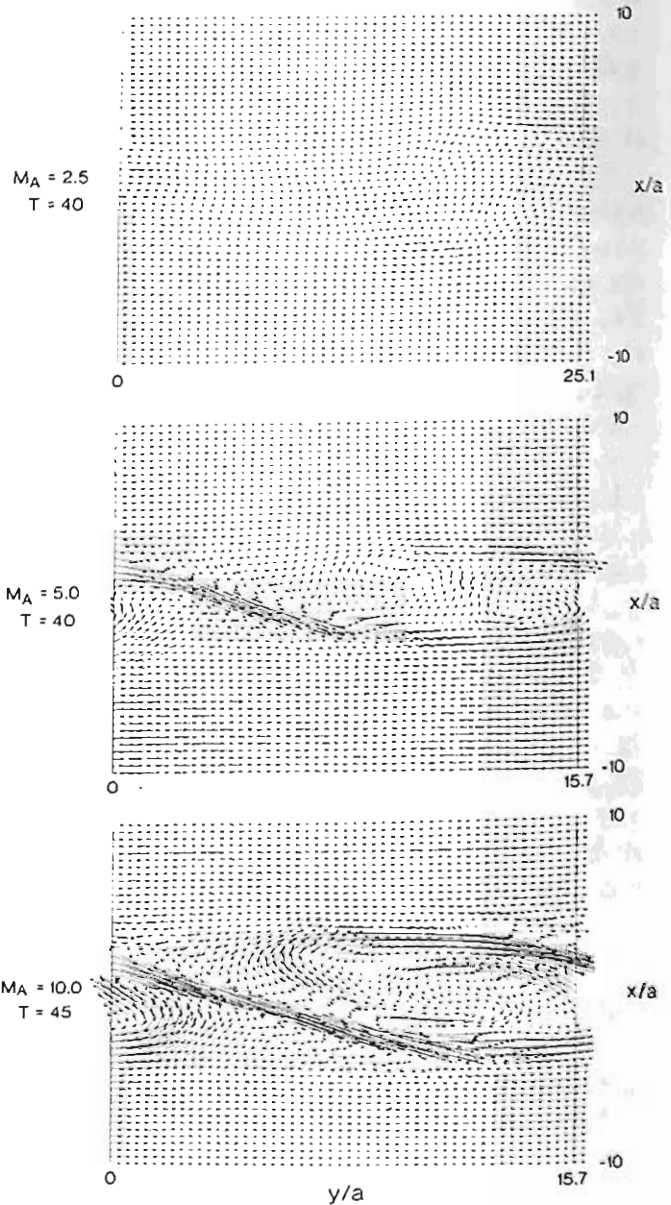
太陽風プラズマ流と地球磁気圏ダイポール磁場の相互作用によって形成される地球磁気圏の境界には速度シアをもち流れが存在し、このシア流により Kelvin-Helmholtz 不安定が発生し太陽風の運動量エネルギーの磁気圏内への輸送に大きな役割を果たすことが示唆されてきた。今回は特に速度シア流が磁場と平行な場合について、いくつかのアルフベンマッハ数 M_A に対する K-H 不安定のシミュレーション結果について報告し、磁気圏境界の K-H 不安定による磁気粘性相互作用の重要性を指摘する。

右図は $M_A = 2.5, 5.0, 10.0$ の場合について不安定の非線型飽和状態での磁場の様相を示す。 $M_A = 2.5$ の場合には磁力線の張力が大きく磁力線は若干曲げられる程度であるが M_A の増加と共に K-H 不安定により励起された渦による磁場の変化はより顕著となり、磁場は強く $M_A/2$ 倍位にまで圧縮され、また渦に伴う微分回転により強く "twist" される。このような領域では $\mathbf{E} = -\nabla\phi - \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ が負となり流れの運動エネルギーが磁場のエネルギーに転化される(ダイナモ作用)。非線型状態が発生する Maxwell ストレスによる磁気粘性は磁場が流れと垂直な場合の Reynolds ストレスによる渦粘性と比べて 2~3 倍大きくなり、磁気圏内へ輸送されるフラックス(運動量とエネルギー)は、それ以外太陽風の運動量フラックスとエネルギーフラックスのほぼ 2% および 4% にまで低下する。

以上の結果は磁気圏境界域で発生する K-H 不安定が太陽風-磁気圏相互作用において非常に重要な役割を果たすことを意味し、特に不安定により磁場が乱された場合は境界域に非常に大きな磁気粘性が生ずることが示唆される。

異なるアルフベンマッハ数に対する磁場の様相

Magnetic Field (II case : $M_s = 1.0$)



昼間側の磁気圏境界面の磁力線再結合
 泉野真弘・西田篤弘(宇宙研)

二次元MHDモデルを用いて太陽風-地球磁気圏の相互作用の計算機シミュレーションを進めてきた。その結果、太陽風領域に slow shock、地球磁気圏側に slow expansion が形成されることを確かめた。又、プラズマは slow shock でのローレンツ力のみならず、slow expansion での沿磁力線の圧力差で加速されている。この圧力差の加速は、地球磁気圏内のガス圧より太陽風のガス圧が高いので、磁力線再結合の結果 地球磁場と太陽磁場の繋がった磁力線に沿って圧力差が生じるためである。

図1は、磁力線、速度ベクトル、圧力、密度、電流そして温度の初期条件と磁力線再結合のおきた後の様子を示す。初期条件は、(1)太陽風領域(それぞれの図の左側)のガス圧は地球磁気圏(それぞれの図の右側)のガス圧よりも高く、(2)電気伝導率はいたる所で無限大でプラズマは静止した平行状態にあるが、(3)ある瞬間から局所的に異常電気抵抗(電流²に比例)が働き始めると仮定する。磁力線再結合がおきると太陽風領域で磁力線は傾き、プラズマは太陽風側から地球磁気圏に向かって流れ slow shock の所で大きく方向を変え地球磁気圏内の磁力線に平行に流れるようになる。地球磁気圏側では ガス圧の高い太陽風プラズマが侵入してくるので slow expansion が形成される。磁気圏境界面に平行に流れる電流の等高線をみると slow shock と slow expansion に対応して強い電流のピークがある。一方、初期状態で一樣であった温度は diffusion regionでのジュール加熱により 高速プラズマ流に沿って高温になる。

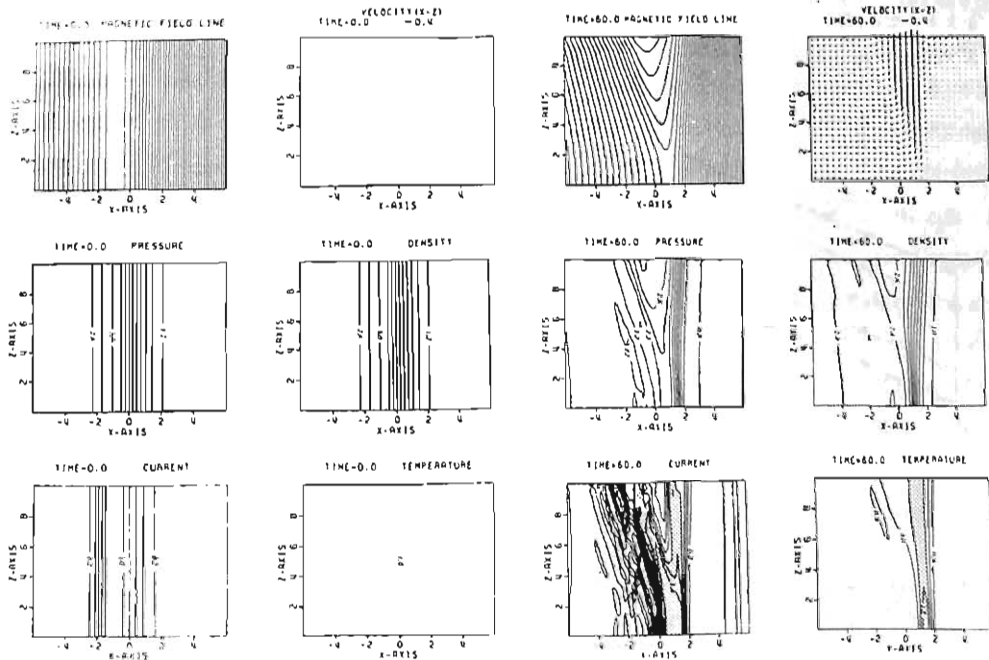


図1

テアリング・モードに対するホール電流の効果

寺沢敏夫 (宇宙研)

我々は、テアリング・モード不安定に対するホール電流の効果は、イオンの慣性長程度の厚みを持つ磁気反転層(プラズマ・シート)に対し、極めて重要になる事を線形モード解析により見出した*。ホール電流は、

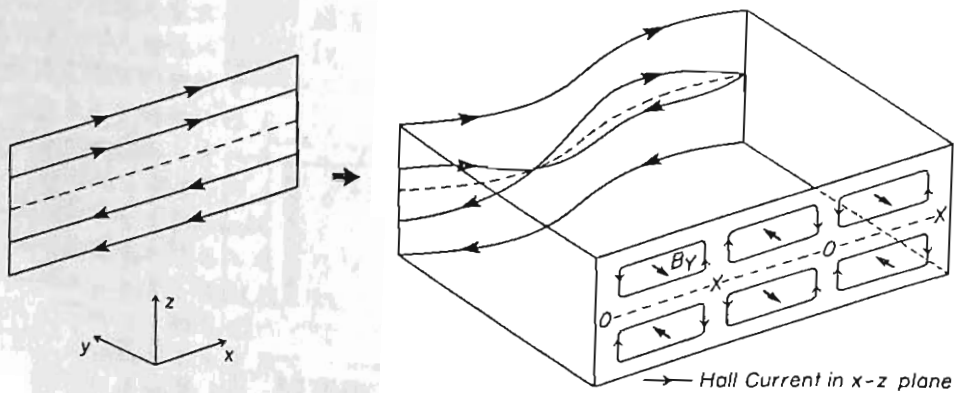
(1) 磁場構造を三次元的に変形させる。

(2) テアリング・モードに特徴的な渦度を増加させ、不安定の成長を加速する。

磁気圏のリコネクション領域、磁気圏境界面及び磁気圏尾に於いては、イオンの慣性長(数十~数百km)程度に磁気反転層が厚くなる事が観測されているので、ホール電流の効果は実際の観測を解析する上でも重要であると考えられる。

磁気中性点近傍のリコネクション領域の構造がホール電流効果によって決められる可能性は、Sonnerupによって初めて指摘された(1979)。彼のアイデアを図一に示す。左図に示した反平行磁場構造(磁気圏尾を想定)はリコネクションの進行に伴い、三次元的な変形を受ける。X型中性点のまわりで再結合する磁力線は-Y方向(朝側)へ引きずられる。一方、O型中性点のまわりの磁力線は+Y方向(夕方側)へ引きずられる。この磁力線の変形はX-Z面(子午面)内に現われたホール電流により作られた B_y 成分によるものである。このホール電流の方向はテアリング・モードに特徴的なプラズマ流の方向とは反対である。このことは次のように理解される。

テアリング・モードの発達に伴い、イオン、電子とも同じ向き(プラズマ流の向き)に動かされる。イオンの慣性が大きいため、電子の動きはイオンに先行する。この動きの差がホール電流の原因となるため、電流の向きはプラズマ流の向きとは逆になる。



* T. Terasawa, Hall Current Effect on Tearing Mode Instability, PPG report, UCLA, in press, submitted to Geophys. Res. Letters (1983).

井上雄二 京都産業大学 計算機科学研究所

磁気圏のSubs tormの成長期の磁場・電場の構造変化及び荷電粒子の赤道面上の大局的な運動について、それから準定常的過程であると仮定し、計算機実験を行い、その結果を図示し発表した。その後の研究で、Subs tormの直接の原動力として二つの有望な発電源が存在することが中明した。

一つは真夜中付近の約15Reの近尾部にあり、その付近の磁場強度Bの減少に伴い強い ∇B が出現し、地球側への $E \times B$ -漂流が急激に内側に向かって減速する結果夕方から朝方へ強い分極電流が発生し、電流遮断型の電流源を形成する；他の一つは同じく真夜中付近にあるが、約6 Reに位置する部分赤道電流型である。即ち、成長期の間、主として $E \times B$ -漂流によって尾部から輸送されて、この領域に蓄積された新しい荷電粒子群の ∇B -漂流に起因する電流源である。これらは成長期の間準定常的に発達して、各々の始端・終端領域を貫く4本の磁力管は次のように分極する：即ち夕方側の高緯度管は-に、低緯度管は+になる；一方、朝方側の高緯度管は+に、低緯度管は-になる。この分極は極域電離層にも直接印加される。その結果DP-2、更にDP-4型の極域電流系を形成する。上記の二つの電流源は協力的に作動し、電流遮断型が強調されると、それに従って部分赤道電流型も強められる。特に後者は ∇B -漂流の間に大気への降下を伴う。この結果生ずる夕方から朝方への方向の電場を形成し、一般的な朝方から夕方への電場を打消し、漂流は ∇B -漂流が主原因となり頂電流が急激に優勢になる。その結果、低緯度管の分極は急激に成長し、遂に電離層E領域上部に、互いに反対に分極している高緯度管と低緯度管の間で放電が磁力線を横切って開始する。この放電開始と部分赤道電流型の電流源の急速な発達からSubs tormの開始と同定する。

このように、Subs torm開始前に磁気圏の真夜中付近に、4本の分極した磁力管によって構成される二重構造の大きな伝送線系が形成される。ここで特記すべきは伝送線系モデルは今迄に提案された集中定数回路モデルと異なり、分布定数回路であることである。この伝送線系を伝わる波動現象がSubs tormの膨脹期の非定常過程の特性を可成り都合よく表現する。

先ず初歩的取扱いを展開する為、波動伝搬は線形であると仮定する。伝送線方程式： $\delta I / \delta s = -C \delta V / \delta t$, $\delta V / \delta s = -L \delta I / \delta t$ 、ここでIは磁力管全断面に亘って積分された電流、Vは対になっている伝送線の中心間の電圧差、sは伝送線に沿って電離層端から測定された距離、tは時間、CとLは伝送線単位長あたりの容量及びInductanceである。CとLの計算には電離層のモデル、導出された磁気圏の磁場構造、電子密度分布の典型的な一例を用いた。また、磁力管の弧がりを特に考慮した。Cの値は電離層端で0.03 $\mu F / m$ 、磁気圏近尾部端(15Re)で30000 $\mu F / m$ と不均質性が大きい。一方、Lの値は各々1.5 $\mu H / m$ 、0.5 $\mu H / m$ で小範囲の変化を示す。位相速度は電離層内で3000 km / s 、磁気圏近尾部で10 km / s となる。特性 Impedanceは地球近傍で6 Ω 、距離と共に減少し近尾部で4 Ω である。

伝送線方程式は線形双曲線である。一見簡単な波動のみが生ずると考えられるが、次に列記する事項によって、導出される波動とそれに関連している効果はSubs tormの複雑な様相を呈する：(1) 媒体の不均質性が強いこと、(2) 長短二重構造の伝送線、(3) 電離層のPedersen電気伝導度を介して両伝送線が結合していること、

(4) 電離層の不整合による波動の反射と透過 (5) 部分赤道電流型の電流源 (6) 近尾部における電流遮断型の電流源及び不整合による波動の反射、等。今回は特にPoynting定理： $\delta \phi / \delta s + \delta \epsilon / \delta t = 0$ 、ここで $\phi = VI$ 、 $\epsilon = \frac{1}{2} CV^2 + \frac{1}{2} LI^2$ を積極的に満足するように、波動方程式の数値解を工夫し、計算機実験を行った。その結果、Subs tormの非定常過程の現象のエネルギー論を詳細に展開することが可能になった。地上観測の地磁気変化、脈動を再現する。伝送線波動に伴って電離層上部に出現する沿磁力線電場は静電二重層よりも大規模な構造を有する。

この波動に伴って、強い且つ大規模な沿磁力線方向の電場が出現する。これが極光粒子の加速を行う。過渡波動現象の初期に夕方から朝方への大規模で強い電場が地球近傍に出現し、これに依る $E \times B$ 漂流が極光の極方向への膨脹を惹起する。

更に多重開始型Subs tormの発生の機構についても言及した。

三次元空間構造を有する波動電磁場内の粒子運動:

エネルギー積分

玉尾 致, 山本 隆
(東大・理・地物研)

地球双極磁場の様子を *mirror* 型磁場に捕捉されている粒子と波の相互作用を考えた場合、粒子軌道の決定が先決である。軸対称のプラズマ分布が鏡型磁場の下に存在する場合に、磁力線に準許した *L-shell* 座標 (s, L, φ) を採用し、夫々の方向の直向単位ベクトル $\hat{e} = B_0/B$, $\hat{n} = -\hat{e} \cdot \nabla \hat{e}$, $\hat{\varphi} = \hat{e} \times \hat{n}$ (程度方向) とする。三次元空間構造を持つ波は $\hat{\varphi}$ -方向に伝うとして $\exp[i(m\varphi - \omega t)]$ を仮定し、電磁場の一般形として

$$\delta E = -\nabla \Phi + i\omega A, \quad \delta B = \omega t A, \quad A = A_{||} \hat{e} + A_{\perp} \hat{n} + A_{\varphi} \hat{\varphi} \quad (1)$$

ただし、 $\hat{\varphi}$ -方向に $\text{div} A = 0$ となるように $A_{||}, A_{\perp}, A_{\varphi}$ の二つが独立である。波の位相速度 $v_{ph} = (\gamma\omega/m)\hat{\varphi}$ を動いている座標系での電場は

$$\delta E' = \delta E + v_{ph} \times (B_0 + \delta B)$$

であるが、(1)の表示を代入して曲線座標の関係を用いて書き直すと

$$\delta E' = -\nabla \Phi'(s, L, \varphi) \quad (2)$$

ただし

$$\Phi'(s, L, \varphi) = \Phi - (\gamma\omega/m)(A_0 + A_{\varphi}) \quad (3)$$

$$\varphi = \varphi - \omega t/m \quad (4)$$

従って単一粒子の運動エネルギー積分として

$$M(v - v_{ph})^2 + q\Phi' = \text{const.} \quad (5)$$

が得られる。(3)の磁力線上では $\gamma A_0 = \text{const.}$ であることに注意する。

$$\delta E'_{||} = -\hat{e} \cdot \nabla (\Phi - \frac{\gamma\omega}{m} A_{\varphi}) \neq 0$$

である。PLF 波動では粒子の磁気エネルギー $\mu = Mv_{\perp}^2/2B$ が保存される。速い $v_{||}$ は運動エネルギーに分離し得る。 $v = v_{\perp} + v_{||}\hat{e} + v_D$, $\omega = M(v_{||}^2 + v_{\perp}^2)/2$ と定義すると(5)は

$$W \equiv \omega + M(v_D - v_{ph})^2/2 + q[\Phi - (\gamma\omega/m)(A_0 + A_{\varphi})] = \text{const.} \quad (6)$$

$\omega \gg M(v_D - v_{ph})^2/2$ の高エネルギー粒子では $\omega' = \omega$ であるから

$$v_{||} = \pm (2/M)^{1/2} [W - q\Phi + (q\gamma\omega/m)(A_0 + A_{\varphi}) - \mu B]^{1/2} \quad (7)$$

$$v_{\perp}^2 = 2\mu B/M \quad (8)$$

ここで $v_{||}, v_{\perp}$ が決まる。(7), (8)よりエネルギーの時間変化は

$$dW_{||}/dt = qv_{||}\delta E'_{||} + qv_D \cdot \delta E_{\perp} - v_{||}\mu(\hat{e} + \delta\hat{e}) \cdot \nabla B$$

$$dW_{\perp}/dt = \mu(v_{||}\hat{e} + \delta v_{||}\hat{e} + v_{\perp}\delta\hat{e}) \cdot B$$

であり、

$$dW/dt = qv_{||}\delta E'_{||} + q(v_D + v_{\perp}) \cdot \delta E_{\perp}, \quad v_D, v_{\perp} \text{ は磁場の曲率, 曲率ドリフト速度}$$

Bounce-Drift 共鳴による高エネルギー粒子群の位相集束

山本 隆, 玉尾 敦
東大理・地物研

ULF 波動中の粒子の運動 (Modulation) を考察する。物理量座標系などは前講義の子稿を参照されたい。

粒子の位相空間での動きは、相互作用を考えた波動モードによって異なる。例えば

- (A) Meridional Alfvén mode (φ 方向波数, $m \gg 1$) ($\delta E_{\parallel}, \delta B_{\parallel}$) の場合

$\delta W \parallel$ 成分であって、 φ 方向には δW による Orbit modification はないが、エネルギーの変化、 $q(v_c + v_0) \cdot \delta E$ が、 $v_0 + v_c$ を変えて、 φ 方向の Orbit modification を生ずる。

- (B) Toroidal Alfvén mode ($m \sim 1$, $\delta B_{\perp}, \delta E_{\perp}$) の場合

$\delta W \perp$ 成分であって、これに直接、 φ 方向の軌道を変えろが、エネルギーの変化はない。

以下では (A) の場合を想定する。

2.4. ω の時間変化の次を表す表すと、 $\delta E_{\parallel} = 0, \delta B_{\parallel} = 0$ だから

$$\begin{cases} \frac{d\omega_{\parallel}}{dt} = -\mu v_{\parallel} \frac{\partial B_0}{\partial s} - \mu v_{\parallel} \frac{\delta B_{\perp}}{B_0} \cdot \nabla B_0 + q v_0 \cdot \delta E & \dots (1) \\ \frac{dW}{dt} = q(v_c + v_0) \cdot \delta E & \dots (2) \end{cases}$$

(1) の φ 項は粒子の bounce 周期で積分すると消えるが、 φ 2, 3 項は波と粒子の相対的な位相関係によって、bounce 周期での積分が残る場合があり、数回の bouncing でも、連続的に効果が蓄積されていく可能性がある。実際、磁力線方向の波動構造が定在波型であろうとすれば

- (a) Fundamental mode のとき、 $\omega - m\omega_d = 2\omega_b$ (ω_d, ω_b は粒子の drift, Bounce 周波数) を満たす共鳴粒子に対して、 $q v_0 \cdot \delta E, -\mu v_{\parallel} \partial B_{\perp} \cdot \nabla B_0 / B_0$ の各項

- (b) Second harmonics mode のとき、 $\omega - m\omega_d = \omega_b$ を満たす共鳴粒子に対して、 $q(v_c + v_0) \cdot \delta E, q v_0 \cdot \delta E, -\mu v_{\parallel} \partial B_{\perp} \cdot \nabla B_0 / B_0$ の各項は、エネルギーまたはビッチ角 modulation, 結果的には、空間座標も含めた位相空間内の Bunching の原因となり得る。(1) の φ 2 項はエネルギー変化には与えないが、ビッチ角をささる)

講義では、数値的に粒子軌道を解いて (b) の場合の位相集束効果を吟味したい。



じきけん (EXOS-B) SPW により 観測された、プラズマ圏電子密度不規則構造

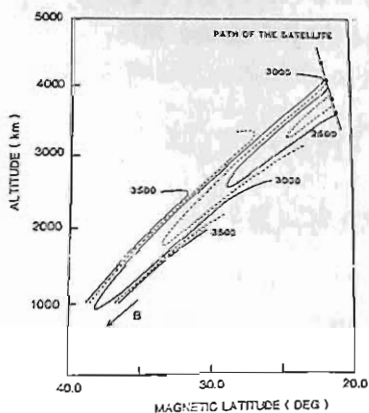
小原 隆博、大家 寛
(東北大学・理学部)

序 科学衛星じきけん (EXOS-B) に搭載されたプラズマサウンダー (SPW) は、RF 手法によりプラズマ圏のプラズマの分布を立体的に明らかにする。その結果、前回報告したような、Field-aligned plasma depletion が発見されたが、このような不規則構造は、プラズマ圏中に頻繁に見い出されるものである事が判明して来た。今回は、過去の衛星観測の結果と対比しつつ、このような不規則構造がプラズマ圏プラズマ中に生じるための原因としてのプラズマ不安定現象について考察する。

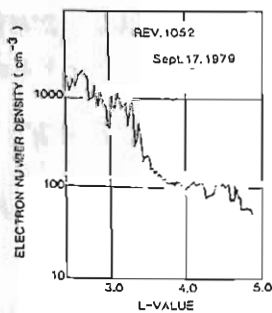
観測結果 SPW により観測されるエコー電波から求められた、Field-aligned depletion の例を 1 図にしめす。非常に大きな規模で、密度の減っている領域が磁力線に沿って分布している事が判明する。更に、同様の構造がプラズマ圏を広く埋めつくしている事が 2 図に示した結果から分かる。このような、沿磁力線電子密度不規則構造は、プラズマ圏内を伝播する電磁波をガイドする性質をもつ。従って 3 図にしめした、Alouetta が観測した、タクトエコーの発生頻度と比較する事が出来る。その結果、じきけん SPW が観測した In-situ での不規則構造は従来エコー電波では減衰が大きく検出困難とされていた、プラズマ圏深部・プラズマ圏界面近傍の不規則構造の存在を初めて見出したものである。更にこのプラズマ圏界面近傍の密度ゆらぎも、地方時依存性は 3 図にしめされている結果と同じく夜側においてのみだけでなく、昼側においても観測されている。

考察 プラズマ圏内に存在する沿磁力線不規則構造は、従来ホイスター空電のタクト伝播さらにトツササイドサウンダーのイオンogram に現われにタクトエコーの観測から、存在が見い出されているが、じきけん SPW の観測はその存在を In-situ で確認した。このようなプラズマ密度不規則構造の成因として、プラズマポーズでの不安定現象が考えられる。事実、プラズマポーズでは非線形領域にまで達するような激しい密度変動が観測されている。これが交換型不安定現象によりプラズマ圏内に移動すると、タクトとして観測されることになる。じきけん SPW が観測した密度ゆらぎは、従って、宇宙空間プラズマ中に生じる不安定現象を確認した可能性が大きく、今後の成果が期待される。

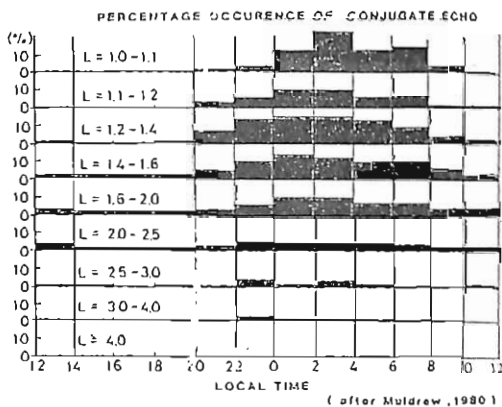
(参考文献) D. B. Muldrew; J. G. R., 85, 613-625, 1980



(1 図)



(2 図)



(3 図)

M U レ - ター の 近 況

M U レ - ター グループ (代表 加藤進)

京都大学 超高度電波研究センター

京都大学超高度電波研究センターが、昭和56年度に建設と始めたM U レ - ターが、近く小規模な観測を開始する予定である。滋賀県信楽町の国有林8ヘクタールを用地として手に入れることができたのが昨年春であった。これは信楽町長の絶大な好意に負う所が多い。

この土地の造成が5月に開始され、ほぼ予定通りこの三月末に直径150mの円形人工盆地が出現した。この盆地内に、直径100mの円形に、19本を一組とする八木アンテナ群が5組が配列される予定である。この各組の19本は六角形に並べられる。六角形の集合だけでは円形にならず、19本の六角形のまわりは、6組分のアンテナが加わっている。併し、この三月には、このうちの3本の六角形、つまり、5本が並んだ。M U レ - ターでは、各アンテナに対応して送受信機がそれぞれ取り付けられており、これはアンテナ用以外の置かれたブース内に格納されている。これ以外のシステムは、盆地を見下ろす観測棟内に納められている。全システムは、計算機制御とフルに活用する。上述のアンテナ各組に対応する送受信機には、マイクロコンピュータが取り付けられ、各組の放射特性を制御し、監視する。またアンテナ全体の制御、パルス中、パルス後返し観測全体を制御するミニコンピュータがあり、さらにデータ取得、オンラインスペクトル解析等には他のコンピュータが備わっている。アンテナを除き、装置は三月に完成した。

五月末には、この規模で電波監理局の検査を受ける予定だ。これにパスすれば、いよいよ実験可能な態勢に入る。予成層圏観測は堅い。秋の学会には、速報的な観測結果を紹介できると、我々一同信じている。

MUレーダグループ

京都大学 超高層電波研究センター・工学部

中層大気・電離圏観測用のMUレーダは、各分野の利用者からの様々な観測要求に対処できるよう多機能・柔軟なシステム構成となっている。利用者からすれば複雑なシステムとみえるが、一方大多数の観測は観測領域が規定されると幾つかの観測モードに類型化でき、これに対処することも可能である。本報告では、MUレーダ観測の標準観測モードとこれによる観測の実際について報告する。

表1に現在開発されている標準観測モードを示す。観測高度は対流圏から電離圏F領域にわたる広い範囲がふくまれている。標準観測モードとはいえ、観測時のアンテナビーム方向やデータの処理方法・平均時間等は自由に選択できるため、大多数の利用者の要求はこれらで十分カバーしうると考えられる。標準観測モードに関しては利用者はプログラムを自ら開発する必要はなく、会話型でパラメータを入力すれば観測が可能となる。報告では観測の実際的な問題についても議論する。

表1. MUレーダ標準観測モード

番	項目	対流圏	成層圏	中間圏	E層	F層	電力
1	高度 (km)	2.1~ 21.3	11.4~ 49.8	49.8~ 88.2	97.8~ 136.2	156.0~ 309.6	64.2~ 1293
2	変調符号	単一	18ビット コンプリ	32ビット コンプリ	28ビット パーカー	11ビット パーカー	13ビット パーカー
3	サブパルス幅	1	1	1	1	4	16
4	パルス数	1	1	1	1	5	1
5	パルス間隔	400	1000	1300	1200	5000	9900
6	ビーム方向	VAD 6° (8方向)	天頂, 北・東 (6°)	天頂, 北・東 (6°)	天頂, 北・東 (6°)	天頂, 北・東 (6°)	天頂
7	ビーム走査モード	IPP	2IPP	2IPP	IPP	IPP	
8	群別送信	全群	全群	全群	全群	全群	全群
9	偏波面	右旋円偏波	右旋円偏波	右旋円偏波	右旋円偏波	右旋円偏波	右旋円偏波
10	受信系統	1	1	1	1	1	1
11	サンプル開始時刻	14	76	332	652	1040	428
12	サンプル開始時刻 範囲	0	0	0	0	0	0
13	サンプル数	128	256	256	256	256	1024
14	コヒーレント積分 回数 (1方向毎)	32	32	16	1	1	1
15	FFTサンプル数	128	128	128	128	***	***
16	インコヒーレント 積分回数	6	5	7	128	4096	6000
17	信号処理モード	FFT	FFT	PFT	FFT	ACF (16回)	POWER
18	サンプル間隔	1	1	1	1	4	8
19	受信レベル	-120dBm	-120dBm	-120dBm	-120dBm	-120dBm	-120dBm
20	符号反転	無	無	無	無	無	無

MUレーダーを用いた新しい中層大気観測法(III)

—ドリフト法における諸問題—

佐藤 亨 · 深尾昌一郎 · 加藤 進
 (京大超高層) (京大工) (京大超高層)

MUレーダーの持つアンテナ分割使用機能を用いた新しい中層大気風速観測法としてのドリフト法について、前回までに一般化されたドップラー法との比較を行った。ドリフト法は単一のアンテナビーム方向における観測から風速ベクトルの3成分を決定できるという長所を持つが、その反面信号処理がやや複雑になる他、解析上克服すべき問題点が残されている。

その一つは、平均風速と、相互相関係数のピークから定める2受信機間の平均遅延時間とが単純な比例関係にない事である。この点については各受信信号の自己相関係数を用いて補正する方法が提案されているが、推定誤差に及ぼす影響は検討されていない。

他の一つは各受信アンテナ間の実効距離が幾何学的平均距離とは必ずしも一致しない事である。図1はMUレーダーの全アンテナを用いて送信を行った場合の受信アンテナ間距離に対する相互相関係数の変化を描いたものである。一様散乱を仮定した場合、最適な受信アンテナ間隔は6波長程度であり、図2に各受信アンテナ間平均距離が6.05波長となるように選んだ受信時のアンテナ分割使用例を示す。しかし、現実には互いに近接したアンテナ素子間では受信信号の相関が強く、離れた素子に比べて大きな寄与を持つため、各受信アレイ間の相互相関に対する実効距離は幾何学的平均距離より一般に小さなものとなる。

報告ではこれらの問題点のそれぞれについて、計算機実験を基に定量的検討を加え、データ解析時の補正について議論する。

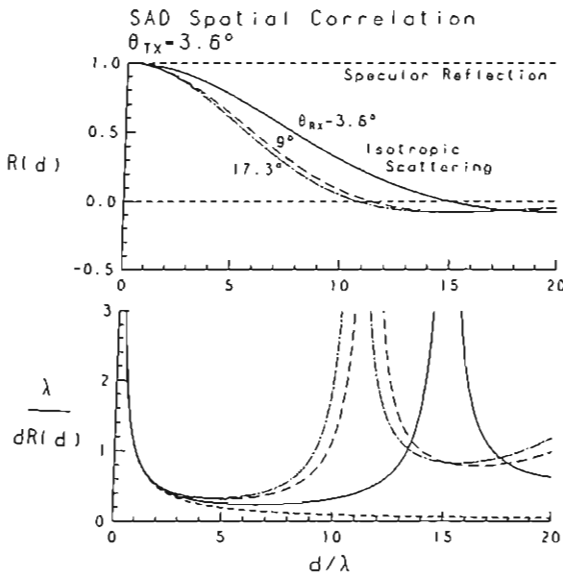


図1. 受信機間距離 d に対する受信信号間の相互相関係数 $R(d)$ (上図) 及びランダム速度誤差に寄与する項 (下図) の変化。
 θ_{Tx}, θ_{Rx} はそれぞれ送信及び受信アンテナビーム半価幅を表わす。

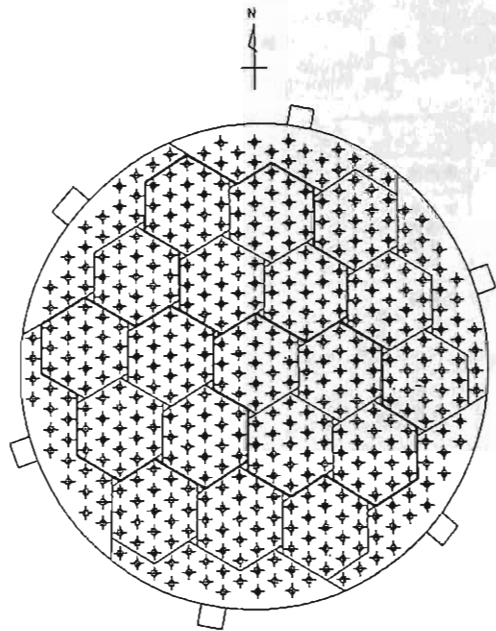


図2. MUレーダーのアンテナ素子配置。各六角形は分割使用の最小単位である群を表わす。太線はドリフト法における受信アンテナ構成の一例を示す。

木村 馨根・深尾 昌一郎・若杉 研一郎・三原 誠・松尾 俊・加藤 進
 京都大学 工学部・京都工芸繊維大学 工学部・京都大学 超高層電波研究センター

大気は空間・時間に関して連続的に分布・変化するため、この観測にはレーダーは最適な手段のひとつと言える。しかし、電波の散乱には周波数特性があるため、単一のレーダーのみでは観測対象が限られてしまう。本研究の目的は、周波数の異なる複数のレーダーの同時観測により、対流圏大気等を詳細に観測するための技術を開発することにある。以下ではこのためのマイクロ波帯二周波レーダーシステムの概要及びこのレーダーとMUレーダーとの協同観測計画について報告する。

二周波レーダーシステムは、C及びKuバンドの独立した二台のアンテナ・送受信機とこれらを統括するレーダー制御機から構成されている。レーダーエコーは制御機内でA/D変換、加算器によりデータ圧縮される。システム全体はGPIBインターフェイスを通してマイクロプロセッサにより制御され、またデータの記録・収集も同様に行う。表1にシステムの諸元、図1にブロック図を示す。

対流圏大気の観測は従来からCバンド気象レーダーを用いて行われてきたが気象ドップラレーダーはエコーの性質上、大気の運動を十分正確に観測できるとは言えない。本研究では雨滴をCバンドレーダーで、また雨滴へ成長しつつある雲粒をKuバンドレーダーで観測する。さらに、大気の運動をVHF帯のMUレーダーで同時観測し、これら多周波レーダー観測により降水雲と大気乱流との相互作用を理解しようとして計画している。システム感度及びエコー強度を評価した結果、極端な豪雨中でなければ散乱体をほぼ分離できることが明らかとなった。

表1. 二周波レーダー及びMUレーダーの諸元

	Cバンド	Kuバンド	MUR
周波数 / MHz	5265	13850	46.5
アンテナ 型式	パラボラ	カセグレン	アレイ
直径 / mφ	3.0	2.0	100
ビーム幅 / 度	1.0	0.6	3.6
送信機 ピーク電力 / kW	40	40	1000
パルス幅 / μs	1.1	1.1	1.0
パルス間隔 / ms	6.1	6.1	0.40
受信機 雑音指数 / dB	10	10	5
受信レベル / dBm	93	93	120

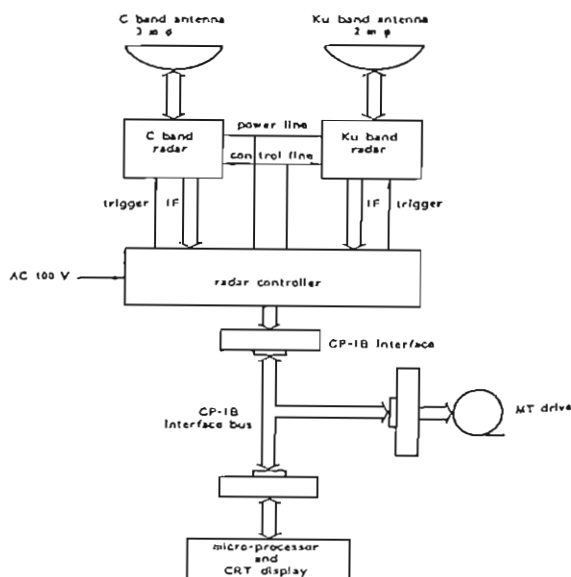


図1. 二周波レーダーのシステム構成

小川 徹, 萩崎 努, 北野 正雄
(京都大学超高層電波研究センター)

はじめに 現在地磁気の観測の標準はプロトン磁カ計によっており、その構造が簡単でしかも高精度の特長をもっている。しかしその原因は必ずしも明らかでないが確度の限界は0.1nT程度であると推定されている。一方、複合スペクトルの光ポンピング磁カ計はスペクトル構造の複雑さにもかかわらず0.1nT程度の安定性をもっていることが報告されている。従って次段階の標準磁カ計として単一スペクトル線の光ポンピング磁カ計特にアルカリ金属磁カ計(SLAM)が有望と考え検討を進めている。単一スペクトル磁カ計は既に2,3の報告があるが、安定性の報告のみで、確度については言及されていない。前回は、適当な原子の選択、隣接ゼーマンスペクトルによる誤差、単一スペクトルの非対称性につき検討した。その後系全体の雑音特性、システムなどにつき検討したので報告する。

2. システムと雑音特性 光ポンピングされた原子のゼーマンスペクトルは主としてポンピング光の強度を小さくすることにより図1のように数本に分離される。SLAMはこの中の1本のスペクトルを利用することにより、誤差を小さくすることに特長がある。いまシステムとして図2のような吸収型を選ぶとすると、吸収線の形は図3となる。光検出器に到達する光強度Sは、 $S = S_0 I_0 \{1 - (\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega})^2 + 1\}$ (1) いま誤差信号を得るために図2のように低周波で磁場を $(\omega \pm \omega_m)/8$ だけ変調したときIの変化を ΔI とすれば、 $\Delta I \cong 2I_0 \frac{\omega_m (\omega - \omega_0)}{(\Delta\omega)^2}$ (2) 故に $\Delta S = S_0 \cdot \Delta I = 2S_0 I_0 \frac{\omega_m}{\Delta\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)$ (3) 図2のように制御ループを構成すれば、 ΔS が光検出器の等価雑音Nに等しくなるまで制御可能であるから、 $S\omega = \Delta\omega \frac{N}{2S_0 I_0} \frac{\Delta\omega}{\omega_m}$ (4) $(\Delta\omega/\omega_m)$ は中心検出誤差の制限から10以下に選ぶことが望ましい。従って光検出器および積分回路を適当に選んで $N/2S_0 I_0$ は $10^{-2} \sim 10^{-3}$ 程度にすることが出来るならば磁カ計の誤差 $S\omega/8$ は $10^{-1} \sim 10^{-2}$ nTにすることが可能であることが明らかとなった。

3. むすび 以上のように吸収型の光ポンピング磁カ計のシステムで、光検出器における等価雑音吸収の最大値の比を $10^{-2} \sim 10^{-1}$ とし得れば、プロトン磁カ計の確度と同等、或はそれ以上の標準磁カ計が得られることがわかった。

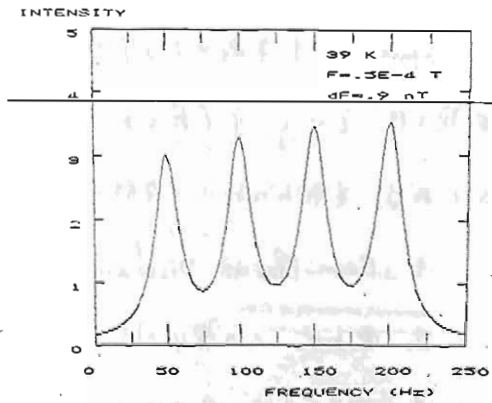


図 1.

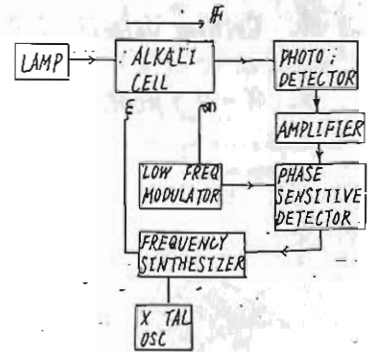


図 2.

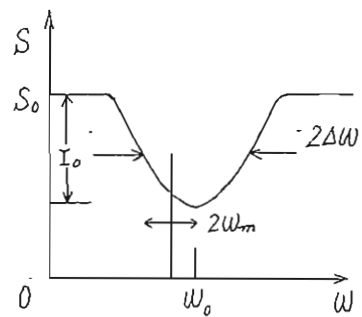


図 3

文献

- 1) 河村ら：磁場精密測定、統合(A)合同研究会(1981年11月)。
- 2) 例えは J. H. Allen and P. L. Bender: JGG 24, 105 (1972)。
- 3) 小川, 萩崎, 北野: 第42回地球電磁気学会 III-38 (1982)。

SEPAC/Spacelab-1 の科学研究課題

大林辰藏
宇宙研.

Spacelab-1号機による宇宙科学実験, SEPACは現在, 米國ケネディ-基地での最終試験を行つてゐて, 近く打上げられる。この科学実験で注目される課題は次のようである。それらについて実験実施の方法, 期待される結果などをついで説明する。

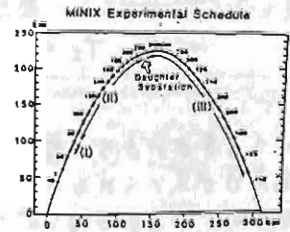
1. Beam-Plasma Discharge 現象: 電子ビームとプラズマ相互作用
2. 電子ビームの電波放射特性: Electron Beam Antenna
3. プラズマ・ビームの伝搬特性, 電磁流体波の励起, 磁力線を横切る効果
4. Critical Velocity 効果 (中性ガス電離: Alfvén 仮説)
5. オーロラ励起特性

MINIXチーム： 木村 繁樹・松本 敏・賀谷 信幸・古武 貞夫・
 大林 辰蔵・長友 信人・小谷 学・鮎川 一朗・
 木村 年成

将来のエネルギー源として「宇宙太陽発電 (Solar Power Satellite; SPS)」が考えられている。この計画では、静止衛星軌道上の太陽電池によって発電し、そのエネルギーをマイクロ波に変換して地上へ送信する。その際生じるマイクロ波と電離層プラズマとの相互作用に関する実験 (Microwave Ionosphere Nonlinear Interaction Experiments; MINIX) を58年夏打ち上げ予定の観測ロケットS-520-6号機を用いて行なう。

このMINIXのロケット実験は以下に示すように、大きく3つに大別できる。(図1)

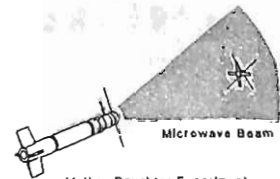
- (1) 高度85~100km：このE層下部では、中性粒子密度が高いため、Ohmic heatingの実験を行なう。(図2)
- (2) 高度100~230km：高度変化に伴うOhmic heatingの変化と、マイクロ波の後方散乱によって非線形励起されるプラズマ波を測定する。同時に、地上の10mアンテナでマイクロ波の受信強度を測定する。(図2)
- (3) 高度230km~着水：マイクロ波の電界強度をパラメータにするためにロケットを親子の2つに分離する。親ロケットからマイクロ波を送信し、次第に遠ざかる子ロケットで、Ohmic heating及び非線形励起されるプラズマ波を測定する。同時にこのプラズマ波を地上の10mアンテナで測定する。ただし、人工的に中性ガス(N₂)を放出しE層と同じ中性粒子密度で実験を行なう。(図3)



(I) Heating Exp.
 (II) Plasma Wave Excitation Exp.
 (III) Mother-Daughter Exp.
 (図1)



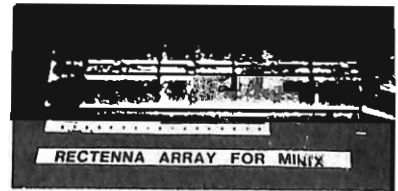
(図2)



Mother Daughter Experiment
 (図3)

MINIXでは、マイクロ波送信用にはマグネトロンを、受信用にはレクティナを用いるので、現在までその予備実験をおこなってきた。振動に強いフィラメントをもつ特殊なマグネトロンと市販の2M172と比較実験したが2M172でも十分に振動に耐えうるののでこれを用いることにした。レクティナに関しては、図4のような4素子のもを製作し、実験をおこなった。

今回は、MINIXの実験計画及びマグネトロンとレクティナの性能、電流的特性について報告する。



(図4)

荷電粒子を用いた電場測定(II)

— 測定法の改良及び基礎実験 —

早川 基・鶴田浩一郎・中村正人
(宇宙研)

我々は昨年春より従来のプローブ法に代わる電場計測法として荷電粒子の $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトを用いた方法を検討してきている。昨年の春の学会では GEOS 衛星で用いられているゲーム法について講演したが、その後の検討の結果、ゲーム法と我々が名付けたよりすぐれた方法を発見する事が出来た。以下にその測定原理とロケット実験に対する応用を簡単に述べる。

今、 V_d の速度で $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトをしているイオンの軌道を考えると、図1のように P_1 , P_2 の2つの交点を持つ事がわかる。すなわち、 P_1 (P_2) から V_1 (V_2) の方向に射出されたイオンは再び元の点 P_1 (P_2) へ戻ってくるわけである。この時、射出してから回帰するまでの時間を T_1 (T_2) とすると、簡単な計算により

$$T_{\pm} = \frac{2\pi}{\Omega} (1 \pm \Delta) \quad (\text{複号同順})$$

$$\Omega = \frac{eB}{m}$$

$$\Delta = \frac{V_d}{V_i}$$

但し V_i はイオンの速度

である事がわかる。従って T_1 , T_2 を正確に測定する事により、磁場強度と磁場に垂直な電場成分が求められるわけである。以上が測定原理であるが、ロケット実験に適用する時はロケットのスピンの軸と磁力線の方向とは必ずしも一致しない為、スピン軸を含む面内でビームを上下に振る必要が生じる。この場合のイオンビームの射出方向及びビームの角度と射出から回帰までの時間関係

を図2、図3にそれぞれ示す。ここで θ_0 はスピン軸と磁力線のなす角であり、 $\Delta\theta_1$, $\Delta\theta_2$ は平行電場の存在によるずれを示す。図3の T_{10} , $T_{1\theta}$, T_{20} , $T_{2\theta}$ を正確に測定する事により E_{\parallel} , E_{\perp} , $|B|$ 及び θ_0 が求められる。これらの詳細及び基礎実験の結果について今学会で報告する予定である。

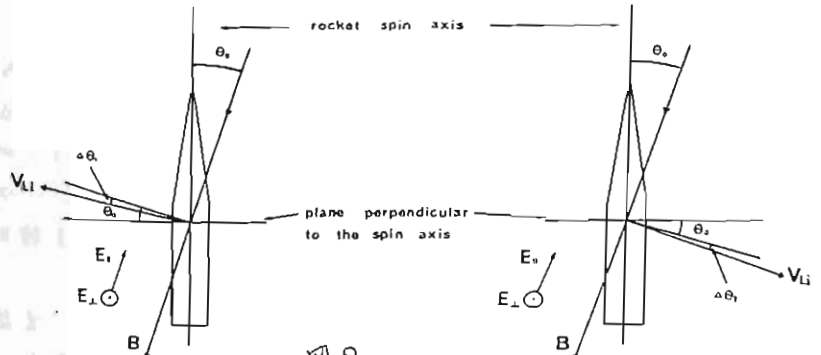


図2

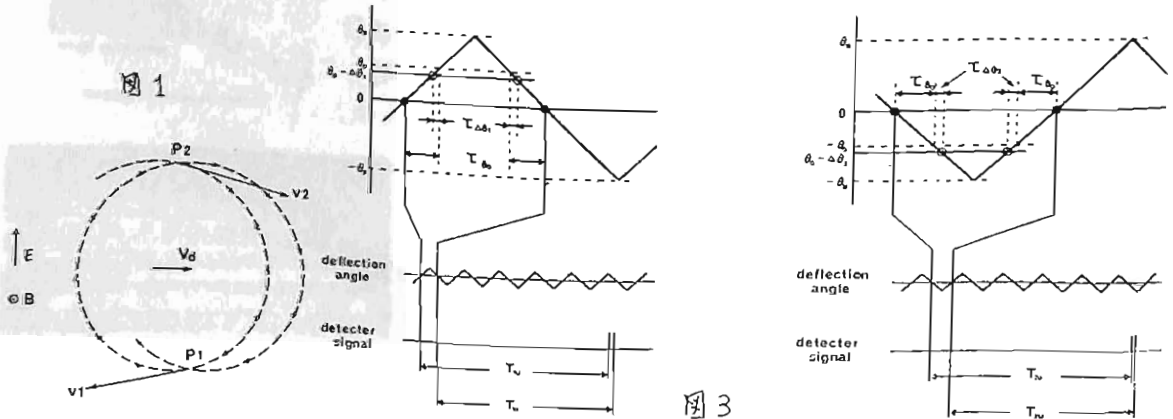


図3

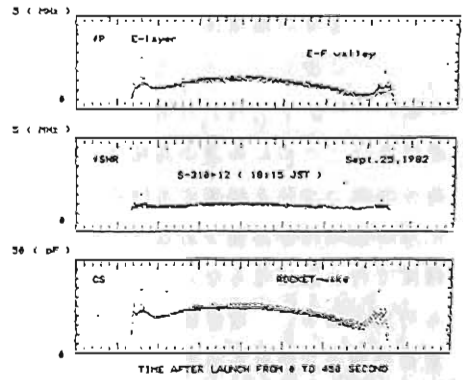
電離層電子密度のロケット実験結果とデータ処理について

渡辺勇三

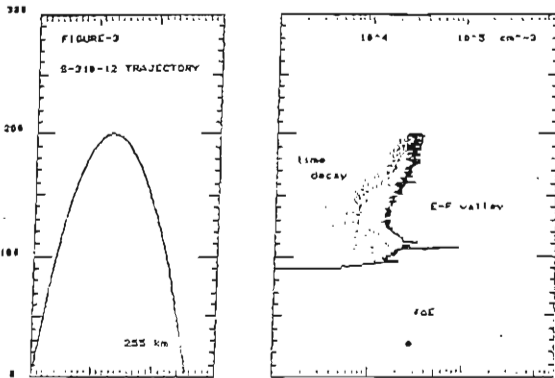
宇宙科学研究所

(1) ロケット実験の速報 — S-310-12号機による電離層電子密度の高度分布は日没時の電離層領域の特異な日照条件やイオンと中性粒子の相互作用などを反映した特徴のあるものであった。〔図-1 図-2〕 また、地磁気共役点光電子効果の総合的観測を目的としたK-9M-76号機では背景となる電離層の熱的プラズマ中の電子密度を奥測した。〔図-3〕

(2) ロケット実験時にテレメーターで伝えられてくるPCM信号をリアルタイムオンライン処理して電子密度高度分布をグラフィック表示することを試みているのでその途中経過を報告する予定である。

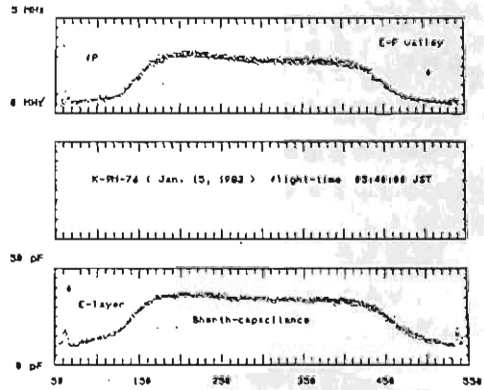


〔 図 - 1 〕



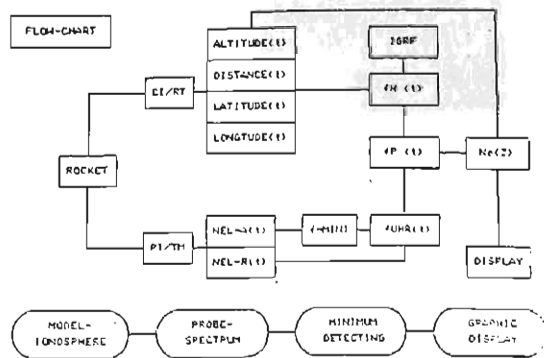
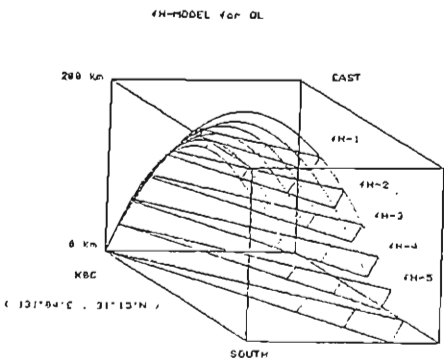
上 : 図-2

下 : 図-4



上 : 図-3

下 : 図-5



人工衛星の光学追尾観測及び

地上-衛星間レーザー光伝搬実験

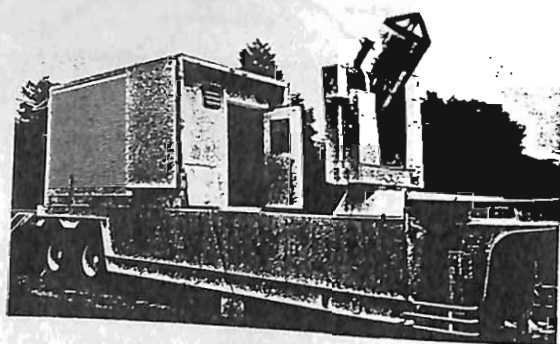
有賀 規、荒木 賢一、五十嵐 隆（電波研究所）

今井 文男、山本 康成、坂上 肇（宇宙開発事業団）

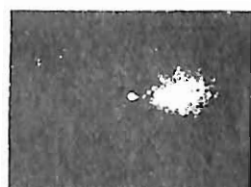
人工衛星等の飛翔体の姿勢をレーザー光を利用して高精度に決定し、通信や地球のリモートセンシングに役立つシステムを開発するための基礎研究を行っている。ミリ波や光波での指向性の鋭いアンテナを用いた衛星-地球間通信を行う際、目的とする方向にアンテナを向け効率良く通信を行うために衛星の高精度姿勢決定が必要となる。さらに、静止衛星等の高高度衛星から高分解能で地球を観測する場合や、エネルギーを伝送する場合にも、前者は地球上の絶対位置校正用の基準点が必要であるし、後者では高い指向精度が要求され、いずれの場合も姿勢決定を高精度で行わねばならない。地上-衛星間のレーザー光伝送によって地球大気の微量成分の検出も可能となる。電波研では、レーザー光を地上より衛星に伝送し、衛星上でこれを検出して衛星の姿勢の三要素を決定する方法を過去に提案し、理論的検討や種々の基礎実験を行ってきた。また、衛星追尾光学装置を試作し、昭和56年より恒星追尾実験、昭和57年より人工衛星追尾実験（ビーコンC、スターレット衛星）を行ってきた。

国産の技術試験衛星Ⅲ型（BTS-Ⅲ）が昭和57年9月宇宙開発事業団により打ち上げられた。BTS-Ⅲにはビジコンカメラが搭載されており、地球表面を観測している。ETS-Ⅲにレーザー光を照射し、ビジコンカメラでレーザー光送信点のスポット像を検出すれば、衛星の姿勢が高精度に決定できるのでRRL-NASDAの共同研究として昭和57年度より行っている。

今回は衛星追尾光学装置によるビーコンC、BTS-Ⅲ衛星等の衛星追尾観測の結果を述べ、さらにビジコンカメラを利用した地上-衛星間のレーザー光伝搬実験の結果についても報告する。



衛星追尾光学装置

50cm望遠鏡の超高感度TVカメラで
撮られたレーザービームとBTS-Ⅲ

オーロラ及び夜間天気分光撮像用 単色撮像システムの開発

金田栄祐

京大理学部地球物理研究施設

撮像による現象の総観的観測の有用性に就いては、高感度テレビカメラを使用したオーロラ観測によって実証されて居る。唯、従来の観測は、入射光の波長を撰択しない白色光による観測であった関係上、入射光には様々な輻射が含まれて居る。この為、観測結果に幾つかの影響が存在して居る事が考えられる。特定波長の輻射のみを対象光とする分光撮像では、この様な影響を避ける事が可能である。

夜間天気光に関しては、その総観的観測には、掃天式測光器が使用されて来た。観測の時間・空間分解能を改善する目的でこれを撮像観測装置に置換する場合には、オーロラ撮像では余り問題にならなかつた背景光の影響を軽減する為にも、分光撮像を行う必要性がある。

上記の分光撮像を行う為の単色撮像装置開発には、幾つかの問題点があるが、その主要なものとは、

1) 単色像形成、2) 高感度検出器の利用である。

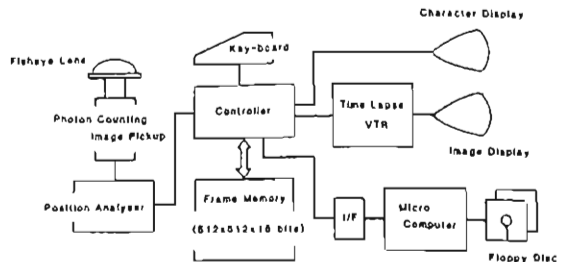
単色像形成では、光利用率の良い“干渉フィルター内蔵式魚眼レンズ”方式を採用した。この為、高感度検出器として、II+SITカメラの使用によつても、夜間天気光[OI]5577Åの単色撮像に就いて、1秒間の時間積分によつて有意な画像と取得する事が出来た。従つて、このシステムによるオーロラの単色撮像は、充分な時間分解能で可能と考へられる。尚システム検出部の写真も右下に示した。

[OI]5577Å以外の夜間天気に関しては、輝度レベルが低い為、“光子計測法検出器”と呼ばれる検出器を使用する単色撮像システムを開発した。このシステムに就いては、入射光子の光電面上の位置に対応するフレームメモリー中の番地の内蔵エカウントアップして行つて画像と形成する方式となつて居る。右下に、このシステムのブロック図を示した。ノイズ混入の影響を最小とした。このシステムは、長時間の積分を必要とする、分光観測、干渉分光観測等にも適用可能である。

これ等のシステムの行首は、試験研究後者は特定研究の科研費補助金によつて、夫々、その完成を見たものである。



II+SITカメラ方式単色撮像カメラ



光子計測法単色撮像システムブロック図

鷲見治一 萩野竜樹 小島正宜 林沼隆清
名古屋大空電研

2次元MHDモデルによる太陽風プラズマの計算機シミュレーション解析を進めている。前回までに、太陽表面磁場を双極子又は6重極子配位とした時の太陽近傍の定常解を示した。

今までのモデルでは、太陽風に働く力として、コロナ圧、ローレンツ力及び太陽重力を考へて来た。計算の結果、太陽風速度は $\leq 400 \text{ km/s}$ しか得られず、シンチレーション観測で得られている値(極域で $\sim 800 \text{ km/s}$) にはるかに及ばないことが明らかとなった。従つて、太陽風に働く力として、別の力を加へて考へねばならない。

今回は、Alfvén波のポインダラモータッフ力による加速効果をコードに組み入れた解析について報告を行いたい。

基礎方程式としては、MHD方程式にポインダラモータッフ力を加へた形となる。即ち、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho V) = 0.$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla) V = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} (\nabla \times B) \times B + g + F_{||}.$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (V \cdot \nabla) P = -\gamma P \nabla V.$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B).$$

$$F_{||} = \frac{1}{4\pi\rho} \left[\left(1 + \frac{V}{V_A}\right) \frac{\partial}{\partial r} - \left(1 + \frac{V}{V_A}\right) \frac{1}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{V_A} \left(\frac{V_A}{B} \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial r}\right) + \left(1 + \frac{V}{V_A}\right) \frac{2}{r} \right] |dB|^2 - \frac{1}{8\pi\rho} \frac{\partial}{\partial r} |dB|^2.$$

$$(V + V_A) \cdot S \cdot |dB|^2 = \text{const.}$$

$$V_A = B / \sqrt{4\pi\rho}, \quad S: \text{磁束断面積}$$

ここで、 ρ , V , P , B は、夫々、質量密度、速度、圧力、磁場である。 g は太陽重力である。ポインダラモータッフ力は、非一様、非等方媒質中の一般的な表式は大変複雑になるので、ここでは近似的に、磁力線に平行な成分のみを考へることとする。 dB はアルヴェン波である。

村山 喬 (元大理)

表題に関するオーガニズムの解析結果 [1] では、IMF 南向き成分 B_s , 太陽風速度 V に加えて、太陽風密度 D (又は圧力 $P=DV^2$) が重要な寄与をしていることが示された。今回の結果は、その後の発展をまとめたものである。

(I) データ 1977-1977 の期間で、(i) 太陽風データが連続的に存在する、(ii) Dst 変化の range が 30 nT 以上、の二つの条件を満足する 5~7 日の期間の総てを解析の対象とした。用いられた期間の数は 81 である ([1] では 60)。

解析は、(i) 結合関数 $F(t)$ に比例して荷電粒子群が環電流帯に注入される、(ii) 注入された粒子は与えられた減衰関数 $G(t)$ によって環電流から失われる、(iii) Dst は環電流強度の時間変化に比例して変化する、の三つを前提とする。従って $F(t), G(t)$ を与えると、Dst の変化の期待値 $T(t)$ が得られ、これを観測値 $Dst(t)$ に最小自乗法で fit して、相関係数 r_i , 効果係数 k_i ($i=1 \sim 81$) が求められる。結合関数の優劣は、 k_i の平均値 $\langle k \rangle$ で比較する。

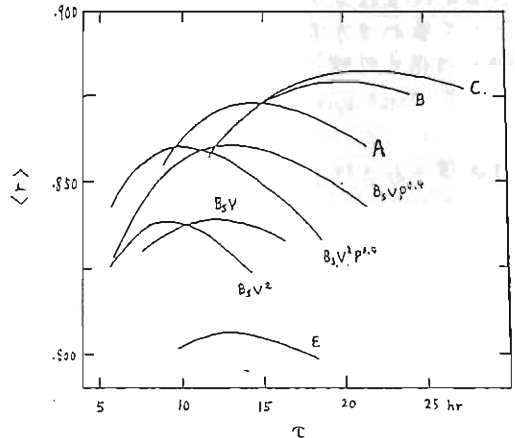
(II) 結果 右図に諸種の結合関数についての $\langle k \rangle$ を示した。下側の 5 つの曲線は、 $G(t) = e^{-t/\tau}$ としている。曲線 A, B, C は $G(t) = a e^{-t/\tau_1} + b e^{-t/\tau_2}$ と 2 成分型の関数を用いてあり、1 成分型の場合に比べて、明らかに $\langle k \rangle$ が高い。

(1) 結合関数の形 $B_s^x V^y P^z$ の形の関数では図中 C の $x=1.1, y=1.4, z=0.4$ が最高の $\langle k \rangle = 0.882$ を与える。(しかし [1] で提唱した $x=1, y=1, z=0.33$ ($\langle k \rangle = 0.879$) と統計的に有意な差はない。Vasyliunas et al. [2] の理論からの期待値は $x=1$ のとき $y=1, z=0.17$ であり、何れにせよ、 P の寄与が理論より大きい傾向にある。

(2) 環電流の減衰の形 図の結果から、環電流に異なる τ ($\sim 2 \text{hr}$ と $\sim 20 \text{hr}$) の 2 成分の存在することが解つた。この結果は Iyemori et al. [3] が用いた方法で $G(t)$ を直接求めた結果とも一致する。環電流粒子の減衰が charge exchange によるものとし、またその組成が 50 keV 以下で 0^+ , 以上 H^+ [4] とすると $\tau \approx 20 \text{hr}$ の成分はほぼ説明できる。一方 $\tau \approx 2 \text{hr}$ の成分は、tail 側の準捕獲状態の粒子の寄与であろう。

(3) 効果係数の季節変化 効果係数には顕著な季節変化が見られる。その半年周期のものは振中 $\sim 20\%$, 極大が 4 月(10 日)初めで、多くの地磁気指数に見られる、いわゆる equinoctial effect と一致する。その他にはほぼ同振中の 1 年周期の変化があり、その極大は 12 月である。Dst 自身の季節変化にもこの成分は存在するが、振中は半年変化に比べてかなり小さい。

- [1] Rev. Geophys. Space Phys., 20, 623, 1982.
- [2] Planet. Space Sci., 30, 359, 1982.
- [3] J. Geomag. Geoelectr., 31, 1, 1981.
- [4] Williams, D.J., P.S.S., 29, 1195, 1981.



- A: $B_s V^2 P^{0.4}$ $\tau_1 = 2 \text{hr}$ $\tau_2 = \text{variable}$ $q/b = 1.5$
- B: $B_s V P^{0.4}$ " " $q/b = 2.0$
- C: $B_s^{1.1} V^{1.4} P^{0.4}$ " " "

Fast Walsh Transform による
惑星間磁場極性の周波数解析袴田和幸 前沢 洸
(中部工大) (名大理)

地球近傍で観測された惑星間磁場極性の時間変化の説明のために、太陽電流面(磁気中性面)の形と地球の位置との関係が注目を集めている。たとえば太陽の一般磁場が磁気中性線の北側で正(太陽から出る方向)、南側で負(太陽に向かう方向)の極性を持つとき、太陽磁気圏は太陽から惑星間空間へと広がる太陽電流面により、正の磁場極性の北半球と負の極性の南半球とに分けられる。太陽電流面が黄道面に対して褶曲した構造を持つ場合には、地球がこの太陽電流面を横切るときに、惑星間磁場極性の変化(いわゆる Sector Boundary)が観測される。惑星間磁場極性には、正の場合に+1、負の場合に-1、極性の判定が困難な場合に0の値が与えられる。したがって惑星間磁場極性の時間変化からは、太陽電流面の空間構造のうち周期に関する情報が得られ、振幅に関する情報は得られない。

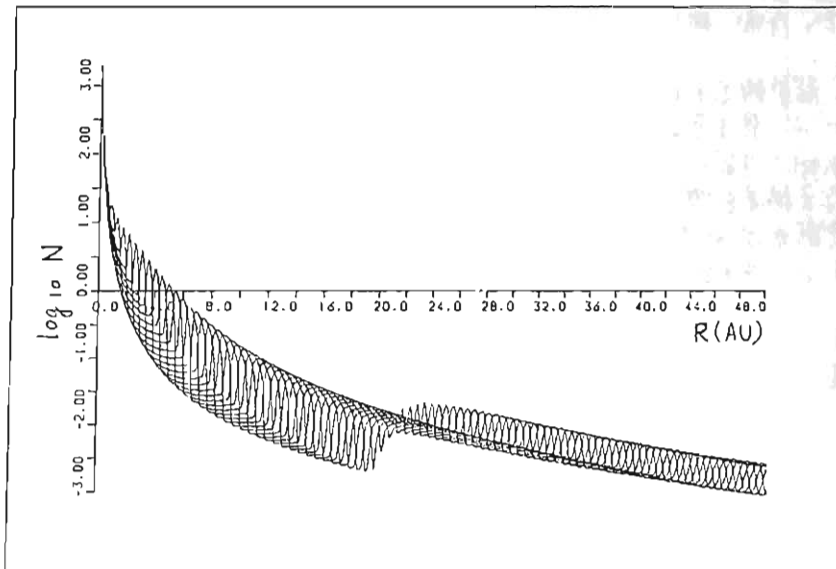
時系列データの周波数解析には、従来、高速フーリエ変換(FFT, Fast Fourier Transform)や最大エントロピー法(MEM, Maximum Entropy Method)等が用いられているが、いずれもデータを \sin, \cos 波の合成として表わす方法である。一方、工学の分野では信号処理に古くからワルシュ変換(FWT, Fast Walsh Transform)が用いられてきている。これは時系列データを+1と-1の値のみを持つWalsh関数の合成として表わす方法であり、データ自身が+1と-1の値を持つデジタル信号の処理には、 \sin, \cos 波を用いる方法よりも適している。また+1と-1という整数の合成による信号処理であるため、高速と売りものにしていてFFTよりもさらに高速な処理が実現できる。

惑星間空間の磁場極性の時系列ではデータの値が+1, 0, -1の値をとり他の値をとることはない。このような矩形波のデータを \sin, \cos 波に分解すると、そのパワースペクトルには、主な周波数成分のピークのまわりに多くの side lobe が現われるが、ワルシュ関数で分解した場合には、解析する期間が周期の整数倍に等しいときには正しく1つのピークのみが出現する。

今回の講演では、Svalgaardにより推定された1947年(1556バートルスローテーション)から1975年(1944バートルスローテーション)までの惑星間磁場極性の時系列データをFast Fourier Transform (FFT)とFast Walsh Transform (FWT)の両方の技法を用いて周波数解析を行い比較した結果を報告する。

前沢 潤・袴田 和幸
(名大理) (中部工大)

太陽風中の Corotating Structure の、木星の軌道とこえてさらに遠くに広がる時、どのような構造に発展するかを、流体力学方程式による数値 Simulation により調べた。今回は、特に前回以降の計算の発展について報告する。前回明らかになったのは、相互作用領域 (CIR) の中心太陽からの距離と共に増大するに、 $R \approx 20$ AU になると隣りあった相互作用領域が merge し、その際、Shock どうしの衝突により、新しい Interaction Region が生成されることであった。今回は、Spatial Resolution をあげて (50 AU を 4000 の mesh に分割)、この二次的に生成された Interaction Region の発展を 50 AU まで追跡した。太陽コロナの境界条件として $kT_e = 50$ eV, $300 \leq V \leq 725$ km/s (V は経度方向に正弦的に変化できるものと仮定) とし、1 Solar Rotation に 2 つの高速度流がある例について、radial 方向に太陽風密度を Plot した図を下に示す。この図は、包絡線をつくりだすために、一定時間おきの密度分布の Snapshot を何枚も重ね合わせてある。重なり合った曲線群の下の方の包絡線は background (Interaction 領域の外) のプラズマの密度レベルの R 依存性を示しており、上の包絡線は、相互作用領域内のプラズマ密度のピーク値の R 依存性を示している。この例では、 $R \approx 20$ AU で相互作用領域の merging が認められたが、図から明らかのように、この点で太陽風密度レベルに大きな変動が生じている。^(新しい)これは、今までの相互作用領域が $R \approx 20$ AU で互いに merge したものが、外部太陽圏での background の plasma を形作り、その中から、新しい相互作用領域が発達して頭をもたげてくるからである。このように、太陽圏は一次相互作用の起る領域 (内部太陽圏) と、二次相互作用の領域 (外部太陽圏) に分割されるが、これは赤道面での計算であることに注意してほしい。この例では、3次元的には、二次相互作用の領域は、赤道面近くに Confine されている。二次相互作用の起る具体的な領域は、Corona 側の速度境界条件にも大きく依存するものと思われる。4 sector 構造の場合や、赤道面以外の緯度についても、Simulation を行っているので、できれば合わせて報告したい。



ハレー彗星の水素コマ

北村良実, 足原修, 山本哲生

宇宙研

彗星の紫外観測は、1970年のOAO-2による多湖・佐藤・小坂彗星の観測が最初であり、この観測で10⁷kmにも及ぶ中性水素雲の存在が明らかになった。この結果は、彗星本体である核の主成分が水であるという説を強く支持する。その後、訪れたベネト彗星、コホーテク彗星などいくつかの彗星に対して、ライマン・アルファ光での観測がなされてきた。

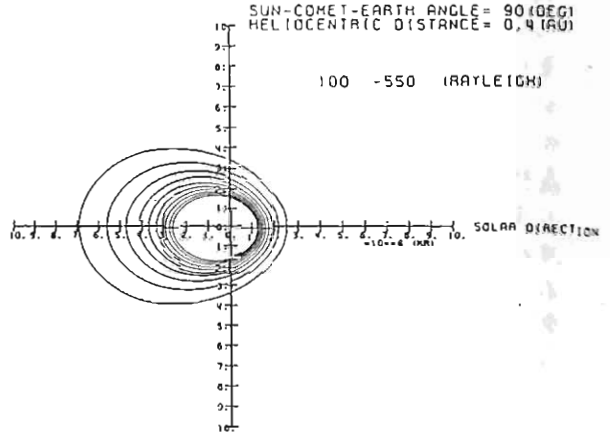
さて、これまで観測された領域に対しては、中性水素の発生源は点状とみなせ、そのため解析的モデルを用いて観測が説明できた。しかし、今度の1986年のハレー彗星回帰を目指してのPlanet-A計画では、ハレーそのものに突入するため、これまでできなかった内側の領域まで観測できるようになり、さらに精密なモデルが必要になってくる。内側の領域では、HとH₂Oの衝突が起るため、解析的には無理で、数値計算をしなければいけない。(Festou 1981, Combi and Delsemme 1980)

比較的短時間で速度分布関数まで求まるといふ点と、衝突を考慮できるという点で、今回のモンテカルロ法によるシミュレーションを行なった。なお、衝突は、弾性衝突を仮定した。

結果は、解析的モデルと比較すると、コマの外側では一致する。コマの内側では、密度分布の傾きは同じで絶対値が2倍くらい大きくなる結果を得た。衝突の効果は、太陽との距離が0.4A.U.くらいになるとかなり現われ、ライマン・アルファ光の強度分布の形が卵形になる観測事実が説明できる。(図参照)

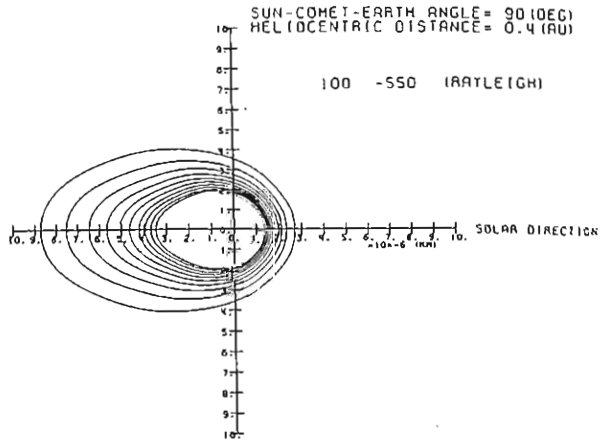
また、速度分布関数は、ライマン・アルファ光のライン・プロファイルを求めるのに使うことができる。

COMET HALLEY



衝突を無視したときの
ライマン・アルファプロファイル

COMET HALLEY



衝突を考慮したときの
ライマン・アルファプロファイル

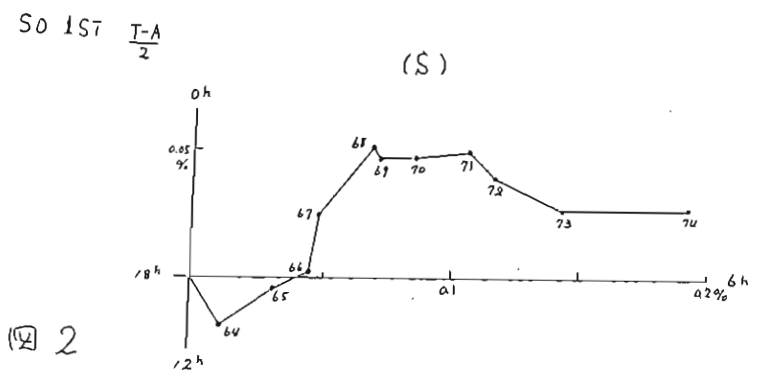
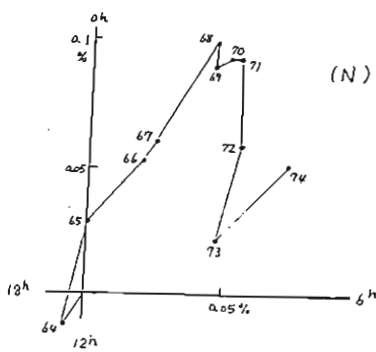
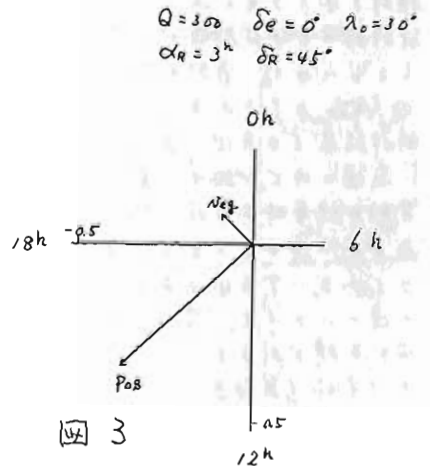
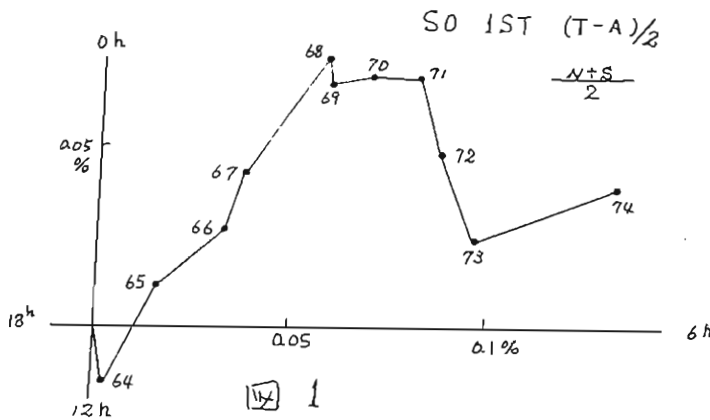
惑星間空間磁場の極性に起因する宇宙線太陽時日変化

一之瀬匡興・長島一男・森下伊三男・石田善雄
 (鹿児島教養) (名古屋大理) (岐阜歯大) (福島大教育)

1964-1974年にわたる中性子計のデータ(510 station-years)を用いて、惑星間空間磁場の極性に起因する(Toward-Away)宇宙線太陽時日変化について解析した。解析は北半球(N)と南半球(S)について別々に花ね、その平均値(N+S)/2を花ねた。図1に summation dial を示す。図にみられるように、太陽極磁場の極性 [Negative state (1964-70), Positive state (1970-74)] によって日変化 vector の方向が約6時間変化している。又図2に北半球(N)と南半球(S)における観測結果を示す。

最近長等(1982)は銀河宇宙線が太陽磁気圏内をうける modulation について理論計算を行い、軸対称な恒星時異方性が存在すれば、季節変動による side band として太陽時日変化、反恒星時日変化等が生ずることを示した。この結果によれば特に Toward-Away の太陽時日変化は、太陽極磁場の極性によって、Phase, Amp 共に変化する。理論計算による一例を図3に示す。理論計算と観測値を比較すると

- 1) Negative state と Positive state における Phase に差があることは一致するが
- 2) 計算では Phase は南北両半球で対称でなければならぬ。これに対し観測結果は図2にみられるように、1964-70の Negative state では対称となるが、1971-74の Positive state では対称ではない。このことは Toward-Away の太陽時日変化の origin は銀河系内の異方性のみによるものではないことを暗示している。他の effect についても検討中である



南半球における空気シャワーの連続観測

村上昭, 藤井善次郎, 山田良実, 柳原名洋子, 上野裕幸, 藤本和彦, 長島一男
 近藤一郎^A, A.G. Fenton^B, R.M. Jacklyn^B 他.
 石大理, 東大宇宙線研^A, マスマ=フ大^B

1981年12月から,
 マスマ=フ中央部高原(高度
 1060m)において, 空
 気シャワーの連続観測を行
 っている。空気シャワー検
 出アレイは右図のよう配置
 のもので, 4m²の比例計
 数管を正方形(一辺1.5m)
 の頂点に配置し, それぞれ
 の正方形の4重(F4)
 或は3重(F3)同時放電
 をもってシャワーと検出し,
 その強度を毎時記録して
 いる。

これまでの観測を見て, まだ
 検討すべき点もあり, まだ,
 統計的にもまだ精度が充分とは
 言えないので, 最終的結論では
 ないが, 1982年9月までの
 解析結果(日変化)を右に示す。
 右図の内, 我々の最終的
 目的は恒星時日変化(下図)で
 あるが, 次のような事が言え
 る。下右図でF3とF4
 の違いについて, 今は, その理
 由が不明であるが, いづれに
 も北半球(東経赤)との差が大
 きい。この差は, 当初, 地下観
 測(Poatina)との比較から予想
 以上にあり, 有意な
 P₂'成分に起因する日変化があ
 るように思われる。

以上のことを中心に, 現在ま
 での観測にこつて報告する。

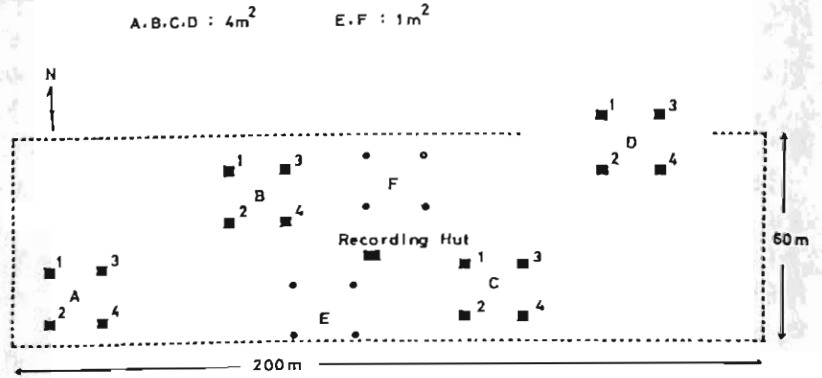
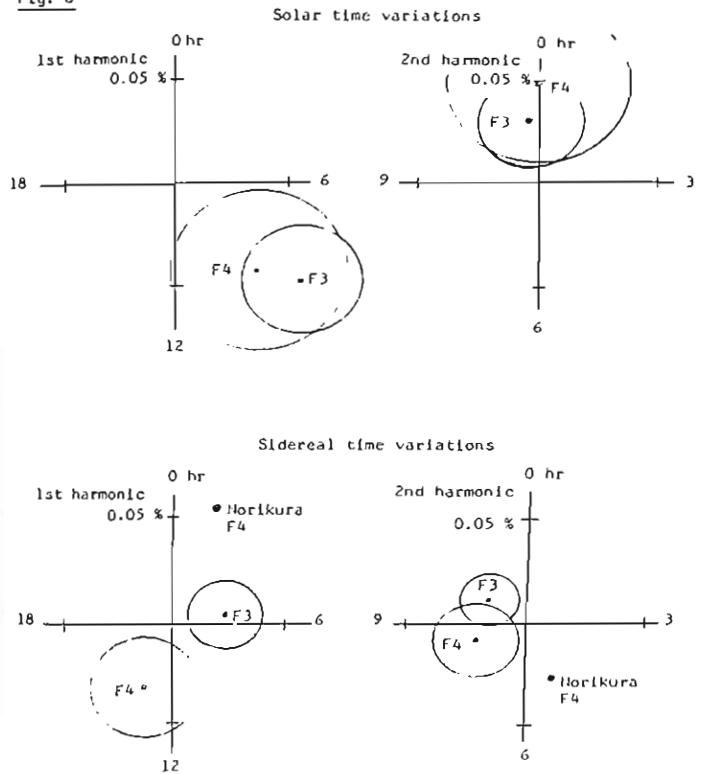


Fig. 6

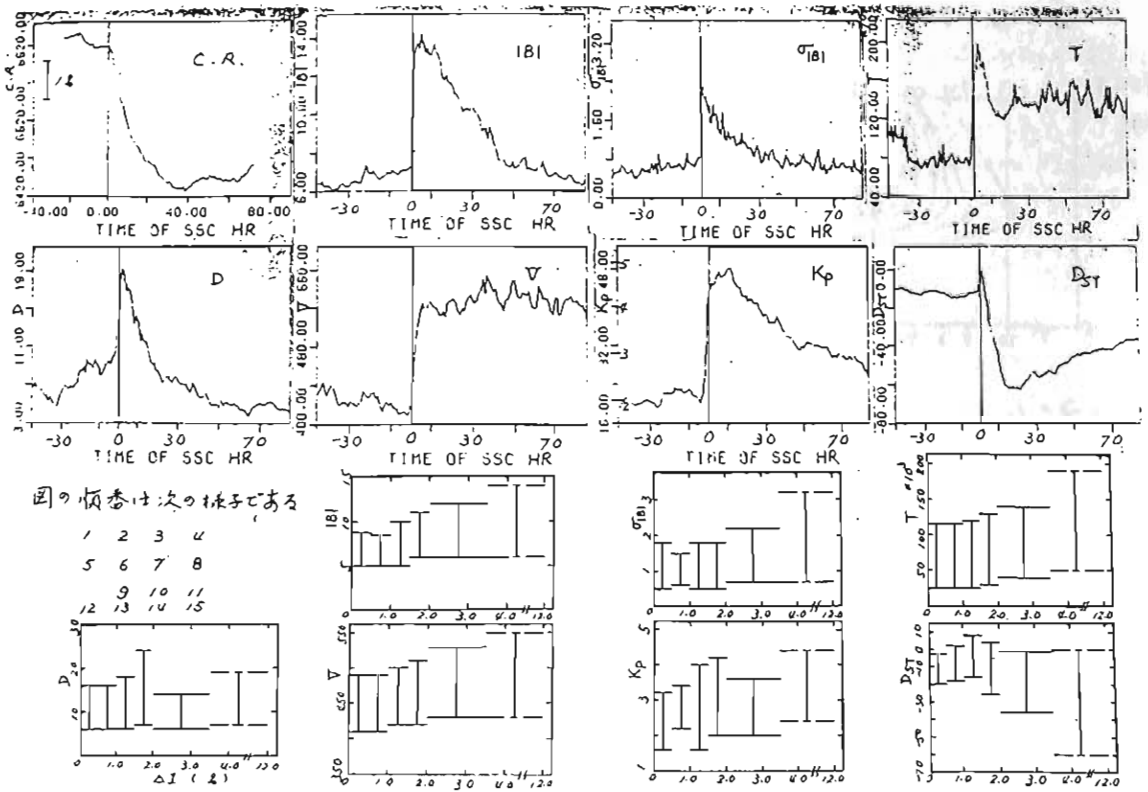


Liawenee Dec. 1981 --- Sept. 1982

東邦雄、和田雅美
 理 研

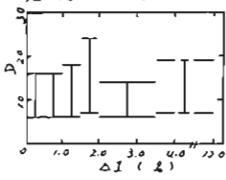
1964—1976年の間に起きたSSCのData^[1]を用いた。SSCの時刻をZero時として、Deep Riverの宇宙線の中粒子Dataを用いて、対応のフォージシ減少(FD)の大きさを求めた。その大きさによって、0.0—0.5%、0.5—1.0%、1.0—1.5%、1.5%—2.0%、2.0—3.5%、3.5—12.0%の6組に分けた。そのうえ、SSCの時刻をZero時として、対応の空間のparameter(平均磁場|B|, その fluctuation $\sigma_{|B|}$ (単位%), 太陽風の温度T(°K), 密度D(cm^{-3}), 速度V(Km/sec), Index KpとDST)のSuperposed epoch analysisを行った。その中にFDの大きさが3.5—12.0%の結果を代表的に図2—図8に示した。6組の対応の空間のparameterの変化量はまとめて、図9—図15に示した。図のバーの下と上げ(DSTは上と下)SSCの前夜の値に対応する。図の示したとおり、FDの大きさが大きければ、空間のparameterの変化量も大きいことがはっきりとわかった。

[1] M. WADA and T. SUDA 'Average Features of Cosmic Ray Variation Associated With Sudden Commencement of Magnetic Storm' Sci. papers IPCR, 74, 1~12, 1980



図の順番は次の様子である

- 1 2 3 4
- 5 6 7 8
- 9 10 11
- 12 13 14 15



宇宙線太陽時半日変化の Rigidity Spectrum

藤本和寿, 森 覚, 上野裕幸, 長島一男
 石大理 倍大理 石大理 石大理

現在、太陽系外起源の Genuine Sidereal Anisotropy を調べ上り、宇宙線太陽時半日変化による Spurious sidereal anisotropy をいかに正しく除去するか、重要^{な問題}である。そのためにも、宇宙線半日変化の Rigidity Spectrum ($G(P)$) の正しい知識が要求される。

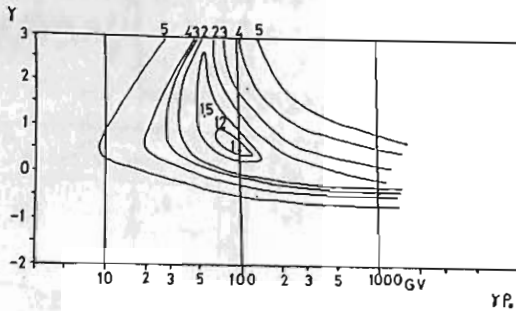
そこで、宇宙線太陽時半日変化の Rigidity Spectrum を名古屋中子計の data 及び、数年間、葛城土れた地下中子計 (坂下、三郷) の data を主とし、他に Deep River neutron monitor 及び Hobart 地下中子計の data を参考にして Solar maximum 近く (1978-1980) を調べた。
 半日変化の Spectrum は次式のように Power-exponential 型に仮定した

$$G(P) = \left(\frac{P}{\gamma P_0}\right)^\gamma \exp\left(\gamma - \frac{P}{P_0}\right) \quad \gamma > 0$$

$$= \left(\frac{P}{10}\right)^\gamma \exp\left(\frac{10-P}{P_0}\right) \quad \gamma \leq 0$$

石尾、三郷、坂下 は Atmospheric effects を除去するため、差 Vector を用い最小角変化は上記の Spectrum の γ と P_0 を決定した。

図1は γ と γP_0 の function として $100\sqrt{\chi^2}$ contours を示す



(図1)

図から $\gamma = +0.5$ $\gamma P_0 = 100$ GV が最適値であることがわかる

得られた半日変化の Space での大きさは 0.16% (at 100 GV) 方向は 3hr である。

磁気嵐中の宇宙線強度増加現象

奥谷晶子, 和田雅美
理研

地磁気擾乱がある時の宇宙線中性子強度増加については多くの研究があるが、それらは中低緯度における強度増加を主題としている。ところが Qulu の様な高緯度に於ても増加が観測される例がある。ここでは 1964 年より 1981 年迄の汎世界的な中性子観測データより、磁気嵐時に顕著な宇宙線増加が見られる約 20 例を選び解析した。磁気嵐時の宇宙線強度変化 (CR) には、その等方成分の変化 (Iso) 及び日変化成分の変化 (cos, sin) が加わるので、地磁気水平成分の減少 (Dst) に伴う宇宙線強度の増加を分離するために、今回新しい解析方法として此等諸量間の五重相乗を行い、それぞれの効果係数を求めた。

$$CR(t) = a \cos(\frac{2\pi}{24}t) + b \sin(\frac{2\pi}{24}t) + c \text{Iso}(t) + d \text{Dst}(t)$$

a, b, c, d が効果係数である。Fig. 1 に示した 1967 年 5 月 26 日の例⁽¹⁾ について、26 日を中心とする 3 日間のデータを用い、28 Stations の各効果係数を求めたところ下図のようになった。等方成分としては Alert の強度変化を用いた。Fig. 2 地磁気 Dst の効果係数 d は cutoff 5 GV 附近をピークとする山を示し Kondo の計算⁽²⁾ と定性的に合っている。Fig. 3 等方成分 Iso の効果係数 c は cutoff の減少で増加する。Fig. 4, 5 100 GV 迄 -1.0, -0.5 のべきをもつ変化スペクトルを仮定したときの等方成分の期待値⁽³⁾ C_0 と c との相関図。Fig. 6, 7 日変化の振中 $\{A_{obs} = \sqrt{a^2 + b^2}\}$, 位相 $\{P_{obs} = \tan^{-1}(b/a)\}$ と、それらの期待値⁽³⁾ A_1, P_1 との相関図。

- (1) Wada, M., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 21, 223 (1967)
 - (2) Kondo, I., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 15, 319 (1961)
 - (3) Yasue, S., et al., Rep. Cosmic-Ray Res. Lab., Nagoya Univ. No. 7 (1982)
- North Stations ○ South Stations × Mountain Stations

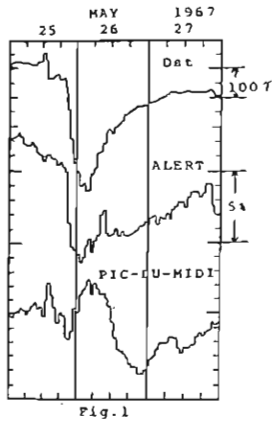


Fig. 1

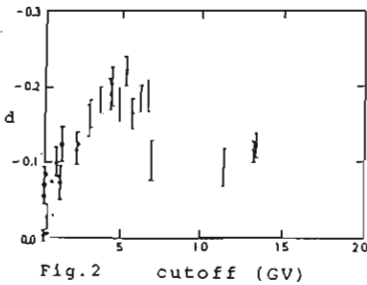


Fig. 2 cutoff (GV)

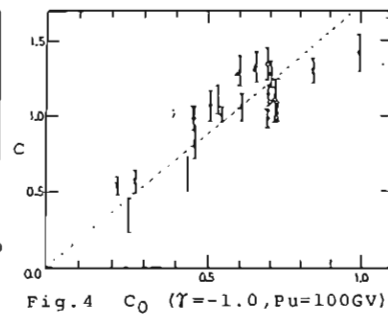


Fig. 4 C₀ (γ=-1.0, Pu=100GV)

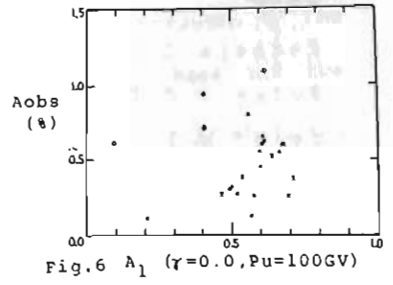


Fig. 6 A₁ (γ=0.0, Pu=100GV)

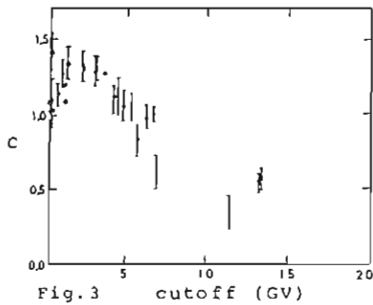


Fig. 3 cutoff (GV)

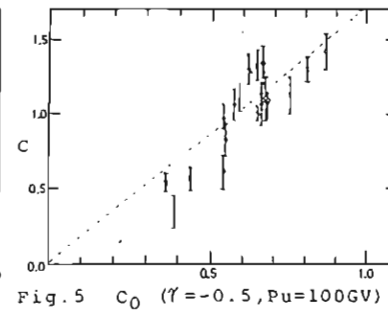


Fig. 5 C₀ (γ=-0.5, Pu=100GV)

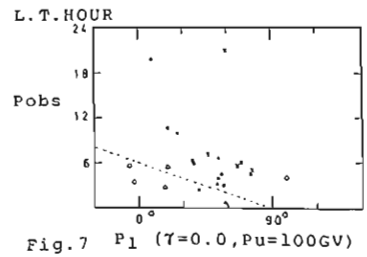


Fig. 7 P₁ (γ=0.0, Pu=100GV)

中間圏長周期波動の比較

伊藤 礼、津田敏隆、麻生武彦、加藤 進、(京大超高層)

R. A. Vincent (アデレード大物理)

前回、我々は、京都大学流星レーダーによって観測された上部中間圏における長周期波動の解析結果を報告した。

その中で、数日の周期を持つ風速変動成分が存在し、それらが、長い鉛直波長で下層から伝わってきているという結果を得る事が出来た。これらの波動は、その周期と鉛直構造から判断して、ロスビー波が下層から伝わってきているものと考えられる。この様なグローバルスケールの波動現象の解析を更に深めるには、鉛直構造だけでなく水平構造を調べる必要があり、一点のレーダー観測だけでは、十分に解明する事は出来ない。水平構造を明らかにするためには、複数の点における同時観測による、緯度、経度方向の風系の比較解析が不可欠である。

流星高度において特徴的な二日周期波動は、南北両半球で検出されているが、いずれも、強い季節依存性を示し、夏半球において振幅が最大になる事が知られている。又、衛星観測からも、南北両半球に、非対称に分布していることが報告されている (Rodgers and Prata, 1981)。この季節依存性は、反対称基底モードの背景大気に對する伝播のレスポンスの違いによると考えられている (Salby, 1981)。衛星観測では、5日周期の温度変動が、赤道に関してほぼ対称に分布しているという結果も得られている (Rodgers, 1976)。これら波動の緯度構造は、その波動の特性を解明する上で、重要な役割を果たしている。

我々は、今回、京都大学流星レーダー観測とオーストラリアのアデレードにおける分反射レーダー観測による風速データの比較を行う。京都とアデレードは、赤道に関して地理的に対称に位置する。又、流星レーダーと分反射レーダーは、ほぼ同高度の風速を測定出来る。この二つのレーダーの観測結果を比較解析する事により、波動の季節変動、赤道に関する対称性等興味深い解析が可能である。

参考文献

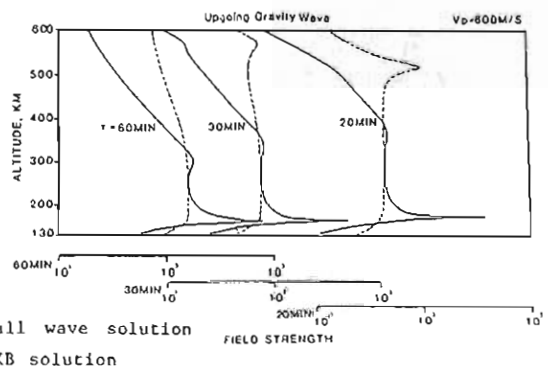
- Rodgers C. D. 1976 J. atmos. Sci. 33, 710
 Rodgers C. D. and A. J. Prata 1981 J. geophys. Res. 86, 9661
 Salby M. L. 1981 J. geophys. Res. 86, 9654

Numerical Solutions of Coupled Equations for Acoustic-Gravity Waves
in the Upper Thermosphere

前田 佐和子
京都産業大学・計算機科学研究所

A comprehensive study has been made in order to clarify the propagation of large-scale acoustic-gravity waves in the upper thermosphere. A full wave calculation is developed for the waves in an inhomogeneous and viscous atmosphere approximated by a number of horizontal subslabs. In the derivation of linearized wave equations, the height derivatives of ambient atmospheric parameters are taken into account in contrast to a homogeneous multilayer analysis. A propagation matrix is assumed to be in a form of polynomial function of height within a subslab. To derive a complete set of special solutions with good linear-independence, a technique is applied, which has been developed for the study of electromagnetic waves. From the height profiles of resultant wave fields and their kinetic energy density, it is shown that the wave energy is partially trapped within the region between 200 and 400 km height. The trapped region becomes a wave-guide. The resultant wave fields are described as a scrambling of four characteristic waves. The profile of the resultant wave fields explicitly shows that the wave-guide is supported by the two regions of strong coupling: one is caused by the coupling between the gravity waves near the thermospheric base and the other is attributed to the coupling between the gravity and viscosity waves in the upper part of the thermosphere. The discrepancy between the WKB and full wave solutions is not negligible for the wave of interest.

[参考文献]
前田・中山 (1983)
極域における電離圏磁気圏統合観測
シンポジウム講演要旨



超高層大気中の重力音波の発生と伝搬

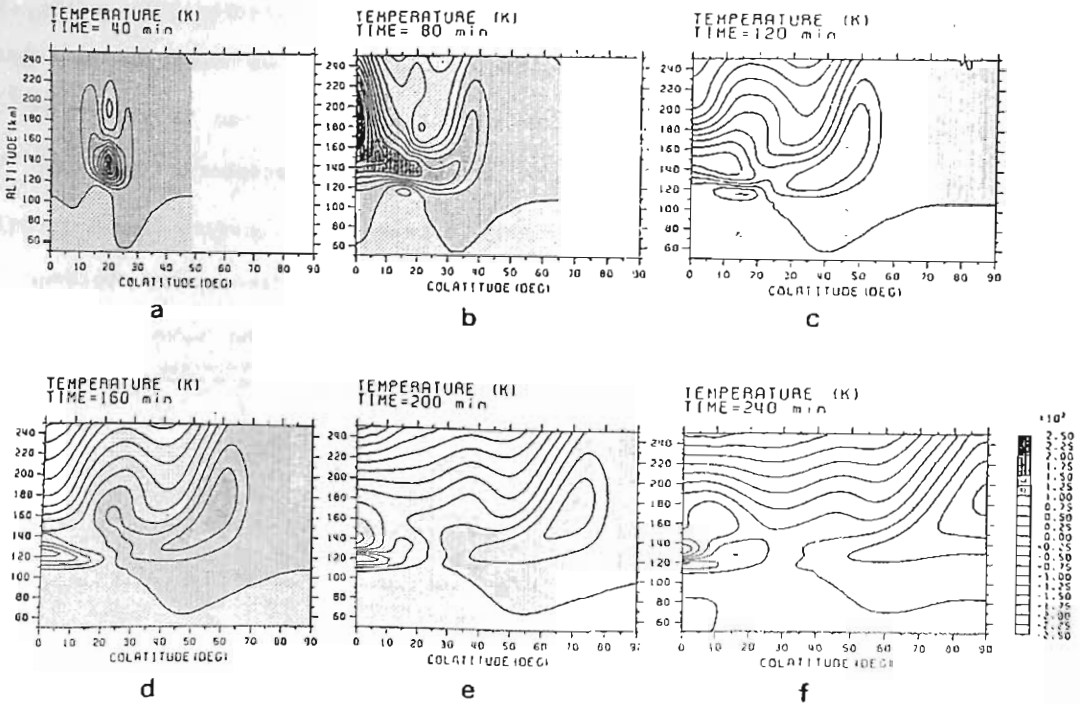
津田 敏隆 田原 弘志 加藤 進

(京都大学超高層電波研究センター)

超高層大気中には種々の励起機構による重力音波が存在しているが、これらは運動量を伝える重要な役割を果たしていると考えられている。重力音波は定常的な励起源を持たないので、この波動の振舞いを明らかにするには、基礎方程式を時間発展系として数値的にシミュレーションを行うのが一つの有効な手段である。本研究では Richmond and Matsushita (1975, J. Geophys. Res., 80, pp2939-2850) の行った数値計算法を元に、地球上の各種の重力音波の励起機構に適用できるシミュレーション・コードを開発することを目的としている。図-1は一例として2時間程度持続するオーロラ電流による Lorentz 力と Joule 熱で励起される波動に対応した大気温度の変動分を示したものである。余緯度 20° 高度 130 km 付近に位置した励起源周辺が高温になり、励起源の消滅につれて高温領域が低緯度方向および極域に伝搬していく様子が分かる。この波動の垂直伝搬特性から低緯度ではこの領域がわずかに上方に移動している。一方、中間圏界面周辺で波動が反射されるため励起源の下層ではあまり大きな変動が見られないことが分かる。

図-1 オーロラ電流によって励起された重力音波に供なう大気温度の変動分

図(a)-(f)は励起源の増大開始から40分、80分、120分、160分および240分の状態に対応する。等温線は 2.5° 刻みに示した。

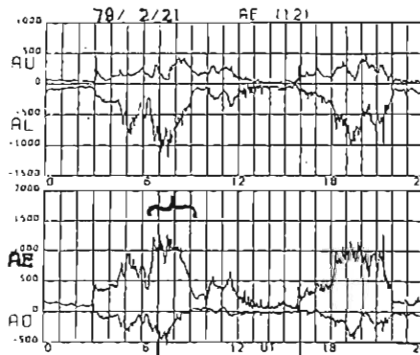


オーロラ・エレクトロジェットに伴う中緯度での
電離層擾乱 (HFドップラー法による観測)

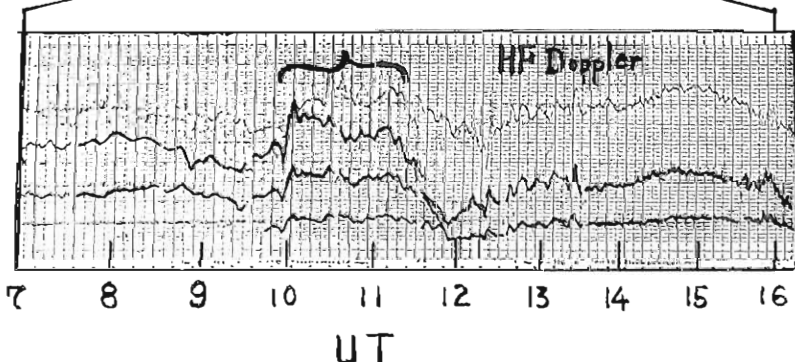
筒井 稔、小川 徹
京都大学 超高度電波研究センター

中緯度地方で観測される電離層擾乱の原因の一つに、オーロラ電流によるジュール加熱や、ローレンツ力による励起が提唱されている [Chimonas and Hines, 1970; Testud, 1972, 1973; Francis, 1975 etc.]
その関係を明らかにする手法は色々あるが、中でも直接連続観測を行っている HFドップラー法は一番適しているものと思われる。Francis はこの観測網に F 層データ解析の重要性を指摘している。これを受けてアラスカのチャタニーカークに F 層電離層エレクトロジェットの観測とハワイにおける HFドップラー観測データとの間の相関関係の解析が進められてきた。37例について見れば相関がある事が示されている。

そこで我が国においても、この関係を明らかにするため調査を開始した。AE インデックスは 1979 年のもので使用し、ドップラー観測における実時間表示のデータとの関係を調べた結果、AE インデックスが 1000 E 越える現象については、特に夜間のドップラーレーズに特徴的な変動がある事が判明した。今回はその preliminary の報告を行う。下図は AE インデックスとドップラー波形とが類似しておりその時間差が 3 時間半を示している。オーロラ帯からの距離を考えれば伝播速度は重力波のそれと近い 300 m/sec という結果を得た。



1979年2月21日



北村泰一, 竹生政資, 吉野慎治
九州大学 理学部

毎年冬になると、HF ドップラーの記録が大きく乱れる。このことは、電離圏高度 (200~400Km) で、中性大気波動が活発に活動していることを意味する。

この種の大気波動は、その周期の長さ (10~60分) の故に、従来から漠然と大気重力波であろうと考えられてきた。しかし、それらが真に大気重力波であると断定するためには、それらの波動の ω (角周波数) や x (波数) の実測値は、よく知られている理論的な分散曲線に乗らなければならない。

こうした波動の正体を解明するべく、筆者等は、JJY を中心とする一辺 100Km の三角観測網を、関係諸機関の協力を得て関東地方 (勝田市、群馬県群馬町、都立大学) に設置し、1982年11月から観測を開始した (図1)。

予想があたって、各観測記録は変化の細部にいたるまでよく対応し (図2)、しかも位相の差も歴然としていて、従来、この種の波動の解析につきまっていた“あいまいさ”の難点は徐かれることになった。

解析の結果は、

(1) 観測値の ω , x をプロットすると、図3のようになる。確かに重力波の分散曲線にのるようである。ただ、観測値から推定される分散曲線が、少々“立つ”ているのは、バックグラウンドの風が存在しているためと考えられる。そこで、バックグラウンドの風の存在を仮定し、理論的な $\omega-x$ 図 (図4) を描いて、それが実測値にあうようにする (図3) ようにしてバックグラウンドの風を決定すると、その値は毎秒 30 ± 20 メートルの程度と求まる。

(2) 周期10~30分の重力波は、ほとんど定常的に北西 (シベリア方面) から伝播してくる。位相速度は、毎秒100~200メートルの程度である。

こうして、冬期、電離圏高度で卓越する大気波動は重力波であることが確認できたが、その発生源などについては、今後の研究にまたなければならない。

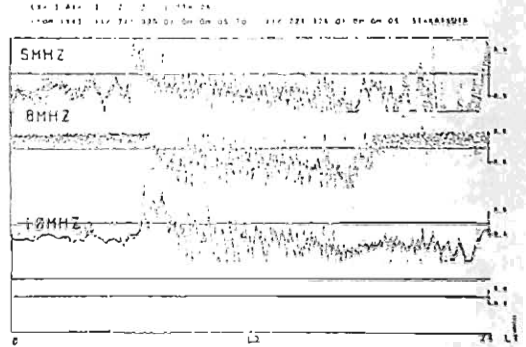


図1 HF ドップラー記録の例。

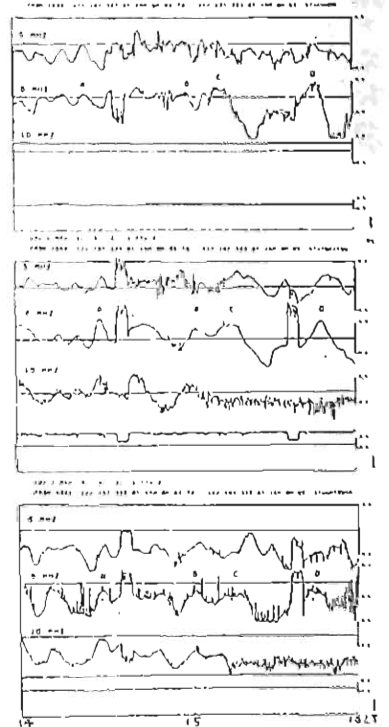


図2 上より勝田、藤立、群馬の記録。1982.11.19の例。

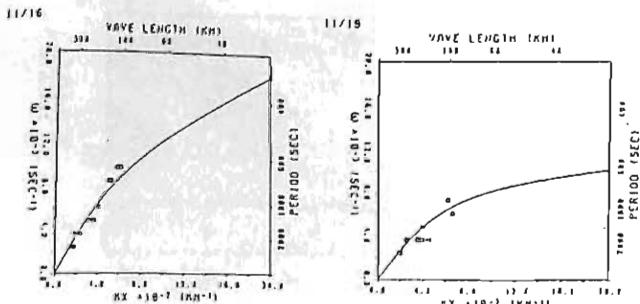


図4 観測値に Best-fit させた分散曲線。

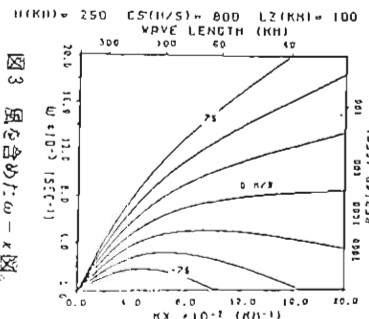


図3 風を含めた $\omega-x$ 図。

標準電波のドップラーシフトに見る 8字特性と右下り格子模様の解析

矢野 連 (高知高専)

1. まえがき 私たちは先に標準電波のドップラーシフトが夜明け時にC字形を示すことについて理論的取り扱い法を報告した。¹⁾²⁾ 今回電子密度の低下時に起こる逆C字形トレースにつき詳しく調べたところ、電子密度が臨界値附近で振動する時は横8字トレースを生じ、振動周期が数分台となると右下りの格子模様を生じることが判明した。格子模様については朝夕に極地方においてよく発生することが報告されており、発生機構へのアプローチが提案されている³⁾。極地方ではオーロラ等の影響で電子密度に大きな変動が生じ易いこと、また朝夕は電波が突き抜け易いことの二点を考えると格子模様の発生機構も8字特性の場合と同じである可能性が高いといえる。

2. 解析方法 電子密度を二次分布と仮定して文献1)と同じ計算法を適用すると、電波の反射高 Z_m と臨界突き抜け周波数 f_c との間の関係が次のように求まる。

$$f_c = f_o A^{-1/2} \left(1 + \frac{D^2}{h_1 + A(h_o - h_1)L} \right)^{-1/2}, \quad A = 1 - \left(\frac{h_o - Z_m}{h_o - h_1} \right)^2$$

$$L = \frac{h_o - h_1 + \sqrt{(h_o - h_1)^2 - (h_o - Z_m)^2}}{h_o - Z_m}$$

h_o は最大電子密度点の高度を表わしている。この式の計算結果をFig.1に示す。

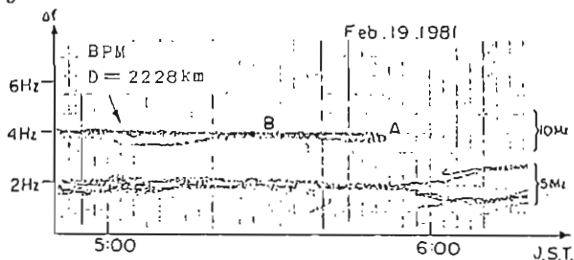


Fig. 2 横8字トレースの例 (B点で交さ)

今、 $D=1000$ Kmの時 f_c が正弦的に振動すると負側の半波では突き抜けが起こり、正側の半波で反射高が上下に分れる。(図中のだ円) この時の Z_m を用いてドップラーシフトを計算する¹⁾とFig. 3のようになる。図では、 $f_c = f_{c0} (1 + 0.01 \sin(2\pi t/6) + 0.01 \sin(2\pi t/8))$ としてあり、上図は突き抜けがない時のトレースを示し、下図は突き抜けが起こった時の8字特性を示している。この右下りの8字群が極地方のトレースに格子模様となって表れるのではないだろうか。また、 f_c の振動の周期が長い場合にはFig. 2に示すごとく横8字形トレースとなり計算値とも良い一致を示す。

参考文献 1) 矢野他, "電離層の日出効果の解析," 高知高専学術紀要, 第18号, 1982. 2) 矢野他, "C字特性の発生機構と集束効果について," HPドップラー研究報告, 第3巻, 1982. 3) 北村他, "極地方ドップラートレースの特徴と解釈," HPドップラー研究報告, 第2巻, pp. 21~25, 1981.

ここで、 $2D$ は伝搬距離、 f_o は電波の周波数、 h_1 は電離層下端の高度、

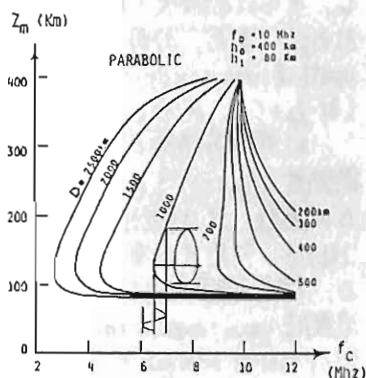


Fig. 1 反射高と臨界突き抜け周波数

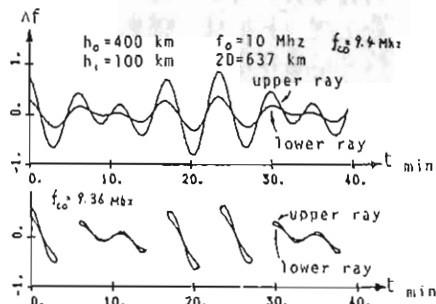


Fig. 3 突き抜け前の波動(上)と半波突き抜け時の右下り8字(下)

大気重力波に対するF層電離大気応答

柴田 喬, 奥沢隆志
(電通大)

筆者らは、F層電離大気の大気重力波応答を詳細に調べる目的で、イオンの連続式と中性大気波動を記述する基本式を連立させて、自己無撞着的に解を求める作業を進めている。イオンの連続式中の輸送項としてはエアドラッグと両極性拡散を、大気波動の散逸効果としては、粘性、熱伝導およびイオンドラッグを取り入れている。前回の学会では、プラズマ拡散の効果が、とくにF層上部の応答にかなり寄与していることを示した¹⁾。今回は、中規模TIDに關係する代表的波動パラメータを選んで、局所的な立場からF層応答のパラメータ依存性を調べたので報告する。

筆者らの系では、イオン数密度の相対擾動量は次式で記述される。

$$\frac{n_i'}{n_{i0}} = \frac{(u' \cdot \mathbb{1}_b + u_i') [k_x' \cdot \mathbb{1}_b + i(k_z^2 - G - \frac{d}{n_{i0}} \frac{dn_{i0}}{dz})] \mathbb{1}_a \cdot \mathbb{1}_b}{\omega - k_x' u_{a0} - i[(k_x^2 - G - \frac{d}{n_{i0}} \frac{dn_{i0}}{dz}) u_{a0} - \frac{d^2 n_{i0}}{dz^2}] \mathbb{1}_x \cdot \mathbb{1}_b} \quad (1)$$

ここで、 n_i はイオン数密度、 u は中性大気の流れベクトル、 u_a ($u_a = |u_a|$)はプラズマ拡散速度(向きは地球磁場に平行とする)、 ω は着目角周波数、 k_x' は波数ベクトルの実部、 k_z^2 は垂直方向の減衰定数、 G は中性大気密度等の高さ勾配に由来する垂直方向の振幅増加を補正する項、 $\mathbb{1}_b$ 、 $\mathbb{1}_x$ は、それぞれ、地球磁場方向、垂直方向の単位ベクトルであり、ダッシュのつく項は擾動分を、添字0は非擾動項を表す。(1)式で、プラズマ拡散項を無視し、さらに無損失($k_z^2 = 0$)とすれば、Hooke²⁾の与えた電子密度に關する式とほぼ同じになる。また、分母が零になる場合($n_i'/n_{i0} \rightarrow$ 発散)は、Whitehead³⁾やBeer⁴⁾の提唱するspatial resonanceに相当する。注目すべき点は、 k_x' が地球磁場方向と垂直になる場合($k_x' \cdot \mathbb{1}_b = 0$)、 n_i'/n_{i0} の振幅が抑制される可能性があることである。

数値解析結果の一例として、図1(a)に、 n_i'/n_{i0} の波動周期依存性を、中性大気密度の擾動量 δ/δ_0 に対する相対量として示す(相対振幅比 $|n_i'/n_{i0}|/|\delta/\delta_0|$ 、および位相差 $\phi(n_i'/n_{i0}) - \phi(\delta/\delta_0)$)。この場合、 k_x' は周期が約21分のとき磁力線と直交し、 $|n_i'/n_{i0}|/|\delta/\delta_0|$ に谷が生じている。図1(b)は、対応する垂直波数 $k_z = k_x^2 + i k_z^2$ の変化を示している。この図から容易に分るように、周期約18分以下の波動はquasi-evanescentモード($|k_x^2| < |k_z^2|$)、それより長周期のものはinternalモードと考えられ、これらモードの種別に応じて、興味としている振幅比、位相差は、周期依存性を異にしている。結果として、ここで得られた応答スペクトルは、観測から求められているF層臨界周波数の小振幅変動のスペクトル(例えば、Setty et al.⁵⁾)と、定性的によく一致しているといえる。

関連する詳細な議論は、講演時に譲る。

$z = 250 \text{ km}, V_a = 300 \text{ m/s}, \theta = 180^\circ$, Upgoing Gravity Waves

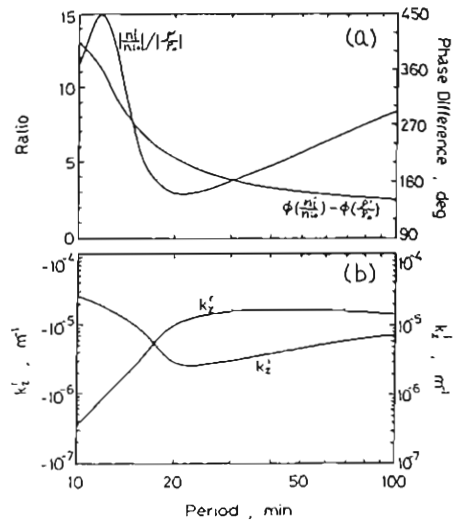


図 1

- 1) 柴田, 奥沢; 日本地球電気磁気学会第12回講演会予稿集, P.74, (1982).
- 2) Hooke, W.H.; J. Geophys. Res., 75, P.P. 5535, (1970).
- 3) Whitehead, J.D.; J. Geophys. Res., 76, P.P. 238, (1971).
- 4) Beer, T.; Planet. Space Sci., 21, P.P. 297, (1973).
- 5) Setty, C.S.G.K., A.B. Gupta, and O.P. Nagpal; J. Atmos. Terr. Phys., 35, P.P. 1351, (1973).

長沢親生, 阿保真, 糟谷 績

(都立大学工学部)

通常、HF ドップラー観測から得られる時間とともに変化するドップラースhiftのデータは、 0.1 Hz 以上にわたって連続的に変化する。しかし、これらのデータの中には、暗かり、ドップラースhiftが数時間にならって 0.1 Hz 以下の変動しかしないことや、ドップラースhiftが大きくなかって特定できないことがある。1982年の5月から10月までのHF ドップラーデータを整理することによって、これらの現象が電離層のスホラディック E の出現に密接に関連していることを確認することができた。

図1に示すように、拡散せずに 0.1 Hz 以下の変動しかしないものを、便宜上 N 型 (Narrow) とし、又完全に拡散するものを S 型 (Spread), 若干拡散するものを W 型 (Wide) と仮称する。その他にももちろん拡散せずに、 0.1 Hz 以上の連続的な変動をする通常型が、存在する。これらの N, S, W 型の合計の出現率を図2に示す。F_oE_s は我々の観測している J J Y の反射点から約 30 km 離れた国分寺の電波研究所のものを用いた。HF ドップラースhiftのタイプの区分けは、F_oE_s の観測間隔と同じ 15 分を単位とした。

結果は、図2に示すように、N W S 型は F_oE_s が J J Y のそれぞれの変動の周波数を越えたと、急激に出現率が上昇する。更に図3からわかるように、N 型は (F_oE_s - F_bE_s) が小さい時に、又 S 型は (F_oE_s - F_bE_s) が大きくなるにつれて出現率は、上昇する。

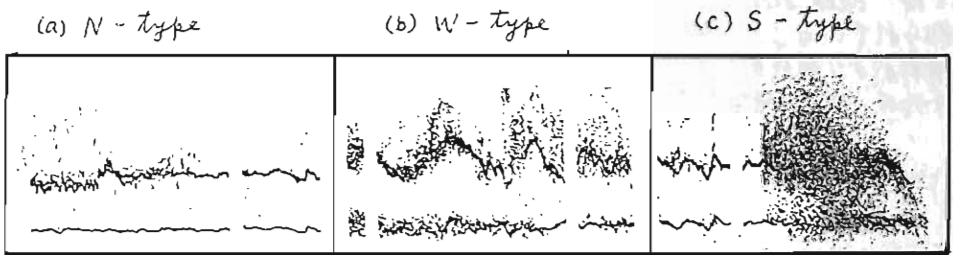


図1. スホラディック E の出現時の HF ドップラースhiftの典型的な例。
(上段は 8 MHz, 下段は 5 MHz)

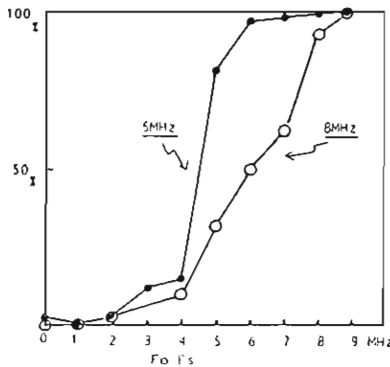


図2. F_oE_s の値に対する、N, W, S 型 HF ドップラースhiftの出現率。
(1982年6月)

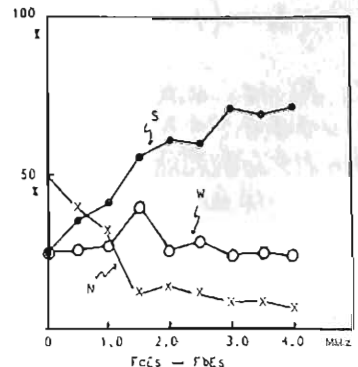


図3. F_oE_s と F_bE_s の差に対する S, W, N 型 shift 相互の出現率。(1982年6月)

Hot electron と Cold electron からなる混合 プラズマ中のホイスラー波伝播への温度異方性の影響

浜端 広克
(阪市大・理)

強磁場中の無衝突プラズマの運動を記述するのに有効な理論であるCGL理論は、Chew-Goldberger-Low (1956) に始まるが、有限ラーマー半径効果も含めたこの理論の拡張はそれ以来多くの人々によりなされてきた。周波数が ion cyclotron 周波数から、lower hybrid 周波数域にある場合は、CGL理論を適用することはできないが、ホイスラー波領域にある場合は、ion の運動を無視することができ、electron の運動のみを考ればよいから、CGL理論の適用が可能である。

以前の学会で、CGL理論とホイスラー波へ応用した結果、electron の温度異方性がホイスラー波伝播の沿磁力線性に重要な役割を果たすという結論が得られたことを報告したが、今回の報告では、理論を更に発展させた。即ち、前回の報告では、閉じたCGL方程式系を得るために0次の速度分布関数が bi-Maxwellian 分布関数により記述されると仮定してホイスラー波の分散関係式を得たのに対し、今回は、0次の heat flux が存在しないと仮定したのみで0次の速度分布関数に特別な形を仮定せずにホイスラー波の分散関係式を得、種々の平衡プラズマ状態に対して解析ができようとした。平衡プラズマ状態は、hot electron と cold electron からなり、electron の温度異方性と共に、cold electron の存在がホイスラー波伝播に如何なる影響を与えるかを解析した。磁気圏内では、cold electron と hot electron が混在しているということは、粒子観測から良く知られていることであるので、hot electron のみを仮定した前回の報告に比して今回の解析がより現実的なものであるといえる。

ホイスラー波の分散関係式は、以下のようになる。

$$\omega^2 = \frac{\Omega_0^2 C^4}{\omega_p^2} k^4 \cos^2 \theta [a_0 \sin^2 \theta + b_0 \cos^2 \theta],$$

ここで、

$$a_0 = 1 + \frac{1}{2} \beta_{\perp} + \beta_{\parallel} + \frac{1}{4} \beta_{\perp} (\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}) - \frac{R_1 - 5R_2 + \frac{1}{2}R_3}{\rho_0 (B_0^2 / 4\pi)^2},$$

$$b_0 = \left(1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2}\right)^2 \geq 0,$$

R_1, R_2, R_3 は、4次の速度モーメントであり、平衡分布関数を用いれば、 $\rho_0, \beta_{\perp}, \beta_{\parallel}$ の関数として表示できる。

得られた分散関係式を hot electron の分布関数が bi-Maxwellian と bi-Lorentzian で表わされる場合について解析した結果、次のような結論が得られた。

- (1) electron の温度異方性は、ホイスラー波が磁力線に沿って伝播する傾向を強める。
- (2) cold electron が存在することにより、更にこの傾向が強められ、温度異方性がそれ程強くなくても、沿磁力線性が良くなる。
- (3) ある条件下では、さらに磁力線に沿って伝播することが可能となる。ここでは、cold electron の存在が本質的である。
- (4) hot electron の平衡分布が bi-Lorentzian で表わされる方がホイスラー波伝播の沿磁力線性が良い。

ISIS-1の結果を用いたAKRのRay Trace

大家 寛, 飯島 雅英, 三宅 亘 (東北大理)

(序) James, H.G. (1980)は, ISIS-1のデータに基づいて, 伝播モードをR-X modeと仮定した上でRay Traceを行ないSourceを求めている。しかし, そのRay Pathは, Sourceと考えられる領域を大きくはずれ(図1), 一の問題を提起した。

我々はここで, 波動の伝播モードをL-O modeと仮定し, 同じデータを用いてRay Traceを行ない, その結果に基づいてConversion theoryの適用を, Directな電磁波発生 theoryについてもその可能性を比較検討しつつ試みた。

(結果) L-O modeを仮定した場合, 受信されたAKRは, そのSourceから最初に出たZ modeがpolar cap, cavity wall, 及びcavity中の密度が濃厚なenhancement領域(図2)によ, てL-O modeにconversionしたものと考えると無理なく説明することが可能である。一方, R-X modeを仮定した場合, この電波のRay Path上にはDirectなtheoryが成立するような粒子と波動の間の共鳴条件を満たす点が存在せず, この点からR-X modeは否定される。

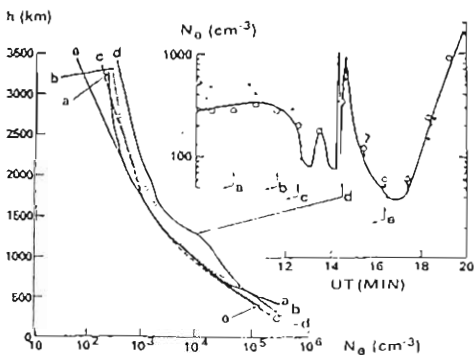
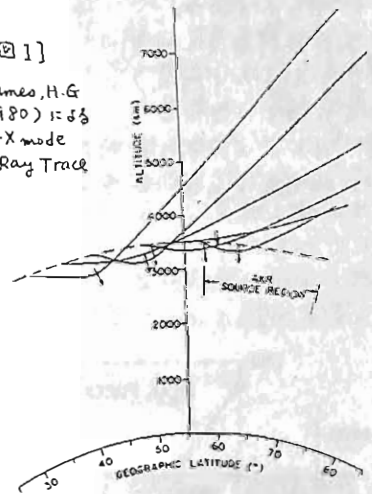
(まとめ) ISIS-1で受信されたAKRはR-X modeで伝播しているのではなく, むしろL-O modeを示し, Z modeとして発生してからmode conversionしたものと考えられる。このZ modeからL-O modeに変換するいわゆるconversion point ($\omega = \omega_p$)を与えるためには, irregularityを伴ったsource region enhancementが重要な役割を果たしている可能性が大きい。

(参考文献)

Benson, R.F. and W. Carvert
 Geophys. Res. Lett. 6, 479, 1979
 James, H. G.
 J. Geophys. Res. 3367, 1980

[図1]

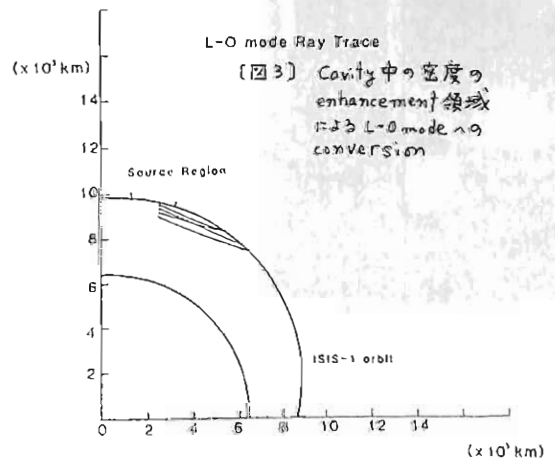
James, H.G. (1980)によるR-X modeのRay Trace



[図2] Benson, R.F., and W. Carvert (1979) による発見されたCavity中の密度のenhancement

L-O mode Ray Trace

[図3] Cavity中の密度のenhancement領域によるL-O modeへのconversion



AKRのダイナミクスとPlasma Cavity

— EXOS-Bの観測結果に対する考察

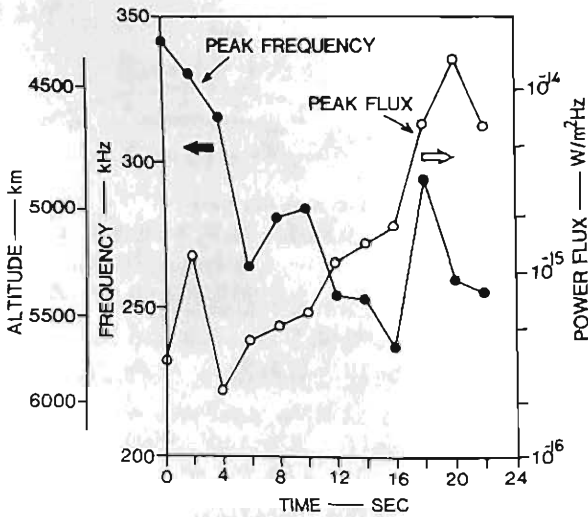
森岡 昭, 大家 寛
東北大・理

オーロラキロメートルアップ放射(AKR)は、その放射のactivityが増すとともに放射高度が上昇することが、これまでのEXOS-B衛星による観測から明らかにされてきた。このAKRの放射域の動特性はオーロラ粒子の磁気線加速機構と密接に関連しており、重要な情報をもたらす。

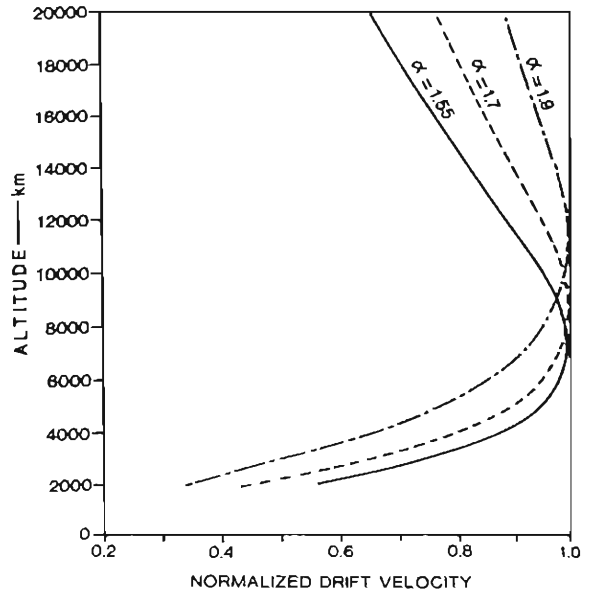
第1図にはAKRの放射のピーフラックスと、そのピーフ周波数から求めた放射高度の時間変化を示すが、ピーフフラックスが増大するとともに放射高度が上昇していることが明らかである。この様なピーフフラックスと放射高度の相関は、更に長いタイムスケール(～1時間)においても常に保たれているということは、オーロラ粒子の加速・AKRの放射の動特性を支配する要因には磁場配置あるいは電子密度分布とリフ

ト高度依存性をもつ back-ground の場が影響していることを示唆している。

今、粒子加速は磁気線電流($j = neV_0$)のもつドリフト速度 V_0 が臨界値を越したときに生じる不安定に起因していると考えるとき、 V_0 の高度分布が粒子加速およびAKRの放射高度と対応づけられることになる。第2図にはダイポール磁場と電子密度分布 $n = N_0 n^*$ を仮定したときの V_0 の高度分布の計算例を示すが、 α の増大が生じるときはむしろ上部電離層の電子密度が小さくなる程 V_0 の最大値高度は高くなり、臨界値をこす高度はむしろ小さくなる。この結果は、粒子加速にともなって plasma cavity の発達が生じ、加速域の上昇と高度範囲の広がりをもち、上述したAKRのダイナミクスに反映しているという説明が可能になる。



第1図



第2図

極域高周波プラズマ波動の発生機構

——沿磁力線電子密度上昇領域におけるモード変換——

宮岡 宏

(国立極地研究所)

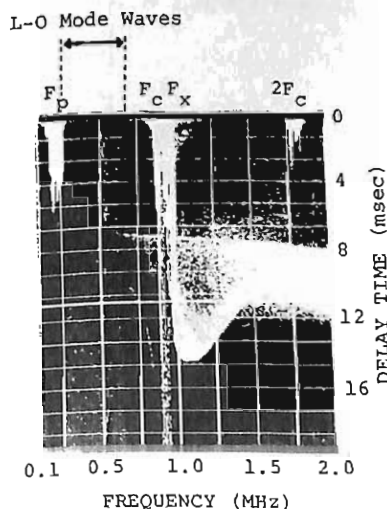
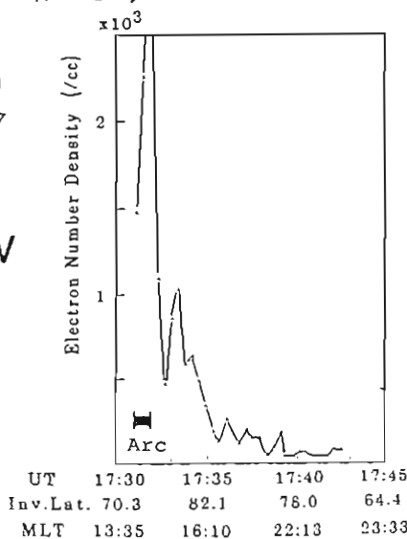
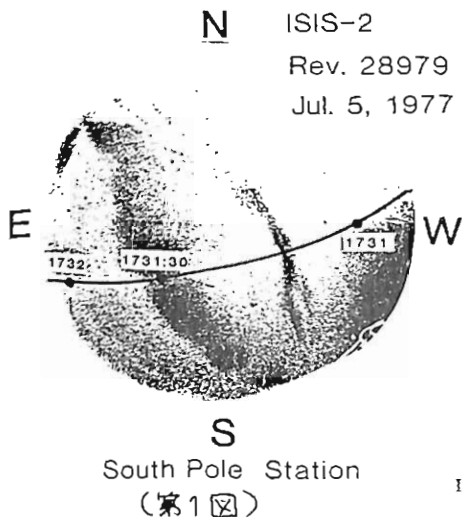
極域の上部電離圏領域において、オーロラリス・ソーサー等VLF波動現象と共に100kHz~1MHzの周波数領域に存在する高周波プラズマ波動がISIS衛星により観測されている。これまでの解析から、この高周波プラズマ波動には次の3種類のモードが存在することが明らかとなっている。

- ① Whistler モード波 : $f \leq \min(f_p, f_c)$
(オーロラリス)
- ② Zモード波 : $f_{L0} \leq f \leq f_{UHR}$
- ③ L-Oモード波 : $f \geq f_p$

これらの高周波プラズマ波動は、基本的には全オオーロラ降下電子によりビーム型波動粒子相互作用の結果励起されたものと考えられるが、このうちOモード波についてはオーロラ粒子による直接的な励起は難しいため、ビーム型不安定によって励起されたZモード波あるいはWhistlerモード波からモード変換のプロセスを経由して発生しているものと考えられる。

今回、昭和基地ならびにSouth Pole基地(米国)における全天カメラによるオーロラ

写真データを用いたISIS衛星がオーロラアーク近傍を通過したパスの波動スペクトルならびに電子密度分布について解析を行った。その結果、(i)一般にオーロラアークの上空(高度1400~3000km)でアークに対応した顕著な沿磁力線電子密度上昇がみられること、(ii)その周辺でプラズマ周波数を下限とするOモード波が頻りに観測されること、が明らかとなった。第1図は、South Pole基地上空を通過した例があるが、磁力線に沿って高度100kmまでトレスした衛星のfoot pointがアークの中に入る17^h31^m30^sUTを中心に17:31から17:32^{UT}にかけて顕著な電子密度上昇がみられ(第2図)、サウンダーイオグラムでは、Oモード波が観測されている(第3図参照)。線形モード変換は、電子密度勾配∇Neが大きい程有効なため、このオーロラアークに対応した沿磁力線電子密度上昇領域では非常に効果的にモード変換が行われていることが予想される。この点について観測結果と併せて、変換効率に関して行った定量的検討結果について報告する。



VLFソーサー等の源

渡辺 成昭, 恩藤 忠典, 中村 義勝, 村上 利光
電波研究所

極域におけるVLFソーサーは極めて特異な発動現象として興味がある。その発生源及びAttenuation Bandのメカニズムを考察すると、複雑な極域の波動粒子相互作用、及び粒立子の動きが推察される。

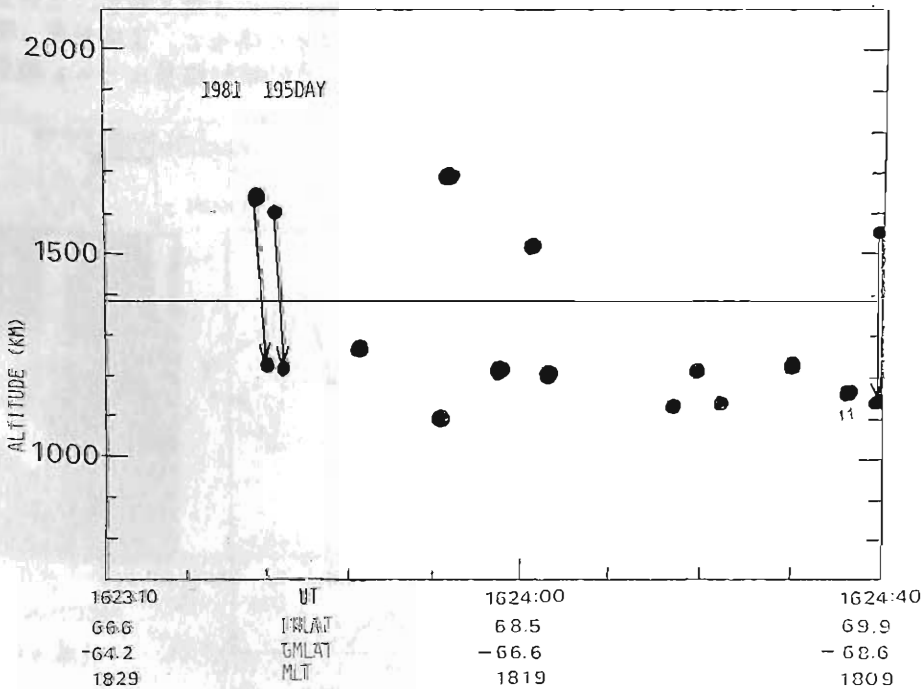
渡辺他(1979)はソーサーのAttenuation Bandを調べ、イオン(70プロトン)のツイイロ周波数とAttenuation Bandの中から伝搬距離、つまり発生源を求めた。そして、従来VLFソーサーはとより上へ伝搬するソーサーが交っている事を示した。Horita and James(1982)が同様の手法で、祝山の上から下へ伝搬するVLFソーサーが交っている事を示した。さらに極めて興味ある粒子、発生源の様子を垣間見せてくれた。

尚、このAttenuation Bandは吸収ではなく、ESCHのエミッションであると云う魅力的考えもある。が、ソーサーのdynamic spectraのV型の連続性と、スペクトルの各はバックのノイズレベルまで落ちている事から、吸収帯である可能性が強く、我々は、吸収帯の仮定をとる。

下図は1981年7月14日、ISIS-2号が昭和基地付近を飛んでいる時、受信したVLFソーサーの、吸収帯から推測した図である。意外に下方伝搬のソーサーが多いのに注目される。もちろん、上方伝搬が圧倒的多数である。↓印は源の動きである。

* Horita R.E. and James H.G., JGR 9147 (1982)

* Watanabe S., Ondoh T., Nakamura Y. and Murakami T., Antarct. Rec., 159 (1979)



IGRF 磁場を考慮した磁気圏中の VLF 電波の 3次元 Ray Tracing

木村 繁根, 津田 雅彦, 山内 一詩, 松尾 敏郎
(京都大学 工学部)

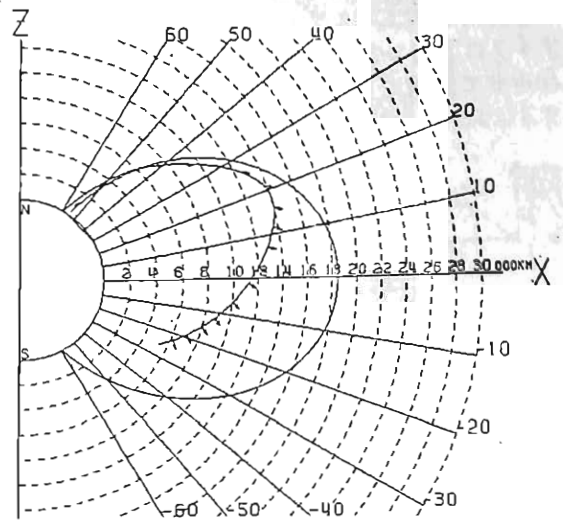
磁気圏プラズマ中の VLF 電波の Ray tracing において、地球の磁場がダイポールから与れている効果を IGRF モデルで近似する場合について前回 (79年11月秋田) 報告した。しかしこの場合には電子密度分布は一球核散平衡モデル (基準高度における電子密度の緯度、経度依存性のないもの) に限られていた。この理由は、電子密度に核散平衡 (DE) モデルや無衝突 (CL) モデルを使用する場合、これらは夫々磁力線に沿った密度分布として定義されておき、例えばプラズマボースの位置も特定の L 値をばらち磁力線の位置で指定されるからである。すなわち ray tracing 中の各点の電子密度を知るには、その点を通る磁力線の根元の位置を知り、その位置の緯度により例えば DE モデルの密度の定数のみを、従って ray tracing 中の密度が定まる。それ故 ray tracing の 1 ステップ毎にその点を通る磁力線を trace しなければならない。これはダイポール磁場モデルでは解析的に定まるから問題にならないが、IGRF を含む一般磁場モデルでは大変計算量に達する。我々はこの問題を解決するために次のような工夫を行った。

例えば DE モデルと CL モデルを組合せて Aikyo-Ondoh モデルでは電子密度を知りに、夫を通る磁力線の L 値 (これはその磁力線の最遠点の地心距離を地球半径で割ったもので定義する)、根元の緯度、経度、無衝突領域底部 (地上 3000 km) の磁場強度 B_0 を知る必要がある。基準高度の電子密度は地磁気緯度、経度の関数として与える。

そこで地磁気緯度、経度で等間隔に北半球地表から出る磁力線を IGRF モデルで trace し、例えば B_0 の地磁気緯度面と交わる点をターポイントとし、そのターポイントに前述の L、 B_0 根元の地磁気緯度、経度等を与える。ray tracing では計算途中の各ステップ中の密度を求めるに際し、その点を通る磁力線の必要ターポイント、その点の近くのターポイントのそれから線形補間することにより求める方法をとる。この方法によると、DE または CL モデルそのものは解析式を用いているため、地心距離依存及びこれらの微係数は解析的に求め、根元の電子密度の定数値と緯度、経度依存の比較的小さいものを補間で求めるため、ray tracing 全体に及ぼす誤差は小さく出来る。

計算機の所要時間はダイポール磁場の場合に比べ緯度依存性のない単純な DE モデルで IGRF 磁場の場合に 2.7 倍程度となり、更に一般的な Aikyo-Ondoh モデルを使用して且つ IGRF 磁場の場合は 3.8 倍程度となる。すなわち ray tracing の各ステップ中の密度算出にターポイントからの補間を可能にするために 1.4 倍計算にかかっている。

右図はプラズマボースの位置を $L=3.9$ における時の ray path の計算例を示す。周波数は 22.3 kHz とある。



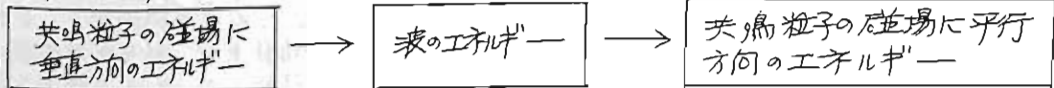
コヒーレント・ホイッスラーモードからのプラズマ振動バーストの発生機構

南 部 充 宏, S. Bujarbarua, S. N. Sarma
 (九大教養) (Gauhati)

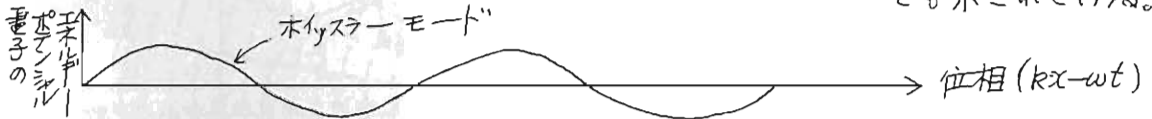
1. 序 近年, 低周波モードからの高周波モード励起の理論が示され (異常制動輻射不安定性), space plasma 中の多くの波動現象への応用が期待されている。下図は現在迄に調べられた場合について示した。今回は case d) の場合の理論が調べられた。

理 論	観 測
a) イオン音波 → 電磁波 M. Nambu and P. H. Shukla (Phys. Rev. A <u>20</u> , 2498 (1979))	Finken et al., Physica B/c <u>135</u> ('82)
b) イオン音波 → ホイッスラー (J. Plasma Phys. <u>23</u> , 483 ('80))	Cosoniti et al, J. G. R. <u>37</u> , 6029 ('82)
c) イオン音波 → プラズマ振動 (Phys. Rev. <u>23A</u> , 3272 ('81))	H. Fujiyama et al, (to be published)
d) ホイッスラー → プラズマ振動 etc.	Reinleitner et al, Nature <u>285</u> , 46 ('82)

2. 計算 通常のホイッスラーモードの linear instab. の場合のエネルギーの流れは



である。それに対して新しい不安定性はホイッスラー波のエネルギーそのものが“プラス”マ波に対してエネルギー源を与える。不安定性の原因としてはホイッスラー波とのサイクロトロン共鳴, ランダウ共鳴の2種類が考えられるが、ここでは前者に焦点を合わせて解析した。詳細の結果は講義で示されるが、理論からの結論の一つとしてホイッスラーの特定の位相で高周波プラズマ波の輻射が期待される。これは観測でも示されている。



I S E E 衛星で観測されたフック・インデュウスト静電波バースト
の計算機シミュレーション

京都大学超高频電波研究センター
松本 紘、大橋正良
京都大学電気第二教室
大村善治

Observations from the ISEE satellite have recently revealed interesting electrostatic bursts which are apparently hook-induced emissions stimulated by the combined action of a coherent whistler-mode wave and a simultaneously observed electron beam with an energy range of the order of 1 keV [Reinleitner et al., 1982]. In order to seek a plausible generation mechanism and interpret this nonlinear phenomenon, a computer simulation study was carried out. The code 2-1/2D Electromagnetic Particle Code (EM2 code) following nonlinear motions of more than a half million particles in the 128 x 128 grid space under the self-consistent fields. The results show an interesting two-beam jetting due to a trapping and subsequent detrapping process, yielding a strong electrostatic emission with k vector parallel to the external magnetic field. The nonlinear evolutions of the wave spectra and of particle distribution functions and their phase-space behavior are discussed in connection with the observed ES bursts.

References

L. A. Reinleitner, D. A. Gurnett and T. E. Eastman, Electrostatic bursts generated by electrons in Landau resonance with whistler mode chorus, *J. Geophys. Res.*, in print, 1983.
L. A. Reinleitner, D. A. Gurnett and D. A. Gallagher, Chorus related electrostatic bursts in the Earth's outer magnetosphere, *Nature* 295, 46, 1982.
H. Matsumoto and Y. Omura, Electromagnetic Particle Simulation and its Application to Space Plasmas, *Computer Simulations of Space Plasmas ---Selected Lectures at First ISSS---*, ed. by H. Matsumoto and T. Sato, D. Reidel/Terra Pub., 1983.

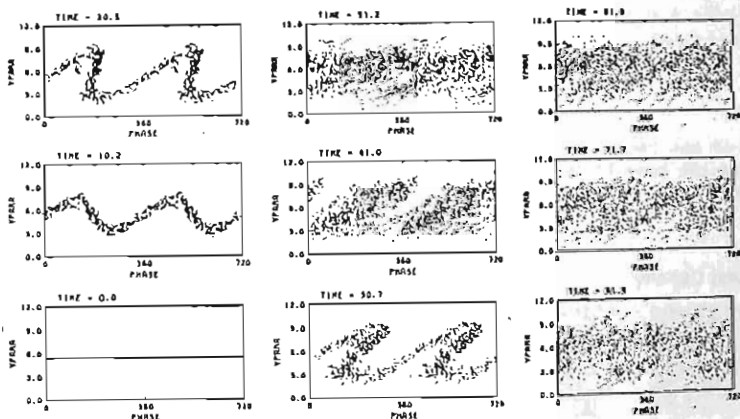


Figure Phase diagram showing two beam jetting due to detrapping

SEPAC 電子ビーム放出実験における波動-粒子相互作用の計算機シミュレーション

京都大学電気第二教室
大村善治

京都大学超高層電波研究センター
松本 紘

Computer simulations are performed to investigate beam plasma physics in SEPAC [Obayashi, 1981], which plans to carry out active and interactive experiments in the Earth's upper atmosphere and magnetosphere using a high power electron gun on board the Space Shuttle. Using a two-dimensional electromagnetic particle simulation code (EM2) developed at Kyoto [Matsumoto and Omura, 1983], we study the following two problems. One is the divergence and propagation of the electron beam through the ambient magneto-active plasma, and the other is the plasma wave excitation by the electron beam.

Firstly, we apply the EM2 code to a one-dimensional model where the x-axis is taken perpendicular to the static magnetic field. We find a strong excitation of a slow extraordinary wave (Z mode) around the electron beam and a propagation of a pulse-like ordinary wave which is excited as an impulse response to the onset of the beam injection.

Secondly, we apply the EM2 code to a two-dimensional model where the x-y plane is taken in a transverse plane to the static magnetic field (z-axis). Detailed behavior of the beam as well as the background cold plasma is studied. The electron beam having a cylindrical shape is locally injected in the x-y plane with a drift velocity V_z . The electron beam initially expands in the x-y plane owing to an electrostatic field produced by the excess electron charge of the beam, and subsequently oscillates with a frequency of the slow extraordinary wave (Z mode) which are excited around the beam.

References

Obayashi, T., Science Problems of SEPAC/SPACELAB-1 MISSION, Solar Terrestrial Environmental Research in Japan, vol. 6, 1982.
Matsumoto, H., and Y. Omura, Electromagnetic Particle Simulation and its Application to Space Plasmas, Computer Simulations of Space Plasmas ----Selected Lectures at First ISS----, ed. by H. Matsumoto and T. Sato, D. Reidel/Terra Pub., 1983.

Fig. 1 Excitation of extraordinary electromagnetic waves by the electron beam.

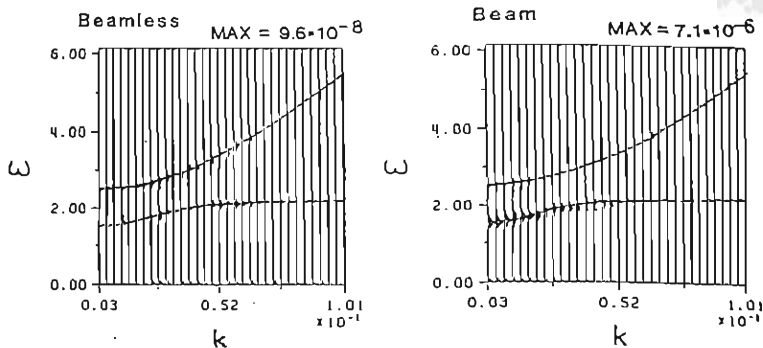
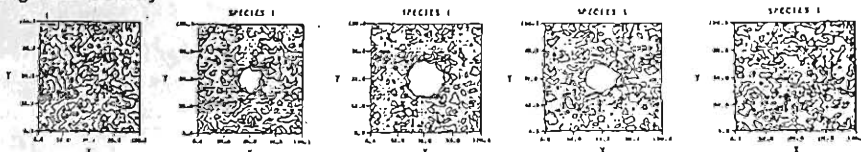
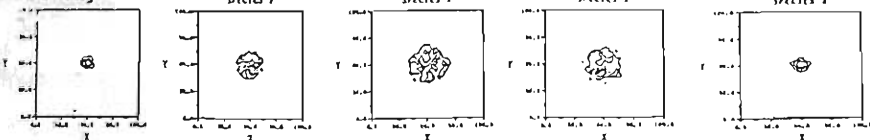


Fig. 2 Behavior of the background plasma and the beam in the x-y plane.

Background Density



Beam Density



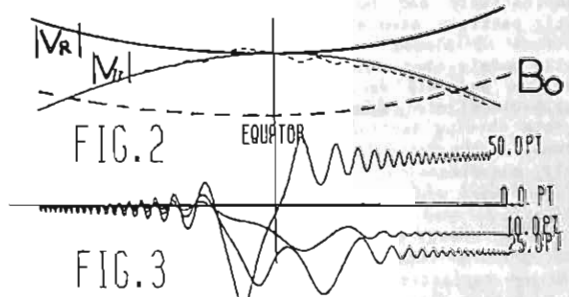
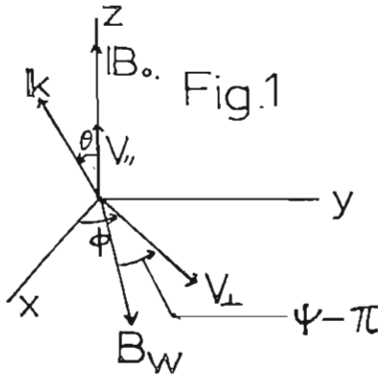
VLF波と電子のサイクロトロン共鳴によるpitch angle 変化

中村 正人、池田 浩一郎

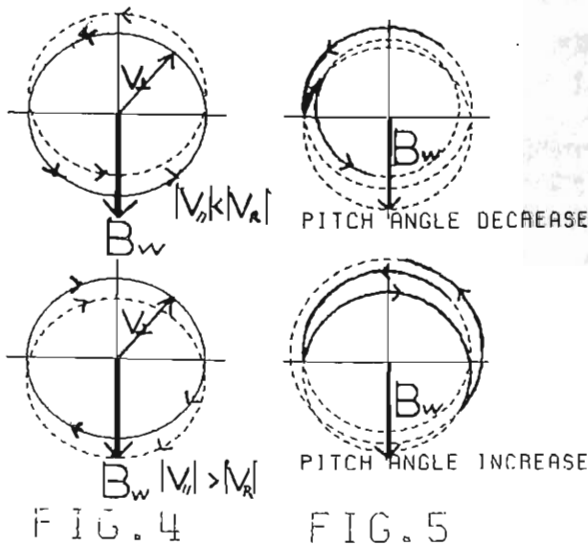
宇宙科学研究所

CoherentなVLF波と電子のサイクロトロン共鳴により電子のpitch angle が変化すること、それに伴ない電子降下がある事、さらに波の強さと電子降下の量が比例しない事を計算機シミュレーションの結果として前回発表した。今回はpitch angle の変化に絞って話をする。

計算に用いた座標系、及び磁場モデルをFig. 1, 2 に示す。地球磁場 B_0 は赤道中心の放射線モデルとし、共鳴条件 $\omega - kv_{\parallel} - \Omega_e = 0$ を満たす v_{\parallel} を v_R とする。図中の v_{\parallel} は、実線が波が無いとき、破線が波のあるときである。今回は簡便の為、pitch angleがloss cone 上にあり、波が無い時に赤道で $v_{\parallel} = v_R$ となる電子に話を限る。幾つかの波の強さについて、test particleのpitch angleの変化の例をFig. 3に示す。波が強くなるに従い、一度pitch angle が減り、また増えてゆく事がわかる。



今、 $v_{\parallel} \sim v_R$ の状況を考える。波に乗った系から見ると、粒子の磁力線に直交する速度成分 v_{\perp} は波の磁場方向を基準として時間と共に回転するが、その向きは、平行な成分 v_{\parallel} と v_R の差の正負によって時計回りになったり、反時計回りになったりする。(Fig. 4 実線) ここで粒子が波から受ける効果を入れると、この円は破線のように中心がずれ、さらにこの2つの場合で逆にずれる。ずれの量は、波の強さに比例し、 $|v_{\parallel} - v_R|$ に反比例する。粒子が波とのinteraction region にはいり赤道に近づく、波の影響により $|v_{\parallel}| > |v_R|$ になり、 v_{\perp} の回転の軌跡は反時計回りの円から、中心の異なる時計回りの円に移る。さらに進んで赤道から離れると、相互作用が弱まり再び反時計回りの円に移る。(Fig. 5) v_{\perp} の回転方向が時計回りである時間の大小で、飛び移る円が異なり、それに伴ないpitch angleが増加、または減少することが分かる。この時間を支配するのは地球磁場のinhomogeneityの強さであるが、それについては講演で述べる。



ブラジリアン・アノーマリにおける電離層異常加熱に果す波動-粒子相互作用
の計算機シミュレーション

京都大学電気第二教室

大村善治

京都大学超高層電波研究センター

松本 敏、寺田紀子*

*神戸大学理学部

Plasma heatings associated with high energy particle precipitations were observed by KYOKKO satellite (EXOS-A) when it passed through the South Atlantic Anomaly (Brazilian Anomaly) [Oyama et al., 1982]. Computer simulations are performed to confirm the possible plasma heating by high energy particles qualitatively and to study the wave-particle interactions involved in it. Using the electromagnetic particle simulation code developed at Kyoto [Matsumoto and Omura, 1983], we first study excitations of plasma waves in the presence of high energy electrons with two-dimensional electromagnetic models where electromagnetic waves as well as electrostatic waves with various wave normal angles are possibly excited. Electrostatic plasma oscillations along the geomagnetic field (Lagmuir Oscillations) are found to be the dominant waves to be excited, which is consistent with the observation data showing excitations of waves near the local plasma frequency (1-3 MHz) in accordance with an increase of the particle flux.

Secondly, one-dimensional electromagnetic simulations are performed with two different models, i.e., a periodic model and a recycle model [Terada, 1983]. In the periodic model the simple periodic boundary condition is used and the total energy in the system is conserved. Although the Lagmuir wave is excited by the high energy electrons, sufficient plasma heatings which correspond to the observations are not found in the periodic models. On the other hand, the recycle model allows energy inputs into the system through replacement of several randomly selected hot electrons in the system with fresh new electrons at each time step. Although the same periodic boundary condition is used as in the periodic model, the recycle model is a quasi-open system which corresponds to the situation where high energy particles pass through the interaction region giving energy to the local plasma via excitation of the local Lagmuir oscillations. In the recycle model strong wave excitations and subsequent nonlinear dampings of the wave are found to take place as well as efficient plasma heatings which correspond to the satellite observations.

References

Oyama, K., T. Mukai and KYOKKO Team, private communication, 1982.
 Matsumoto, H., and Y. Omura, Electromagnetic Particle Simulation and its Application to Space Plasmas, Computer Simulations of Space Plasmas ---Selected Lectures at First ISSS---, ed. by H. Matsumoto and T. Sato, D. Reidel/Terra Pub., 1983.
 Terada, N. Computer Simulation Study of Plasma Heatings observed at Brazilian Anomaly, graduation thesis, Kobe University/Kyoto University, 1983.

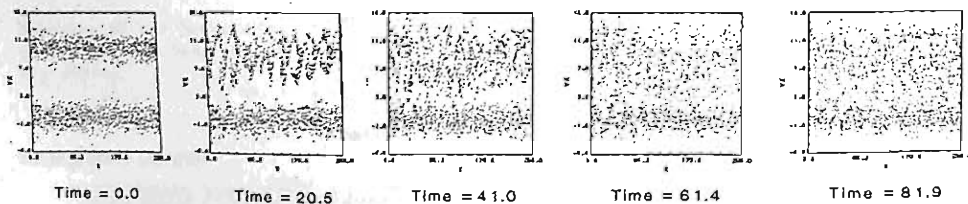


Figure 1 Phase diagrams in $X-V_x$ plane of the periodic model.

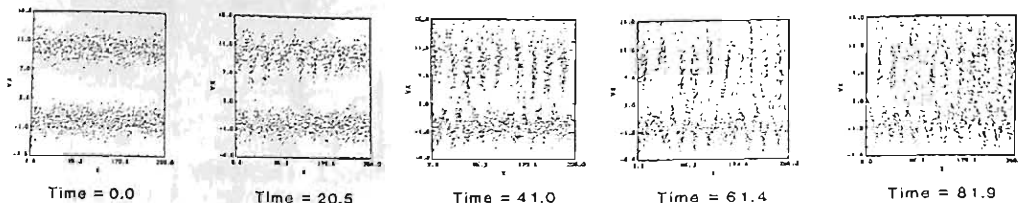


Figure 2 Phase diagrams in $X-V_x$ plane of the recycle model.

狭帯域 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 静電波の爆発的不安定

(1) 物理機構と赤道域捕獲電子の役割

谷口 治 幸 (東大・理)

我々は Kennel et al (1970)^a により初めて報告された (1) 大振幅・(2) 狭帯域の $(n+1/2)\omega_{ce}$ 静電波に注目してきた。この波を線型理論で不安定化しようとするには、かなり無理がある。事実、観測される分布をもとにした線型成長率の計算では、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 帯で不安定でありながらも帯域中は広い。(1)(2)の特徴は、非線型過程の重要性を強く示唆する。更に本質的に重要な事として、(3)現象が赤道域に閉じ込められている、(4) $(n+1/2)\omega_{ce}$ 問題は(現在の所)電子modeに限られ、ion modeの現象がない、という点が指摘できる。

非線型理論の鍵は、cyclotron 分数調波共鳴 $\omega - k_z v_{||} = (n+1/2)\omega_{ce}$ である。試験粒子問題として解析的・数値的に解かれたこの非線型共鳴が、Vlasov plasmaの弱い乱れにおいてどのように現われるか調べた。その結果、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 波の非線型機構と分布関数として、次のような結果を得た:

- I. 非線型 Landau-Cyclotron 相互作用行列は、誘導2波放出過程を示す対称部と、誘導散乱過程を示す反対称部に、一意に分解できる。それ故、一般には、線型の誘導放出・吸収と非線型の誘導2波放出・吸収・散乱の構造を持つ plasmon kinetics を考える必要がある——特に静電 modes。
- II. 散逸源は非線型共鳴粒子である。散逸過程は (i) 線型共鳴粒子の担う $O(E^3)$ の非線型分極波による直接型、(ii) 非共鳴粒子の担う $O(E^2)$ の非線型分極波 = 遮蔽雲による間接型、により構成される。(この事は散乱過程の理解として既に知られているが、有名な Porkolab & Chang (1972)^b の2次元行列要素は、この物理機構を反映していない。))
- III. plasmon系の安定判別条件(H的定理)を求め、これにより不動点・周期解の非線型安定性が調べられる。

- IV. 2波放出過程の行列要素の“対角項”(“自己相互作用”=同一の ω, k を持つという意味で)のうち、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 帯の爆発的不安定を扱う。——誘導定数 $\in (\omega, k_{||}, k_{\perp})$ が軸対称でも、2波放出過程では(勿論散乱過程でも)関与する2波の磁場垂直方向の角分布も問題となり、行列要素は3次元 k vectorとして求められた。—— $0 \approx |v_{||}| \ll v_{||}$ の population が大量にあれば、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ で非線型成長率は最大となり得る。一様媒質中では、そのような粒子群は線型非共鳴であり、その自由 energy は非線型共鳴を通じてのみ解放される。
- V. 観測的には、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 波に関連する分布は、一般に (i) loss cone 異方性、(ii) 温度異方性 ($T_{\perp} > T_{||}$)、(iii) pancake 分布、の混合したものである (Wrenn et al, 1979^c; Gough et al, 1979^d; Kurth et al, 1979^e; Olsen, 1981^f)。このうち、(i)(iii)は爆発的不安定の誘導過程としての種としての線型不安定波の energy 源となる。(ii)(iii)の非線型共鳴(線型非共鳴)粒子群 = 赤道域捕獲電子が $(n+1/2)\omega_{ce}$ 爆発的不安定の energy 源となる。

このような理論により、 $(n+1/2)\omega_{ce}$ 波の誘導 (1)(2)(3) が矛盾なく説明できよう。特徴 (4) も非線型の物理機構 II によることを期待したい。散乱過程では、電子波の散乱は主に ion が担う(電子では直接型と間接型の再過程が相殺する傾向が強い)。自己相互作用2波放出過程の場合、この点の意味をいなければならぬ。

a. Kennel et al J.G.R., 15, 6136 (1970)
 b. Porkolab & Chang phys. Fluids, 15, 283 (1972)
 c. Wrenn et al Nature, 279, 512 (1979)
 d. Gough et al Nature, 279, 515 (1979)
 e. Kurth et al J.G.R., 84, 4145 (1979)
 f. Olsen J.G.R., 86, 235 (1981)

波動励起とその非線形な相互作用

宮武貞夫, 江部 稔^(*), 九尾孝夫
(電通大, ^(*)住友電工)

「じきけん」によるプラズマ波動観測 (NPW-A/S) は、衛星に搭載されたスペクトラムアナライザによる解析結果を直接アナログ信号として地上に伝送している。このため大型計算機を用いたデータ処理には繁雑な前処理を必要とし多量のデータを扱うには適さない。そこで我々はマイクロコンピュータを導入したアナログデータ処理装置を開発し、周波数、振幅の校正を含めたデータ処理をこの装置により開始した。ここでは衛星から放射される電子ビームにより励起されるプラズマ波動の周波数スペクトルの解析から得られた非線形な波動相互作用について述べると共に、「じきけん」は、1982年1月以降波動観測用アンテナに異常が発生していると考えられるにもかかわらず、現在もプラズマポーズ近傍の磁気圏プラズマサウンダーとして有用であることを述べる。

電子ビームによる波動の励起

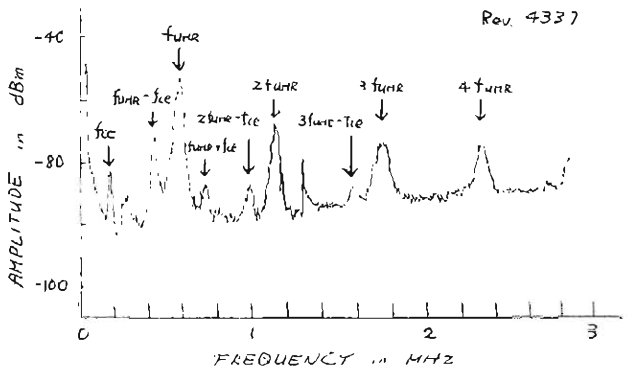
「じきけん」の電子ビーム放出装置 (CBE) とプラズマ波動観測装置 (NPW) による実験で電子ビームが磁気圏プラズマ内に励起する波動は Kawashima⁽¹⁾ によって分類されている。(Type A, B, D, E) これらはアンテナの異常発生以前の観測に基づくものだが、異常発生後 (1982年7月) もすべての Type の波動がほぼ同じ強度で観測されている。このことは「じきけん」のアンテナがダイポールとして動作せずモノポールとして機能している、電子ビームにより励起される波動の波長が比較的短いことを示唆している。又、1982年7月の観測から、

- (1) Kawashima 5 の Type B はさらに f_{ce} にほぼ等しい波と、 $\frac{1}{2}f_{ce}$ あるいは $\frac{3}{2}f_{ce}$ の近傍の周波数をもつものに分類することができる。
- (2) Type D, E のうち $(n+\frac{1}{2})f_0$ ($f_0=16\text{kHz}$) の波動はプラズマポーズのすぐ外側で短時間存在する。又プラズマポーズの内側で観測される波動は奇数次の高調波である。
- (3) プラズマポーズの外側では、Kawashima 5 の分類にない高い周波数 (200kHz ~ 600kHz) の基本波とその高調波が観測され、基本波の周波数は電子ビームの電流電圧に依存することが見出されている。

励起された波動の非線形な相互作用

Kawashima の分類による Type A は f_{UHR} に等しい基本波とそれらの高調波から成り、Type B は f_{ce} 及び $\frac{1}{2}f_{ce}$, $\frac{3}{2}f_{ce}$ 近傍の周波数をもつ。Type D, E は電子銃ヒータ加熱用の AC 電源の周波数 f_0 の整数倍 nf_0 あるいは $(n+\frac{1}{2})f_0$ の周波数をもつ波である。今回の観測から L-value の小さな領域 ($1.9 \leq L \leq 2.5$) ではこれらの波動が互いに関連をもつことが明らかになった。

- (1) f_{UHR} 及びその高調波は $nf_{UHR} \pm f_{ce}$ あるいは $nf_{UHR} - f_{ce}$ のサイドバンドをもつ。
- (2) f_{ce} は $\frac{1}{2}f_{ce}$ の出現と共に消滅し、又 $\frac{1}{2}f_{ce}$ は f_{ce} の出現と共に消滅する。
- (3) $\frac{1}{2}f_{ce}$ の出現と共に f_{UHR} のサイドバンドは消滅し、 f_{UHR} 及び nf_{UHR} の波動の周波数が振動的に変化する。
- (4) $\frac{1}{2}f_{ce}$ の振幅と nf_0 の振幅は逆相関をもつて変動する。
- (5) $\frac{3}{2}f_{ce}$ は f_{ce} と同様の性質を示すが $f_{UHR} \pm \frac{3}{2}f_{ce}$ のサイドバンドについては不明確である。



(1) Kawashima et al., J. Geomag. Geoelectr., 33, 1981

L T S コードと E M 2 コードによる V L F トリガー・エミッション
の計算機シミュレーション

京都大学超高層電波研究センター

松本 紘

京都大学電気第二教室

大村善治

A simulation study of VLF triggered emissions has been carried out in order to investigate quantitative changes of the velocity distribution function of resonant electrons caused by a combined action of nonlinear phase-trapping and geomagnetic inhomogeneity. It is a counter-part of the analytic theory proposed by Roux and Pellat (1978). The result basically supports their theory which is based on a simplified assumption and gives detailed information of more complicated behavior of both trapped and untrapped particles. It is pointed out that the contribution by electrons which are trapped in the midst of the whistler wave train is as important as that by electrons trapped at the wave-front. It is further revealed that deformation of the velocity distribution function is caused not only by trapped electrons but also by untrapped electrons perturbed by a whistler triggering wave. An interpretation of the well-known pulse length dependence of rising or falling tone characteristics of triggered emissions is given by the simulation result.

There are three main categories in theories of VLF triggered emissions: (1) : Feedback oscillator theory which is based on the phase bunching current in a feedback oscillator system locating in the inhomogeneous geomagnetic field (e.g., Helliwell and Inan, 1982). This theory is not based on a concept of nonlinear phase trapping of resonant electrons by the triggering wave. (2) : Nonlinear resonant current theory based on the nonlinear phase trapping of resonant electrons in the inhomogeneous geomagnetic field (e.g., Nunn, 1974, 1983, Omura and Matsumoto, 1982). This theory does not require the phase detrapping of resonant electrons in its mechanism. (3) : Distribution deformation theory based on both the nonlinear phase trapping and subsequent phase detrapping of resonant electrons in the inhomogeneous geomagnetic field (e.g., Roux and Pellat, 1978; Melrose et al., 1983).

We here report a simulation study corresponding to the theory of the third category. Roux and Pellat (1978) found that a strong modification of the velocity distribution function of resonant electrons is created by a combined action of nonlinear phase trapping and inhomogeneity of the geomagnetic field due to the difference of phase space orbits between trapped and untrapped electrons. As a result of this orbital difference, either a beam or a hole is formed in the distribution function in the vicinity of the resonant velocity after the triggering wave releases these electrons at the tail end. In order to evaluate the resultant deformed distribution function at a detrapping point analytically, they had to make a simple assumption of Roux and Pellat.

In the talk, the following items are discussed:

- (1) Phase Trapping in the Midst of the Wave Train (Side Trapping)
- (2) Contribution of Untrapped Electrons Perturbed by the Triggering Wave to the Deformation of Distribution Function
- (3) Interpretation of Pulse Length Dependence of Triggered Emissions

References

- Helliwell, R. A., and U. S. Inan, VLF wave growth and discrete emission triggering in the magnetosphere: A feedback model, J. Geophys. Res., **87**, 3537-3550, 1982.
- Matsumoto, H., and Y. Omura, Cluster- and channel-effect phase bunchings by whistler waves in the nonuniform geomagnetic field, J. Geophys. Res., **86**, 779-791, 1981.
- Melrose, D. B., R. M. Winglee and I. H. Cairus, Amplification of triggered VLF emissions: Is it due to trapping or phase bunching?, paper presented at Chapman Conference on Waves in the Magnetosphere, 1983.
- Nunn, D., A self-consistent theory of triggered VLF emissions, Planet. Space Sci., **22**, 349-378, 1974.
- Nunn, D., The quasi-static theory of VLF emissions, Univ. of Southampton, 1983.

II-56 北極気球実験における X線, VLF放射同時観測

— 波動粒子相互作用と伝搬 —

山岸久雄, 小野高幸, 福西浩 (極地研), 山上隆正, 西村純 (宇宙科学研)
 小玉正弘 (山梨医大), 村上浩之, 平島洋 (立教大理)

国立極地研究所は、1982年3月19日、ホルクー、スタムスンにて、X線マイクロバーストとVLF放射の相互関係を調べるため、大気球実験を行った。放球時はオーロラサブストームの回復相にあたり、磁気圏昼側の粒子降下域の中で、気球は20 keV~100 keVの制動輻射 X線の観測を行い、その結果典型的なマイクロバースト、周期約20秒の X線脈動が観測された。それと同時に、スタムスンから150 km離れたアンドヤのVLF観測器は、X線と非常に良い相関をもつコーラス放射、VLF脈動(QP放射)を観測した。図1は、X線マイクロバーストとコーラス放射1.5kHz検査強度の比較例である。磁気圏内でのコーラス放射と、高エネルギー電子の相互作用はCounter Stream type

であり、相互作用後、両者は互いに反対半球へ到達する形となるが、同一半球で観測した場合でも、両者の間には良い相関が得られることがわかった。両者の相互相関を求めると X線が1秒余進む場合(図2上)と、双峰型(X線が1秒余進むが、3秒弱遅れるか)となる場合(図2下)とがある。コーラス放射、高エネルギー電子群は両半球間をしばしば往復運動する(往復運動が安定して続いたものがPeriodic Emissionである)と考え、図3のタイムチャートで、図2の時間遅れが、説明できると思われる。QP放射とX線脈動についても、同様に相互相関をとり、Time lagを求め、気球位置に関して図示したものが、図4である。L値とともに変化するTime lagは圧縮性MHD波が磁気赤道面を外から内へと伝搬し、次々とLocal Gyro周波数に関係した周波数のホイストモード波を成長させ、同時に、高エネルギー電子と、ピッチ角散乱により降り込ませる、というモデルで定性的に説明できそうである。予想される磁気圏のパラメータに基づき、このモデルの妥当性につき検討を加える。

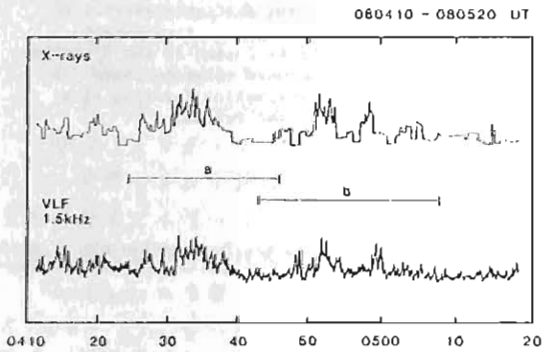


図1 X線マイクロバーストとコーラス放射検査強度の比較

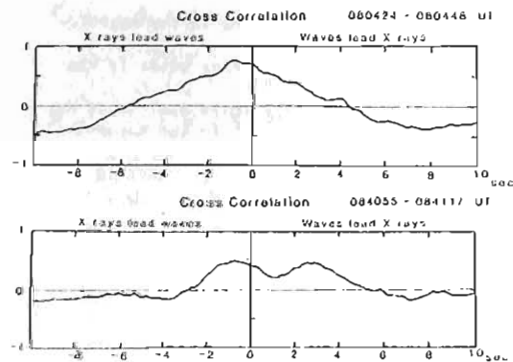


図2 X線マイクロバーストとコーラス検査強度変化の相互相関

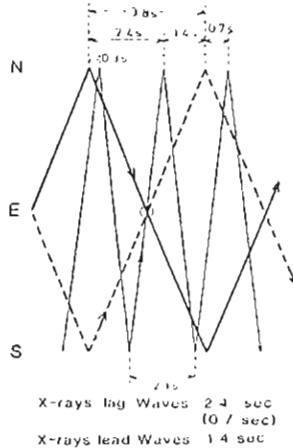
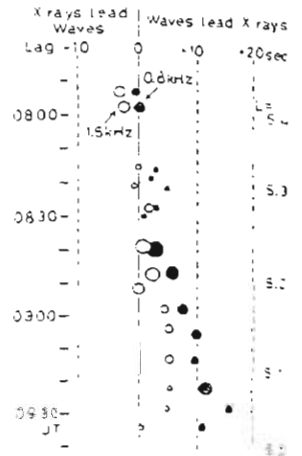


図3 両半球間を反射する波動(太実線,点線)と粒子(細線)のタイムチャート

図4 X線脈動とVLF脈動の時間差
 CROSS CORRELATION
 Andoya VLF/Balloon X-ray



極域電離層で観測されるELFヒスの高緯度限界

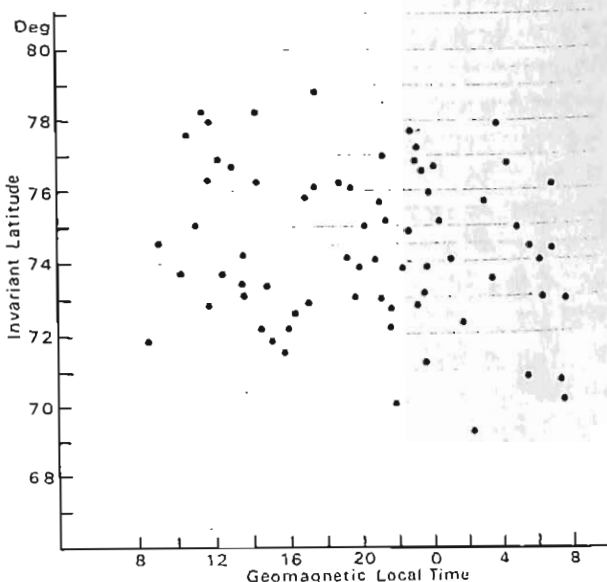
High Latitude Limit of Polar ELF Hiss Observed in Polar Ionosphere

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)

The ELF hiss is generally observed in the auroral zone and in the plasmasphere by ISIS satellites. The high-latitude limit of the polar ELF hiss occurs suddenly, and the polar ELF hiss completely vanishes beyond the high-latitude limit. In the polar cap region beyond this limit, ISIS satellites have often observed particular emissions similar to the Festoon type emission which is observed near the magnetosheath by high-altitude satellites. We have obtained statistically a scatter diagram between high-latitude limits of the polar ELF hisses and their occurrence geomagnetic-local-times as shown below, using the Radio and Space Data No.9, ISIS VLF data received at Syowa station, Antarctica, 1981, RRL. There is no significant relation between the high latitude limit of polar ELF hiss and geomagnetic activity. It can be said that the high-latitude limit of polar ELF hiss occurs roughly at invariant latitudes between 72° and 78° in all geomagnetic local times. However, it is seen a weak tendency that the high-latitude limit of polar ELF hiss occurs at lower latitude in the dawn sector than that in other local-time sector.

Finally we have found some examples of the burst-type increase of VLF hiss intensity which seem to show really initial part of VLF hisses occurring around the satellite using ISIS data received at Syowa station, Antarctica.



科学衛星 EXOS-B 「じきけん」は、打上げ後5年目を迎えて現在もなお、観測可能であり、電子ビーム放出装置 (200 V / mA, CBE) を用いて、磁気圏下空間中における粒子-波動相互作用の研究を行っている。

電子ビームによる HF 帯波動励起に関して、サイクロトロン周波数 (f_H)、プラズマ周波数 (f_p)、upper hybrid (f_{UH}) などの線型波動が強く励起されることは、すでに報告してきたところである。

衛星の低高度にあるときは、遠方にある場合と比べて、電子ビームによる波動励起が非常に顕著で、上記の波の他に、種々の波動が励起されている。またこれらは衛星のスピンによる変動に大きく影響を受けている。その代表例について報告する。

Rev 4965 において、高度 $\leq 2,000$ km の HF 帯スペクトルについて示す。Spin period は $T_s = 18 \sim 20$ sec である。励起された波動は spin 周期で変動し、各 spin phase についてみると特徴的パターンがある。 $1/4 T_s$, $3/4 T_s$, $5/4 T_s$, $7/4 T_s$ の phase について各々スペクトルを図に示す。

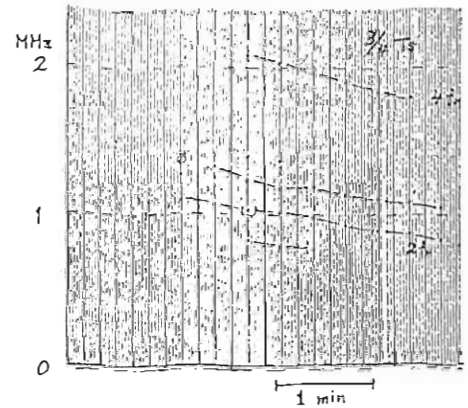
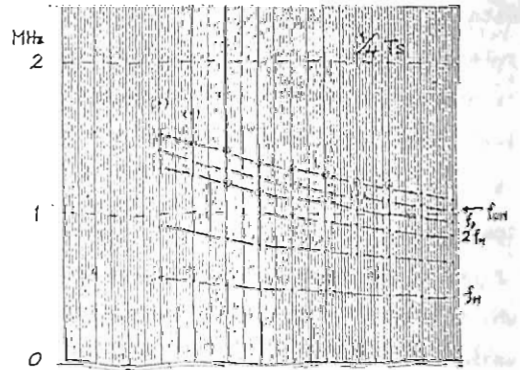
$3/4 T_s$, $5/4 T_s$ では f_p の成分があるが、 $1/4 T_s$ では f_H , $3/2 f_H$, $2 f_H$, f_p , f_{UH} があり、 $2.5 \sim 2.7 f_H$ が励起されている。中でも、 $2.5 \sim 2.7 f_H$ の Amplitude が最も強いのが特徴的である。これに対して、 $3/4 T_s$ では、 $2 f_H$, $4 f_H$, 及び f_{UH} が励起されている。

Rev 4495, 4518 では、 $1.2 < f_p < 1.8$ MHz において、 f_H , $2 f_H$, $3 f_H$, f_p , f_{UH} の他に $3/2 f_H$, $2.8 \sim 3.0 f_H$ が強く現れる。

その他、Rev 2420, 2439 では、 $f_p \leq 1.4$ MHz で、 f_p を中心として、上 F の side band ($\Delta f \leq 400$ kHz) が現れている。

赤井和彦, 河島信樹
— 宇宙科学研究所 —

電子ビームの pitch angle は、衛星の姿勢が明確ではない。衛星各部の温度データと太陽光センサー、HF スペクトルからある程度推定できる。それが決定できれば、helical beam による波動励起の理論計算 (Serfil) とどとの比較検討を行うことができる。



ISIS 衛星で観測された Omega 信号の 伝搬特性

松尾敏郎*・木村豊根*・山岸久雄**

* 京大・E ** 国立極地研究所

昭和基地で受信された ISIS 衛星の VLF テーパの中には、ルウエーの Aldra ($L=5$) から送信されたオメガ信号によりトリガーされた ASE と呼ばれるエミッションが観測されており、すでにオメガ信号そのものの統計的伝搬特性が明らかにされている[1]が、更に詳細を調べると、このオメガ信号は南半球の ISIS 衛星高度まで whistler モードで伝搬すると広範囲の緯度によって正と負のドップラーシフトを受けていることがわかった[2]。そこで今回は、このドップラーシフトの特徴から磁気圏の電子密度構造がわかる[3]のでこれをもちに、下図に示したスペクトラムで、明らかに ASE をトリガーしたオメガ信号のドップラーシフトをした Omega 信号の伝搬モードについて報告するとともに、信号の Wave Normal の方向、伝搬路について言及する予定である。

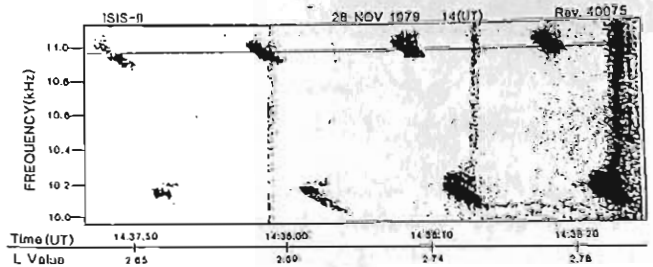
観測されたドップラー現象の特徴は

- (a) Aldra の Conjugate Point に衛星が近づくにつれ ISIS-E, II もドップラーシフトはごく小さくなる。
- (b) $L < 2.7$ では衛星の進行方向によって正、又は負の値となる。
- (c) L が $2.7 \sim 4$ までの間では I, II 衛星の進行方向のいかんにかかわらず正、及び負の値を有し、ドップラーシフトの絶対値が最大になるのは L が 2.7 の直傍で、衛星が高緯度に行くにつれて減少する。

などの特徴がある。これらから、正のドップラーシフトをしたオメガ信号は比較的広い緯度範囲にわたって観測されている事がわかる。この観測された信号は duct を伝搬して南半球の ISIS で観測されたとも考えられるが duct の出口を 3000 km の高度としても上記の観測事実を満たすことは困難と考えられる。そこで (a)~(c) のドップラーシフトの特徴を Ray Tracing で再現するのに Edgar が提案した電子密度モデル[3]を用いる。このモデルでドップラーシフト周波数を計算し上記の観測データと fit すれば、観測時の磁気圏の電子密度構造と考えられるので、この時の Ray Tracing の結果から ASE が発生すると考えられている磁気赤道でのオメガ信号の Wave Normal 及び、伝搬路、磁障モードについてわかることができると考えられる。

参考文献

- [1] MATSUO, Kimura and Yamagishi ; Mem. Nat. Inst. Polar Res. (to be published)
- [2] 松尾・木村・山岸 ; オ6回磁域に於ける電流圏、磁気圏観測誌 観測シンポジウム 1983年2月
- [3] B. C. Edgar ; JGR vol 81, No. 19



II-60 I S I S 衛星で観測されるホイストラ・トリガード
 ・エミッション

中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光
 電波研究所

I S I S 衛星による磁気圏電波の観測において、ホイストラによってトリガされたエミッション (W.T.E) が高緯度でよく観測される (下図)。

本講演会においては

- ① W T E の不変緯度分布
- ② W T E と L H R ヒストの関連
- ③ W T E とダクト伝搬ホイストラとの関連を明らかにする。



1975 DEC 10

UT TIME H M S	HGT KM	GEOLAT DEG	INCLAT DEG	AP
	高度	磁気緯度	不変緯度	
111120	3493	40.99	53.96	1-

GEOS 2 衛星による VLF コーラスの方位測定 II

早川 正士 山中 幸雄
(石大 空電研)

F. Lofen-Vire, M. Parrot
(CRPE, Orléans, France)

前回の学会にて、GEOS 2 衛星による VLF コーラスの方位測定の実験結果を紹介した。本報告では、その結果をさらに総合的結果と報告する。データは、1979年12月19日、0~23 UT の九日のデータを用いた。重要な事実を列記する。

- 1) 衛星高度が 105° 以下の時、non-dispersive なコーラスのみが観測される。しかし、 $0.5 \sim 1.0$ (1.0 は衛星から磁気赤道から一番離れた時) においては、dispersive なコーラスも発生する。しかし、 $0.5 \sim 1.0$ においては、non-dispersive もある。
- 2) non-dispersive なコーラスに対する方位測定による、 $f > f_{UH/2}$ の上バンドに対しては、 θ は $1/2 \theta_{res}$ ($\pi/2$ の oblique resonance angle) の近傍にある。又、 $f < f_{UH/2}$ の下バンドにおいては、 θ は θ_{res} 付近に発生し、 $f > f_{UH/2}$ である。

(図1 参照)

- 3) 他方、 $f < f_{UH/2}$ の下バンドに対しては、 θ は $0 \sim 10$ 度付近に発生している(図1 参照)
- 4) Dispersive chorus に対しては、方位測定結果は、non-dispersive の場合と異なり、複雑を示す。これは、同じ周波数(周波数) の伝播結果が異なる。(図2 参照)

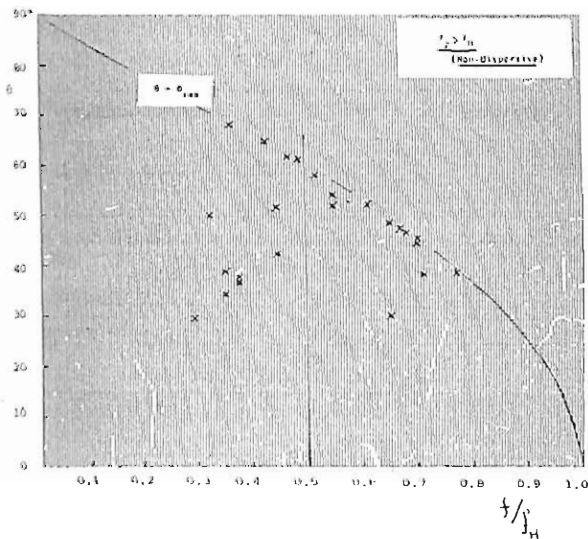


図1

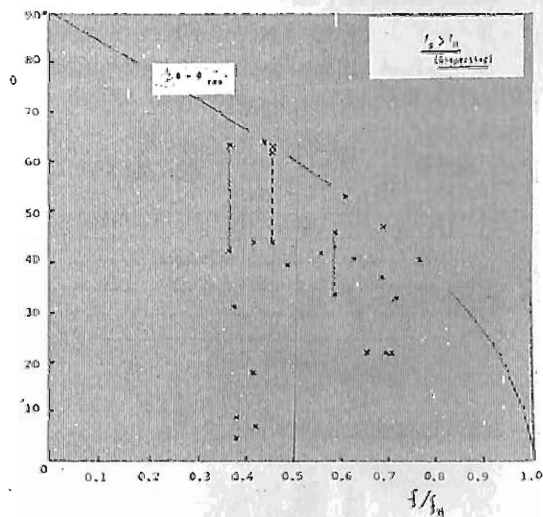


図2

- 図1: non-dispersive コーラスに対する方位測定結果。縦軸は θ 、横軸は規格化した周波数 (f/f_{UH})
- 図2: Dispersive コーラスの同様な方位測定結果

ARCAD 衛星 ELF 波動方位測定 II

(信号処理方式と初期方位測定について)

早川 正士
(大阪空産研)

F. Lefeuve
(CRPE, 仏)

田中 長人
(大阪空産研)

昨年春の学会においで、ARCAD 3 衛星の概況について報告した。ARCAD 衛星の観測項目としては、(1) ELF/VLF 波動(後述する)、(2) 電子、イオン各種、(3) プラズマパラメータ(電子、イオン n, T_e, T_i), (4) 静電場 (0~10 Hz) (5) 磁気力線電流、(6) photometer 等である。

衛星の軌道要素としては、(1) 遠地点 = 2,000 km, (2) 近地点 = 400 km, (3) 周期 = 109分, (4) inclination = 82°30'.

本報告では、ELF/VLF 波動観測について述べる。全バスのほぼ 90% にわたって、ELF (10Hz ~ 1.5kHz) の観測と行ない、残りの 10% は VLF (0~10kHz) のスペクトル観測と行なう。衛星は 3 軸 stabilized であり、ELF 観測では、磁界 3 成分 (B_x, B_y, B_z) とコアアンテナにより測定し、又、電界は E_z, E_H の 2 成分を同時観測する。これらの同時観測電磁界 5 成分を用いて各種の信号処理を行なう。主な信号処理としては、

- (1) スペクトル表示 (図 1 参照)
- (2) 関連信号処理 (固有値解析 (図 2(a)), Coherence function 解析 (図 2(b)), 屈折率 (図 2(c)))
- (3) 方位測定 (ホイッスル領域, $f > f_n(H)$ 単モード)
 - a) 一方向エッジ = 二方向エッジ?
 - b) 方位測定 (ベクトル決定) (maximum likelihood estimation)
- (4) 方位測定 (イオン領域, $f < f_n(H)$, 多モードイオン)
 - a) 一方向エッジ = 二方向エッジ?
 - b) モード判別 (R-L) とそのベクトル方向

講演では、信号処理方式及び最新の初期方位測定について紹介する。

図 1

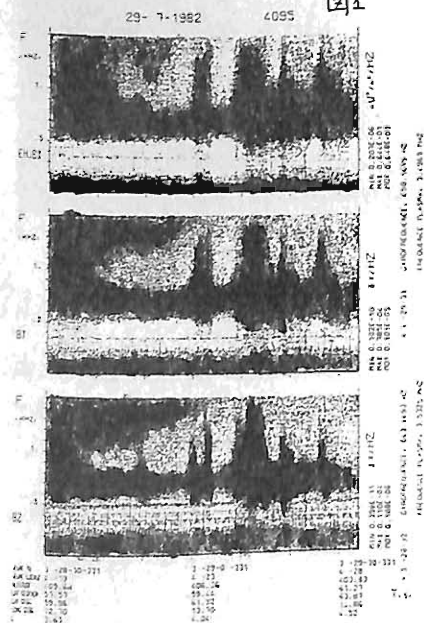
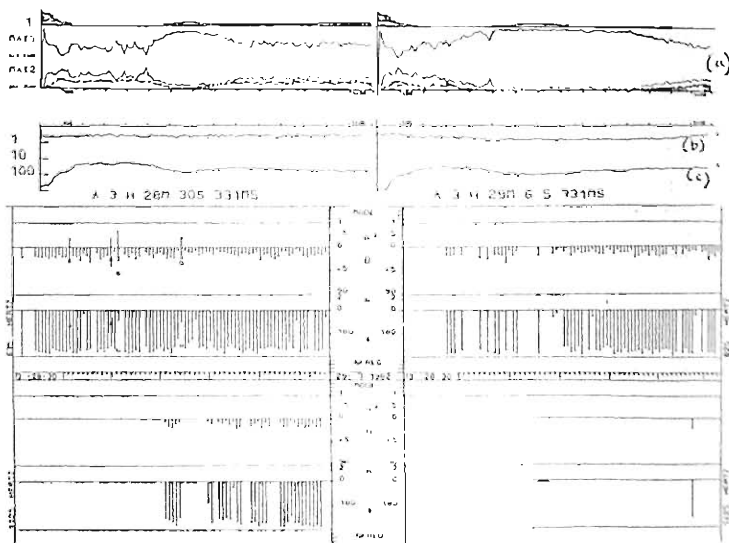


図 2



菅平の衛星工小在 Arcad 3 衛星工での

VLF スペクトル

田中義人, 早川正士, 菅野勉夫
 名古屋電研会社 電通大

ソ連共同衛星 Arcad 3号 (Arc Annual Density) は 1981年9月21日より打ち上げられ地上9 stations にテレメータ受信が行われていた。菅平(電気通信大学菅平宇宙電波観測所)では、1981年10月から1982年12月にかけて、C1モード (< 1.5 kHz, 電圧等5成分, 逐秒同時観測) と C2モード (< 16 kHz, wide-band reception, 電圧等5成分) の合計、100パスのテレメータ受信を行った。

その中で、C2モードは31パスあり、特にこの新スペクトルから以下一様な特徴的現象が観測された。

- 1) Pseudo-nose whistlers
- 2) Doppler broadening of Omega signals
- 3) ELF hiss
- 4) VLF emissions
- 5) VLF emissions with decreasing low-cutoff frequency
- 6) Pair whistlers (2 & 3, 3 cases ^{is} are more usual)

ARCAD 3 Satellite

launched on Sep. 21, 1981

- Apogee: 2000 km
- Perigee: 400 km
- Inclination: 82°30'

At Sugadaira,

Reception of telemetry signals
 1981 Oct - 1982 Dec.
 Simultaneous obs. of VLF/ELF
 at Moshiri, Sakushima, Kagoshima.

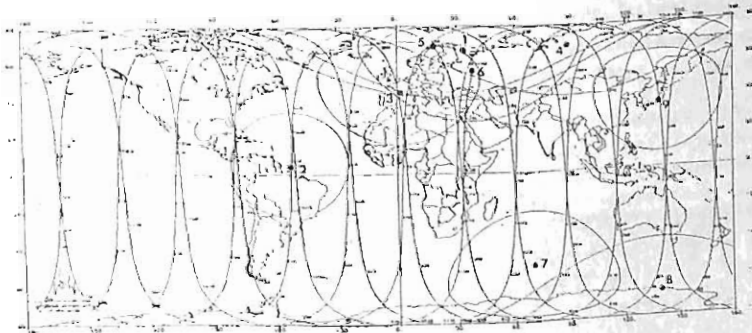


Fig. 5. PROJECTIONS D'ORBITES ARCAD 3
 CERCLE DE VISIBILITE DES STATIONS
 (Altitude: 1200 km Site: 5°)

- | | |
|-----------------|-------------------|
| 1. APATITY | USSR |
| 2. KOUNDOU | ROYAUME FRANCAISE |
| 3. TOULOUSE | FRANCE |
| 4. NOHLSEK | USSR |
| 5. THORSLO | NORVEGE |
| 6. MOSCOW | USSR |
| 7. KERGUELEN | FRANCE |
| 8. TERRE ADOLPH | FRANCE |
| 9. SUGADAIRA | JAPON |

A Comparison of the Multi-Banded Plasma Wave Emissions Observed in Space Plasma Chamber with the Multi-Banded Kilometric Radiations (MBKR) Observed by Jikiken (EXOS-B)

Hiroshi OYA, Akira MORIOKA and Wataru MIYAKE,
Geophysical Research Institute, Tohoku University, Sendai 980.

In space plasma simulation chamber, the plasma waves with frequencies around the lower hybrid frequency (f_{LH}) have been observed being modulated with the clearly decided gap frequency (see Figure 1). We have investigated this phenomena with a working hypothesis that the plasma simulation chamber makes the ion beam with the velocity modulation caused by a oscillator formed by combination of the electrodes in the plasma source equipment. The modulated ion beam with a given frequency ω_0 can make Landau type interaction for the quasi electrostatic waves in a frequency range around f_{LH} generating the frequency modulated LH emissions with ω_0 .

In the source of the continuum radiation, there is the multi banded emissions (MBKR). The proposed mechanism for generation of MBKR is related to the conversion of the electrostatic plasma waves around f_{UHR} that is converted through the moving media with the LH frequency. The media is subject to the oscillation with the LH wave, the original frequency f is therefore modulated by the LH frequency at the moment of the conversion as

$$f = (n+1/2)f_c + mf_{LH}$$

with the condition $f_{UHR} = (n+1/2)f_c$.

Though these processes observed in space plasma simulation chamber and the MBKR are different each other, the processes remain in a category of the frequency modulation of the natural origin that is very new items in the field of the plasma wave studies.

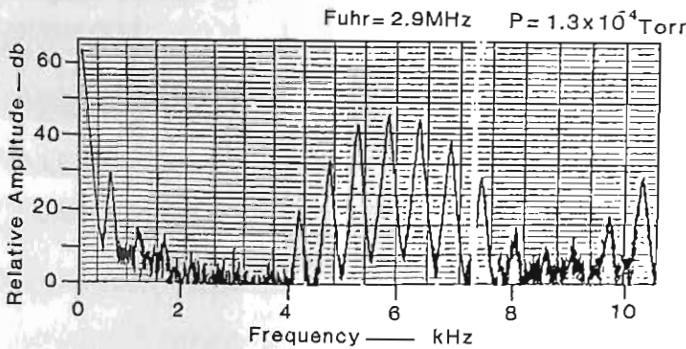


Figure 1.

Example of the plasmawave emission spectrum generated in the space plasma simulation chamber.

INERTIA-GRAVITY WAVES OBSERVED BY THE ARECIBO RADAR

Yasuyuki MAEKAWA*, Shoichiro FUKAO**, Toru SATO*,
Susumu KATO* and Ronald F. WOODMAN***

* Radio Atmospheric Science Center,
Kyoto University, Uji 611, Japan

** Department of Electrical Engineering,
Kyoto University, Kyoto 606, Japan

*** Instituto Geofisico del Peru,
Sector Educacion, Lima 100, Peru

High resolution wind observations of the upper troposphere and lower stratosphere (8-25 km) were performed three times from 1979 to 1981, with the aid of the high-power UHF radar at Arecibo (18.4 N, 66.8 W). These observations were made with a time resolution of 1-2 min, and an altitude resolution of 150 m. The observational periods were 25-26 June 1979, 10-13 October 1979 and 20-22 March 1981, respectively, and the zonal and meridional winds were alternately observed at an interval of about one hour. In this paper, attention is focused on the observed wind fluctuations having periods from one to several days and vertical scales near 5 km.

Quasi-periodic wind oscillations which showed a descending phase in time were observed in the altitude range between 16 and 20 km throughout the observational periods. These oscillations seem to be generated near the tropopause level of about 16 km. Amplitude of both zonal and meridional winds is 2-3 ms^{-1} , and the vertical wavelength is about 2 km. The direction of the wind associated with these oscillations rotates clockwise when traced upward as seen for gravity waves in the northern hemisphere. These features seem similar to those of equatorially trapped inertia-gravity waves.

These waves disappear near 20 km where the mean zonal flow is sheared westward with altitude. This phenomenon is discussed in terms of wave absorption at a critical level. It is concluded that the waves propagate westward with the horizontal phase velocity of about 20 ms^{-1} . The intrinsic wave period and the horizontal wavelength at the wave-generated altitude are inferred to be 20-30 hours and ~2000 km, respectively, from the relationship that the Doppler-shifted wave frequency reaches the Coriolis parameter at the critical level. Vertical group velocities estimated from the dispersion equation of gravity waves closely agree with the ascending rate of the observed wave packets at each altitude.

In addition, each observation showed the presence of another type of oscillations with somewhat longer vertical wavelengths in the lower stratosphere. Assuming for these oscillations the same intrinsic periods and horizontal scales as the above-mentioned westward-propagating waves, the observed periods and vertical structures are well described in terms of eastward propagating waves. This evidence suggests the coexistence of the eastward and westward travelling inertia-gravity waves excited by similar energy sources.

広野 永和, 柴田 隆, 藤原 昇
(九大理)

Large increases of stratospheric aerosol particles caused by the eruption of Mexican volcano El Chichon in early April 1982 were observed by a Yag lidar system operated at the wavelengths $F = 1.06 \mu\text{m}$ routinely and at $S = 0.53 \mu\text{m}$ intermittently over Fukuoka (33°N), since April 1982.

Most of the observations show high concentrations of aerosols in the altitude range from 15 to 30 km. The profiles of the increased aerosols were divided into two parts: upper denser part and lower rarer part connected with intervening aerosol free region at about 20 km until August. Then the peaks of the two parts were at about 24 and 18 km respectively.

After September the upper peak gradually descended to about 22 km in December. At the end of January, a broad layer with peak at about 18 km was seen after merging of two parts.

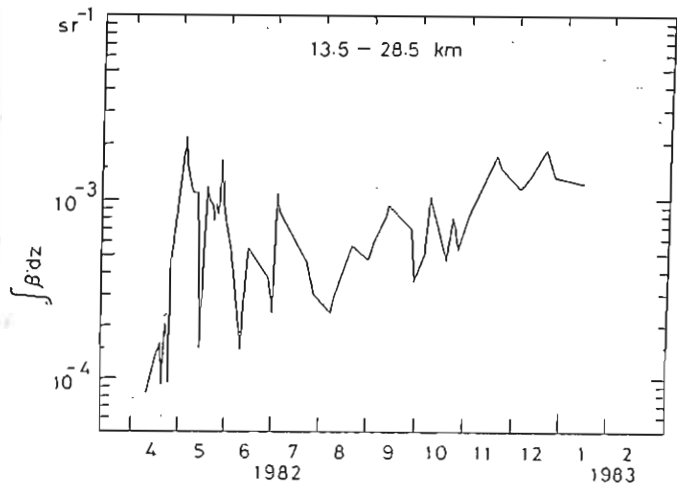
The integrated aerosol backscattering from 13.5 to 28.5 km fluctuated appreciably until August, but after September increased until January associated with small fluctuations. The optical depth at the wavelength $0.55 \mu\text{m}$ was approximately proportional to the above values and attained about 0.3 in January.

The descending velocity of the upper layer peak is about 1 km/month or less and hence it is estimated that a large part of the particles in the upper part would have radii less than about $0.5 \mu\text{m}$ until August. The global distributions of the parameters of aerosol size distribution would, however, be non-uniform at the period.

The meridional diffusion of the tracers at the altitude about 24 km seemed to be very slow until October, but significantly increased after November, judging from comparison of lidar data at West Germany with ours and from NASA aircraft lidar sounding. The increased meridional diffusion would coincide with period of considerable descending of the upper layer peak towards altitude 20 km.

Finally the observed ratio of the aerosol backscattering at the wavelengths S and F are compared with calculated results taking into considerations of the bi-modal character recently advocated by Hofmann and Rosen.

Fig. 1.
Integrated aerosol backscattering from 13.5 to 28.5 km. Optical depth is approximately proportional to the values and 0.3 in January.



柴田 隆, 内海通弘, 藤原 昇, 広野求和
(九大理)

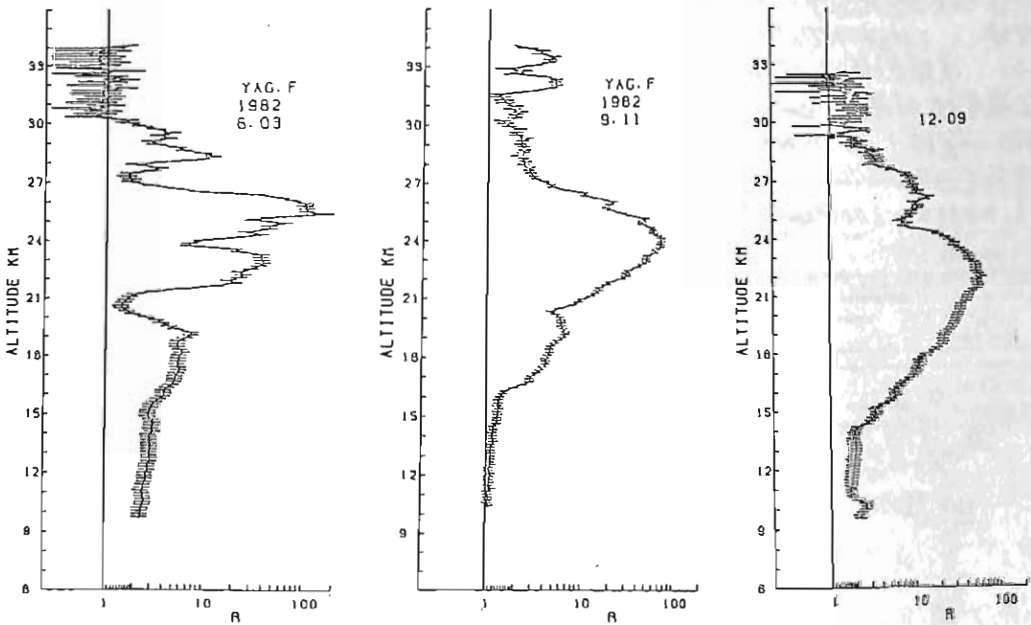
昨年4月4日のエルチゴ、シ噴火による成層圏エアロゾルの増加は、ここ数年続いた火山噴火による増加に比べて後方散乱係数（エアロゾルの質量に比例する量）の増加が1桁から2桁近く大きく、その値の成層圏での積分値より換算される $0.55 \mu\text{m}$ の optical thickness が約0.3程度になる。

今回の増加における特徴をあげる。

- (1) 後方散乱係数の成層圏での積分値はここ数年の増加の場合、一旦増加した後はほぼ単調に減少した。しかし今回の増加では5月初めに極大を示した後8月までは大きな変化を示しつつも減少傾向、その後12月まで再び増加、5月の程度にまで再増している。
- (2) 散乱比 R の極大高度 ($R-1$ は混合比に比例する量) が、(1) の再増の時期、約25 km から約20 km までほぼ単調に減少している。ただし、 R の極大値はこの期間ほぼ一定である。
- (3) $0.53 \mu\text{m}$ ・ $1.06 \mu\text{m}$ の二波長の後方散乱係数の比（二波長比）の高度分布を見ると、8月以前に比べて11、12月では高度に対して単調増加の傾向が著しい。

一次元的に考えると、(1) の増加、(3) の二波長比の変化は、粒子の成長、(2) のピーク高度の降下は粒子の sedimentation を示しているように考えられる。しかし、NASA の観測によれば、注入された物質の大部分は、10月まで約 $8^\circ\text{S} \sim 34^\circ\text{N}$ 間にあり、(1) は低緯度から高緯度への拡散の効果を含むと考えることもできる。

講演では、我々の観測から明らかとなったエアロゾル層の振舞の特徴、及びそれと他地点での観測結果を、モデル計算を加えて比較検討する。



1.06 μm (YAG 基本波) における散乱比高度分布

上部対流圏NOx密度の測定

(MAP航空機観測)

近藤 豊, 岩田 見, 高木 増美
(名大空電研)

1. 序

対流圏上部-下部成層圏にかけてのNOxはここでの光化学過程に重要な役割を1つしており、間接的に成層圏オゾンの問題にも関与している。対流圏上部-下部成層圏にかけてのNOxのsourceとしてa)成層圏からの輸送, b)対流圏内での生成(含人間活動による放出)が考えられているが定量的な側面ははっきりしない。またsinkについてもその時定数も不明な点が多い。これらの点をより明確にするため、我々はMAP航空機観測計画においてNOxの測定の準備を行ない、実施した。

2. 測定器

測定原理はNOとオゾンの反応により生成されるNO2*から放出される光をpulse counting modeで計測するものである。NO2についてはコンバーターによりNO2をNOに変換し、Total NOxとして測定する。

<特性> (実験室内でのデータ)

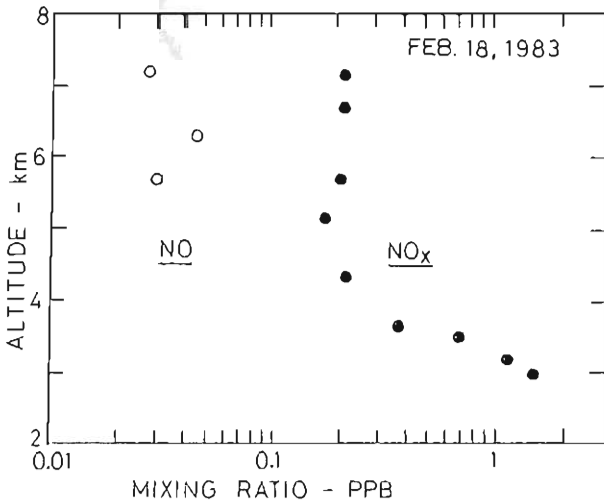
- 1) NO濃度対 photon count 数の linearity は 1 ~ 10 PPB のレンジで ±5% である。
- 2) 感度は 2500 - 3000 counts/ppb/sec.

3) ゼロレベルは 300 - 600 counts/10 sec. で変動中は ±10 - ±20 counts/10 sec 程度である。

4) 1) - 3) で求まる検出限界は 10 ppb 程度である。

以上のように対流圏上部の低濃度NOxを検出できる測定器の開発に成功した。実際に航空機に搭載した時、電気ノイズや振動の影響で多少検出感度がこれより落ちる場合があるので更にその対策も検討している。

3. 航空機観測
MAP計画の航空機観測は82年度は1982年10月20日日本海の海岸線近くの上空と1983年2月18日太平洋側の海上において行われた。測定高度領域は地上-8kmレベルをカバーしている。2回の観測とも測定器の動作は安定していた。一回目の観測では測定器の一部にリークがあり、そのためデータの質は度全ではない。二回目の観測では大巾に改善された測定器を用いたため、質の高いデータが得られた。太平洋側で4-8kmの高度でNO2は0.1-0.2ppb、NOは0.01-0.05ppbの濃度であった。詳しい空間分布については会場を発表する。



エキシマレーマンライターのよる対流圏オゾン測定

内野 修 前田 三男 徳永正憲 宮副 泰
(九大・工)

79年秋よりXeレーザを用いた差分吸収方式(DIAL)で、高度15~25km間で信頼できるオゾンデータを得てきた。¹⁾ 15km以下ではオゾン密度が減少するので、Xeレーザの波長308nmより吸収断面積の大きい290nmのレーザが測定精度、距離分解能の点で有利となる。ここではKrFレーザ($\lambda=290nm$)励起のメタンのオニストクス線($\lambda=290.4nm$)のラマンレーザとXeレーザによるDIAL方式で、高度4~12km間のオゾン測定に成功したので報告する。

高度 z と $z+\Delta z$ 間のオゾン平均密度 $\bar{n}(z)$

$$\bar{n}(z) = \frac{1}{2(\sigma_1 - \sigma_2)\Delta z} \left[\ln \frac{P_1(z)}{P_1(z+\Delta z)} - \ln \frac{P_2(z)}{P_2(z+\Delta z)} + B + T \right]$$

$$B = \ln \left\{ \frac{P_1(z)}{P_1(z+\Delta z)} \right\} / \frac{P_2(z)}{P_2(z+\Delta z)}, \quad T = T_R + T_M \quad (1)$$

より求められる。ここで $P_1(z)$ は z の高さ h からの総反照率 ρ 、 β は後散乱係数、 T_R, T_M はそれぞれレイ・ミ・散乱による Δz 間の光学的深さである。 λ_1, λ_2 は波長 λ_1, λ_2 に対応する。

Table 1に用いたライターシステムの概略図が図1にその配置図を示す。 $\lambda_1=290nm$ と $\lambda_2=308nm$ の二波長により、¹⁹⁸³1月25日の結果を示す。測定時間はラマンレーザにより制限され4時間と短か。

(1)式で T_R は今の二波長では無視できないので大気密度のデータをを用いて計算し、 $B = T_M = 0$ とした。図2に $\Delta z = 750m$ 間のオゾン平均密度をプロットした。測定誤差は $P_i (i=1,2)$ のS/N比による部分 ϵ_1 と $B = T_M = 0$ を仮定するたためてくる誤差 ϵ_2 とからなる。²⁾ ϵ_1 は背景光 P_b と P_i から計算できる。 ϵ_2 はエポック分布を ρ として、 ρ による Δz の誤差。ここではEltermanのモデルを用いて、 $\beta_M, T_M \propto \lambda^{-1}$ を仮定して行った。図1に示す誤差はラマンレーザの $P_1(z)$ によるもの一様大きく、これはラマンレーザの出力を大きくすることで減らせる。

(謝辞) 斎藤桂木原君に協力を得た。特にこの研究はMAPA援助のもとに行われている。

1) JGR (in press), 2) JGR 87 4947 ¹⁹⁸⁷ Elterman ¹⁹⁸⁸ et al

火山爆発による成層圏エポックの急増後を除いて、この様なレーザーシステムにより高度2~30km間のオゾン測定が可能となる。

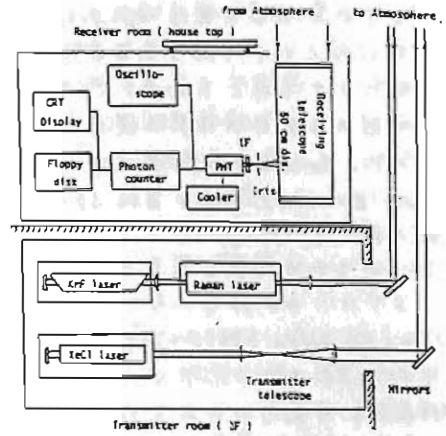


図1.

Table 1. Characteristics of lidar system

Transmitter	
	Raman laser
Wavelength	290.4 nm
Absorption cross section	$\sigma_1 = 1.27 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$
Output energy per pulse	2-4 mJ
Pulse width	2-5 ns
Beam divergence	1 mrad
Pulse rep. rate	2 Hz
	XeCl laser
Wavelength	308 nm
Absorption cross section	$\sigma_2 = 1.28 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Output energy per pulse	50-100 mJ
Pulse width	34 ns
Beam divergence	2.1 mrad
Pulse rep. rate	5 Hz
Receiver	
Telescope diameter	50 cm (f=5255 mm)
Field of view	4.3 mrad
Filter bandwidth (Transmission)	2.9 nm (12%)
Photomultiplier	EM195580B
Separation from laser system	3 m
Photon counter	Vertical resolution 1 us ($\Delta z=150 \text{ m}$)
channel number	1000
memory	floppy disk

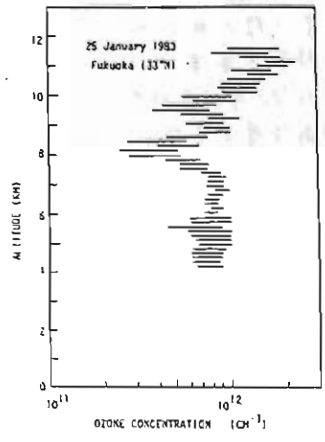


図2.

紫外線ライカーによる成層圏エアロソル観測

内野 修 前田 三男 徳永 正憲 宮副 泰
(九大工)

'82年3月末から4月始めにかけての El Chichon 火山爆発により成層圏エアロソルが増した。バックグラウンドに近い成層圏エアロソル層の紫外域におけるライカー観測は殆んど不可能であるが、今回は十分観測にかかる厚さである。我々は紫外域での今回のエアロソル層の光学的情報を得るために、XeCl レーザ励起色素レーザー ($\lambda=340 \text{ nm}$, $E \sim 10 \text{ mJ}$, 5 Hz) と直径 50 cm の受信望遠鏡を用いて '82年10月より測定を始めにのこるでこの結果を報告する。

エアロソルが非常に多い場合には、散乱比 $R = (B_R + B) / B_R$ ($B_R, B = \text{レーザ}$, ミゼン散乱係数) を求めるためには、エアロソルによる減衰係数 E を考慮しなければならぬ。図1には 75% 硫酸水溶液の屈折率とミゼン散乱係数を用いて計算された E/B のパラメータの値に對し、 R がどのように変化するかを示したものである。 E/B が 20~50 に対し R_{max} は 20% 程度変化する。図に示した3つの値に對し 15~30 km 間のエアロソルの光学的深さ ($15 \sim 30$) は 0.11, 0.18, 0.23 と異なる。他の方法による測定から得られる E/B の値を決定できる。ライカーでも観測時間内に高度が一定と仮定し、水平方向にエアロソル層が homogeneous とすると、天頂方向とそれから θ だけ傾いた方向の観測から $(15 \sim 30)$ が決定できる。ここで得られた情報が理に俟たれていないので、以下 $E/B = 38.4$ の値を用いた結果を示す。

図2は '82年10月21日から '83年1月26日までの観測結果を示す。10月から12月にかけて 24 km 付近にだけミゼン散乱がみられる。 $R_{\text{max}} \sim 3.5$ である。月末には 20 km 付近を中心とした幅広い層になっている。

図3には R_{max} の高度と $R_{\text{max}} - 1$ の値を日時を遡って '83年2月の分まで示してある。 R_{max} の高度は1月に 1 km くらい速く下降していき、これに對して、 $R_{\text{max}} - 1$ も約半分程度に下がっている。しかし $(15 \sim 30)$ の

値は 0.1~0.2 の間を12月から1月の間で全体はそれほど減少してはいない。現在 $\lambda_1 = 340 \text{ nm}$ と $\lambda_2 = 589 \text{ nm}$ の二波長での観測も試みているので、 B の波長依存性についても報告したい。(本論文 関君に協力を得た)

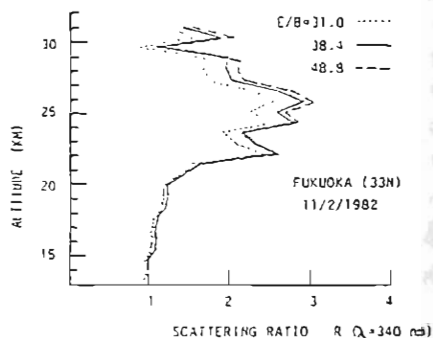


図1

E/B の値の变化に對する R の変動

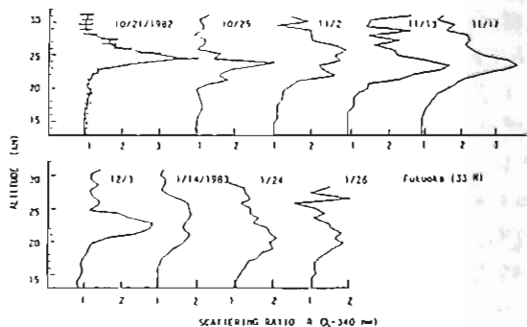


図2

$\lambda = 340 \text{ nm}$ に對する R の日変化

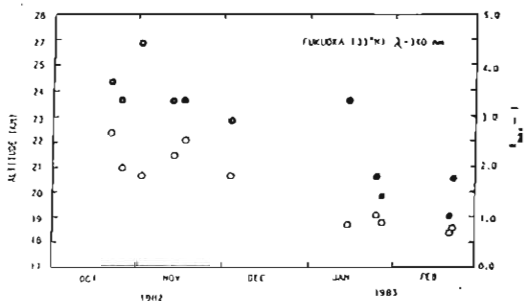


図3

R_{max} の高度変化 (●) と $(R_{\text{max}} - 1)$ の値の変化 (○)

メタン 1.67 μm 帯吸収スペクトル解析

鈴木勝久・高野元春*
 東京大学理学部, *筑波大学物理学系

最近広範囲に渡って、大気中のメタンの定量が行われ、世界的な密度分布、長期変動が明らかにされつつある。メタン 2.13 μm 帯 (1.67 μm) は、大気中の H₂O, CO₂ の吸収の影響を受けることが少なく、太陽スペクトル中の吸収量から、大気中のメタン全量を求めるため利用されている。今回この吸収帯の解析結果について報告する。

観測装置の概要については、すでに第 68 回講演会 (1980 年名古屋) で発表してある。今回用いた分光計の分解能が 4 cm⁻¹ 程度で、2.13 μm 帯の Q 枝の回転線を分離することができない。そこで Q 枝の吸収線を 1 本の吸収線とみなし、見かけ上の等価幅を求め、この等価幅から、メタン全量を求めた。この方法が許されるかどうか、スリット関数をいろいろ仮定し、モデル計算を行ない、見かけ上の等価幅の変化を求めた。この結果分解能 4 cm⁻¹ 程度で、Q 枝全体を 1 本の吸収線と見なして、メタンの量を求めることがよい近似であることが分った。

観測は 1980~1982 年の主に秋から冬にかけて、筑波大の構内で行なった。得られた Q 枝の等価幅を AIR MASS (AM) を横軸にして示した (図 1)。成長曲線の様子をよくあらわしている。吸収の小さいところでは、等価幅は AM に比例するとしてよいから、吸収線強度が分れば、メタン全量を求めることができる。図 1 にメタン全量をパラメーターとして、AM と等価幅の関係を直線で示した。これによるとメタン全量は 1.2~1.6 atm-cm の範囲にあり、この 3 年間で増加傾向にあるように見える。

現在までに報告されているメタン濃度の観測値を図 2 にまとめた。他の観測値と比較すると、H₂O による吸収の影響を考慮しても、今回の値は若干大きめになっている。

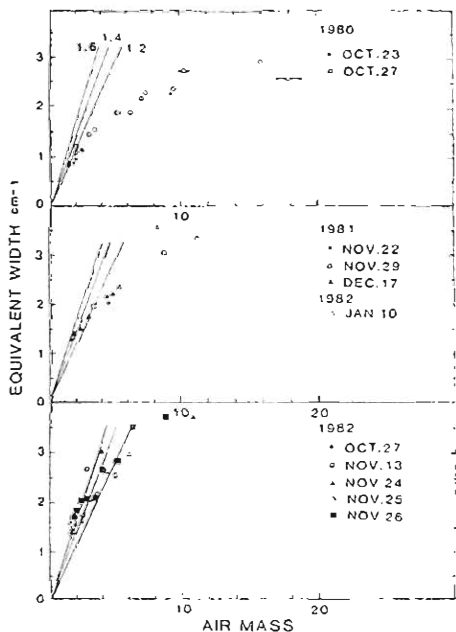


図 1.

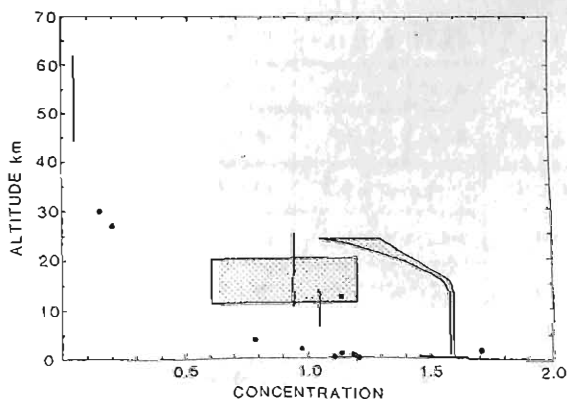


図 2.

黒丸はメタン全量値 atm-cm, 他は混合比 $\times 10^{-6}$.

久保治也, 本田秀之, 伊藤富彦 (宇宙科学研究所)
 酒井均, 木島宣明 (岡山大学温泉研究所)

MAPの航空機観測に参加させて頂き, 種差図及び成層図の CO₂ 濃度及び同位体比の観測を行った。1982年10月20日に行われた才1回の観測では, SWEARINGEN/MERLIN-IVA に取付けた Venturi 管付きの sampling line に 10⁻³ Torr 台に排気した容積約 20ℓ のサニプリング容器2個を接続した。容器#1の7-7プリングは, 八尾から新泻へ向かう途中, 15:27に能登半島近傍輪島沖の高度 6.64 km で行った。容器#2の7-7プリングは新泻から八尾へ帰る途中, 18:16に若狭湾近傍(陸上)の高度 6.70 km で行った。定額状況としては新泻空港に着陸した時に溜った空気の中を通過したのぞ, sampling line の中に水の凝結があった。

採取した大気試料を2ノメータ系に膨張させて圧力を測定した後, CO₂ 分離のための真空ライン(図1)に入れ, Liq. N₂ で冷却されたトラップ T₁, T₂, T₃ を通して排気し, T₁, T₂ に捕集された H₂O, CO₂ を全部 T₃ に移した後, ドライアイスアセトニ温度で CO₂ を分離し, 容積を測定した後, 右端の試料ビンに保存し, 重量分析計により同位体比を測定する。

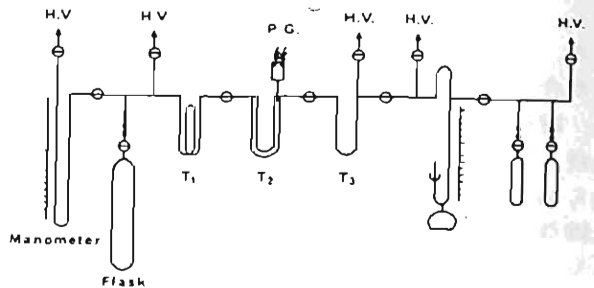


図1 Vacuum line for CO₂

才1回の航空機による観測結果と昨年度の大気球による観測結果を表1に示す。ここに,

$$\delta^{13}C_{PDB} = \left\{ \frac{(^{13}C/^{12}C)_{試料}}{(^{13}C/^{12}C)_{PDB}} - 1 \right\} \times 1000 (\text{‰}) \quad \text{PDB: Pexidol 産 炭 石 化 石 (CaCO}_3)$$

$$\delta^{18}O_{SMOW} = \left\{ \frac{(^{18}O/^{16}O)_{試料}}{(^{18}O/^{16}O)_{SMOW}} - 1 \right\} \times 1000 (\text{‰}) \quad \text{SMOW: Surface Mean Ocean Water}$$

である。

1982年	試料	高度(km)	時刻	観測 地	CO ₂ 濃度 (ppm*)	δ ¹³ C _{PDB} (‰)	δ ¹⁸ O _{SMOW} (‰)
10月	#1	6.64	15:27	能登半島近傍(海上)	344	+8.26	+34.70
20日	#2	6.70	18:16	若狭湾近傍(陸上)	341	-8.21	+27.67
1981年	27.0 ~ 26.8		13:41	富田近傍(陸上)	330	-7.51	+37.84
9月	22.2 ~ 22.0		15:16	同上	335	-7.45	+34.78
2日	18.1 ~ 17.8		15:55	同上	340	-7.63	+40.11

表1 * wet base

CO₂ 濃度に関しは, 昨年度の結果とあまり違わぬが, δ¹³C は汚染大気と見れば, 本や伯母の値が得られた。才2回の航空機観測では, Venturi 管付きの sampling line に 10⁻³ Torr 台に排気した容積約 20ℓ のサニプリング容器10個を接続し, 1983年2月20日に, 高度依存性を調べべく, 秋田沖でサニプリングを行った。

吸光分光法による大気中 NO₂ 成分量の観測(III)

木山喜隆・斎藤文一
新潟大理

について測定し、これを用いて c) 図のような NO₂ の吸収バンド構造が明瞭に取り出された。さらにまた、天頂方向の空の光の強度比 $-\ln(I_c/I_D)$ と NO₂ の二層モデルに基づく推定値と比較した。

参考文献

Noxon, J. F., E.C. Whipple, Jr., and R.S. Hyde :
Stratospheric NO₂ 1. Observational Method and Behavior at Mid-Latitude, *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, No. C8, 5047, 1979.
Saito, B and Y. Kiyama : NO₂ Abundance in the Stratosphere and the Troposphere by Absorption Spectroscopy, 1. — Diurnal Variation, *Bull. Niigata Airglow Obs.*, No. 10, p.1, 1982.

NO_x等の成層圏微量成分がオゾンの消滅過程に関与していることは良く知られているところである。我々は、この微量成分のうち、可視域4400Å付近に特徴的な吸収バンドを持つ NO₂ について、その量的評価はもとより、時間的・空間的変化をも見い出そうと務めている。NO₂ 量の測定方法は、良く知られているように、基本的には太陽を光源とした吸光分光法であり、大気中の成分のうち、NO₂ 以外の成分の減光量の波長依存性が既知であると仮定して、NO₂ の吸収バンドの一本について、吸収の強い波長の強度 I_c と吸収の弱い波長の強度 I_D との光の対数 $-\ln(I_c/I_D)$ から、NO₂ の柱状密度全量を求める方法である。

我々は、先に製作した分光装置を海拔630mの弥彦山頂(37°42'N, 138°49'E)に設置して、夏から秋にかけて観測を行ない、NO₂ の柱状密度全量を求めると共に、一日の変化の型をも求めた。図1に Oct. 14, 1982 の NO₂ 柱状密度全量の一日変化を示す。

次に天頂方向の空のスペクトルを波長領域4320Åから4420Åまでについて、図2 a), b) に示すように、異なる太陽天頂角(χ)

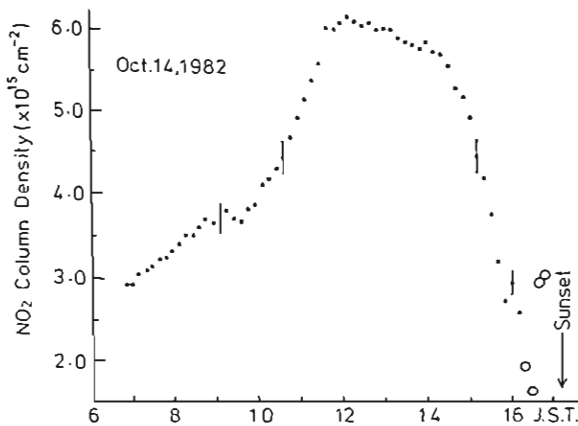


図1. NO₂ の全柱状密度の一日変化

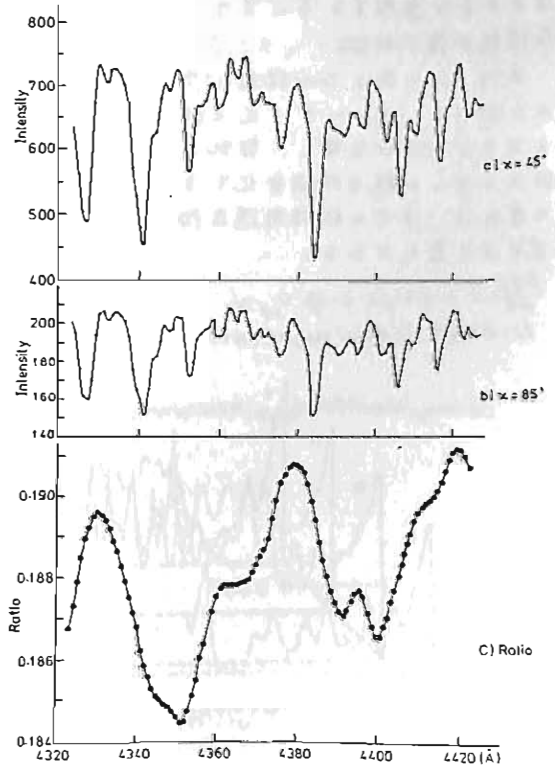


図2. a) χ=45°, b) χ=85° における Zenith Sky Spectrum. c) a) と b) との比.

Formation from Gaseous CS₂-molecule

松崎章好 摺本交治 中村良治 伊藤富彦

(宇宙科学研究所)

近年に於ける素過程の研究は著しい進歩を果しているが、多体系の気相光化学反応に関しては、それが複雑すぎるという理由から敬遠されがちである。しかし、実際の惑星大気の研究では、こうした多体系の気相光化学反応を取り扱わねばならない訳であり、従って、こうした系に於ける光化学反応を記述する新しい手法の開発が必要である。我々は CS₂ にレーザー照射をするときエアロゾルが生成する光化学反応を例に、研究を行った。本研究で用いられた手法は、スペクトル理論と非線形微分方程式の安定性理論とに基づいており、数値計算、非線形理論解析、或いは、素過程に関する実験によつては解析の困難な反応系に適用する事により、本質的な情報が得られる。

気相 CS₂ を数十 Torr 程度の圧力でセルに封入し、N₂ レーザー光を照射するとエアロゾルが生成し、散乱光強度は図2に示した様な時間変化を示す。この変化は、次式の非線形連立微分方程式により表わされる。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_i + \sum_p \nu_{ip} W_p$$

f_i: 粒子数密度, *j_i*: 流れ, *ν_{ip}*: 化学理論の定数, *W_p*: 反応

安定性理論によると、2次元モデルの場合に、図1に示した振動は解は示す。一方、スペクトル理論から解の分布が求められるから、結果を2次元モデルを基に、解析する事ができる。結果の詳細は、論文で述べる。

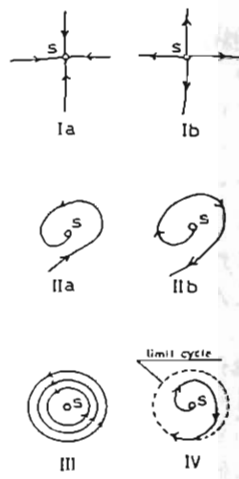


図1 2次元モデル

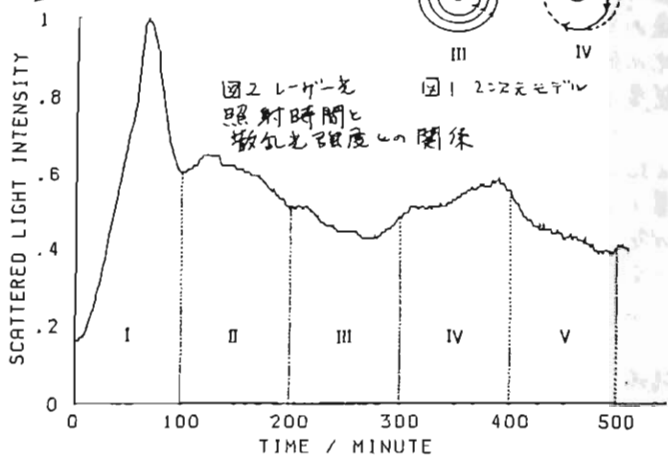


図2 レーザー照射時間と散乱光強度の関係

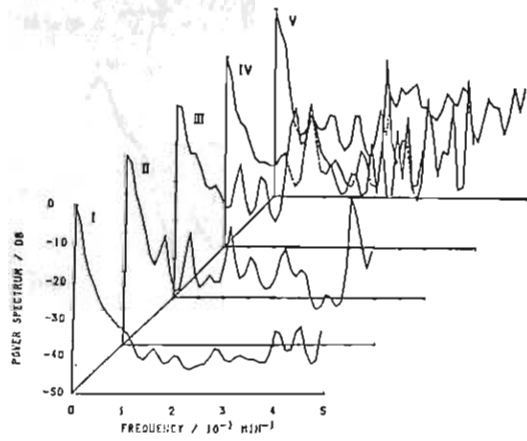


図3. 時間分解スペクトラム

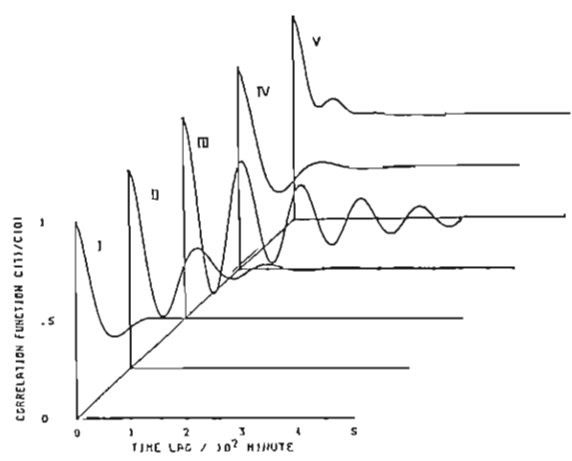


図4. 時間分解相関関数

from Gaseous CS₂-molecule

松崎章好 摺本交治 中村良治 伊藤富造

(宇宙科学研究所)

先の論文で、複雑な反応系にスベクトラ理論を適用する事により、反応系を記述する非線形微分方程式の解の分布と解の時間的性質(系の遷移速度や周期性など)を求めた事が出来、更に安定性理論に基く2次元モデルを基にして反応系の時間変化を解析できる事を示した。その結果、反応系は、まず振動を伴う不安定化を起し、その後、振動的な軌道が次々と現われくる事が分かった。すなわち反応系は、臨界点から出発し、不安定化を起し、後に振動的な軌道に移行する。これらの軌道は、振動的であり、一部安定軌道であるため、次々と異なる軌道が現われるものと解釈された。

この反応を更に深く理解するため、種々の条件下で実験を行ったが、しばしば図2に示した様なバーストを見出す事ができた。バーストの安定性、振幅、周期性、

総時間等は、種々、図2のバーストは、その一例である。いすれにしても、これらのバーストは、比較的安定な振動が、一定期間続く現象であり、バーストの前後には、図2を見て分かる様に、不安定状態が起っている。こうした事柄から、バースト現象を図1に示す様な準安定リミットサイクルに起因すると解析した。他の例も示しつつ整理する。

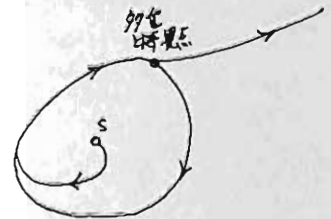


図1. 準安定リミットサイクルの二次元モデル

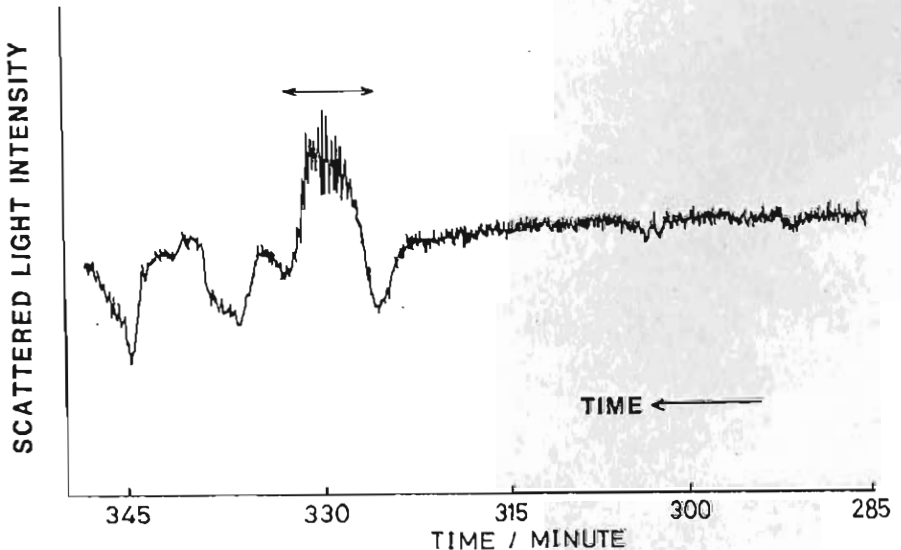


図2. 見出されたバーストの一例

第 Ⅲ 会 場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-79)

西南日本弧の時計回り運動の回転角度 —山陰地方の火山岩類の古地磁気—

乙藤 洋一郎
(京大・理)

松田 高明
(姫路工大・一般教育)

西南日本弧の回転運動の回転角度と回転開始時期を古地磁気学的に求める試みをした。

[方針] (i) 回転角度；西南日本に分布する30 Ma前後の放射年代をもつ数多くの火山岩類の残留磁気を測定し、その平均値から回転角度を推定する。SAMPLINGは次の原則に従う：(1) 花崗岩を除く火山岩類では地層の傾斜のゆがるものを対象にする、(2) 花崗岩類については地質学的に侵入以後変動を受けまい、(3) 地理的に離れて分布する岩体から試料採取する。(ii) 回転時期；30 Maより若い年代をもつ火山岩類の残留磁化の偏角値を30 Maを特徴づける偏角値と比較することから推定する。

[試料, 測定] 山陰地方には40 Ma~10 Maの年代を示す火山岩類が分布している。21~35 MaのFission-Track年代をもつ流紋岩、安山岩、花崗岩類から18サイト(7 Rock Unit)で試料を採取した。各サイトから3個のPilot Specimensをとり出し、段階熱消磁を行った。流紋岩類を除く7サイトの試料は二次磁化成分が初生磁化を覆っていた。その二次磁化成分が卓越する火山岩類では残りの3サイトの試料も段階消磁をし、磁氣的に安定な方向を見出し、それを初生磁化とした。流紋岩類では残りの試料は400°Cで消磁した。18サイト中13サイトが $\alpha_{95} < 10^\circ$ を示した。その13サイトの結果を信頼できる残留磁化であるとみなした。

[結果] 13サイトのうち、地磁気逆転時を記録していると思われる2サイト(1 Rock Unit)を除いて、残留磁化方向が東振り約60°の偏角を示した。その結果は西南日本弧が28 Maより東振り58°の偏角を維持していたというOTOFUJI & MATSUDA (1983)の主張を裏づけた。

回転角度を、30 Ma~現在までPolar Wanderはほとんどなかった(Irving, 1979)と仮定して、その手順で求めた：(1) 28~35 Maの年代を示すRock Unit内で磁化方向の平均をとる、(2) 各Unitの平均値に重みをつけて再び平均値をとる。今回求めた5 Rock Unitsからの結果とOTOFUJI & MATSUDA (1983)の結果の3 Rock Unitsの計8 Rock Unitsからの結果について平均値を求めた(See Table 1.)。 $D = 60.9^\circ$, $I = 44.4^\circ$, $\alpha_{95} = 9.3^\circ$ となった。これは西南日本弧は30 Ma以降に $61^\circ \pm 13^\circ$ の時計回りの回転運動を受けたと結論づけられた。

21 Maの年代を示す安山岩、流紋岩の4サイトの平均値は $D = 75.4^\circ$, $I = 51.3^\circ$, $\alpha_{95} = 21.5^\circ$ であった。30 Maの磁化方向と比較すると、西南日本弧の61°の回転は、21 Ma以降であると主張できる。東振り60°の偏角は、15 Maの年代を示す岩体にも見出されている(Torii, 1979; 田上, 1982)。これは西南日本弧の時計回りの回転開始が15 Maより新しく時期におこったことを示唆している。

[結論] (i) 西南日本弧の時計回り運動の回転角度は $61^\circ \pm 13^\circ$ である。(ii) 61°の回転運動は少くとも21 Ma以降におこった。

Table 1. Average Paleomagnetic Directions

Rock unit	age	N(n)	\bar{D}	\bar{I}	α_{95}	K
Sasahara tuff	28 Ma	4(44)	53.9	27.1	24.3	15.2
Kawamoto granodiorite(N)	33,29	6(56)	60.6	52.9	7.1	90.9
Kawamoto granodiorite(R)		1(10)	63.6	43.4	-	-
Hamada tuff	32	2(23)	83.8	38.3	-	-
Kugumo andesite	33	2(19)	47.7	42.6	-	-
Hirahara tuff	33	1(12)	46.7	40.4	-	-
Okami granodiorite	33	1(12)	79.2	57.9	-	-
Arifuku granodiorite	35	2(20)	57.7	46.6	-	-
Mean		8	60.9	44.4	9.3	36.2

N is the number of sites, n is the number of samples. \bar{D} , \bar{I} are mean declination and inclination, α_{95} and K are Fisher statistic parameter.

西南日本弧の時計回り回転運動の開始時期

—三重県一志層群の古地磁気—

林田 明・伊東佳彦
(京大・理)

三重県中部に分布する中新世の浅海性堆積物である一志層群について古地磁気学的研究をおこなった。これをもとに、中新世の西南日本弧の古位置について考察する。

一志層群上半部の17層群より泥岩または凝灰岩の定方位試料を採集し、超伝導磁力計をもちいて残留磁化を測定した。ほとんどの層群については、 $150^{\circ}\sim 350^{\circ}\text{C}$ の熱消磁によって二次磁化の影響をとりのぞき、よく集中した磁化方位を得ることができた。また、採集地点ごとに、地層の傾動(最大 10° 程度)を補正した。得られた残留磁化の極性は多くの層群で逆帯磁であり、セクションの中部に正帯磁帯のあることがわかった。残留磁化の方位は、正帯磁のものが東偏し逆帯磁のものが西偏するという時計回り方向へのかたよりを示した。逆帯磁のものを反転させて求めた13層群の平均磁化方位は、偏角 $=42^{\circ}$ 、伏角 $=50^{\circ}$ 、 $\alpha_{ps}=13^{\circ}$ であった。

一志層群上半部は、微化石層序の研究から、BlowのZone N7下半部からN8上半部(前期中新世末)に対比される。またBlowのZone N9/N8境界は古地磁気年代代表のEpoch 15/16境界付近にあるとされている。したがって、一志層群上半部は、逆磁極期Epoch 16(16.8~15.2 Ma; Lourie & Alvarez, 1981)に対比され、セクション中部の正帯磁帯は海洋区磁気異常のAnomaly 5Cに相当すると考えられる。

このように、一志層群の残留磁化は、正逆の磁極期を含む十分に長い期間の古地磁気の記録であり、かつ堆積後の地層の傾動の影響をとりのぞいたものであることから、当時の平均的な地球磁場方向であるとみなすことができる。その磁化方位が著しく東偏していることは、一志層群を含むブロックが17~15Maには現在の位置から反時計回りに回転した位置にあったことを示す。西南日本の同時期の古地磁気方位は、他に、中部地方の丹生山地・設楽火山岩脈群・能登半島、近畿地方の室生火山・熊野酸性岩類、四国の面河溪などから報告されている。これらは火成岩類を試料としたものであって、必ずしも平均的な地球磁場方向を表わすものとは言えないが、いずれも時計回り方向にかたよった磁化方位を特徴としている。したがって、西南日本全体が15Ma以降に $42^{\circ}\pm 20^{\circ}$ 時計回り方向に回転したと推定される。

Otafuji & Matsuda (1983)は、日本海の形成にもなった西南日本弧の時計回りの回転運動が約28Ma以降におこなったことを示した。彼らは、さらに、回転運動の開始は21Ma以降であり、回転角は $61^{\circ}\pm 13^{\circ}$ であったと推定した。一志層群より得られた結果は、西南日本弧の回転運動は、少なくともその大部分が15Ma以降におこなったことを示す。

西原日本弧の時針回り回転運動の終了時期

香川県土庄層群、小豆島層群の古地磁気

島丹桂之 (泉大・理)

瀬戸内地域に分布する中新統は、海成の堆積岩類(いわゆるオー瀬戸内海の堆積物)とやの上位の火山岩類である。ここでは香川県北部の小豆島と隣接する豊島に分布する土庄層群とやの上位の火山岩類についてこの古地磁気測定結果を報告し、その意味を述べておきたい。

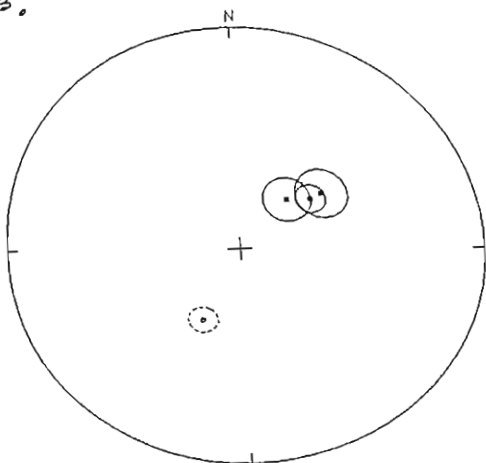
豊島には砂岩・泥岩・火山灰層よりなる土庄層群とそれと不整合をおおう火山岩類が見られる。土庄層群の時代は、動植物化石より中期中新世とされ、更にN4とされ2110万年前の土庄層群に対比される(坂東・古市, 1975)ことからほぼ15Maと考えられる。上位の火山岩については近畿地方の年代は不明だが、小豆島層群に対比される。

小豆島では北部にわずかに土庄層群が露出するが、これと不整合の関係で火山岩層よりなる小豆島層群が広く分布している(津住, 1983)。小豆島層群は下位が酸性岩類よりなる内海果層に、また上位が安山岩、玄武岩を主とする寒霞渓層に分けられる。内海果層については山崎他(1981)により14Maという年代が、寒霞渓層については、山崎他(1980)等により12~13Maという年代に推定されている。

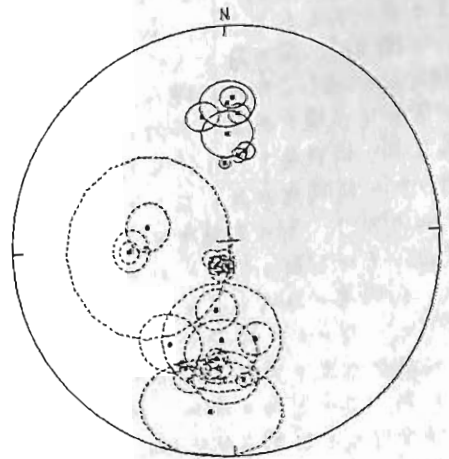
古地磁気測定の結果は、豊島、小豆島については Site Mean 値と下の図に示す(2)である。11ガウスを交流消磁、もしくは熱消磁により二次磁化の除去は十分に行われたと考えられる。また磁軸補正は堆積岩の固結時の走向磁化による。火山岩については、この地域の特徴である flat lava の相を用いて行っている。

ここに示した結果は測定途中のものの一部である。現時点で判明していることは、土庄層群の示す方向は約50°の東偏であることである。これは林田・伊東(1973)の土庄層群相当層である一志層群に用いた試料と良く一致している。一方の小豆島層群については、二枚の特定の薄岩については良好な中間的磁化を示す。一方の transition の方向を除いては、現在の磁極の方向と大きく違っていることが考えられる。

この事実の意味を述べておきたい。12~13Ma 年代層を示す火山岩は、Otafuji & Hasebe (1983)の主張する西原日本弧の回転運動の終了した後に活動したと考えられる。



豊島の Site Mean. 正帯磁の結果は、土庄層群の結果



小豆島の Site Mean

古地磁気による伊豆半島北上の検証

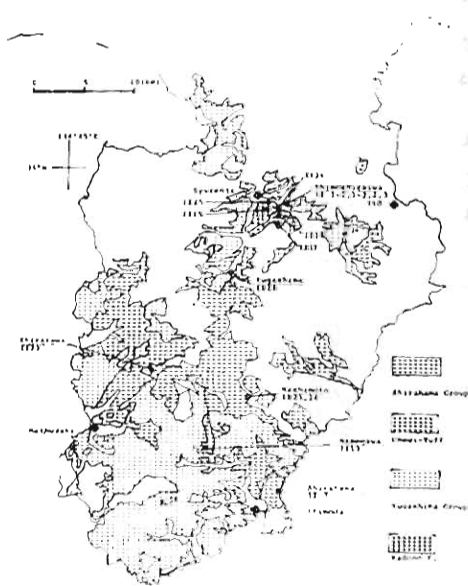
高橋亨, 広岡公夫, 酒井英男, 中島正志,
(富山大, 理) (福井大, 文育)

伊豆半島各地のオーストラリア更新統から、堆積岩を主としてサンプリングを行なった。古地磁気測定を行なったところ、11箇所16層準について結果を得ることをできたので報告する。各層準から10個以上のハンドサンプルを採取し、そのなかから約2個ずつのコア試料を抜き測定に供した。NRM測定後、数段階の交流消磁を一層準について10個ずつ行い、残り2コア試料から3~4個のハイロット・サンプルを取り熱消磁を行なっている。交流消磁の結果と熱消磁の結果に差のないものについては、交流消磁の結果を古地磁気データとした。また、熱消磁のオーストラリア層準については、残りのコア試料を用いて数段階熱消磁を行ないデータを得た。

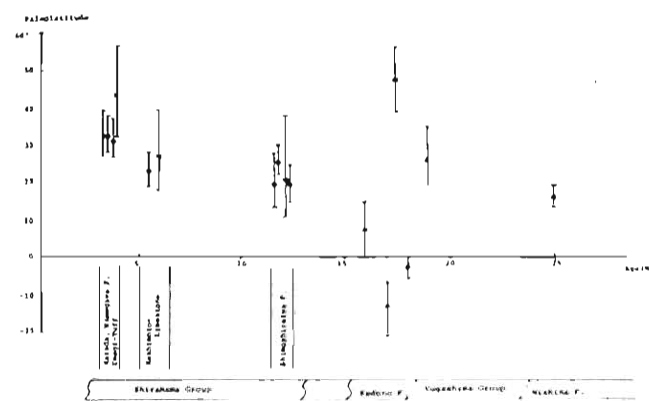
試料の採取は3~4 Ma. の原田層, 滑川層, 梅不層, 5~6.5 Ma. の梨子石灰岩, 11 Ma. 前後の下白岩層, 中新世の加殿層, 湯ヶ島層群中の火山岩および、伊豆半島で最も古いとされている仁科層からデータを得た(オ1図)。

測定結果を見ると、加殿層のものを除いて、伏角が古いもの程浅くなるという傾向がある。伏角から計算した古緯度は、オ2図に示したように、最も若い原田層では北緯32°、滑川層で33°、梅不層で43°となり、現在と殆んど変わらない値であるのに対し、最も古い仁科層では16°となり、明らかに低緯度にあることが示されており、その古緯度の差は20°近いものがあったことが判明した。仁科層の年代はあまりはっきりしていないが、中新世始め、あるいは漸新世末と考えられるので、この間、24万年の間に、伊豆半島は少なくとも約2000 Kmの移動を行なったこととなる。これは10 cm/yrの速度に相当する。

中新世、漸新世には伊豆半島の北上の速度は、現在推定されているフィリピン海プレートとの移動速度より相当大きかったことを意味している。



オ1) 図 古地磁気試料採取地点



オ2) 図 古地磁気伏角より求めた古緯度

霞ヶ浦ピストンコアの残留磁気 (そのI)

上嶋正人, 山崎俊嗣

地質調査所

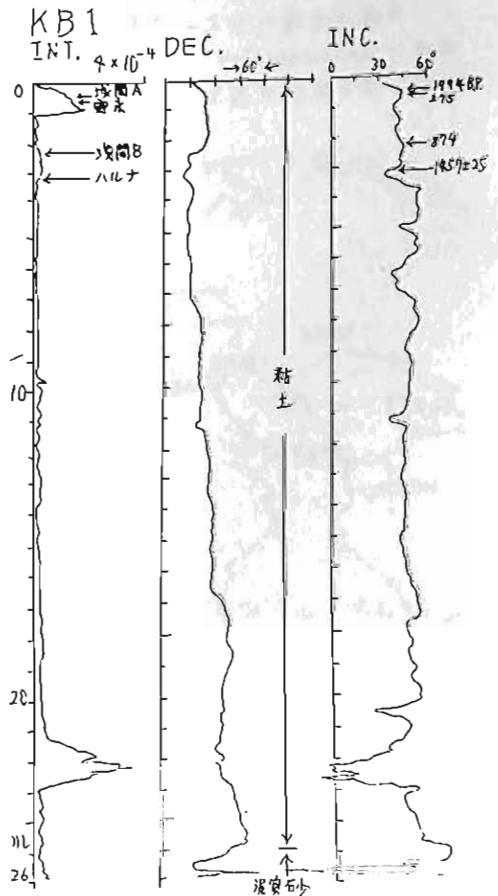
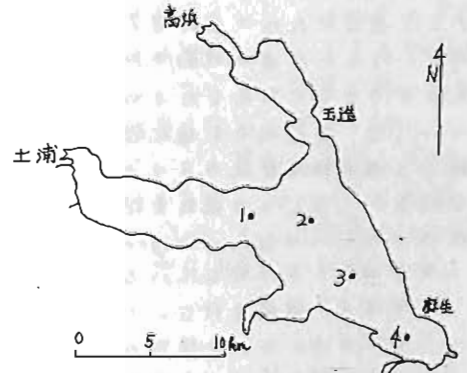
KB1の偏角, 伏角とも5コアの移動平均を行なっている。また偏角については1mごとに回転させ接合させている。

地質調査所における公害特別研究において、霞ヶ浦より20~50m長程度の柱状堆積物試料が5本採取された。コアラーはロッド式ピストンコアラーで、湖上り桶より3mづつ押し込む方式のものである。柱状試料はさらに1mづつに切断されて両端を密封されて実験室に搬入された。

磁化測定用の試料は、二つ割りにされた柱状試料の断面に、太平洋製のサンプリングケースを垂直に差し込んで採取した。コアキヤンチャー(先端の約30cm)は手で回転させてはさむためこの部分の試料は乱れていると思い試料を採取していない。そのため試料の連続性は多少悪くなっていて2.7m続いては0.3m欠けるという事を取り返している。また偏角方向については1mごとに変化(回転)している。

柱状試料の年代については、最下部で約1万年程度ではないかと考えられており、また最上部の火山灰から考えて最上部数mはかなり堆積速度が遅いのではないかと考えられている。他にも貝化石の¹⁴C年代が出る予定であるので詳細な議論は後にする。

残留磁気測定は、SCT社のモデルC-113によって最初に消磁をほとんどこせないNRMについて行なった。次に7cmに1点の割合で弱い交流消磁をほとんどこした試料のNRMを測定した。段階消磁も一部テストピースについては行なったが、今回は残念なからここで時間切れとなった。より強い交流消磁を行なった結果は次回にまわしたい。右ページにサンプリングサイト、柱状の簡単な記載、および代表的な測定結果を示す。KB1のサンプリングサイトは上図の1で示され、2.5mまでは粘土であり、その下方では泥質砂である。このコアは27.5mで円盤にあたり、28.54mで掘削を止めている。磁性測定用試料採取は砂をばくなく、取水をくなくした所で止めている。



村田史文, 兵頭政幸, 守川克己

(神戸大・自然科学) (神戸大・理)

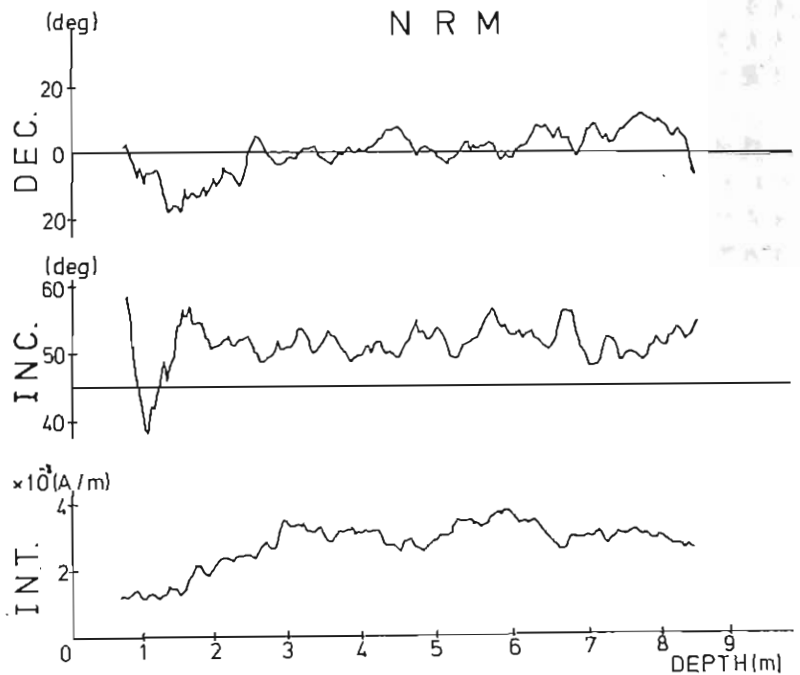
瀬戸内海の播磨灘(図1)において、直径20cm 長さ8.7mの浅海性堆積物のコア試料を採取した。試料は厚さ5cmずつの輪切りにし、その中から径・高さ1インチのcore-specimenを取り、その残留磁化を測定した。磁化測定は超伝導磁力計を用いて、177層準にわたり合計875個のspecimenについて行なった。各層準ごとに統計処理を行ないさらに5点の移動平均をとった結果を図2に示す。偏角・伏角の曲線は、変化の振巾が今までに測定したもの(大坂湾・木崎湖等)に比べて非常に小さい。このコアについては、規格化した磁化強度・精密度パラメータ K ・方向変化を積分する事によって起こる磁化強度変化の3つの相関が良い事から、兵頭の提案したモデル(第71回当学会予稿集)に従って地磁気変化を記録していると思われる。したがって磁化方向変化の振巾が小さいのはhalf magnetization depth $Z_{1/2}$ が全体的に大きくて、フィルターの効果(振巾減衰)が作用しているためと解釈できる。

段階AF消磁を行っていくと、しだいに偏角・伏角のカーブの振巾が大きくなっていく事がわかった。堆積物の磁化は、地磁気変化をconvolution積分したものであるからそれから地磁気変化年変化を得るためにはdeconvolutionを行わなくてはならない。もし保磁力の違いによって各圧密段階で獲得されたPDRMが分離できるのなら、AF消磁はdeconvolutionによって代わる方法となる。ここでAF消磁後、残留磁化の方向変化曲線の振巾が大きくなったということはそれを暗示しているのかもしれない。

図1



図2



木川 栄一 木下 肇
千葉大理

古地磁気方位の(地磁場dipoleからのずれの)解釈は、計算となるfieldを得られた古地磁気方位により、偏角に重点を置いたrotationによるもの、あるいは伏角に重点を置いたdriftによるものなどがあるが、偏角、伏角の両方を考慮に入れたtiltingによる解釈も可能である(図1)。例えば筆者らは伊豆半島北西域に位置する第四紀の達磨火山(0.8Ma:兼因)、井田火山(0.65Ma:兼因)から得られた古地磁気方位の解釈を行い、北西方向のcomponentを持つtiltingにより説明し得ることを示した(図2)。今回の報告はfieldをさらに西伊豆の南の第四紀火山にのぼして、得られた古地磁気方位のtiltingによる解釈を試みたものである。中村(1979, 1982)によると伊豆地域の最近の100年間の σH_{max} から推定される応力場は伊豆半島や伊豆

諸島間の測地測量による水平変動や活断層・岩脈の示す水平最大短縮方向とほぼ一致し、10⁴~5年程度北西方向のcomponentを持ち続けてきたらしい。これは先の達磨火山や井田火山のtiltingによる古地磁気方位の解釈と合っている。伊豆半島の第四紀火山の古地磁気方位は、現在も続いている伊豆地域のプレート運動の直接の反映と見ることにも可能である。Sampleとは棚場, 長九郎, 蛇石, 南崎, そして愛鷹火山で採取済みであり、現在測定中である。

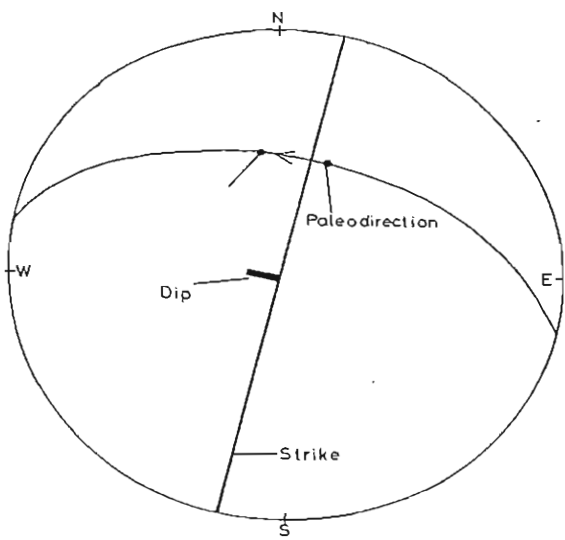


図1 地磁場dipoleからのずれをtiltingで説明するとき問題となるのが、どのように付けさせるかである。上図のようにコミットメント上でdipoleと古地磁気方位の2点を通る大円を動かすのが、自然に思える。



図2 達磨火山、井田火山、若松崎安山岩から得られた古地磁気方位のdataを図1に示した方法からどのように付けさせると説明できるのかを示した図。大体が北西方向のだけである。

中国・黄土，古土壤の磁化特性と古気候変化

笹嶋貞雄¹⁾，王永炎²⁾，鳥居雅之³⁾，岳架平⁴⁾

1), 3) 京大理 2), 4) 西北大地領系

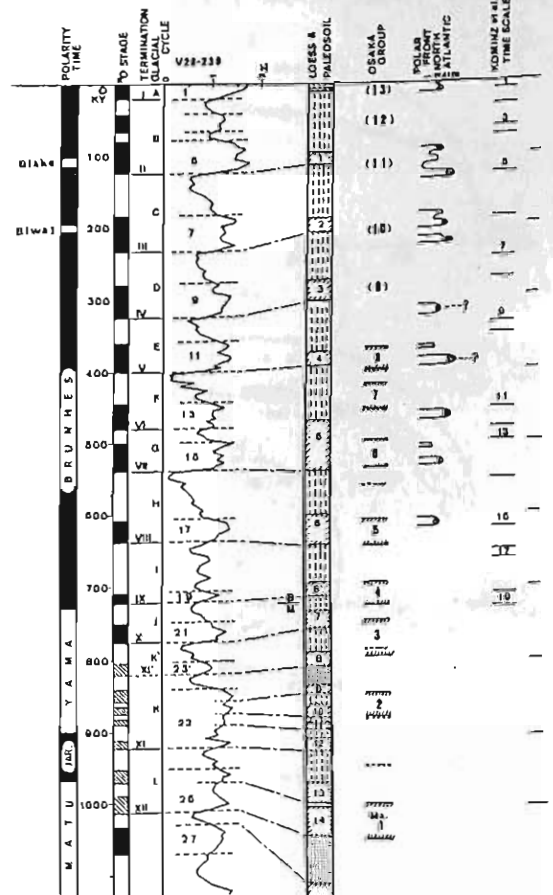
洛川の示準的黄土層断面には多数の赤色古土壤の薄層が交差している。一般に黄土は寒冷・乾燥期の風成層であり，これに反し，古土壤は温暖・湿润期の生成物であるとみなされている。その物質の起源は新疆省，モンゴルの砂漠であると推定されている。

新疆のラクマカ：砂漠砂と黄土，古土壤の強磁性鉱物を比較してみた。その結果，主成分鉱物では顕著な類似性が認められ，Ti-poor の Magnetite と酸化度を異にする Maghemites より成り，後者は古土壤中に顕著で，さらに微量の Hematite が含まれている。

残留磁気には異常な Soft components が伴うことは主に微粒子の低温生成の Maghemites と Goethites によるものと思われる。砂漠砂中にかんまり低温酸化の進んだ Maghemites が存在することは些味のある新発見である。

黄土と古土壤の NRM intensity の違いはほぼ I 桁に近く，磁気的特性の違いはかんまり生成時の古気候の違いによって説明される。風成層であるこれら堆積物の残留磁気の固着機構については余り調べられていないが，Post-DRM が堆積後かんまり早く獲得されることから推論できる。ただし，古土壤の土壤化作用はこれに比べ長時間と要することから考えられ，これに伴う低温酸化の進行と二次的な CRM は 100 万年以上古い，MATUYAMA 期に属するものでは著るしい防害要素をなし，初生磁化の抽出とこれによる地球磁場そのものを解明に困難にしている。この難題の克服は今後の課題である。

地磁気順序による年代推定が精度と保障する 100 万年以降には 15 枚の古土壤が交差する。もし第 2 古土壤と Biwa I とかならと，各古土壤の年代が B/M と Jaramillo boundary を用いて，内・外挿することによって近似的に求まる。この古土壤・黄土の年代層序を 180 stages (U28-239) その他の代表的な年代と気候変化に因する情報 (Ruddiman & McIntyre, 1976; Komizg et al., 1979; Kukla, 1977) と対比すると右図が得られ，この図から洛川の第四紀示準層序は中部欧州の Loess-paleosol sequence とよく対比される。現在の年代測定の許容範囲では，中国大陸の第四紀の気候変動はユーラシア大陸全体として，地球規模での氷期・間氷期変動によって大きく規制されていたと結論して良さそうである。我が国の大阪府群や房総半島の鮮新・更新統における古気候変化との比較も今後の重大な問題である。



福井県北部の浜地火山灰層中に 見いだされた Blake event

中島正志・三浦 静

(福井大学 教育学部)

福井県芦原町城新田と三国町浜地間の海食崖にみられる洪積層中に、厚さ約10cmで、延長約1kmほど追跡可能な連続性の良い、浜地火山灰層がみられる。この火山灰層は、加越台地を構成する上部更新統(芦原砂層)の粗粒砂層のほぼ中部層準にあつた。

浜地火山灰層は、黄橙色(10YR 8/8)を呈する細粒火山灰(軽石層)からなり、薄いラミナが認められる。また円磨された異質岩片等の粗粒砂がレンス状に挟まれる。さらに、この火山灰層中には多数の生痕も認められる。従つて、浜地火山灰層は、降下した火山灰が浅い水底に堆積したものと考えられる。

本火山灰のフィッシュン・トラック法による年代測定結果は、 $0.12 \pm 0.02 \text{ Ma}$ であつた。

($36^{\circ}15'49''\text{N}$, $136^{\circ}10'52''\text{E}$)の地点で採取した試料の残留磁化測定結果(400 Oeを交流消磁後)は、試料数=8、 $D_m = 191.1^{\circ}(\text{E})$ 、 $I_m = -40.2^{\circ}$ 、 $k = 35.0$ 、 $\alpha_{95} = 9.5$ 、平均磁化強度 = $5.4 \pm 2.6 \times 10^{-6} \text{ emu/g}$ であつた。VGPは、 $\text{Lat.} = 73.6^{\circ}(\text{S})$ 、 $\text{Lon.} = 97.6^{\circ}(\text{E})$ となる。

浜地火山灰の層序、フィッシュン・トラック年代から判断して、この逆帯磁は、Blake polarity eventに対応するものである。



浜地火山灰の残留磁化測定結果

宗園 浩・堂面 春雄
海自・小月基地 山口大・教育・物理

昨年(1981)夏より九州予西部、特に天草諸島を中心に新生代火山岩類のサーベリングを始めた。今回は無定位置磁力計によるこれらのNRM測定結果、及び熱磁減弱結果について中間報告とする。

天草諸島の火山岩類は、白亜紀あるいは古第三紀の地層群を多く天草火成岩類(新第三紀・site 2, 3, 4, 7)と中二半島の三角火山岩類(漸新世・site 1)及び阿蘇噴出物(成積世・site 5, 6)からなっている。図1は採集地点の概略と平均NRM方位である。図2は一部の試料のJ_s-T曲線である。site 2, 6, 7からは安定なNormal及びReversedの成分を持つ試料が見つかった。これらの試料は単一の固相で高いキュリー一点を持っている。一方、site 1はNormalな成分を持っているが、2種以上の固相に分れており、交流電流に於いても不安定であった。site 3の試料は磁化が弱く、十分な精度の測定データがえられていない。以下、スピーア型磁力計を用いて、これらの再測定を完了中である。

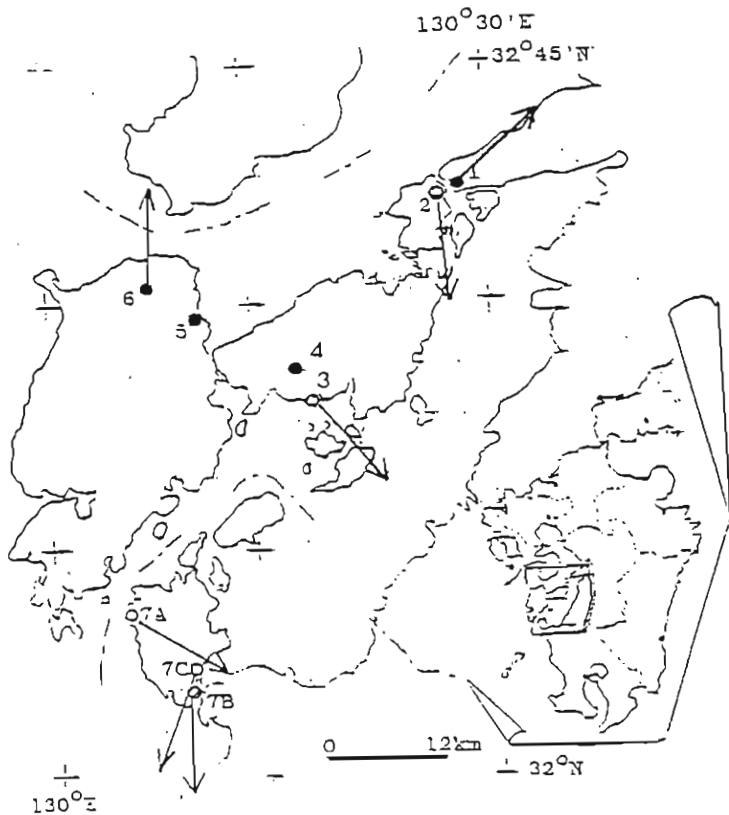


図1. 天草諸島サーベリングポイント及び平均NRM方位。● Normal, ○ Reversed

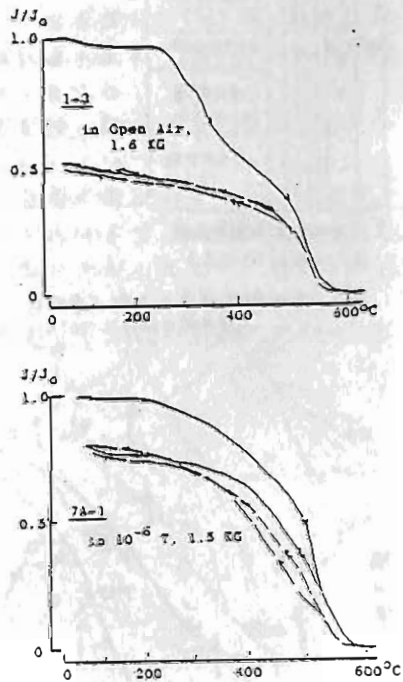


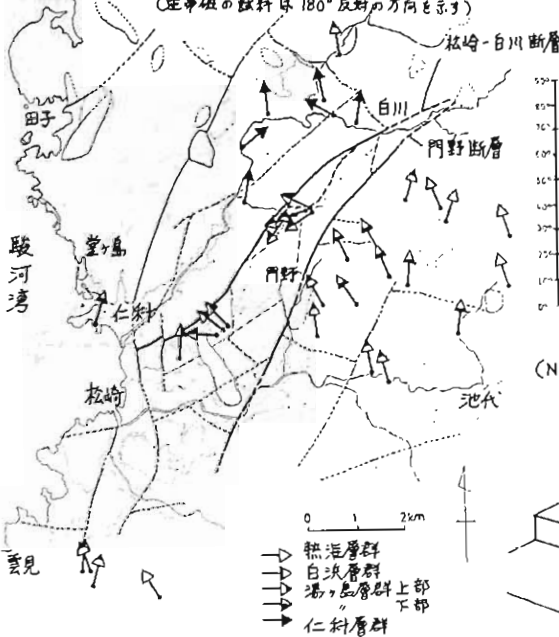
図2. J_s-T曲線の例。(a) site 1, (b) site 7.

小山真人(東大震研)・新妻信明(静岡大理地球科学)



[]内は試料採取地点数 (合計88地点)

図2: 古地磁気偏角の方向 (層群別) (逆帯磁の試料は180°反対の方向を示す)



伊豆半島西部に分布する新生代以降の火山岩・凝灰岩類の層位学的調査と岩石磁気・古地磁気学的な検討を行なった。研究に用いた88地点の試料は玄武岩，穿山岩，石英安山岩の溶岩および岩脈，凝灰岩および凝灰質ニルト岩である。測定にはリングコア型フラックステージ回転磁気計(小山・新妻，1983年地球科学研報8)を用い，AF消磁は3軸AF



消磁装置(同上)にて35mTまで行なった。二次的不安定成分は10~25mTのAF消磁で除去できることが判った。安定成分の求められた試料のうち，bedding補正値の不明な試料，bedding補正前の磁気方向が現在の北を向く試料，変質した火山岩試料，同一岩塊内の方向のばらつきのある大きい試料を除いた残りの39地点の残留磁気方向について検討した。このうち熱海層群，白浜層群の各1地点，湯ヶ島層群上部の2地点の計4地点の試料が逆帯磁を示す。若層群の伏角の絶対値の平均は，熱海層群~湯ヶ島層群下部までが現在の値と誤差範囲内で一致するのに対し，仁科層群の値($I = 24.2^\circ \pm 0.0^\circ$)は現在と比較して有意に小さい(図1)。偏角は，熱海層群~湯ヶ島層群上部，および仁科層群の試料が全体としてほぼ現在の北を向くのとに対し，2本の断層(松崎-白川断層・門野断層)に挟まれた地塊内の湯ヶ島層群下部の試料は反時計まわり方向へのずれを示し(図2)，断層運動による地塊の分断・回転が生じていると考えられる(図3)。

図1: 古地磁気伏角 (層群別平均) の絶対値

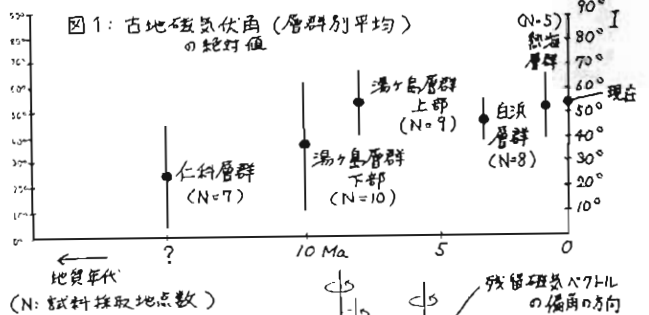
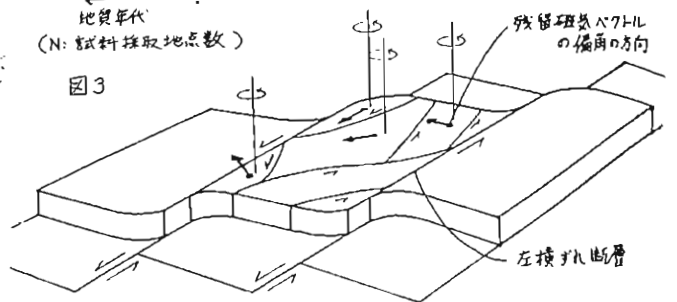


図3



ジャワ島中部の中新世古地磁気層序

新妻信明

(静岡大学理学部地球科学教室)

【試料】 1979年と1981年の夏に小形大学理学部の斎藤岸正教授を隊長とする文部省海外学術調査によって得られたものである。1/500のルートマップと1/100の地質柱状図を作成しながら、10m間隔で1層準あたり3本の定方位柱状試料を西独スチール社製のコアラーにて採取した。

【採取地(層準数)】 ジャワ島中部のヨクジャカルタ周辺の Kali Oyo (67), Pereng (29), Djurang (10), Niten (7) である。

【地質概要】 始新世の貨幣石を含む石灰岩・砂岩、枕状玄武岩、はんれい岩、変成岩等からなる dismembered melange complex を基盤とし、漸新世後期のマール、漸新世後期～中新世前期の安山岩の凝灰再礫岩・火山再礫岩・熔岩があつた。この安山岩の活動が終息に近づくにつれて凝灰岩、凝灰再礫岩、熔岩(玄武岩)の間にシルト岩やマール等の堆積岩が夾在し、火山性物質の夾在量を減じて、マールや石灰岩質砂岩となる。

【化石年代】 地質年代を知るための化石としては、浮遊性有孔虫、石灰質ナンノ化石も多産し、化石層序学的研究がなされている。安山岩活動後の堆積物については、浮遊性有孔虫でN4～N12帯、石灰質ナンノ化石でCN1～CN6帯に区分されており、この堆積物中には大きな堆積間隙が認められていない。

【測定】 三軸交差磁場消磁装置を使用し、15mTで消磁後、リングコア型フラックスゲート回転磁気計にて測定を行なった。

【古地磁気層序】 残磁磁気強度は 10^{-2} ～ 10^{-1} A/m で正逆の磁極帯を認めることができた。化石年代を参考にして磁極期との対応を考えると、才15磁極期から才19磁極期に対比できる。この磁極期は海洋地磁気異常の5, 5B, 5C, 5D, 5E, 6に対比されているものであり、13～20 m.y. 前の年代にあたる。

これらの地質と年代が一致すると、ジャワ島においても日本列島と同様に周期的プレート進化モデルが適用できる。

フィジー ビチレブ島の古地磁気

高橋 真二, 片尾 浩, 湖城 孝, 西村 博次, 矢野 政幸, 石沢 俊樹, 長谷 寧, 井口 博夫, 伊勢崎 修司, 安川 克己 (神戸大理), 宮田 隆夫 (神戸大 教養)

1979年, 1982年の両年に, フィジー: ビチレブ島の26地点から定方位による約100個の岩石試料が採取された。これらは, 石灰岩, 砂岩等の堆積岩, およびダイオライト, アンデサイト, バサルト等の火山岩である。

岩石の磁化方向の測定は, これらの各岩石から整形された試料を用い, スピナー磁カ計およびクライオジェニック磁カ計によって行なわれた。また, 消磁は交流磁場による段階消磁が施された。

ビチレブ島は, 南緯18° 東経178°に位置するが, 現在より約44my以前には, トンガ, フィジー, ニューヘブリデスが直線状の島弧を形成していたと考えられている (Chase, 1971)。フィジー諸島は現在, オーストラリアプレート側にある (Chase, 1971) とされており, トンガおよびニュー

ヘブリデスとの位置関係は, 太平洋プレートの回転極が変化した時期から現在まで変化してきている (Milson, 1970) とされている。その間のフィジー周辺の構造運動は, かなり複雑であったとされている (Malahoff et al, 1982)。

フィジーの古地磁気を明らかにすることは, それらの構造運動を考察する上で役に立つかもしれない。過去に Tarling (1967); James and Falvey (1978) によってフィジーの古地磁気測定されているが, 今回の結果はこれらの報告を支持するものである。測定結果を下表に示した。

今回は, 主にフィジービチレブ島における古地磁気の特徴を報告する。

SITE	DEMAG. LEVEL (Oe)	DIRECTION			INTENSITY							Grain Size (µm)	Rock	
		DEC. (deg.)	INC. (deg.)	a95	k	Max.	Min. (x10 ⁻⁴ emu)	Ava.	Mx/Mn	HDP (Oe)	On			
A01	50	18.7	-54.2			2.7	1.1	1.9	2.4	38				
A02	50	111.2	30.5			2.7	1.1	1.9	2.4	38				CLAY
A03	50	340.5	-54.6			2.7	1.1	1.9	2.4	38				
B	150	295.5	-4.7	5.4	125.4	225.0	175.0	194.0	1.3	272	6.9	72.3	15-20	BASALT
C	NRM	148.9	10.7	3.0	119.3	0.4	0.0	0.2	10.2	23	17.6	0.0		LIME STONE
D						28.1	1.3	12.1	21.6	93	1.9	2.5	8-10	BASALT
E	NRM	322.0	-4.4	3.7	117.5	167.0	83.0	130.4	2.0	20	6.0	54.3	50-100	PILLOW BASALT
F	NRM	2.3	-42.1	47.9	2.9	33.5	2.8	21.9	11.9	320	9.3	5.3	20-50	DIORITE
G	50	318.3	-26.2	2.4	465.3	396.0	29.0	185.0	13.7	22	3.0	174.4		SAND STONE
H	30	358.6	-3.8	8.9	19.5	0.2	0.0	0.1	9.7	155	6.7	0.0		LIME STONE
I	NRM	19.1	-8.7	29.7	2.4	72.9	2.4	31.5	14.9	260	3.9	2.8	20-30	PILLOW BASALT
J	120	123.5	46.4	15.3	14.1	148.0	28.0	60.3	5.3	45	1.0	160.5	50-100	OL-BASALT
K	75	165.4	54.2	13.9	10.7	143.0	43.0	86.8	3.3	17	0.6	199.2	8-12	BASALT
L	NRM	344.0	-39.6	7.5	24.8	1051.0	682.0	879.3	1.5	280	20.2	107.4	5-20	BASALT
M	NRM	24.1	51.8	18.4	7.1	1958.0	148.0	1003.7	13.2	65	14.6	187.0	10-30	BASALT
N	50	8.7	-31.8	3.5	298.7	192.0	19.0	137.1	10.1	48	1.8	160.3	50-100	MONZONITE
O	100	65.8	39.6	11.4	28.8	298.8	90.0	156.4	3.3	80	6.6	46.7	4-10	Zeolite-BASALT
P	NRM	140.7	-8.2	62.9	1.9	48.6	13.3	28.2	3.7	230	1.1	23.0	2-4	BASALT
Q	90	358.8	-16.1	16.3	8.0	47.4	13.3	32.7	3.6	50	1.2	90.8	10-20	DACITE
R	400	46.7	-42.7	45.0	2.8	47.0	23.3	33.5	2.0	125	1.0	59.5	15-25	DACITE
S	60	337.3	-36.9	6.0	59.8	58.4	37.0	48.1	1.6	30	1.1	97.5	40-60	Bio-ANDESITE
T	NRM	308.6	-26.0		1.3	1154.0	2.5	205.6	467.6	29	1.8	3.1		
U	90	74.8	19.2	20.9	11.2	80.0	11.2	55.7	7.1	22	0.3	128.8		DIORITE
V	120	326.4	33.7	60.7	1.6	26.6	6.5	17.6	4.1	29	1.0	96.9		BASALT
W	NRM	12.7	-51.7	22.0	6.4	58.5	13.4	32.1	4.4	127	2.5	67.9		
X	NRM	38.9	-44.5	42.9	2.4	144.0	72.0	111.8	2.0	45				
Y	90	41.2	12.7	39.1	6.5	46.5	1.4	12.9	33.2	85	10.1	3.5		GABBRO
Z	NRM	342.5	2.1	64.9	1.5	145.0	40.0	90.0	3.6	45				ANDESITE

Reference

Chase, C. G., Geol. Soc. Am. Bull., 82, 2087, 1971
 Milson, J. S., Earth Planet. Sci. Lett., 8, 258, 1970
 Malahoff, A., R. H. Feden and H. S. Felming, J. Geophys. Res., 87, 4109, 1982
 Tarling, D. H., N. Z. J. Geol. Geophys., 10, 1235, 1967
 James, A. and D. Falvey, Bull. Aust. Soc. Explor. Geophys., 9, 115, 1978

中部アンデスの古地磁気 III

～中部ペルー、オクス岩脈群～

日置 孝介・浜野 洋三
(東大理工)

河野 長 宇井 忠英
(東大理工) (神戸大理工)

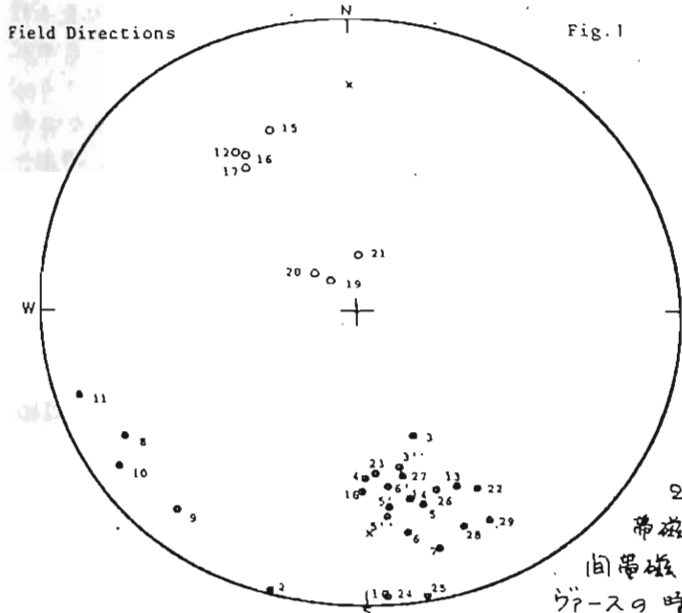


Fig. 1

昭和56年7月21-24日に調査された中部ペルー、アヤクチャ付近の岩脈群(オクス岩脈群と名づける)の古地磁気測定結果を報告する。地質図の年代は鮮新世-更新世とされているが、実際の年代は更に古い可能性が高い。岩脈の卓越走向はほぼ東西で、地震のメカニズムから推定された現在の σ_{1max} の方向に一致する。29本の岩脈と4枚の溶岩流からそれぞれ6-7個の古地磁気試料を採取した。試料の残留磁化強度は $10^2 \sim 10^4 \text{ Am}^2/\text{kg}$ で、交流消磁に耐し安定なものが多い(MDFは20-60 mT)。古地磁気方向は4個が正帯磁(1-2本) 22個が逆帯磁(リグ-ス) 7個が中間帯磁(イン-ミット)であった。1-2本とリグ-スの時間的前後は明らかでないが、中間帯磁のOC19が逆帯磁のOC18に貫入していることから

1-2本⇨リグ-スの順であり、中間帯磁は、そのTransitionをとらえたものかも知れない。仮想的な σ_{1max} のTransitionの経路を図2に示す。Transition pathの τ - τ の位置は北半球中緯度地域ではR→Nの時、 σ_{1max} はnear-sided path(σ_{1max} がsiteの程度沿いに北上する) N→Rの時 σ_{1max} はfar-sided path(σ_{1max} がsiteの程度 裏側を南下する)をとる事が示唆されている(Fuller et al. 1979)が、今回の τ - τ は明確にはどちらとも言えず、今後の低緯度地域でのTransition pathの τ - τ の蓄積が期待される。中間帯磁を除く26個の古地磁気方向の平均は($I=30.7^\circ$ $D=166.4^\circ$)。平均 σ_{1max} は($76.1^\circ S$, $1.6^\circ W$) Angular Standard Deviationは $14.0^\circ \pm 2.3^\circ$ となる。偏角の系統的な反時計まわりの回転は、①反時計まわりの回転、② Undetected tilt の2つの可能性が考えられるが、後者は

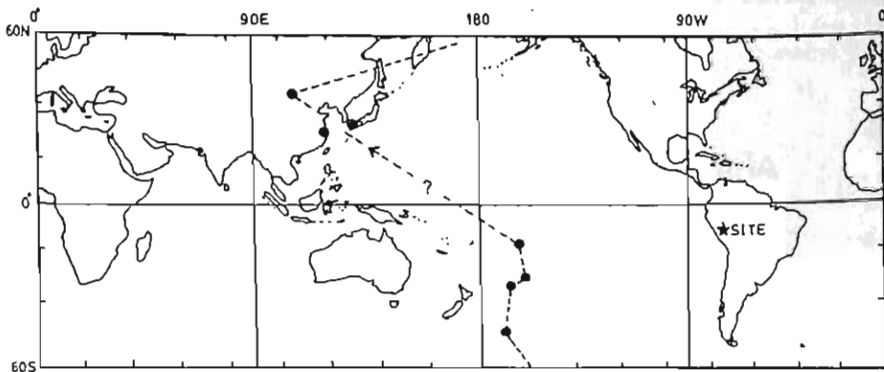


Fig. 2 Hypothetical polarity transition path of Ocos dike swarm.

Field 2-9 観測その他から、幾分考えにく

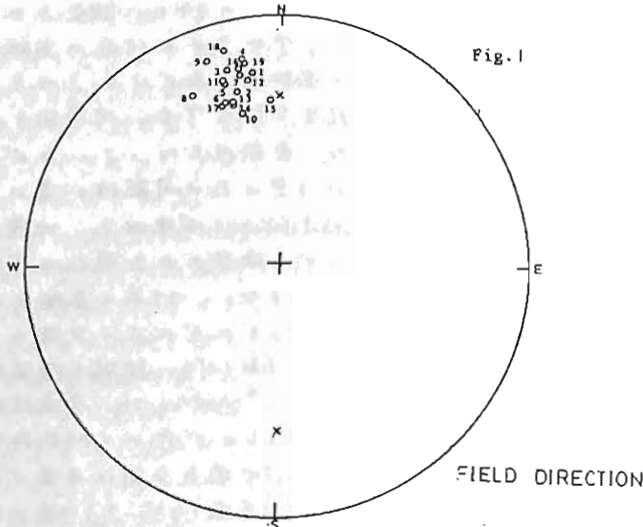
Ref.
Fuller, M. D., Williams, I. and Hoffman, K. A. Rev. Geophys. Space Phys., 17, 179-203, 1979.

中部アンデスの古地磁気IV

～北部アリ、白亜紀アリカ岩脈群～

日置 幸介・浜野 洋三
(東大理)

河野 長
(東工大理)



をもとに、Beddingの補正を施した。各岩脈から得られた平均磁化方向は総て1-2度で、北より反時計まわりには約15度のずれを示し、ペルー他のデータと良く一致する。(Fig. 1) 全岩脈の平均磁化方向は $I = -26.7^\circ$ 、 $D = -14.8^\circ$ 、平均 σ_{θ} は $75.2^\circ S$ 、 $34.5^\circ E$ 2、 σ_{θ} の Angular Standard Deviation は $5.9^\circ \pm 1.7^\circ$ と極めて低い値を示す。(Fig. 3) この2つの可能性、①白亜紀の永年変化が全世界的に現在より小さかった(e.g. Irving & Pullaiah, 1976)、②全岩脈はある時期に一緒に再帯磁化した、の2点から論ずる。

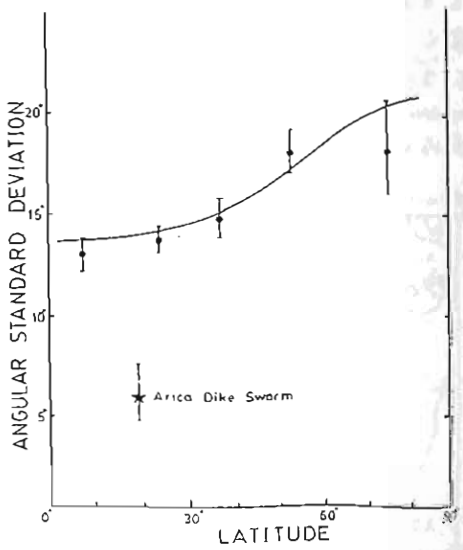
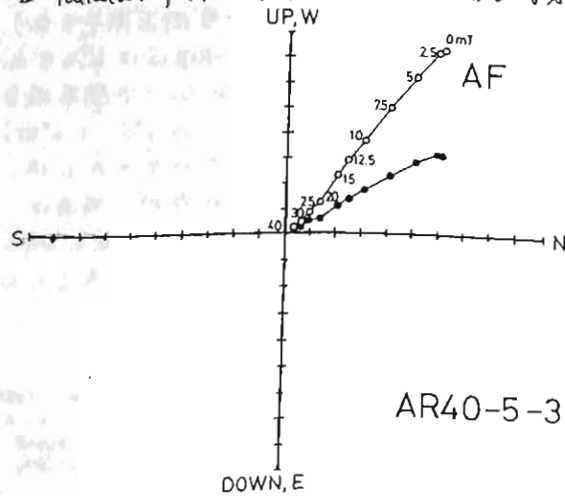


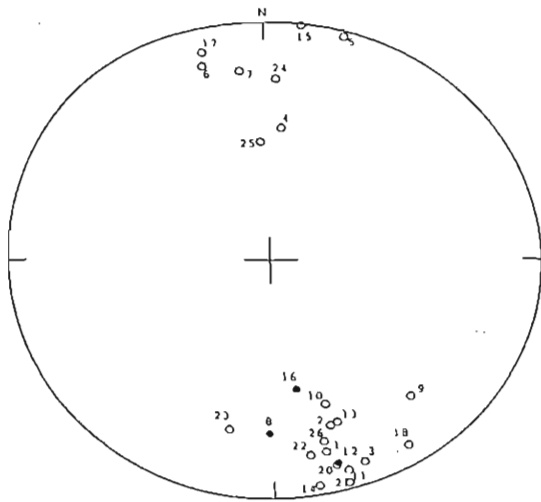
Fig. 2 Zijdeveld diagram of AR40-5-3
Ref. Irving, E. and G. Pullaiah, Earth Sci. Rev. 12, 35-64, 1976.

Fig. 3 Angular standard deviation of σ_{θ} in worldwide summary of Bruhnes epoch.

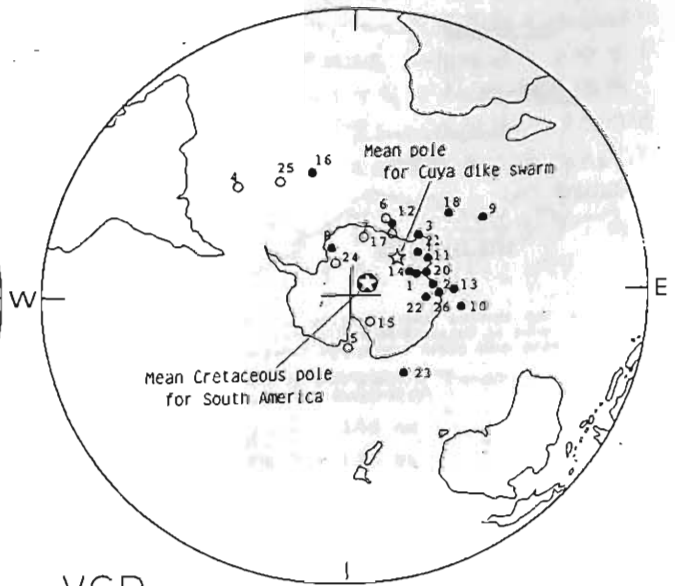
中部アンデスの古地磁気 V ~ 北部チリ、Cuya 岩脈群 ~

野村一成・森川直昭 浜野洋三・日置孝介・木下 肇・河野 長
 (千葉大理) (東大理) (千葉大理)(東工大理)

昭和56年度海外学術調査により採集された、北部チリ Cuya 地方の岩脈群の岩石試料について古地磁気測定を行なった。Cuya 岩脈群は $70^{\circ}09'W$, $19^{\circ}11'S$ に位置し、ジュラ紀の堆積岩に貫入しており、第三紀のイグニングライトにおおわれている。岩脈の走向はほぼ南北方向に卓越し、100 km 程度北方の白亜紀のアリカ岩脈群とは、ほぼ直交している。計26本の岩脈からそれぞれ5~6個の試料について、段階交流消磁を行なった。NRM強度は $10^{-4} \sim 10^{-1} A/m$ の範囲にあり、他の岩脈群に比べて強度が小さい。また Q_n 比が小さいため交流消磁に対するバラツキが大きい。熱磁化曲線の測定及び顕微鏡観察からは、主な磁性鉱物はチタンの少ないチタノマグネタイトであり、低温変質を受けているものが多いことがわかった。残留磁化方向としては、交流消磁の段階で各岩脈からの試料間のバラツキが最小となった時の平均方向を採用した。各岩脈の平均磁化方向をオ1図に示す。正帯磁、逆帯磁の両方向が存在するが、逆帯磁のものが多し。逆帯磁の岩脈群の平均磁化方向は、南から反時計まわりに約15°のずれを示し、他の中部アンデス地域のデータと一致する。オ2図には各岩脈の磁化方向から計算したVG P (S極) の分布を示す。全岩脈に対する平均VG Pは $74^{\circ}12'S$, $48^{\circ}57'E$ に位置し、南アメリカの安定地塊から求められている白亜紀の古地磁気極とはずれを示す。



(オ1図)



VG P

open circle: normal group
 solid circle: reverse group

(オ2図)

山口県下関及び島根県匠見両地区白亜紀岩の
自然残留磁化方位について

堂面 春雄

山口大・教育・物理

山口県下関市北部地域のインク・ストーン(白亜紀・関門系群)及び、島根県匠見地区の花コウセン緑岩(白亜紀・匠見層群)の、それぞれ一地点で採取し、やや長期間放置されておいた試料について、自然残留磁化方位を比較する。

前者下関インク・ストーンについては、これまでいくつかの地点よりサンプリングを繰返し、未発表のものも含めて、かなりのデータが集積されているが、本報告では、当地域・古宿地区より、1976年夏に採取し、その後6年間、実験室内にランダムに放置されておいた試料についての自然残留磁化方位測定結果を示す。一方、匠見の試料は、1970年春の採取で、その後12年間同様にランダム・ストアリングされたものである。また、これらの試料はいずれも標準サイズ(φ2.5cm × H2.5cm)にコアリングし、それらの磁化方位を Schonstedt 型スピナー磁気計で測定した。

ついでながら、匠見地域の他地区における試料採取も近年行った(Domen & Muneoka, 1981)が、これらの測定結果については別の機会に報告する。また山口県下白亜紀岩についての1976年以前のデータは Domen, 1979 にまとめてある。

さて、近年えた県下の白亜紀岩のデータ(Domen & Muneoka, 1981, Domen, 1982)と比較するに、本研究における古宿試料のものは、同地区の他のもの(津奈峠・第1図K-3)とはややこぼり、むしろ小郡地区(S-4, 扇南層群・宇山岩質熔結凝灰岩)のものに近い。一方、匠見試料の自然残留磁化方位は、美林地区(S-3, 扇南層群・宇山岩質熔結凝灰岩)のそれにやや近い。また、これらの方位の分散度は、いずれも $\alpha_{95\%} = 12^\circ$ 以上、 $K=12$ 以下で、かなり大きい。

第1図に大まか位置置、第1表にデータを示しておく。

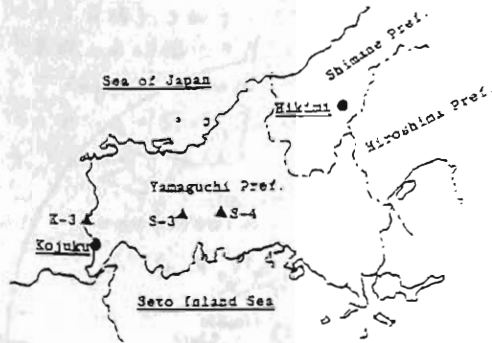


Fig. 1. Map showing sampling sites of Cretaceous rocks of Kojuku & Hikimi districts together with some other Cretaceous Yamaguchi rocks.

References

Domen, H. (1979) Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 32, 11.
Domen, H. (1982) Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 32, 23.
Domen, H. & H. Muneoka (1981) Rock Mag Paleogeophys., 8, 38.

Table 1. A comparison of NRM data of some Cretaceous rocks in Yamaguchi and in Yamaguchi and Shimane Prefectures.

Site	n	M				V	G	P	Polarity Class
		H D(E)*	R I(D)	K	u _{95%}				
(Present study)									
Kujuku (1976) Yamaguchi	27	68.2*	62.4*	7	12*	-171*		38*	IV, O(N)
Hikimi (1970) Shimane	10	15.2	77.1	5	25	144		57	+III, (H)
(Previous Yamaguchi data: Domen 1982)									
S-3; Mine	21	-5.5	83.2	9	12	111		79	+III, N
S-4; Ogori	13	82.3	42.8	12	12	-156		20	IV, O(N)
K-3; Shimonoseki	13	23.8	48.5	3	27	-133		69	-III, N

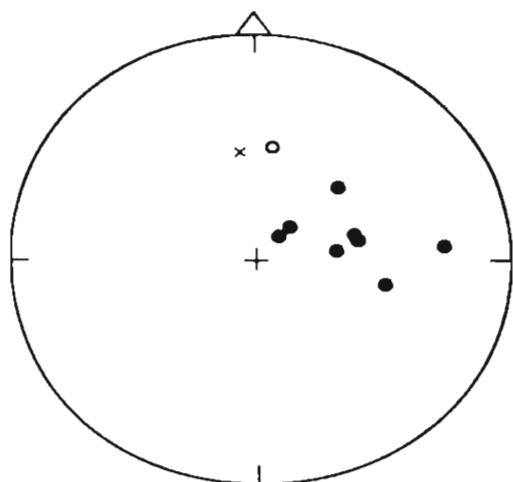
伊藤晴明・時叔克守・一ノ瀬玲・辻本貞明
(島根大学・理)

北九州には Cretaceous の花崗岩類が広く分布している。石原等(1979)によると、北九州の花崗岩類は帯磁率の高い ($\chi \geq 50 \times 10^{-6} \text{ emu/gr}$) 磁鉄鉱系と帯磁率の低い ($\chi < 50 \times 10^{-6} \text{ emu/gr}$) タタン鉄鉱系にほぼきり分離できるようである。脊振山と丫の北側に分布する花崗岩類は磁鉄鉱系に分類されている。NRM の測定結果は石原等の推論を支持しているように思われる。磁鉄鉱系花崗岩類の NRM Intensity は一般に強く、方向も安定なものが多い。これに反して、タタン鉄鉱系花崗岩類の NRM Intensity は一般に弱く、消磁による方向の変化もはげしく不安定であった。

岩石試料は北九州市若松区脇元浦、福岡市志賀島、福岡県糸島半島に分布する、主として年代測定値のある花崗岩体から採取した。測定した全試料の交流消磁、一部試料の熱消磁の結果、安定で信頼できる方向をもつ Site は 15 Site 中 9 Site であった。NRM の測定結果は下表に示す通りである。各 Site の平均方向を図に示してある。脇元浦岩体の試料のみが真の Dip を示し北向きである。この岩体では 2 Site で採取したが、他の 1 つの Site では方向のばらつきが大きく確定できなかった。この岩体については、今後の詳細な研究調査が必要であろう。

志賀島、糸島半島の 8 Site の試料はすべて Normal で Declination は約 NE 65° である。これは山口県、島根県の山陰側に分布する Cretaceous ~ Paleogene の花崗岩類の Declination とほぼ一致している。山陰地域に分布する花崗岩類の NRM 方向との類似性は、北九州花崗岩類が貫入・固結後、山陰地域のそれと同じような地殻変動を受けたことを示唆する。

石原舜三, 唐木田芳文, 佐藤興平: 地質学雑誌, 85 巻, 47~50, 1979.



Site	Age (Ma)	N	Decl. (°E)	Incl. (°)	α_{95} (°)	J_r (emu/gr)	Cleaning field
1 Wakinoura	89	14	7.0	-47.7	9.5	2.59×10^{-4}	50 oe
2 Kota	80,89	12	43.5	73.3	7.1	4.42×10^{-5}	100 oe
3 Kota	80,89	13	84.4	63.4	5.9	5.52×10^{-5}	150 oe
4 Sakurai	80,89	11	86.6	26.4	5.9	3.48×10^{-5}	200 oe
5 Nokita	90	13	76.7	55.3	3.2	2.54×10^{-5}	150 oe
6 Fukaehama	89	17	40.3	78.8	10.5	4.35×10^{-6}	200 oe
7 Shikanoshima	-	14	44.8	51.8	3.4	2.59×10^{-5}	150 oe
8 Shikanoshima	-	14	76.1	55.8	5.3	1.78×10^{-5}	150 oe
9 Shikanoshima	-	11	103.5	46.2	3.0	2.82×10^{-6}	150 oe

- 1 : 北九州市若松区脇元浦
- 2-6: 福岡県糸島半島
- 7-9: 福岡市志賀島

北上地方・牡鹿層群の古地磁気

～ ジュウ紀 ～

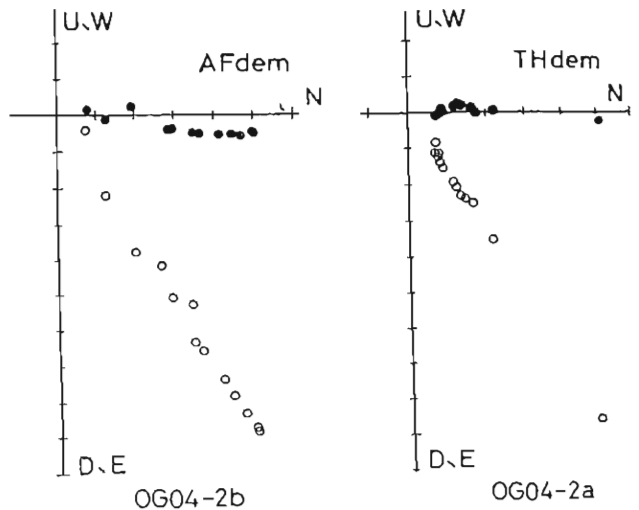
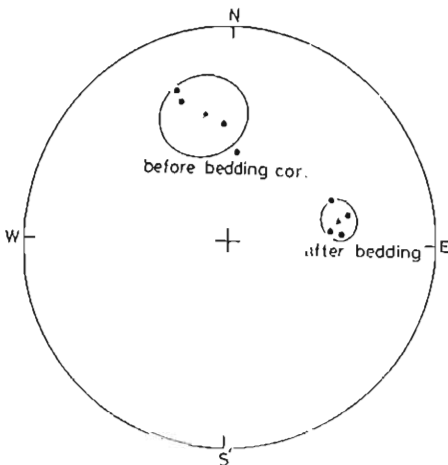
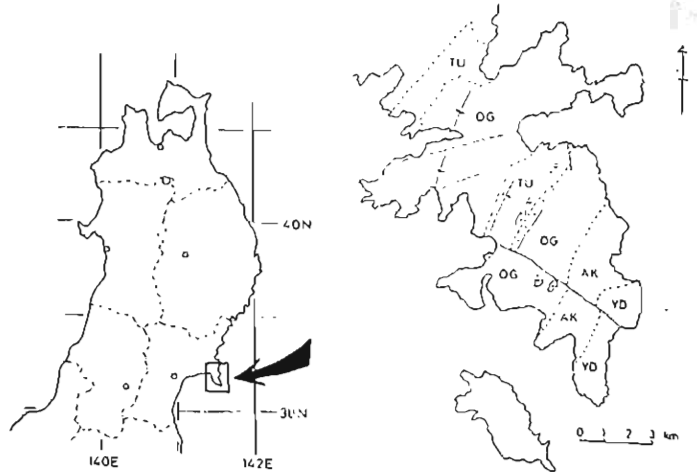
当合 利行
(東大理)

前回(昭和57年秋・秋田)の学会において、堆積岩を用いた北上山系・白亜紀の古地磁気方位について報告を行なった。今回は、ジュウ紀の方位について報告を行なう。北上山系の最南部に位置する牡鹿半島には、ジュウ紀の堆積岩層が広く分布をしている。この堆積岩層は牡鹿層群と呼ばれ、下位より月の浦累層(TU)、萩の赤累層(OG)、鮎川累層(AK)の三つに大きく分類される。基底部は、三畳系箱井層群を不整合に被覆し、上部には火砕岩・溶岩から成る山鳥累層(YD)が重なる。昭和57年8月に本地域の岩石サンプリングを行ない、各累層3~4地点からエンジンドリルにより古地磁気測定用試料を採集した。

数個の熱消磁及び交流消磁を1本のコア内の上下の試料について、熱消磁は550℃まで、交流消磁は80 mTまで行なった。右下の図のように、試料は熱・交流磁場それぞれに対して比較的安定な振舞を示し、消磁方法による方向の違いも見られなかった。

主に交流消磁による各サンプリング地点での平均的古地磁気方位は左下図のようになる。いずれの地点でも現在の緯度から期待される方位角(=57°)よりも低方位角側に分布している。

水準一軸褶曲を仮定して各地層を水準に戻す補正を行なうと、方位角の变化が少なく、偏角を東寄りに変える。補正を行なった後の各サンプリング地点を平均した方位は、方位角=44°、偏角=78°という値になる。



赤色チャートの古地磁気

— 三疊紀の磁場逆転間隔について —

渋谷 秀敏 笹嶋 貞雄
(京大・理)

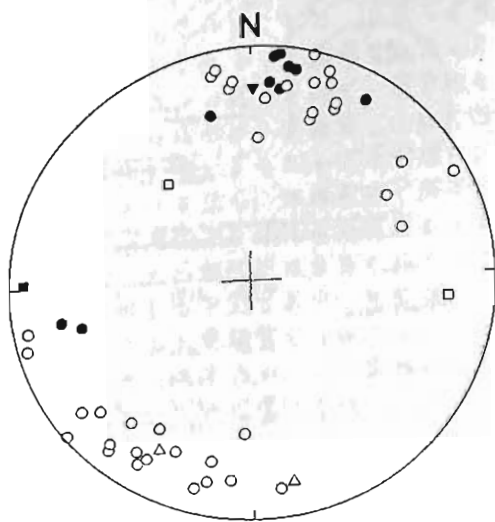
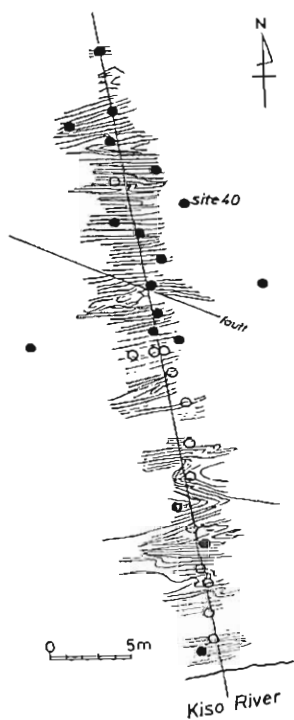
犬山地域の赤色チャートについては、1981、1982年の春の本講演会で、適当な消磁を行えば、初生磁化が得られることを報告した。今回は、前にその磁化の特性について報告している同地域の中期三疊系の赤色チャート岩体(層厚約43m)の下位から上位まで採取した試料の測定結果について報告する。

試料は下左図に示すように1~2m間隔で採取した。各試料から1~2個の測定用試料を実験室で抜き出した。すでに報告したように、この岩体の赤色チャートについてはヘマタイトが初生磁化を担っているの、試料はすべて610°Cで熱消磁を行なった。

Bedding correction後の磁化方向を下図右に示した。磁化はいずれも浅い伏角を示し、北東方向に分布するものと南西方向に分布するものに分かれた。これらの内いずれか

正帯磁でいずれか逆帯磁であるかは明らかではないが、ここでは便宜上北東方向のものを正帯磁、南西方向のものを逆帯磁と名づけておく。下図左に示すように、この岩体の上位約20mは正帯磁に(●で示した)、下位約20mは逆帯磁に(○で示した)なっており、その中にいくつかの短期間の逆転が見出せる。各磁極期の期間は、堆積速度を数m/y.とすると10m.y.程度となる。三疊紀における地磁気逆転の間隔は比較的長かったと考えられる。

得られた伏角を平均すると1.3°となる。これは古緯度に直すと0.7°である。一方ユーラシア大陸から求められたPaleopoleから期待される古緯度は70°である。これらから、このチャート岩体はユーラシアプレートに対する現在位置から少なくとも8000km離れた位置で形成されたこととなる。この岩体が現在位置に到着したのが白亜紀の初期とすれば、その移動速度は10cm/yr程度となる。



堂面 春 雄

山口大・教育・物理

1979年、山口県教育委員会により、この地域の、いわゆる「スレンフェルス断崖」として著名な変成岩体の堅硬地質調査が行われたが、そのとき採取された多数の岩石試料の一部をゆすりうけ、これらについての、古地磁気/岩石磁気学的研究を行なってきたが、本報告では、試料の自然残留磁化方位について述べる。磁化の測定はスピナー磁化計を用いた。

第1図に、当該地域の大きまが石地質と、磁化方位のステレオグラムを示した。また、第1表に、これらの数値などをまとめて掲げた。なお、1953年測定の自然残留磁化方位に関するデータ(堂面・1953)も併記した。

文献

堂面 1953
山口大学文理学部物理学
卒業論文。

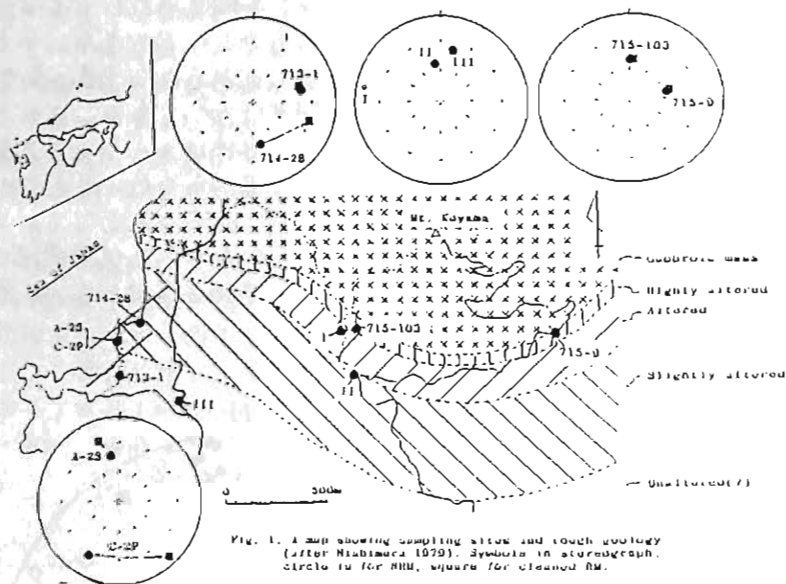


Fig. 1. A map showing sampling sites and rough geology (after Mizushima 1979). Symbols in stereograph, circle is for NHU, square for cleaned RM.

Table 1. Paleomagnetic data of Susa Tertiary layer metamorphosed by gabbroic intrusion, Yamaguchi, Japan.

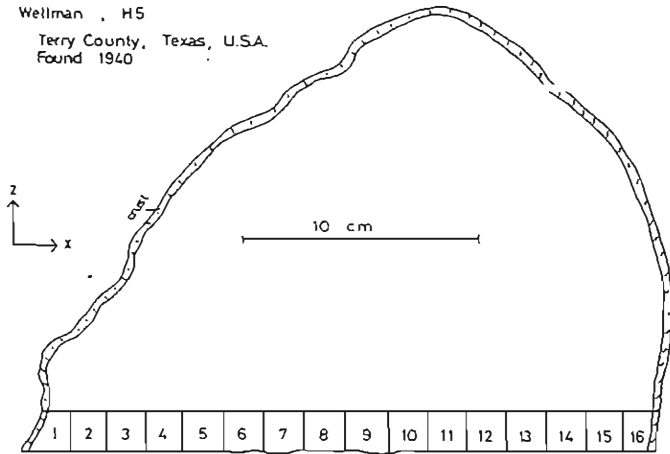
Site	N	N R M				Cleaned				Degree of Alteration	
		D(E)*	I(D)	K	95%	D(E)*	I(D)	II	K		
Present data											
712-1	1	84.5 ^U	40.4 ^O	-	-	71.8 ^U	44.2 ^U	210 ^U	-	-	Unaltered(?)
A-2S	1	-12.1	41.9	-	-	-23.4	35.4	"	-	-	Slightly
C-2P	7	-149.1	27.2	5	28.5 ^U	147.9	6.2	270	42	12.0	"
714-28	3	169.1	48.1	widely scattered		109.4	29.5	200	398	12.6	"
715-0	4	78.1	57.2	1562	2.3	71.3	54.7	420	297	5.3	Highly
715-103	4	0.5	51.2	902	3.5	4.0	51.6	280	1255	2.6	"
1953 data											
III	13	12.7	39.3	13	12.1	-	-	-	-	-	Unaltered(?)
II	13	-3.0	53.4	36	7.0	-	-	-	-	-	Slightly
I	9	-78.5	-9.4	widely scattered		-	-	-	-	-	Altered

普通コンドライト Wellman (H5) の 自然残留磁化

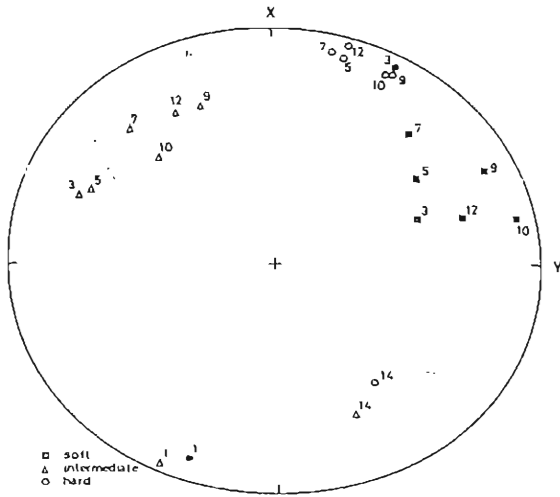
浜野 洋三
(東大理)

隕石の持つ自然残留磁化は、太陽系初期の磁場を議論する上で、直接的な証拠として重要である。この際、残留磁化の起源を同定する事が、最も困難な事である。本研究ではひとつの隕石中での残留磁化及び磁気的性質の分布を調べることにより、残留磁化の起源に関する情報を得た。使用した Wellman 隕石は、1940年にテキサス州で見つかった普通コンドライト (H5) である。この隕石は全体の重量が約 50 kg であり、20 cm ~ 30 cm のサイズを持つ。オー図にこの隕石の半分の断面図を示すが、番号をつけた部分が、試料として切り取られた。このうちで、1, 3, 5, 7, 9, 10, 12, 14 の 8 個の試料が今回の測定に使用された。試料 No. 1 は fusion crust を含む表面の試料であり、No. 14 は右端から約 3 cm 内側の試料である。測定された自然残留磁化強度は、No. 1, No. 14

Wellman, H5
Terry County, Texas, U.S.A.
Found 1940



オー図



オ二図

の外側試料では大きく (~100 A/m), 内側の試料 (~10 A/m) では小さい。外側試料は交流消磁に対して安定である。初期帯磁率の値は測定試料 8 個についてほぼ一様である。これらの結果から表面の強い残留磁化は、隕石が地球大気中を落下する際に獲得したものであることが推定される。この影響は隕石表面から数 cm の深さにまで及んでいる。内部の 6 個の試料は、交流消磁によって残留磁化が 3 つの成分からなることがわかった。それぞれの成分の方向をオ二図に示すが、各成分の方向が試料によってまとまっていることは、これらの残留磁化が隕石全体として獲得されたことを示す。3 つの成分の中で、安定性の小さい 2 つの成分は、実験室でつけた等温残留磁化と同じような、交流消磁に対するふるまいを示し、地球表面で獲得した等温残留磁化または粘性残留磁化と考えられる。内側試料のオ二図の成分は交流消磁に対して安定であり、外側試料の残留磁化および実験室でつけた ARM と同じふるまいをする。この成分は安定であることから地球外で獲得したものと考えられるが、オ二図に示されるように外側試料 No. 1 の残留磁化と antipodal な方向を持つことは、両者の間に関係があることを示唆する。従ってこの隕石の持つ残留磁化はすべて地球起源のものである可能性が大きい。

Takesi Nagata and Minoru Funaki

National Institute of Polar Research, Tokyo.

Allende C₃ chondrite

The Allende C₃ chondrite fell on Allende, Mexico, in 1969, and therefore it has not been weathered in the earth's atmosphere. The Allende has a very stable NRM and its paleointensity is roughly estimated as about 1 Oe. (e.g. Nagata 1979). Opaque minerals in the Allende consist of Fe-Ni metal, magnetite, troilite and pentlandite and they form complicated combinations and structures (Haggerty and McMahon 1979). Recent magnetic studies of the Allende (Sugiura et al 1979, Wasilewski et al 1981) have shown corresponding complexities of its magnetic properties and NRM. It may be necessary therefore to study magnetic properties and NRM of the Allende in more detail and exactly.

Ferromagnetic minerals in the Allende

Opaque minerals in the Allende are analyzed by the EPMA method. They are taenite of 67wt%Ni, troilite/pyrrhotite of FeS~FeS_{1.05}, magnetite (Fe₃O₄) and pentlandite ((Fe, Ni)₉S₈). Thermomagnetic analyses indicate that the major ferromagnetic constituent is 67wt% taenite and a small amount of magnetite. No definite evidence of the presence of ferromagnetic pyrrhotite and pentlandite is observable in the thermomagnetic curves.

Paleointensity

Examples of thermal demagnetization of NRM of the Allende are shown in Fig. 1, and

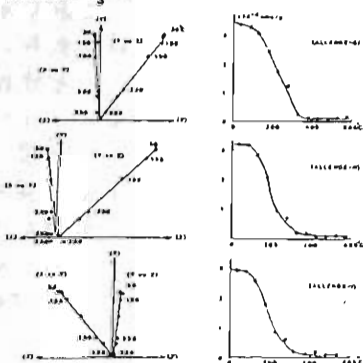
(ALLENDE C₃) THERMAL DEMAGNETIZATION OF NRM

Fig. 1

their Königsberger-Thellier plots to determine the paleointensity (F_p) are given in Fig. 2. For these examples, F_p is about 3 Oe. However, the acquisition of pTRM increases with an increase in temperature up to 620°C, which is Curie point of 67wt%Ni taenite. NRMs of 15 other specimens of the Allende also are examined. Their intensity and direction are practically uniform, and they are very stable

KÖNIGSBERGER-THELLIER DIAGRAMS

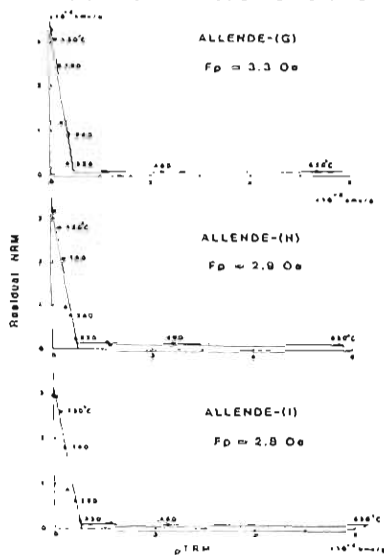


Fig. 2

against the AF-demagnetization test up to 100 Oe (Fig. 3, Top), and they are thermally demagnetized almost completely by heating up to 330°C. F_p -values thus determined for the range from 1 to 2

Oe (Fig. 3, Bottom). As far as the present knowledge of rock magnetism is concerned, therefore, it can be presumed that the primordial solar nebula produced a steady magnetic field of 1~3 Oe in the course of cooling of the Allende from about 300°C.

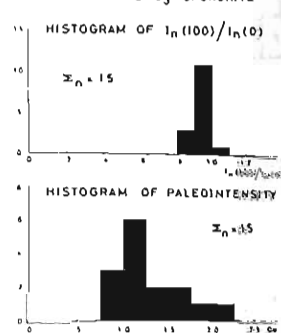
ALLENDE C₃ CHONDRITE

Fig. 3

Reference:

- Nagata T. (1979) Phys. Earth Planet. Inter., 20, 324-341.
 Haggerty S.E. and McMahon B.M. (1979) Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 10th, 851-870.
 Sugiura N., Lanoix M. and Strangway D.W. (1979) Phys. Earth Planet. Inter., 20, 342-349.
 Wasilewski P.J. and Saralker C. (1981) Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 12th, 1217-1227.

深海底堆積物中のコンドライト粒子の分析

山越初雄 (東大宇宙線研)

深海底堆積物中から採取される磁性をもつスフェールは、(1) Brilliant black であり、そのような四部があり。比重の大きいもの ($\rho > 5$) (2) 表面はザラザラして、黒褐色を帯び、真円環に近く、比重は、略 5 のもの (3) 消墨のように表面が滑く、比重は、5 より小さいもの の三種に大別できるが、カテゴリ (1), (2) に属する。既に多くの分析が行われてきた。カテゴリ (3) については、Fe 含有量が 25~30% 以下、 ^{53}Mn という宇宙線生成核種の定量から、コンドライトが、大気圏に突入した際、ablation により散らばった粒子であると考えられることから、"chondritic spherule" と呼ばれている。10. その分析例は多く、特徴的なのは、 ^{53}Mn (半減期 3.7×10^6 年) の定量 (2) の研究があるが、前者は、飛跡元素の含有率の類似から、C-1 コンドライト起源を、後者は、 ^{53}Mn の比放射能値の類似からコンドライト起源を主張している。

この研究では、chondritic spherule の主要元素組成が未だに明らかでないことから、原子炉による中性子放射線分析法を用い、測定量を用いて長寿命核種の定量と、24時間照射による長寿命核種の分析を行う。元素組成分析を行う。(3)

講演では、化学組成以外に、 ^{10}Be , ^{26}Al の二種の宇宙線生成核種の定量の結果が同じ場合、併せて報告し、宇宙線照射年代の決断を行う。

(^{10}Be , ^{26}Al は、ハンシロウ=ア大の タンデム シンクレーフ加速器で定量するため、その場合は、G.M. Raisbeck, F. You, J. Klein, R. Middleton の四名が共著者となる)

参考文献

- (1) R. Ganapathy ; Science 201 (1978) 1119.
- (2) K. Nishizumi ; 13th LPS (Houston, '82) 594, submitted to EPSL ('83)
- (3) K. Yamakoshi ; 14th LPS (Houston, '83)

深海底堆積物中の希ガスについて

高柳昌弘 小嶋 裕
栗下理

地球大気の希ガス組成と、惑星の材料物質に最も近いと考えられるコンドライト隕石の希ガス組成を比較すると、地球大気には、相対的にXeが不足していることが知られている。これは、地球上の堆積物及心堆積岩が、大気より二次的にXeを吸着したためであると考えられている。さらに、物質が希ガスをとりこむメカニズムの一つとして、吸着は重要なものであると考えられ、その性質の解明が待たれている。しかし、地球上に最も普遍的に存在する“吸着剤”としての、深海底堆積物についての希ガスのデータは現在のところ非常に少ない。そこで、本研究では、上記の真を明らかにするため、深海底堆積物中の希ガスの分析を行った。

図1に、深海底堆積物中の希ガス存在度の測定結果を示す。

化学組成などに無関係に、重い希ガス (Kr, Xe) は、軽い希ガス (Ne, Ar) に出へ極度に濃集されており、Kr, Xeの存在度のパターンは、まわめて一様で、Mass fractionation factor ~ 6.5となる。従って、これらの希ガスは、吸着により、大気から二次的にとりこまれたと推定される。

図2は、深海底堆積物中のXeの存在度と、地球大気中のXeの不足を説明するに必要な平均的存在度とを比較したものである。この図に示されるように、地球大気のXeの不足は、堆積物及心堆積岩によるXeの吸着では、量的に説明できないことがわかった。

また、深海底堆積物は、過剰の放射性起源の⁴⁰Arをかきり含んでおり、さらに、Neを特異的に濃集しているものがある。これは原料物質がもともと含んでいた成分であると考えられる。特にNeについては、火成岩などと比較するとかなりNeを多く含む物質が、深海底堆積物中に混入していることを予想させる。

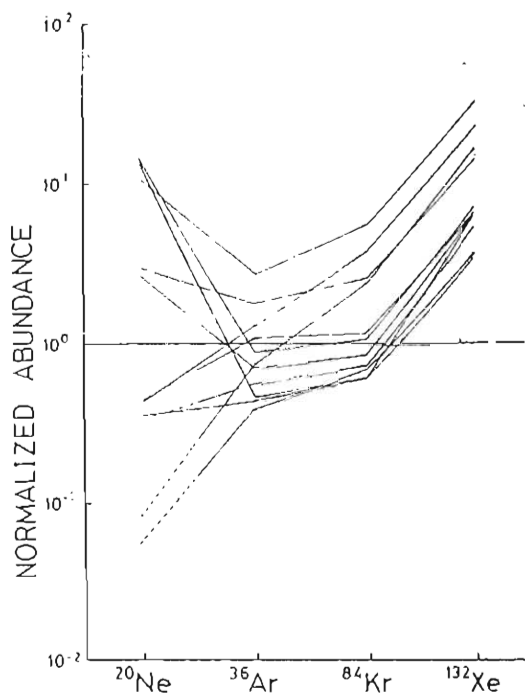


図1. 深海底堆積物中の希ガス存在度

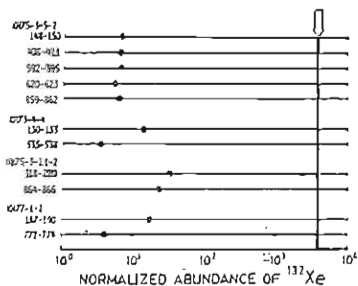


図2. 深海底堆積物中のXe存在度矢印で示された太線は、地球大気のXeの不足を説明するのに必要は、Xeの存在度。

ダイヤモンド中の $^3\text{He}/^4\text{He}$ (II)

— 初期太陽系星雲への手がかり —

小嶋 稔・座主繁男
(東大理)

昨年秋の学会以降、さらに14ヶのダイヤモンドにつき、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 同位体比測定を行った。このうち2ヶは、De Beer社より提供を受けたPremier鉍山産のもので、他は市販の工業用ダイヤモンドである。いずれも1カラット前後の石で、若干の包有物(たぶんグラファイト?)を含んでいる。希ガスの抽出は、超高真空下、2050°Cでダイヤモンドをグラファイト化することにより行った。 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比は、ダブルコレクター付の質量分析計を用いた。

これまで求めた値(1)、および今回得た結果をまとめて図1に示す。 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比は 10^{-7} ~ 3.4×10^{-4} 間にほぼ一様に分布する。このうち3ヶは、 10^{-4} より大きい値を示す。地球誕生時の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 初生値は、むしろ現在地球上で観察される $^3\text{He}/^4\text{He}$ より大きい筈である。したがって以上の実験結果から、地球の初生 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 値は、隕石に一般的に見出されるPlanetary He-A ($^3\text{He}/^4\text{He} \approx 1.4 \times 10^{-4}$)より有意義に高く、むしろSolar He ($^3\text{He}/^4\text{He} \approx 4 \times 10^{-4}$)に近いことが結論される。

地球の初生 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 値が、Solar Heに近いという事実は、地球構成物質が、まだ粒子の状態で太陽系の照射を受けSolar Heがこれらの粒子に打ちこまれたことを示すものと考えるのが妥当であろう。しかし太陽系星雲が存在した状態で太陽風がどのようにして地球近傍まで届くことができたのか、その機構は不明である。

他方、若干のダイヤモンドが 10^{-4} より高い $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比を持つという事実は、ダイヤモンドの起源につき重要な手がかりを与える。すなわち、ダイヤモンド中の $^3\text{He}/^4\text{He}$ が現在までほぼ初生値に保たれるためには、このHeはU, Thがほぼ無視できる環境に育ったことを示す。このような環境としては、地球上ではダイヤモンド自体以外には考えにくい。つまりこうしたダイヤモンドは、おそらく地球の形成とほぼ同時に結晶化した、と考えてもよさそうである。

(1) Ozima, M. and S. Zashu, Primitive He in diamond, Science, 219, 1067, 1983.

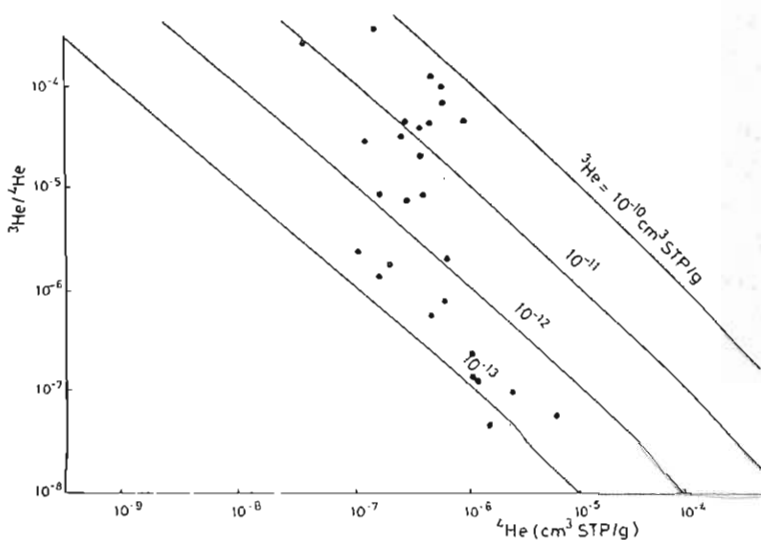


図1. $^3\text{He}/^4\text{He}$ - ^4He
ダイヤモンドグラム

ダイヤモンドのK-Ar年代測定 (I)

小嶋 稔・佐主繁男・仁藤 修
(東大理)(東大理) (東京農工大工)

若干のダイヤモンド中に見出されたきわめて始源的な $^3\text{He}/^4\text{He}$ は、これらのダイヤモンド生成年代が、ほぼ地球の形成と同時であることを暗示するものである。われわれは、この仮説を実証するためダイヤモンドの組織的なK-Ar年代測定に着手した。本報告はこの第一報である。

K-Ar年代測定で真に意味のある年代データを得るには、初生Arに対する補正を行う必要がある。このためには複数個の同一起源(すなわち同一の年代を持つ)のダイヤモンドにK-Ar年代測定を適用し、アイソクロン・プロットをつくり、このアイソクロンから年代を求める必要がある。今回われわれは、南アDe Beers社から寄贈された4ヶの宝石用ダイヤモンド——いずれもPremier 鉱山産——にK-Arアイソクロン年代測定を試みた。

以上に加え、市販の工業用ダイヤモンド8ヶ——いずれも南ア産、しかしこれ以上詳しい産地は不明——につきK-Ar年代測定を試みた。

Ar同位体比測定は、質量分析のピークの高さから、又K-分析は、中性子照射法を用いた。後者は、立教原研の原子炉を用い、K含有量が3, 5, 7 ppm程度の標準試料を用い検量線をつくり定量を行った。

K-Arアイソクロン年代測定 4ヶのPremier 鉱山ダイヤモンド試料のうち3ヶは、ほぼ一直線にのる。直線から大中にずれる試料は、他の3ヶと比べ、K-含有量が一桁以上少なく(~ 0.02 ppm)、この実験精度の評価は難かしい。もしこの一点を無視し、残る三点のつくる“アイソクロン”を有意義と見做すと、 $t \approx 22$ 億年という年代になる。Premier 鉱山のキンバライト・パイプ噴出の年代はRb-Sr法により約12億年と推定されているので(1)、この“アイソクロン年代”との矛盾はない。他方、Premier 鉱山ダイヤモンド中のPbは、 $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ プロット上、約12億年の“model age”を持つことが報告されている(2)。したがって、上述の“K-Arアイソクロン年代(約22億年)”よりは大中に若い。現時点では、この差がいずれの“年代”の誤差によるのか、結論しかたない。“K-Arアイソクロン年代”は、主としてArフランクの補正の難かしさ、又“Pbモデル年代”の場合は、モデル自体の解釈の難かしさにより、求められた“実験値年代”の有意義性を結論するのは難かしい。

K-Ar年代測定 詳しい出所不明の南ア産ダイヤモンド8ヶにつき、K-Ar年代測定を適用した。計算値として求められた“K-Ar年代”は2~70億の間にはらつく。これはむしろ初生Arの影響により見かけ上大変古い値が得られたにわけ、K-Ar年代は最大値を示すにすぎない。唯一つ確定的に言えるのは、2億年より若いダイヤモンドが存在する、という事実である。Finsch 鉱山のキンバライト・パイプの噴出年代が約7千万年(1)ということ考えると、このように若い年代のダイヤモンドの存在は、地学的証拠と矛盾はしない。

(1) Allsop, H.L. and D.R. Barrett, Phys. Chem. Earth, 9, 605, 1975.

(2) Kramers, J.D., Earth Planet. Sci. Lett., 42, 58, 1979.

齋藤和男

山形大学理学部

昭和56年秋、神戸大学において、釜石産花崗閃緑岩中の希ガスに関する第一報を報告したが、今回はその後の追実験の結果と、新たに加えられた試料の分析結果を報告する。試料は釜石市の西方に広がる栗橋閃緑花崗岩から得られた。コアTK-40の異った深さから得られた試料の希ガス分析の結果は第一報で報告したが、その後の追実験の結果、斜長石、角閃石、黒雲母の3つの鉱物中の希ガスは、それぞれの鉱物間で異った相互存在のパターンを示し、同一鉱物の間では、深さの差によらず、よく似たパターンを示すことがわかった(図1~3)。

今回新たに分析したのは、コアTK-1の深さ700mの点から得られた試料である。TK-1はTK-40の北方1kmほどの地点で得られたコアであり、TK-40が岩体の縁で行われたのに対して、岩体の中央に近いところで行われており、岩体に鉛直に700mボーリングした。

希ガス分析の結果をTK-40によって得られた結果と比べると、3つの鉱物とも、Ne, Ar, Xeの含有量は小さく、Xeの含有量は大きい。しかし、長石、黒雲母の希ガスが角閃石の希ガスと比べてより大気希ガス存在度に似ていること、長石では $^{20}\text{Ne}/^{16}\text{Ar}$ の比が大気に比して小さいのに比べて黒雲母では大きいこと、角閃石では重い希ガスほど大気に比して濃縮していることなど、TK-40と同じ傾向も見られる。

TK-40の2つの試料は岩体の縁に近いところから得られており、縁に近い付近でも、200mほどの差では冷却速度などのちがいは小さく、かなり様な環境であったと考えた方がよい。今後は、TK-1の分析を追加し、特にXeの量のま化を追う計画である。

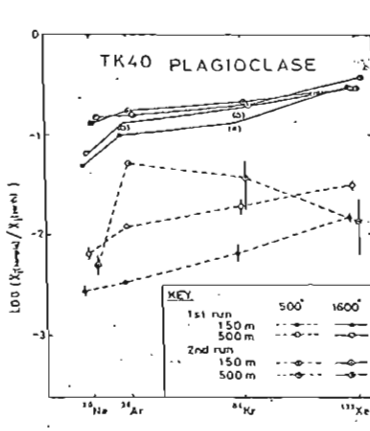


図 1

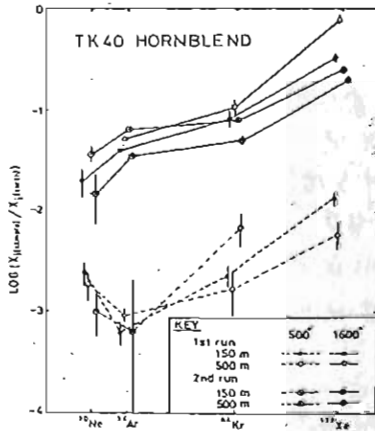


図 2

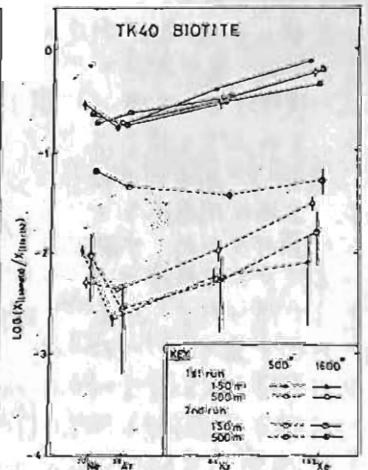


図 3

火山灰類のK-Ar年代測定の問題点

兼岡 一部
(東大・理)

K-Ar法による火山灰類の年代測定は、通常の流岩流などを試料とすることが多い。これにより多くの厄介な問題点を生ずる。これらのうち最も大きな問題点は、火山灰類の中に含まれる異質岩片・鉄物などの年代値への影響の懸念であり、それらを如何に有効に除去することがである。この点についてフイツシノトラフ流下谷でも同様の問題がある。実際にはこれに報告されている文献値などは必ずしも、異質岩片・鉄物などの混入によるためと復元用として不適当な例が少なくない(例: KBS Tuff)。また火山灰類の中にはその結晶が細小な火山ガラスなどを分離して用いることのできるが、火山ガラスは急冷してはいるため、過剰Arの存在の可能性もある。以前に当研究者らは、大阪府府中の火山灰中の火山ガラスを分離してそのK-Ar年代測定を行ったことであるが、その結果は大体層序の値とよく一致し、しかも検出率も、過剰組は同一層序のシリコンを用いて得られたフイツシノトラフ年代よりも系統的に古い値を示した。この年代差は過剰Arの存在によるものと推定してその量を見積ると大体 $(6-8) \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ のArと相違する。この量は過剰Arの含有量であることを推定している各種鉄物・岩石試料と比較してもかなり多い。この点の見積りは十分に注意すべきである。現状では、火山ガラス片を大量に含む火山灰類などは、なるべくK-Ar年代測定用の試料としては避けるべきである。

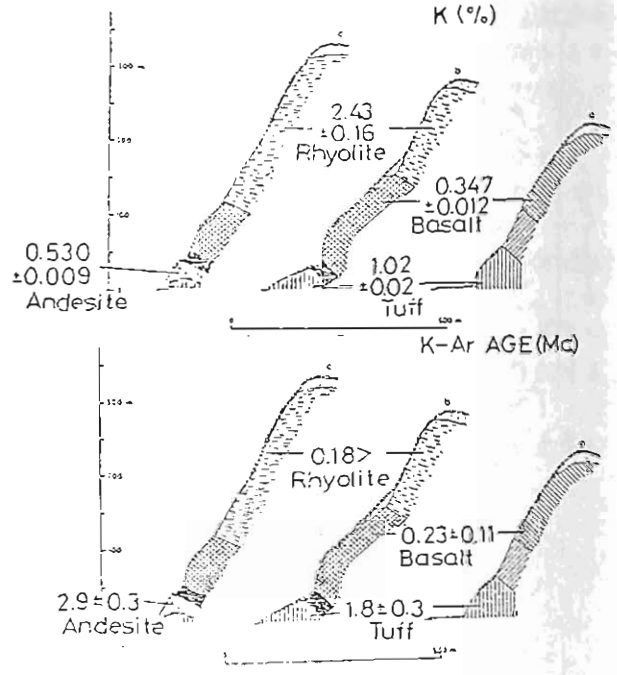
一方火山灰類などは、流岩流などに比べて相対的に大気Arの含有量が多く、そのためにMa以下若い年代の試料の年代測定の際にも、年代測定精度が悪く作用する。年代測定精度向上のためには、試料中の大気Arを放射能地殻Arから除去し、系統的に除去してはならない。通常は前加熱による、試料から大気Arを系統的に除去して減少させることのできる可能性もあるが、これは試料の性質にもよるからで、この点は今後の課題である。

火山灰類のK-Ar年代測定の信頼性を

検討するため、鹿見島片牛根地区に噴出してある流岩流・火砕流と、その上下を挟む流岩流と共にK-Ar年代測定をした。上述の問題点を避けるために、火砕流中の本流・分岐部分のみを手選して用いた。結果は図1に示す通りで、一応層序とよく一致しない。しかし上下を挟む流岩流との年代差は結構大きいので、火砕流の年代値は、火砕流の年代値に対しての誤差がかなり大きい。この結果から分かるのは十分に注意すべきである。

図1. 鹿見島片牛根地区の地層とK-Ar年代測定結果。

- Rhyolite (片流流成岩)
- Basalt (牛根玄武岩)
- Tuff (火砕流)
- Andesite (牛根安山岩)



隕石-宇宙塵衝突による反跳物の化学組成変化

山越初雄(東大宇宙線研), 藤原顕, 浅田智朗(京大理)

1964年V. Schmidt, Keil, GaultはFe-Ni合金のtargetに、同一組成のprojectileを打ち込み、その反跳物(ejecta)より、球形の粒子をみつけ出し、XMAを用いて、その化学組成を調べたところ、Niが大きく欠如している例をみつけた。(註1)

我々は、惑星間塵の多くは、隕石と同一の組成を帯びていると考えられるに拘らず、実際は、深海底堆積物より採取される地球外起源の球粒試料の中に、隕石試料が、大気中の熱変化で濃縮や蒸発するプロセスを経るに必ずしも説明できない例をみつけたことから、宇宙空間に於ける隕石と宇宙塵の衝突に於て、そのejectaに、化学組成変化の起る可能性を求めて、シミュレーション実験を行った。

実験は、京大物理系=教室の軽ガス銃(註2)を用い、同一素材(ステンレススチール、SUS304)より造ったtargetとprojectileを用いて行った(註2)

RUN#048;

厚さ 2.7mm, 径 6mm ϕ のtargetに、
厚さ 2.15mm, 径 4mm ϕ (0.2089gr)
のprojectileを打ち込んだ。打ち速度
~ 3.6 km/sec.

RUN#049; 大型のtargetに、
厚さ 1.6mm, 径 4mm ϕ (0.1515gr)
のprojectileを打ち込んだ。打ち速度
~ 3.86 km/sec.

講演では、targetのクレーターのD/H比、ejectaの質量分布と、組成変化を中性子放射能分析法で求めた結果などを報告する。

参考文献

- (1) R. A. Schmidt, K. Keil, D. E. Gault; Electron Microprobe Study of A Crater and Ejecta produced by Hypervelocity Impact Against A Ni-Fe Target, Proc. of 7th Hypervelocity Impact Symposium, Tampa, Florida, Nov. 1964.
- (2) 藤原 顕; 二段式軽ガス銃の製作, 神研費総合班報告種反生成物による宇宙物質の研究(1982.3) pp105.

(註) Schmidt, Keil, Gaultの実験結果(1)(重量%)

	Si	Cr	Mn	Fe	Ni	Cu
(1) Fe-Ni合金 AISI E-2512 公称値	0.29	0.02	0.52	93.9	5.01	0.09
(2) " " " 測定値	0.27	0.06	0.64	94.2	5.17	0.03
(3) targetより2cm離れた部分	0.24	0.05	0.70	94.2	5.07	0.02
(4) targetのクレーターの外(周縁)部分	0.26	0.06	0.64	94.3	4.97	0.03
(5) 反跳物中のマグネタイトフェルリ	0.05	<0.01	0.55	72.1	0.51	0.02

(註2) SUS304組成の公称値(重量%) (CRC Handbook '82-'83年版より)

Si(1.00), Cr(18.00~20.00), Mn(2.00), Ni(8.0~12.0), P(0.045), S(0.030), 残りはFe (融点 1427°C, 比重 8.02)

地球形成・進化の素過程としての微惑星融解現象

佐々木晶^{しょう}, 中沢清(東大理), 水野博(Carnegie Institution)

45億年前, 地球集積過程がほぼ終了した頃, 原始地球内部は溶融部と固体部から成っていたと考えられる。(図1) 集積初期には地球は固体であるが, 質量を増すにつれ, 原始大気の保温効果が効いて表面は融けはじめる。地球形成直後は中心部(質量で $\frac{1}{5}$)は固体で, 上層部は溶融していた。一方, 集積過程後期に溶融した原始地球に突入する微惑星は, 必ずしも瞬間的に融解せず, 上層部に残る可能性がある。このように, 地球内部には大局的及び局所的な2つの unmelted regions の存在が考えられる。

溶融物質中におかれた固体の熱融解現象は, ステファーン問題と呼ばれる熱伝導問題の手法を応用して解析される。我々は, 問題を球対称とし, 種々の物理条件下(外部温度, 半径など)での微惑星及び中心部の融解時間を計算した。本質的に重要な(結果を左右する)パラメータ, 熱輸送係数は, 代表的な惑星物質の物性値をもとに見積った。外部温度是集積過程の結果から 2000°K としたとき, 半径 10 km 程度で 10^7 年, また 100 km 程度で 10^8 年という結果を得た。落下した微惑星の破片が数十 km の大きさであれば, accretion time の間, 融けずに残るであろう。また, 中心部の大きさは 1000 km の order であるから, 単純に融解問題を考える限りは 10^9 年は融けない。

この結果は, 地球のコア形成問題や, 大気の起源と関連し, 重要な示唆を与える。地球大気の Ne 同位体比について, ここでは触れておく。

地球大気の Ne 同位体比 ($^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne} = 9.8$) は, 太陽の値 ($20/22 \sim 13.6$) 及び炭素質コンドライトの値(特に始源的と考えられているのは Ne A という端成分で $20/22 \sim 8.2$ を示す)とは, はっきりと異なっている。(図2) mixing, mass fractionation を使った説明はされているが, この地球 Ne 同位体比異常を地球形成論に直接結びつける試みはほとんどない。

Mizuno et al 1980 によれば, 原始地球の溶融部には, 原始大気 (Ne 同位体比は太陽の値を持つ) が溶け込む。Ne の溶解量は 10^{17} g と見積もられる。これは現在の地球大気中の Ne 量 6.5×10^{16} g と同じ order である。我々の結果を参照すると, 地球上層の溶融部に溶け込んだ原始大気の Ne (太陽の値 図2の ⊙), と融け残り planetary Ne を保持した微惑星(及び中心部)の中の Ne (Ne A, 図2 △)との混合で, 地球大気の Ne がつくられたと考えてよい。(●)

原始地球のモデル

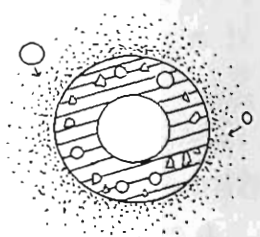


図 1

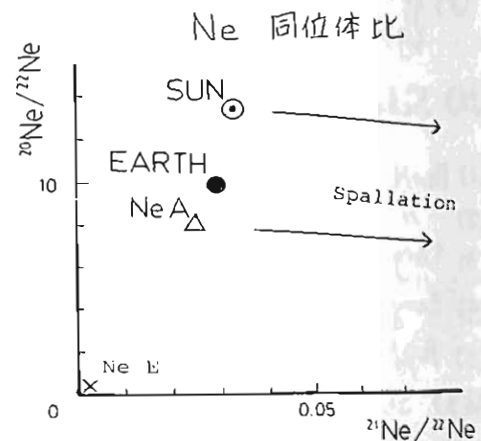


図 2

太陽フレアに伴う核ガンマ線放射

桜井邦朋
 神奈川県工学部

太陽フレアに伴う核ガンマ線放射の観測は、フレア時に起る種々の原子核反応の因する情報をもたらす。例えば、 2.223 MeV と 0.511 MeV の線スペクトルガンマ線の放射が観測されれば、中性子の生成とよからう結果する重水素核の生成、また、陽電子の生成が、フレアに伴って起っていることが明らかとなる。

ごく最近になって、太陽フレアに伴う中性子の発生が直接観測されたことから、太陽大気中にあける中性子の生成機構と、中性子の因する種々の核反応の研究が、現実に重要なものとなって来ている。特に、熱化した中性子による核反応は、重水素核、三重水素核、或は、ヘリウム核 (^3He) などの生成をひき起すと考えられるので、太陽宇宙線中の ^3He 核の存在と関連して、この核種の生成とよからう核ガンマ線の放射の両機構が研究の対象となる。

したがって、これらの生成核種間、及び中性子との反応を通じて、 2.223 MeV の場合の比べて放射フラックスはかなり小さく、 3.27 MeV , 3.75 MeV , 4.03 MeV , 5.49 MeV などの線スペクトルガンマ線が放射される可能性がある。これらのガンマ線の観測と研究は、太陽フレアに伴う高エネルギー粒子の加速機構と、フレア領域の物理状態に因する重要な手がかりと見られる。

惑星間空間における Type III Burst Exciter の動き

大冢寛, 三宅亘, 森岡昭
(東北大・理)

序

「じきけん」衛星 (Exos-B) による自然プラズマ波動観測の結果、数多くの km 波帯の Type III Burst のデータが得られた。Type III Burst は、太陽面上のフレア活動に伴って放出された電子ビーム (Burst Exciter) により、太陽コロナから惑星間空間において生成されるものと考えられている。ここでは、「じきけん」衛星データに見られる km 波帯のスピンのによる強度変化を解析し、km 波帯 Type III Burst のフレアの位置とその電波到来方向から、惑星間空間における Burst Exciter の動きについて調べてみた。

フレア位置との関係

図1に今回解析を行なった1979年2月~7月の観測期間中に生じたフレアの位置を印す。図中、特に○で囲ったフレアについては、そのフレアに伴って Type III Burst が「じきけん」衛星で観測された場合で、今回観測された km 波帯の Type III Burst を伴うフレアの位置は総じて西にかたよっている。これは Burst Exciter が惑星間空間の大規模な磁場のスパイラルに沿って動く事を反映していて、Alvarez et al. (1973) の結果を確認するものである。

Spin Modulation の解析

電波の到来方向は Spin Modulation の位相より求めることができる。図2には Type III Burst が連続して観測された例を示すが、記号をつけた Burst を伴うフレアの位置は ① $54^{\circ}W30^{\circ}$, ② $526^{\circ}E19^{\circ}$, ③ $527^{\circ}E21^{\circ}$ であり、3例とも周波数の低下するにつれ、Spin Modulation の位相が相対的に

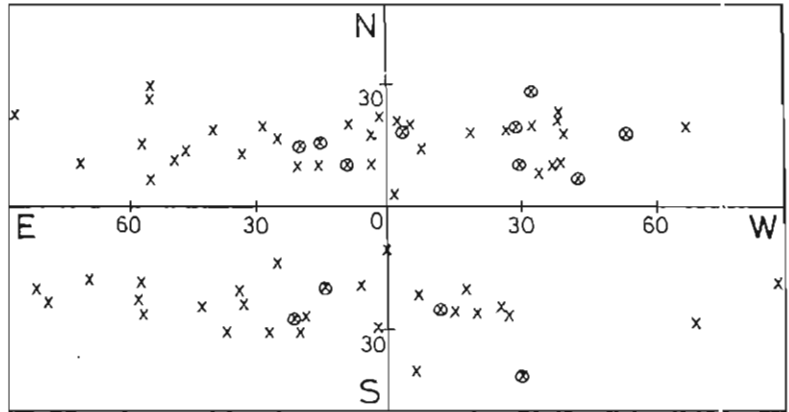


図1

おこなわれている。このとき「じきけん」衛星の自転軸はおよそ赤経 70° 赤緯 -30° を向き、この方向に対して右回りに回転していたが、この位相のおくれは基本的に南又は西方向に Burst Exciter が動いたことを示している。この場合、南側から発射された電子ビームは南側に走る事を明確にする。すなわち、南側で Toward 方向をもって開く磁力線に沿った電子ビームの動きを示している。

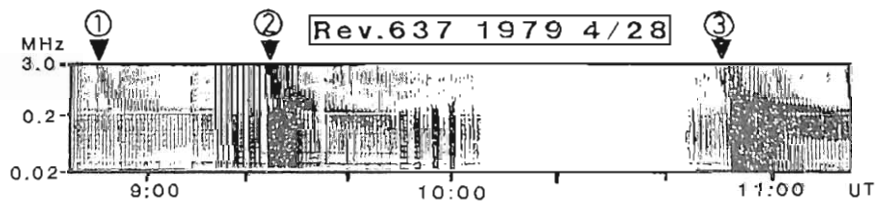


図2

太陽ニュートリノ研究の最近の動向

桜井 邦朋
 神奈川大学工学部

地球で観測される太陽ニュートリノのフラックスは、半周期的な変動が存在するのではないかとの指摘が、1978年に初めてなされた (Sakurai, 1978, 1979)。太陽ニュートリノに関する観測データは、それ以後も継続して蓄積され、1981年末までのデータ解析が既に終了している。

先に指摘されたこのフラックスの周期変動の周期は、約26ヶ月の長さである。したがって、太陽ニュートリノ・フラックスの“半2年”周期変動と時をばれている。下の図に示すように、このフラックスの変動には、約26ヶ月ごとに極大が観測されているのである。このような周期変動は、1981年末までの観測データにも、はっきりと認められている。したがって、一般に信じられているように、観測されているニュートリノが太陽中心部で生成されたものであるならば、太陽の内部構造に、何らかの変動がこの周期でくり返し起きていることを示している。

太陽中心部における物理過程に生じる何らかの非線形な過程が、このような半周期的な現象を引き起こしているものと考えられる。

文献

Sakurai, K., ICR-Rept-66-78-10, Inst. Cosmic Ray Res., Univ. of Tokyo, Tanashi, Tokyo 188 (1978).
 Sakurai, K., Nature 278, 146-8 (1979).

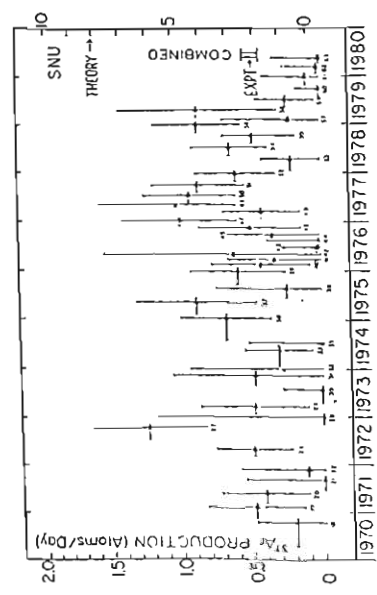


Figure 1: Experimental results from the Homestake mine Chlorine-37 experiment on solar neutrinos.

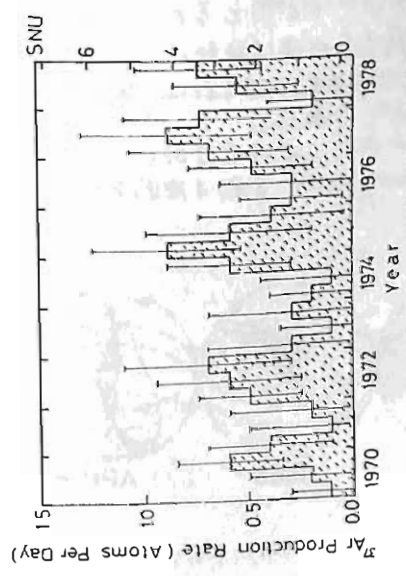


Fig. 2. Four-monthly means for the observed fluxes of the solar neutrinos shown in Figure 1. Error ranges for observations are indicated.

III-36 流源面中性線から求めたHELIOMAGNETOSPHEREの大陽周期変化

斎藤尚生・村上広史・瀬戸正弘
(東北大理) (国土地理院) (東北工大)

[1] 目的

太陽が磁気圏を有し、かつ極磁場が周期的に逆転することは最早や紛れもない事実であるにも拘わらず、太陽磁気圏自体は、どのような過程を経て逆転しながら SOLAR CYCLE VARIATION をするかについては、はっきりした説が殆ど打ち揃ってはいない。本講演では、Saito(1975, 1982 等) が二半球MODELの立場から採るに太陽周期変化 MODEL を様々な DATA から裏付け、補足することを目的とする。

[2] 主な資料と解析

太陽風流源面上の磁場DATA (丸橋・渡辺, 1982) にもとづいて、15年間(1959~1973年)に亘って太陽磁気圏中性面の追跡を行ない、かつ他の様々な太陽面、太陽風資料と比較した。

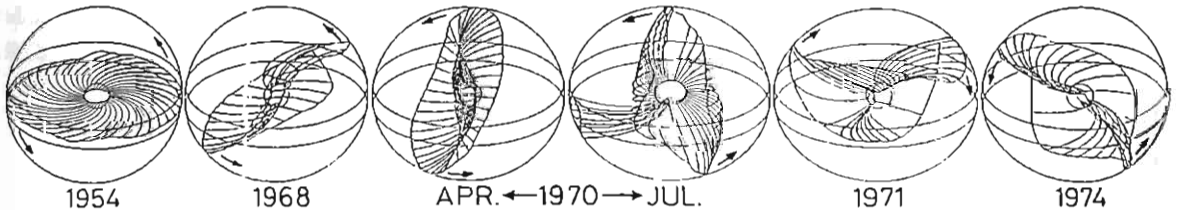
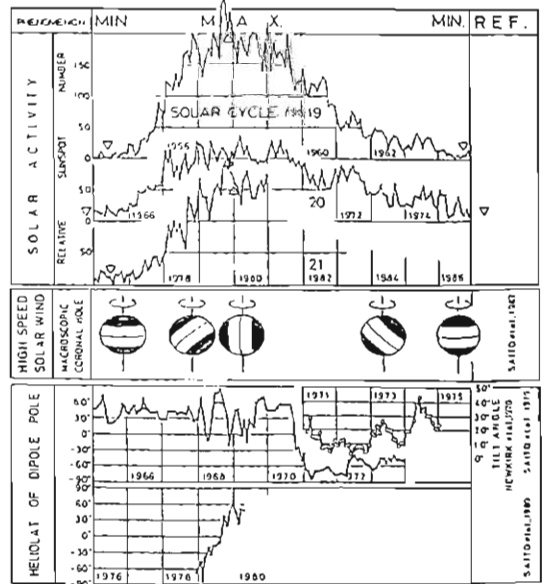
[3] 結論(HELIOMAGNETOSPHERE の SOLAR CYCLE VARIATION の MODEL)

確認・補足された SOLAR CYCLE VARIATION は次のように纏められる。

(1) MINIMUM-INCLINING PHASE ALIGNED STATE
中性面は ECLIPTIC PLANE にほぼ平行になり、多重極成分が小さい場合には見かけ上 SFCTOR 構造が消滅する現象も観測される。

(2) MAXIMUM-DECLINING PHASE ROTATIONAL REVERSING
太陽極磁場の反転に伴って中性面回転反転を行なう。一時的に磁気中性円錐が生ずる場合もあるが、すぐ消えるので、全体を通じて二半球性を崩すものではない。

(3) DECLINING-MINIMUM PHASE HELIOMAGNETIC EXCURSION
(2) のあとで一旦 QUASI-ALIGNED STATE になったのち、中性面は再び大きく数十度傾き、RECURRENT STORM を起す原因を作り、(1)に戻る。



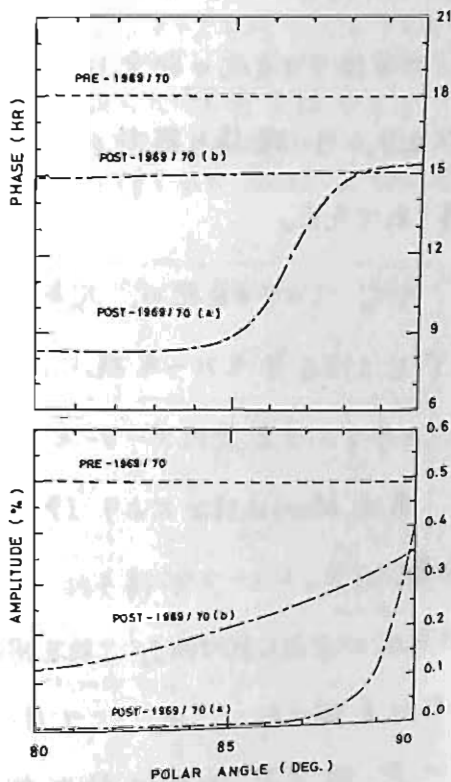
拡散 - 対流理論からみた宇宙線太陽時日変化

異方性の22年変動

長島 一男, 宗像 一起
名大理

宇宙線の太陽時日変化異方性が、太陽磁場極性によって22年周期で変動していることは、早くから報告されてきている。我々は、この現象が拡散-対流理論 (Diffusion-Convection Theory) によってどのように説明されるのかを調べた。拡散-対流方程式の数値定常解から得られた太陽時日変化異方性を右図に示す。この図は、 $r = 1 \text{ a.u.}$ での異方性の位相と振幅を極から測った角度に対して描いたもので、1969年に始まった太陽磁場反転の以前 (破線) と以後 (鎖線) の磁場極性の各々に対する結果が描いてある。鎖線の b は a に比べて、磁場の irregularity との collision の m.f.p. を $1/10$ にした結果である。図にみられるように、異方性の位相は1969年の反転とともに 18h から 15h へと前進しており、この傾向は観測と合っている。また、この位相の前進には latitudinal density gradient からくる $\nabla \times \mathbf{V}$ の流れが効いていることがわかった。

今回は以上の結果と合わせて、上の位相の前進が modulation parameter にどのような依存性を示すかについて報告する。特に、宇宙線が磁場の irregularity から受ける scattering を従来の等方的なものから非等方的なものに変えた場合についても報告する予定である。



拡散-対流方程式から得られた太陽時日変化異方性 (rigidity = 3.5 GV)

宇宙線太陽時半日変化

長島一男
名大 理

森 覺
信大理

高橋八郎
若手大 教育

矢作直弘
若手大 人文

宇宙線半日変化の研究は、宇宙線モジュレーション研究の中でも長い歴史を
持つて居り、その機構の解析から宇宙線と惑星間空間の物理について貴重な情報
が得られてきた。

さて、この半日変化の、入射1次宇宙線のスペクトル依存に関する研究が、
IGYと1964年とに於て既に為されて居る(Mori et al.)が、この度私どもは、
これらの事をふまへ更にデータを増やして解析を試みた結果について報告する。

最近 Morishita により 1964年より1979年迄の、汎世界的な宇宙線中性子
成分観測ネットワークで得られたデータを用いて、宇宙線中性子強度の太陽時
半日変化が求められて居り、これを用いて best fit 法により、年単位でスペクトル
依存性を調べる。尚、ここで用いるスペクトルの型は、 $\gamma > 0$ に対して
$$P = P_m \equiv \gamma P_0 \text{ で以て極大値を持つ様な } \left(\frac{P}{\gamma P_0} \right)^\gamma \cdot e^{\gamma - \frac{P}{P_0}}$$
 なる形の、
所謂 power exponential 型である。

宇宙線「極-赤道異方性」の半年変化

高橋ハ郎 矢作直弘 長島一男
 (岩手大・教授) (岩手大・助教) (名大・理)

長島による三次元解析方法を用いて宇宙線 Equator-Pole 異方性の半年変化を調べた。前回、1967年の世界ネットワークの宇宙線検出器から宇宙線中性子成分データを用いた結果を報告した。今回は更に、1966年の世界ネットワークの宇宙線検出器から宇宙線中性子成分を用いた解析結果を追加し、両者合わせて調べた結果を報告する。前回のアブストラクトに於けるまとめの結果の例を再び図1に示した。図中 α_0 は宇宙線「Equator-Pole 異方性」を示し、長島の解析方法により得られた Second zonal Harmonic Component に対応する。

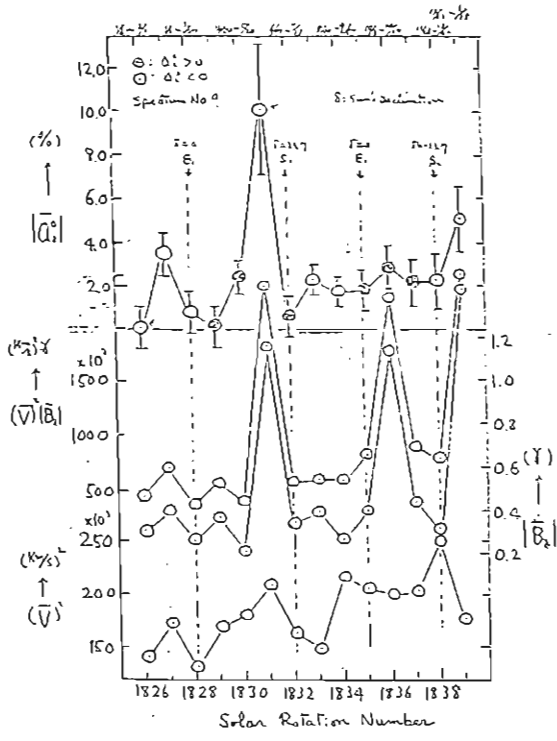


図 1

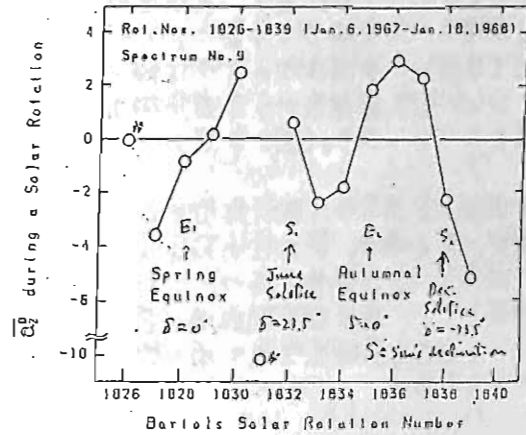


図 2

松崎 清司
(信大 理)

長島 一男

龍岡 亮二
(名大 理)

三次元異方性の定式化に基づく観測異方性の計算は、すでに長島(1971)によってなされている。

この定式化による計算は、黄道座標系と赤道座標系への変換がとりあつかわれた。(図1参照)。今回は次のような観点に立ち Solar-IM 座標系から赤道座標系への変換をとりあつかう。(図2参照)

宇宙線の空間分布は軸対称分布が仮定されるが、その場合、異方性の Reference-Axis は、磁場と一定の関係を持つ。したがって、座標系として、惑星間空間磁場(B)を、z軸として各座標系を用いるのが合理的と考えられる。

軸対称の異方性の空間分布は、球関数展開により次のように表現できる。

$$F(\chi) = \sum_{m=0}^{\infty} F_m(\chi) = \sum_{m=0}^{\infty} \eta_m P_m^0(\chi)$$

赤道座標系に対して展開し

$$F_m(\chi) = \sum_{m=0}^n f_m^m(\chi)$$

この変数: χ に 座標変換のとりあつかいを行なう。

赤道座標 (η, η, ξ) と Solar-IM 座標 (X, Y, Z) の座標変換は 次のようである。

$$Y = \Phi_S - \Phi_Q$$

$$\tan Y_1 = \cos \Omega \tan Y$$

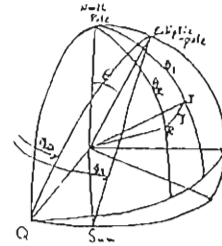


図 1

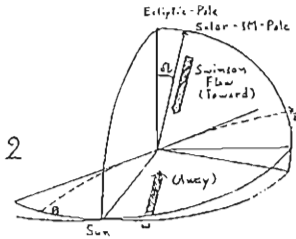


図 2

$$\begin{bmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \epsilon & -\sin \epsilon \\ 0 & \sin \epsilon & \cos \epsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos Y_1 & -\sin Y_1 & 0 \\ \sin Y_1 & \cos Y_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Omega & -\sin \Omega \\ 0 & \sin \Omega & \cos \Omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos Y_1 & \sin Y_1 & 0 \\ -\sin Y_1 & \cos Y_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix}$$

ここで $\epsilon = 23.44^\circ$

$$\sin \Omega = \sin 7.25^\circ \sin(Y + 15^\circ)$$

一例として、いわゆる Swinson Flow による 観測宇宙線異方性を示す。その結果、従来、Toward に対しては 18° Away に対しては 6° であった年平均 恒星時日変化の位相が それぞれ 18° , 6.6° と得られた。

活断層に伴う低比抵抗帯下部での比抵抗変化は 見かけ比抵抗をどれだけ変化させるか

半田 駿

(佐賀大・教養)

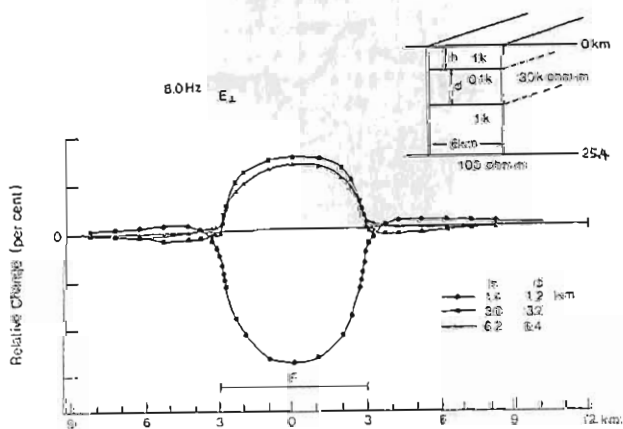
山崎断層では、微小地震が断層沿いに集中することが知られている。山崎断層では降雨が地震発生のトリガーとなること、地震前に井戸の地下水塩素イオン濃度に変化が見られる例があること、断層に沿って幅広い低比抵抗帯が存在すること等から、地震発生機構と地下水との間に何らかの関係があることが推測される。それで、ここでは地震発生に関連する比抵抗の変化があってもよいように思える。実際、このような観点から、人工電流による地下の比抵抗変化のモニターが、既に実施されている。

最近 ELFA-MT法を、比抵抗時間変化のモニターとして用いる試みがある。山崎断層では、地震の震源深度分布の中心は約 10kmにあるので ELFA-MT法は有効な手段であろう。そこで、ELFA-MT探査によって推定した山崎断層の比抵抗モデルを用い、低比抵抗帯の一部の比抵抗が $\frac{1}{10}$ に減少した場合、見かけの比抵抗分布にどのような変化が期待できるかを、有限要素法を用いて求めた。

図は見かけ比抵抗の変化を百分率 ($100 \Delta \rho / \rho_0$ ただし $\Delta \rho = \rho - \rho_0$) で表わしたものである。正は比抵抗の増加を意味する。

比抵抗モデルとして、幅 6 km、深さ 25 km の低比抵抗帯を考え、比抵抗値は $1,000 \Omega \cdot m$ 、周囲は $30,000 \Omega \cdot m$ とする。深度 6.2 ~ 12.6 km で低比抵抗帯の比抵抗が $\frac{1}{10}$ になった場合、見かけ比抵抗変化の最大値は +7.8% である。1.4 km より浅い部分の比抵抗が減少した場合は変化は負になる。当然、変化量は比抵抗異常が地表付近程大きい。この計算は 2次元モデルであり比抵抗異常が無限直方体でしか表現できないので、変化量は予想外に大きいが、最大値を示すと考えるべきである。

歌田(1982)によれば、ELFA-MTの信頼度は 5~10% と考えられる。我々のシステムでも同様の結果が得られている。従って 8% の変化は、シューマン共振を利用する現システムでも、雑音の少ない場所を選り、統計処理による信頼性の向上を計れば、検出可能であろう。しかし、信号源に人工電流を用いる方法が、精度の点からも、雑音対策(スタッキングが可能なので)から言えるかに優れていることは言うまでもない。日本でのコントロール・ソース法の発展が望まれる。



久保俊一，本蔵義守

東工大理

地殻内部に比抵抗異常域が出現した場合、地表面の電磁場に現れるその影響について、Green 関数を含んだ積分方程式による解法を用いてモデル計算を行なった。異常域としては、三次元的な直方体を考え、それが一様な比抵抗をもつ地殻内部に現れたと仮定する。異常域と地殻との比抵抗比は 1/10 程度の場合を考える。

モデル計算の基礎となる式は、

$$E(r) = E_0(r) + \int \sigma_a(r') \nabla(r, r') \cdot E(r') dr'$$

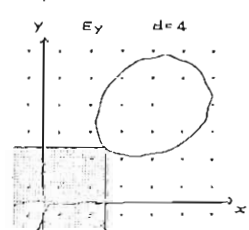
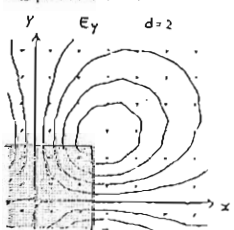
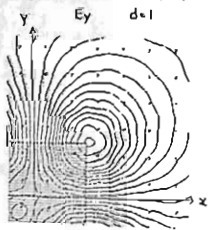
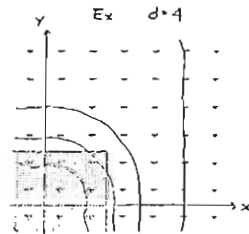
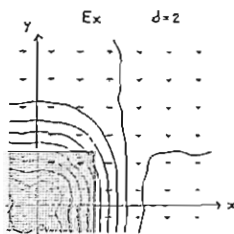
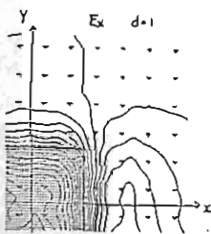
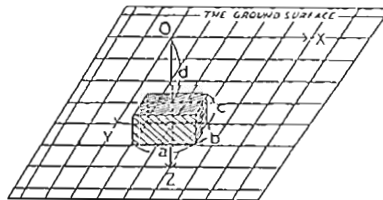
$$\nabla(r, r') = \sum_i \sum_j G_{ij}(r, r') \hat{x}_i \hat{x}_j$$

である。ここで E_0 は外部電場、 σ_a は異常域における電気伝導度、 ∇ は Green 関数で、積分の領域は比抵抗異常域内部である。

ここに、一方向成分だけを持つ一様な強さの外部電場を与え、それによる誘導電磁場を、異常域の大きさ、形状、深さなどを変化させて計算を行なった。図はその結

果の一例で、異常域の深さを変えた場合の誘導電場の x, y 成分の実部の強さ分布を示している。暗い部分が異常域のある領域にあたる。異常域としては、4 × 4 × 2 の四角柱を仮定し、異常域と地殻との比抵抗比は 1/2。外部電場は x 成分だけを持ち、その周期は 120 sec である。異常域の深さをそれぞれ 1, 2, 4 と変えている。

図に示した例では、誘導電場の x 成分が低比抵抗の異常域上方では増大している様子がみられる一方、異常域前後面では減少している。これは、電流が異常域に集中することにより、電流密度の疎になる領域が現れることに対応する。また、電流が異常域によって水平方向に曲げられて、y 成分が現れる様子がみられる。さらに、異常域の深さを増していった場合、これら異常域による影響は急激に減衰していることもわかる。



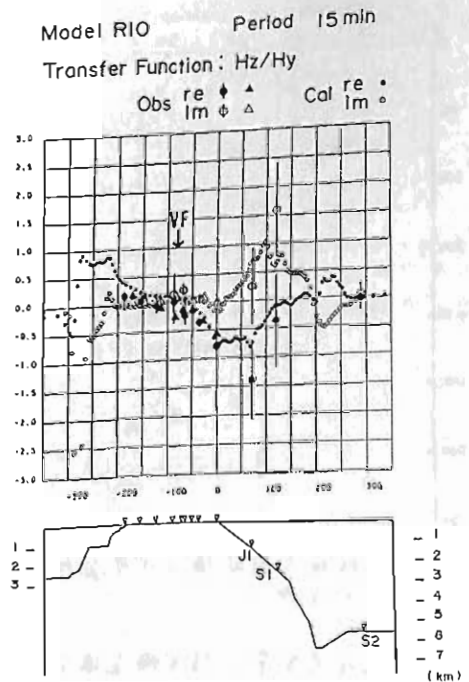
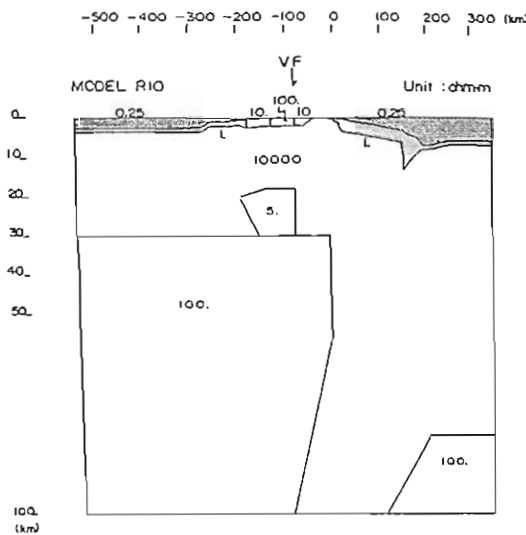
有限要素法による東北日本の比抵抗構造の解析

小川 康雄・行武 毅・歌田 久司
(東京大学地震研究所)

1981年夏に、地殻比抵抗研究グループ、東大海洋研、スクリップス海洋研の協力の下に東北日本で陸上及び海底の地磁気群列観測が行われた。各観測点の3成分記録を、地磁気誘導関数を用いて解析し、 $H_x(f) = A(f) \cdot H_x(f) + B(f) \cdot H_y(f)$ における $A(f), B(f)$ を周期60分及び15分に対して求めた。次に、日本海—男鹿—宮古—日本海溝という測線に沿った $B(f)$ 値に注目し、周期60分及び15分における $B(f)$ 値の分布を説明できるような2次元比抵抗構造モデルを考えた。以下にその手順を示す。

東北日本の地殻・上部マントル構造は地質学的に良くわかっているのだから、それをブロック化しておく。おなわち、堆積層、上部下部地殻、 $lowQ$ 、 $highQ$ マントルのブロック構造を考える。次に、EL下帯、pulsation帯の地磁気地電流観測から、浅い構造(堆積層、上部地殻)の比抵抗値がわかっており、その値を固定する。また、海底の堆積層及び海洋リソスフェアは、それぞれ10km、100kmに固定する。以上の制約の下に、下部地殻以深に良導体と分布させ、観測値を説明できるモデルを求めた。

結論:最終的な2次元比抵抗構造モデルは、その計算値を下図に示す。(A)海底の大陸斜面での1.程度の $Re(H_x/H_y)$ を説明するには、80km程度の厚い高比抵抗層が必要である。(B)陸上の太平洋側は、海洋線効果が卓越する。(C)陸上の日本海側は、海洋線効果が弱いためである。これは、日本海が太平洋より浅いことでは説明できない。また、 $lowQ$ マントルが100km程度に低比抵抗でなければならぬ。(D)また、特に周期15分の $Re(H_x/H_y)$ については、①岩石で折れ曲がること、②日本海岸で0.2程度しかないこと、を説明するには、下部地殻のうち火山フロント以西かつ日本海溝以東の部分が、50km程度に低比抵抗でなければならぬ。このモデルは、熱流量の分布や3次元P波速度構造の解析結果ともよく調和する。



秋田県北鹿地域における試錐岩芯の比抵抗測定について

奥山良俊 兼富一雄
(秋田高専) (秋田大鉱)

秋田県北鹿地域における試錐コアの比抵抗測定を行ない比抵抗値と試料の岩相区分との対比及び試料の飽和含水率との間に有意性が認められたのでその結果を次に報告する。

1. 測定方法

北鹿地域の古達部地区から HT-15, HT-17, HT-18, HT-23, 青森地区から HT-21, HT-24, HT-25 の坑井を選り約 200 個の岩石試料について室温の下で四極法による測定を行ない、試料はすべて真空吸引減圧法による完全湿潤状態とし、また測定のための加電圧は一定の値(5V)に統一し測定値の相対的比較検討を図った。

2. 測定結果

- (1) 各々の坑井において試料の比抵抗値と深度, 岩相, 飽和含水率の間に良好な有意性がみられる時に試料数の多い岩相の試料について顕著である。
- (2) 比抵抗対数値 $\log \rho$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) と飽和含水率 X (weight %) の間に相関がみられる式で示される。

$$\log \rho = A - BX$$

ここで A, B は試料の岩相と密接に関連した定数で岩質の相異を示している。

(3) 測定値の例 (HT-25)

図1は比抵抗対数値と深度, 岩相の関係を示し試料数の多い石英安山岩(D₀)について深度345m付近で比抵抗対数値4.5を境に分布が大きく二つに区別されることを示し、図2は同様に比抵抗対数値と飽和含水率の関係において飽和含水率4%前後での比抵抗値の変化が図1に対応していることを示している。

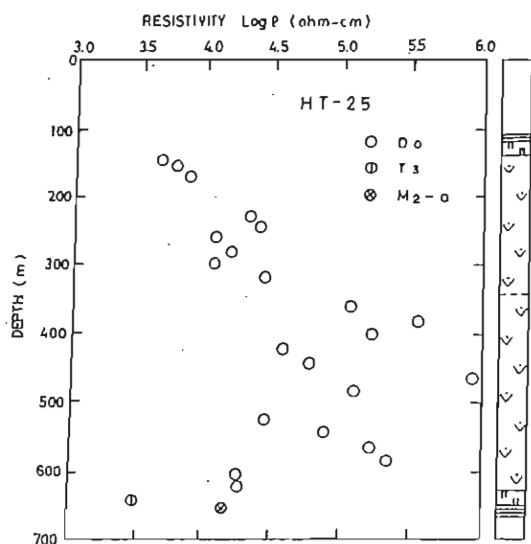


Fig. 1 比抵抗対数値と深度, 岩相の関係

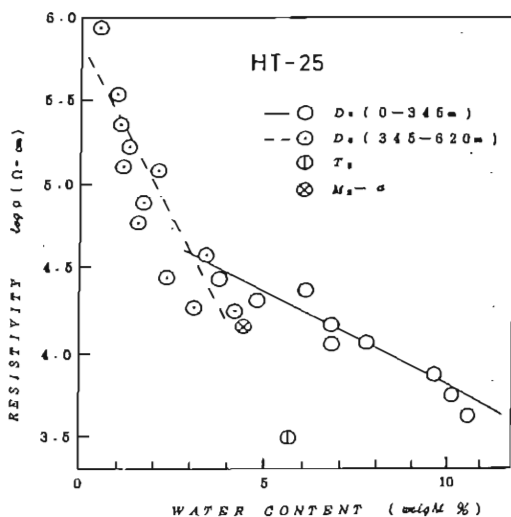


Fig. 2 比抵抗対数値と飽和含水率の関係

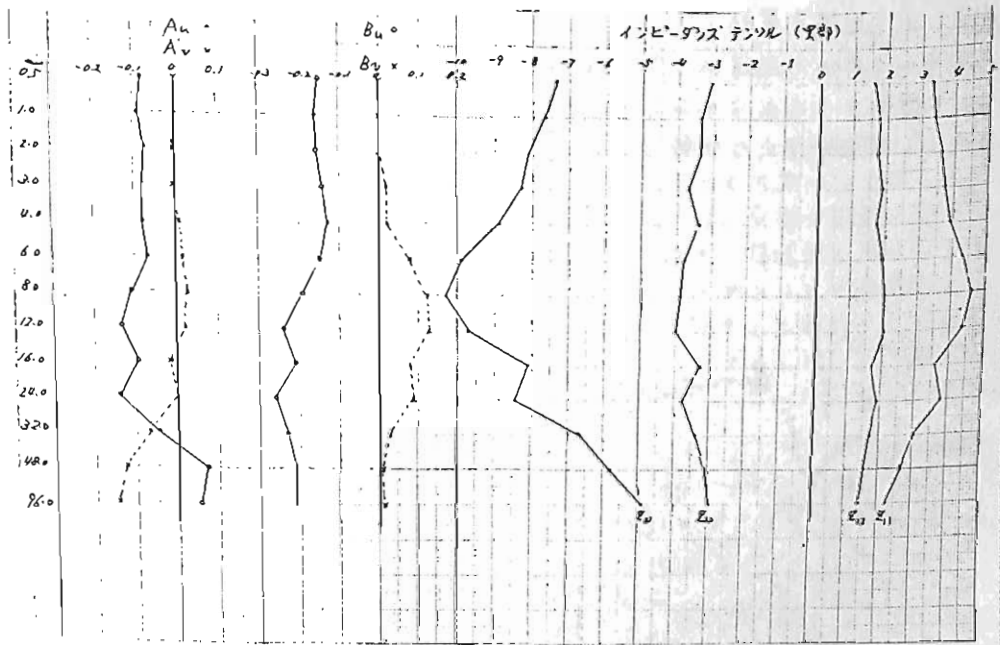
文献 全炭鉱業事業団精密調査報告書 北鹿地域 (1974, 1975, 1976)

水沢・江刺における地磁気・地電流・VLF
観測

国土地理院 水野浩雄、田中稔、松村正一
東北工業大学 瀬戸正弘、北村保夫

水沢観測所・江刺観測場における、地磁気、地電流の観測データを解析した。地磁気は、フラックス・ゲート変化計により、H、D、Zの三成分を、15秒サンプリング、 $\pm 0.4 \text{ mT}$ の精度で観測したデータを用いた。地電流は、南北成分、東西成分を15秒サンプリング、 $\pm 0.1 \text{ mV}$ の精度で観測したデータを用いた。

解析の期間は、1981年6月29日15:00~30日2:00及び同年7月2日6:00~3日9:00である。内容は、地磁気3成分によるトランスファー函数の導出と、地電流2成分と地磁気H、D成分によるインピーダンステンソルの導出である。方法はEverett and Hyndmanの1stウェーブレットを用いるやり方を使った。結果は下図の通りである。



江刺観測場でのVLF帯の観測による見かけ比抵抗は $100 \Omega \text{ m}$ から $800 \Omega \text{ m}$ であり、水沢測地観測所の $20 \sim 45 \Omega \text{ m}$ に比べて明らかに大きい。北上川の西側の地体でも約 $20 \Omega \text{ m}$ であった。水沢測地観測所のそれが相対的に小さいのが注目される。

宮城県における地殻表層部の比抵抗分布

北村保夫, 瀬戸正弘, 歌田久司

(東北工大) (東大震研)

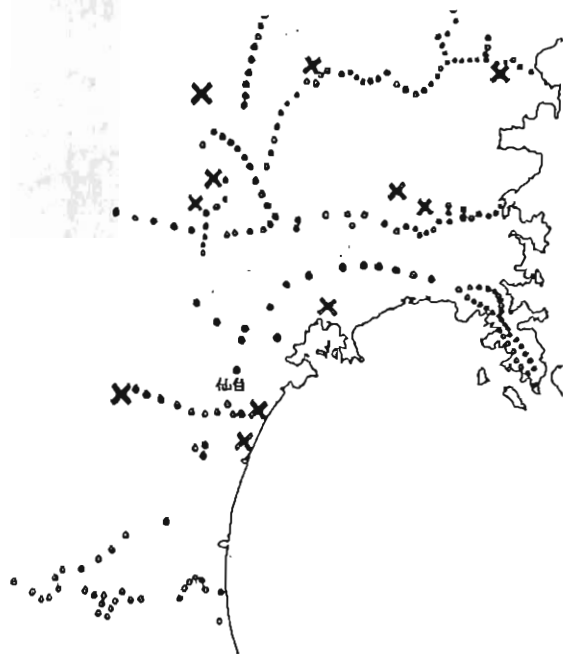
東北地方においては過去かなり密な電磁気学的な観測が行なわれ、東北地方の地下構造については詳細な研究が行なわれてきた。

しかしながら東北地方南部においては必ずしも行なわれていないため我々は先ず宮城県内各地で密な地磁気三成分変化観測を行っている。

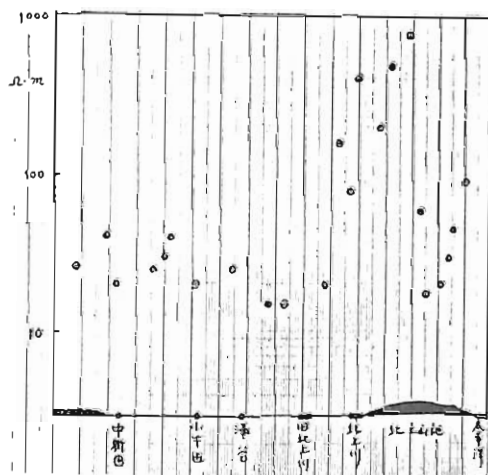
これらの観測から宮城県における地下の電磁気学的構造を推定する前に、手軽な方法としてVLF帯MT法により宮城県内で地殻表層部の比抵抗分布の観測を本年3月に実施した。第1図はその観測点あるいは測線分布を示している。図の中でX印を付けられたのはWenner法により地殻表層部の比抵抗測定をした場所を示している。

第2図は追波湾～中新田の測線での測定結果の例である。

ここではVLF観測から求められた宮城県における比抵抗分布とWenner法により求められた比抵抗および地質図との比較などについて報告する。



第1図



第2図

地殻比抵抗研究グループ
行武 毅 (東大震研)

最近地磁気変化および地電位差変化を、広範囲周波数帯にわたって観測し、地殻内部の電気抵抗分布を明らかにすることができるようになった。東北日本では、地震の頻発する上部地殻で比抵抗が高く、地震の少ない下部地殻で比抵抗が低いという事実が明らかになった。

1982年に、東海地方から甲信越地方にかけて共同観測を実施した。(1)地殻の厚く発達している地方で、地殻内部の電気抵抗がどのように分布しているか。(2)二大構造線、糸魚川-静岡構造線、中央構造線、およびこの地方の活断層である富士川断層などで、電気抵抗構造がどのようになっているか、を調べるのが目的である。

共同観測には15の研究機関が参加して、第1図に示す17点で、1982年8月から10月まで連続観測を実施した。各点での観測担当

機関は第1表に示した通りである。

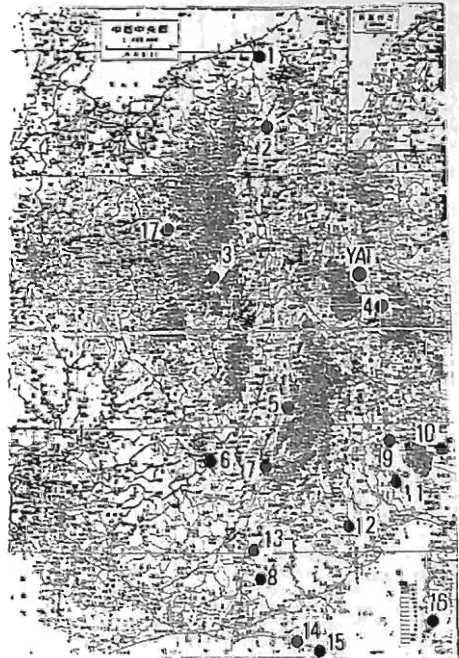
測定の対象としたのは、174kHzの人工電磁場変化のほか、自然現象としては周期8秒のELF帯の変化から周期数時間の変化である。磁場の測定には誘導磁力計やフラックスゲイト型磁力計を用いた。

データ解析は、地磁気変化変換関数や、Induction vector については気象庁地磁気観測所や、地磁気地電流変化の同時解析は東京大学地震研究所で分析して実施中である。

それ以外の結果については、講演で詳しく報告される。一、二の結果についておけると、地磁気変化から求められた Induction vector に、構造線の影響が顕著に認められる。構造線自体が、構造線を境にして電気抵抗分布に違いのあることが推定された。また地磁気地電流変化と解析して、地殻が厚いと考えられる北アルプスで、低比抵抗帯が予想外に浅いらしいなどという新発見が得られた。

第1表 観測点と観測担当機関

番号	地点名	担当機関
1	糸魚川	弘前大理
2	鬼怒川	秋田大鉱山
3	奈川	東大震研
4	川上	東工大理
5	大鹿	名大理・東北工大
6	浪合	京大教養・神戸大理・神戸学院大
7	南信濃	鳥取大教養
8	森	気象庁地磁気観・気象研
9	朝霧高原	東北大理
10	山中湖	東工大理
11	富士宮	東大震研
12	依峰	地質調
13	春野	気象庁地磁気観・気象研
14	浜岡	東大震研
15	御前崎	気象庁地磁気観
16	松崎	気象庁地磁気観
17	上宝	九大



第1図 観測点分布図

— C A 解析 —

徳本哲男 地磁気観測研究所 - 7.

(地磁気観測所)

1982年の8月から9月にかけて東海・甲信越地方に於ける Fluxgate 型磁力計、及び誘導型磁力計を用いて地磁気・地電流の観測が、研究機関の協力により、2行なわれた。このデータから CA 変換関数による解析は地磁気観測所が行い、E、CA 変換関数による解析は Everett and Hyduann (1967) による least square method の方法によるものとする。

観測点は糸魚川-静岡構造線に沿って、東西に隔断して配置されている。図-1 に示すように中部日本の太平洋岸の各観測地点では Parkinson vector は大きく、しかもよく方向が定まり、南東に向かい、また、中部日本異常帯を穿ちている。しかし、内陸部に於ける Parkinson vector は非常に小さく、かつその方向も定まらぬ。これについては以下の3つの理由が考えられる。すなわち、内陸の地下電気伝導度が大きい、あるいは一様であること、または日本海と太平洋の海洋効果の相殺によるものとするべきと考えられる。

また中部日本では図-2 に示すように CA 係数は周期に対して大きく、方向性も著しい変化を示すのが特徴であるが、断面線と横断する観測点 6、7、9、10 についてはよく見られる Parkinson vector の傾斜は少ししか見られず、原因は不明である。

地磁気変動の CA 解析は講義と譲る。

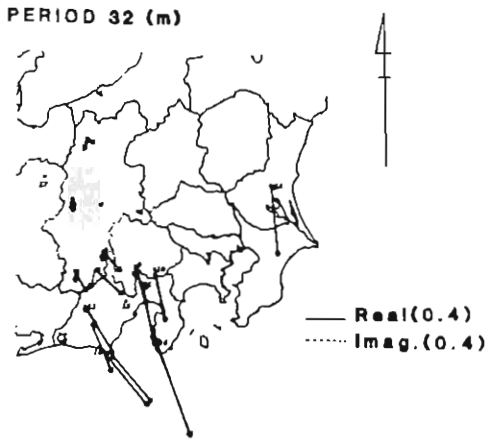


図-1

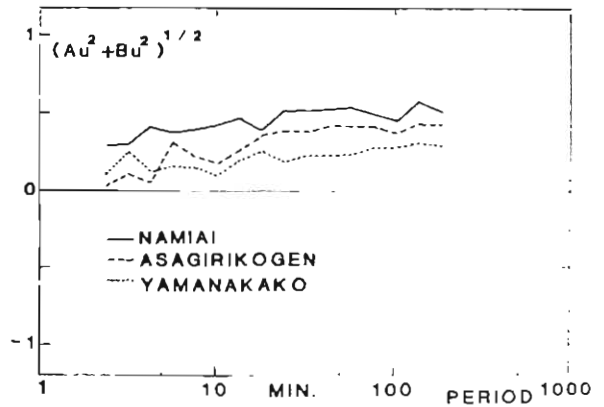


図-2

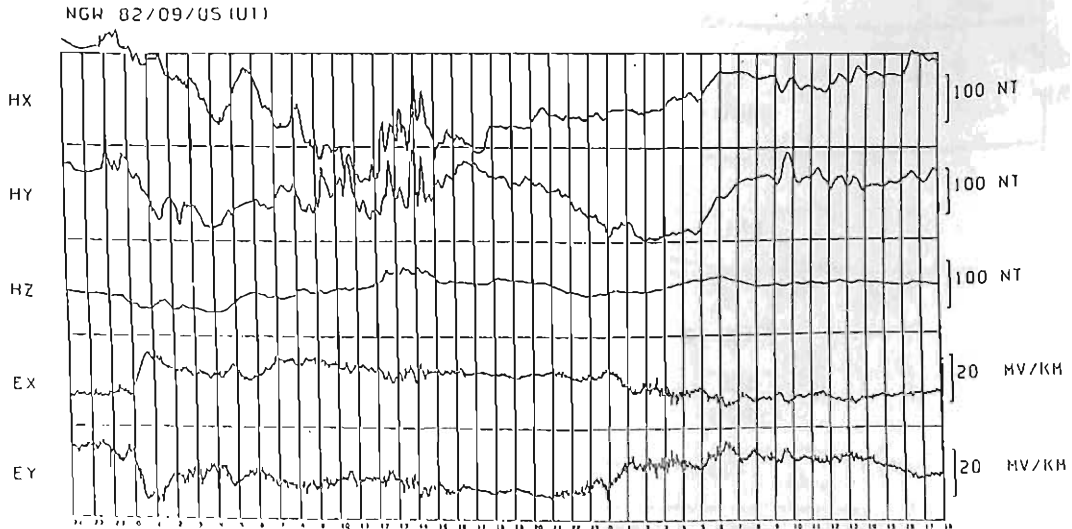
歌田又司, 行武 毅, 地殻比抵抗研究グループ
(東京大学地電研究所)

地殻比抵抗研究グループでは、1982年8~10月にかけて、東海・甲信越地方において電磁気総合観測を実施した。本観測の目的は、この地域の下部地殻および上部マントルの電気比抵抗構造と調べることにある。ここでは、地磁気・地電流変化観測にもとづく、マグネット・テリリフ法の解析結果について報告する。観測は4つの周波数帯(VLF, ELF, 地磁気脈動, 磁気嵐)にわたって行なわれた。

深部の比抵抗構造を定める際にも、表層部の構造に関する情報が当然必要となる。そこで今回は、各長周期帯観測長(行武, 地殻比抵抗研究グループの講演参照)において、VLF・ELFによるSurveyを実施した。その結果から推定された表層部(数100mまで)の比抵抗構造の特徴は次のようになる。(1)中央構造線以西では、数100mの高比抵抗帯が広く発現している。(2)東海地方(中央構造線以南)では、表層部は極めて低比抵抗(数10m~数100m)である。(3)富士火山周辺では、表層に高比抵抗物質があるが、数100m程度の深さにとどまる。

明らかに中央構造線以西より低比抵抗で、数100m程度となる。

誘導磁気計と主体とする地磁気・地電流観測は、8月中旬に集中して行ない、Fluxgate磁気計を主体とする観測は、8月中旬に開始して10月中旬まで続けた。この中から注目すべき解析結果の一部を紹介する。図は北アルプス南部に設置する、長野県糸川観測点(NGW)で観測された磁気嵐時の記録例である。この観測時の地電流変化の特徴は、東西南北各方向に変化の振幅が非常に小さいことと、異方性があまり顕著ではない点である。周期30分程度のインピーダンステンソルの解析値から、見かけ比抵抗を算出すると、数100mとなる。一方、周期数10分の脈動の記録から求めたものは、数1000m程度の見かけ比抵抗値が得られている。この結果は、前回の学会で報告した東北日本の結果と同様に、この地域の下部地殻にも、低比抵抗帯が存在する可能性を示唆している。これらの同波数帯のデータは、現在解析中のものがあるので、詳しく講義時に報告する。



加藤 謹司

地磁気観測所

桜島全磁力連続点(白田波, 榎木, 有村, Fig 1)と鹿屋との全磁力総合差 ΔF には、外部磁場変動の影響が認められ、(日変化に対しては最大約数nT) また島内の測点間において最大1nT程度の影響が認められる。この外部磁場の影響を除くため、Weighted-Difference法、D-I補正法を試みたが、余り効果はなかつた。今回は鹿屋の成分値(X, Y成分)と ΔF を用いて求めたTransfer-Function法について行った結果を報告する。Kenneth等の方法(文献1)とは異なり、基準値の成分値としてX, Y成分のみ使った。以下の式を用いて、Power-spectrum法でTransfer Functionを計算した。

$$\Delta F(\omega) = AX(\omega)\Delta X(\omega) + AY(\omega)\Delta Y(\omega)$$

結果はFig 2, 3に示す。Fig 2はAX, AYの実数部分について示してある。Fig 3はAXの $\omega = 0.09 \sim 0.03$ (radian. min⁻¹) に対して求めた4個の平均値を示す。1978より82年にかけては約-0.6で安定して

いる。

文献1

Tectonomagetic
Event Detection

Using Empirical

Transfer Function

--- Kenneth etc

J G R. Vol 83

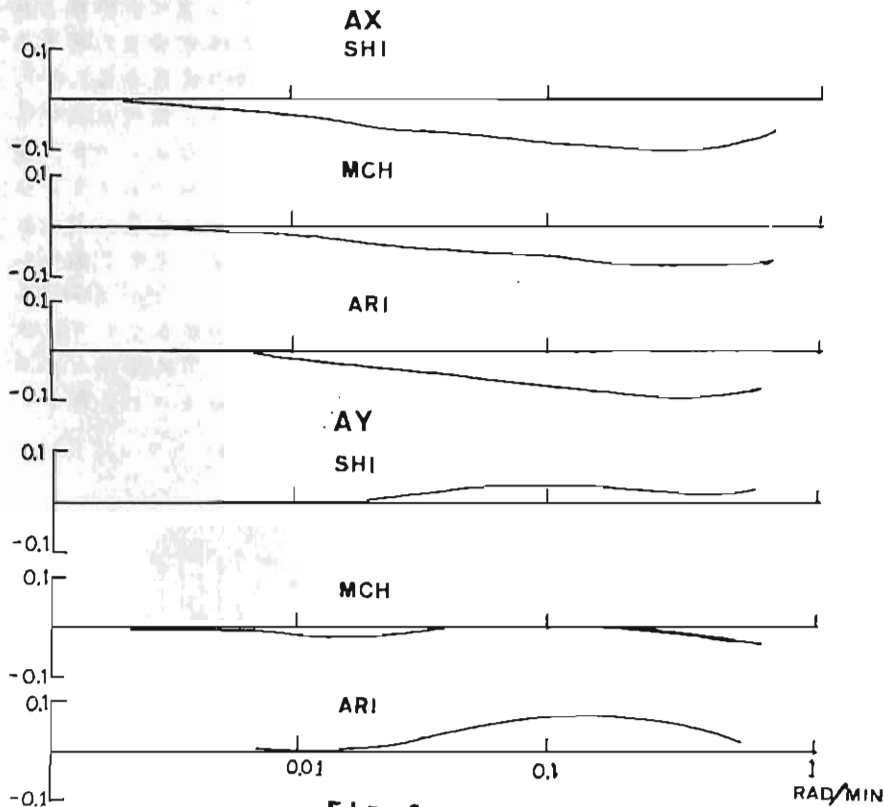


Fig 2

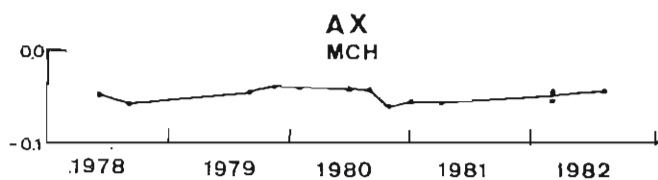


Fig 3

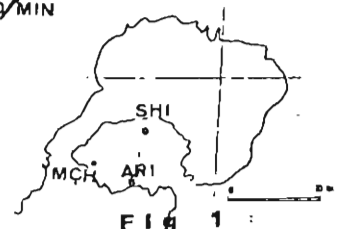


Fig 1

初歩的な地電流の測定

室井 勲
(大阪府科学教育センター)

地下にいろいろな面で確立されていると思われる地電流に関して、全く初歩的な測定実験を始めてみることにした。ここでの目的の一つには、地球内部に関する情報の中で、測定方法の比較的簡単(厳密には正しくはないが)な地電流をとりあげ、これを教材化すること、二つ目には、可能と限りこの地電流の原因を調べてみるということを考えている。が、今回は始めたばかりということもあって、十分とデータを出すまでに至っておうす、ただ測定方法の一部を報告するだけにとどめたい。

地電流の測定のために、まず電極として銅板(厚さ1mm)を $8 \times 8 \text{ cm}^2$ の大きさに切り、水平成分に8枚(N-S, E-W, NW-SE, NE-SWの4成分、各々2枚ずつ)と上下成分に2枚(U-D)の合計10枚を使った。各成分の電極の間隔は60cmにした。電極の設置場所は大阪府科学教育センターの敷地内(大阪市の南端に近い所)で、直径が60cm、最も深い所で90cm、平均の深さ60cmの穴を掘り、電極を埋めた。従って、この設置所の条件は自然の子の状態ではない。これら電極設置の様子は図上の(a), (b)に示した通りである。

測定は現在、乗車電波製の高感度直流電圧電流計(PM-18C)を使い、5成分の電流値をロータリーSWの切替えによって行っている。これまでの予備的な測定では、上下成分(U-D)が最も大きく、約 $60 \mu\text{A}$ で、下から上の方に向かって流れ、次いで南北成分(N-S)で約 $30 \mu\text{A}$ 、北から南に向かって流れている。他の成分は少い。

当分の間は、出来るだけ基本的測定と実験を行うが、いずれは記録計によって連続測定を行い、時間的な変化を調べるようにする。

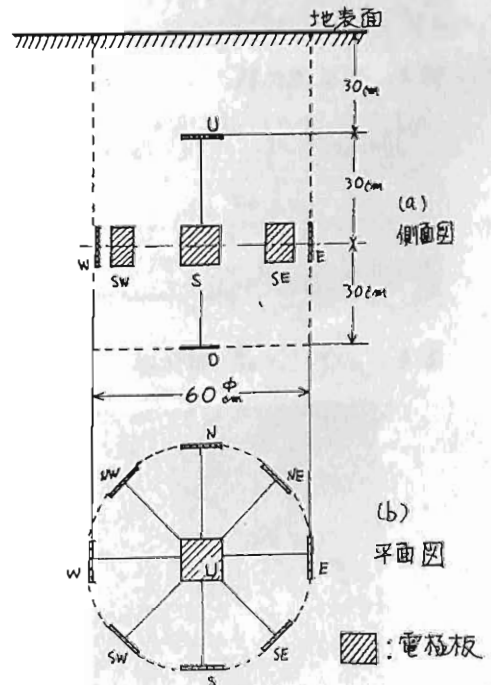


図1. 電極設置の様子

検出の試み —— 飯田線列車の場合 ——

宮腰潤一郎, 西田良平,
島辰夫 執筆



図1. 観測点及び
飯田線
MSN(南信濃村)
CHU(中部天龍駅)
MSK(水窪駅・変電所)
HRK(平岡駅)
NKT(温田駅・変電所)
TNR(天龍峡駅)

(要旨) 昨年8月, 中央構造線など我国の主要構造線の電気伝導度探査と説明する目的で行われた東海・甲信越地域のCA協同観測事業において長野県南信濃村(MSN)での観測を担当した(図1)。この地点は構造線のほぼ直上であり, 電気伝導度などの様々な値となるかは極めて興味ある問題であった。

各回の観測は予想外に大きなノイズに悩まされたが使用は比較的静穏であった。ところがその静穏な時間帯の0.3^分頃から約1時間の間特徴的なノイズが顕れることがある。国鉄関係からいただいたデータと照合した結果このノイズは飯田線の夜行貨物5291列車のダイヤによく対応することが判明したので(図2)このノイズを利用して地下電気伝導度を求めることを試みる。

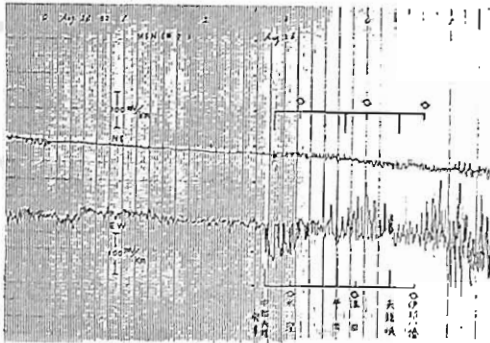


図2. 地電流記録

方法としては, ①電場変化と, 同時に誘導磁力計の知られた磁場変化を用いるもの, ②電場変化とレール電流に関するデータを用い, 電気探査のいわゆるダイポール法によるもの(図3), を用いる。なお(図4)にはサブシステム, 地磁気脈動の脈中からCagniardのMT法を用いて得た値も示してある。この結果によればこの地点の地下見掛比抵抗値は浅部において異方性が強く, 南北方向の極めて低い値となっていることが結論される。

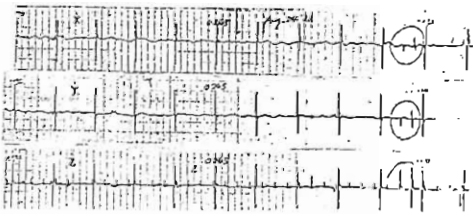


図3. インダクション磁力計記録

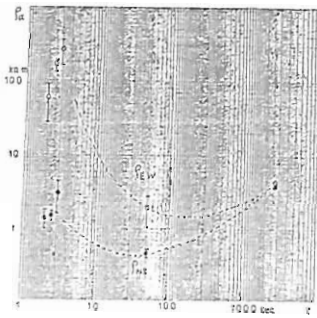


図4. MT法により求めた比抵抗値

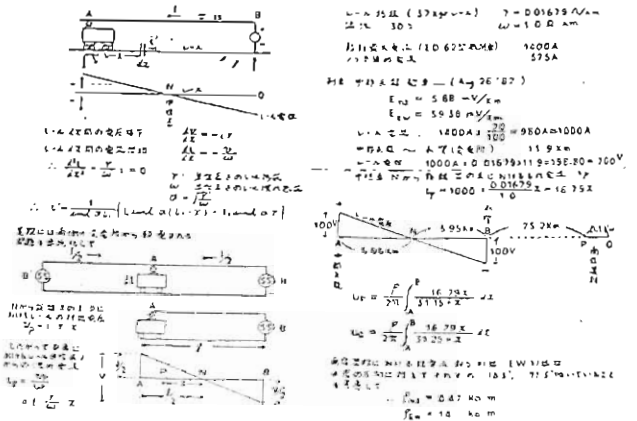


図5. ダイポール法による比抵抗値の算出

地震先行現象としての比抵抗変化の特性

力武常次、山崎良雄
日大文理 東大震研

1968年以來神奈川県油壺において、比抵抗変化計による連続観測が実施されており、震央距離にもよるが、マグニチュード(M)が5程度以上の地震30例について先行的比抵抗変化が観測されている。

図には先行時間T(単位:日数)の常用対数とマグニチュードMとの関係を示してあるが、Mが大きいほどlog₁₀Tが大きい傾向が認められる。またMが一定ならば、震源距離R(単位:km)が大きいほどTが小さい傾向が認められる。

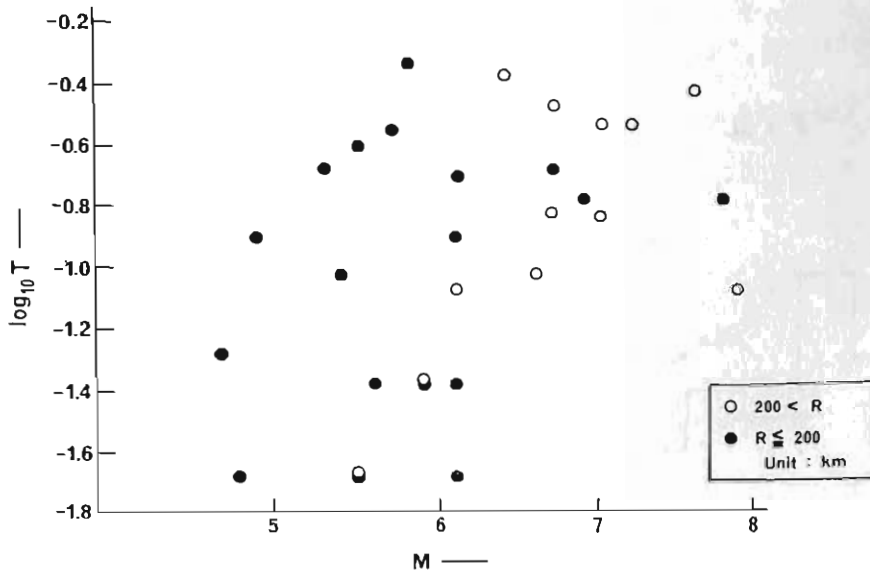
データ数の多いM ≤ 6.1の地震に関連する変化を用いると、T、MおよびRの間に

$$\log_{10} T = 0.41 M - 1.6 \log_{10} R \quad (1)$$

という関係が近似的に成立つことが、最小自乗法によって求められる。

今、シグナルがR^{-3/2}に比例して減衰するとすれば、(1)式の第2項を近似的に説明できる。先行的比抵抗変化の形状に变化がないとすれば、Rが大きくなれば変化の振幅が小さくなるので、Tが小さくなることは当然である。

さらに震源域において、先行的変形または破壊が、震源域の代表的距離を1m/Sのオーダーの速度で伝播すると仮定したときに要するタイムコンスタントがTに対応すると考えるならば、(1)式の第1項をほぼ説明することができる。

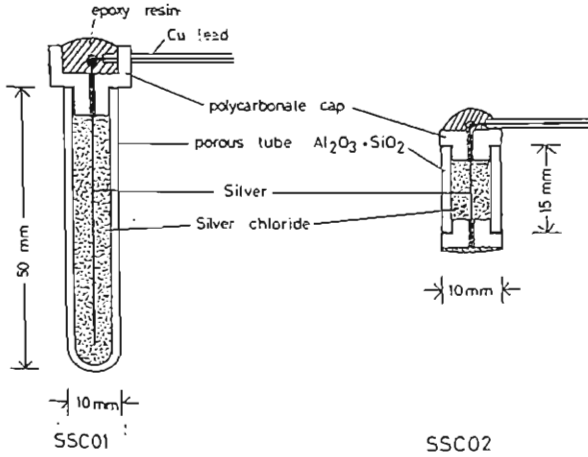


log₁₀ T と M との関係

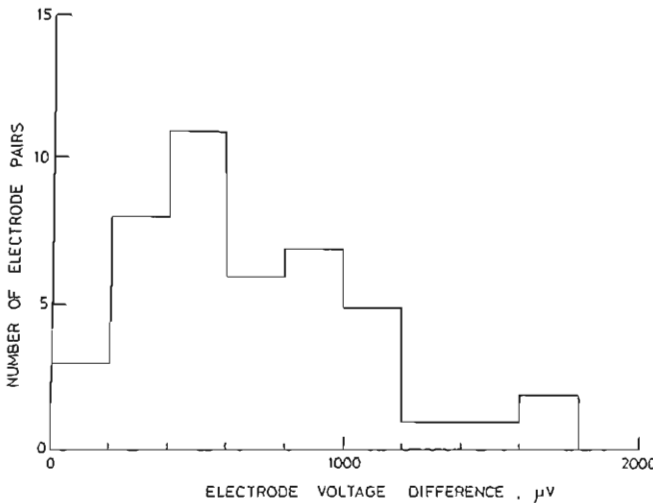
海底電位差計の開発：I 電極

浜野洋三 瀬川爾朗 行武 毅
 (東大理) (東大海洋研) (東大地震研)

現在、我々は海底電位差計(短スパン自己浮上型)を開発中である。短スパン(電極間隔 $\sim 5m$)の電位差計を製作する上での最大の問題点は電極と海水間の接触電位差である。海底で観測される信号の大きさ(最大振幅 $\sim 100 \mu V/m$)に比べて接触電位差($\sim 1V$)が大きいため、接触電位差のドリフトやバラツキが、観測データに大きな影響を与える。現在海底電位差計による観測が実用化されている米国スクリブス海洋研究所では、電極に至る水路を切り替るチョッパー方式により、接触電位差の影響を取り除くことに成功している。しかし、この方式は海底の水圧下で機械的に動く部分を必要とし、安定に作動させることがむづかしい。我々はまず電極及び接触電位差の性質を調べ、多数の電極を重ね合わせる事により、ドリフトの小さい電極を作り出すことを第一目標としている。



第1図



第2図

電極としては銀・塩化銀電極を用いている。銀・塩化銀電極は、海水中で用いる電極としては、最も安定な性質を持つものである。オ1図に製作した電極を示す。電極を作成する上で注意する事は、銀線の表面が清浄であること、銀と塩化銀が共存する場所ではなく海水と接触しない、ということである。また、できるだけ性質の揃った電極を得ることが重要である。オ2図は作成した電極をすべて同一場所に置き、任意の2電極間の電位差を測定し、結果をヒストグラムとして示したものである。全く同一の電極間の電位差は零となるはずだから、測定された電位差は電極間のバラツキを示す。オ2図からわかるように、バラツキのために生じた電位差は、平均が $500 \mu V$ 程度であるが、性質の揃った電極を選び出すこと、または複数個の電極を組み合わせるにより、電位差を減少させることが可能である。長時間のドリフトを調べた結果では、ドリフトを $10 \mu V/day$ 以下にできることがわかった。ドリフトの原因としては、測定系による電極間電流による影響が最も大きいと考えられる。

海底超伝導磁力計の開発(その2)

江村 富男, 中笠 岩男, 堀田 隆俊, 友田 好文, 永野 弘

(海洋科学技術センター)(島津製作所)(東大海洋研)(東大物性研)

前回報告した予備試験用の海底超伝導磁力計に続いて, 最大設置深度 100 m, 計測期間 1ヶ月の, 本格的な海底超伝導磁力計の開発が具体化し, 装置の製作もある程度進んできたので, その概要について報告する。

今回の磁力計は, 前回報告した超伝導磁力計と比較して, 次の点で大きく異なる。

1. 蒸発ヘリウムガスを強制的に海中に排出する方式を採用し, 新たに, 小型ヘリウム圧縮機を用いたヘリウムガス排気装置を開発した。
2. SQUID本体に傾斜計と方位計を組み込み, 姿勢データも取るようにした。
3. 基本的には, 電池駆動のクローズドシステムとし, 従来の制御ユニットに記録制御装置を付加して専用の耐圧容器に収め, 一緒に海底設置する。
4. 必要に応じて専用ケーブルを敷設し, 陸上から電力供給すると同時に, 陸上でも出力信号の監視および連続記録が行えるように工夫した。
5. 液体ヘリウム冷却槽の性能向上を行い, 冷却槽の容積はそのまま, 約1ヶ月の計測が可能となった。
6. 方位計には3軸型フラックスゲート磁力計を用いるので, 前回とは異なり, 同一条件の下でのSQUID磁力計とフラックスゲート磁力計との同時比較観測を行うことができる。

このような特徴をもつ本格的な海底超伝導磁力計の実海域での地磁気観測は, 7月から8月にかけて実施する予定にしている。

また, 前回報告した超伝導磁力計の浅海試験の観測資料を, 詳しく検討したところ, 浅海試験の実施海域は, 南北に海岸線が走っているため, 潮流と波の南北成分および東西成分の分離がある程度可能であり, これらが各々, 地磁気の成分に及ぼす影響を, 日変化高感度観測およびスペクトル解析データに認められた。

第1図は, 高感度観測記録の一部である。X成分とY成分とは余り相関がなく, X成分とZ成分には相関があることが分る。

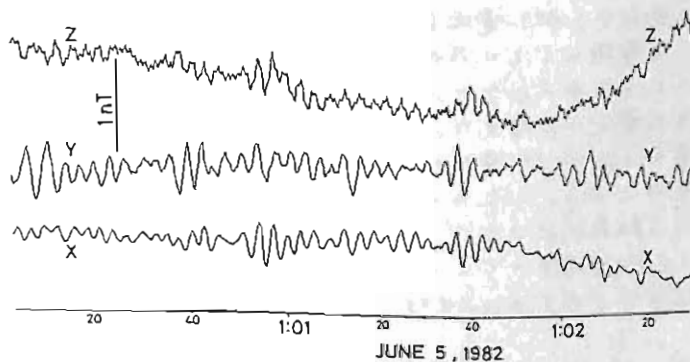


図1. 地磁気の高感度海底観測記録

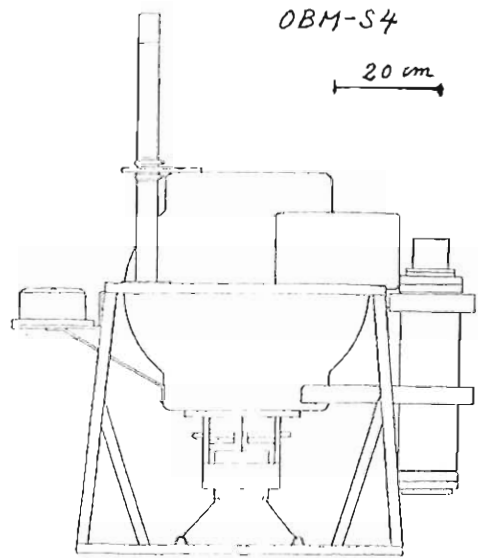
海底磁力計 OBM-S4 型 および

音響呼び出しによる敷設回収テスト

瀬川 爾朗、浅岡 達史、浜野 洋三、行武 毅、歌田 久司、中川 一郎、笹井 洋一
 (東大海洋研) (東大理) (東大地震研)

我々の海底磁力計開発は1980年に始まり、円筒型海底磁力計 OBM-C1 のブイ係留による観測から、自己浮上式の OBM-C2 型、自己浮上式球型海底磁力計 OBM-S1、OBM-S2、OBM-S3 型と開発が進められた。OBM-S4 型は球型海底磁力計であり、通算6台目の海底磁力計でもある。OBM-S4 型海底磁力計は、それ以前のものにくらべて多くの改良点がある。以下はそれらを列挙すれば、

- 1) センサーには磁場キャンセルコイルを増設し、測定時、主磁場の消去を行なう。これにより、磁場変化分を 0.1 nT の分解能により測定、記録することができ、
- 2) センサー、増中部、制御部が最小1分間隔で ON-OFF 制御される。(測定時だけ電力が供給される)。また瞬間消費電力も一層節約された。
- 3) デジタルカセットテープによる記録方式をやめ、半導体メモリー EP-ROM に記録し、読取りとデータ処理をマイクロコンピュータで行なうことにした。EP-ROM は1個128 Kbit のものを20個以上組み込むことができ、2.56 Mbit 以上の記憶容量をもたせることができる。
- 4) 従来、非磁性ニッケルマンガン電池(アルミケースのもの)を電源としていたが、これを非磁性ステンレススチールケースに覆われた臭化リチウム電池に取替えた。この電池は単体の重量が250gで、電圧3.5V、容量30AH のものである。これを5個直列にしたものを2組並列につなぐことにより17.5V、60AH の電源をつくることができる。電池の総重量はわずか12.5kg である。
- 5) データ記録方式。データは1分おき8分の間で、1分毎に任意の間隔で測定することができ、記録時間には月、日、時、分



で与えられ、月、日は10日の測定毎に記録される。測定開始後一定時間は、地磁界3成分の全磁力が約 1 nT の分解能で記録され、これ以後は、 0.1 nT の分解能で地磁気変化分が記録される。

6) 敷設回収方法。磁力計をベントス社製のガラスボールに封入し、アルミフレームの台にのせ、鉛の錘をつけて投入することは従来と同じである。しかし、回収には時限方式をやめ、超音波による呼び出し方式に切りかえた。図が OBM-S4 型海底磁力計の外観である。ガラスボールの覆い(ハードハット)に回収用のビーコン、フラッシュャー、超音波トランスポンダー(図の左はハイドロフォン、右は増中制御部)が取り付けられる。増中制御部は水中重量が6kgあるのび、これを補償するために、右側にはのみ、シリコウチックフロウヒリ(深海用浮力材)がとりつけられている。海底磁力計全体の空中重量は約80kg である。

新型三成分海底磁力計による相模湾における 地磁気観測

内藤 好裕
(大和探査技術)

友田 好文, 内山 昭憲
(東大 海洋研)

高橋 良昌, 長山 剛久, 大蔵 康浩
(島津製作所 特品部)

CAの研究を目的とした新型の自己浮上式三成分海底磁力計(図1)が昨年の夏に完成した。この新型磁力計は次のような特徴を持っている。1) センサーには島津製の小型のフラックスゲートが用いられている。2) センサーの出力はA/D変換された後、RAM内に蓄えられ、24時間ごとに磁気バブルメモリーへ転送される。3) 消費電力の節約のため、電源はサンプリングの時のみ供給される。4) 測定部のアセンブリ(図2)は、φ約43cmの耐圧ガラス球に収められる。5) 回収は、磁力計のガス圧式切離装置を船上からの超音波の指令で作動させて行う。

昨年の10月から12月にかけて、何回か海底における試験観測を行った。そのうちで、11月半ばから12月半ばにかけて相模湾の水深約1500mの海底で行なったものは、25分に1回のサンプリングで投入から切離までの約

1ヶ月分の地磁気変化の記録が得られた。その記録に対し、変換函数の方法で解析を行ない地磁気短周期変化に対する変換函数とパーキンソン・ベクトルを求めた(図3, 4)。

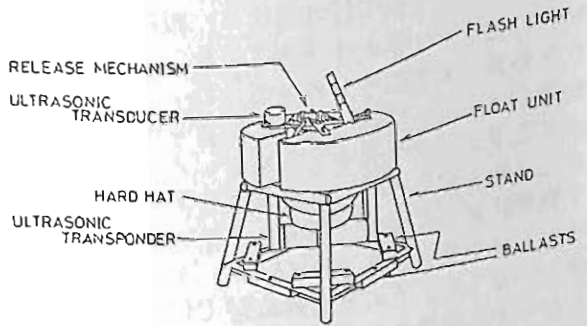


図1 新型海底磁力計全体図

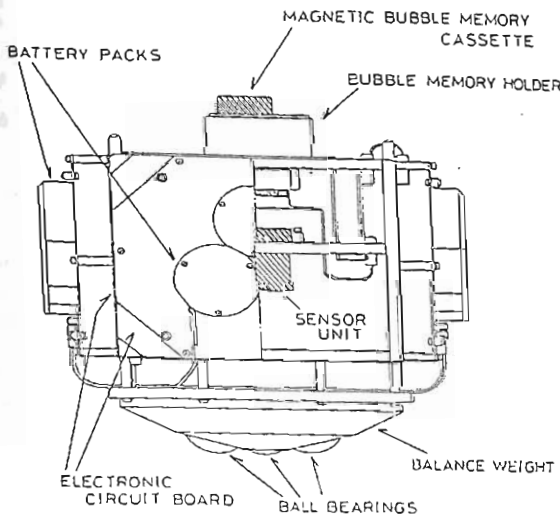


図2 測定部のアセンブリ

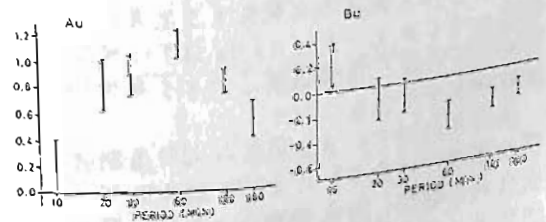


図3 変換函数の実数部

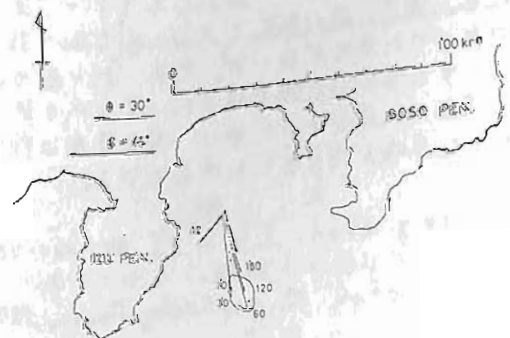
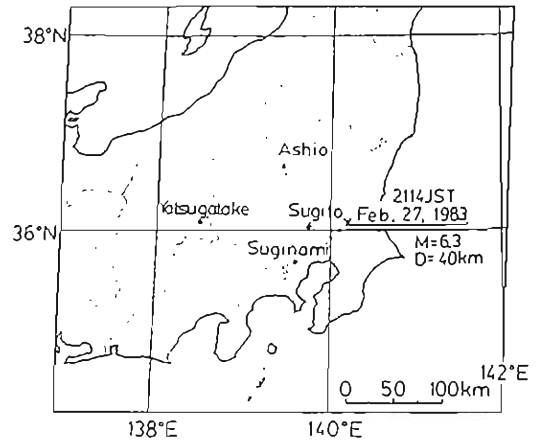


図4 各周期に対するパーキンソン・ベクトル

地震に関連した電磁放射観測

芳野 起夫, 富沢 一郎, 柴田 喬 (電通大)
小山 茂, 歌田 久司, 行武 毅 (東大震研)

地震発生直前の数時間〜数十分前に震央を中心に近傍地域の自然電波雑音レベルが上昇し、地震発生と同時に平常値に復帰する現象を、ソビエトのグループが発見している。(Sobolev et al 1975) 此の現象を応用すると、現在問題となっている直前予知が可能となるので、1980年より予備実験を開始し、現在に至っている。此の間、80年3月31日16:33 JSTに京都府を震央とするM \approx 7, Dep=480kmの地震では、菅平においてVLF広帯域、81kHzのLF帯で、発生40分前頃よりノイズレベルが約10dB上昇し、地震発生と同時に復帰する観測結果が得られ、同年9月25日02:54 JST, の千葉市附近 (M=6.1), 81年1月28日12:47 JSTの茨城南西部 (M=5.0)の地震においても同様の現象が東京で観測されている。(Gokhberg, et al 1982)



1983年2月27日の地震における、電磁放射観測地点。

此の現象の発生原因は、現在研究中であるが地震発生直前に震央附近の岩石が破砕し始め、同時にパルス電磁界を発生すると考えられるが、菅平のVLFデータは1kHz以下に異常が認められるものの、高周波帯に対する発生機構は、現在研究中である。

本研究は81、82年度の文部省科研費(自然災害特別研究I)によって研究中で、観測用受信機の試作、多地点観測による発生源の方向の同定等の観測を続行中である。83年2月27日21:14 JSTの茨城南西部のM=6.3の地震では、図1の観測点において図2に示すデータが得られた。震央に近い杉戸ではN-S方向の指向性のセンサに感度が無いが、杉並、ハケ岳のE-Wセンサには同時記録が得られ、またハケ岳では日没後に入感があった事は、発生原因の探究に大きな示唆が得られたと考えている。

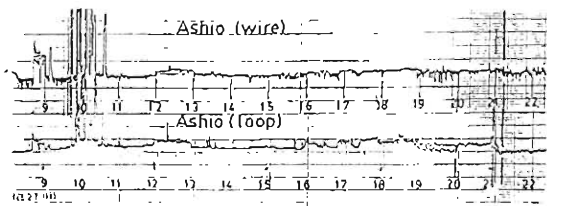
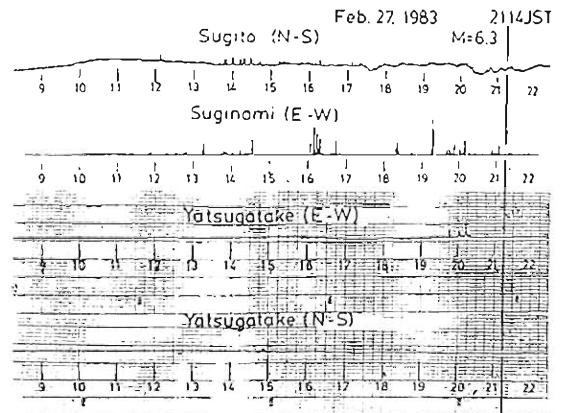


図2. 1983年2月27日地震の電磁放射観測、多地点観測結果の同時比較。(N-S), (E-W) は夫々の受信機のセンサーの指向性を示す。

文 献
Gokhberg, et al, J. G. R 82, B9, 7824-7828, 1982.
Sobolev et al, Phys. of Earthq. Focus, 184, 1975.
56020011
57020015

地殻からの放射電磁波形の研究 (1)

小川俊雄 坂口文則 尾池和夫
(京大理) (京大防災研)

Gokhberg 他(1979)のもたらした情報に基づいて、地震に伴う電磁放射の観測を行ない、現在までにいくつかの観測例を得た(尾池他, 地震学会発表, 1983春)。地殻からの電磁放射の研究には次の4つの問題点があり、以下のようなアプローチを行っている。

- (1) 岩石から電気が発生するか：電磁シールド室内にポールアンテナを設置し、種々の岩石に衝撃を与え、約1m離れた空気中の電界変動を測定した。図1は花崗岩の場合で、いくつかの周波数を含んでいる。
- (2) アンテナが存在するか：小地震では破壊される地殻の1ブロックを単位とするスケールのアンテナが存在し、大地震の場合は断層に沿う良導電層もアンテナとなりうる。
- (3) 伝搬しうるか：浅い地震の場合は直接大気中に出て伝搬し、深い地震の場合でも岩石層内を導波管伝搬して、地表から大気中へ出るものもある。また、弾性波の伝搬中に、浅いところにある、電気を起こし易い岩石から発生するものもある。
- (4) 観測方法：観測方法：以上より、広い周波数帯で観測される可能性があるので、地震動観測と同様の波形観測が必要である。1983年3月16日2時27分の東海地方のM5.6、深さ約20kmの地震に伴って観測された波形の例を示す。図2はCAM自動観測による電界波形である。空電波形との識別がむづかしいので、地中ポールアンテナの設置を計画している。

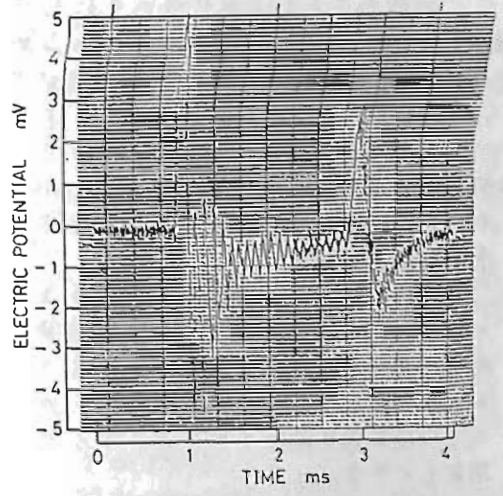


図1. 花崗岩同志衝突させた場合の電界変動の一例。

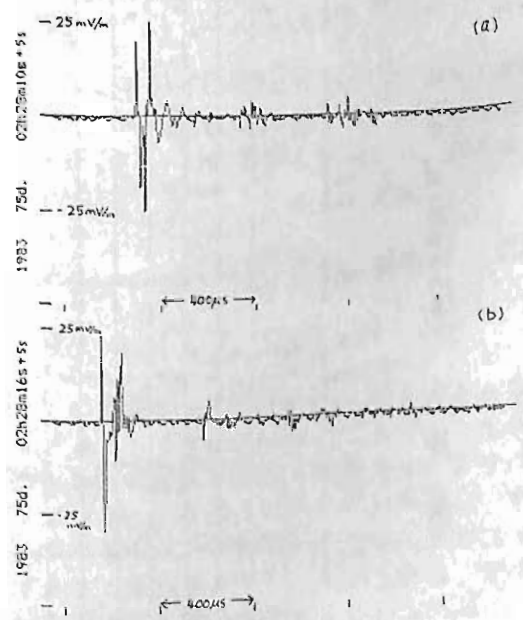


図2. 地震に伴う電界変動波形の例。

D-I-F計による地磁気3成分絶対値 連続観測の試み

渡辺 俊立 本蔵 義守

東工大 理

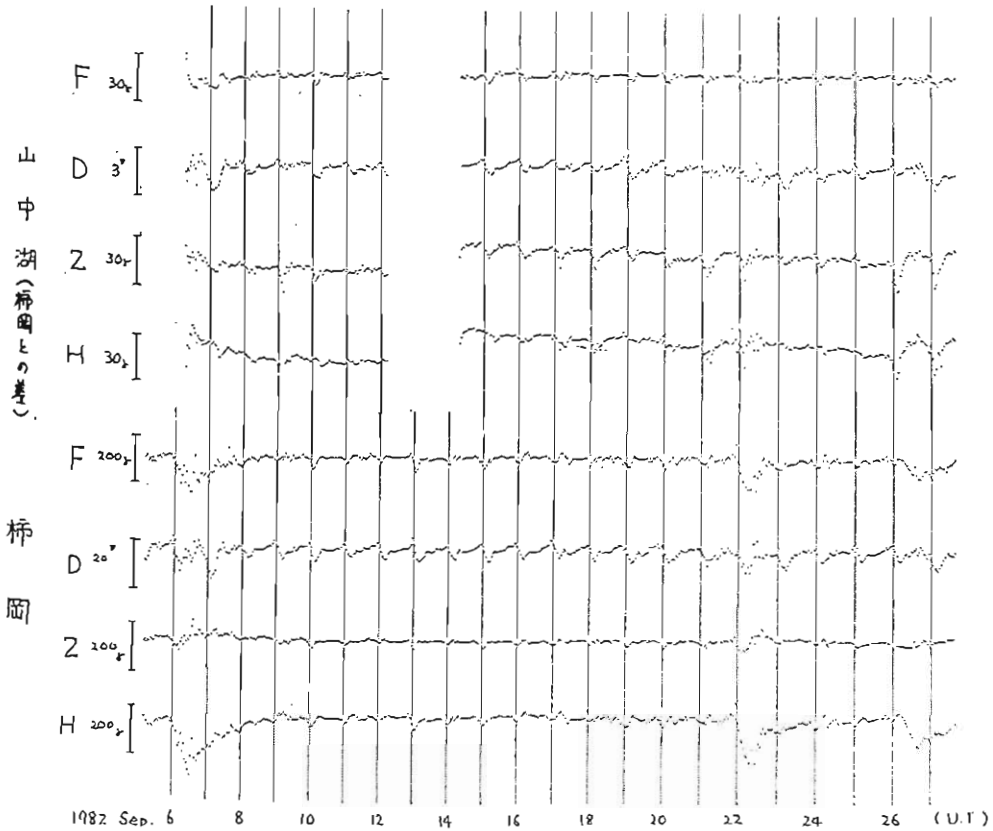
地殻内ストレス変化等をもたらす地磁気変化も地震予知に用いようとする場合、以前は、プロトン磁力計によるF値が用いられてきているが、それで十分というわけではない。地磁気変化には当然方向性があるのでは成分測定が必要と思われる。そこで、我々は、D-I-F計を用いて3成分連続観測を試みた。

D-I-F計は、プロトン磁力計とD-I計からなる。D-I計は、国土地理院型磁気儀様の非磁性回転台に互いに直交するフラックスゲートセンサーを取り付けたもので、D、Iの絶対値が測定できるのみならず、連続測定もできる。

今回は、昨年9月のCA共同観測時に、H、D、Z変化観測を兼ねて、山中湖湖畔で観測した。架台として固定台を用いる余裕がなかったため三脚を用いた。

予備的結果として、F値及びH、D、Z成分の1時間ごとの値につき、柿岡と値との差をとり、下図に示した。又、柿岡の値も示してある。

H、Z成分にドリフトが見られるのは、おそらく、I成分のドリフトのためであり、架台が動いてしまったことが原因と考えられる。その他、温度変化による短周期のドリフトについては、現在検討中である。



地殻の巨視的ダイラタンシー・モデルに伴う
地磁気変化 (2)

笹井洋一

東京大学・地震研究所

CA研究会(1983年)では、上記の表題で、複合茂木モデル(萩原1977)に伴う地磁気変化の厳密解について報告した。ここでは任意の卓越走向を持つ tensile crack によるダイラタンシー状態のモデル化と、その地磁気変化の一般式を導出し、その特別な場合として、水平クラックが垂直方向へ開口したものがある次元ガウス分布をしている状態を調べる。

半無限弾性体内 k くい違い面 Σ を考える。その変位は (HARUYAMA 1964)

$$u_m(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) W_{re}^m l_k(P) d\Sigma \quad (1)$$

ピエゾ磁気ポテンシアルは (SASAI 1980)

$$W_m(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) w_{re}^m l_k(P) d\Sigma \quad (2)$$

以下の議論では、変位と磁気ポテンシアルは、グリーン関数 W_{re}^m と w_{re}^m を交換するだけで全く同様に取扱えるので、ここでは(2)式に基づき磁気ポテンシアルを考える。くい違い面は十側と一側を区別し、法線は $\vec{D} = \vec{D} = -\vec{D}_1$ と定義しておく。(1)、(2)式はテンソルの縮和記号省略を行っている。面に垂直に開く tensile crack の場合、くい違いベクトルは $\Delta \vec{u} = \Delta u \vec{D}$ ($: u_k = \Delta u l_k$) で与えられる。従って(2)式の被積分関数は $\Delta u_k w_{re}^m l_k = \Delta u w_{re}^m l_k l_k = \Delta u w^m$ (3) クラックが小さく、遠方から眺めてクラックの形状や面の各点での開き方の相違を無視した時、

$$W_m(\theta) = \Delta U \cdot w^m \quad (4)$$

$$\Delta U = \iint_{\Sigma} \Delta u(P) d\Sigma \quad (5)$$

ΔU はクラック開口量で評価の次元を持つ。茂木モデルの力源の評価変化を球殻で近似したように、 ΔU はクラック面積 \times 平均開口距離で表現される。

このように任意走向の列張割れ目は、6種の歪核の1次結合で表わされる。クラックの走向が卓越方向を持たず、あらゆる方向に一様生じている場合は、クラック総体の寄与は、(3)式において方向余弦を半球分にわたって積分したものに等しい。この

時 $l_i l_j$ ($i \neq j$) 項はゼロとなり、 $w^m = \frac{\pi}{2} w_{00}^m = \frac{\pi}{2} (w_{11}^m + w_{22}^m + w_{33}^m)$ である。これは単一の茂木モデルの力源と同一である。従って複合茂木モデルは、クラックの走向に卓越性が無い場合と考えることもできる。

ここで水平クラックが上下方向に開口する場合を考える。これは(3)式で w_{33}^m のみ現われるので、 T_{33} 型と呼ぶ。この力源を三軸不等の楕円体と楕円柱に一様分布させたモデルによる地殻変動は、YAMAZAKI (1978) によって研究された。ここではこの歪核を萩原(1977)に従って次元ガウス分布させたモデルによるピエゾ磁気変化を調べる。クラックの分布は

$$\left. \begin{aligned} p(x, y) &= \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_r^2}\right) \\ \rho(z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left[-\frac{(z-D)^2}{2\sigma_z^2}\right] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ピエゾ磁気ポテンシアルは

$$\frac{W_{33}^m}{C_{33}^m} = \int_0^\infty \rho(z') \omega_{33}^m(x, y, z, z') dz' \quad (7)$$

$$\omega_{33}^m = \iint p(x, y) \omega_{33}^m(x-x', y-y', z, z') dx' dy' \quad (8)$$

EF 積分(8)を評価するため、フーリエ変換(⇒ハンケル変換)を用いる。結果は

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_{33}^m}{C_{33}^m} &= -\frac{x}{r} \int_0^\infty \bar{U}_{33}^m J_2(kr) k^2 dk \\ \frac{W_{33}^m}{C_{33}^m} &= -\frac{y}{r} \int_0^\infty \bar{U}_{33}^m J_2(kr) k^2 dk \\ \frac{W_{33}^m}{C_{33}^m} &= \int_0^\infty \bar{U}_{33}^m J_0(kr) k dk \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここで \bar{U}_{33}^m は $\text{erfc}(x) = \int_x^\infty e^{-t} dt$ を含む代数式である。つまり(9)式は(7)式をベッセル関数と $\text{erfc}(x)$ を含む表現に帰着させるだけできない。しかしこれ等の超越関数は、絶対精度8桁以上の有理関数近似式が知られていて、関数値が手早く求められる。形式的には±次元積分の形をしている(7)式に、二重指数関数型積分公式を適用すると、極めて精度の高い積分値を得ることが出来る。YAMAZAKI, K. (1978), Sci. Rep. Tohoku Univ., ser. 5, Geophysics, 25, 115-167.

伊豆半島東部地域の全磁力観測 (1982年1月 - 1983年3月)

笹井洋一・石川良宣

東京大学 地震研究所 地磁気移動班

伊豆半島北東部では現在なお活潑な地殻活動が続いており、我々は東伊豆地域の5ヶ所において、プロトン磁力計による全磁力連続観測を行っている。1982年1月から最近までのこの地域における顕著な地変は、伊東市沖合の1982年3月・5月・9月および本年1月の群発地震活動と、1981年頃から再度活性化したように見える東海岸の隆起である。第1図に我々の観測点分布とあわせて、地震移動班(震研)によって決められた群発地震域を示す。この群発域は明瞭な線状配列をなし、伊豆半島東方沖地震M6.7(1980.6.29)の主断層とは60°位の角度で斜交するのが注目される。

第2図に1982年1月から本年1月までの、鹿野山を基準とした東伊豆地域の全磁力変化を示す。この群発域に隣接した吉田(YSD)と初島(HAT)において、昨年9月と11月に全磁力の急増が認められる。1981年7月から10月にかけては、この2点の他に浮橋(UKH)と菅引(SGH)においても、全磁力の一時的減少が観測された(笹井・石川1982)。今回は浮橋、菅引にはほとんど変化が無い。変化量が大きく、欠測をほさんでの増加なので人為的擾乱が懸念された

が、現地調査の結果、その事実は無いと判断した。

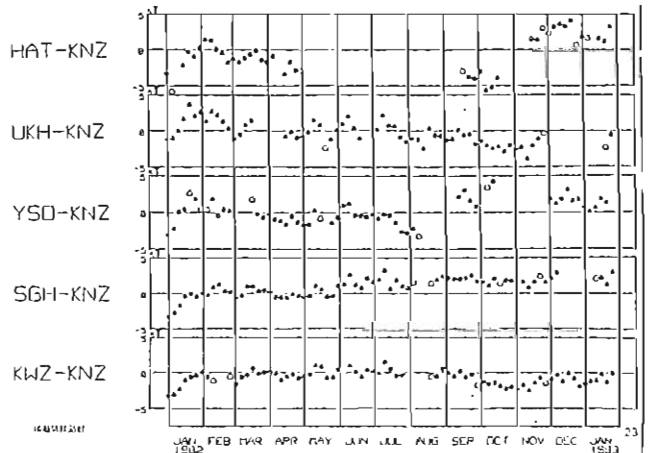
Ohshiman(1982)は西伊豆地域の全磁力観測をまとめて、潮汐に誘導された磁場変化が存在することを確めた。特に夜間値のみのサンプリングではエイリアシング現象が起り得ることを警告し、1981年夏から秋の初島の変化はこれによる影響ではないかと論じた。潮汐の主要分潮のうち非常に長いaliasing周期を生成するものは、K1分潮(見掛け周期364.9日)およびM2とO1分潮のうちり(210.1日)である。ただしこの現象は正確に周期的なはずである。約3年間で実際に観測された変化は、必ずしも周期的ではない。1981年および今回の変化が潮汐効果あるいは一時的な海流変動による可能性は否定できないので、今後の調査が必要である。尚、1980年と81年の年末と年初に見られた鹿野山の一時的な全磁力増加現象は、82年は出現しなかった。

Ohshiman, N. (1982), Ph. D. Thesis, Tokyo Inst. Tech., Dec. 1982, pp 88.

笹井洋一・石川良宣(1982), 震研彙報, 57, 939-957, 6P刷中.



第1図



第2図

全磁力夜間値解析への多重回帰法の試み

山口 寛
(神戸大・自然科学)

岩越 朗
(神戸大・理)

住反則彦
(京大・教養)

一般に、2地英の単純な全磁力差には不規則短周期変動が含まれることは良く知られている。この変動は地磁気擾乱日ばかり著しい。この短周期変動を除去する方法がいくつか提案されている。代表的なのは荷重差をとる方法と、基準英ごとの地磁気成分値を用いた変換因数を求めた方法である。ここでは、前者の方法を拡張し、多英の観測値を用いて1地英の値を予測する、いわゆる多重回帰法を試みる。この方法も従来より試みられていたが、後に述べるようにDstの緯度効果やCA変換因数の地理的分布を考慮して観測英の組合せを選ぶ必要と効果的ではない。

を得る。変動に別の周期成分が含まれている場合、これを除去するには、さらに2地英の観測値が必要になる。

ここでは、地震予知計画に基づいて全国19カ所で実施されている全磁力観測の夜間値(0240^m~0340^m間の10分値計15個)の毎日の平均値を用いて本方法の有効性を調べる。この夜間平均値には、Dst変動とBay-型変化などが含まれているが、後者については、1~2時間同期の変動のみが含まれていると仮定する。また、Dst変化には、ΔY成分は含まれないと仮定する。

この方法は、比較的短期間、例えば1~2ヶ月以上の異常変化の検出には有効ではないかと考えている。長期間になると、主磁場永年変化の地域差が問題にならなくなるので別の工夫が必要であろう。

全磁力の変動分を次式で表わす。

$$\Delta F = a \Delta X + b \Delta Y + c \Delta Z \dots (1)$$

また、CA変換因数の定義から、

$$\Delta Z = p \Delta X + q \Delta Y \dots (2)$$

が成立するとする。従って(1)、(2)より

$$\Delta F = a' \Delta X + b' \Delta Y \dots (3)$$

となる。a', b' は周期の関数である。今ある周期成分の変動のみを考えると、観測値からΔFを消去するには、少くとも2地英の観測値の組合せが必要である。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} F_i &= F_i^{(0)} + a'_i \Delta X + b'_i \Delta Y \\ F_j &= F_j^{(0)} + a'_j \Delta X + b'_j \Delta Y \\ F_k &= F_k^{(0)} + a'_k \Delta X + b'_k \Delta Y \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

上の3式から、ΔX, ΔY (各地英とも共通とみはす) を消去すると、

$$F_i = A F_j + B F_k + C \dots (5)$$

地殻岩石の応力磁気効果

浜野 洋三
(東大理)

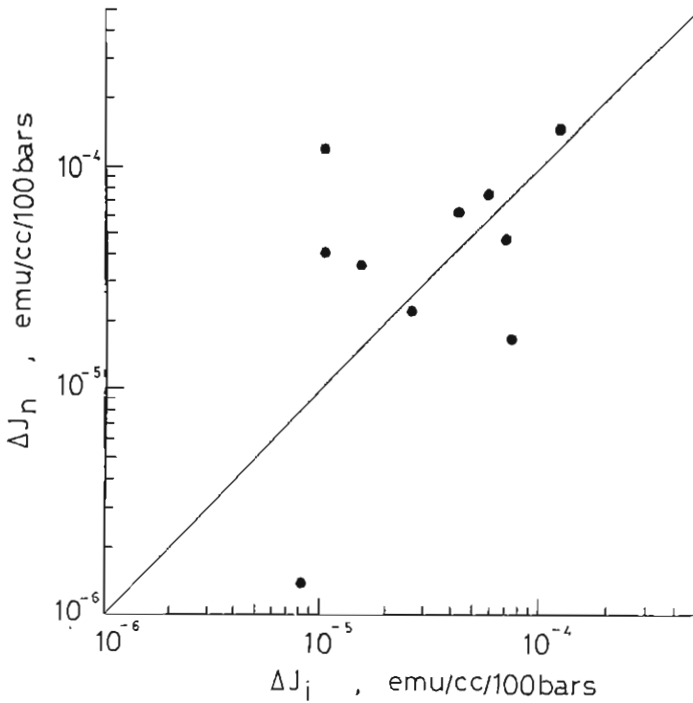
地震に伴う地磁気変化を、地殻岩石の応力磁気効果によって説明しようという試みが多くなされている。これらの計算では、応力による磁化の相対変化として $1\%/100\text{bars}$ 、磁化変化にすると $10^{-5}\text{emu/cc}/100\text{bars}$ という値が採用されている。これらの数値は、これまでの岩石の応力磁気効果に対する室内実験の結果から決められた。岩石の応力磁気効果は、残留磁化の変化と、帯磁率の変化による誘導磁化の変化の2つに分けられるが、これまでの実験では、残留磁化についてはTRM起源の安定な残留磁化に対する実験が

TABLE 1. Bulk density, porosity, Curie temperature, magnetic susceptibility, and description of the present samples.

Sample No.	bulk density (g/cm ³)	porosity (%)	T _c (°C)	susceptibility (10 ⁻³ G/oe)	description
A	1.36	47.7	492	2.65	scoria, Hakone
B	2.05	10.7	551	3.50	dacite, Shuzenji
C	2.32	7.4	401	0.16	welded tuff, Shibutani
D	2.73	6.1	536	3.18	andesite, Usami
E	2.38	11.3	505	3.33	scoria, Myoko
F	2.72	6.1	172	0.46	basalt, Kinosaki
G	2.06	23.1	545	3.08	tuff, Shirakawa
H	2.78	5.8	536	2.25	basalt, Izu
I	2.15	16.7	536	3.35	andesite, Asama
J	1.95	23.3	503	2.14	andesite, Asama

多く、応力に対して感度がよいと考えられる磁氣的に不安定な残留磁化はあまり考慮されていない。帯磁率に関しては高応力下(〜1Kb)での実験が多く、地震に伴うような低応力でのふるまいはよく調べられていない。また同じ岩石について残留磁化と誘導磁化の効果を比較したものの少ない(1)。本研究所ではTable. 1に示した10個の岩石試料について、残留磁化と帯磁率の低応力下(〜300bars)でのふるまいを比較した。残留磁化に肉しては応力に対して非可逆的に変化する部分を調べた。帯磁率の応力変化に肉しては、非可逆的な変化も存在するが、可逆的な成分が卓越する。

第2図には100barsの応力に対する残留磁化(J_n)と誘導磁化(J_i)の変化量を示す。今までに知られてきた値($10^{-5}\text{emu/cc}/100\text{bars}$)に比べて大きい変化を示すものが多いこと、残留磁化と誘導磁化の変化量がほぼ同程度であることがわかる



(第1図)

帯磁率異方性による堆積物供給方向の推定

新妻信明・平朝彦

(静岡大・理・地球科学教室, 高知大・理・地質教室)

【測定方法】 リングコア型フラックスゲート回転磁気計に帯磁率測定のための印加磁場用コイルを付し、地球磁場程度の磁場を印加しながら試料を6軸のまわりで回転させ、 60° ごとに測定を行なう。

【測定試料】 南海トラフ、日本海溝において掘削した DSDP Leg 87, Leg 57 の試料、イタリア北部ポー川流域の中新世タービタイトの砂岩。

【帯磁率】 地磁気程度の磁場において帯磁する値は NRM とほぼ同程度である。

【異方性】 異方性は 180° を周期とする成分を3軸の回転面について求め、異方性楕円体の主軸を算出した。楕円体の形態を現わすためのパラメーターとして g_n という値を導入した。

$$g_n = -\log_2 \left(\frac{K_{max} - K_{int}}{K_{int} - K_{min}} \right)$$

楕円体の形態としては円盤型 ($g_n > 1$)、紡錘型 ($g_n < -1$) とその中間型に分類できるが、堆積物では円盤型のものが多い。DSDP の試料、特に軟い試料、には紡錘型のものもあるが、これは試料採取時に堆積物が乱されたためと考えられる。

【異方性と堆積物供給方向】 円盤型の堆積物は一般的に K_{min} 軸の方向は垂直である。堆積物がある方向からの流れのもとに堆積する場合には K_{min} 軸は流れの方向に傾斜する。したがって、ここでは K_{min} 軸の傾斜方向から堆積物の供給方向を推定することになる。南海トラフを埋積しているタービタイトは南海トラフの軸方向から供給されたものが多く、東方からの供給が示唆される。このようなタービタイトの間には大陸斜面方向（北方から）から供給されたタービタイトも存在している。

堆積構造と異方性の方向や形態の関連性も認められており、堆積物供給方向という古海底地形の推定の他に、堆積時の流体力学的状態の解析にも有効な手段となる。

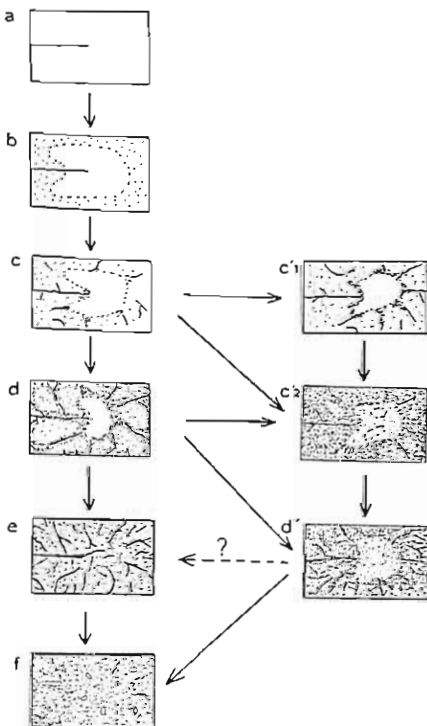
BEI像によるチタノマグネタイトの低温酸化 の過程の観察

秋元孝敏 古田俊夫
千葉大理 東大海洋研

BEI像 (Backscattered Electron Image) では、試料に当たってはね返ってくる電子線をイメージ化し観察することができる。電子線の反射率は、一義的には平均原子番号に比例するので、例えば1つのチタノマグネタイト粒子の酸化の様子を観察するにはきわめて有効な方法である。最近、反射電子を検出する半導体素子の性能が向上し、平均原子番号の差が0.01あればイメージ像でコントラストの差がみられるようである。BEI像で、一部酸化をしているチタノマグネタイトを観察した結果、次のようなことが明らかになった。

- (1) 粒子の酸化した部分には2種のクラックが観察された。1つは物理的に生じたもの。これには酸化を受ける以前からあったものと、酸化が進行するにつれて体積の変化によって生じたものがある。もう1つは鉄イオンが溶脱し、その平均原子番号が小さくなるとおもいイメージ像では、クラック状にみられるもの。我々はこの種のクラックを化学的クラックと名づけた。
- (2) 酸化が一樣に進行するとマグヘマイト化は粒子の外側よりほぼ等距離的に内側に進行していく。しかし酸化の条件、例えば温度や水の流れが変化すると、次の酸化の過程は、マグネタイトとマグヘマイトの境界でいちじるしく起こり、はじめにできているマグヘマイトは安定を保つことができる。

図にBEI像で観察された酸化の過程を模式的に示す。



aは酸化を受けていない。大きなクラックがはいっている。

bは酸化が起こりはじめ、粒子およびクラックのまわりから酸化が進行している。

cは酸化が進み体積変化によるクラックが生じはじめている。

dは酸化がかかり進み、クラックのまわりがより酸化している。

eはマグネタイトの部分は完全にマグヘマイト化し、クラックは何ヶ所か太くなっていく。

fはクラックによってもとの粒子は完全に壊されマグヘマイト化した部分もわずかに残るにすぎなく、大部分は非晶質なものになっている。この段階までくると、磁気的にも、鉱物学的にもマグネタイトの性質は失われてしまっていると思われる。

EPMAによる千夕ノマグネタイトの化学組成の定 量および酸化過程におけるイオンの挙動

秋元孝敏 古田俊夫
千葉大理 東大海洋研

低温酸化に伴う、一つの千夕ノマグネタイト粒子内でのイオン分布の変化を、 FeO^* , TiO_2 , Al_2O_3 , MgO , MnO , V_2O_5 , Cr_2O_3 , NiO , SiO_2 の9成分について測定した。その結果、次のようなことが明らかになった。

- (1) マグヘマイト化していない粒子中のイオン分布はきわめて均一である (Fig. 1)。
- (2) それに対してマグヘマイト化(部分的に)している粒子中のイオン分布は明らかに変化している。低温酸化の進行とともに Fe^{2+} (or Fe^{3+}), Mg^{2+} , Mn^{2+} イオンは減少し、逆に Ti^{4+} , Al^{3+} , V^{5+} イオンは増加の傾向を示している (Fig. 2)。このような各イオンの挙動は、固体内拡散および水の循環による溶脱 (Fe イオンなど) や格子の収縮による濃集 (Ti イオンなど) を原因としていふと考えられ、酸素が格子に付加していくような単なる酸化では説明し難い。
- (3) マグヘマイト化が最も進んでいる部分(例えば Fig. 2 の T2) では、 SiO_2 の増加が著しい。Fig. 1 から明らかかなように SiO_2 は千夕ノマグネタイト格子中にはほとんど含まれていないので、これらの SiO_2 は、粒子周辺の珪酸塩鉱物やガラスから千夕ノマグネタイト粒子中に水の循環によって運搬されたものと考えられる。 Fe イオンや Si イオンの運搬路は、マグヘマイト化にともなって形成された物理的クラックおよび化学的クラックで、介在物として水の循環がきわめて重要な働きをしていると思われる。

Fig. 1.

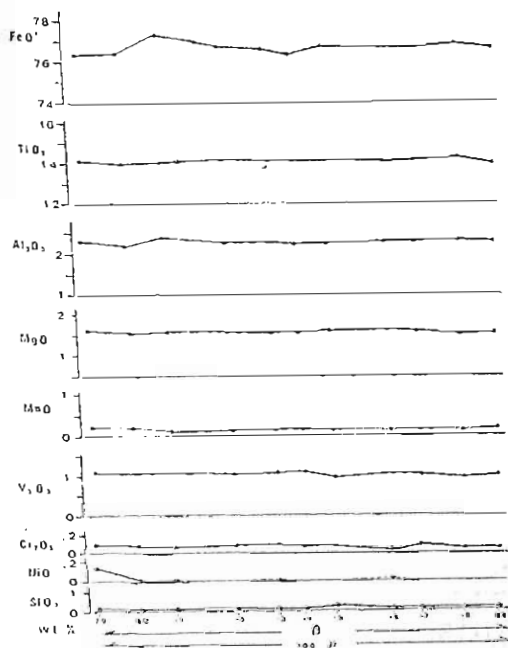
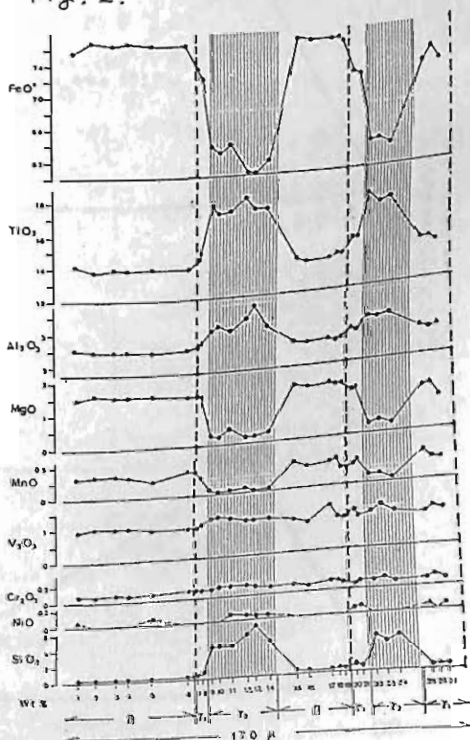


Fig. 2.



酸素の定量に基づくチタン・鉄酸化物の Fe^{2+} と Fe^{3+} の見積り

古田俊夫 秋元孝敏
東大海洋部 千葉大理

酸素および各イオンをモル成分として定量し、各イオンに定量された酸素を分配し、残りの酸素を完全に消費するように Fe イオンを 2価と 3価に分配する。2価、3価およびルチル成分三角ダイアグラムに結果をプロットしてみると、一つのチタノマグネタイト粒子において、酸化を受けていない部分のデータは $R_2TiO_4-R_3O_4$ ライン上にプロットされ、酸化を受けている部分のデータはこのラインより右側(酸化側)に大きくはずれる。 R^{2+} 成分には Fe^{2+} , Mn^{2+} と Mg^{2+} を、 R^{3+} 成分には Fe^{3+} , Al^{3+} , Cr^{3+} と V^{3+} を入れてある。

Fig.1は、海底玄武岩中の一部酸化を受けているチタノマグネタイト粒子の結果で、Fig.2は、陸上で採取された安山岩中のチタノマグネタイト粒子の結果である。両図とも酸化を受けていない部分のデータは stoichiometry はよく、酸化を受けている部分のデータは、 $Ti/Fe = \text{const.}$ ラインからもルチル側へずれている。このことは、酸化は単に酸素が付加し Fe^{2+} が Fe^{3+} に変わるだけでなく、 Fe イオンが減少し、ほかの Ti イオンが濃集していることを示唆している。

Fig. 1.

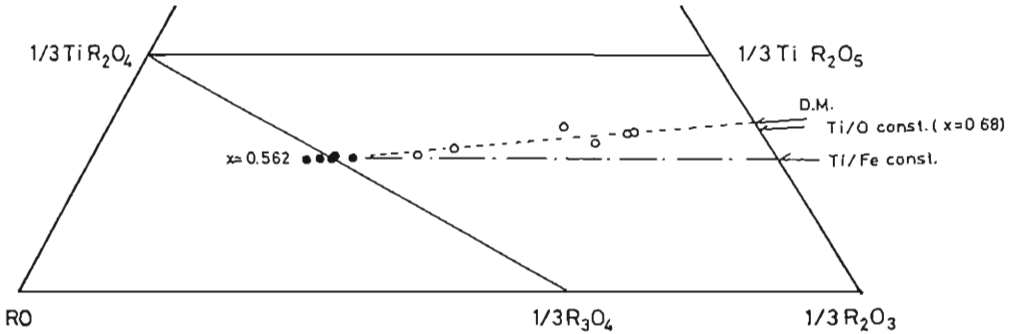
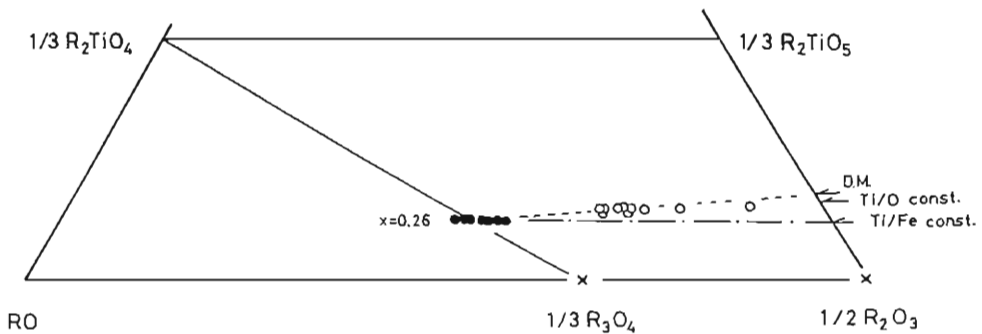


Fig. 2.



Titanomaghemite 化した岩石の残留磁化について

園田和彦 百瀬寛一

信州大・理

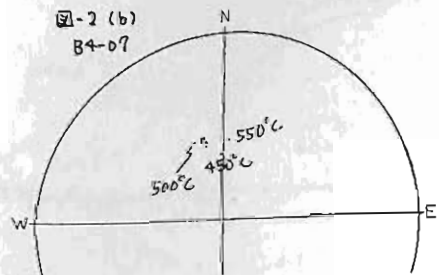
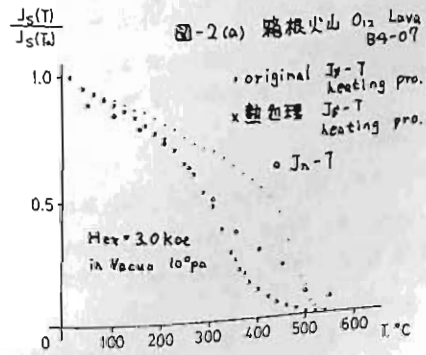
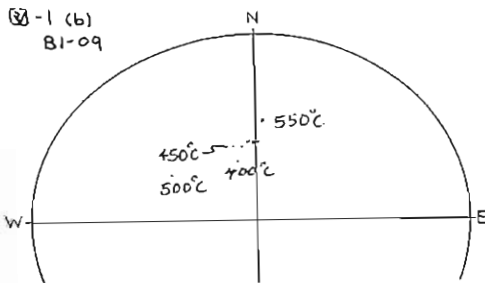
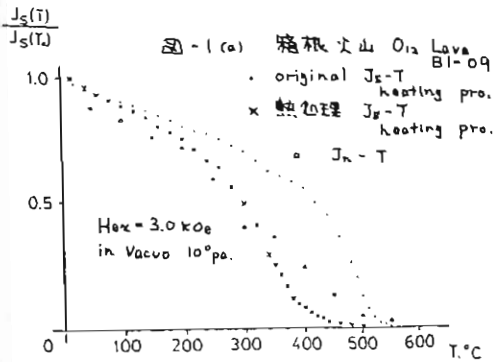
実験目的は低温酸化 (β 相 \rightarrow α 相) を受けた岩石の NRM 方向が、古地磁気学的な信頼性を有するかどうかを調べることである。実験は熱的に不安定な α 相を破壊することなく、その影響を検出することとし、そのために β 相の段階的熱消磁とそれに伴う磁化方向の測定及び、初生的 J_s-T (真空中高温で熱処理した β 相のみによる Thermomagnetic curve) と J_n-T を比較する方法を用いた。即ち、 α 相の残留磁化が β 相の残留磁化に対し、強度・磁化方向に有為に作用するものであれば段階的熱消磁 (α 相を破壊することのない温度 250°C) により、その異方向成分が検出できるのではないかと考えられる (上記実験の有効性は、1 次 TRM + 2 次 PTRM の予備実験により実証)。

得られた結果は、 J_n-T と J_s-T の関係より以下の 3 種に分類される。

1. J_n-T と熱処理試料 (680°C , 3時間, 10^{-6} pa) の J_s-T が一致するもの。
2. J_n-T と original 試料の J_s-T が 250°C 程度まで一致するもの。
3. J_n-T と original 試料の J_s-T が類似するもの。

しかし、大部分のものは、 J_n-T と熱処理試料の J_s-T が一致するものである。磁化方向の変化に関してはすべての場合、 300°C または 400°C までは有意義な磁化方向の変化は認められないが、それ以上の温度になると無秩序な方向の変化が認められる。しかし、これは α 相の残留磁化による影響ではなく、 β 相の残留磁化が破壊されたものであると考えられる。即ち、 α 相の chemical composition が β 相と mixing を起こすと考えられる。図-1(a)(b), 2(a)(b) において、その様子を示す。上記実験により得られた結果は、

1. α 相を保有する岩石の残留磁化方向は、initial な磁化方向と同じであると考えてよい。
2. NRM は $300\sim 400^\circ\text{C}$ において、その安定性を失う何らかの破壊現象を被る。



堂 面 春 雄
山口大・教育・物理

筆者はかつて、山口県須佐町高山斑岩の自然残留磁化の異常について報告した(Domen, 1958; これについては Irving のテキスト(1964)も参照された)が、この異常に強い磁化を示す斑岩は、古来「じしゃく石」として知られ、国の天然記念物に指定(1936年)されている。存す、この種の、いわゆる「じしゃく石」は、和歌山県・竜門山のものが、須佐のものとは並び称されている。

ところで、須佐・高山より東へわずかに数キロメートル東、島根県益田市の、山口県との県境に近い、飯浦港の海岸にも同様の「じしゃく石」がみられる。枚島と呼ばれる、高さ約30メートル、周囲約150メートルの、石英セシ緑岩より成る、小さい岩山の山頂に存在する磁石と考えられるもの(石英斑岩?)がそれであるとして、県の天然記念物に指定されている。必ずしも伝承の如き強力な磁力を發揮しているとも思えぬが、一般のこの種の岩石に比較すると、明らかに磁性は強い。

本報告では、この岩体の上部、中腹部、及び基部よりそれぞれ取られた試料について、bulkの試片について行なった熱磁気解析の結果について述べる。

下図は、各部に対するえられた曲線の例を示した。

中腹部の試料は、変成度が高く、不可逆的な挙動を示すものが多く、上部及び基部のものは、熱処理の雰囲気によらず可逆的熱磁気特性をもつものが一般であった。

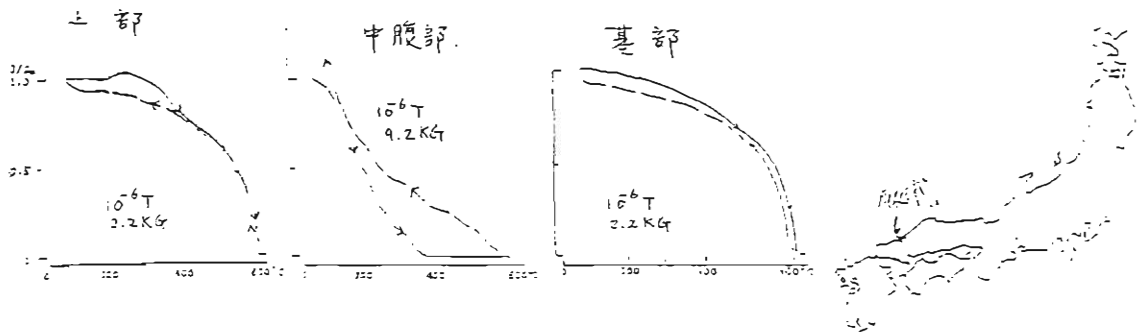
ついでながら、本「じしゃく石」に筆者が気がついたまじつを蛇足ながら付記しておきたい。ある通俗解説書に、須佐高山の「じしゃく石」を歌った「磁石石」なる歌集の存在が述べられていることを知り、鋭意、この歌集を探査、入手してみると、意外にこの歌は、高山のものについてではなくて、本報告に示した、飯浦「じしゃく石」であることが判明した次第である。この点は原本に明らかであり、まづこれより正しい事実で、発端が文献を引用するに當り、心しなくてはならぬこととして、ここに示して記しておく。

文 献

Domen, H. 1958. Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 7(2) 35.

Irving, E. 1964. "Paleomagnetism", J. Wiley.

* 板倉聖宣. 1980. "磁石の魅力" 俊誠社.



古沢博之，百瀬寛一

信州大 理

実験の目的は、火山灰の有する残留磁化方向が、古地磁気学的に信頼できるものであるかを調べることにあつた。

実験は、長野県上伊那郡辰野町荒神山より採取した試料について、NRM測定および放置実験（磁場中と無磁場中）とその消磁（熱消磁、交流消磁、低温消磁）、またTRM付加試料の放置とその消磁を行なつた。さらに層中の強磁性鉱物の性質を調べるため、各層準における強磁性鉱物のJ-T曲線を測定した。

これらの実験より得られた結果は、次のとおりである。1). 同層準方向に採取した試料のNRMは、採取地点が離れると収れんしなくなる（図1.2）。2). 縦方向に採取した試料のNRMは、比較的収れん度が良いが、採取地点によって収れんする方向が異なる（図3.4）。3). 地球磁場中で放置した場合、2次磁化は現在の地球磁場方向へ変化する。また、無磁場中においては、無秩序な方向変化がみられる。4). 放置実験による2次磁化を消磁した場合、未処理試料は、NRM方向にもどらないが、TRM付加試料では良くもどる。5). TRMを付加した場合、大きな磁化強度を得る（磁性鉱物を空气中でT以上で熱し冷却しても、その前後でJに大きな変化はない）。

これらより考えられることを以下に記す。P_m-I ~ P_m-II又はS-Iではほぼ同様のNRMを持ち、それぞれが異なる方向に収れんすることより、この残留磁化は、Post-DRMであり、一露頭中においても不安定で、残留磁化獲得時期は定かでない。また、室内で放置した場合、試料内で磁性粒子の回転が推察され、露頭中でも同様のことが起る可能性がある。

火山灰中の強磁性鉱物には、層中で回転の容易な粒径の小さな物から回転の難しい粒径の大きな物や他鉱物に包含された物まであり、それとTRM付加実験の結果および、残留磁化の獲得機構が粒子の回転によることを考え合わせると、火山灰の残留磁化は、不揃いで信頼性の乏しいものであると思われる。

図1

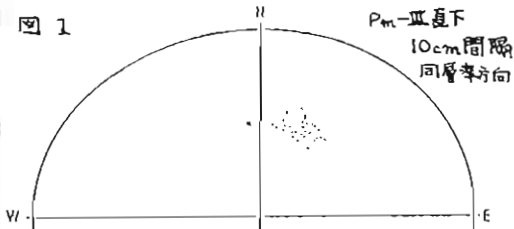


図2

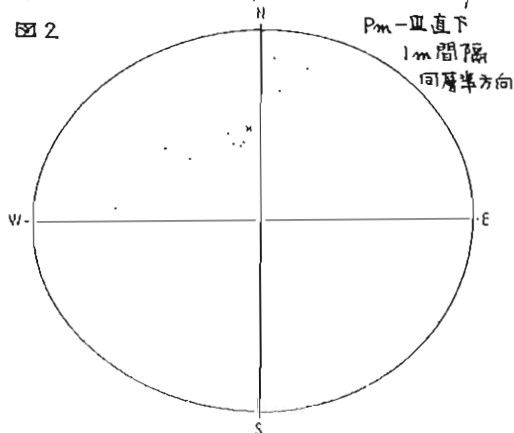


図3

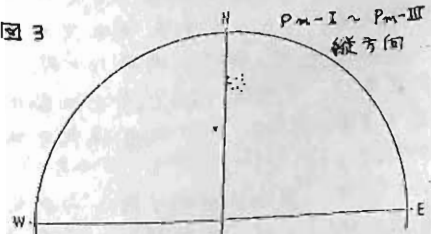
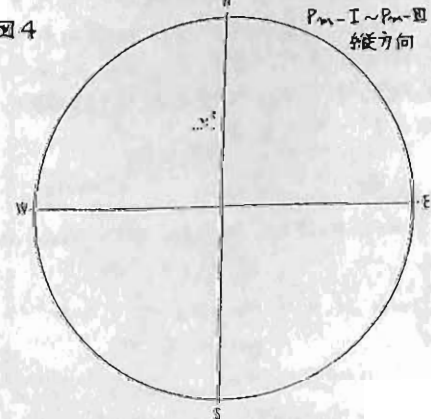


図4



堂 面 卷 録
山口大・教育・物理

山口県下の白亜紀岩の古地磁気学的研究については、これまでに幾度か報告してきたが、近年更に、県下全般にわたりカンプリングを終行、その一部についてまとめた (Doman & Muneoka, 1981, Doman, 1982)。ここでは、これら試料に使用する熱磁気解析(J_s-T 解析) ; 試料は 10 KG 以下の磁場でほぼ飽和に達しないので、J_s と記すのはやや不適当で、J_i とでもするべきであるが一応このように記す) の結果を大まかに示したが、徳山市太華山地区の試料は、他地区の試料に比してやや特異な J_s-T モードを示すので、その後詳細な測定を繰返しつつある。本報告では、それについてこれまでの結果のアウトラインを示す。

山口県下全般の白亜紀の多くが、ほぼ 600°C 直下に main Curie Point, C_m をもち、主成分がマグネタイトに近いものであることを示し、一部に、C_m を同様に 600°C 近くにそろってから、室温より 300°C 前後までの加熱に際し、J_s-T 曲線が、だらだらと減少する傾向がある。試料はすべて bulk flaks を用いたが、上述の様子は熱処理に際し、雰囲気の違い(空气中、10³ T 及び 10⁶ T 真空中)によらずほぼ可逆的であるが多い。

ところが、太華山地区試料(石英斑岩)は、前述の如く、上記した左般的傾向とかなり異なる J_s-T 曲線を示した。等しく、加熱時における J_s-T 曲線を複式的に示したが、同一岩体よりの試料であるが、400-600°C 間で磁化強度の回復がみられるもの(等1図上)と、初期値の 30% 前後まで回復する(同図下)ものの 2 種が現在までのところ見出されている。

(初回加熱で、250°C あたり鋭いピークが生じ、その後 320°C 近くに向けて激減するモードは、いずれの場合も同様である。)

一方、本地区試料では、一般に空气中熱処理には、冷却時磁化強度が著しく増加し、真空中では初期値の半分以下に減少するが、先に 2nd run 以後の繰返し熱処理では、ほぼ可逆的な曲線を示するのが一般である。

文献

Doman, H. 1982. Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 32(2), 23.
Doman, H. & H. Muneoka. 1981. Rock Mag. Paleogeophys., 9, 38.

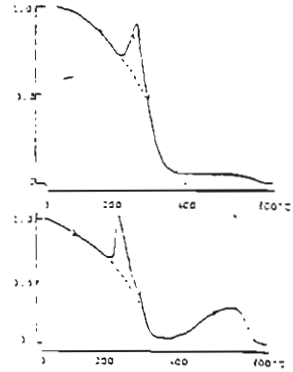


Fig. 1. Typical mode of isothermal heating curves of J_s-T.

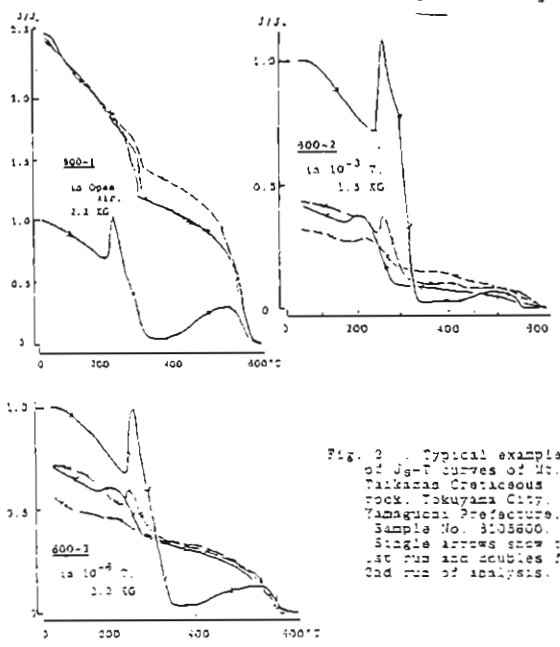


Fig. 2. Typical examples of J_s-T curves of Mt. Takakasa Cretaceous rock, Tokuyama City, Yamaguchi Prefecture, Sample No. 8105800. Single arrows show the 1st run and double for 2nd run of analysis.

深海底表面の堆積物の磁性と含水比

— NRMの Depth lag の検討 —

山崎 俊 嗣
(地質調査 海洋地質部)

最近の、人工的な堆積物を用いた実験により、pDRMについてかなり解明されてきており、地質への応用としては、堆積物のNRMのdepth lagの大きさ、すなわち微化石層序と同位体比層序と、古地磁気層序とのずれなどに関心が持たれる。

Hamano (1980), Otofujii & Sasajima (1981) の実験結果からは、pDRMは圧密による堆積物の密度変化に応じて獲得されるこゝが明らかになっている。しかし、実際の深海底表層堆積物の磁性や密度変化についてほとんど報告がなかったため、室内実験の結果の適用(その可否を含めて)ができないうでいる。今回は、深海底表層堆積物の含水比変化、NRM及びARM強度を測定した結果を報告する。

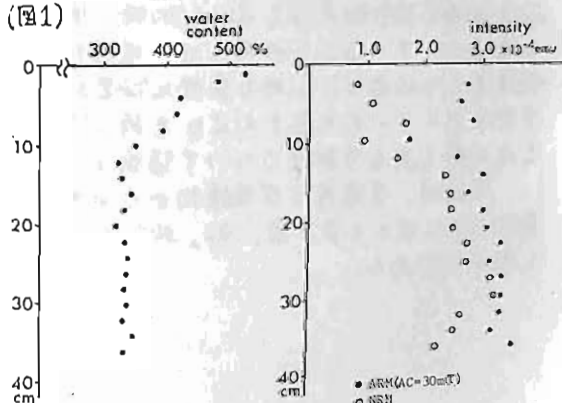
深海底の表面の堆積物(堆積層~海水の境界)を *in situ* の状態で採取するのは容易でなく、例えば、たく用いられているピストンコアでは表層数cmは乱れたり失われたりあるこゝが多い。今回(白嶺丸GH82-4航海)は、マンガン団塊を海底での産状及び堆積層との関係を乱さず採取するため開発されたダブルスパードボックスコアラーを用いて、50x50x40 cmの不攪乱表層堆積物を採取し、それより測定用試料を取った。サンプルは可能な限り慎重に密封して測定前の乾燥を防いだ。採取位置は、中部赤道太平洋(1°~3°S, 165°~168°W)の水深5100~5600 mの深海底である。

石灰質成分を含まない、典型的な珪質粘土についての結果を図1に示す。含水比が急減するのは表層約10cmである。室内実験の結果が天然の深海底堆積物で成り立つとすれば、表層約10cmで磁性が固着することになる。ARM強度はほぼ一定であるのに対し、NRM強度は表層10cm程度までは明らかに小さい。これは、表層10cm位までは、緩和時間2ヶ月位(採取から測定まで)の、まだ固着してはいない成分が多いと

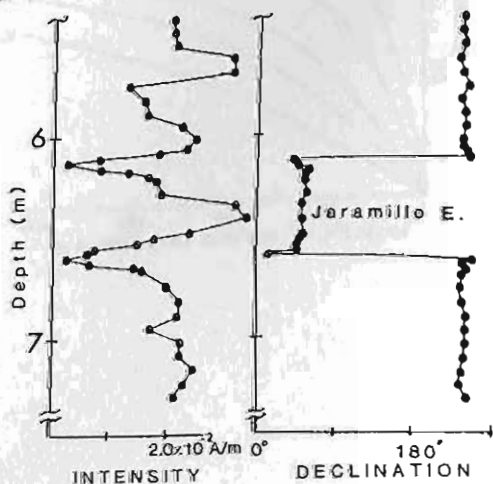
考えることで説明できるであろう。同じ海域で得られたピストンコアの残留磁気測定結果で磁場反転の所での磁性強度の急な落ち込みの幅が15cm位であるこゝ(図2)も上の結果と調和的である。従って深海底堆積物のdepth lagは10cm以下と考えてよいだろう。なお、40cm長のコア中で、珪質粘土から石灰質粘土へ岩相変化を示すものがあり、これらは、圧密以外に岩相変化に対応した複雑な含水比や磁性の変化を示す。岩相との関係は今後検討を要する。

B80 (Lat. 0°53.25'S, Lon. 166°12.59'W, Depth 5510m)

(図1)



(図2) P344 (Lat. 1°43.48'S, Lon. 167°21.77'W)



堆積物の記録した地磁気変化 (II)

兵頭政幸

神戸大・理

堆積物の残留磁化は、地磁気変化とレスポンス関数 (magnetic moment fixation function) $r(t)$ のたたみ込み積分で表現できる。レスポンス $r(t)$ を室内実験の結果をもとに指数関数で近似すると、地磁気変化がいかに変形を受けて磁化として記録されるかがわかる。 $r(t)$ をフーリエ変換して振中スペクトルと位相スペクトルに分けて表現すると、次のようになる。時間軸の代わりに、深さ Z 軸を用いた。

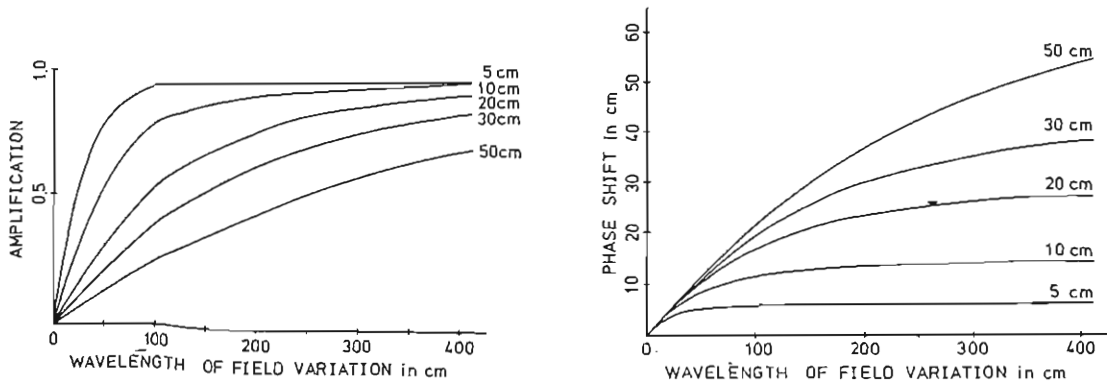
$$\text{振中スペクトル} \quad |R| = 1 / \sqrt{1 + (\alpha Z_{1/2} / Z)^2} \quad (1)$$

$$(\alpha = 2\pi / 0.6931)$$

$$\text{位相スペクトル} \quad \theta = \tan^{-1} (\alpha Z_{1/2} / Z) \quad (2)$$

ここに、 $Z_{1/2}$ は単位層内の磁気モーメントの半分が固着される深さ、 Z は地磁気変化の波長である。(1)、(2)式は、 $Z_{1/2} = 0$ の時、 $|R| = 1$ 、 $\theta = 0$ つまり振中減衰も位相のずれもないことを表わしている。この時には、堆積物は正確に地磁気変化そのものを、変形しないで記録することになる。しかし実際には $Z_{1/2}$ はある大きさの値をもっている。天然の堆積物が実際どれくらいの大きさの $Z_{1/2}$ を持っているかを見積もり、堆積物の磁化から地磁気永年変化の得られる可能性について議論する。

下図は、普通我々が堆積物から永年変化を得ようとする際に議論する範囲の波長を横軸にとり、 $Z_{1/2} = 5, 10, 20, 30, 50 \text{ cm}$ について振中増中率 $|R|$ と位相のずれ θ (cm) を表わしたものである。



鍾乳洞内二次生成物の磁化測定(3)とその磁化 を担う磁性鉱物

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秋吉台こうもり穴で採取した洞内二次生成物の磁化測定について報告した。この時の試料の長さは7cm程度だったが、1982年7月に同じくこうもり穴の同じ地点で16cm程度の試料(5本)と以前の試料の古い部分(4本)が採取されたので、それらの磁化測定結果について報告する。試料の測定、整形は以前の場合と同じである。

また、この磁化を担っている磁性鉱物は今まで分離出来ていなかったが、試料が主に炭酸カルシウムであることから、試料を薄い酢酸に溶かすことにより磁性鉱物を分離することができた。分離された鉱物は、褐色または赤銅色の小さな粒子である。この鉱物の熱磁気分析の結果も報告する。

以上の試料の採取に関して、秋吉台科学博物館の方々、特に摩本博士、灰川氏に御尽力をいただいた。

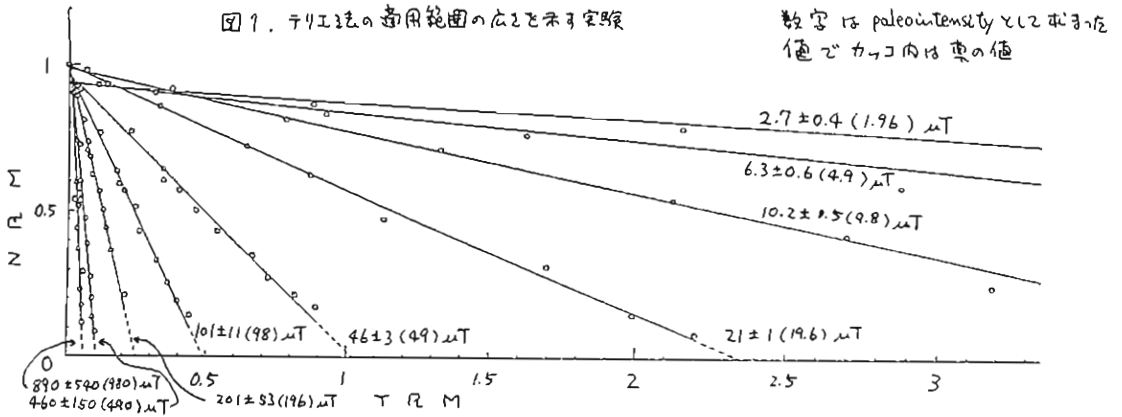
テリ工法による古地球磁場強度の誤差について

田中秀文・河野 長
東工大理

古地球磁場強度 (paleointensity) を求める最も有力なテリ工法の解析には普通 NRM-TRM (アライ) ダイアグラムを用いる。アライダイアグラムの NRM 対 TRM の直線関係の決定には、 Σ 成分のみが誤差を含むとする普通の最小自乗法よりは、 Σ と Ω 成分が誤差を含むとする York 法 (1966) を用いる方が良い。Coe et al. (1978) は York 法を適用する際、 Σ と Ω 成分が含む誤差を $\sigma_{\Sigma}^2 = (F_L \sigma)^2$, $\sigma_{\Omega}^2 = (F_A \sigma)^2$ と仮定したが (F_L : 実験室の磁場, F_A : paleointensity, σ : 定数)、これは厳密には誤りで、前回の報告で正しい誤差の式を導くとともに、極端に大きい paleointensity を求める時は York 法の方がより正しい結果を与えることを示した。

paleointensity が極端に大きい小さい場合でもテリ工法で正しく求まるかどうかを見る基礎的な実験については以前報告した。この実験とは 0.02 Oe から 10 Oe までの実験室の磁場でつけた種々の大きさの TRM を NRM と見なしてテリ工法を行なったものである。図 1 に各 NRM を 1 に normalize したアライダイアグラムを示す。今回はこれらの結果を図 2 のように York 法を用いて再度検討したので報告する。

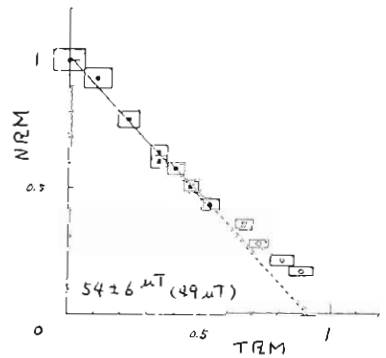
また、決定した直線の傾き b だけでなく、結果の信頼性を与える b の誤差 σ_b も重要である。York による σ_b は個々の点に含まれる誤差には影響されず σ_b のバラツキだけで決まる。Williamson (1968) の σ_b は各点の誤差の大きさを反映し、計算に当っては温度設定や磁化判定の誤差を正しく与えないと取りきれない。今回はこれらの σ_b についても検討する。



(参考文献)

Coe et al. (1978), J. Geophys. Res., 83, 1740.
York (1966), Can. J. Phys., 44, 1079.
Williamson (1968), Can. J. Phys., 46, 1845.

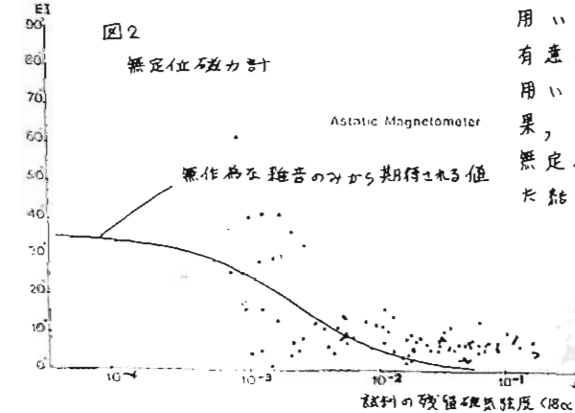
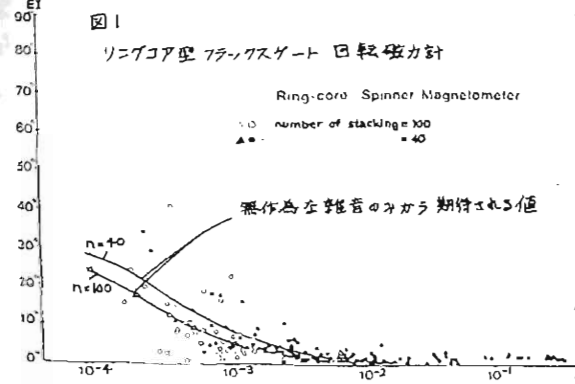
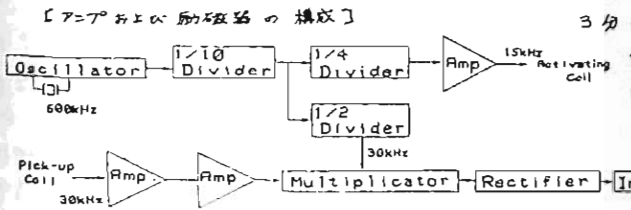
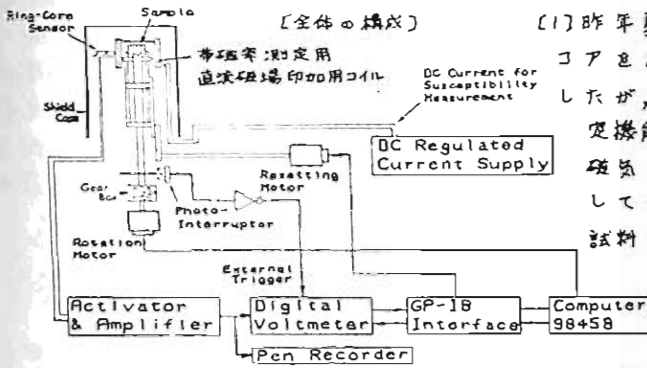
図 2. Σ と Ω 成分に誤差を考慮したアライダイアグラムの例



リングコア型フラックスゲート回転磁気計の構造と性能および無定位磁気計の問題点について

* 小山真人 * 新妻信明

* 東大震研 * 静岡大理地球科学



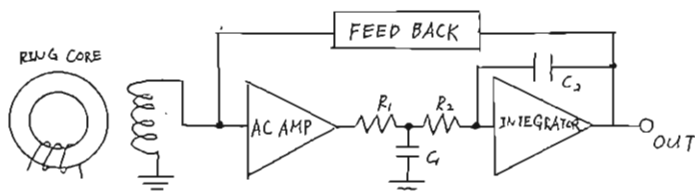
[1] 昨年夏の研究会(有馬)において演者らはリングコアを用いた回転磁気計の構造と性能の概要を報告したが、今回は帯磁率異方性および初期帯磁率の測定機能を加えたその全容を紹介する。本機の残留磁気ベクトルに対するノイズレベルは、通常使用している37回のスワッピング測定において30ccの試料について $1 \times 10^{-5} \sim 3 \times 10^{-5}$ A/m であり、極性を判別できる最小の残留磁気強度は 5×10^{-5} A/m である。本機は計算機によって自動制御化され、試料の挿入から結果の算出までの時間は、スワッピング回数を37回として約3分である。帯磁率異方性および初期帯磁率は、試料に25μTの直流磁場を印加した状態と、印加しない状態および試料を入れまい状態との測定値の差から計算によって求めている。

[2] 残留磁気の1回の測定において、直交する3成分それぞれについて求める2つの測定値の差を残留磁気方向の角度の差に換算した error angle EI (Nittsuma, 1971 Sci. Rep. Tohoku Univ. [2] 33) を、本機および以前使用していた無定位磁気計を用いた同一試料の測定結果について求めた EI には、無定位磁気計の測定結果から求めた EI の値より、無作為な磁気雑音のみから期待される EI の値よりも有意に大きい一群が含まれる。すなわち、無定位磁気計による残留磁気測定中には無作為な雑音以外の作用が働き、測定誤差を増していると考えられる。またこれらの試料の両磁気計を用いた測定結果を比較すると、両者の残留磁気方向に有意な差の認められる試料がある。この原因は本機を用いた帯磁率異方性の測定結果を考慮して考察した結果、これらの試料は大きな帯磁率異方性を有しており、無定位磁気計に用いた磁石の磁場が試料に影響を与えた結果、帯磁率異方性の大きさに比例した残留磁気ベクトルの変化を生じていることが判明した。

[3] 本機の製作と並行して3軸AF消磁装置の電流制御による微調整と回路定数の変更による高出力化(〜35mT)も行った。(本報告の内書は小山・新妻, 1983 静岡大理地球科学研報にも報じた。)

小柳政彦, 河野長, 国分 征
(東工大理) (東大理)

岩石磁気測定用の磁力計では、ダイナミックレンジが広いこと、周波数特性が高域までのびていることなどが必要である。我々はおおよそMAGSAT用磁力計 (Acuna et al., 1978) に従って磁力計を製作したが、この全体の特性を考慮することは重要と思われる。オペアンプを何段も重ねる回路では transfer function もそれに比例して複雑になってくる。しかし磁力計の特性が、交流アンプのゲイン、積分器の時定数に支配されるので、回路全体を簡単に下図のように考えることができ、

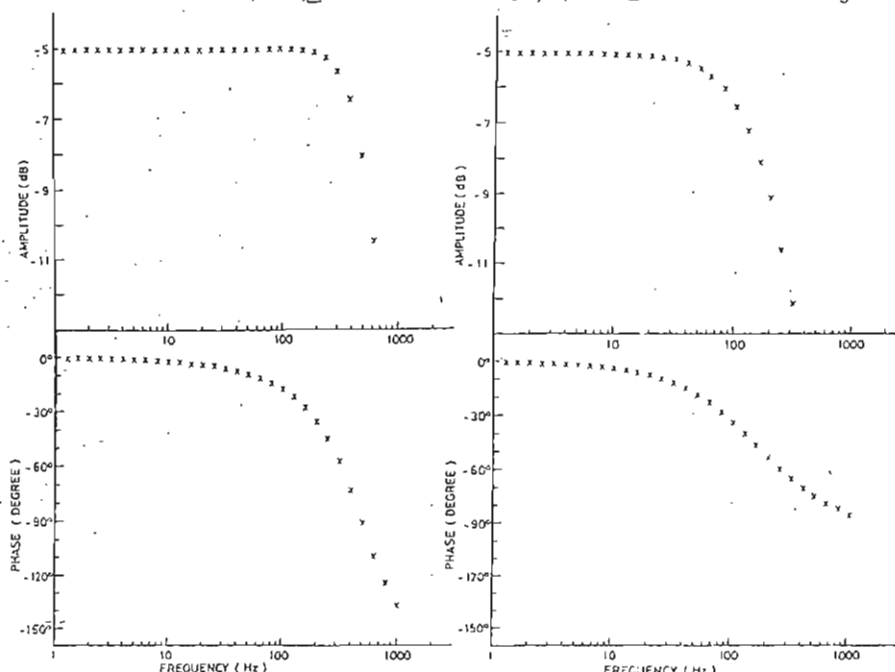


- A; 交流アンプのゲイン
- K; 外部磁場と入力部の二次項の比例定数
- d; 外部磁場と出力電圧の比例定数

transfer function も近似的に、
$$G(s) = \frac{1}{\alpha} \frac{C_1 C_2 R_1 R_2 \cdot s^2 + \frac{C_2 (R_1 + R_2)}{d K A} \cdot s + 1}{d K A}$$
 とすること

ができる。この式が大きな目安となり、 R_1, R_2, C_1, C_2 を調整することによって満足できる特性を持たせることができた。しかしできあがった磁力計を見ると、 R_1, C_1 のフィルターの時定数が計算上のものよりかなり小さくなっていることがわかった。この原因としては、交流アンプ部で、バンドパスフィルターのQ値が8.37とかなり高い値であるためと考えられる。

つまりこのフィルターのために交流アンプ部が回路全体に影響する周波数特性を持ったためと考えられる。従って入力から余計な成分をとりのぞくために、バンドパスフィルターのかわりにローパスフィルターを使えば回路の特性がより改善できるであろう。



(a) 実際特性によくあうように定数を選んだ transfer function
(b) 回路の各部の値をそのまま代入して得られた transfer function

RICRESTOMETER (リングコア型弱残留

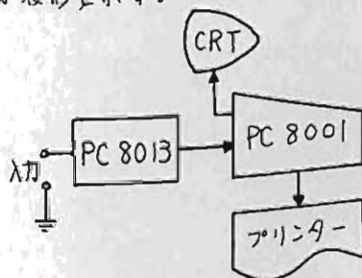
磁気高速測定装置) Part 4

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

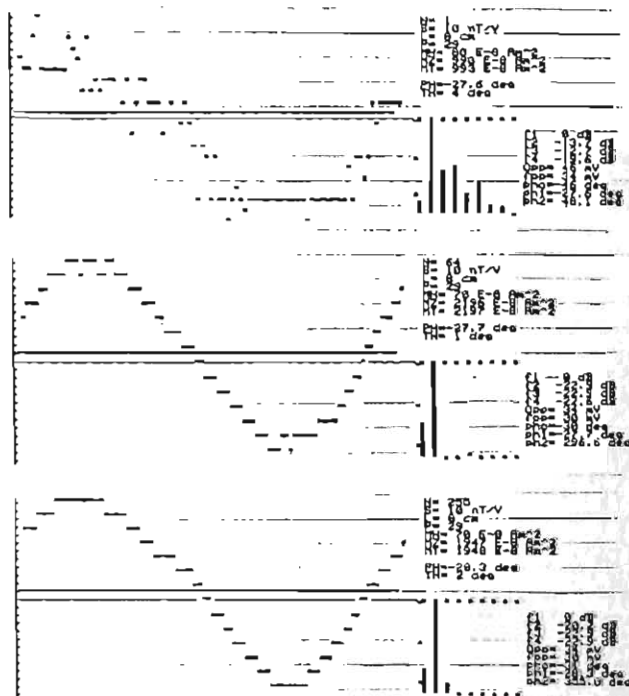
昨年秋の学会で報告した様に, 我々がこれまで行ってきた基礎開発の成果に基づき, データ処理部を除いてRICRESTOMETERを東北金属KK (Tokin) に本製作させ, 飛翔体の部品の持つ残留磁気等の測定を行って来た。その後, マイクロコンピュータを用いた専用のデータ処理・表示装置を開発・試作したので報告する。本装置のブロックダイヤグラムを第1図に, 磁気計部を含めたラックに組込まれた状態を第2図に示す。本装置の主な特徴は以下の通りである。

- 1) 実験室での磁気雑音を取り除くため255回までの任意のスタッキング操作回数を設定できる。
- 2) スタッキング操作後の信号をFFT処理する事により基本波を演算できる。
- 3) 対話形式の操作ができ, 結果を画面表示及びプリントアウトできる。

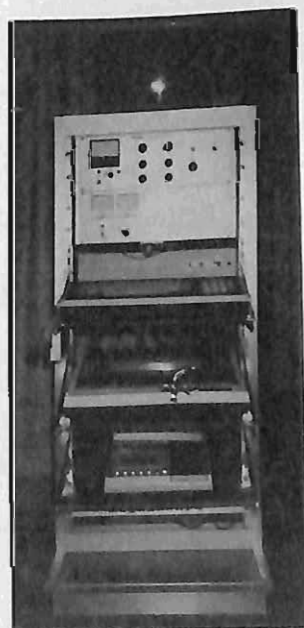
第3図は宇宙研での実験結果で, 被測定物は3中, 1cmのネジである。上からそれぞれスタッキング操作が1回, 64回, 255回のH成分, Z成分波形を示す。FFT処理によるパワースペクトラム, 測定結果等がプリントアウトされている。信号振幅は34 mV p-p と小さいが, 宇宙研では64回程度のスタッキングで測定できる事がわかる。



第1図



第3図



第2図

ポスターセッション

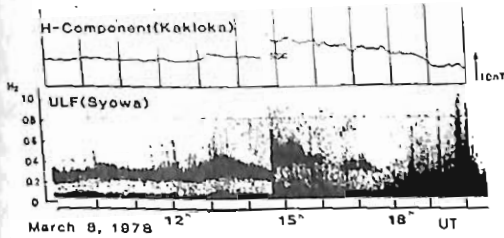
(P-1 ~ P-30)

SSCに伴うULF emission (PC1) のスペクトル

ラ、レ構造

平沢 威 男
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最も役割はきわめて大きい。即ち、SSCおよびSiに伴う 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。

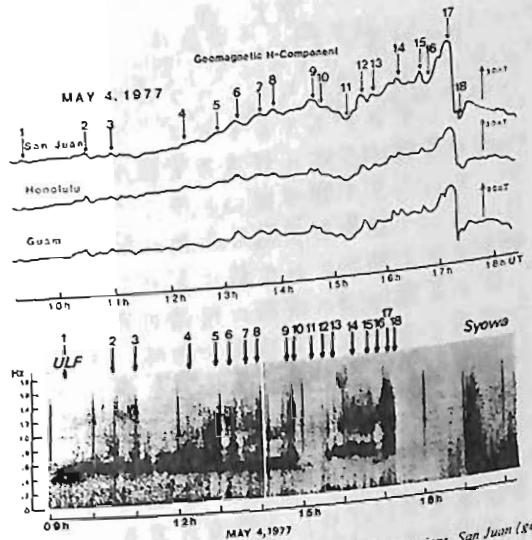


Magnetic H-component variation recorded at low-latitude station, Kakioka (top) and f1 diagram of ULF emission (HM chorus and HM emission burst) at Syowa Station (bottom).

FIG. 1.

上記の定性的な傾向を、定量的な観点から、更に詳細化するため、昭和基地で取得した ULF 波動データ、および、Kakioka, Guam, San Juan の地磁気変動記録を用いて調べてみた。

使用した現象は、FIG. 1. および FIG. 2. に示める ULF 波動の複雑なスペクトル構造で、これらの現象が準定量的に、プロトン・サイクロトロン共鳴で励起されているという前提でどの程度説明し得るかを考察する。



Magnetic H-component variations recorded at low-latitude stations, San Juan (geomag. lat. 29.7°, long. 4.7°), Honolulu (29.6°, 328.6°) and Guam (4.2°, 214.3°) (top) and f1 diagram of ULF emissions (HM chorus and HM emission burst) at Syowa Station during successive Si type magnetic variations.

FIG. 2.

大西 浩史 , 荒木 徹
京大 理

中低緯度での SC の main impulse 部の振幅に LT 依存性があるかどうかという問題は、真夜中付近で最大値をとるといふ報告 (Srivastava, 1966 など) もあるが、まだ明らかにされていない。もしそれがあるとするれば、その原因が主に D_p 部分によるものなのか、それとも isotropic mode の圧縮 HM 波に対する電離層の昼-夜でのスクリーニング効果の違いによるものなのか、という点で興味深い。そこで曲率を考慮した電離層の isotropic な HM 波に対するスクリーニング効果を見積るための簡単なモデル計算を行なった。また、SC の電離層外側での観測と地上観測との比較においても、この結果を参考にすることが出来る。

SC の圧縮 HM 波の波面の伝播の様子は図 1 のようになっていると考えられている。7° ラズマ圏内で低速のため波面が地球に巻きついてくるのが特徴的である。そこで、図 2 のように軸方向に一様静磁場を仮定し、この方向に磁場擾乱の成分を持つような HM 波として、(b) 平面進行波、(c) 内向き円筒波をとり、(a) のような導体円柱-円筒系との相互作用をそれぞれ考えた。図 3 に (b) の場合で、周期的な波を入れて電離層電導度を一様とした場合の結果の一例を示す。円筒外側の磁場振幅に LT 変化があるが、内側ではそれが見られない。また、電離層電導 (Σ_p) は、入射波の波長によって LT 変化のパターンを大きく変えるが、長波長では高電導度のときには LT 変化が小さくなり、低電導度のときには真横で極小になる。また誘導電荷は真横にたまる。講演時には、(c) の場合と比較し、非定常な場合の考察を行なう予定である。

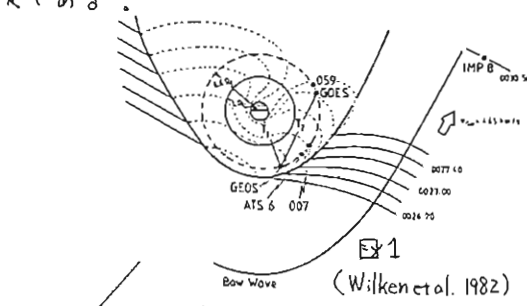


図 1 (Wilken et al. 1982)

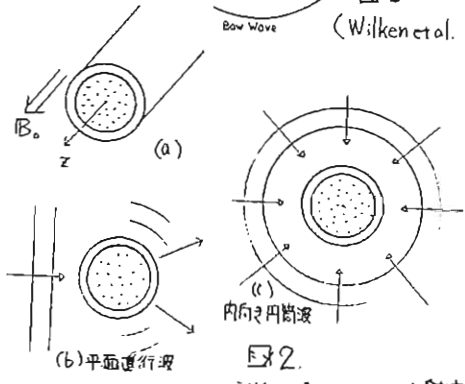


図 2 計算モデル

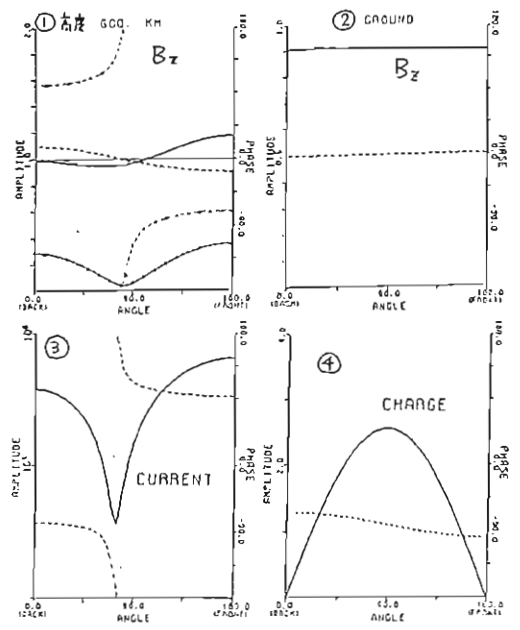


図 3

入射波が図 2 (b) の case で $V_A = 650 \text{ km/s}$, 円筒の電導率 $\Sigma_c = 10 \text{ S}$, 円柱と半径 (6000 km) の 0.1 倍のサイズの完全導体、円柱-円筒間 100 km の真空領域として 10 秒間の入射波 (2.221) に対する円筒外側、内側 (円筒面) での $B_p(\theta, \phi)$ 及び円筒内の ϕ 方向の電流と電荷 (③, ④) の振幅、破線が位相 (ϕ, θ の場合に入射波との位相差) ϕ に対する $\Delta \phi$ のついた実破線は合成波のうち的外向き散乱波を表す。横軸は右端 (180°) が正面 (正午) で左端 (0°) が背後 (真夜中) である。

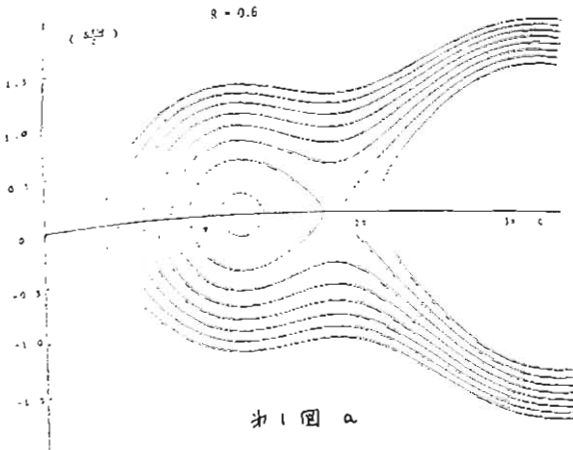
参考文献

Srivastava (1966) J.G.G. 19
Wilken et al. (1982) J.G.P. 27

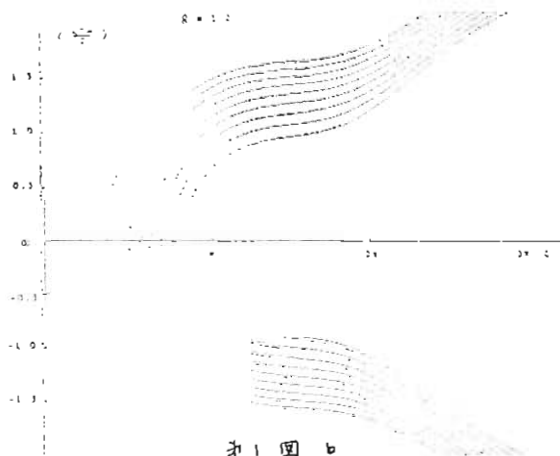
樋口 喜 啓
山形大工

〔はじめに〕 有限振幅のイオンサイクロトロン波と陽子とのサイクロトロン共鳴相互作用について調べた。特に、磁界が非一様である場合について、位相空間に於ける陽子の軌跡を図示したものがオ1図である。位相捕捉された陽子(軌道の肉だしたもの)と、非捕捉陽子の2種類の陽子が存在することがわかる。Rは、非一様磁界によるデトラッピングカと、有限振幅のイオンサイクロトロン波による捕捉カとの比である。もしも $R > 1$ の時には非一様磁界によるデトラッピングカのため、位相捕捉される陽子はなくなる。

〔最大捕捉距離〕 地球磁界を双極子磁界で近

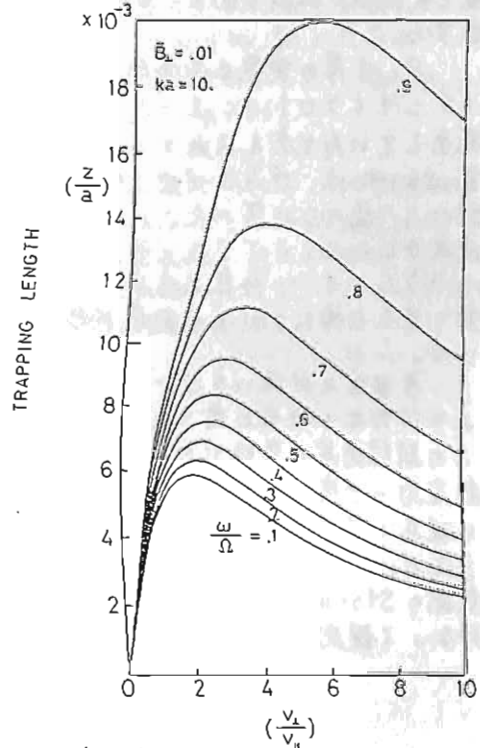


オ1図 a



オ1図 b

似すると、赤道面より磁力線に沿って伝播する有限振幅イオンサイクロトロン波に捕捉された陽子が、磁界の非一様性のため



オ2図 TRAPPING LENGTH PITCH ANGLE

捕捉されなくなる距離を求めることができる。勿論、波の振幅の大きさによって異なるが、ピッチ角の関数として、地球中心からの距離(a)で規格化した捕捉距離(z)をオ2図に示した。結果として、 $\tilde{E}_z = 0.01$, $\omega/\Omega = 0.6$, $L = 6$ で 約 $z \sim 360 \text{ km}$ となり Pc | の波長 ($\sim 1000 \text{ km}$) に比較して 捕捉距離は短かい。

参考文献

- 1) Y. HIGUCHI; J. Phys. Soc. Jpn. 49, (1980) 1645.
- 2) Y. HIGUCHI; *Relation between Laboratory and Space Plasmas*, Reidel Dordrecht (1981) 261.
- 3) Y. HIGUCHI; ISSS Kyoto (1982) 216.
- 4) Y. HIGUCHI; Chapman Conference on Waves in Magnetospheric Plasmas (1983)

静止衛星高度における Pc-1 地磁気脈動 — 長周期磁場変動との関連 —

石田 十郎, 園分 征
(東大・理)

静止衛星 ATS-6 によって観測された磁場のデータを用い、Pc-1 帯の脈動現象と長周期の磁場変動との関連について報告する。

Pc-1 帯の現象は磁気圏赤道面付近でイオンサイクロロンモードの波動として発生していると考えられている。この現象については、現在まで地上観測、衛星観測により様々な研究がなされており、特に近年 EOS, ATS など静止衛星では、ヘリウムイオンの存在を考慮に入れた、波動の発生伝播についての研究が行なわれていた。

今回我々が用いたデータは ATS-6 より 1975 年 6~9 月に得られたものであり、この期間衛星は東経 36 度の赤道上、地磁気緯度約 -3 度に位置しており、ほぼ Pc-1 帯の現象の発生領域で観測されたものと考えられる。この中の 13 日間について主に午後側の Stormtime Pc-5 と呼ばれる現象に代って観測された Pc-1 現象について、

磁場強度、磁場変動の周期、振幅などと、Pc-1 現象の特性との関連について調べた。

Pc-1 現象の周波数をジャイロ周波数で規格化した値と磁場強度の関係を Fig. 1 に示す。現象の周波数は $f/f_H \leq 0.25$ となるヘリウムのジャイロ周波数よりも小さな値に集中していることがわかる。この結果は従来の観測と一致している。又磁場の弱い（午後側では比較的活動度の高い）領域に $f/f_H > 0.25$ の現象が見られないことも特徴的である。現象は主に $S_{B\perp}$ の成分に見られ、振幅は 2~3 nT 程度であるが、Fig. 2 に示したように 70 nT の磁場に対し ~10 nT の振幅で $S_{B\parallel}$ を持つ現象も見られる。

さらに長周期変動と Pc-1 現象との相関について解析を行なっている。

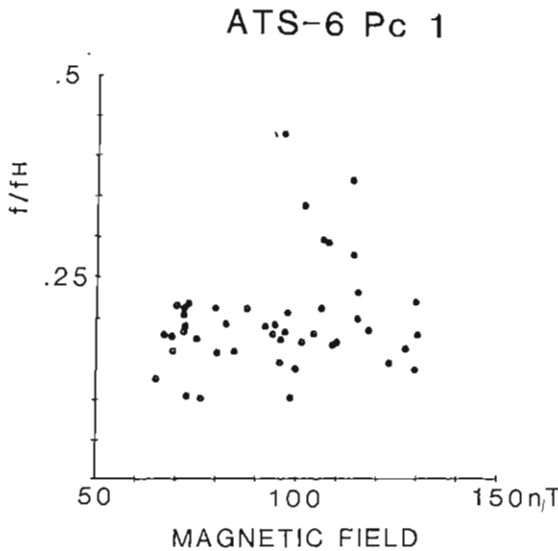


Fig. 1

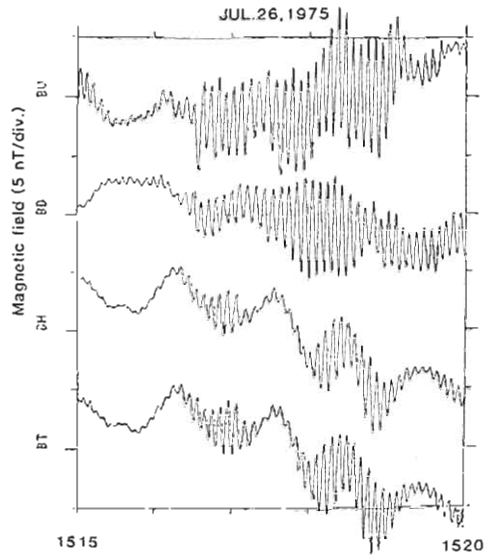


Fig. 2

BV - Radial BD - Azimuthal
BH - Parallel BT - Total

Sub-cleft 帯朝方の dot 型 pc1 (2)

杯 幹 治 ・ AUV 観測 74-7°
東大・理 宇宙研・九大・理・UBC

Sub-cleft 帯 (こゝでは主に 74°, 75°
, geomagnetic) で特徴的に観測される pc1
dot 群は、

- 朝方 $\psi_E \approx 24$ LMT に 80% の現象が観測される。
- 発生頻度は 1 時間毎の現象の有無で統計すると、最大 25% 程度となり 2 日に 1 回は観測される。
- 個々の dot 構造は時間幅 $< 5 \text{ min}$
 $\Delta f < 0.1 \text{ Hz}$
- 周波数域は $0.1 \text{ Hz} \sim 0.8 \text{ Hz}$
- 1 回の現象の継続時間は 1 dot \sim 2~3 時間と様々。
- dot 群 event の発生は夜側 70° 付近を中心とする substorm の発達と密接に関連している。
- この場合朝方で substorm の発達の特徴は、
 - 1) 夜側での expansion の onset より約 10 分程度遅れて broad negative bay が認められる。
 - 2) オービクルに沿う日変化より更に大きな jet の磁方向への移動が見られる。
 - 3) IMF (ISEE 3) を見ると、総ては言うことが出来る訳ではないが、 B_z が北向き、あるいは B_y が正であることが多く朝方のオービクルの縮小に関連しているように見える。
- しかし、dot 構造は pc5 と対応している。

輸送に伴う加速により proton が 5 keV 程度になれば cyclotron 不安定性により pc1 活動が発生することが可能である。この様な過程で pc5 激動が共存あるいは plasma の輸送に一役買っていることはあまり困難はないであろう。

以上、現在のところ、sub-cleft 帯朝方の dot 型 pc1 の発生は、この地域及び時間帯における plasma 輸送の特殊性を特徴付ける短周期激動として更に調らべてゆく必要があると考えている。

dot 群の pc1 現象の発生については上記の環境と共に、この local time は cleft (cusp) 領域の終端に対応している事と考えると、jet (オービクル) の縮退に伴って cusp 中の plasma が磁気圏中に捕獲される可能性が大きい、これらの plasma の磁気圏内節への

林 幹治, 石田 十郎, 田分 佳, 小口 高
(東大・理)

1976, 1978, 1980年にカナダ(地磁気緯度 $60^{\circ} \sim 75^{\circ}$)で行った誘導磁力計による多観測データを使い、pc1波動の(見掛の)発生源域での特性の研究を行ってきた。今回は今迄に得られた結果のまとめを行なうとともに、新たに生じた問題点の整理を行なう。

我々が行った観測はそれまでに高緯度地方で実施されたものにくらべ; 帯域の振幅値相対の較正に関しての考慮がなされている; 観測点の数が5~10地点と多い; 部分的には100km程度の密な観測点の配置がなされた; 記録系を含めた観測帯域の感度が数PT(Hz)とかなり高い; 観測期間(2~6週間)中はほぼ連続観測がなされ; 大部分の観測点においてVLF標準電波(WWVB, 60kHz)による絶対時刻記録がなされた。

主要結果, 結論

各地点のゲイッブススペクトルの比較から
1) pc1発生の日変化の緯度効果が明確に認められた

2) periodicなf-c構造のpc1とnonperiodicなものとは緯度, local time依存性が異なり磁場変動の水素成分の振幅の緯度分布を色々の周波数について調べた結果。

1) periodic pc1はplasma-pause, nonperiodic pc1はplasma-pauseの夕方側から昼側のouter magnetosphereに至る領域に分布して、両者は明確に分離されること統計的に示された。

2) 各周波数(0.9~0.1Hz)での緯度に沿った振幅の極大はほぼ磁気圏赤道面でのion-cyclotron周波数に応じた変化を示す。

3) 振幅の緯度方向の減衰率は振幅極大点の両側で大きく最大10dB/100kmに達し、極大点より500km付近では2.5dB/100km程度となる。

4) pc1の偏波: 各地点での偏波率を色々の周波数について算出して振幅の緯度分

布と比較すると、左右のは、よりした偏波が見られる地点の緯度は振幅極大の周辺でそれぞれ極大となるが左廻り偏波はより狭い領域に分布し、右廻り偏波で発生したpc1波動が電離層に達し、そこで右廻り偏波成分を生じるという仮説的モデルを支持する結果となった。

5) 従来より注目されてきたplasma-pause; 極光帯より更に高緯度においてもpc1現象は発生し、従来報告されてきたpc1-2 band, 2PRPに加えて朝方のdot構造のemissionが高緯度プラズマと電離層に関連したpc1として電離層であることが明らかになった。

次に未解決あるいは新たに生じた諸問題として、
1) 観測期間が短いため季節変化について十分な考慮がなされていない。

2) 偏波の空間分布は一般に複雑で緯度方向のみの一次元分布だけでは明確な結論を出すことは困難であり、100km程度の密な観測網により二次元分布を調べる必要がある。

3) 赤道面付近でのHe等の影響と見られる偏波振幅分布の柔軟的分布現象も見て取りたい。

4) pc1の分類について; 多観測によって明確になったものはperiodic pc1とnonperiodic pc1, subcleft帯のpc1の地域的分離であり、従来なされてきた非periodic emissionの中の多くの分類は別れた多々の疑問がある(多観測の統計的data baseの不足を感じさせる)。

以上より結論としてpc1現象の理解を進めるにはより一層の長期多観測高密度の観測を行なう事が最も効果的であり、良い観測結果の蓄積への努力が依然として最も重要であるということになった。

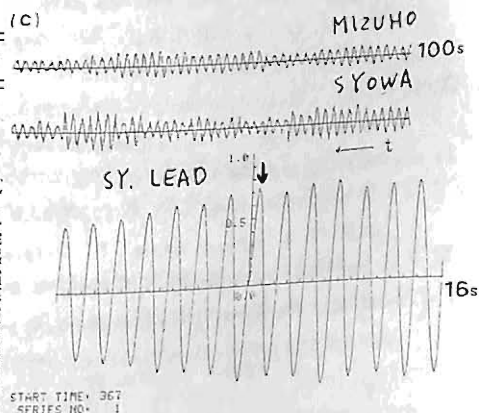
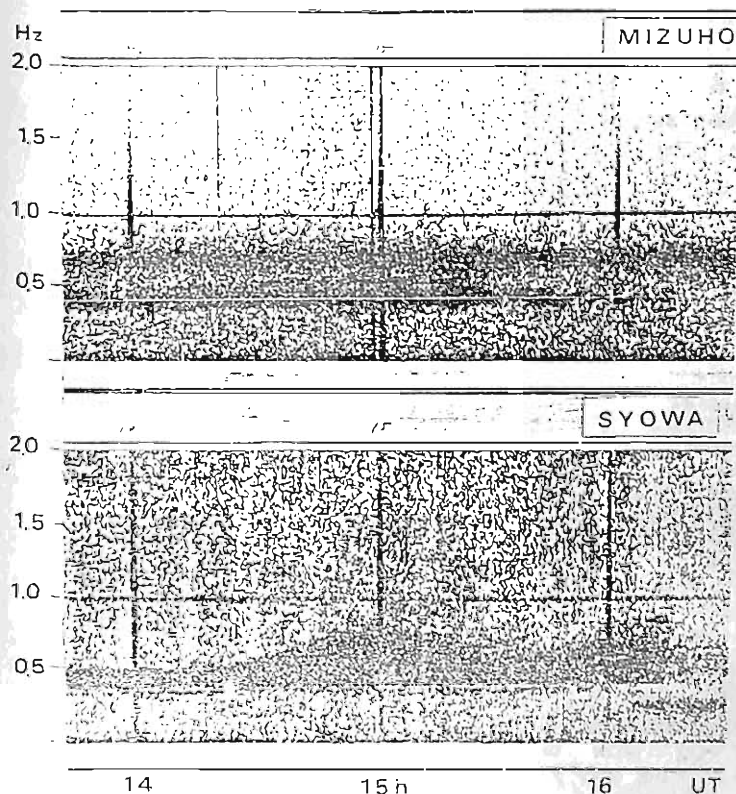
Pc 1 Micropulsation の DF

西野 正徳, 岡田 敏美
(名大, 空電研)

我々は、これまで高緯度(南極昭和基地)低緯度(母子里, フランス, デンマーク)における地上 VLF 観測を通じて、磁気圏内における VLF 波の発生、伝播の議論をしてきた。将来、高緯度から低緯度にあたり各点同時観測を計画しているが、これまでの VLF 波のみならず UHF 観測を行うことは磁気圏波動現象の総合的解明により多くの情報を与える。特に *plasmopause region* で発生し、磁気圏に流れて伝播する Pc1 の *Direction Finding* は *plasmopause* の位置を探るとに重要である。

Pc1 の DF には、VLF 波と同じく、一地点におけるコメータ法、2地点以上における波の *arrival delay time* を測定する方式があるが、我々は、後者の方式の可能性を検討するため、南極昭和基地と母子里基地で得られた同時観測データを解析した(第1回)。2地点間の波の *delay time* の測定は、波形の相互相関演算を行う。このためには、2地点間の同期時刻精度の問題になるが、VLF のオメガ電波を基準に 50mSec の精度で2信号間の時刻同期を行った。第2回は、第1回の pearl 型 Pc1 の1つの event における相互相関演算結果であるが、得られた相関値は高く、昭和側が 0.6 sec の *delay time* を示した。本講義では、これらの解析結果から Pc1 の *source location* が比較的短時間昭和側一歩ずつ時間を移動する結果を示す。

SEP. 2 1977



第2回、相関解析結果

第1回、Pc1 波の f-t スペクトル

磁気圏境界領域における波動特性

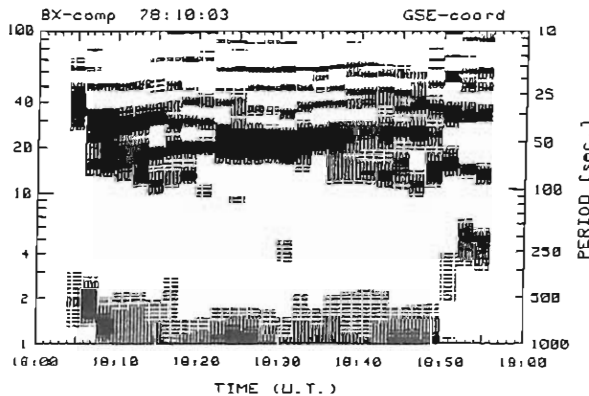
反村 清, 桜井 亨, 加藤 俊雄
(東 滬 大, 工 学 部)

磁気圏内および地上でDaysideにおいて観測されるULF波動(Pc3,4,5)は、太陽風パラメータの影響を受けていることは、多くの研究者により示唆されている。Pc3/4帯のOriginとしては、惑星空間やUpstream領域におけるULF波動(0.01 - 0.05 Hz)のBowshock - Magnetosheath - Magnetopauseを通過して磁気圏内へ伝播が考えられている。また、Pc4/5帯は、Magnetopauseにおける不安定(Kelvin-Helmholtz不安定, Velocity shear不安定 etc.)がOriginと考えられている。ULF波動の発生, 伝播を明らかにする上で、Bowshock, Magnetopauseを含めた惑星空間, Magnetosheath, 磁気圏における波動特性および相互関係を明らかにすることは重要な事である。

我々は、それ以外の領域における波動特性および伝播特性を調べるために、1978年, 1979年の二年間の7月から12月までのISEE 1と2で観測された磁場データを用いて、スペクトル解析を行った。この期間、衛星は、Daysideにあり、惑星空間, Magnetosheath, 磁気圏を含む領域にある。解析の結果、次のようなことが明らかになった。1) Bowshock近傍のMagnetosheathでは、0.01 - 0.05 Hzにスペクトルピークが多く存在するが、0.01 Hz以下には、顕著なスペクトルピークが見られない。(図1)。2) Magnetopause近傍のMagnetosphereでは、1)の結果と同じように、0.01 - 0.05 Hzにスペクトルピークが存在する。また、0.01 Hz以下にも、スペクトルピークが多く見られる。3) Wave normal vector (波)と平均磁場のなす角は、Magnetosheath内では、約60-90°であるが、Magnetosphereでは、磁場に沿う傾向が強くなる。以上の事から、0.01 Hz以上の波(Pc3/4)は、惑星空間からの伝播して来た波と考えられ、また、0.01 Hz以下の波は、MagnetopauseにおけるSurface wave がOriginであると考えることができるとする。

本会では、惑星空間領域における解析も含めて、波動の特性, 発生, 伝播について、総合的に検討したい。

(図1)



静止衛星で長時間観測されたPc5地磁気脈動 の特性

永野 宏 荒木 徹
(岐阜歯大) (京大理)

静止衛星GOES 2, 3より得られた磁場データを用いて、長時間観測されたPc5地磁気脈動の特性を調べたので報告する。調べた期間は1979年の6月から1980年の5月迄であり、この1年間に、どちらかの衛星でPc5脈動が5時間以上続いて観測されていたのは、5例ほどであった。磁力線に平行または直角な成分の大きさを明確にするために、次の3つの成分 B (磁力線に平行)、V (地磁気子午面内B軸に直角) とし D (地磁気赤道面に平行な面内で azimuthal な方向) に座標変換をしている。上記の5例について以下の事が明らかになった。

- (1). 長時間観測されたPc5地磁気脈動は全て、大きな磁気嵐の recovery phase の間に昼間に (LT 6h~18h の間に) 起こっている compressional wave であった。
- (2). 地磁気緯度 5° N の近くにあったGOES 3 によって観測されたPc5脈動の振幅は、 10° N 近くのGOES 2 によって観測されたものの振幅よりも大きかった。
- (3). Pc5脈動の周期はLT依存性を示している。周期は日中よりも、朝方・夕方側の方が長い。(図1, 図2)
- (4). Pc5脈動の周期は約30分から90分までの間の周期をもって周期的に変化している。この事は、source region の quasi-oscillatory r_1 運動による周波数における Doppler shift を示していると考えられる。(図2)
- (5). GOES 3 で観測されたPc5脈動はその event の間中、全ての面内でほぼ linear polarization であるのに対して、GOES 2 で観測されたものの polarization は、B-V面内ではほぼ linear であるが、V-D, D-B面内では elliptic であった。
- (6). Pc5脈動の source region は静止軌道よりも内部の地磁気赤道の近くに存在していると思われる。この source region は緯度方向には狭く、経度方向には広がっていると考えられる。
- (7). このPc5脈動は、大きな磁気嵐の recovery phase の間に、plasmopause と関連した不安定性 (例えば、drift mirror instability または high β compressional drift wave instability) によって生じているらしい。

Power Spectral Analysis by FFT Method
79.11.14 GOES 3

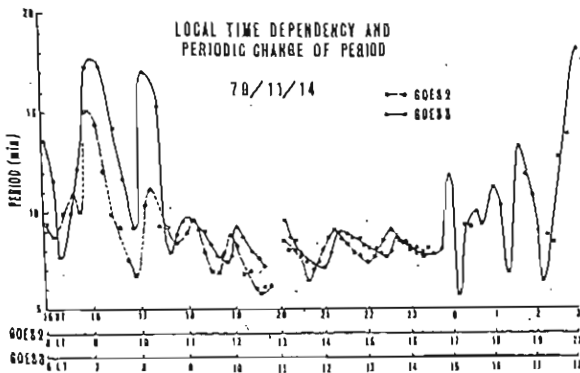


図 2.

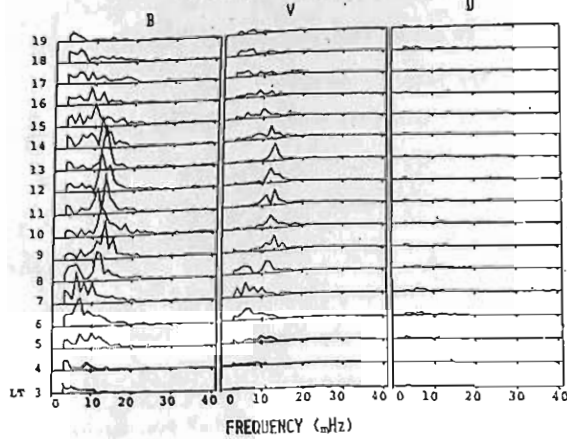


図 1.

II. Murata

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

Polarization of Pc 4-5 At the earth synchronous orbit, many observations of Pc 4-5 are done.

These are summed up as follows; azimuthally polarized-transverse waves, which occur predominantly on the morning side of the magnetosphere, show a good correlation with ground Pc events. Radially polarized waves dominate in the afternoon and dusk sectors and are less correlated with ground pulsations than azimuthal waves. Compressional waves such as storm time Pc 5 observed at synchronous altitude in the afternoon have not yet been identified on the ground [Kokubun, 1981]. Several giant Pc 5, each being mainly compressional and lasting 1-2 hr, are observed [Hedgecock, 1976], and this phenomenon is relatively common in the 8-12 R_E range near dusk. A depression of the ambient field magnitude always accompanied the events, suggesting that they are associated with a region of enhanced plasma pressure.

Interpretation The linearized equation of Faraday's law becomes under infinite conductivity

$$\mathbf{B}_1 = ([\mathbf{B}_D + \mathbf{B}_J] \cdot \nabla) \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \nabla)(\mathbf{B}_D + \mathbf{B}_J) - (\mathbf{B}_D + \mathbf{B}_J)(\nabla \cdot \mathbf{E}) \quad (1)$$

where we define the displacement vector \mathbf{E} from the equilibrium state, as

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{v}_1 \quad (2)$$

and \mathbf{v}_1 is the perturbed fluid velocity and \mathbf{B}_1 is the perturbed magnetic field. \mathbf{B}_D is the earth's main field and \mathbf{B}_J is the ring current magnetic field. We may discuss standing oscillation of odd mode with $\mathbf{E} = (\xi_r, 0, \xi_\phi)$ and $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ using polar coordinates (r, θ, ϕ) .

(Case 1) Compressional waves. Let us consider the region of the magnetic equator, where $\frac{\partial \xi_r}{\partial \theta} = \frac{\partial \xi_\phi}{\partial \theta} = 0$ and $B_{Dr} + B_{Jr} \approx 0$. Then, we have from (1) $B_{1\phi} = -\xi_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 [B_{D\theta} + B_{J\theta}]) e_\phi$. (3)

Radial oscillation may correspond with compressional wave at the magnetic equator.

(Case 2) Radial mode. The condition of radial mode is $B_{1\phi} = 0$ near the magnetic equator, which is re-written from (1) as

$$(B_{Dr} + B_{Jr}) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \xi_\phi) + (B_{D\theta} + B_{J\theta}) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \xi_\phi) = 0 \quad (4)$$

If $B_{Dr} + B_{Jr} \approx 2 \cos \theta$ and $B_{D\theta} + B_{J\theta} \approx \sin \theta$, (4) becomes

$$\frac{2 \cos \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \xi_\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \xi_\phi) = 0 \quad (5)$$

Here, we assume that the colatitudinal distribution of ξ_ϕ is given by $\sin \theta$. Then we have $\xi_\phi \propto \sin \theta / r^3$ near the magnetic equator.

(Case 3) Azimuthal mode. This mode has $B_{1r} \approx B_{1\theta} \approx 0$ near the magnetic equator. From (1) we obtain

$$B_{1\theta} \approx -\xi_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 [B_{D\theta} + B_{J\theta}]) \quad ,$$

$$B_{1r} \approx (B_{Dr} + B_{Jr}) \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \xi_r) + (B_{D\theta} + B_{J\theta}) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \xi_r) - \xi_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 [B_{Dr} + B_{Jr}]) \quad (6)$$

If $B_{Dr} + B_{Jr} \approx \sin \theta / r^2$ and $B_{Dr} + B_{Jr} \approx 2 \cos \theta / r^2$, $B_{1\theta} = 0$ is obtained. The condition of $B_{1r} = 0$ becomes

$$(B_{Dr} + B_{Jr}) \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \xi_r) + (B_{D\theta} + B_{J\theta}) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \xi_r) = 0 \quad (7)$$

This equation has the same form of (4). We may have $\xi_r \propto \sin \theta / r^3$ near the magnetic equator.

References Hedgecock, P.C., P.S.S., 24, 921, 1976.

Kokubun, S., "ULF Pulsations in the Magnetosphere", by D.J. Southwood, p.17, 1981.

中緯度 P₃₋₄ 脈動の空間的位相, 振幅構造 (AFGL チェーンデータの解析結果)

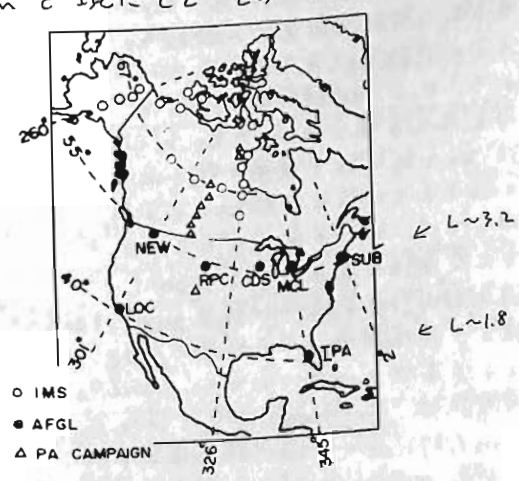
坂 翁 介
カ 大 理

中緯度帯のマグネットグラフチェーン (AFGL チェーン) のデータを使って P₃₋₄ 脈動の空間的位相・振幅構造を調べた。このネットワークは L=3.2 に沿った MLT で 4 時間の幅に 5 つ、又 L=1.8 に沿った高緯度側の station 帯の両端の南側に 2 つ計 7 つの station から成っている (下図参照)。

解析は 1980 年 2 月 2 日に観測された P₃₋₄ 脈動を対象とした。この日は穏やかで、高緯度の IMS チェーンのマグネットグラムには特に顕著なフロージェットは見うけられない。

解析結果より 次の様な事が言える様である。

- (1) P₃₋₄ 脈動は 緯度、経度両方向に位相の変化があり、特に経度方向の位相変化は X (南北) 成分に比べ Y (東西) 成分の方が小さい。これは IMS チェーンで解析した P₅ の位相構造によく似ており、L=3.2 ~ 1.8 の間で共鳴していると考えられる。
- (2) 経度方向の位相変化は X, Y 成分共に似ている。午前は西へ、午後は東へ伝播するが、伝播方向の変化は午前の早い時期に起る様である。Southwood が言っているいわゆる「Source 夜側説」はこの日のデータについてはあてはまらない。
- (3) 確たる証拠がとれたわけではないが、低緯度 (ASO, L=1.2) の統計解析結果と比べると、脈動の形態は L=1.5 付近の Alfvén velocity maximum を境にしてその北と南で大きく異なるのではないかと 思う。



利根川豊^{1,2)} 福西浩¹⁾ 平沢威男¹⁾ 桜井亨²⁾ 加藤愛雄²⁾
 1) 国立極地研究所 2) 東海大学工学部

静止軌道上及び昭和基地を中心とした高緯度多点観測で得られた脈動記録の周波数解析により、Pc 3-5 脈動のスペクトル、偏波、伝播等の波動特性が明らかになってきた。個々の特性は昨年の学会で報告したが、今回はその結果を総括して、磁気圏に於ける Pc 3-5 脈動の発生伝播機構を検討する。

静止軌道上(ただし磁気赤道附近を除く)での東西成分と極域地上の f-ヘスペクトルは極めて類似しており、昼側側に 2-10 mHz (Pc 4/5) と 20-80 mHz (Pc 3) 帯の 2 つのスペクトルバンドが存在する。Pc 3 帯はさらに細かいスペクトルトレンドから成り、それがハーモニク関係にある事が昭和-Husafell 共役点間の位相解析により明らかになった。この結果、極域で観測される Pc 4/5 及び Pc 3 脈動はそれぞれ local field line の定在 shear Alfvén 波の基本モード及び 3~6 次の高調波であると結論できる。

しかし、Pc 4/5 帯と Pc 3 帯の偏波、伝播特性は互に異なる。Pc 4/5 脈動の方位角波数は m ~ 8 で午前側では西向き、午後側では東向きに伝播し、それに伴って偏波特性も昼を境いに逆転する。一方 Pc 3 帯は m < 8 で、その伝播方向と偏波の dawn-dusk asymmetry は見られない。東西方向の波数 k_y と磁力線方向の波数 k_z (定在振動のモードから得られる) から radial 方向の波数 k_x を推定すると、Pc 4/5 帯では $k_y \gg k_z, k_x^2 \ll 0$, Pc 3 帯では $k_x \approx k_y \approx k_z$ の関係が得られる。

これらの結果より、Pc 4/5 脈動の発生伝播機構に関しては、K-H 不安定による磁気圏境界面での表面波の発生 → evanescent mode で磁気圏内部への浸入 → 定在 shear Alfvén 波との共鳴結合という従来の考え方が大筋として支持される。しかし、source wave の周波数は、Southwood (1974), Chen and Hasegawa (1974) の共鳴理論で仮定されているような monochromatic なものでは

なく、有限の周波数を持った波を考える必要がある。また、18 h MLT 付近では m ~ 15 で西向きに伝播する Pc 4/5 脈動の存在が示され、衛星で観測される R-class の波動との関係など今後の問題が残されている。

一方 Pc 3 脈動の source wave は Pc 4/5 の場合と異なり、propagation mode であると考えられる。さらに、f-ヘスペクトルには Pc 3 バンドと Pc 4/5 バンドの "switching 現象" がしばしば見られ、両バンドの発生機構の違いが示唆される。

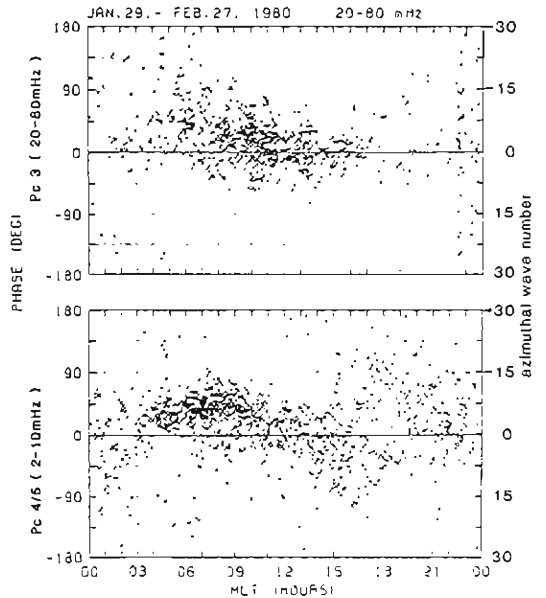


図1 昭和-Molodetzchnaya (経緯差 ~ 6°) 間の位相特性

Pc 3, Pc 4/5 脈動の伝播特性

	h	$\lambda_z (10^3 \text{ km})$	$\lambda_y (10^3 \text{ km})$	m	
Pc 4/5	1	~10	~3	~8	$K_y \gg K_z$
Pc 3	3-6	6-3	0-3	3-8	$K_y \approx K_z$

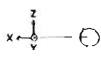
dispersion eq.: $(\omega/\lambda)^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$
 field line resonance: $(\omega/\lambda)^2 = k_z^2$

Pc 4/5 : $K_x^2 \ll 0$ - evanescent mode

Pc 3 : $K_x = K_y = K_z$ - propagation mode

Phase velocity in the azimuthal direction:

$V_p = 2\pi \text{Re } l. f. / m = \begin{cases} \sim 200 \text{ km/s} & \text{for } L=6, f=10 \text{ mHz}, m=6 \dots Pc 3 \\ \sim 120 \text{ km/s} & \text{for } L=6, f=4 \text{ mHz}, m=8 \dots Pc 4/5 \\ \sim 200 \text{ km/s} & \text{for } L=10, f=4 \text{ mHz}, m=8 \end{cases}$



ULF磁波の低緯度共役性同時観測

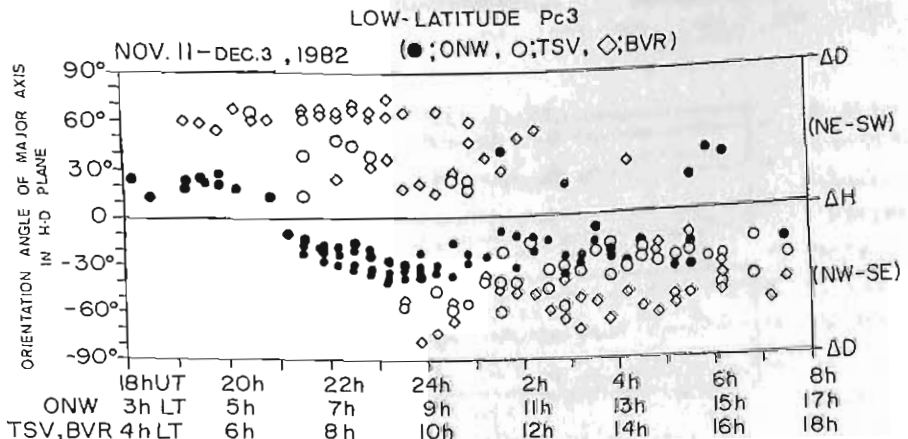
3. Pc3 の発生・波動特性

湯元清文・斎藤尚生・田村忠義・瀬戸正弘・K.D. Cole・P. Dyson・J. Ward・B.C. Gibson-Wilde
 (東北大理) (東北工大) (La Trobe Univ.) (James Cook Univ.)

低緯度 Pc3 型地磁気脈動の発生が太陽風速度と惑星間空間磁場の方向に依存していることが、1960年代に明らかにされ、太陽風中の ULF 磁波 energy が磁気圏深部まで侵入してきていることを推察されるようになった。然しながら、Pc3 がどのような卓越 mode の磁気圏内をどのような伝播経路で低緯度まで侵入してきているのか、又、地球磁気圏内の磁力線共鳴振動 (ω_A)・plasma-pause の凝似表面波 (ω_{CE})・プラズマ圏内の磁力線振動や磁気音波による trapped 振動 (ω_{TF}) 等とどのように結合共鳴振動しているのか、永年の未解決の問題であった。

この未解決の問題を解くべく、1982年11月から日本の女川地磁気観測所 (ONW; $L=1.30$, $\lambda=208.14$) と共役点に近い Australia の Townsville (TSV; $L=1.29$, $\lambda=220.63$) と Beveridge (BVR; $L=2.12$, $\lambda=222.28$) との共役性同時観測の海外学術調査が行われた。東北 group で開発された multimeter を現地に運搬し、得られた 8 日間分記録された cassette tape の地磁気 data は、1ヶ月毎にまとめて送られている。現在まで入手された低緯度共役性同時観測 data の波動解析により、以下のことが明らかにされた。

- (1). 低緯度における Pc3 は、主に、3つの group の卓越 mode に分類される。
 - (i). 特徴波長 $L_c \geq 1R_E$ の磁気音波; 明け方前に発生する Pc3 で、南北両半球の 3 地点で観測される波形がほぼ一致し、concurrent な磁場変化を示す。
 - (ii). $L=2.1$ 付近の磁力線の定在振動; 地方時 6 時~11 時に発生する Pc3 の中で、H-D 平面の変化 vector が北半球で (NW-SE)、南半球で (NE-SW) 方向の主軸を示し、磁力線の定在振動の偏波特性を示す。
 - (iii). 特徴波長 $L_c < 1R_E$ の磁気音波; 日中から午後に多発する Pc3 で、南北両半球において 5~10 分程度の activity は一致するが wavepacket まで一致しない。
- (2). H-D 平面内における Pc3 変化 vector の主軸の地方時依存性が南北両半球で異なる。北半球の女川では明け方 6 時頃に主軸が (NE-SW) から (NW-SE) に変化し、一方、南半球の TSV, BVR では 10 時から 12 時にかけて (NE-SW) から (NW-SE) に変化する (下図)。この南北両半球における低緯度 Pc3 の偏波特性の非対称性は、地下の誘導や電離層の電気伝導度の問題よりも、Pc3 の発生及び伝播特性に深く起因しているものと思われる。本講演においては、(1), (2) の低緯度 Pc3 の卓越 mode 及び偏波特性を統計的にまとめ報告する。



昭知-アイスランド共役点で観測された

Piバーストの共役性

福西 浩

(国立極地研究所)

高緯度のオーロラ帯ではオーロラブレイクアップに伴ってPiバーストが発生するが、このPiバーストはPi2とPi1の成分からなることがよく知られている。L=6の昭知基地でみられるPi1は0.3 Hz付近にスペクトルピークをもつことが多い。しかし、この0.3 Hz付近のピークをつくり出す機構はまだ明らかにされていない。

一つの可能性として、オーロラブレイクアップによって発生したFast modeの磁気音波が電離層F₂ピーク付近で共鳴振動を起したと考えられる。この可能性を検討するため、昭知基地とその地磁気共役点アイスランドのHusafell、および同じ磁気経度で低緯度に位置する南アのHarmanusの脈動データを解析した。その結果以下のこと明らかになった。

- 1) 0.3 Hz付近のスペクトルピークは出現は、HarmanusでのPi2脈動の出現とよい対応を示す。
 - 2) 0.3 Hz付近のスペクトルピークは、南半球側で強く現れる(図1)。
 - 3) スペクトルピークの強さは、地理的なLocal Timeに強く依存する。冬半球側の真夜中付近では、スペクトルピークはほとんど観測されない。
 - 4) スペクトルピークの周波数は、共役点でしばしば一致しないことがある。
 - 5) Pi1の周波数は昼間の時間帯に現れるPi1-2バンドと連続的につながっている。
- 以上の観測結果よりPiバーストに伴う0.3 Hz付近のスペクトルピークは、電離層付近でつくり出されていると考えられる。

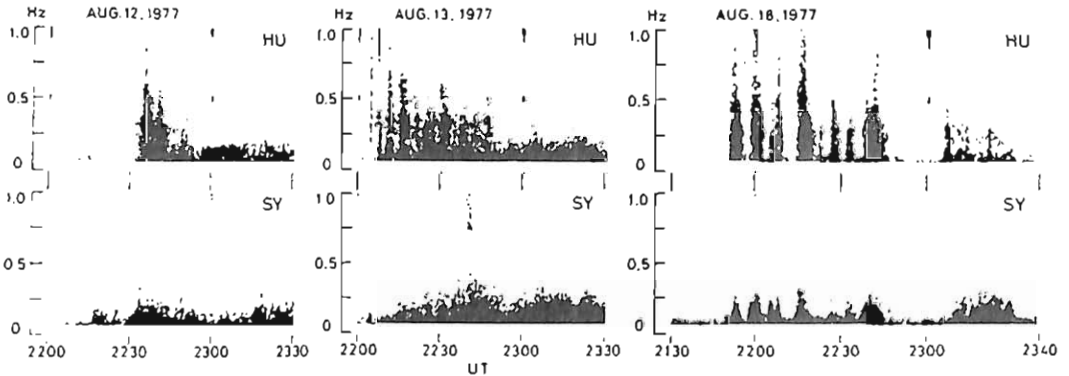
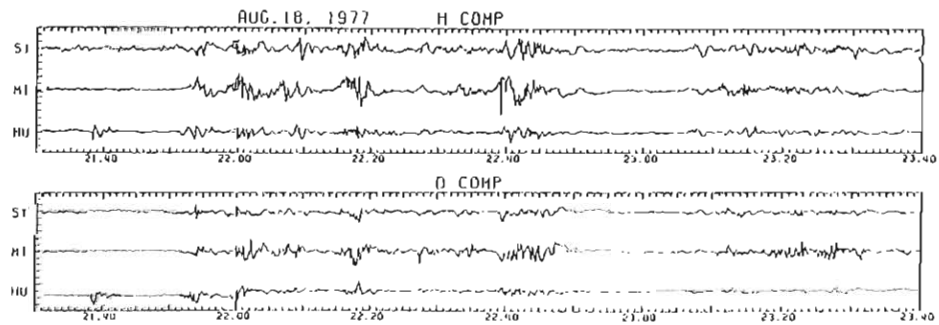


図1 Aug. 12, 13, 18, 1977に SyowaとHusafellに観測された Pi1-2のスペクトル(上)と、 Aug. 18, 1977に Syowa, Mizuho Husafellに観測された(下)。



磁気圏内の ULF 波動基本モード

王 尾 孜
(東大・理・地物研)

磁気圏内の共鳴結合振動を形成する種々の基本モードを分類し、解説する。古典的冷い磁化プラズマ(一流体モデル)が、有限圧カプラズマでは非一様性による反磁性ドリフト運動を考慮する場合に移す。新しい局所化モードが現われる。(反磁性イオンドリフトモード)。

基本モードの性質は程度方向のモード数(m)の大小にも大きく依存する。表2表に冷い磁化プラズマの場合、表1表に有限圧カプラズマ(a: $T_i \geq T_e$; b: $T_i \ll T_e$)の場合の基本モードの m-依存性を示してある。

局所化モードは一般に沿磁力線電流に伴うが、同時に沿磁力線電場も存在する。沿磁力線電流の大きさ粒子の運ばれるかによって電場の大きさも変わってくる。此の向題について述べる。

Table 1 Fundamental ULF-Modes in Nonuniform, Finite Pressure Magnetosphere (Two-fluid model)

(a) Ion temperature, $T_i \geq$ Electron temperature, T_e

Azimuthal mode number, m	Localized modes in L-shell coordinate (Continuous spectra)	Propagating mode (discrete spectra)
m = 0	<u>Kinetic Alfvén</u> $\delta E_r / \delta E_\perp \sim (V_{Te} / C_s) i_1 i_2 \sim i_1 / i_2$	<u>fast magnetic</u>
small m	<u>shear Alfvén</u> $\delta E_r / \delta E_\perp \sim (u^2 / V_{Te}^2) i_1 / i_2$	$i_1 \sim i_2$ (trapped)
large m	<u>drift Alfvén</u> $L/m \ll i_1$	<u>diamagnetic</u> <u>ion drift</u> $L/m \leq i_1$
frequency	$\omega_{DA} = \omega_{i1} / L$	$\omega_{ID} = \omega_{i1} / L(1 + \beta_2)$ $\omega_{\pm} = (2m-1) V_{Te} / 2R_1$

* Diamagnetic ion drift mode⁵ (Tanaka, 1978) may be the same one as the drift mirror³ (Hasegawa, 1969) and the localized compressional mode^{1c} (Southwood, 1977).

(b) $T_e \gg T_i$

	Localized modes	Propagating modes
small m or one-fluid ($\beta_2 \ll 1$)	<u>shear Alfvén</u> $u_A = V_A / i_1$	<u>fast</u> $u = u_{\pm}$
	<u>ion sound</u> $u = \frac{1 + \beta_1^{1/2}}{\sqrt{1 + \beta_1}} \frac{V_e}{L} \frac{1}{i_2}$	<u>slow</u> $u = u_{\pm}$
large m	<u>shear Alfvén</u> <u>electron drift</u> <u>ion drift</u> $u = u_{DA}$	

Fundamental MHD-Oscillations in the Cold, Nonuniform Magnetosphere (one-fluid model)

Table 2

Mode classification	Localized mode in L-shell coordinate	Propagating mode
frequency spectrum	continuum in the L-shell coordinates	discrete (trapping oscillations)
azimuthal mode number, m	scale lengths in different directions $\delta j_r \neq 0, \delta B_r = 0$ $\text{rot } u_\perp \neq 0$	$\delta j_r = 0, \delta B_r \neq 0$ $\text{div } u_\perp \neq 0$
axial sym. m = 0	<u>torsional Alfvén</u> $\delta B_r \sim \frac{r}{R_1}$	<u>fast magnetosonic</u> ($i_1 \sim L_2$ for Propagation)
small m	<u>shear Alfvén</u> lower harmonics $\delta B_r \gg \delta B_\perp$	<u>fast</u> evanescent
medium m	higher harmonics $\delta B_r \gg \delta B_\perp$	evanescent
	higher harmonics $\delta B_r \sim \delta B_\perp$	trapping oscillation in a region with a trough of V_A (d.)
large m	<u>guided transverse</u> $i_1^0 \geq i_2 \gg 1$ $\beta_2 \gg L/m$	$\delta B_r = 0, \delta B_\perp = \delta A_\perp < c$ $\delta E = -\nabla_\perp \phi$

* The guided poloidal mode by Redoppi (1967)

地磁気脈動の伝播度伝搬

藤田 茂 玉尾 敏
 (地磁気観測所) (東京理)

地磁気観測所では IMS 以来女満別・稚田・鹿屋・父島において地磁気脈動の観測を行なっている。これら他緯度の地点で観測される地磁気脈動のうち、比較的周波数の高い P_1 の脈動は、高緯度地方の電離層に磁気圏から入射した波動が電離層ダクトを通り、他緯度まで伝搬していると考えられている。

我々はこれまで有限振幅分布を伴う入射波を考慮、ダクト中での伝播特性等を明らかにした(昭和 57 年春就学会)。今回は波動入射域近傍での地磁気脈動の諸特性を明らかにしたので報告する。尚、この研究において用いられるモデルについては前回の学会予稿を参照された。

電離層に入射して来る局在アルベン波の電磁場はスカラーポテンシャル(ϕ)で表わされる。波動入射の中心を $r=0$ とする円筒座標(又は鉛直下向き)において、 ϕ を

$$\phi = A \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^m e^{-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2} e^{im\varphi} \quad (1)$$

とする。A は正規化定数である。この時、外部球場は垂直な表の電場・磁場はそれぞれ

$$E_{\perp} = -\nabla_{\perp} \phi, \quad B_{\perp} = \nabla \times (\hat{z} \phi) \quad (2)$$

となる。 $m=-1$ とした時の電磁場の形は、磁場が互いに逆向きに回る二つの渦を形成し、電場は二つの渦中心から出、他方の中心に入るような放射状の形となる。この渦中心は沿磁力線電流の流れ込み流れ出しの点でもある。

一部の結果を示す。図-1 から、地上で観測される地磁気脈動は $m=-1$ の時、中心でし、その外側で R、遠方ではほぼ線的にふるまう事がわかる。図-2 は磁場で見下波の振幅があるが、遠方では電離層ダクトの影響で、地上の波動の減衰は入射波よりも小さくなることを示されている。詳しい事は講演時に報告したい。

図-1
Polarization

$m = -1, \varphi = 0$
 $\omega D/V_2 = 2, R_0/D = 1, V_2/V_1 = 0.4$

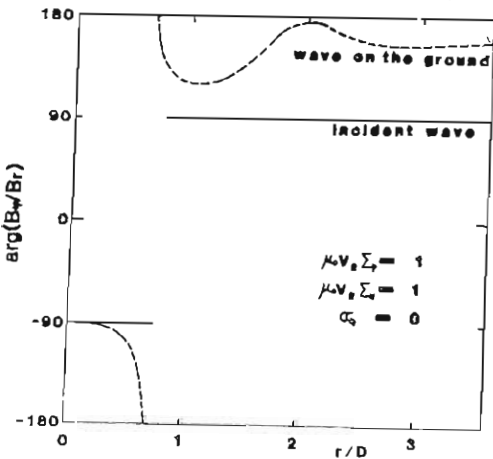
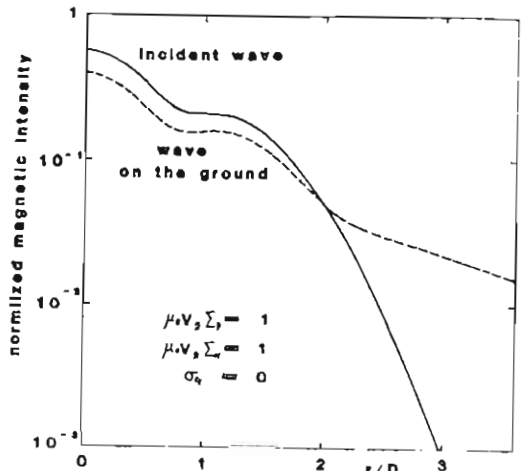


図-2
Wave Intensity

$m = -1, \varphi = 0$
 $\omega D/V_2 = 2, R_0/D = 1, V_2/V_1 = 0.4$



α-効果とβ-効果を考慮した磁気流体波

並川 富一, 浜端 広充
(阪市大・理)

Small scale の運動や場が存在する下での large scale の速度 U や磁場 B の変動を研究するためには, small scale の波によるポインロモーティヴ力と平均起電力を U と B の関数として表示しなければならない。本報告では, Fourier 解析の方法と摂動法を用いて, 無衝突プラズマ中のランダムな Alfvén 波による平均起電力とポインロモーティヴ力を算出したことを示し, それらの力を通し, small scale の波が large scale の波へ如何なる影響を与えるかについて議論する。

等方なスペクトルを持つランダムな Alfvén 波による平均起電力 $\overline{\mathcal{E}}$ とポインロモーティヴ力 F_{pon} に関する表示は次のようになる。

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{E}}^{\pm} = & \frac{\beta^{\pm}}{6} [2e(e \cdot \nabla)B - 2\nabla(e \cdot B) + e \times (\nabla \times B)] \\ & \pm \frac{\sqrt{4\pi\rho}}{6} \beta^{\pm} [2e(e \cdot \nabla)U - 2\nabla(e \cdot U) + e \times (\nabla \times U)], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{pon}}^{\pm} = & \frac{\beta^{\pm}}{6} [(e \cdot \nabla)\nabla \times U + 2e \times \nabla(e \cdot \nabla)e \cdot U] \\ & \pm \frac{\beta^{\pm}}{6\sqrt{4\pi\rho}} [(e \cdot \nabla)\nabla \times B + 2e \times \nabla(e \cdot \nabla)e \cdot B], \end{aligned} \quad (2)$$

ここで,

$$\beta^{\pm} = \pm \sqrt{V_A}^{-1} \int_0^{\infty} \frac{F^{\pm}(k)}{k^2} dk,$$

e は, B に平行な単位ベクトル, V_A は, Alfvén 速度, $F(k)$ は, ランダムな速度場の helicity spectrum function, $+$, $-$ は, それぞれ, 磁場に平行に伝播するランダムな波と反平行に伝播するランダムな波に対応している。

Small scale のランダムな波が large scale の Alfvén 波に如何なる影響を与えるかは, (1), (2) をそれぞれ誘導方程式と運動方程式に代入することにより得られる基礎方程式から導出される分散関係式を解析することにより調べることができる。(1)より, α 効果は, 含まれていないが, α 効果も含めて議論することにする。 α 効果と β 効果が共存する場合の興味ある結論は, 磁気流体波の成長率が, 磁場方向に関して非対称になるといふことである。波の性質の詳細な議論は, 講演時に報告することとする。

References

- 1) Namikawa, T. & Hamabata, H. 1982 J. Plasma Phys. 28, 293.
- 2) Hamabata, H., Namikawa, T. & Hosoya, Y. 1982 J. Plasma Phys. 28, 309.
- 3) Namikawa, T. & Hamabata, H. 1983 J. Plasma Phys. (in press).

低緯度地磁気脈動への応用

糸長 雅弘, 北村 泰一 (九大理)

信号に雑音を加わったデータが観測されたとき、データを適当なフィルタに通して雑音成分を除去し、なるべく正確に信号を再現したい場合がある。このような処理を行なうフィルタの一つとして Wiener フィルタが知られている。Wiener フィルタの周波数特性は

$$H(f) = \frac{\text{signal power}}{\text{signal power} + \text{noise power}}$$

となるが、通常信号と雑音の性質は未知であるのでこの量は計算出来ない。そこで、この量のメジャーとしてデータから直接に計算出来る量 $P(f)$ (degree of polarization と呼ばれる) が導入された [1]。 $P(f)$ を周波数特性とするフィルタを Data-Adaptive Polarization Filter (DAP フィルタ) という [2]。DAP フィルタの二、三の特徴を挙げる

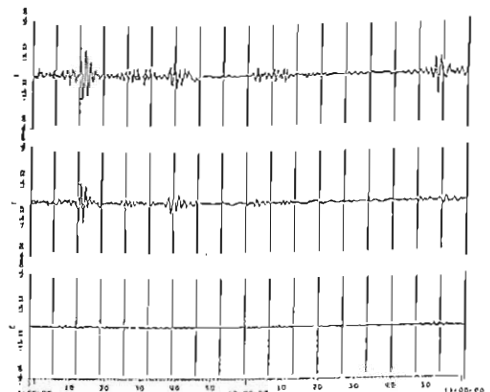
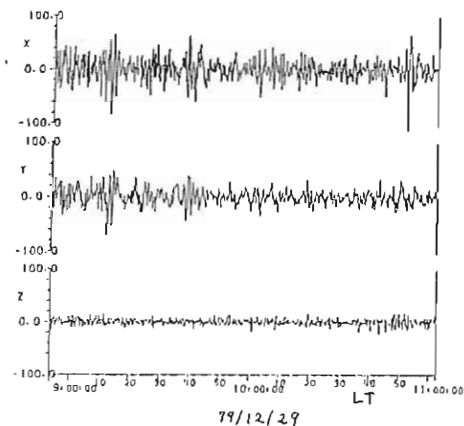
- 1) 二次元以上のデータに対してのみ適用される
- 2) フィルタの性質はデータに依存する
- 3) zero phase shift filter である

となる。

DAP フィルタは極域 $Pi2$ (electrojet current noise によって隠されてしまうことが多い) の検出に成功している [3]。低緯度 $Pi2$ の場合、夜間に現れるときには明瞭であるが、昼側に発生したときには Pc activity のために判別出来なくなってしまうかもしれない。このようなときには DAP フィルタが有効であろう。また、日本のような狭い国土では観測にはいっても雑音がついてまわる。この雑音の除去には DAP フィルタが有効である。

文献

- [1] Samson, J. C., Geophys. J. R. Astr. Soc., 34, 403-419, 1973.
- [2] Samson, J. C., and J. V. Olson, Geophysics, 46, 1423-1431, 1981.
- [3] Rostoker, G., and J. C. Samson, Planet. Space Sci., 29, 225-247, 1981.



阿蘇で観測されたデータ(左)と DAP フィルタからの出力(右)。

MANGNETIC SHELL の独立性

北村泰一

九州大学 理学部

極域磁気現象を理解するために、われわれはしばしば等価電流系を描く。Sqのようなダイナモoriginatedな等価電流系を別にして、地磁気脈動のような磁気圏波動現象を含む極域の様々な磁気現象を電離層電流で理解することは無理が多い、ということを示すことが本稿の目的である。

これらのことを一言でいえば、多くの極域磁気現象は、南北方向に極端に短い波長(数10 km)をもち、東西方向にも、現在の観測網で検出できる程度の波長(数100 km)をもつということである。

更に別の言葉でいうと、極域磁気現象の多くに対して、magnetic shell は、それぞれ独立に振舞う。と言える。

従来、Pc5は勿論、Pc3や、はなはだしくはPi2にいたるまで等価電流系を描いてきた。本講では、これらの理解の仕方は誤っていることがおおいことを、多くの例をもって示す。

とりあげる現象は、Pc5, Pc6, Psc6等である。また、不規則な変化についても、上で述べたことの例外ではなく、一見irregularな変化できえ、従来考えていたようにそれが電離層の中を流れる電流によるものではなく、磁気圏を伝播してきたものであると考えられる。

ただし、SScについては、上記のことがあてはまらず、波長が、南北-東西とも非常に長いことが認められる。

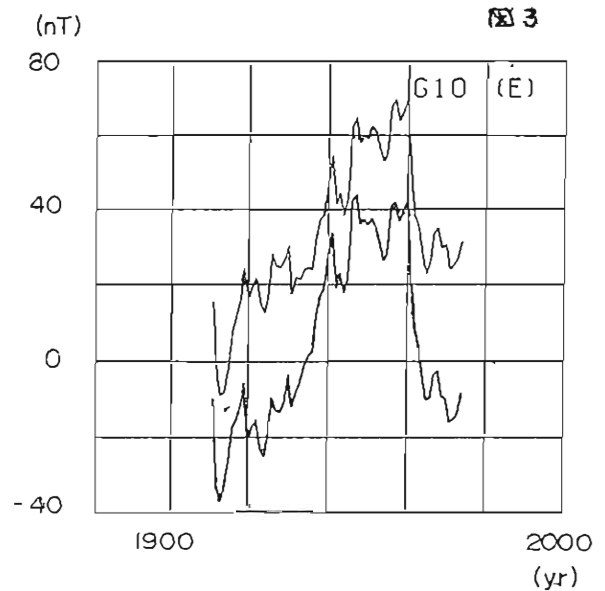
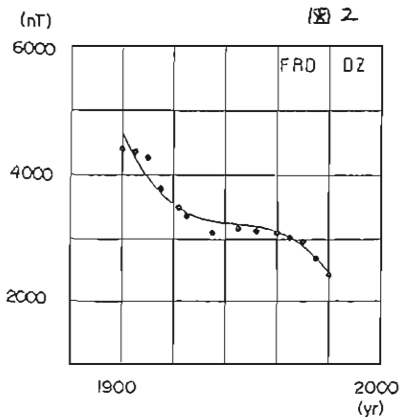
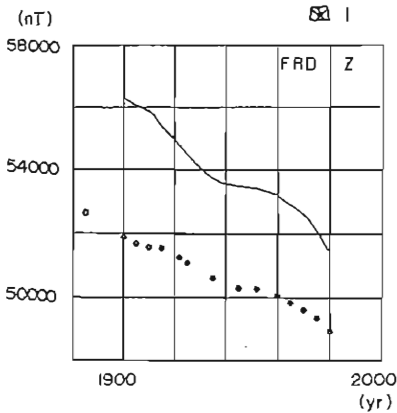
観測所データによる地球磁場ポテンシャルの
球函数展開 (1911年 ~ 1974年)

山本 哲也, 行武 毅
(東京大学・地質研究所)

地球の現在の磁場の様子を調べる際に、地磁気ポテンシャルの球函数展開は有効な方法のひとつである。しかしながら、これまでにならぬ球函数展開モデルは、その時期が不連続間隔であったり、モデルごとに使用した観測データの分布や計算方法がことなっているため時間的連続性が劣る。また、地磁気永年変化をみようとする場合には問題がある。ここでは、結果を連続性のよい等間隔の時系列としてとるため、1911年から1974年までの世界20ヶ所の観測所年平均値をもとに、各年について球函数展開を行なった。結果として得られるガウス係数の時系列を解析することにより、数年から数十年のtime scaleをもつ永年変化の様子が明らかにすることが期待される。

観測所データには、地球の現在の磁場のほかに局所的磁場がふくまれる。そのための直接球函数展開すると、局所的磁場の影響がトレンドとしてはいりこみ、その大きさが無視できない。これを防ぐために、あらかじめ観測所データから局所的磁場(球函数の高次項による磁場)を大まかにとりのぞく。(図1,2: Fredericksburgの例) すなわち、観測値(図1実線)と、これまでにならぬモデルから計算された低次の磁場(図1黒丸)との差(図2黒丸)を時間の多項式で近似して(図2実線)各年の高次の磁場を推定し、これを観測値から補正した。これによって近似的に球函数の低次項による磁場(地球の現在の磁場)のみを球函数展開に適用することが出来る。

展開結果の1例として $g_1^{(e)}$ (外部起源の地軸に平行な双極子磁場) を図3に示す。太陽活動の影響を受けていると考えられる、周期約10年の変化がみられる。



本線: 3次の球函数展開の場合
和線: 4次の球函数展開の場合

三浦 輝夫, 甲斐 透
 (阪市大理) (阪市大理)

地球磁場の反転モデルで有名なカオスモデルは、N ディスク・ダイナモ系である。これは LORENZ モデルより以前に提唱された、カオティックなふるまいを不規則系である。我々はこれを N ディスクにすることによって、質的に異なるカオス (hyper chaos) をみつけた。

n 番目のダイナモの電流を $x_n(t)$, 抵抗を α , ディスクの回転角速度を $y_n(t)$, 外力のトルクを 1 とする。周期境界条件を満たすように結合する (図 1)。この系を支配する方程式は次のようになる。

$$\dot{x}_n = -\alpha x_n + x_{n-1} y_n, \quad \dot{y}_n = 1 - x_{n-1} x_n, \quad (n=1, 2, \dots, N)$$

さらに, $\hat{x}_k = \frac{1}{N} \sum_n \omega^{kn} x_n(t)$, $\omega = e^{i2\pi/N}$ とフーリエ分解する。

$N=1$ のときは BULLARD ダイナモ, $N=2$ のときはカオスダイナモになる。我々は N を 3, 4, 5, 6, パラメータ α を 0.1 から 5.0 まで変化させて数値計算を実行した。 $N=3$ のとき $\alpha \approx 1.0$ の近傍ではリミットサイクルであり、その両側で質的に異なるカオス領域がみつかった。 $\alpha = 0.3$ のときのカオス軌道 (x_3, y_3) を図 2 に, $x_3(t)$ のパワースペクトル密度を図 3 に示す。この軌道はリヤプノフ数が 2 つ正になっているハイパーカオスである。また $\alpha = 0.6$ のとき N を 4, 5, 6 としたときのカオス軌道 (x_4, y_4) , (x_5, y_5) , (x_6, y_6) をそれぞれ図 4, 5, 6 に示す。

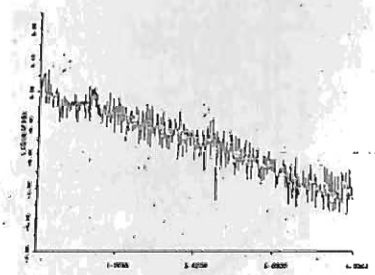
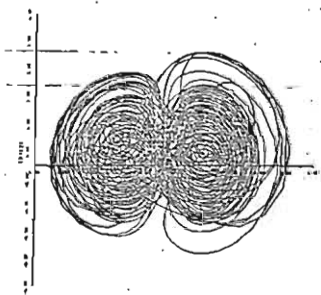
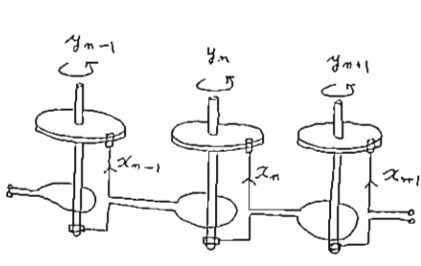


図 1. N ディスク・ダイナモ系

図 2. $N=3 \quad \alpha=0.3$

図 3. $N=3 \quad \alpha=0.3$

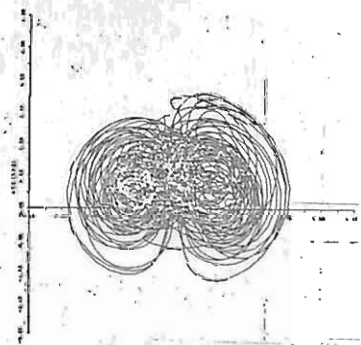
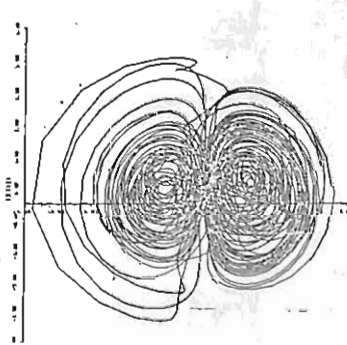
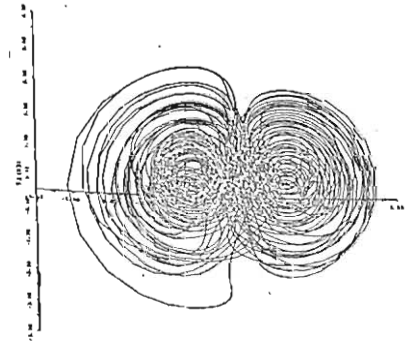


図 4. $N=4 \quad \alpha=0.6$

図 5. $N=5 \quad \alpha=0.6$

図 6. $N=6 \quad \alpha=0.6$

清水 誠 ・ 本藤 義守
東工大理

地球磁場の極性逆転の物理的意味を考
えるうえで重要なものに、力式モデルとよ
ばれている結合円板ダイナモがある。この
系は非線形現象の例としてもよく知られて
いる。我々はこの力式モデルに着目し、こ
のモデルにおける極性逆転の統計的性質を
調べるとともに、結合円板ダイナモをもう
少し一般的に扱うことを考えた。

まず力式モデルにおける磁場極性反転の
分布を図1に示す。図からわかるように、
この分布は指数分布に近いことがわかる。
このことは観測事実によく合っているとい
える。極性継続時間の長いものも現われる
ことは興味深い。

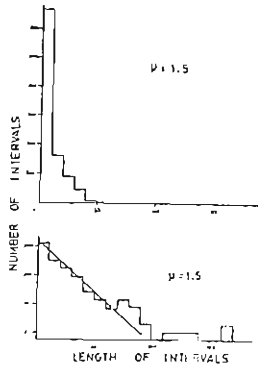


図1

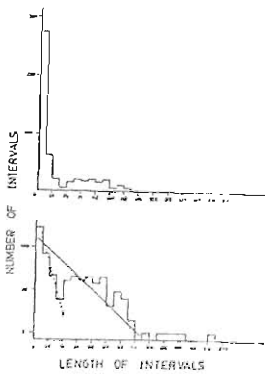
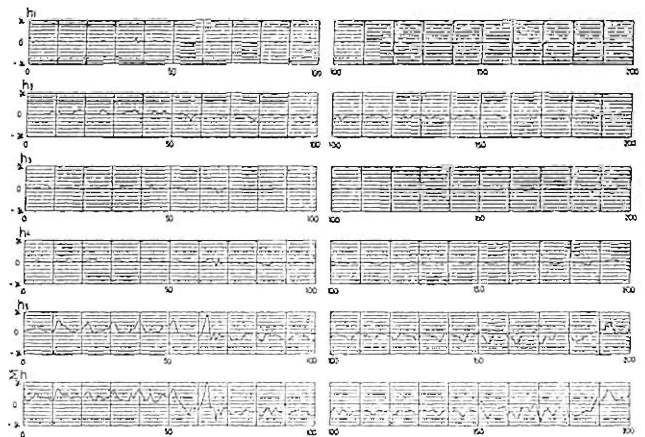


図3

つぎに、N円板モデルについて、系全
体としての極性反転を調べた。円板ダイナ
モがN個結合すれば、その振舞は非常に複
雑になると考えられがちであるが、実際は
ほそひそかではなく、系全体としては、Bullard
の単円板モデルが力式モデルのどちらかに
帰着できることがわかった。

また、地球磁場における双極子磁場と
非双極子磁場の関係を類推されたモデルと
して、非均質N円板ダイナモモデルによ
り計算を行った。一例として、N=5とし
るうちの1個の反転的円板のみある場合
について、個々の円板の磁場と系全体の磁場
の振舞を図2に示した。無反転期での振舞
は力式モデルほど規則的ではなく、地球磁
場の変動をよく表現しているのとは異なる
と思う。このモデルの特徴は、力式モデル
に *time-delayed feedback* をついで加えた点
にあり、吉村も指摘しているように、非線
形系における *time-delayed feedback* の重要
性が示唆される。なお、この系全体とし
ての磁場逆転は、図3に示されているように、
近似的にはやはりポアソン過程としてよい。

図2



日本近海における地磁気の Secular Variation について

歌代慎吾

東京理科大学理学部物理学教室

前回は日本、地磁気観測所を蒲別、水沢、栢岡、鹿野山、八丈島、下里、鹿屋、父島の8ヶ所、ソ聯の Yakutsk, Magadan, Sakhalinsk, Vladivostok の4ヶ所、台湾の Lumpung, フィリッピン の Muntinlupa の計14ヶ所の地磁気観測所の地磁気3成分、X, Y, Z の年平均値を用い、1965年及び1981年迄の Secular Variation の分布の逐年変化を調査したが、今回は更に中国の3地磁気観測所蘭州、北京、上海、データを加え Secular Variation の分布の逐年変化を調べた。中国の3地磁気の Secular Variation は値が大きく、従って分布図中の Vortex の中心に近づくで、Vortex の移動、増大に重要なデータを与えた。次に今回調査した日本近海の Secular Variation の分布図の内、1980年について IAGA が決定した IGRF の Secular Variation の分布図と比較した。1980年の IGRF の Secular Variation の分布図は $n=m=8$ とし計算したものであるが両者はほぼ一致している。尤も詳細については相違がある。これは IGRF の場合球函数による係数を $n=m=8$ としそれ以上の High Harmonics を省略しているのことが影響と考えられる。

山崎断層周辺における地磁気永年変化観測(V)

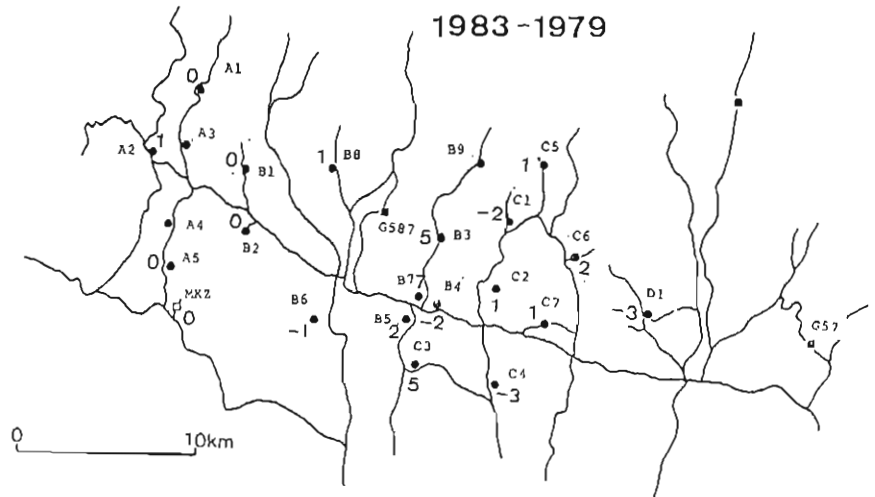
住友則彦 山口 寛 岩越 朗
 (京都大・教養) (神戸大・自然科学) (神戸大・理)

山崎断層周辺に設けた25ヶ所の磁気
 気点で、昭和50年よりほぼ年1回の割合で
 全磁力の精密測量を実施している。種々
 事情により、昭和55年以降観測を中断し
 ているが、今回約3年ぶりに測量を実施し
 た。この間、磁気気点近の状況が著しく変
 化したと思われ、4地気点を除けば、磁気気
 点の保存は良好であった。

観測方法は連続観測モニター気点を安宿観
 測室近傍に設け、各磁気気点との差を求め、
 さらに、鳥取基準気点(連続観測)へ化成す
 る方法をとった。従来は、モニター気点と山
 崎断層の南西、三日月町に設けていたが、
 今回から観測域のほぼ中央に設けること
 にした。各磁気気点では1分毎10分間の測定
 をした。測定結果の総合精度は ± 1 mTで
 ある。

前回(昭和54年)との全磁力差を図に
 示す。

断層中央部から西側では、ほとんど変化
 は見られないのに対して、東側ではやや大
 きな変化が目立つ。特に、B3やB7で
 変化が大きい。この2気点は、昭和52年に
 B3付近で発生したM_s4の地震時に約4
 mT減少した地域に当たることは興味深い。



千屋断層トレンチ面における磁化率の測定

東富一雄, 西谷忠師, 領木邦浩
(秋田大学, 鉱山学部)

千屋断層は、1896年の陸羽地震 ($M=7.0$) によって生じた地層断層の一部である。この断層については、活断層電磁気研究グループにより、1980年に総合調査が実施された。その際、断層沿いに、数10 nT ~ 100 nT の磁気異常が見出された。この磁気異常の発生原因についてモデル計算がなされた結果、単なる地形変動のみでは説明できず、断層沿いに周辺より磁化率の大きな物質の存在を仮定しなければならぬことが報告されている。

1982年9月~10月にかけ、この断層のある地点(秋田県仙北部千畑村幸小森)において、松田時考らにより、トレンチが行われた。同研究グループの好意により、トレンチの壁面において磁化率の分布を測定する機会が与えられた。トレンチの壁面は、長さ約20m、深さ約4mである。この壁面に、1m x 0.5m のメッシュ点として、磁化率を測定した。測定器はBisonの磁化率計に in-situ 用コイルを取り付けたものである。

測定結果によれば、千屋層中の泥岩は殆んど磁化率が低く、その上に堆積した礫岩が 10^{-4} e.m.u. 程度の平均磁化率を有することが分った。なお、逆断層により、東部から空を上げられ、泥岩の前方(両方)に、局部的に磁化率の大きい部分が存在する。

この測定結果を基に、磁化率分布をモデル化し、そのモデルに対応した磁気異常を算出した。その中の一例が Fig. 1 に示してある。図からも分かるように、このモデルに対応した磁気異常の振幅は約60 nTである。トレンチ面は、極めて複雑な岩相分布を示し、この一方向におけるモデルが、他のものの代表例とは判じ難い。しかし、このような磁化率分布による異常は、前の総合調査により見出された磁気異常の要因の一部であると考える。

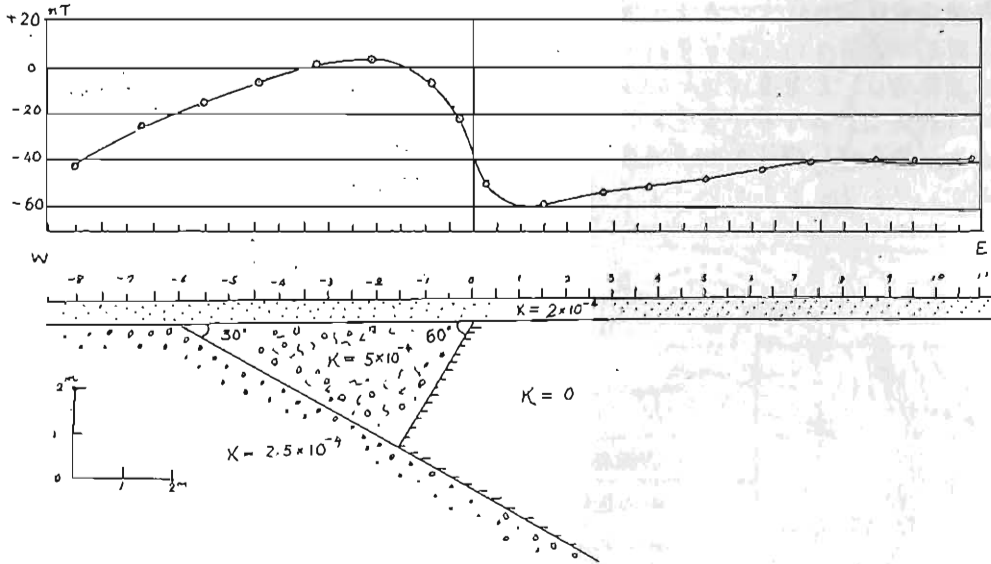


Fig. 1.

小笠原諸島はどこから来たか？

松田雅一・松原由和・西村純子（神大・理）

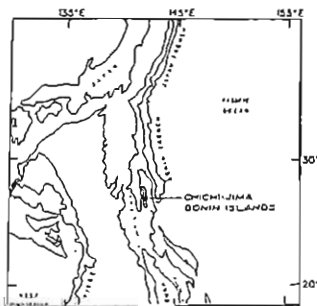
太平洋西端に属する典型的な島弧である伊豆-マリアナ弧の中で小笠原諸島だけが島弧として特異的な存在であることは、以下の通りである。

- (1) 小笠原の父島には、Boninite と称される岩石や安山岩が噴出しており、伊豆諸島の多くの島で見られるソレイト系列と異なり、アルカリ質の火山活動によって特徴づけられる (Miyashiro, 1974; Shiraki and Kuroda, 1977)。
- (2) 岩石の K-Ar 年代が伊豆諸島や硫黄島では数 m.y. がそれ以下であるのに対し、小笠原では数 10 m.y. の年代が報告されている (Kaneoka et al., 1970)。
- (3) 岩石の $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ 比が高くて、伊豆-マリアナ-パラウ-ヤップ弧の中では特異である (Matsuda et al., 1976)。
- (4) 太平洋側の深い海溝が小笠原のところで浅くなっている。
- (5) 深い地震が、小笠原のところで起こっている (Katsumata and Sykes, 1969)。
- (6) 世界で最高の正の重力異常がある (Tanaka et al., 1974)。

これらのことから、小笠原諸島は、一般に考えられているようなフィリッピンプレートに対する太平洋プレートの沈み込みによる島弧の成因とは異なるようにも思われる。一つのおもしろい解釈は、小笠原は太平洋プレートによって運ばれてきたものであるということである。

これを、Matsubara and Matsuda (1980) によって提唱されたプレートの回転に伴う“古経度”の変化から検証することを試みた。いま、マントルに対する太平洋プレートの回転極は地理極に近く、もし小笠原が太平洋プレート上に乗って移動しにとすれば、島全体の磁化の偏角はほとんど変わらない。しかし、フィリッピンプレートのマントルに対する回転極は、北海道沖近くにあり、これに乗っていったとすれば、島全体の磁化は大きく東へずれたことになる (表 1)。Tanaka et al. (1974) の父島での全磁力測定から、島全体の磁化方向を逆変換で求めれば、小笠原の父島が太平洋プレート上にあつたのか、フィリッピンプレート上にあつたのかが検証できるわけである。結果は……

表 1.



父島 (27°05' N, 142°12' E)
 I.G.R.F. (1980) D=-2.95°
 I=36.3°

	フィリッピンプレート	太平洋プレート
回転極	44° S, 25° W	70° S, 79° E
回転速度	1.42° / m.y.	0.998° / m.y.
40m.y.前の位置	25.23° N, 162.79° E	13.79° N, 179.45° W
現在の磁化の方位	43.30	26.15
偏角	61.03	-3.20

MAGSATデータを用いたDouble Fourier級数展開による日本周辺の地磁気異常の解析

中川 一郎・行武 毅
東京大学地学研究所

1. 方法

地磁気異常の抽出は、 $8^{\circ}N \sim 68^{\circ}N$ までの各々の軌道毎に各成分で6次の完全正規面文化したLegendre多項式を近似して、その残差を地磁気異常とした。

衛星の各測点の高度差の違いを補正して、決まった高度レベルでの地磁気異常を求めた。この解析ではDouble Fourier級数展開を用いた。この方法で、Equivalent Source法のようにSourceに24781の仮定を必要とせず、少ない項数で短波長の地磁気異常を表現できた。ただし、以下の特徴がある。

地磁気異常 V をシラールで、

$$V = X_0 z + Y_0 y + Z_0 z + \sum_m \sum_n a_{mn} e^{2\pi i m x} e^{2\pi i n y} e^{2\pi \sqrt{m^2 + n^2} z}$$

の形に、 x, y 方向にDouble Fourier級数展開して、最小角乗法を用いた。

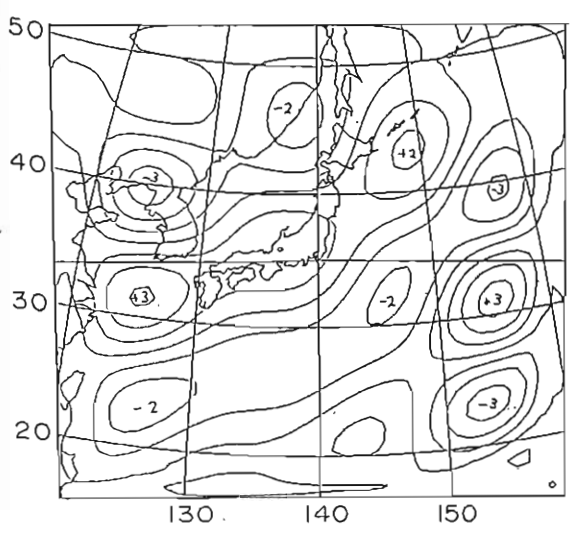
$$\chi^2 = \sum (B_{zi} - B_z(x_i))^2 + (B_{yi} - B_y(x_i))^2 + (B_{xi} - B_x(x_i))^2$$

が最小になるように、 X_0, Y_0, Z_0 および a_{mn} を求めた。

2. 日本周辺の地磁気異常

波数 $m = n = 3$ までの各係数を求め、地磁気異常を合成した。図1図に示すのは、展開を行なった領域を、 x 各方向 400 km に限定して合成した地磁気異常図である。約 1300 km の長波長の地磁気異常が表現されている。

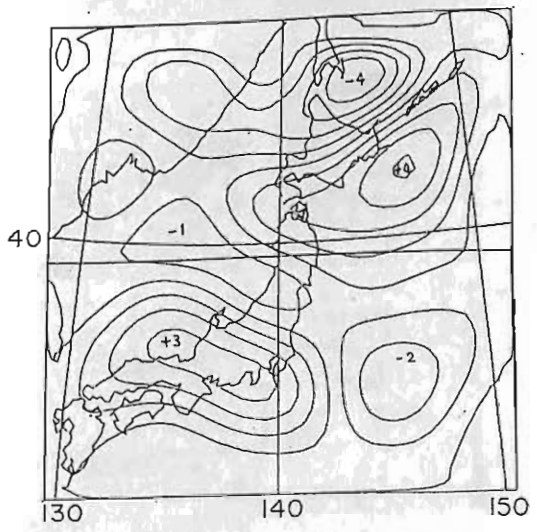
領域を x, y 各方向 2000 km に限り、約 200 km の短波長の地磁気異常を求めたものが、図2図である。日本海の島の異常、千島列島の正の異常の様子が、細かいスケールで判明する。



$\Delta Z(300 \text{ km})$

図1

($\Delta = 9$ - 間隔 1 nT)



$\Delta Z(300 \text{ km})$

図2

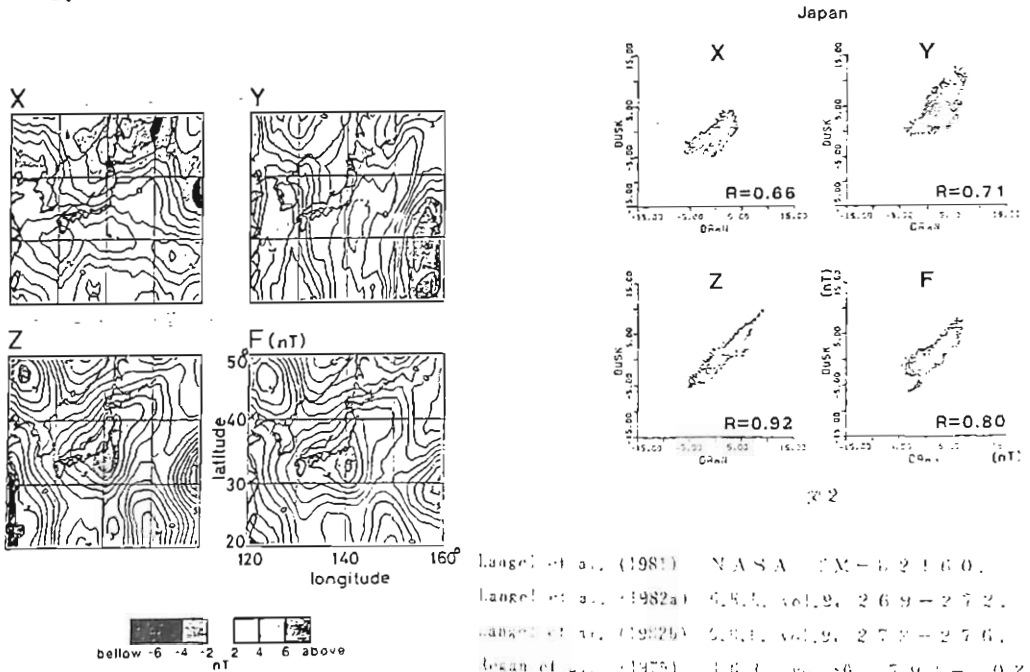
($\Delta = 9$ - 間隔 1 nT)

人工衛星の磁場データを使った磁気異常図がいくつか発表されているが(Rogan et al, 1975, Langel et al, 1982a, Yanagisawa et al, 1982), 擾乱磁場(磁気圏, 電離層, 電磁応答起源の磁場)の構造をはっきりつかまなまま経験的な補正を行なっているために, それが完全に取り除かれていない可能性がある. 衛星磁気異常図は擾乱磁場の影響を非常に受け易く, その構造を明らかにし, 物理的に意味のある補正をすることが必要である.

まず, 核の磁場を表すものとして, 地球磁場モデル MGST(4/81)(Langel et al, 1981)をデータから引き去った.

次に, 地球半周分のデータを解析することにより, 磁気圏および電磁応答起源の磁場は, zonalな1次の球関数で表わせることがわかった. MAGSATは太陽同期軌道をとんでいるため, その local time は6:00または18:00である. 球関数を用いて磁気圏磁場, 電磁応答磁場を取り除いたデータを, それぞれの local time で stacking することにより, 電離層磁場を dip latitude の関数として取り出すことに成功した. このようにして求めた平均電離層磁場をデータから引き去った. これを平均電離層磁場補正法(MIC)と呼ぶ. 以上の手続きによって, 擾乱磁場のないデータが得られたので, これを $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ (緯度 \times 経度)の格子内で平均して, 図1のような磁気異常図が得られた. 平均高度は420kmである.

擾乱磁場の構造は, local time 6:00と18:00で違う. これを利用して, 擾乱磁場が本当に取り除かれているかどうかを評価できる. 6:00のデータ, 18:00のデータから独立に磁気異常図を作り, その相関をとる. 補正が不十分だと, それが2枚の図の違いとなって現われ, 相関が悪くなる. 図2に, 図1を作るのに用いたデータの相関を示す. 平均電離層磁場補正法を用いたこの図では, 相関が良いばかりでなく, 分散も大きく, 擾乱磁場がほぼ完璧に取り除かれ, 地殻磁気異常を正確に表わしていることがわかる.



Langel et al. (1981) NASA TN-81-60.
 Langel et al. (1982a) J.G.R., vol.9, 269-272.
 Yanagisawa et al. (1982b) J.G.R., vol.9, 273-276.
 Rogan et al. (1975) J.G.R., vol.8, 791-802.
 Yanagisawa et al. (1982) J.G.R., vol.9, 22-24.

日本周辺の長波長地磁気異常とその原因

植田義夫
海上保安庁水路部

地磁気異常とは“観測の測量された地球磁場の値と地球核内に起因する地球主磁場との差”と定義される。

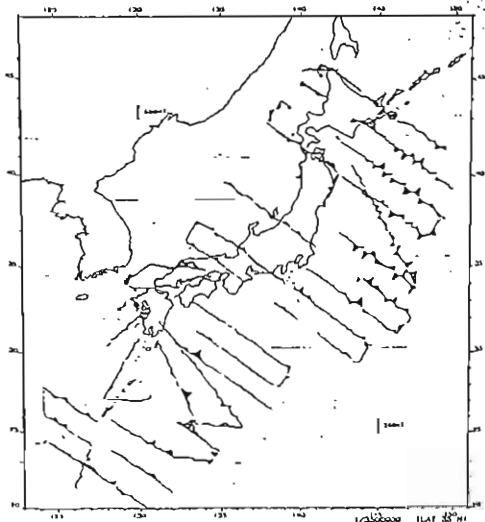
このような地磁気異常は波長数km~数十kmの短波長の異常と、波長数百km~数千kmの長波長異常とに大きく区分できる。後者の長波長地磁気異常を求る方法としては、

- ① 人工衛星や気球などを使用した高高度での地磁気測量データから直接求める方法
- ② 海上や比較的low高度で得たデータからポテンシャル論を応用して上方推定を行なう高高度の異常を求る方法
- ③ 地域的磁場分布を経緯度の多項式で近似し、それと世界標準磁場との差から求める方法。

ひびがある。

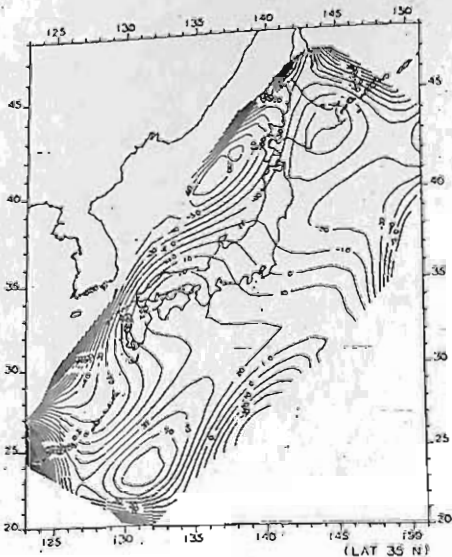
今回、筆者は、水路部が1979年から1980年にかけて第11回全国磁気測量の一環として実施した衛星磁気測量成果を用いて、日本周辺の地域的磁場分布を経緯度の多項式(植田, 1985)で表現し、それと、MAGSAT衛星データがNASAが求めた世界標準磁場“MST 4.81”との比較から日本付近の長波長地磁気異常図を作成した。(中2回)

このように求めた長波長地磁気異常の原因としては、1) 世界標準磁場が正確に地球主磁場を近似していない。2) 地殻の比較的深部がマントル上部に存在する大規模な構造を實際に反映し得ない。3) 構造的には差異はなれど、帯磁岩体の走向、帯磁方向と強度の差により異が現れやすい。等が考えられる。ここでは、長波長地磁気異常の原因について、二次元帯磁モデルによる定量的検討を加えたので、その結果も含めて報告する。



Magnetic anomaly profile of total force
Reference field is MST 4.81.

第1回



長波長地磁気全磁力異常図(単位nT)

第2回

日本近海の地磁気成分測定

伊勢崎修弘
(神大理)

松原由和
(神大自然科学研究科)

白鳳丸KH82-4航海('82 7/23 ~ 8/20)において地磁気成分測定及び全磁気測定を行なった。地磁気成分は、我々が開発した船上成分磁気計(STM)によって測定し、全磁気はプロトン磁気計によって測定した。STMは3軸直交のリングコアセンサーであり、測定及びデータの格納はマイコンによって制御されている。測定された地磁気成分は船体磁気の影響を受けているため船首方向の変化あるいはローリング、ピッチングの変化に大きく左右される。この影響を取り去るためにジャイロコンパス、バーナカルジャイロによりこれらの角度を地磁気成分と同時に測定し適切な補正を行なった。KH82-4の測線は下図の通りであるが今回はこれらの中から興味深いものをいくつか選んで報告する。

