

# 第79回 日本地球電気磁気学会講演会

---

## 講演予稿集

- と き／昭和61年4月9日(水)～11日(金)
- と ころ／東京工業大学大岡山キャンパス

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第79回総会・講演会プログラム

日 時 昭和61年4月9日(水)～4月11日(金)  
 場 所 東京工業大学大岡山キャンパス  
 東京都目黒区大岡山2-12-1  
 会場 Tel. 03-728-9818

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
4月9日	I		さきがけ・すいせい				太陽・太陽風		宇宙線			
	II		磁気圏波動 I				磁気圏・電離圏結合		同位体・年代			
	III		大気圏力学				惑星・太陽系生成		主磁場・永年変化・磁気異常			
4月10日	I	電離圏構造										
	II	計測器・ロケット観測		ULF波動			特別講演		総会		懇親会	
	III	テクトノマグネティズム・地電位差		電気伝導度								
4月11日	I	極光関連現象 I		極光関連現象 II			極光関連現象 III		磁気圏構造			
	II	大気組成・放射					磁気圏波動 II		磁気圏波動 III			
	III	岩石磁気		古地磁気 I			古地磁気 II		古地磁気 III			

- \* 指定時間を厳守して下さい。(講演12分, 討論3分)
- \* 各会場ともスライドプロジェクター, オーバヘッドプロジェクター各1台が用意されています。
- \* ポスターセッションはありません。

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>さきがけ・すいせい</b>	<b>磁気圏波動 I</b>
	座長 向井利典(宇宙研)	座長 寺沢敏夫(宇宙研)
10:00	I-1. 「さきがけ」, 「すいせい」の観測経過概要 ○伊藤富造(宇宙研), 平尾邦雄(東海大), 「さきがけ」, 「すいせい」研究班	II-1. 静電波乱流による沿磁力線電流の減少 ○山本 隆(東大理), J. R. Kan(アラスカ大)
10:15	I-2. 「さきがけ」による太陽風観測 ○小山孝一郎(宇宙研), 平野孝文, 平尾邦雄(東海大)	II-2. 磁気圏中のカイネテックアルベン波の運動論 ○中村 匡, 玉尾 孜(東大理)
10:30	I-3. 「すいせい」による太陽風イオンの観測 ○三宅 亘, 向井利典, 寺沢敏夫(宇宙研), 平尾邦雄(東海大)	II-3. オーロラキロメータ放射(AKR)の微細構造 ○森岡 昭, 高橋清利, 大家 寛(東北大理)
10:45	I-4. 「さきがけ」・「すいせい」・IPSの観測した太陽風の構造 ○小島正宜, 柿沼隆清(名大空電研), 小山孝一郎, 向井利典(宇宙研), 平野孝文(東海大), 三宅 亘(東北大理)	II-4. 波動・粒子相互作用に於けるカオス解 ○南部充宏(九大教養)
11:00	I-5. 太陽系磁気圏プラズマシート, プラズマ擾乱の存在 — さきがけによるPWP観測の新しい結果 — ○大家 寛, 森岡 昭, 三宅 亘, 中島林彦(東北大理)	II-5. 3成分系プラズマにおけるアルフェン波の変調不安定性 ○久保 匡, 寺沢敏夫, 星野真弘(宇宙研)
11:15	休 み	休 み
	<b>さきがけ・すいせい(続き)</b>	<b>磁気圏波動 I(続き)</b>
	座長 森岡 昭(東北大理)	座長 三浦 彰(東大理)
11:30	I-6. INTERACTION BETWEEN COMETARY-AND HELIO-MAGNETOSPHERES OBSERVED BY SAKIGAKE ○Takao Saito <sup>1)</sup> , Kiyohumi Yumoto <sup>2)</sup> , Keiji Saito <sup>2)</sup> , Kohichiro Oyama <sup>3)</sup> , Kunio Hirao <sup>4)</sup> , Masanori Kojima <sup>5)</sup> , Tadao Takenouchi <sup>3)</sup> , Tomoko Nakagawa <sup>1)</sup> (1) Geophys. Inst. Tohoku Univ., 2) Hosei Univ., 3) ISAS, 4) Tokai Univ., 5) Inst. Atmos. Nagoya Univ.)	II-6. スラブ状電子ビーム不安定性の計算機シミュレーション ○大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層)
11:45	I-7. 太陽風中の磁気変化特性について ○中川朋子, 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理)	II-7. 有限電子ビームの伝搬特性 — 計算機シミュレーションと物理的考察 — ○松本 紘, 小森憲昭(京大超高層), 大村善治(京大工)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p><b>大気圏力学</b></p>		
<p>座長 深 尾 昌一郎 (京大超高層)</p>		
<p>Ⅲ - 1. 赤道大気国際観測所 (IEO) ○加藤 進, 深尾昌一郎, 津田敏隆, 佐藤 亨 (京大超高層), B. B. Balsley, T. E. VanZandt (NOAA), M. A. Geller (NASA), M. L. Chanin (NCRS)</p>		10:00
<p>Ⅲ - 2. MAP 観測をもとにした流星飛跡の時間高度分布の統計的解析 ○上原孝之, 津田敏隆, 加藤 進 (京大超高層)</p>		10:15
<p>Ⅲ - 3. MU レーダーによる中間圏風の観測 ○村岡良和 (兵庫医大物理), 川平浩二 (京大理)</p>		10:30
<p>Ⅲ - 4. MU レーダーによる中間圏風の季節変化の観測 ○山本 衛, 津田敏隆, 加藤 進 (京大超高層)</p>		10:45
<p>Ⅲ - 5. MU レーダーによる対流圏・下部成層圏エコーの特性について ○津田敏隆, 広瀬一雄, 佐藤 亨, 深尾昌一郎, 加藤 進 (京大超高層)</p>		11:00
<p>休 み</p>		11:15
<p><b>大気圏力学 (続き)</b></p>		
<p>座長 荒 木 徹 (東大理)</p>		
<p>Ⅲ - 6. 大型レーダー観測における風速推定精度の評価 ○佐藤 亨 (京大超高層), 稲葉基之, 木村磐根 (京大工), 深尾昌一郎, 加藤 進 (京大超高層)</p>		11:30
<p>Ⅲ - 7. MU レーダーによる対流圏・成層圏観測 - 平均構造と季節変化 - ○松本浩昌, 木村磐根 (京大工), 深尾昌一郎, 佐藤 亨, 加藤 進 (京大超高層)</p>		11:45

4月9日(水)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<p>さきがけ・ずいせい(続き)</p>	<p>磁気圏波動 I (続き)</p>
12:00	<p>I-8. 探査機「ずいせい」によるハレー彗星の真空紫外撮像観測(速報) ○金田栄祐(東大理), 高木幹雄(東大生産研), 平尾邦雄(東海大), 伊藤富造, 足原 修, 清水幹夫(宇宙研)</p>	<p>II-8. 電子サイクロトロン波, Zモード波のレイトレイシング ○橋本弘蔵(電機大), 山足公也, 木村磐根(京大工)</p>
12:15	<p>I-9. 太陽風 — ハレー彗星相互作用(I): 「ずいせい」観測 overview ○向井利典, 三宅 巨, 寺沢敏夫, 伊藤富造(宇宙研), 平尾邦雄(東海大)</p>	<p>II-9. 宇宙プラズマ線形波動分散特性のデータ・ベース化(I) ○植木 勉, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)</p>

4月9日(水)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<p>太陽・太陽風</p> <p>座長 小山 孝一郎(宇宙研)</p>	<p>磁気圏・電離圏結合</p> <p>座長 桑 島 正 幸(気象庁地磁気観)</p>
13:30	<p>I-10. 1986/02/04~07に観測された太陽電波バースト ○青山隆司(宮城職訓短大), 大家 寛(東北大理)</p>	<p>II-10. MITHRAS/GISMOS 電場と地上磁場観測 ○上出洋介(京産大理), MITHRAS/GISMOSグループ</p>
13:45	<p>I-11. He(10830 Å)のコロナルホールと光球上の太陽風噴出領域 ○袴田和幸(中部大工)</p>	<p>II-11. 地磁気変動解析に基づく磁気圏対流と中性大気運動の相互作用の検討 ○飯島 健(東大理)</p>
14:00	<p>I-12. 太陽風パラメータの太陽面緯度依存性に伴う地磁気活動度の年週変化 ○村山 喬, 野坂 徹(名大理)</p>	<p>II-12. 沿磁力線電流の微細構造 ○家森俊彦(京大理)</p>
14:15	<p>I-13. H<math>\alpha</math>線による太陽彩層の観測システム ○富田二三彦, 磯崎 進, 大部弘次, 磯辺 武, 大内栄治, 森 弘隆, 巨 慎一(電波研平磯)</p>	<p>II-13. L=1.7~1.8における電子, 陽子降下「大空」の観測結果 ○永田勝明(玉川大工), 河野 毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立教大理), 長谷部信行(愛媛大教養), 竹中哲喜, 菊池 順, 道家忠義(早大理工研)</p>
14:30	<p>I-14. 太陽風の stream pattern とその長周期変化 ○野坂 徹(名大理)</p>	<p>II-14. 南大西洋地磁気異常帯における高エネルギー粒子観測 ○近藤博章, 永田勝明(玉川大工), 河野 毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立教大理), 長谷部信行(愛媛大教養), 竹中哲喜, 菊池 順, 道家忠義(早大理工研)</p>

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>大気圏力学(続き)</b>		
Ⅲ-8. MUレーダーによる高速ビーム走査を用いた大気乱流観測 ○深尾昌一郎, 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)		12:00
Ⅲ-9. MUレーダーによる銀河背景放射の観測(I)(点状電波源によるビームのチェック) ○前田耕一郎(兵庫医大)		12:15

午 後

<b>惑星・太陽系生成論</b>		
座長 中 川 義 次 (東大理)		
Ⅲ-10. 微惑星の集積とガス抵抗則 ○中川義次, 大槻圭史, 中澤 清(東大理)		13:30
Ⅲ-11. 原始巨大惑星のまわりでの太陽系星雲の流れ ○関谷 実, 観山正見(京大理), 林忠四郎		13:45
Ⅲ-12. 惑星形成時の水素・ヘリウム大気(地球型惑星での保温効果, 天王星・海王星の母天体) ○佐々木晶, 中澤 清(東大理)		14:00
Ⅲ-13. 巨大惑星衛星群の質量面密度分布とその考察 ○柴田耕志, 大家 寛(東北大理)		14:15
Ⅲ-14. 太陽系星雲中での磁場の増幅と散逸 ○梅林豊治(京大理)		14:30

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
14:45	休 み	休 み
	<p style="text-align: center;"><b>太陽・太陽風 (続き)</b></p> <p style="text-align: center;">座長 袴 田 和 幸 (中部大工)</p>	<p style="text-align: center;"><b>磁気圏・電離圏結合 (続き)</b></p> <p style="text-align: center;">座長 長 井 嗣 信 (気象研)</p>
15:00	I-15. 惑星間空間衝撃波の生成と伝播 ○鷺見治一(名大空電研)	II-15. 「大空」が観測したイオンと電子のエネルギースペクトルの相補的構造の成因 ○西田篤弘, 向井利典(宇宙研), 賀谷信幸, 飯島 治(神戸大工)
15:15	I-16. 小規模の磁気流体波と大規模の磁気流体波の相互作用(II) ○浜端広充, 並川富一(阪市大理)	II-16. 地上高緯度での SC polarization に対する緯度方向の逆転について ○永野 宏(朝日大), 荒木 徹(京大理)
15:30	I-17. 太陽風 - ハレー彗星相互作用(II) - 相互作用領域における太陽風と彗星イオンの観測 - ○寺沢敏夫, 向井利典(宇宙研), 三宅 亘(東北大), 北山正信(宇宙研), 平尾邦雄(東海大), 伊藤富造(宇宙研)	II-17. 北向き IMF に伴う沿磁力線電流の推定 ○山田雄二, 竹田雅彦, 荒木 徹(京大理)
15:45	I-18. An Interplanetary Disturbance Relevant to the Tail-Turning of Comet Bradfield (19791) on 1980 February 6 ○渡辺 堯, 柿沼隆清, 小島正宜(名大空電研)	II-18. Field-Aligned Currents Near the Dayside Cusp Observed by DE 2 ○杉浦正久, 田口 聡(京大理), R. A. Hoffman, B. G. Ledley (GSFC), N. C. Maynard (AFGL), R. A. Heelis (U. of Texas, Dallas), J. L. Burch, J. D. Winningham (SRI)
16:00	I-19. 太陽風と彗星からの流出プラズマの相互作用の MHD シミュレーション ○荻野竜樹(名大空電研)	II-19. 極地電離層電流系のシミュレーション実験 ○筒井 稔, 小椋 功, 小川 徹(京大超高層)
16:15	休 み	休 み
	<p style="text-align: center;"><b>宇宙線</b></p> <p style="text-align: center;">座長 安 江 新 一 (信州大理)</p>	<p style="text-align: center;"><b>同位体・年代</b></p> <p style="text-align: center;">座長 兼 岡 一 郎 (東大理)</p>
16:30	I-20. 武山における太陽時日変化の長期変化 ○奥谷晶子, 今井加代, 加藤 博(理研)	II-20. 深海底堆積物中のヘリウム同位体について ○高柳昌弘, 小嶋 稔(東大理)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>惑星・太陽系生成論 ( 続 き )</b>		
Ⅲ-15. レイリー・テイラー不安定による地球 コア形成 ○井田 茂, 中川義次, 中澤 清(東大 理)		14:45
Ⅲ-16. イオ衛星による Alfvén 波擾乱の励起に 関する計算機シミュレーション 大家 寛, ○阿部博史(東北大理)		15:00
Ⅲ-17. 木星デカメートル波の広帯域偏波及び 多地点強度変動同時観測システムの開発 ○今井一雅, 太田雄一(高知高専)		15:15
休 み		15:30
<b>主磁場・永年変化・磁気異常</b>		
座長 本 蔵 義 守 ( 東工大理 )		
Ⅲ-18. 地磁気アトラクター — 非周期的時系 列データのカオテック解析 — ○三浦輝夫, 甲斐 透(大阪市理)		15:45
Ⅲ-19. 地球磁場のアナログモデルとしての力 武ダイナモ ○星 雅之, 河野 長(東工大理)		16:00
Ⅲ-20. 非双極子磁場の永年変化における停滞 性磁場と移動性磁場の脈動の効化 ○松島政貴, 本蔵義守(東工大理)		16:15
Ⅲ-21. 全磁力夜間値の変動 ○藤田 茂, 岡本明久, 吉森ゆかり(地 磁気観)		16:30



4月9日(水)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>宇宙線 (続き)</b>	<b>同位体・年代 (続き)</b>
16:45	I-21. 松代(地下約 200 米水深相当の深さ)における宇宙線強度変化の観測 ○森 覚, 安江新一, 鷺坂修二(信大理), 一之瀬匡興(信大教養)	II-21. 深海底堆積物中の地球外起源の希ガス—ソーラーフレア起源の可能性— ○甘利幸子(神戸大自然科学), 小嶋 稔(東大理)
17:00	I-22. IMF極性に依存した宇宙線恒星時日変化 ○長島一男, 龍岡亮二, 宗像一起(名大理), 一之瀬匡興(信大教養)	II-22. Loihi 海底火山付近の海水中の希ガス同位体組成と希ガス存在度 ○五十嵐丈二, 小寺雅子, 小嶋 稔(東大理), 石橋純一郎, 酒井 均(東大海洋研)
17:15	I-23. 三次元解析よりの宇宙線異方性と惑星間空間磁場 矢作直弘(岩手大人社), ○高橋八郎(盛岡大), 長島一男(名大理)	II-23. ザイール産ダイヤモンドの K-Ar アイソクロン年代測定(II) 座主繁男, ○小嶋 稔(東大理), 仁藤修(東京農工大)
17:30	I-24. 惑星間磁場の長週期変動と宇宙線 ○藤本和彦, 長島一男, 龍岡亮二, 宗像一起(名大理)	

4月10日(木)

第2日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>電離圏構造</b>	<b>計測器・ロケット観測</b>
	座長 丸 橋 克 英 (電波研)	座長 橋 本 弘 蔵 (東京電機大)
9:00	I-25. MUレーダーによる電離層電子密度の観測 ○佐梁智昭, 竹田雅彦, 荒木 徹(京大理), 佐藤 亨(京大超高層)	II-24. EXOS-D 衛星/電場計測用(ダブルプローブ法)プリアンプの設計 ○岡田敏美, 田中義人(空電研), 鶴田浩一郎, 早川 基, 中村正人(宇宙研)
9:15	I-26. MUレーダーによる電離圏の観測(II) ○伊藤敦夫, 木村磐根, 深尾昌一郎(京大工), 佐藤 亨, 加藤 進(京大超高層)	II-25. K-9M-79号機による高周波プラズマ波動のポインティングフラックスの計測(速報) ○小原隆博, 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)
9:30	I-27. 国際重力波協同観測期間中の電離層観測 菊池 崇, ○野崎憲朗, 吹留重春, 小田 忠, 川合栄治, 西牟田一三, 上敷領昭五(電波研)	II-26. K-9M-79号機によるイオン質量分析 ○賀谷信幸(神大工), 向井利典(宇宙研), 松本治弥(神大工), 伊藤富造(宇宙研)
9:45	I-28. 磁気擾乱時の熱圏大気温度 ○岡野章一(東北大理), J.S. Kim(SUN Y/Albany)	II-27. K-9M-79号機におけるダブルプローブによる電場測定 ○中村正人, 鶴田浩一郎, 早川 基(宇宙研)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>主磁場・永年変化・磁気異常 ( 続 き )</b>		
Ⅲ-22. 全磁力値に含まれるDst変動の除去について ○住友則彦(京大教養)		16:45
Ⅲ-23. デジタル標高データを用いた地磁気地形補正の自動化 ○中川一郎(東大震研)		17:00
Ⅲ-24. 雲仙火山の磁気異常 ○半田 駿, 鈴木 亮(佐賀大教養), 植村佳史, 仁位正博(佐賀大理工部), 田中良和(京大火山研)		17:15
Ⅲ-25. 平均極域擾乱磁場と南極域磁気異常図 竹中 潤(千葉大理), ○柳澤正久(宇宙研), 藤井良一(極地研)		17:30

午 前

<b>テクトノマグネティズム・地電位差</b>		
<b>座長 西 田 泰 典 (北大理)</b>		
Ⅲ-26. 海底磁力計の開発 — 長期連続観測の試み — ○中埜岩男, 甲斐源太郎, 江村富男(海技センター)		9:00
Ⅲ-27. 円形荷重によるピエゾ磁気変化 ○笹井洋一(東大震研)		9:15
Ⅲ-28. 関東および東海地方における長基線地電位観測 ○森 俊雄, 高山寛美, 吉川澄夫(気象研)		9:30
Ⅲ-29. ウィーナー・フィルターによる地磁気3成分ノイズ除去について ○浜島多加志, 本蔵義守(東工大理)		9:45

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>電離圏構造 (続き)</b>	<b>計測器・ロケット観測 (続き)</b>
10:00	I-29. 極域における電離層電子密度分布特性 — 降下低エネルギー粒子との関係 — ○高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛(東北大理), 向井利典(宇宙研), 賀谷信幸(神戸大工), 渡辺勇三(宇宙研)	II-28. K-9M-79 EFD 速報 ○鶴田浩一郎, 早川 基, 中村正人(宇宙研), 野口広行(武蔵工大)
10:15	I-30. 電場効果を考慮したオーロラE層及びF <sub>1</sub> 層の計算機シミュレーション ○櫛田 健, 大家 寛(東北大理)	II-29. 気球による電離層電場観測(II) ○門倉 昭, 西野康彦, 鶴田浩一郎, 早川 基, 中村正人(宇宙研), 国分 征(東大理)
10:30	I-31. EISCATにより観測された極域E領域の電子温度増加現象 ○五十嵐喜良(電波研), K. Schlegel(Max-Planck-Institut für Aeronomie, FRG)	II-30. 電場計測用粒子計測器の開発(EXOS-Dプロトモデル) ○早川 基, 鶴田浩一郎, 中村正人, 門倉 昭(宇宙研)
10:45	休 み	休 み
	<b>電離圏構造</b>	<b>ULF波動</b>
	座長 田 中 高 史 (電波研)	座長 林 幹 治 (東大理)
11:00	I-32. 400 km - 900 km 高度における電子温度の非等方性について 小山孝一郎(宇宙研), ○阿部 琢美(電通大), 平尾邦雄(東海大)	II-31. DE-1で観測されたO <sup>+</sup> サイクロトロン波 ○中川晃成, 杉浦正久(京大理), E.G. Shelley, W.K. Peterson(Lockheed 研究所)
11:15	I-33. 赤道域プラズマ・バブルの3次元シミュレーション ○渡部重十, 大家 寛(東北大理)	II-32. Correlations between the Solar Wind Parameters and Pulsation Activities in the Pc 3 Frequency Range at South Pole Station. ○湯元清文(東北大理), 寺沢敏夫(宇宙研), Allan Wolfe(City Univ. of New York)
11:30	I-34. 磁気赤道地帯E層における輸送現象 ○前田憲一	II-33. 赤道域ULF波観測結果の解釈について ○荒木 徹(京大理), 北村泰一(九大理)

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
休 み		10:00
<b>電気伝導度</b>		
<b>座長 笹 井 洋 一 (東大震研)</b>		
Ⅲ-30. 日高・神居古潭変成帯における CA 観測(その2) 山田俊夫, ○西田泰典(北大理)		10:15
Ⅲ-31. 小安・泥湯地域における MT 観測について(2) ○渡辺 修夫, 佐竹健治, 本蔵義守(東工大理)		10:30
Ⅲ-32. 五城目-普代測線における 2 次元比抵抗モデル ○小川康雄, 村上 裕, 内田利弘(地質調査所)		10:45
Ⅲ-33. 愛知県北東部(旭町・作手村)に於ける鉛直比抵抗構造 ○野木義史(神戸大理), 塩崎一郎, 山口覚(神戸大自然科学), 安川克己(神戸大理), 土井恵治(京大理), 大塚成昭(神戸学院大), 住友則彦(京大教養)		11:00
Ⅲ-34. 花折断層の電磁氣的調査について 土井恵治(京大理), 住友則彦(京大教養), ○塩崎一郎(神戸大自然科学), 野木義史(神戸大理)		11:15
Ⅲ-35. 東海沖四国海盆における海底電磁氣観測 ○歌田久司, 行武 毅, 浜野洋三(東大震研), 瀬川爾朗, 藤 浩明(東大海洋研)		11:30

4月10日(木)

第2日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>電離圏構造 (続き)</b>	<b>U L F 波動 (続き)</b>
11:45	I-35. 地磁気静穏日変化等価電流系中心付近における地磁気変動について ○桑島正幸(地磁気観測所)	II-34. 極・赤道大域ULFの研究 ○北村泰一, 立原裕司, 坂 翁介, 下泉政志(九大理), 荒木 徹(京大理), 小口 高(東大理), 佐藤夏雄(極地研)
12:00	I-36. 太陽活動度による電離層電気伝導度変動に起因する電離層電流の変化(II) ○竹田雅彦, 山田雄二(京大理)	II-35. バルーン不安定による反磁性磁気脈動の励起 — 線形モード結合を考慮して — ○大谷晋一, 三浦 彰, 玉尾 孜(東大理)
12:15	I-37. Es層出現時のHFドップラートレースの自動解析 ○阿保 真, 長沢親生, 金木利之(都立大工)	II-36. 静止軌道衛星におけるcompressional Pc 5の偏波特性 ○樋口知之, 国分 征(東大理)
12:30		II-37. GIANT PULSATION EVIDENCE OF THE PLASMAPAUSE ○Y. Tonegawa (Tokai Univ.), L. J. Lanzerotti, C. G. MacLennan, L. V. Medford (AT & T Bell Labs), A. Wolfe (CUNY), D. L. Carpenter (Stanford Univ.)

4月10日(木)

第2日目

14:00	<b>特別講演</b> <b>彗星探査ミッション</b> 上 杉 邦 憲      宇宙科学研究所  <b>彗星の紫外観測</b> 清 水 幹 夫      宇宙科学研究所	
16:00	総 会	
17:30	懇 親 会	

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>電気伝導度 ( 続 き )</b>		
Ⅲ-36. 沖縄トラフ付近の電気伝導度異常(1) ○金子康江, 大島章一(水路部), 本蔵義守(東工大理)		11:45
Ⅲ-37. ELF-MT現地処理システムの改良とその性能について ○藤井 崇, 本蔵義守(東工大理)		12:00
Ⅲ-38. 存否法を用いた地磁気変換関数の推定 ○浅川栄一, 歌田久司, 浜野洋三, 行武毅(東大震研)		12:15
Ⅲ-39. 地球内部の電位差の観測について ○室井 勲(大阪府科学教育センター)		12:30

午 後

		14:00
		16:00
		17:30

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>極光関連現象 I</b>	<b>大気組成・放射</b>
	座長 佐藤夏雄(極地研)	座長 岩上直幹(東大理)
9:00	I-38. ノルウェー・アイスランドにおける国際共同大気球観測 1. VLF 波動観測 ○松戸 孝(電通大), 宮岡 宏, 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 巻田和男(拓殖大), 太田茂雄, 山上隆正, 並木道義, 西村 純(宇宙研), 平島 洋, 村上浩之, 中本 淳(立教大), 小玉正弘(山梨医大)	II-38. EXOS-C BUV データの解析(INVERSION 法及び他の観測との比較) ○小池 真(東大理), 鈴木勝久(横国大教育), 小川利紘(東大理)
9:15	I-39. ノルウェー・アイスランドにおける国際共同大気球観測 2. Directional NaI 検出器によるオーロラ X 線撮像 ○小玉正弘(山梨医大), 太田茂雄, 山上隆正, 並木道義, 西村 純(宇宙研), 平島 洋, 奥平清昭, 村上浩之(立教大), 佐藤夏雄, 宮岡 宏, 藤井良一(極地研)	II-39. S-310-16 による連続大気光の観測結果 ○渡辺 隆, 高野元春, 中村正年(筑波大物理)
9:30	I-40. ノルウェー・アイスランドにおける国際共同大気球観測 3. 二次元配列半導体検出器によるオーロラ X 線撮像 ○平島 洋, 村上浩之, 中本 淳, 奥平清昭, 鈴木裕武(立教大), 並木道義, 西村 純, 山上隆正(宇宙研), 藤井良一, 宮岡 宏, 佐藤夏雄(極地研), 小玉正弘(山梨医大)	II-40. 夜間大気光スペクトルによる熱圏下部の温度測定 ○斎藤文一, 中川雅史(新潟大理)
9:45	I-41. 地磁気静穏時におけるオーロラ降下粒子(電子)の特性 鮎川 勝(極地研), ○巻田和男(拓殖大), 国分 征(東大理), 平沢威男(極地研)	II-41. MAP/GLOBUSにおける成層圏二酸化窒素の観測 ○小川利紘, 岩上直幹(東大理), 柴崎和夫(国学院大)
10:00	I-42. Electron 及び Proton 入射粒子の特徴 ○巻田和男(拓殖大学), 赤祖父俊一(アラスカ大学), Ching-I. Meng (APL/JHU)	II-42. 上層大気中 NO <sub>2</sub> 量の観測と解析 — 大気中における光二次散乱過程 — ○木山喜隆, 斎藤文一(新潟大理)
10:15	I-43. オーロラの形態と光スペクトル — 南極ロケット実験観測結果 — ○江尻全機, 平澤威男, 小野高幸(極地研), 小口 高(東大理)	II-42. 雷雨時における太陽散乱光 NO <sub>2</sub> 吸収の変化 ○仲野 賛, 竹内利雄, 大石裕司, 木入山靖広(名大空電研)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p><b>岩石磁気 I</b></p>		
<p>座長 新 妻 信 明 (静岡大理)</p>		
<p>Ⅲ-40. スピナ磁力計による磁化ベクトルの測定 山口公治, ○河野 長 (東工大理)</p>		9:00
<p>Ⅲ-41. 鉄-ニッケルの熱残留磁化 ○百瀬寛一, 永井寛之 (信州大理)</p>		9:15
<p>Ⅲ-42. 山口県東南部領家変成帯岩の熱磁気解析 ○堂面春雄 (山口大教育)</p>		9:30
<p>Ⅲ-43. 岩石の残留保磁力 ○永田 武, B. C. FASISCA (極地研)</p>		9:45
<p>休 み</p>		10:00
<p><b>古地磁気 I</b></p>		
<p>座長 河 野 長 (東工大理)</p>		
<p>Ⅲ-44. 筑波山の古地磁気と地磁気異常 (その1) ○歌代慎吉, 山岡一雄, 川下敬之 (東京理科大理), 関根康弘, 大西信人 (ガウスKK)</p>		10:15



開始時間	第 I 会場	第 II 会場
10:30	休 み	休 み
	<b>極光関連現象 II</b>	<b>大気組成・放射</b>
	座長 江 尻 全 機 (極地研)	座長 渡 辺 隆 (筑波大物理)
10:45	I-44. 夕方側ステープルオーロラの構造 — 地上・DMSP衛星同時観測結果 — ○小野高幸, 平沢威男(極地研), C.-I. Meng (APL/JHU)	II-44. 極域成層圏NO <sub>2</sub> 高度分布の大気球観測(III) ○柴崎和夫(国学院大), 岩上直幹, 小川利紘(東大理)
11:00	I-45. Diffuse aurora 低緯度側境界における低エネルギー電子降下現象 ○宮岡 宏(極地研), C.-I. Meng (APL/JHU)	II-45. 対流圏-成層圏NOの気球観測(MAP-GLOBUS NOx campaign) ○近藤 豊, 岩田 晃, 高木増美, 森田恭弘(名大空電研), W. A. Matthews (DSIR, NZ), J. P. Pommereau (CNR S, France)
11:15	I-46. オーロラ・ブレイクアップのダイナミックス ○平澤威男, 小野高幸, 江尻全機(極地研)	II-46. サンプルング法による成層圏大気微量成分の観測 伊藤富造, ○本田秀之, 久保治也(宇宙研), 富永 健, 巻出義紘(東大理), 酒井 均, 堤 眞, 蒲生俊敬(東大海洋研), 中澤高浩(東北大理)
11:30	I-47. Auroral oval sizeのIMF By依存性 ○中井 仁(牧野高校), 上出洋介(京産大理)	II-47. 航空機観測用オゾン測定器 ○小島 浩, 近藤 豊, 高木増美, 森田恭弘, 岩田 晃(名大空電研)
11:45	I-48. DE-1, DE-2衛星による極光, 電場データと地上磁場データの組合せ ○石原良俊, 上出洋介(京産大理), T. L. Killeen(ミシガン大宇宙研), J. D. Craven, L. A. Frank(アイオワ大物理)	II-48. ニューメキシコにおける成層圏微量気体測定: SAGE IIとの共同観測 ○岩上直幹, 小川利紘(東大理)
12:00	I-49. オーロラ粒子加速域の数値シミュレーション — 電離層起源のイオンビームの影響 大家 寛, ○石橋弘光(東北大理)	II-49. 航空機搭載CO <sub>2</sub> ライダーによる都市部エアロゾルの測定 ○板部敏和, 石津美津雄, 有賀 規, 五十嵐隆(電波研), 浅井和弘(東北工大)
12:15	I-50. 地上・衛星のデータを用いたオーロラ・ブレイクアップの初期の発達過程の解析 ○西谷 望, 小口 高(東大理)	II-50. 南極成層圏エアロゾルの冬期の増大(I) エアロゾルの数について ○岩坂泰信(名大水圏研)

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気 I ( 続 き )		
Ⅲ-45. 古地磁気学的手法による旧石器遺跡の たき火跡の推定 ○井口博夫, 森永速男, 足立泰久, 安川 克己(神大理), 久保弘幸, 藤田 淳, 井森徳男(兵庫教委)		10:30
Ⅲ-46. 石じゅん-石灰洞窟内二次生成物-の 持つ残留磁化の信頼性について ○森永速男(神戸大自然科学), 仁佐美昭, 井口博夫, 安川克己(神戸大理)		10:45
Ⅲ-47. 過去 1 万年間の地磁気年代タイムスケ ール ○兵頭政幸, 安川克己(神戸大理)		11:00
Ⅲ-48. TYRRHENIAN SEA の海底堆積物の 古地磁気 - ODP Leg 107 乗船報告 - ○鳥居雅之(京大理), J. E. T. Channell (Univ. Florida), Leg 107乗船研究者 一同		11:15
Ⅲ-49. ラウ海盆北部のピストンコアの自然残 留磁化 ○上嶋正人(地質調査所)		11:30
Ⅲ-50. 南太平洋ペンリン海盆の古緯度の遠洋 性粘土の起源についての古地磁気学的考 察 ○山崎俊嗣, 西村 昭(地質調査所)		11:45
Ⅲ-51. ケニア北部の新第三系の古地磁気 ○中島正志(福井大教育), 鳥居雅之(京 大理)		12:00
Ⅲ-52. 南極Sør Rondane Mountains, 1550 N- unatakの古地磁気用岩石試料の <sup>40</sup> Ar- <sup>39</sup> Ar年代測定 ○滝上 豊, 兼岡一郎(東大理), 船木 實 (極地研)		12:15

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>極光関連現象 III</b>	<b>磁気圏波動 II</b>
	座長 飯 島 健 (東大理)	座長 松 本 紘 (京大超高層)
13:30	I-51. 可視オーロラとプロトンオーロラの共役性 ○佐藤夏雄, 藤井良一, 小野高幸, 平澤威男(極地研), 国分 征(東大理), 巻田和男(拓殖大), 共役点観測グループ	II-51. EXOS-B SFAの周波数較正と電子ビーム放射により励起される波動 ○宮武貞夫, 小菅 理(電通大)
13:45	I-52. パルセーティングオーロラの共役性 ○藤井良一, 佐藤夏雄, 小野高幸, 福西浩, 平澤威男(極地研), 国分 征(東大理), 共役点観測グループ	II-52. AMPTEイオン雲放出実験の計算機シミュレーション ○臼井英之, 大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層), 木村磐根(京大工)
14:00	I-53. Pi 2 型脈動の共役性 ○桜井 亨, 利根川豊(東海大), 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 共役点観測グループ	II-53. 第4回日米共同テザーロケット実験結果報告 ○佐々木進, 小山孝一郎, 河島信樹, 大林辰蔵(宇宙研), 平尾邦雄(東海大)
14:15	I-54. Pc 3-5 帯地磁気脈動の共役性 ○斉藤浩明(電通大), 佐藤夏雄(極地研), 利根川豊(東海大工), 芳野赳夫(電通大), 共役点観測グループ	II-54. Es 層遠距離異常伝搬波の予備観測 ○巨 慎一, 根本長四郎, 森 弘毅, 石 嶺 剛(電波研平磯)
14:30	I-55. ポーラコーラス放射の季節変化と共役性 ○鈴木博之(山形大理), 佐藤夏雄(極地研), 渋谷仙吉, 前澤 潔(山形大理), 共役点観測グループ	II-55. VLF 電波の位相異常と太陽活動度 ○長尾健治, 羽倉幸雄(埼玉大工)
14:45	I-56. グローバルオーロラダイナミックスキャンペーン — 超多点観測の意味 — ○小口 高(東大理), GAD キャンペーングループ(東大理, 九大理, 京大理, 拓大, 極地研, U.B.C., U.VIC, NY-S.U., U.OSLO, U.OULU)	II-56. 低緯度ELF 波動伝搬の一考察 ○渡辺成昭(電波研)
15:00	I-57. グローバルオーロラダイナミックスキャンペーン — カスプ領域におけるオーロラ観測 — ○国分 征(東大理), GAD Cグループ(東大理, 九大理, 京大理, 拓大, 極地研, UBC, U.VIC, NYS.U, U.OSLO, U.OULU)	II-57. ベクトル計算機を用いた磁気圏中のホイッスラーモード波3次元 ray tracing の高速化 ○沢田 晃, 木村磐根, 大村善治(京大工)
15:15	I-58. グローバルオーロラダイナミックスキャンペーン電磁波動現象速報(Pc 1 脈動) ○林 幹治(東大理), GADC 観測グループ	II-59. 電離層F 層中のダクトによる VLF 電波の捕捉と解放 ○松尾敏郎, 木村磐根(京大工)

午 後

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気Ⅱ		
座長 広 岡 公 夫 (富山大理)		
Ⅲ-53. 南極における古地磁気強度 ○酒井英男, 広岡公夫(富山大理), 船木 實(極地研)		13:30
Ⅲ-54. 南極オングル島の古地磁気 ○船木 實(極地研), P.J.Wasilewski (NASA), 永田 武(極地研)		13:45
Ⅲ-55. 北海道羽幌地域の古地磁気 ○木川栄一(東大震研), 利光誠一(九大理), 保柳康一(北大理), 浜野洋三, 上田誠也(東大震研), 木村 学(香川 大教)		14:00
Ⅲ-56. 北海道東部白糠丘陵地域の古地磁気 — 白亜紀—大三紀境界付近 — ○浜野洋三(東大震研), 綱川秀夫(東海 大), 斎藤靖二(科学博物館), 木川栄 一(東大震研)		14:15
Ⅲ-57. 古地磁気からみた伊豆周縁の第四紀変 動 (1) 大磯丘陵の時計まわり回転 ○小山真人(東工大理), 北里 洋(静岡 大理)		14:30
Ⅲ-58. 湖東流紋岩主岩体の古地磁気学的研究 ○福間浩司, 鳥居雅之(京大理)		14:45
Ⅲ-59. 西南日本外帯の珪長質火成岩類の古地 磁気(その1) ○石川尚人, 鳥居雅之(京大理)		15:00
休 み		15:15

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>極光関連現象 II (続き)</b>	<b>磁気圏波動 II (続き)</b>
15:30	I-59. グローバル・オーロラ・ダイナミックス・キャンペーン — サブストーム時のオーロラの発達・消失過程 — ○山本達人(東大理), GADCグループ(東大理, 九大理, 京大理, 拓殖大, 極地研, UBC, U.VIC, NYS.U., U.OSLO, U.OULU)	II-59. K-9M-73号機で観測した whistlers の特性 ○長野 勇, 満保正喜, 新保哲也(金沢大工), 松本 紘(京大超高層)
15:45	休 み	休 み
	<b>磁気圏構造</b>	<b>磁気圏波動 III</b>
	<b>座長 国 分 征 (東大理)</b>	<b>座長 奥 沢 隆 志 (電通研)</b>
16:00	I-60. マグネットポーズに於けるケルビン-ヘルムホルツ不安定性 ○三浦 彰(東大理)	II-60. 遠距離伝搬低緯度ホイッスラの電離層透過領域推定とその透過機構 ○島倉 信, 椿 昭浩(千葉大工), 早川正士(名大空電研)
16:15	I-61. IMF Y成分に対するNBZ沿磁力線電流系の対称性 ○芝地貴夫, 飯島 健(東大理)	II-61. 多点観測によるVLF電波の電離層からの脱出領域の推定 ○池田 慎(武蔵大), 鶴田浩一郎(宇宙研), 町田 忍(アイオワ大)
16:30	I-62. 静止衛星からみたサブストーム三次元電流系 ○長井嗣信(気象研)	II-62. 地上観測による電磁界3成分を用いた磁気圏波動の電離層透過域(波動分布関数)の推定(I) ○鈴木弘喜, 島倉 信(千葉大工), 早川正士(名大空電研), F.Lefevre, D. Lagoutte (LPCE)
16:45	I-63. 磁気圏の3次元磁場構造の計算 ○田中高史(電波研)	II-63. プラズマ圏ELFヒスの波動分布関数 ○早川正士(名大空電研), M.Parrot, F.Lefevre (LPCE, CNRS, 仏国)
17:00	I-64. 静止軌道上で観測された磁気圏対流の地上データに見られる磁気圏活動度への依存性 ○中村るみ, 小口 高(東大理), W.Baumjohann (MPE)	II-64. VLF放射( $f \geq f_H/2$ )の off-equator での方位測定 ○武藤広泰, 大見則親, 岡田敏美, 早川正士(名大空電研), M.Parrot, F.Lefevre (LPCE, 仏国)
17:15	I-65. 磁気圏荷電粒子軌道の3次元的追跡 ○高橋 俊, 家森俊彦(京大理)	II-65. VLF磁気圏伝搬波特性II(共役点観測) ○西野正徳, 田中義人, 早川正士(名大空電研)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気 Ⅲ		
座長 鳥 居 雅 之 (京大理)		
Ⅲ-60. 松山市東部和泉層群の古地磁気		15:30
○小玉一人(高知大理)		
Ⅲ-61. 高知県足摺岬第三紀火成岩類の残留磁		15:45
化		
○伊藤晴明, 時枝克安(島根大理), 西山		
慶尚(西条高)		
Ⅲ-62. 九州島北部の新世代火山岩類の古地磁		16:00
気		
○宗岡 浩(海自小月基地), 堂面春雄(山		
口大教育)		
Ⅲ-63. 古地磁気から見た中部地方の構造運動		16:15
○伊藤康人, 鳥居雅人(京大理)		
Ⅲ-64. 新第三紀の日本列島の復元		16:30
○新妻信明(静岡大理)		
Ⅲ-65. 大陸の回転, 移動と地球磁場の関係に		16:45
ついて		
○横田義夫		
		17:00

4月11日(金)

第3日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<p>磁気圏構造 (続き)</p>	<p>磁気圏波動 II (続き)</p>
17:30	<p>I-66. 磁気圏プラズマ粒子のドリフト運動への尾部へ伸びた地球磁場の効果 ○恩藤忠典, 相京和弘(電波研)</p>	<p>II-66. LF 磁気圏伝搬波の特性 II (共役点観測) ○相沢 豊, 西野正徳, 田中義人(名大空電研)</p>
17:45		<p>II-67. 到来方向測定結果に基づく, オーロラヒスの発生及び伝搬特性 ○田中義人, 西野正徳(名大空電研)</p>

午 後 ( 続 き )

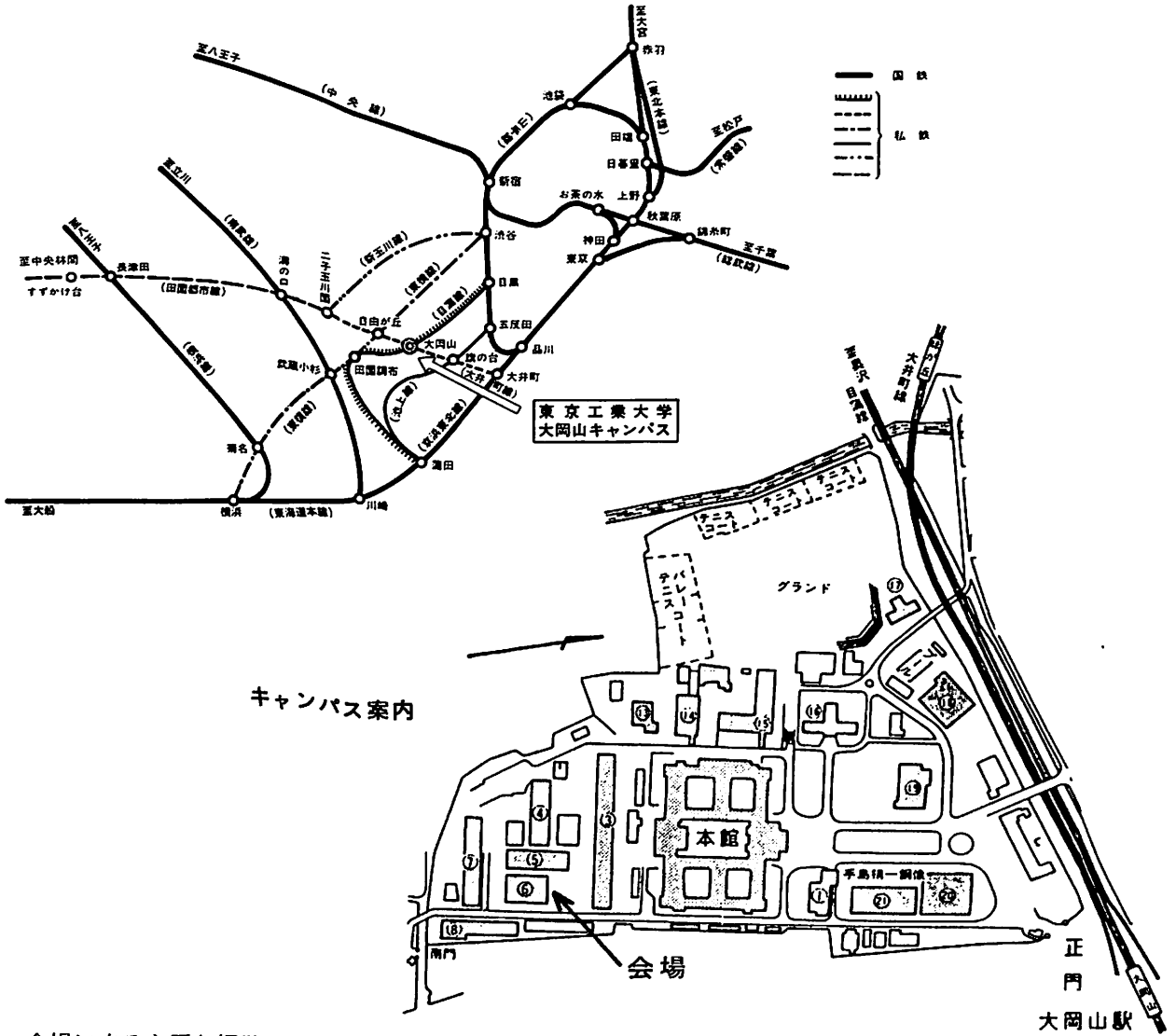
第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
		17:30  17:45



# 日本地球電気磁気学会会場案内図

会 場 東京工業大学大岡山キャンパス  
 東京都目黒区大岡山 2-12-1  
 会場電話 03-728-9818

交通機関案内図



会場に来る主要な経路は、次のとおりであるが、いずれも東京急行目蒲線又は同大井町線の大岡山駅で下車すればよい(徒歩1分)。

目黒駅	東横線(13分)	自由が丘駅	大井町線(3分)	大岡山駅
渋谷駅	東横線(26分)	田園調布駅	目蒲線(4分)	大岡山駅
大井町駅	目蒲線(16分)			大岡山駅
蒲田駅	東横線(26分)	田園調布駅	目蒲線(4分)	大岡山駅
横浜駅	東横線(26分)	田園調布駅	目蒲線(4分)	大岡山駅

(乗換え時間を含まない)

## ■第 I 会場

(I-1~I-66)

伊藤 富造 平尾 邦雄

(宇宙研) (東海大工)

「さきがけ」, 「すいせい」研究班

昭和60年1月8日に打上げられた試験探査機「さきがけ」, 同年8月19日に打上げられたハレー彗星探査機「すいせい」は, 何れも太陽周回軌道上を順調に飛行を続けており, 「すいせい」は本年3月8日13時10分(UT)に, 「さきがけ」は3月11日04時20分(UT)にハレー彗星に最接近する。最接近距離はそれぞれ14.5万キロメートル, 700万キロメートルである。

この間, 「さきがけ」は昭和60年2月21日から, 搭載された太陽風観測装置(SOW), プラズマ波動観測装置(PWP), 惑星間磁場観測装置(IMF)による観測を開始した。この時期は丁度太陽活動静穏期にあたり, 観測データには典型的な27日周期が見られるが, 4月19日には振中約30ガンマにおよぶ惑星間磁場の変動と, それに伴う太陽風プラズマパラメータの変化を観測した。その後4月30日, 8月30日, 9月19日にも磁場擾乱を観測している。また4月24日にはタイプII型太陽電波バーストがPWPにより観測されている。

最接近時には, ハレー彗星のプラズマの尾の形状の変化をもとらすと考えられている太陽風パラメータや磁場変動, およびハレー彗星コマ近傍のプラズマから放射されるプラズマ波動が観測されるものと期待している。

一方「すいせい」に搭載された真空紫外撮像装置(UVI)は9月5日から, 太陽風イオン観測装置(ESP)は9月27日から観測を開始した。UVIは9月7日以降地球コロナ, 紫外線星の撮像などのテストを経たのち, 11月初旬よりハレー彗星の捜索に入り, 11月14日に初めてハレー彗星の紫外線像の撮像に成功した。その後現在に至るまで観測を続けているが, ハレー彗星の水素コマは予想以上にダイナミックな変動を示し, その変動の解析から彗星核の自転周期が約53時間であることを見出している。

ESPは観測開始以来「さきがけ」のSOWとの共同観測を続けており, 双方の観測データの解析により太陽風の空間的なひろがりに関する興味ある結果が得られつつある。また太陽風イオンの主成分であるプロトン,  $\alpha$ -粒子以外にも, Fe, O, Siなどの原子の多価イオンを検出している。

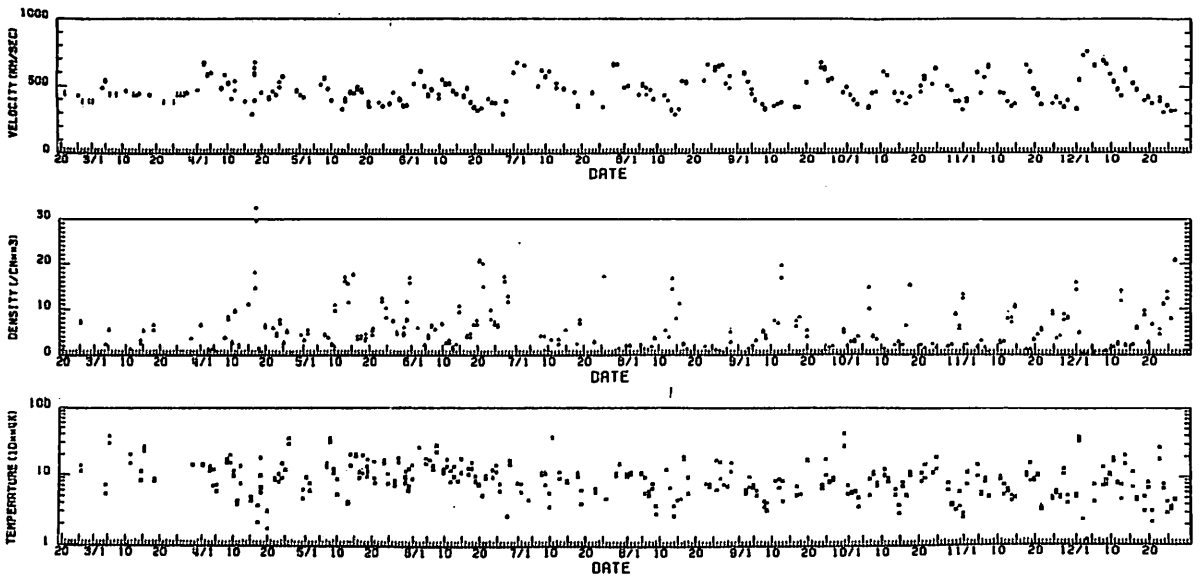
「すいせい」は最接近時には水素コマ内の水素原子雲の空間的分布, および核近傍のイオンのエネルギー分析, 質量分析を行う予定である。

'さきがけ'による太陽風観測

小山 孝一郎, 平野 孝文, 平尾 邦雄  
宇宙科学研究所, 東海大学

'さきがけ'に搭載された太陽風プラズマ観測装置は、1985年2月21日に測定を開始して以来、順調な飛行を続けすでに一年余りを経過した。図1には1985年12月27日までに得られた太陽風速  $V_s$ 、イオン密度  $N_i$ 、およびイオンの温度  $T_i$  で、これらのパラメータは約27日の周期をもちながら、変化している。4月1日ごろから6月はじめにかけて1見、この周期がくずれたとみえるのは27日周期の変動が日をずらして重なりあっている事による効果で、詳細にみると、この期間においても約27日の周期はくずれていない。速度が極小の時、'さきがけ'がセクターバウンダリーをクロスした事は磁場観測によって確かめられている。速度がピークを跨つ直前に  $N_i$  が極大をとるのは低速のプラズマ流を後からきた高速流が追い越す事による効果であり、また速度が極大をとった後、再びと低速に向かう傾向もこれまでの観測と同じである。1964年~1965年の太陽活動極小期に得られたパイオニア-6のデータと比較してみると、パイオニア-6では  $N_i = 5.4 \text{ cc}$  'さきがけ' では  $N_i = 5.7 \text{ cc}$  の平均イオン密度であり、また  $V_s$  と  $N_i$  の関係も殆ど同じである。Gosling 等の速度に関する統計結果によると太陽活動極小期に  $V_s$  が速い日が多くなり、傾向があるが、これは太陽磁気圏の構造とからみて今後追求めてみる。これまでの観測結果は (1) 磁場観測と共同で太陽風パラメータと磁圏空間磁場擾乱との関係をさぐった(本誌稿集、湯元 et al.)、(2) 'すいせい' との共同観測を行い、一見くらしから太陽風速を二つの探直機の緯度のちがいで説明した(本誌稿集、小島 et al.) 等である。今後ハレーすいせいの庵と太陽風プラズマとの関係を探りたい。  
最後に太陽風のデータとできるをけ多くの人に知っていただき、多くの論文が発表される事を望みます。

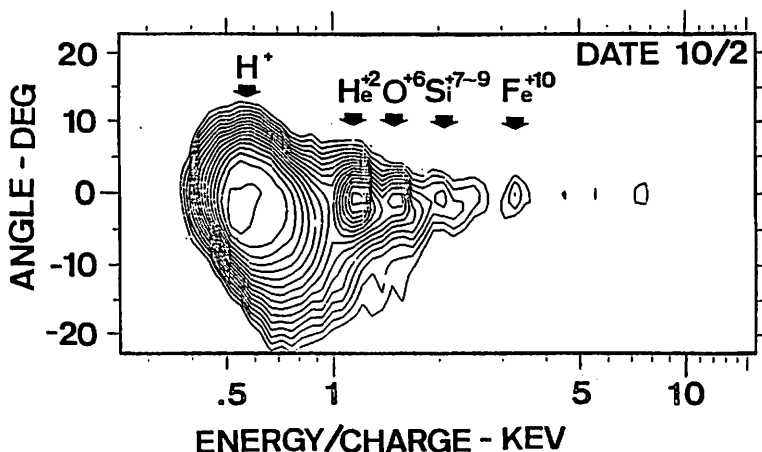
図1. 3月20日より12月27日までの太陽風データ。



## 「すいせい」による太陽風イオンの観測

三宅 亘・向井 利典・寺沢 敏夫・平尾 邦雄  
(宇宙研) (東海大)

Overview of the solar wind ion measurement which was carried out by means of the Japanese interplanetary spacecraft Suisei (PLANET-A) is presented. The instrumentation and some interesting results obtained from the initial two month observations are described. (1) The experiment has been successful in resolving solar wind ions into  $H^+$ ,  $He^{++}$ , and, sometimes, other minor constituents, such as  $O^{+6}$ ,  $Si^{+7}$ ,  $Si^{+8}$ , and iron groups. These heavy ions, which are considered to contain the information on the solar corona, have been observed clearly in the low-speed region. (2) The typical corotating structure near the sunspot minimum phase is observed during the observation period; two solar rotations. (3) Velocity fluctuations which are suggested to be Alfvénic fluctuations are observed in high speed streams. (4) It is also found out that the flow vector of the solar wind is deflected largely from the sun to west in the portion of increasing velocity. This phenomenon results from the pressure gradient caused by stream interaction. (5) Anisotropic distributions of protons which might be related with the local magnetic field are also observed.

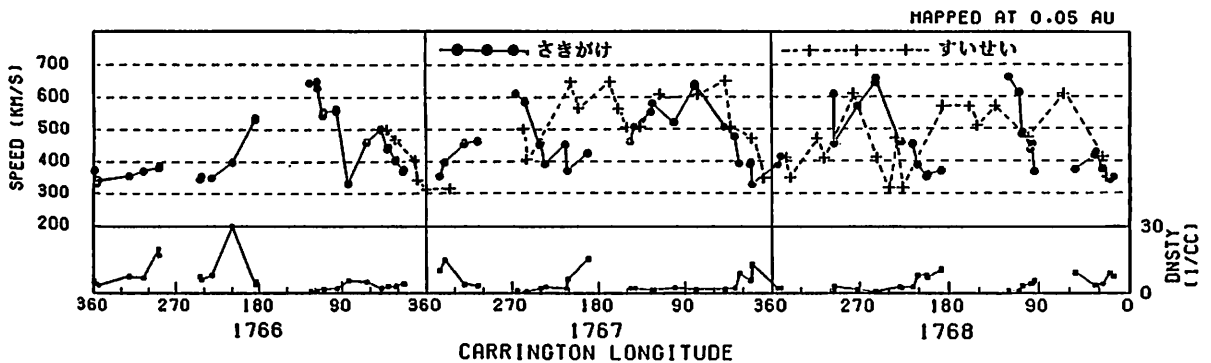


E/q vs angle diagram  
of counting rate of  
solar wind ions.

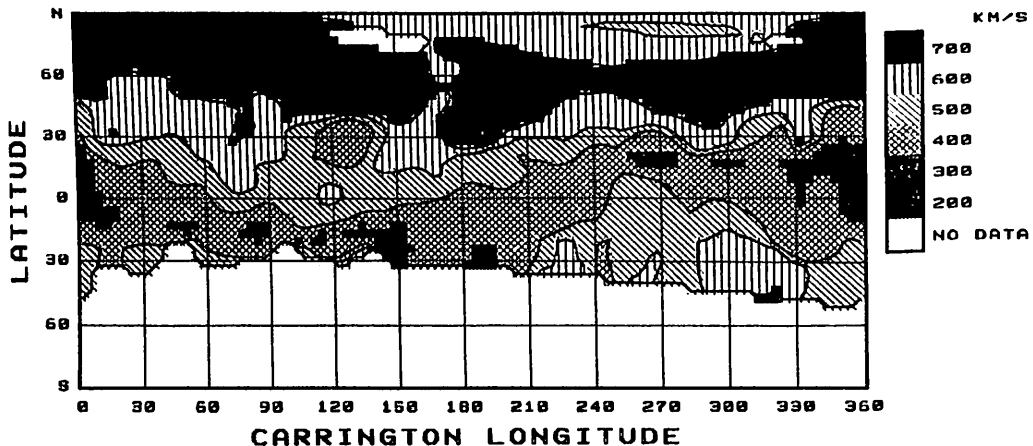
「さきがけ」・「すいせい」・IPSの観測した  
太陽風の構造

1 2 1 3 4 2  
小島正宜, 小山孝一郎, 柿沼隆清, 平野孝文, 三宅 巨, 向井利典  
(1 名大空電研, 2 宇宙研, 3 東海大, 4 東北大理)

1985年9月から10月にかけて「さきがけ」と「すいせい」の観測した太陽風の速さに以下に述べるような特徴的な差が見られる。これらの特徴的な差は、惑星間空間シンチレーション (IPS) 観測から求められた太陽風の立体的な構造を考慮することにより全て説明できる。図1は「さきがけ」の観測した太陽風速と密度、および「すいせい」の観測した太陽風速である。横軸は、観測された太陽風をradialかつconstant velocityの仮定でsource surface上に戻した時のCarrington Longitudeで表してある。この図で見られる特徴は、(1) 「さきがけ」はrot#1766で一つの高速流を、rot#1767・1768で二高速流を観測したのに、(2) 「すいせい」は、rot#1767では一高速流しか観測せず、rot#1768で二高速流を捕らえた。そして(3) 両者の観測には経度180度の辺りで大きな差がある。(4) 両者の観測した高速流の幅は、経度180-360度に於いては「すいせい」の方が広く、rot#1768の経度0-180度では逆に「さきがけ」の方が広い。(5) 経度210度近くで「さきがけ」の観測した密度増加はrot#1766で最高でその後rotationごとに減っている。図2は「さきがけ」・「すいせい」・IPSの観測から求めたこの期間の太陽風の構造である。この期間における「さきがけ」と「すいせい」の太陽赤道座標における緯度差は約4度「すいせい」が上である。「さきがけ」の緯度は、rot#1766では約N4度、rot#1767でN1度、rot#1768でS3度と、rotationごとに南下しrot#1767で太陽赤道を横切った。



(図 1)



(図 2)

太陽系磁気圏プラズマシート  
プラズマ擾乱の存在

— さきがけによるPHP 観測の新しい結果

大家 寛、森岡 昭、三宅 亘、中島 林彦  
(東北大学理学部)

1. 序

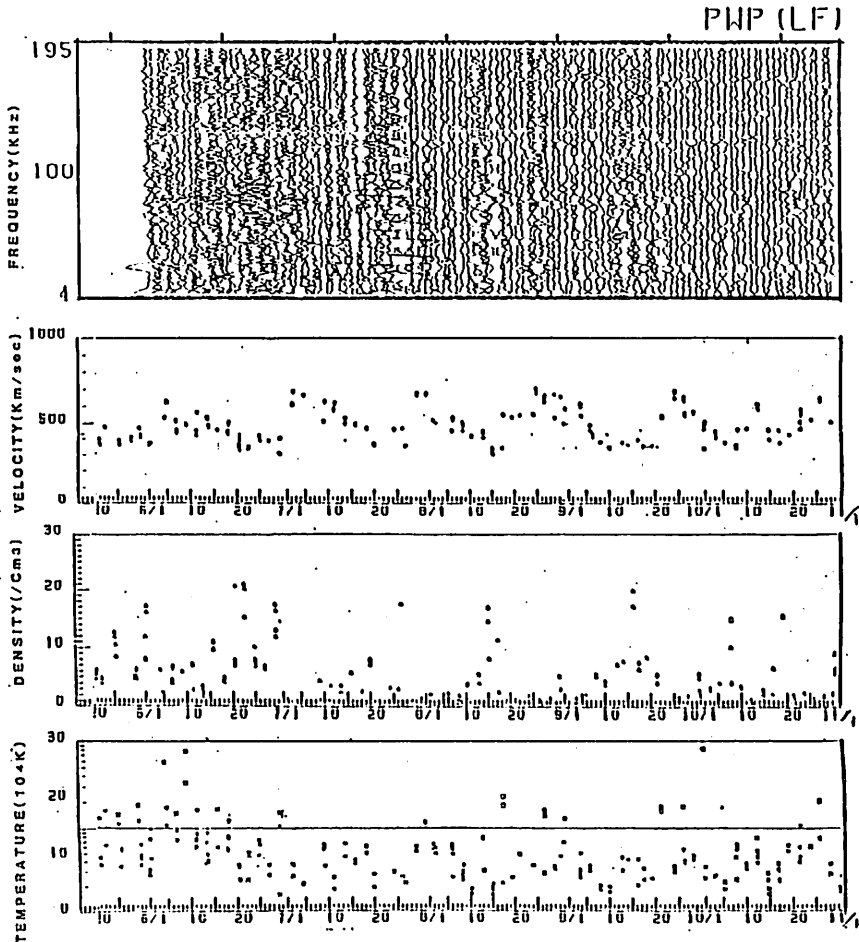
1985年1月8日、惑星間空間に出た「さきがけ」に搭載されたプラズマ波動観測器は、太陽系空間航行中も順調に観測を続けている。現在、太陽活動極少期にあって、フレアーにともなうタイプIII型バースト等は極めて稀に観測される程度であるが、27日周期をもって回帰するプラズマ波擾乱域の存在が発見された。

2. 観測データ

観測は70 Hz - 3 kHz の間の16 channel Multi-channel Analyzer 及び4 kHz - 190 kHz にわたるSwept Frequency Analyzer (帯域巾1 kHz) を用いて行なわれている。第1図は4 kHz - 195 kHz にわたるプラズマ波動スペクトルの日平均値を長時間(6月~10月)にわたって示したものである。ここでは、同時に太陽風速度、密度、及び温度を示すが、観測されたプラズマ波擾乱は電子密度の上昇及び太陽風速度の低下で特徴づけられる太陽磁気圏プラズマシート通過と同期している事を示している。

3. プラズマ波擾乱の意義

太陽磁気圏のプラズマシートでは、太陽風速度の急激な空間変化、それにまつわる密度上昇の発生とプラズマ中のFree Energy の出現が考えられ、それによってプラズマ擾乱が引き起こされると結論される。この擾乱は非常に広い周波数範囲にわたるスペクトルを持った非線形性の強いプラズマ波動を生むが、これが波動粒子相互作用によってプラズマシートを等価粘性を持った媒質にしている事が明らかになった。



第1図  
6月から10月  
にわたるプラズ  
マ波動観測装置  
による太陽系空  
間観測データ  
同時にさきがけ  
に搭載された  
SOWによる太陽  
風速度、密度、  
及び太陽風プラ  
ズマ温度を示す。

INTERACTION BETWEEN COMETARY- AND HELIO-MAGNETOSPHERES  
OBSERVED BY SAKIGAKE

Takao Saito<sup>1)</sup>, Kiyohumi Yumoto<sup>1)</sup>, Keiji Saito<sup>2)</sup>, Koh-ichiro Oyama<sup>3)</sup>  
Kunio Hirao<sup>4)</sup>, Masanori Kojima<sup>5)</sup>, Tadao Takenouchi<sup>3)</sup>, and Tomoko Nakagawa<sup>1)</sup>  
(<sup>1)</sup>Geophys. Inst. Tohoku Univ., <sup>2)</sup>Hosei Univ., <sup>3)</sup>ISAS, <sup>4)</sup>Tokai Univ., <sup>5)</sup>Inst. Atmos. Nagoya Univ.)

**1. Introduction** Planetary magnetospheres are classified into the magnetized case (Fig. 1) and the unmagnetized case (Fig. 2; a case of cometary plasma tail). The purpose of this paper is to study the cometary tail from a viewpoint of its interaction with the heliosphere which is now in the Type 1 condition.

**2. Analysis** Plasma tail disturbances of comet Halley are compared with the heliospheric condition obtained from the Sakigake and IPS data.

**3. Dec. 31 disturbances** Among the many tail disturbances, the Dec. 31 event is displayed as an example in Fig. 3, where the movement of the plasmoid-like knot is stressed by the triangular mark. The Niedner's and the Hone's models are examined based on the Sakigake observation to explain the knot. It is concluded that the knot was caused by a sudden increase of dynamic pressure of the high-speed solar wind from a coronal hole tongue in the northern heliohemisphere. The more tail disturbance events near the Sakigake-Halley encounter day will be analyzed by this meeting.

**Acknowledgement** The authors wish to express their sincere thanks to Prof. K. Ishida, Dr. J. Ossaka, Mr. M. Koishikawa, Mr. A. Kawazoe, Mr. K. Okamura and many other observers for providing us their very valuable data.

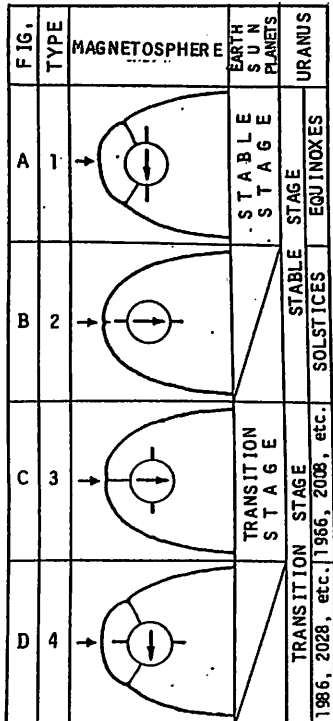


Fig. 1

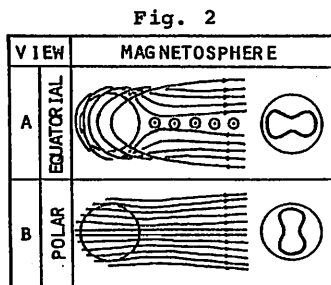
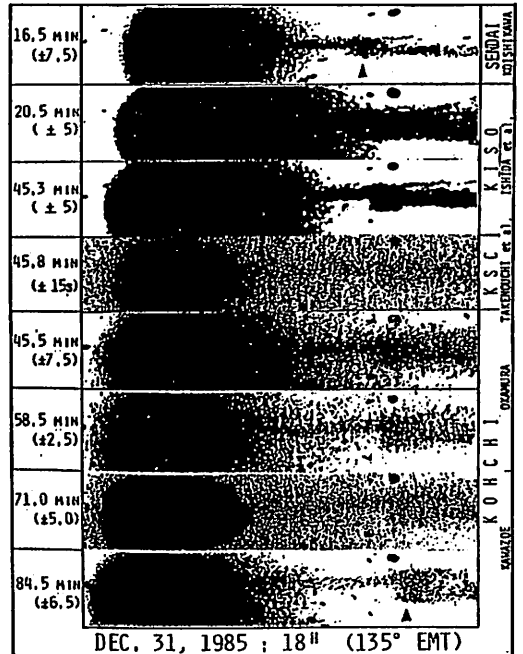


Fig. 2

Fig. 3





# 太陽風中の磁気変化特性について

中川朋子・斎藤尚生・湯元清文  
(東北大・理)

太陽風中には、磁気不連続と呼ばれる現象が数多く存在することが知られている。この磁気不連続が、太陽表面で生成したのち惑星間空間を伝搬してくるのか、それとも惑星間空間で形成されるのか、その成因の詳細は未だ解明されていない。

その手がかりを得るために、「さきかけ」によって得られた磁場 data の統計的解析が行われた。その結果、

- (1) 0.8 ~ 1.0 AU の太陽風中では rotational 不連続が卓越している
- (2) 「不連続 pair」が数多く存在するということが明らかになった (第1図)。

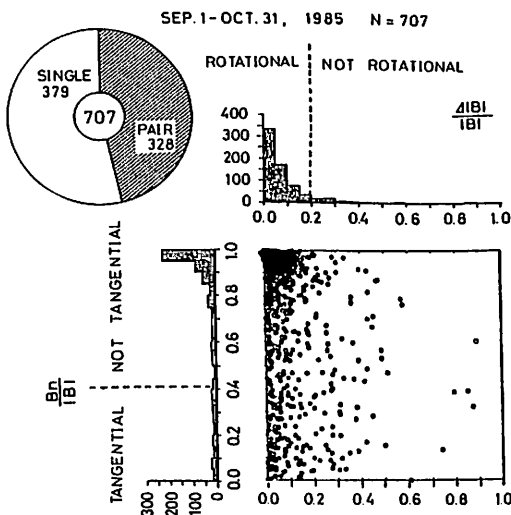
今回はさらに、磁気変化現象の出現頻度と、太陽風の27日周期変化との関連性を調べた。1985年7月20日~8月25日に対する結果を第2図に示す。上段は平均磁場絶対強度、中段は単位時間あたりの磁気変化現象の出現頻度、下段はSOWによる太陽

風速度である。ただし、磁気変化現象としては、磁場の3成分がそれぞれ単調増加あるいは単調減少で、かつ変動量が1.0 nT以上であるものが探られた。これらの統計には磁気不連続および波動的な磁気擾乱が含まれる。この図から、

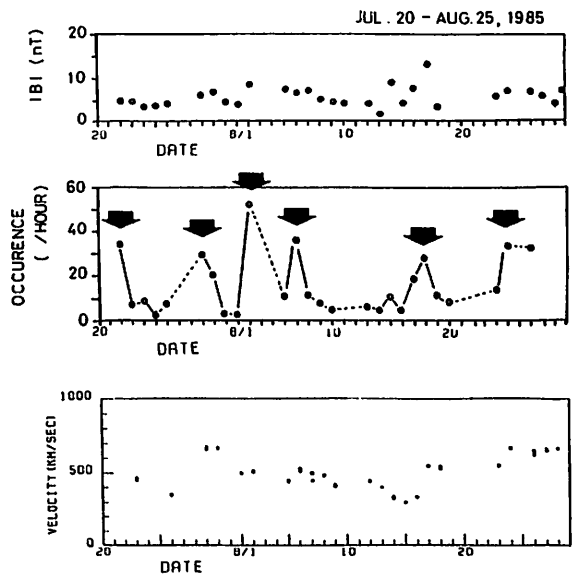
- (1) 太陽風速の上昇に伴って磁気変化現象の発生数が急増すること
- (2) 高速の太陽風に比べて、回帰性の IMF compression (8/15 - 8/18 の磁場強度の増加) は、磁気変化現象の生成にさほど強い影響は与えていないことが明らかとなった。

講義では、太陽風の回帰性現象と transient な現象に伴って発生する磁気変化現象の変動特性についても報告する。

(第1図)



(第2図)



(Sow data は 宇宙研・小山氏による)

# 探査料 "すいせい" による ハレー彗星の 真空紫外撮像観測 (速報)

金田栄祐\*、高木幹雄\*\*、平尾邦雄†

\* 東大理学部地物研、\*\* 東大生産研、† 東海大工学部

1985-86年にかけて回帰する。

ハレー彗星に対して、国際的に共同観測が展開されて居る。今次の回帰に於ける観測上の長は、飛翔体による遠隔並びに直接探査が行はれる点にある。飛翔体による探査の一環として我々は、"すいせい" の2料を内惑星軌道に打上げ、ハレー彗星が、降交点を通過する1986年3月10日附近で、夫々約700万km、及び15万kmの距離で、ハレー彗星とエンカウンターを行う。

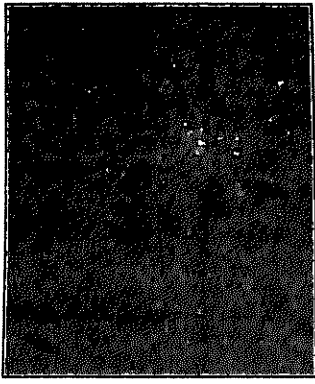
1970年代に飛来した、幾つかの彗星頭部には、直径数100万kmに及ぶ、巨大な水素暈が、彗星の太陽接近時には発生して居り、Whippleの提唱した、彗星の"dirty snow ball"モデルの裏書きをした。然し乍ら、水素暈の様相に就いては、更に明確にする必要がある。この為、"すいせい" に、水素暈観測の為の真空紫外撮像観測装置(UVI)を搭載し、探査料・ハレー彗星の相対距離が数十万km以上の場合には、水素暈の全体像の様相の変化を連続的に観測し、水素暈の彗星日心距離による変化の様相、特に、近日点通過前後の活動の非対称性に重点を置いて、遠隔的観測を行う事とした。亦、エンカウンター時には、探査料が、水素暈内を巡行し、ハレー彗星核迄15万kmに接近する為、観測モード

伊藤富造††、足原修††、清水幹夫††

† 東海大工学部、†† 宇宙科学研究所

と切替へ、水素暈密度の彗星核からの垂直分布を求める事とした。

上記のミッション達成の為、UVIは、1985年11月より、ハレー彗星の搜索を開始し、同月14日、ハレー彗星を日心距離1.8AUで捕捉し、同27日に、捕捉を確認した。約2週間の観測を確認途に要した理由は、今く予測されなかった、約2.2日の周期内での、2箇のバースト源からの水素原子の供給が、水素暈全体の様相に多大の影響を与える為、ハレー彗星の真空紫外光では、パルサーとして観測された事による。この2.2日周期のアウトバーストは、12月下旬迄観測された。それ以降、1月11日の観測中断迄の間は、ハレー彗星の太陽離角減少の為、詳細な解析が、必要となる。2月3日の観測再開後、ハレー彗星は、同月9日に近日点を通過したが、2月中旬以降の観測に於いても、2.2日周期のアウトバーストが観測されて居る。日心距離0.6AU前後で、この様なアウトバーストが飛見された事は、彗星核の組成、構造上、極めて重要な問題を提起するものである。



左側の写真は、ハレー彗星の水素暈の2.2日周期の変動を示すもので、左は1986年12月11日UT 23分に観測されたもので、静穏期の様相を示す。右は同12日UT 23分に観測されたもので、強い方のバースト源からの突出の影響が顕著に表れた時期のものである。

# 太陽風——ハレー彗星相互作用 (I)

## 「すいせい」観測 overview

何井利典 三宅亘 寺沢敏夫 伊藤富造  
(宇宙科学研究所)

平尾邦雄  
(東海大)

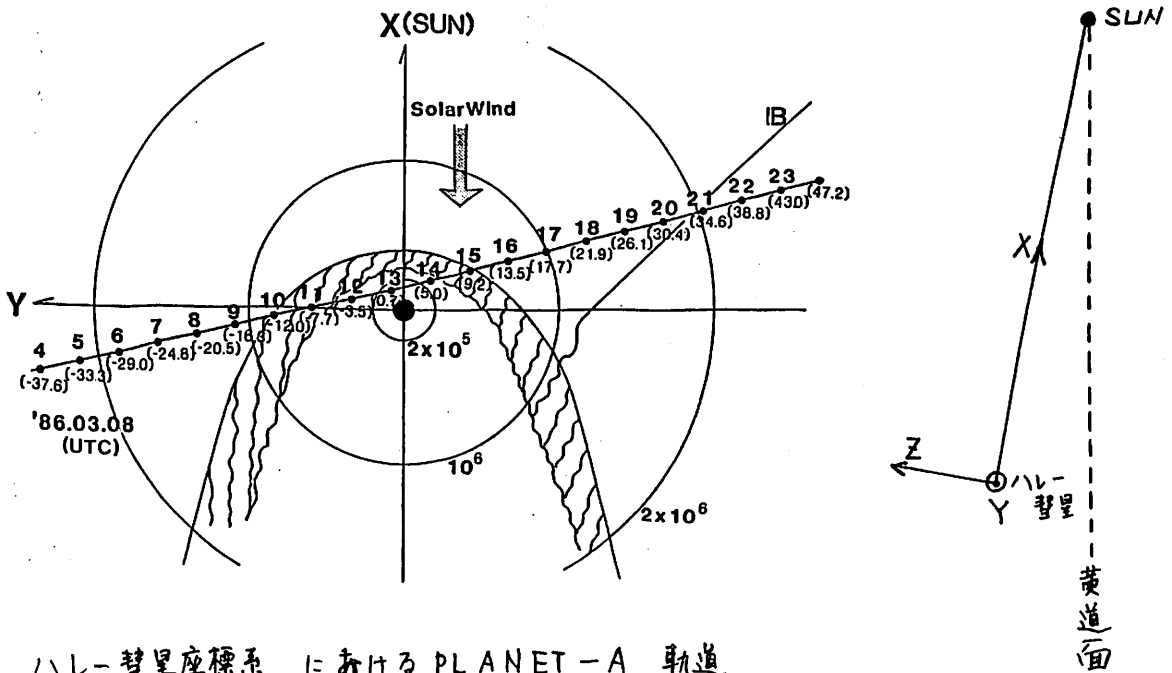
1986年3月8日 1310 UT, 探査機「すいせい」(PLANET-A) はハレー彗星の太陽側 14.5万 km を通過した。——(予定である。講演の際には予備検討結果を報告できると期待している。) 本報告は encounter phase に於ける太陽風観測器(ESP)による観測概要を述べる。

下図は、ハレー彗星——太陽座標系(右パネル参照, 原点: ハレー彗星, X軸: 太陽方向, Y軸: 黄道面に平行)に於ける探査機「すいせい」の軌道を示す。bow shockの太陽側の距離を40万 km としたときの形を想像して参考の為に描いている。軌道上のマークは1時間毎の位置で、数値はUT(hour)を示し、カッコ内の値は座標の値(単位: 万 km)である。「すいせい」の運用上の制約によって、ESPのデータは3/8 2200-0400 UTと3/8 1245-3/9 0400 UTの期間で得られる予定である。

幾つか興味ある現象があるが、常識的には

- (1) cometary ion は detectable threshold 以上? その種類は? mass loading は? どこまで(距離)? 加速は?
- (2) bow shock は存在したか? その位置や強さは? Transition region は? 等が考えられる。勿論、予想外の現象があるかも知れない。本報告は overview を行い、次の報告(寺沢他)でもう少し詳しい検討を行う。

このプロジェクトの成功は、宇宙研内・外の小田稔所長を始めとする一致協力、又、NASA/JPL の支援があってこそ成し遂げられたものであり、感謝する次第である。



ハレー彗星座標系 における PLANET-A 軌道

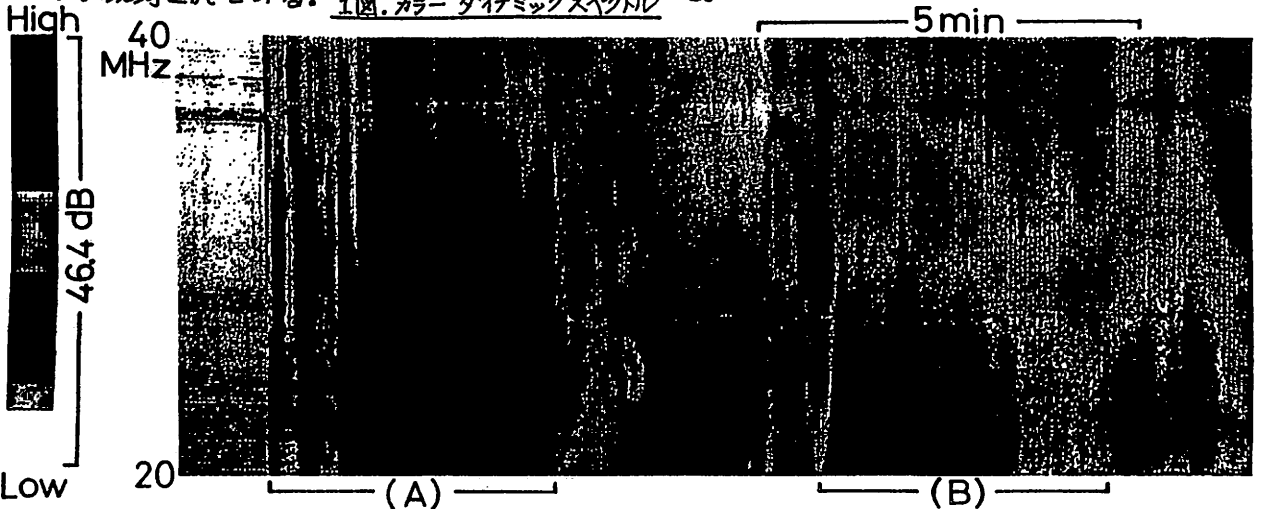
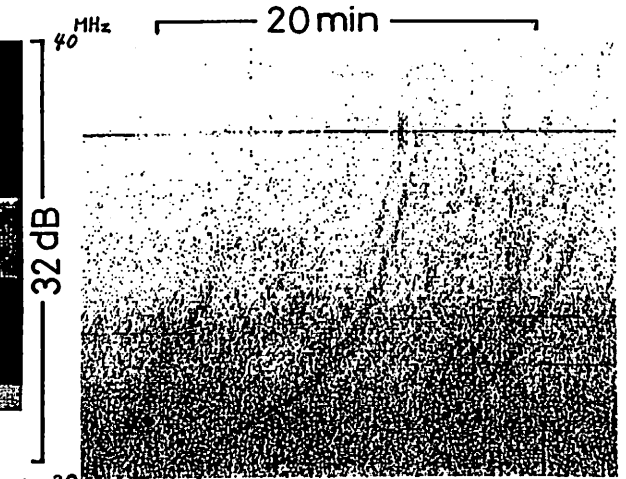
# 1986/02/04~07に観測された 太陽電波バースト

青山 隆司 大冢 寛  
(宮城職訓短大) (東北大理)

序 太陽活動の衰退に伴い、1985年後半から1986年初めにかけて太陽電波の発生頻度は極めて低い状態が続いていたが、1986年2月4日から7日にかけて、強いフレアを含む持続性のある電波バーストが発生した。この一連のバーストから、太陽コロナの擾乱の進行過程を知る貴重な情報を得ることが出来る。今回は、この一連のバーストの中で特徴的に現われる rising tone バーストを中心に報告する。

Rising Tone バースト。 太陽電波バーストは、Type I, V および U バーストを除けば、基本的には falling tone バーストとして観測される。これは、太陽電波の exciter (電子ビーム、衝撃波あるいはプラズマ雲) が、太陽近傍から外側に向かって運動すると考えることにより理解されている。ところが、この一連のバーストの中に、exciter の特殊な動きを示唆する数種類の rising tone バーストが観測された(1図、2図に例を示す)。1図は、非常に強いフレア(white flare)による Type III バースト群(A)につづき、早いドリフトを示す rising tone バースト群(B)がみられる。これは、フレアによる高速電子ビームが、磁場を变形することにより作る局所的に圧縮された磁場領域でのミラー反射によるもの、乃至はリコネクションにより作られた磁力線の閉じたループに沿う return ビームによるものの二つの可能性がある。2図は、1図のフレア(15:19頃開始)の翌朝(日の出直後)に起こったゆっくりとした rising tone バーストを示している。前日のフレアにより生成された閉じた磁気ループが残存しており、これに沿う比較的低速の電子ビームの運動によるものと考えられる。この他にも、コロナの擾乱域(電波源)のゆっくりとした運動によるものや、磁場の擾乱域に突っ込んだ電子ビームの反射および散乱によるものが観測されている。

2図. rising tone バースト



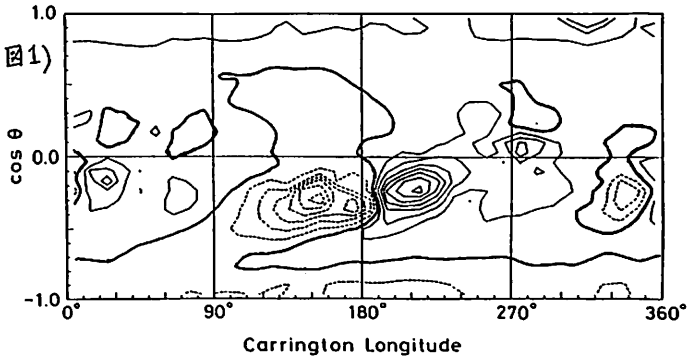
# He (10830Å) のコロナルホールと 光球上の太陽風噴出領域

袴田和幸  
中部大・工

人工衛星及び地上からの観測によると、1974年の間、太陽風速度、惑星間磁場及びコロナルホール等が非常に安定した27日回帰性を示していることがわかった。このことから太陽磁気圏やコロナが安定した大規模な空間的構造を持つことが推定できる。したがって、この期間の太陽風速度や光球磁場の観測値等を重ね合わせることで、時間的、空間的に安定した、それらの平均的な分布を求めることができる。

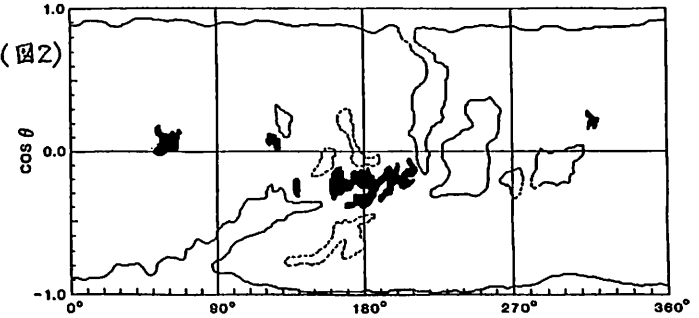
まず、1AU付近でのIPSの観測から推定された太陽風の速度を、惑星間空間の磁力線に沿ってソースサーフェスまで投影し、その上での平均的な分布を求めた。一方この期間、Mt.Wilsonで観測された太陽光球磁場の視線方向成分の平均的な分布も図1のように求めた。この観測結果を用いてポテンシャルモデルによりコロナ中の磁力線をトレースすることができる。そこで、上述した、ソースサーフェス上の太陽風速度の分布を、コロナ中の磁力線に沿って光球上まで投影することができる(図4)。これらの結果をKitt Peakで観測されたHe (10830Å) から推定したコロナルホール(図2, 3)と比較した。図2と図3は同じ1615カリントローテーションのコロナルホールの形を示すが、図1, 図4との比較のため縦軸が日面緯度(図3)とその余弦(図2)になっているので注意せよ。また図1, 図4は1974年の平均的な分布であることにも注意せよ。これらの図からわかるように、コロナルホールの形は光球上の大規模な構造の磁場と密接な関係がある。また光球上に投影した太陽風噴出領域の形はKコロナのコロナルホールよりもHe (10830Å) から推定したコロナルホールの形に良く似ていることもわかった。

Line-of-Sight Component of Photospheric Magnetic Field

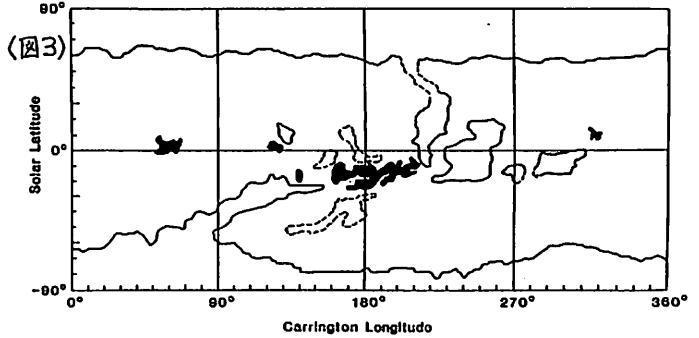


(図1)

Coronal Holes Inferred by He 10830Å

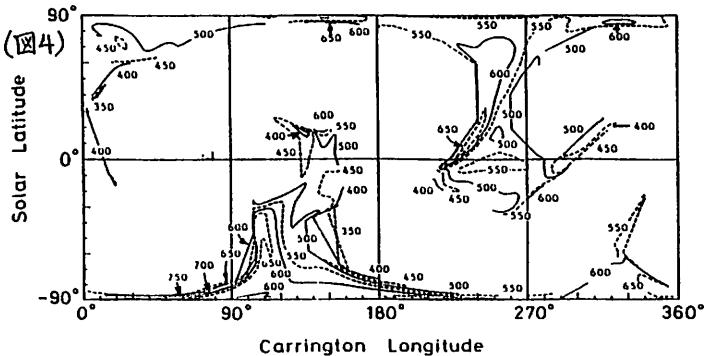


(図2)



(図3)

Solar Wind Speed Distribution projected on the Photosphere



(図4)

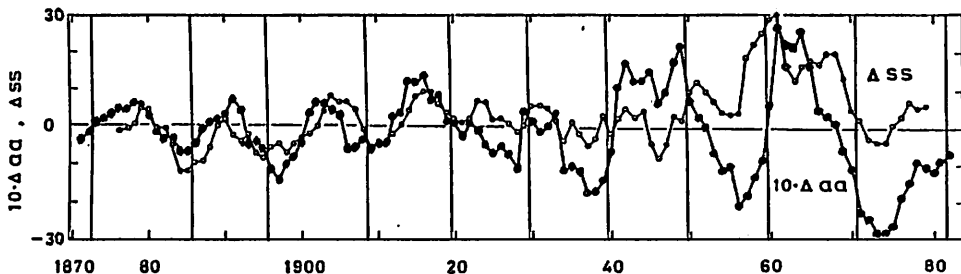
## 太陽風パラメータの太陽面緯度依存性 に伴う地磁気活動度の年週変化

村山高, 野坂徹  
名大理

aa, am, ap などの地磁気指数は, 太陽風の速度  $V$ , 磁場の南成分  $B_s$  に対して,  $(B_s + B_0)V^2$ ,  $B_0 \approx 1 \text{ mT}$  の定数, に比例する変化を示す。従って, もし太陽風の  $V$  や  $B_s$  が, 地球の到達できる太陽面緯度範囲 ( $\pm 7.25^\circ$ ) で緯度に対する依存性を持っていれば, それは地磁気指数の年週変化として見えるはずである。その依存性の, 特に太陽赤道面に対する南北非対称性の有無を調べるために, aa-index を用いて, 1868-1984 の 117 年間について解析を行なった。

解析は, まず aa からその 1 年の移動平均値を引き去り, 残差を各年ごとに調和解析して  $aa = A \cos X + B \sin X + C$  ( $X$  は 1 年内での位相) の  $A, B, C$  を求め, その  $-B$  の値を南北非対称の measure ( $\Delta aa = -B$ ) とした。従って,  $\Delta aa > 0$  は, 北半球の太陽風活動度が南半球より大きいことを示す。この  $\Delta aa$  と比較される太陽面活動度の情報としては, 南北両半球の太陽黒点数の差 (北-南),  $\Delta SS$  を用いた。

下図は 1871-1982 の期間における,  $\Delta aa$  と  $\Delta SS$  の経年変化を示したものである。年ごとの  $\Delta aa$ ,  $\Delta SS$  の値はかなり fluctuate するので, 見易くするために, それ等の 5 年間の移動平均がプロットされている。縦線は, 黒点数極大の 2 年後を示す。この図に見られる特徴は, 以下のようによろしく要約することが出来る。



- (1) 1920年以前の約4 solar cycle では,  $\Delta aa$  は 11年周期の変化を持ち, その極大は黒点極小時を 1~2年過ぎたあたりにある。また  $\Delta SS$  も 11年変化を持ち, その位相は,  $\Delta aa$  のそれとほぼ一致している。強いていえば,  $\Delta aa$  の方が, 1年ほど早い。
- (2) 1930年以降の5 solar cycle では,  $\Delta aa$  は顕著な 22年周期 (実際には 20年周期) の変化を示す。その値がゼロを切る位相は, 黒点極大のほぼ 2年後である。この期間の  $\Delta SS$  は, (1) の時期と異なり, かなり不規則である。その動きは, 部分的に  $\Delta aa$  と相関があるように見えるものの, 22年周期は認められない。
- (3) 1920-1930の期間は, その前後の, 性格の異なる期間の間の過渡期的ように見える。

(1) の期間と (2) の期間の間には, 他の面でも差異が見られる。その 1 つは黒点数で, その年平均値の極大値が (1) では 63.5 ~ 103.9, 平均 79.1 であるのに対して, (2) の期間では 105.9 ~ 190.2, 平均値 143.5 と (1) の 2 倍に近い値を持つ。また黒点極小期の aa の平均値は (1) では平均 ~ 9 であるのに, (2) では ~ 16 と, やはり 2 倍近い差がある。この 2 つの時期の境目は, 吉村氏の提唱する太陽活動の 55 年大周期の,  $\alpha IV$  と  $\alpha V$  の境目にほぼ一致している。

# H $\alpha$ 線による太陽彩層の観測システム

富田二三彦, 磯崎 進, 大部弘次, 磯辺 武, 大内栄治, 森 弘隆, 巨 慎一  
電波研究所 平磯支所

これまで, 電波研究所平磯支所では, 白色光による太陽光球面の観測と太陽電波4周波(100, 200, 500, 9500 MHz)の定常観測が行われており, さらに32 GHzによる太陽面微細構造の観測も再開されている。(図1に9500 MHzバーストの例, 図2に32 GHz太陽マップの例を示す。)

(1986年2月4日に発生したサブフレアとその後のフレアを8色の擬似カラーで表示する。)

今回は, 新システムを含む平磯支所における太陽電磁波観測の紹介を行うと同時に, 取得されたデータについて報告を行う予定である。

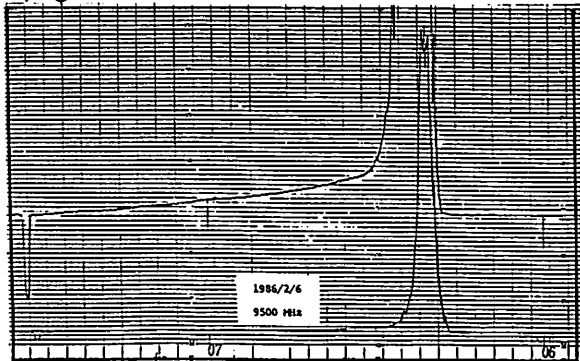


図1 1986年2月6日 06<sup>h</sup> UT ~ 07<sup>h</sup> UT

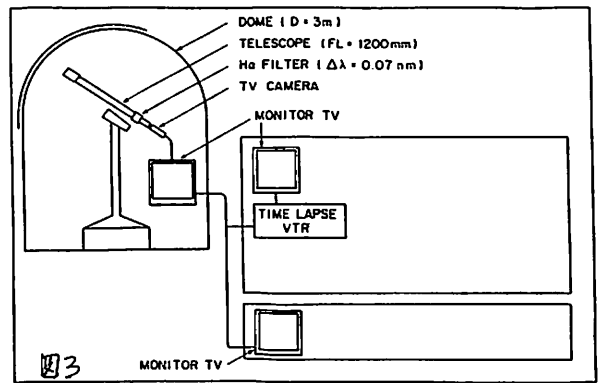


図3

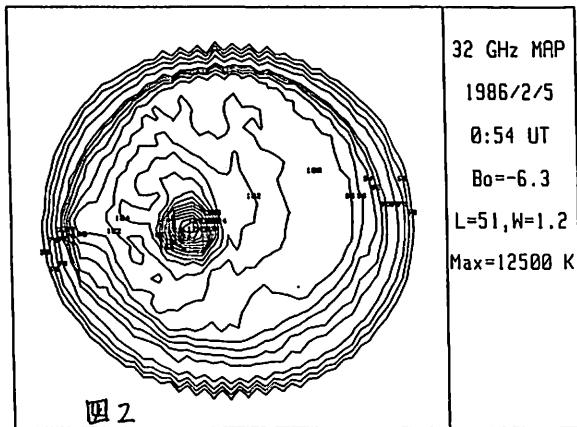


図2

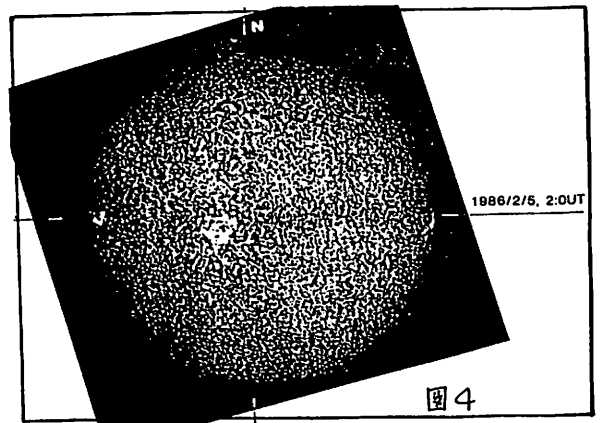


図4

この度, 新たにH $\alpha$ 線太陽観測システムが完成し, 稼働を開始した。(図3にブロック図, 図4にH $\alpha$ 線太陽像の観測例を示す。) このシステムは, 現在はビデオを主体にして構成されているが, 今後, 画像処理技術や高速写真撮影技術の導入により, より定量的なデータを取得できるように改善していきたいと考えている。すでに, 簡単な画像処理装置を自作し, 試験的に使用しているのがこの例を図5に示す。

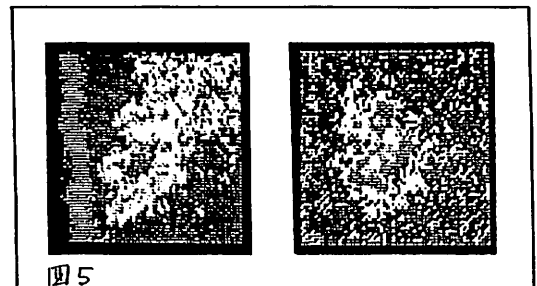


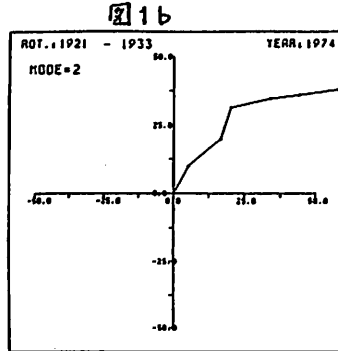
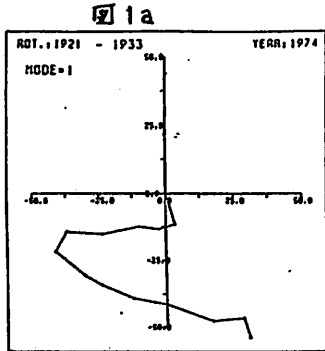
図5

野坂 徹  
(名大理)

地磁気 aa-index の 27 日変化は、太陽風の速度と比較的良好な対応が見られる。図 1 は大きなスケールの高速太陽風の流域が経度にしてほぼ  $180^\circ$  離れて安定して存在した 1974 年について、aa-index の 27 日変化の harmonics ととって 1st mode と 2nd mode を vector summation 形式で示したものである。太陽赤道面付近に南北にまたがる形で 2 つの高速領域が存在していることを反映して 2nd mode の方は 1 年を通じて直線的に、特定の位相の方向に伸びている (図 1b)。また 2 つの高速領域がそれぞれ南、北半球から赤道面方向に伸びていると考えられ、これを反映して 1st mode は 1 年の前半と後半で位相の変化を起こしていると考えられる (図 1a)。

このように harmonics の各モードが 1 年を通じて示す変動パターンを組み合わせから、1 AU 近傍における太陽風 stream の 2 次元的分布を太陽赤道面を中心に南北それぞれ  $7.25^\circ$  の範囲で推定できる。たとえば 1974 年に出現した太陽風の stream pattern とよく似た形が 1932 年、1887 年にも出現していたことが、それぞれの年の 1st mode と 2nd mode の変動パターンにより推定できる。

講演では、太陽活動周期の第 11 期の極大期から第 21 期までの期間についてこのような方法によって調べた太陽風の stream pattern の長期変化について報告する予定である。



← 1974 年

1932 年 →

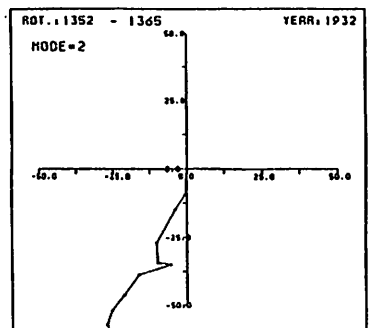
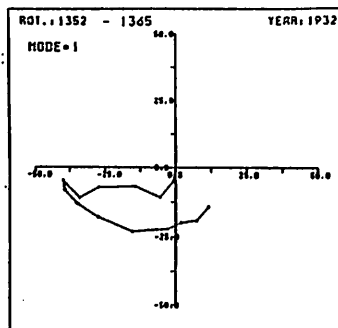


図 2a

図 2b

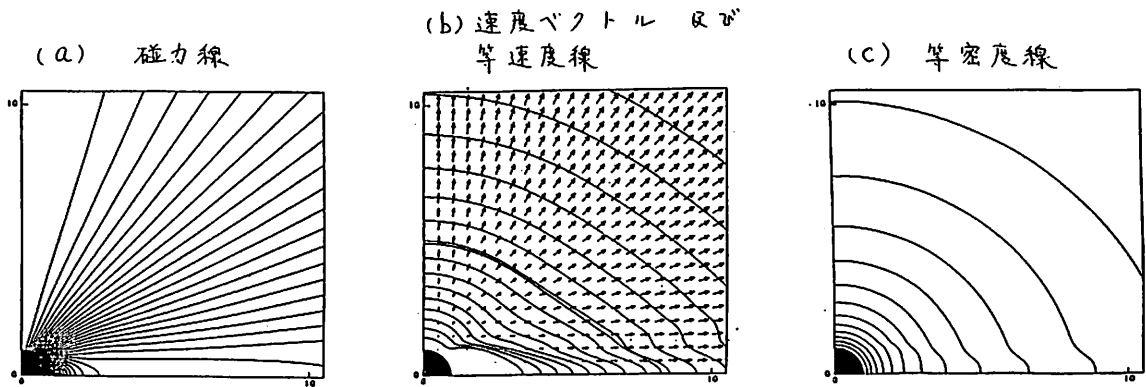


藤見治一  
名大空電研

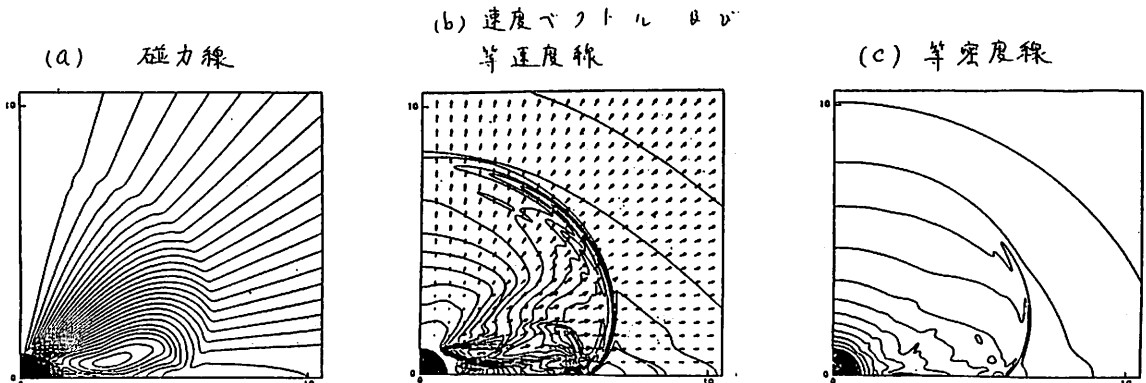
惑星間空間衝撃波の生成と伝播についての二次元MHDシミュレーション解析について報告する。太陽近傍では磁場及び密度の不斉一性が大きく、介きでは内部境界を $2R_0$ より内側にはとれぬが、現在は $1R_0$ からの解析が可能となり、た。又、粘性係数及び磁気粘性項は落として解析出来るようになっている。ギ1図は準定常解である。太陽表面での密度を $10^8/cc$ 、温度を $1.38 \times 10^6 K$ としている。磁場は太陽表面で双極子配位とし、極域での強さを1 Gauss にとっている。径方向 $10.5R_0$ 、軸方向 $10.5R_0$ で軸対称系で計算している。

、ギ1図の準定常解でコロナの基底( $\sim 1.2R_0$ )で緯度 $45^\circ$ 、 $\Delta\theta = 0.1 \text{ rad}$ 、 $\Delta R = 0.5R_0$ にわたって温度が2倍に上昇したとした時、その3.73時間後の衝撃波の伝播をギ2図に示す。温度上昇が大きくなると、その温度に対応する太陽風解をつくづく衝撃波が生成されることが結論される。このことは、観測で太陽表面に特に顕著な現象がない時にも惑星間空間衝撃波が見られることに対応する。

ギ1図 準定常解



ギ2図 衝撃波の伝播



## 小規模の磁気流体波と大規模の磁気流体波の相互作用 (II)

洪端 広充, 並川 富一  
大阪市大理

小規模の乱雑な擾動や場が存在する下での大規模の速度  $U$  や磁場  $B$  の変動を研究するためには、小規模の波による ponderomotive force と mean electromotive force その他の非線形項を  $U, B$  etc. の関数として表示し、乱雑場のスペクトルの変動を記述する方程式の導出が必要である。

昨年の春の学会では、Fourier 解析の方法と摂動法を用いて、弱い磁気拡散があるプラズマ中の小規模の乱雑な Alfvén 波による mean electromotive force ( $\alpha$ -効果,  $\beta$ -効果) と ponderomotive force 及び乱雑場のスペクトルに関する輸送方程式を導出したことを示し、小規模の乱雑な Alfvén 波が大規模の Alfvén 波に如何なる影響を与えるかについての報告を行った。

今回は、前回用いた解析方法を圧縮性を考慮した場合に適用し、同様な解析を行った。種々の磁気流体波による ponderomotive force や mean electromotive force の計算を行い、それらを通じて大規模な磁気流体波にどのような影響を与えるかについて報告する。

I-17 太陽風 - ハレー すい星 相互作用 (II)

-相互作用領域における太陽風とすい星イオンの観測-

寺沢敏夫<sup>1</sup>・向井利典<sup>1</sup>・三宅亘<sup>2</sup>・北山正信<sup>1</sup>・平尾邦雄<sup>3</sup>・伊藤富造<sup>1</sup>  
 (1 宇宙研 / 2 東北大 / 3 東海大)

先に向井 et al. の講演で述べたように「すいせい」PLANET-Aは1986年3月8日にハレーすい星に最も接近した。原稿の執筆時は最接近前であるので、得られると予想されるすい星と太陽風との相互作用として最も興味深いのはいわゆる mass loading 効果である。(すい星と太陽風との相互作用の中で太陽光もしくは太陽風イオンとの荷電交換による電離される。その場で太陽風と同化 (assimilation) するため、太陽風プラズマの流れも影響を受ける。この影響を mass loading effect と称する)。

図 a は PLANET-A を基準とした座標系における位相空間分布であるとする。X 軸は動径方向、Y 軸は速度成分を示す。太陽風プラズマは 70 km/s 程度の速度で、新たに生まれのイオンは電離された位置に出現する。このイオンは太陽風内の磁場に巻き付いてそのまわりのトラスを形成する (トラス形成はもちろん 1 ジャイロ周期の間に起きる) (図 b)。新たなイオンの密度はコマから数十万 km の位置では太陽風プラズマの 0.1% - 1% 程度に達する。この密度はコマから数十万 km の位置では安定ではありえず自ら起こしたプラズマ不安定性によりピッチ角散乱を受け、球殻状に広がる筈である。(このピッチ角散乱の時間スケールは相対密度等に依存するが大体イオンのジャイロ周期の数倍から数十倍の間であろうと考えられている)。

PLANET-A に搭載されているプラズマ計測器 ESP は E/Q 型の計測器であって質量分析器ではない。そのため速度  $V$  を持ったイオンは  $\sqrt{M/Q} \times V$  の速度をもったプロトンであるかのように観測される。またハレーすい星接近時は観測を 2 次元モードで行うことになっている。従って数種類のイオンが存在するとすればそれらは  $\sqrt{M/Q} \times V_{sw}$  を中心としたいくつかの円となって観測される (図 c)。

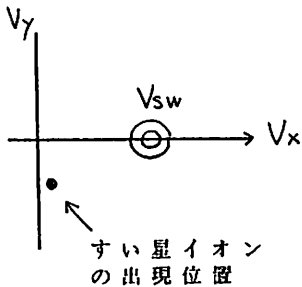


図 a

太陽風イオンの速度空間分布。

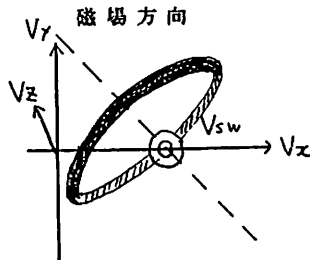


図 b

新しいイオンは磁場のまわりに巻き付いてトラスを形成する。

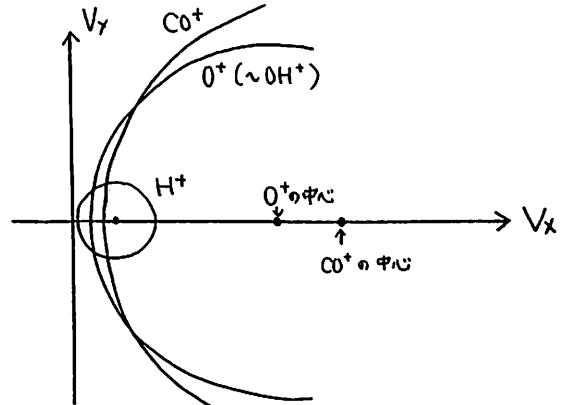


図 c

ピッチ角散乱後のイオン分布。(観測の行われる 2 次元面 -- PLANET-A スピン面 -- に投影)。

プラズマ不安定性が強く、ピッチ角散乱ばかりでなく、エネルギー空間の散乱も起きるときは図 c のいくつかの円は混ざり合って観測されることになる。何れにせよ位相空間分布の様相によりすい星-太陽風プラズマ相互作用の診断ができる。こうした相互作用の強さはすい星コマからの距離にも依存すると考えられるが、PLANET-A 最接近時から数時間にわたって得られる予定の ESP データの解析によりこうした距離依存性についても詳細なデータが得られるものと期待される。

T. WATANABE, T. KAKINIMA, AND M. KOJIMA  
RES. INST. ATMOSPHERICS, NAGOYA UNIV.

The plasma tail axis of comet Bradfield (1979L) showed a rapid turning at about 03 UT on 6 February 1980 (Fig. 1, Brandt et al., 1980). The locations of spacecraft and the lines of sight of 3C48 and 3C144 on this date are shown in Fig. 2. Solar wind parameters obtained at Helios 2 are shown in Fig. 3 after Le Borgne (1983). Solar wind speeds obtained from IPS measurements of 3C48 are also plotted in this figure. The solar wind speed increased from 350 km/s to 880 km/s in less than 2 hours at Helios 2 at about 1630 UT, 5 February 1980, 12 hours before the tail event. The north-south direction of the flow vector showed a 20° turning during the rapid increase in the solar wind velocity. Le Borgne (1983) and Niedner et al. (1983) have attributed the tail event to the turning of the flow vector. Similar velocity increase was observed at ISEE-3. IPS observations of 3C48 on 6 February 1980 showed an increase in the flow speed from <300 km/s (UCSD) to 430 km/s (TYKW) on 6 February (Fig. 3). An SSC took place at 0321 UT, 6 February 1980. Above-mentioned spacecraft and IPS observations suggest the presence of a quasi-spherical interplanetary disturbance near 1 AU when the tail event was observed. We construct an empirical model of the interplanetary disturbance relevant to the tail event assuming an extended-medium weak scattering model. The angular distribution of the flow speed of the probable shock driver (high-density, low temperature post-shock plasma) of the interplanetary disturbance is shown in Fig. 4a (longitudinal direction) and in Fig. 4b (latitudinal direction). It is seen that the principal portion of the disturbance is located in the region to the east of the Sun-Earth line and to the south of the ecliptic plane. The solar source of the disturbance is suggested to have been a 1B solar flare (S15E15) which took place at about 1328 UT, 3 February 1980. Detailed description on the tail-turning event is given elsewhere (Watanabe et al., 1986).

Brandt, J. C. et al., *Astrophys. J.*, 241, L51-L54, 1980.

Le Borgne, J. F., *Astron. Astrophys.*, 123, 25-28, 1983.

Niedner, Jr., M. B. et al., in *Solar Wind Five*, NASA SP-2280, 737-742, 1983.

Watanabe, et al., *Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ.* 33, in press, 1986.



FIG. 1

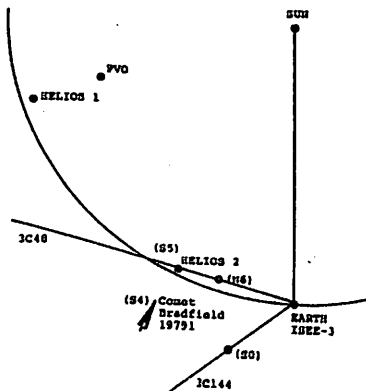


FIG. 2

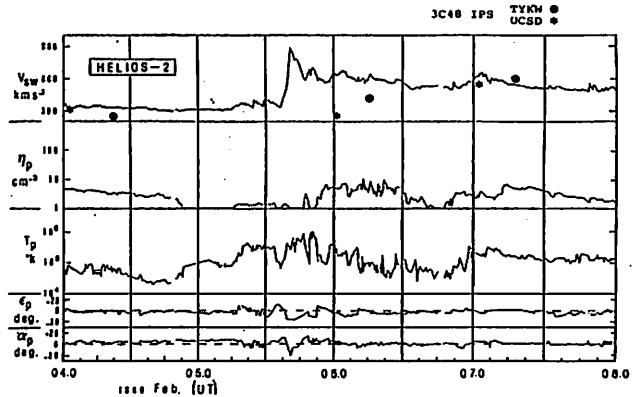


FIG. 3

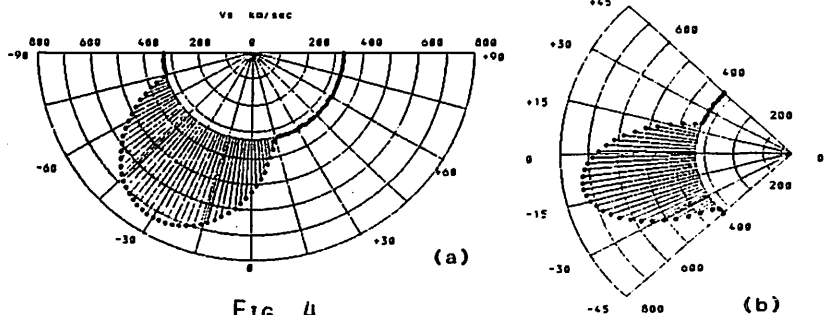


FIG. 4

萩野竜樹

(名大空電研)

すい星の尾は、時々すい星本体から分離して、尾方向へ飛去ってしまうことがある。これはすい星尾の分離現象 (DISCONNECTION EVENTS) として、観測から良く知られた興味のある太陽風とすい星相互作用の一つである。すい星の尾は部分的にちぎれ、あるいは全体的にちぎれて、すい星に接続している部分はすい星本体の方へちじみこみ尾側の部分は尾方向へ移動していく。それにつれてすい星本体に接続している部分は再び成長して尾方向に伸びていく。次にもう少し変化の小さい現象を見ると、すい星の尾におけるらせん構造の出現、地球の磁気圏嵐時に現れるプラズモイドを想像させる明るい部分の尾方向への伝搬がしばしば観測されている。これらの現象を説明するために、太陽風とすい星から流出するプラズマの相互作用の2次元のMHDシミュレーションを行った。

まず、一様な惑星間磁場が無い場合、昼間側の太陽風とすい星からの流出プラズマの相互作用領域の構造、すなわち外側の衝撃波 (OUTER SHOCK)、接触面 (CONTACT SURFACE)、及び内側の衝撃波 (INNER SHOCK) はMHDモデルから良く再現することができた。その時の太陽風のパラメーターは、数密度が5個/CC、速度が300KM/Sである。惑星間磁場を導入する時、外側の衝撃波はすい星本体から更に遠方に移動する。その外側の衝撃波に対してRANKINE-HUGONIOTの飛びの条件は良く満足されている。

5NTの北向き惑星間磁場 (IMF) を太陽風と共に流した場合、すい星から流出したプラズマは継続的にその磁力線を捕らえ続けて、その結果すい星尾が作られる。即ちすい星から流出したプラズマは、すい星本体に巻き付いた惑星間磁力線によって閉じ込められ薄いプラズマシートを形成する。一方昼間側のよどみ点では外側の衝撃波を通過した惑星間磁場が積み重なって強くなり、接触面の前で最大に達する。その磁場の最大値は惑星間磁場の1.2倍程度である。接触面で太陽風プラズマはすい星からの流出プラズマと衝突するので、磁場の圧力は太陽風の動圧の約2倍になる。捕捉された磁力線が更に尾方向に伸びる時、反平行磁場構造がすい星尾に形成され磁気リコネクションが尾の数箇所できり始める。こうして、すい星尾は弱く不安定になり高いプラズマ圧力の部分、即ちプラズモイドが現れる。これらのプラズモイドは局所的なアルフベン速度で尾方向に伝搬していく。

次に、惑星間磁場の向きが北 (5NT) から南 (-5NT) に反転した場合の相互作用の時間変化を調べた。これは太陽磁場構造のSECTOR BOUNDARYにすい星が遭遇したことに相当する。まず、昼間側磁気リコネクションが停留点で起こり始め、過去にすい星に巻き付いていた磁力線は磁気リコネクションによって昼間側から次第にはがれていく。新しい対の磁気中性線が停留点から尾側で惑星間磁場が逆転している領域に伸びていく。その対の磁気中性線の中に、高いプラズマ圧力の部分 (暖かいプラズモイド) が現れて尾方向に伝搬していく。更に、閉じた磁力線に包まれた熱いプラズモイドが停留点近傍で形成される。そのプラズモイドは成長した後、停留点で二つに分離して、対の中性線に沿って尾方向に伝搬していく。時間の経過と共にその対の磁気中性線は赤道面の古い磁気中性線に近づいていき、磁気リコネクションがその三つの磁気中性線で同時に起こる。その結果、すべてのプラズモイドは大きく成長しかつプラズモイドの幅 (磁気島の幅) が中性線の間隔と同程度になるためにお互いに強く結合する。こうして、すい星尾全体が大きく変動する。その結合したプラズモイドが尾方向に飛び去った後は、新しく捕捉された南向き惑星間磁力線に対応した一つの磁気中性線だけが赤道面に残り、狭いすい星尾が再び形成される。

奥谷 晶子, 今井 加代, 加藤 博  
理 研

武山地下観測所(深さ54mve)の多方向中間子計による連続測定は1967年以来今日まで行なわれている。その間に蓄積されてきた19年間のデータを用いて太陽時日変化の長期変化を求めた。

図1は鉛直成分(V)と東西南北の天頂角28°方向の成分(EWSN)について年平均太陽時日変化ベクトルの summation diagram を示す(地球公転による Compton-Getting 効果の補正済み)。この図から次のことがわかる。(1) 太陽極磁場が反転した1970年頃と1981年頃に位相の前進と後退が見られる。(2) 太陽活動極小期の1976年頃に振幅が殆ど0になり、1982年前後には、振幅が約0.1%に増大する。太陽磁場周期(22年)と太陽活動周期(11年)に関連するこれら2つの長期変化は、図2の太陽時半日変化にも見られる。比較のために、図3に武山(threshold rigidity 30GV, median rigidity 212GV)の鉛直成分及び Embudo (19GV, 134GV)と Socorro(45GV, 305GV)を示す。Swinson が指摘したように、Embudo では70年代の位相が60年代、80年代よりも前進している。同じような位相の変化が、(1)で述べたように武山にも見られるが、Socorro でははっきりしない。(2)の1976年頃振幅が0になる現象は Socorro にも見られるが Embudo や図4に示した板橋電離箱 (median rigidity 71GV) には見られない。

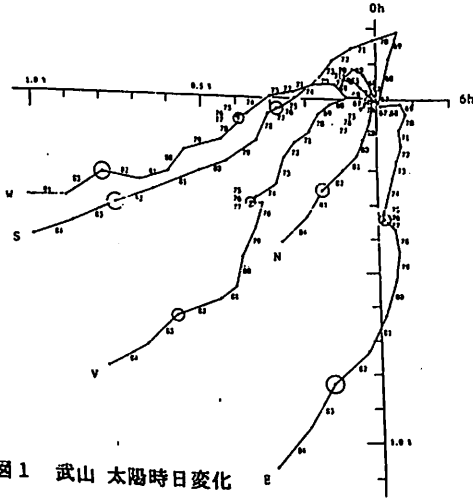


図1 武山 太陽時日変化

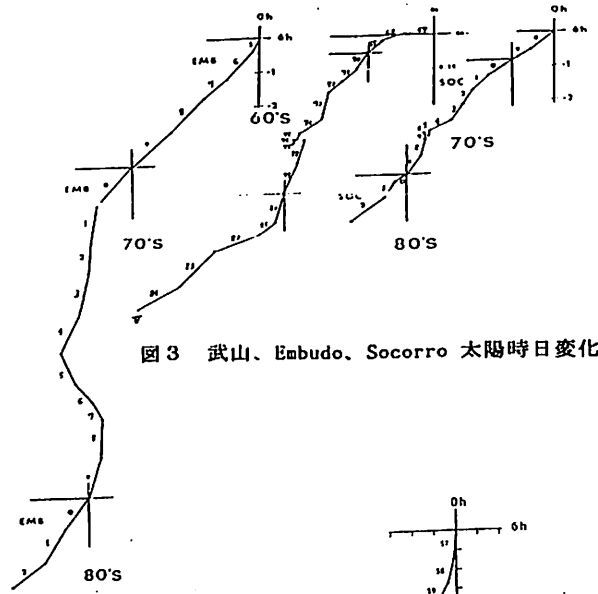


図3 武山、Embudo、Socorro 太陽時日変化

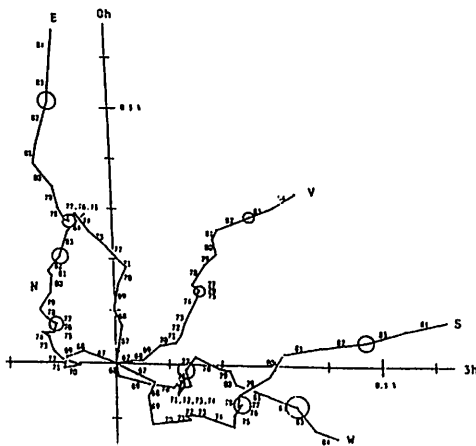


図2 武山 太陽時半日変化

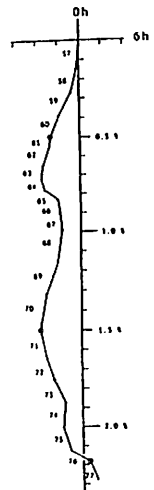


図4 板橋電離箱 太陽時日変化

松代 (地下約 200 米水深相当の深さ) における  
宇宙線強度変化の観測

森 覚 安江 新一 賢坂 修二 (信大理)  
一之瀬 匡興 (信大 教養)

深い地下での宇宙線強度変化の観測は、高エネルギー宇宙線 ( $10^{11} \sim 10^{12}$  eV) の強度変化を観測することができる。従って、地上観測のそれと比べて、より広い空間 (数 AU) の物理的状态を知りうる。

我々は、1984年3月より、長野市松代町で地下観測を続けており、約2年が経過した。今回はその観測データの一部を報告する。松代地下観測は表1のような諸元をもつ。他の地下観測に比べてより高いエネルギーの宇宙線強度変化を観測している。

表2に17方向望遠鏡の4, 12成分について、計数 (毎時当り) をまとめて示す。

Table 1 Matsushiro (Zohzan) Underground Station

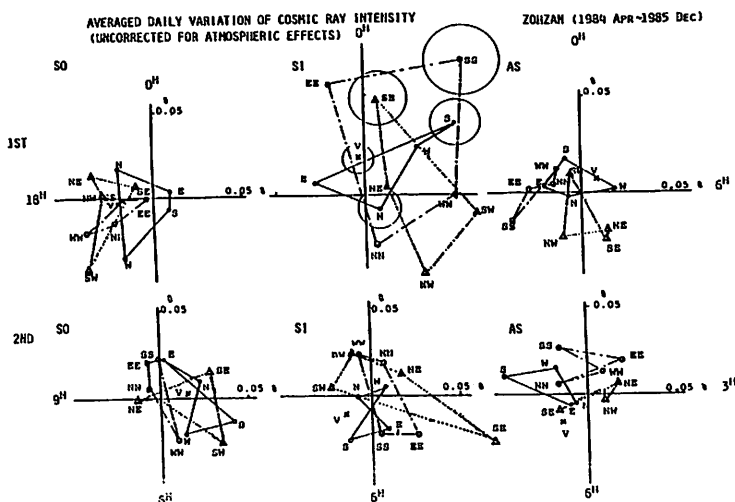
Geographic			Depth (mwe)	Median primary Rigidity (GV)
Lat.	Long.	Altitude (m)		
36.53°N	138.02°E	360	220	700

Table 2 Counting-rates of component telescopes

Vertical-telescope (V)		22,000/hr
North-	(N)	9,000
South-	(S)	7,500
East-	(E)	9,600
West-	(W)	13,700
North-east-	(NE)	4,800
North-west-	(NW)	4,600
South-east-	(SE)	6,600
South-west	(SW)	5,600
Inclined-north-	(NN)	6,000
Inclined-south-	(SS)	3,900
Inclined-east-	(EE)	6,200
Inclined-west	(WW)	8,700

図1に、太陽時 (SO) 恒星時 (SI), 反恒星時 (AS) についての、日周変化 (1ST) と平日周変化 (2HD) が画かれている。この結果から、SIの変化は、他と比べて大々く見られること、その中でもより斜め、かつ赤道面を観測する成分 (SS, EE) が、特に大々くは興味深い。また、太陽時 (SO) 変化は、この深さでも、尚観測されているようである。上記の異方向性外、これらの空間座標依存、南北異方向性等についても述べる。

Fig. 1 Observation of Daily Variation



長島一男、龍岡亮二、宗像一起、(名大理)  
 一之瀬 匡興 (信大教養).

太陽磁気圏内部における宇宙線の拡散-対流モデルを基に、我々は宇宙線3次元異方性の理論的定式化を行った。その結果については、過去に当学会講演でも報告しており、この異方性に起因する宇宙線強度の日変化のいくつかのモードについて定性的ながら観測結果を説明しうることを示した。

この異方性は1次元異方性として近似的に Swinson タイプのものを含んでおり、IMF極性に依存した(換言すれば、セクターに依存した)宇宙線強度の恒星時日変化を作り出す。しかも、我々の定式化した異方性は、恒星時日変化に対して3次元異方性からの寄与も、与らざりうることを示している。

今回は、IMF極性に依存した宇宙線の恒星時日変化に対して、上記の3次元異方性理論に基づいた形で定量的な解析を行った。その結果を報告する。この解析はニュートロンモニター、名古屋の中間子計及び地下の中間子計のデータを適用したものである。



三次元解析よりの宇宙線異方性と惑星間空間磁場

矢作直弘・高橋八郎・長島一男  
 貴秋・社 盛岡大学 名大・理

在界宇宙線観測網の57約40ヶ所余の宇宙線観測所よりの宇宙線中子成分データも長島の方法により、三次元解析を行ない、南北異方性 (First Zonal Harmonic Component,  $Q_1^0$ ) 及び極・赤道異方性 (2nd Zonal Harmonic Component,  $Q_2^0$ ) 並にこれらに対する best fit Rigidity Spectrum を求め、過去数回にわたって、これらの結果について報告してきた。当初の解析は1967年のデータに限られていたが、その後1966年、1969年のデータについても解析を行ない、現在、部分的な欠落部分とあるが、一応解析結果が得られていたとのため、今回はこれらの新結果を加えて、従来同様を検討を加えた結果を報告する。今まで得られていた結果の若干を次の図 (Figs. 1~4) に示した。

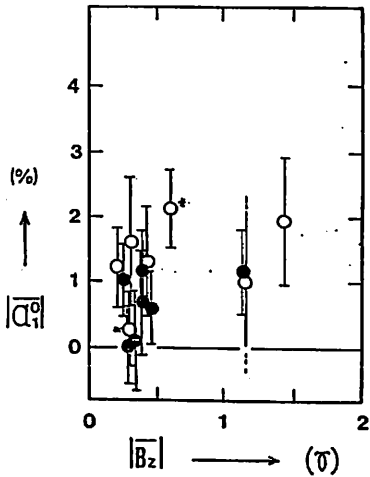


Fig. 1

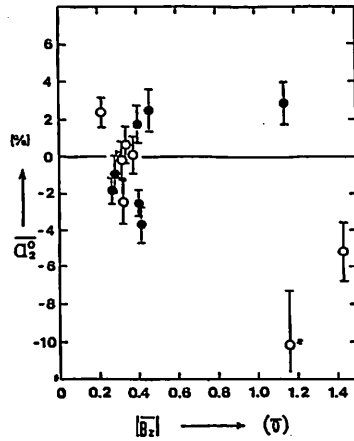


Fig. 2

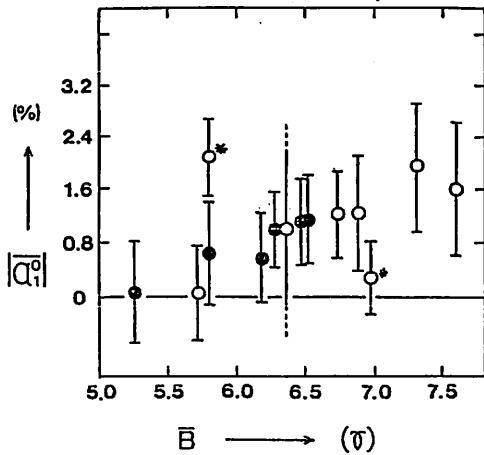


Fig. 3

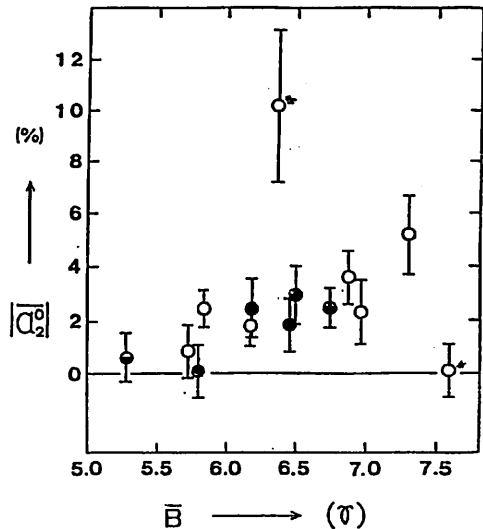


Fig. 4

長崎一男, 藤本和彦, 藤田幸二, 単独一起

惑星間磁場の Archimedean spiral magnetic field は Parker 12, 2, 理論的  
 指直され, space exploration 1: 2, 2 惑星間磁場, 磁場構造; 太陽風, 後に入射する  
 粒子  $\alpha$  粒子,  $T_1$ ,  $T_2$ . Parker field は  $B_r, B_\theta$  (solar polar coordinate) の  
 構造という特徴を持つ, 2112. ところが観測された惑星間磁場は (IMF) Parker  
 field ではない. はずれた日 "下子" 存在とより強い  $B_\theta$  成分を持つ, 2112 と  
 異なる, 2112

最近 Nagashima et al の理論的仕事により惑星間磁場は次の4種の field  
 を持つ (Poloidal-type Zonal field, Troidal field, Modified Parker field  
 and Vortex field). 2112 の理論的仕事は特許の 2112. IMF の長周期変動  
 (>year) 及びそれ以下の周期変動等々新に

Parker field からのずれという観測主題に詳しく調べた.  
 IMF の長(短)周期変動と宇宙線強度の変化について考察する

# I-25 MUレーダーによる電離層電子密度の観測

佐梁智昭、竹田雅彦、荒木徹（京大理）、佐藤亨（京大超高層）

我々は、昨年からMUレーダーを用いて、インコヒーレント散乱による電離層の観測を行なっている。現在のところは、マルチパルス法による自己相関関数を用いた観測を行なっていないので、電子とイオンの温度比が決まらずレーダー観測だけでは電子密度は求まらないが、リファレンスとしてアイオノグラム（信楽）のfoF2の値を用いることによって電子密度の分布（図1）を得ている。

観測は1985年11月12日8時から13日7時までで、高度分解能は4.8km、時間分解能は15分である。この図を見ると、12日12時頃にF2ピークの電子密度が減少するbite-out現象、また19時頃に東向き電場の強まりによると思われるhmF2の増加が見られる。図2は稚内、秋田、国分寺、山川、沖縄のアイオノグラムのfoF2の値を示す。これを見ると各地でも、bite-out現象が起こっていることがわかる。報告では、HFドップラーのデータも加えてbite-out現象、及びhmF2の増加について検討する予定である。

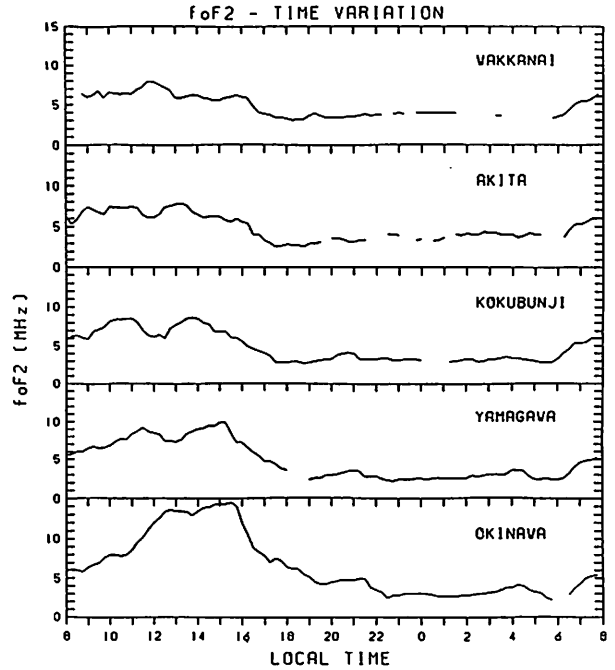


図2 日本各地のアイオノグラムのfoF2の値

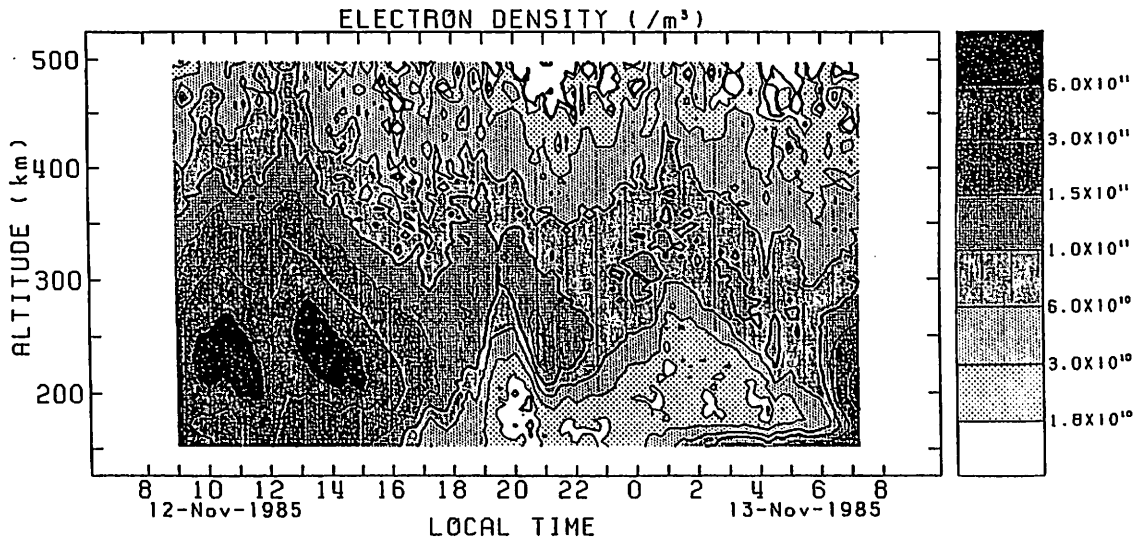


図1 11月12日-13日の信楽での電子密度の時間変化

MUレーダーによる電離圏の観測 (2)

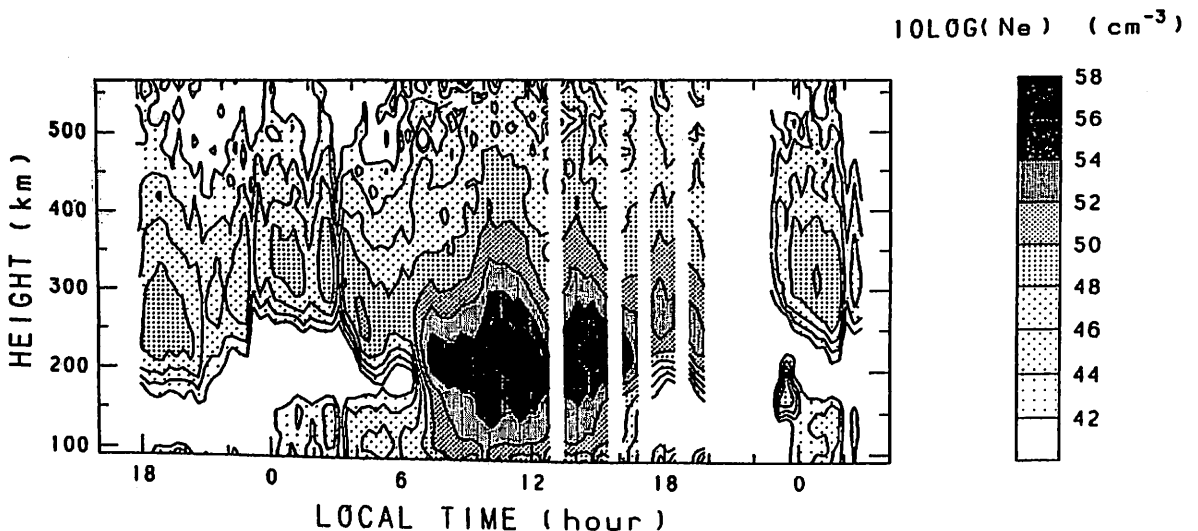
伊藤敦夫、 木村磐根、 深尾昌一郎、 佐藤亨、 加藤進  
(京大工) (京大超高層)

1984年に完成した京都大学超高層電波研究センターのMUレーダーは、現在に至るまで中層大気の様々な興味深い観測結果を提示しているが、最も高い感度を必要とする電離圏においても、ようやく本格的な観測が始められるようになった。そこで、今回は84年9月に報告されたパワープロファイル法の改良による電離圏電子密度の観測結果について述べ、更に、今回始めて観測されたマルチパルス法による自己相関関数観測の結果についてもふれる予定である。

MUレーダーを用いて取得された電離圏のエコーは、流星及び各種雑音の実時間除去を経た後、オフラインで処理される。また、データ取得中、MUレーダーのゲイン較正用のリファレンス信号を1時間おきにある一定期間受信する。オフライン処理においては、このリファレンス信号強度により受信システムの感度補正を行う。今回はマルチパルス法との同時観測を行っていないため、電子温度とイオン温度の比 $T_r$ を高度方向に対して一定と考え、アイオノグラム $F_oF_2$ 値及びプロファイルのピーク値から電子密度の高度プロファイルを算出する。このような処理を経た後の電子密度の高度、時間変化を等高線図によって表したものを下図に示す。この図から、夜間及び昼間の $F_oF_2$ の高度変化や、昼間(24日10時~18時)の細かい変動などがあるのがわかる。

前述のように、電子密度の算出には、 $T_r$ の高度変化が必要であり、またこの値が求められればアイオノゾンデを用いないMUレーダーのみによる電子密度の絶対算出が可能となるため、マルチパルス法による観測が待たれていた。マルチパルス法とは、1IPP中に不等間隔のパルスを複数個送信するという方法であり、受信エコーの自己相関関数を推定することにより、電子及びイオン温度、イオンドリフト速度などが求められる。最近行なわれたこの観測についても、結果の速報を行う予定である。

23-DEC-1985 17:50:19 - 25-DEC-1985 02:55:47



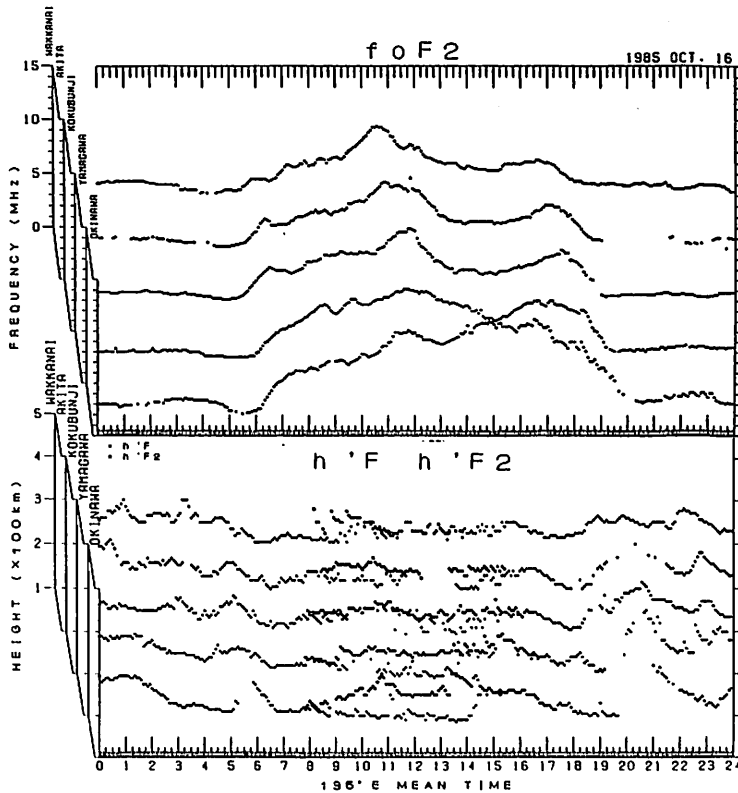
筑池栄、野崎憲朗、吹留重寿、小田忠、川合栄治、上野領昭五、西牟田一三  
(電波研)

Worldwide Acoustic Gravity Wave Campaign が行われ、世界各地の I S レーダ電離層観測所が参加して大規模 T I D の国際協同観測が実施された。電波研究所の 5 観測所でも 1985 年 10 月 15 日 ~ 18 日の間イオンソフテの 5 分観測を行った。観測項目は  $f_oE_s$ 、 $f_oF_2$ 、 $h'F$ 、 $h'F_2$ 、固定周波数(日中 6 MHz、夜間 2 MHz)による見かけ高度で、周波数の読取精度は 0.1 MHz、高度の読取精度は 5 km であった。

観測期間中、太陽活動は静かであったが、地磁気活動は高緯度地方で活発であった。

初期的な解析結果では数十分~数時間周期の波動が見出され、

- ① 北から南へ伝搬する波動が見かけ高度 ( $h'$ ) の変化にも  $f_oF_2$  の変化にも現われ、伝搬速度は数百 m/秒 ~ 1 km/秒であった。
- ② 高度変化に現われた波動と  $f_oF_2$  に現われた波動は一致するものが多い。
- ③ 高度変化に現われた波動は J Y ドップラ観測の結果とよく対応する。
- ④ 固定周波数の見かけ高度変化は  $h'F_2$  の変化と一致する。



磁気擾乱時の熱圏大気温度

岡野章一,  
東北大学理学部,

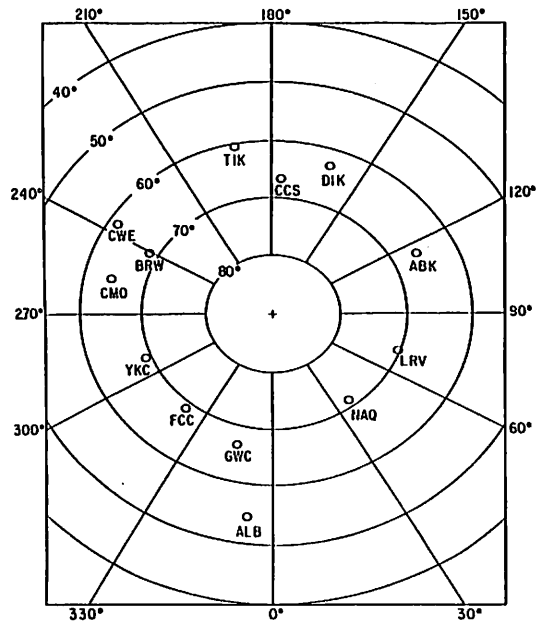
J.S. Kim  
SUNY/Albany

磁気擾乱時に熱圏大気の温度上昇があることは良く知られており、様々なモデル大気でも  $K_p$ ,  $A_p$  等の地磁気活動度指数をパラメータとして導入している。しかし極域のオーロラ活動に伴う熱圏加熱（降下粒子による中性大気加熱およびオーロラジェット電流(AEJ)によるジュール加熱）は局所的な現象であることが予想される。本講演では磁気擾乱時に地上からの光学観測で求めた熱圏温度上昇と、AL, AU 指数および AL, AU contributing station の記録から推定した AEJ との関連について述べる。

熱圏温度は米国東部 アルバニー (ALB) で行なった 15cm フアリー-ペー干渉分光計による OI 6300Å 輝線のトポグラー輪廓の測定から求めた。光学観測地点と AE(12) stations との位置関係を図に示す。

得られた結論の概要は次のとおりである。

- (1) AL contributing station がかなりの時間にかたつて、ALB に最も近い AE station である GWC だった場合、 $|AL|$  が  $\sim 450$  nT 程度であっても ALB からの視野内の温度上昇は最低  $400^\circ\text{K}$  に達する。 $|AL|$  が非常に大きい場合は温度上昇は  $\sim 750^\circ\text{K}$  にも達する場合もあった。
- (2) AL contributing station が ALB から遠い NAQ 又は LRV だった場合、ALB で観測される温度上昇は大きくない。NAQ が主な contributing station の場合、 $\sim 300^\circ\text{K}$  の温度上昇に対し  $|AL| \sim 500$  nT が必要であり、さらに遠い LRV が主な contributing station の場合は  $|AL| > 500$  nT であっても顕著な温度上昇はみられない。
- (3) 熱圏温度の上昇は、 $|AL|$  の増加に対し約1時間程度の遅れをもつことがわかった。またオーロラ (6300Å) の発光強度は温度上昇に対して明らかな関係をもたず、AEJ によるジュール加熱が有効であることが示された。



地磁気座標で示した光学観測点 (ALB) と AE(12) stations との位置関係

# 極域における電離層電子密度分布の特性

## — 降下低エネルギー粒子との関係 —

高橋忠利、瘦部重十、大家 寛(東北大・理)

向井利典(宇宙研)、賀谷信幸(神戸大・工)、藤辺勇三(宇宙研)

1984年2月の打上げ以来、Ohzora衛星搭載の電子密度計測装置(NEI)によって、赤道域から極域に至る電離圏の様相が観測されている。Ohzora衛星は極域電離層における粒子・波動相互作用をその主要ミッションの1つとし、プラズマと粒子の総合的な観測を様々な搭載器機の組み合わせによって実行している。本報告では、NEIによって観測される極域電離層の様々なレベルの電子密度分布の特性を同時搭載ESPデータとの関連において論ずる。

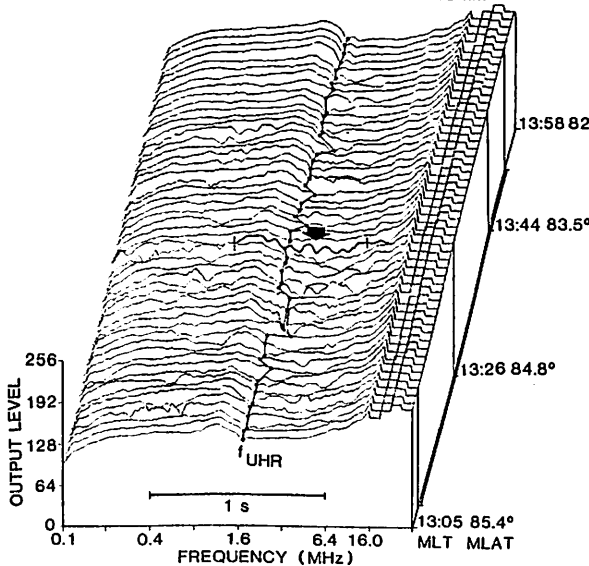
Ohzoraによって観測される極域の電離層は磁気圏構造に対応する大域的な構造を示すとともに様々なレベルの微細な不規則構造を伴って観測される。このような極域電離層の姿は、降下低エネルギー粒子との関連においても天々の領域において特徴的な様相を示している。すなわち

- (1) カスパ領域上部電離圏の大振幅不規則変動とその降下低エネルギー粒子(特にkeVプロトン)との関係。(典型例を第1図及び第2図に示す)。
- (2) オーロラ・オーバルの粒子降下域に対応した電子密度増加域及びその微細構造。
- (3) 地磁気擾乱時に見られる極冠域の電子密度増加域。等である。

これらの特徴的な事例はいずれも極域電離層における降下粒子の役割を評価する上で重要な鍵を与えるものとなっている。カスパ領域の現象においてはその直接的な対応から降下低エネルギープロトンの粒子・波動相互作用による in-situ な効果が強く示唆される。また、オーロラ・オーバルの粒子降下域と対応する電子密度増加域には有意の位置的なずれが見られる。このことは、極冠域での電子密度増加域に降下粒子との直接的対応が見られないことと併に、極域電離層における電離源とその再分布のプロセスについての示唆を与えるものである。

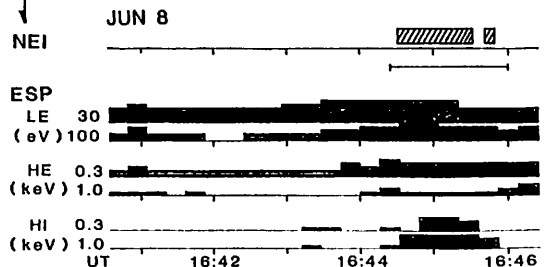
EXOS-C NEI

JUN 8, 1984 Kp=3-  
16:43:35-16:45:59 UT  
ALT. 827-818 km



第1図: カスパ領域において、掃引波形のモジュレーションとして観測される大振幅不規則変動の典型例

第2図: カスパ領域の大振幅不規則変動域(斜線)と、降下低エネルギー粒子との関係、keVプロトンとの明確な対応関係が見られる。



# 電場効果を考慮したオーロラE層及びF1層の 計算機シミュレーション

橋田健・大冢寛  
(東北大学・理)

序 ロケット等観測されたオーロラ降下電子とE層・F1層の電子密度は、従来1次元の電離層モデルを用いて解析されてきた。しかし、この方法では、きわめて安定したオーロラの場合にのみ満足すべき一致が得られ、多くの場合因子2~5の不一致がみられるのが普通であった。他方、極域電離層には、数10 mV/mの垂直電場が磁気圏より加わっているが、この電場によるイオンのドリフト(ホール・ヤグーソン運動)速度は、アーキの厚さ等の特性長を考えると、再結合反応による消失速度に比べ、決して小さいものではない。そこで今回、この電場によるドリフトの影響を調べるため、子午面内2次元での電子密度の計算機シミュレーションを行った。

## シミュレーション 連続の式

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha - \alpha n_e^2 - \text{div}(n_e \mathbf{v})$$

にプラズマ運動の式を結合して計算を行った。ここで $\alpha$ は降下電子による電離率、 $\mathbf{v}$ は電場によるドリフト速度( $E_{\perp} = 30 \text{ mV/m}$ の時の水平・鉛直成分を図1に示す。図中のE, N, S, Wは、加えた電場の方向)である。結果の一例として、ややソフトな入射電子(特性エネルギー800 eV, アーク厚約25 km, 最大入射エネルギー束 $1.75 \text{ mJ/cm}^2$ )の場合の定常解を図2に示す。a, b, cはそれぞれ $E_{\perp} = 0$ ,  $E_{\perp} = 30 \text{ mV/m}$ 北向き, 同東向きの場合の結果である。北向き電場の場合、極大電子密度の変化は少なく、下端で流氷の効果を示す程度であるが、東向き電場の場合、F1領域を大きく流さず、極大電子密度は約1/2となり、アークより下流に向かって数10 kmの範囲で電子密度を増大させる。

まとめ 電場がオーロラ電離層の2次元電子密度分布の構造を決める重要な因子であり得ることが示された。しかし、電場は降下電子の状況に伴う複雑な空間的構造をもっているため、現実への適用に際しては、この構造を取り入れた詳細な検討が今後の課題として残されている。

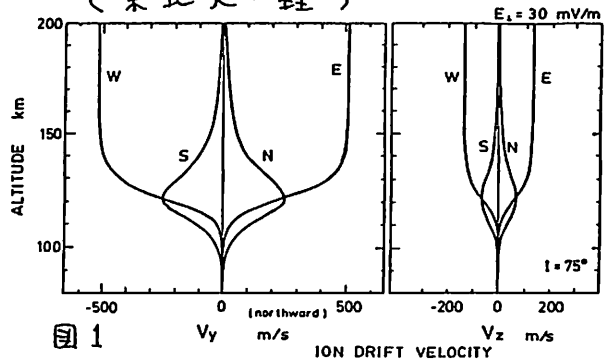


図1

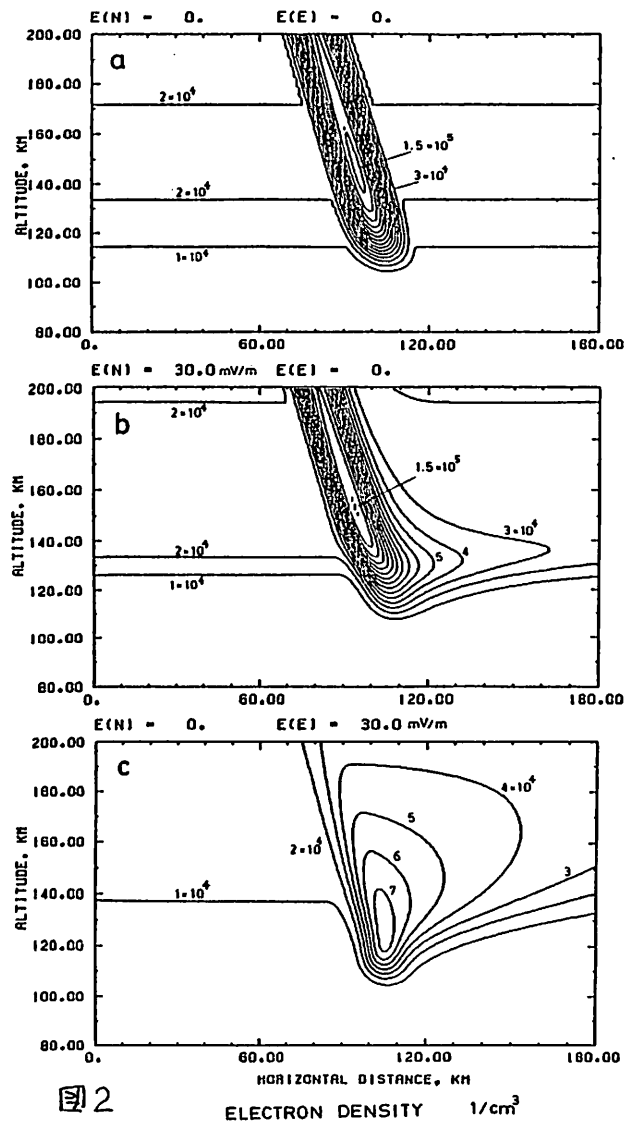


図2



五十嵐喜良\*, K.Schlegel\*\*

\* 電波研究所, \*\* Max-Planck-Institut für Aeronomie, FRG

極域E領域の電子温度増加現象については、これまでにChatanikaのインコヒーレント散乱レーダによる結果が報告されている。この電子温度増加は、プラズマ不安定により発生すると考えられている電子密度Irregularityと密接な関係がある。E領域で発生するこのUnstable waveは、オーロラレーダにより観測される。最近、EISCATとSTAREオーロラレーダの比較観測の結果から、この波の位相速度はイオン音波

速度  $C_s = k \sqrt{(T_i + T_e)/m_i}$  で制限されることが示された。即ち、 $C_s$ は電子温度 $T_e$ の関数となっている。オーロラレーダは高度の弁別能力がないので、この結果を解釈するためには電子温度の高度プロファイルを知ることが大変重要になる。しかし、これまでのレーダ実験は高度分解能が不十分であったので、EISCATではマルチパルス技術(CP1)を用い2.25kmの高度分解能を実現した。

図1に示すようにTromsø以外の2局のリモート局を利用することにより、高度312kmと110kmにおけるイオンドリフト速度ベクトルが決定できるので、これから導かれる電場・中性風・電流密度との関係を調べることができる。E領域の電子温度は、地磁気静穏時には200~300Kでイオン温度と熱平衡状態にあるが、地磁気擾乱時には図2に示すように~1000K以上に増加することがある。しかも、これは電場強度と大変良い相関を示している。電子温度増加の原因として、ジュール加熱・粒子の降り込み・Unstable waveによる加熱が考えられる。電子とイオンの相対ドリフト速度( $V_d = V_e - V_i$ )を駆動力とするSt-MauriceとSchlegelの理論による電子温度計算結果と観測結果の比較を図3に示す。電子密度ゆらぎの平均強度 $\delta n/n$ を3.5%にした場合、観測結果と大変良く一致する。これから、電子温度増加の原因として、Unstable waveによる加熱が有力な候補になることが確認された。

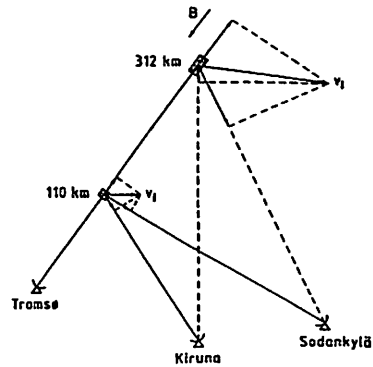


図1 EISCATの送受信局の構成  
DATE 310184 HEIGHT 107.8 - 112.2 KM TRO

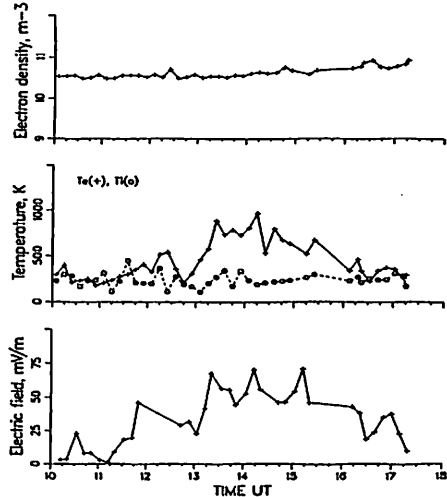


図2 電子温度・イオン温度・電場及び電子密度の観測結果(平均高度110km)

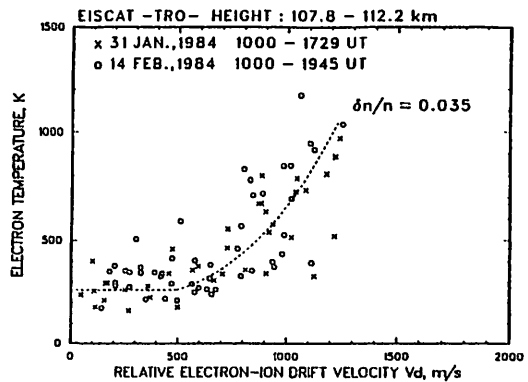
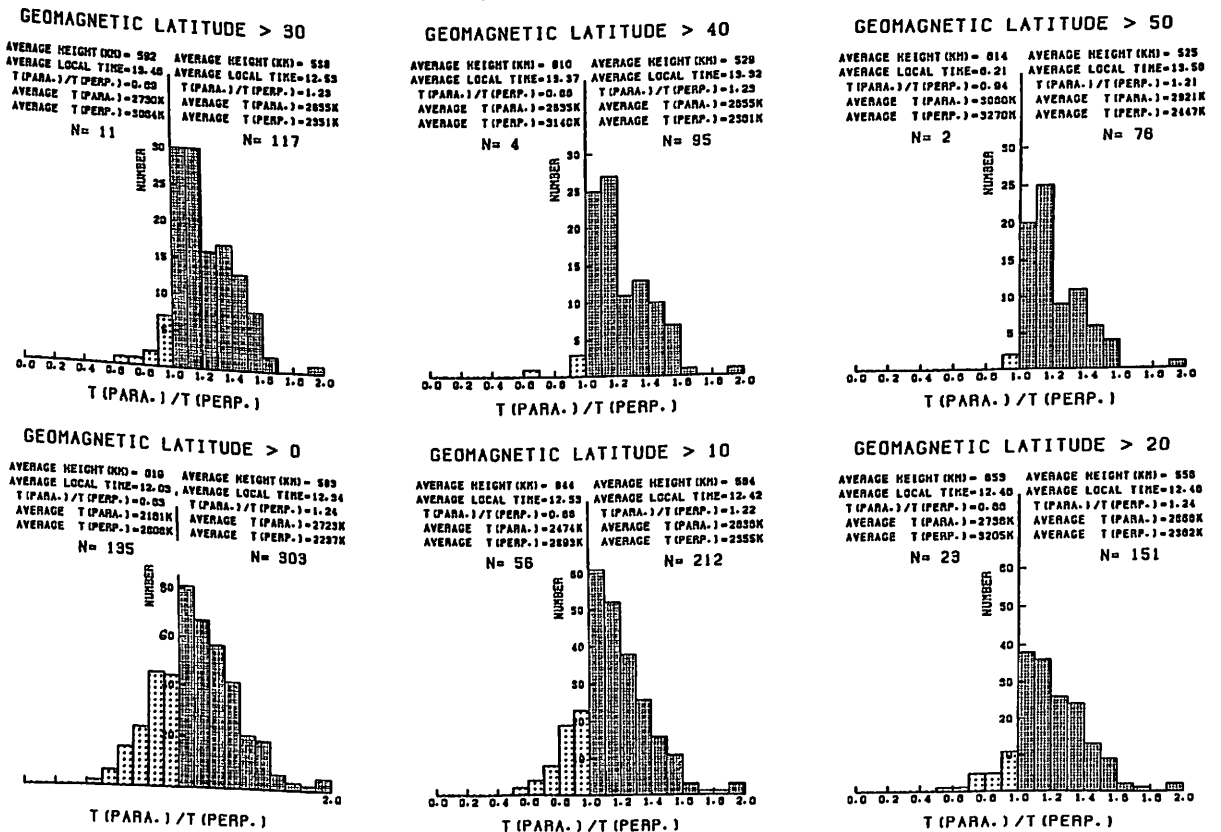


図3 電子とイオンの相対ドリフト速度と電子温度の関係(点線は理論値)

# 400Km-900Km 高度における電子温度の非等方性について

T. Abe, K.-I. Oyama and K. Hirao  
 The Institute of Space and Astronautical Science  
 4-6-1, Komaba, Meguro, Tokyo 153, Japan

Electron temperature was measured by means of planar probes which were installed in the Japan's 9th scientific polar orbiting satellite "OHZORA". The measurement which was carried out at the same time both along and vertical to the geomagnetic field showed the unisotropy of electron temperature. Above the geomagnetic latitude of 20 degrees, electron temperature which is measured by the planar probe whose normal is parallel to the geomagnetic field,  $T_{//}$ , is, in most cases, higher than electron temperature which was measured by the planar probe whose normal is vertical to the geomagnetic field  $T_{\perp}$ . Below the geomagnetic latitudes of 20 degrees,  $T_{//}$  is sometimes higher than  $T_{\perp}$ , but other times the situation reverses. There is a tendency that the number of the case of  $T_{//} > T_{\perp}$  is more than that of  $T_{//} < T_{\perp}$  during nighttime. No clear dependence of the unisotropy upon  $K_p$  index, solar flux  $F_{10.7}$  and earth longitude was found. The finding is very important in many respects. Some of the discrepancies of electron temperature between Is radar and in-situ measurements which were reported in the past can be explained by the unisotropy of the electron temperature. Cylindrical Langmuir probe, especially, should be carefully used and direction of the probe axis should be taken account in terms of geomagnetic field. New probe theory should be constructed. In high latitude region, a possibility occurs that Is radar gives the gradient of the height profile of electron temperature which is higher than the true value, that is, overestimation of heat conduction from the magnetosphere.



養部重十・大冢寛 (東北大・理)

1.序 磁気赤道域で生成されるプラズマバブルは、レーダー・イオソングラフ及び人工衛星などによって、その詳細な構造が理解されるようになってきた。プラズマバブルの生成は、磁気赤道域におけるレーリー・テイラー不安定によって電離層下部から発達していくものと考えられている。Ossakow 達のクルーゾーは、レーリー・テイラー不安定を基礎とした磁気赤道面における2次元シミュレーションをおこなない。観測結果との比較を試みている。

我々は、「ひのと」及び「おおぞら」衛星に搭載されたインピーダンスプローブを用いてプラズマバブルを詳細に観測している。その結果、プラズマバブルは磁気緯度方向に広がった構造を持ち、またプラズマバブルの生成にともない赤道異常が発達することを見出した。この結果は、従来の2次元シミュレーションでは得ることのできないものである。そこで我々は、プラズマバブルの3次元シミュレーションをおこなない「ひのと」及び「おおぞら」衛星による観測結果との比較を試みた。

2.プラズマバブルの3次元シミュレーション

3次元シミュレーションで用いた方程式は、赤道面での2次元シミュレーションと同様に、プラズマの連続方程式及び電荷保存の式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{v}) = -\nu_r n \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{cases} \vec{j} = \sigma \vec{E}_\perp + \sigma E_\parallel \vec{e}_\parallel \\ \vec{E}_\perp = \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{c} + \vec{E}_\parallel + \vec{v}_n \times \vec{B} \end{cases}$$

である。ここで緯度方向も考慮するために、磁気線方向のプラズマ拡散及び電気伝導率が含まれている。これらの式を用いたシミュレーション結果を図1に示す。ここで外部電場(E<sub>0</sub>)及び中性大気風(v<sub>n</sub>)は含まれていない。図1は磁気赤道域で200 kmおきに電子密度分布に小さな変動を与え、その発達過程を示したものである。図1a及び

図1bは、緯度方向及び赤道面での電子密度の等密度線を示している。電離層の下部から上部へとプラズマバブルが発達し、同時に磁気線方向に広がって行くことがわかる。また磁気緯度±10°±20°付近に赤道異常が発達する。この結果は、「ひのと」及び「おおぞら」衛星で得られた結果と一致している。さらに、プラズマバブルの3次元シミュレーションから、プラズマバブルの発達によって磁気線方向の電気伝導率が決定的に作用していることが示唆される。

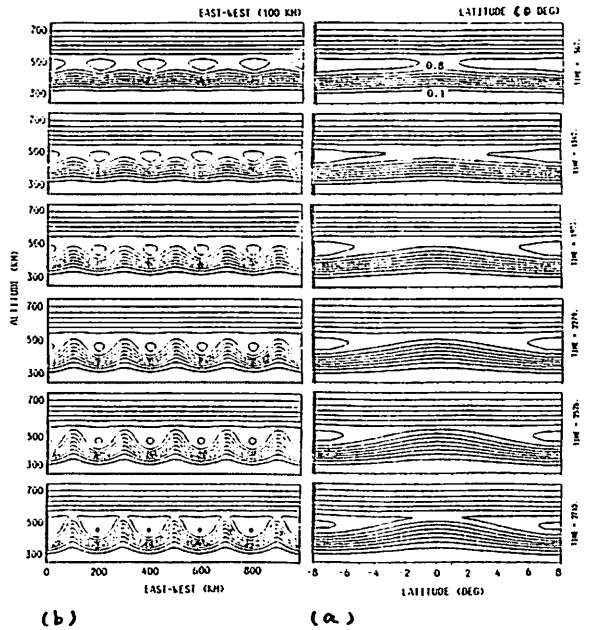


図1 赤道域プラズマバブルのシミュレーション結果。

- (a). 緯度方向での電子密度。プラズマバブルの発達にともない赤道異常が生成されている。
- (b). 赤道面での電子密度。プラズマバブルが電離層下部から上部へと発達している。

前田 憲一

電離層生成論では、電子生成率  $Q$  と再結合又は附着型の消滅過程  $L$  のほか、電子の輸送過程  $T$  が考慮される。電子密度を  $N_e$  とおくと、連続方程式は次式となる。

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = Q - L - T. \quad (1)$$

$T$  としては ambipolar diffusion と electromagnetic drift があるが、前者は磁気赤道地帯では作用せず、後者は E 層のような下部電離層では微弱とされている。シネシダイナモの jet 電流の流れている赤道地帯の E 層については、上記とは別種の輸送現象が考えられるので、これについて述べる。

正午前後のダイナモ電流（南向，東向，上向を  $j_x, j_y, j_z$  とする）の divergence は  $\partial j_y / \partial y$  をゼロと見做して

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$j_x, j_z$  は電子による  $j_x^e, j_z^e$  と正イオンによる  $j_x^i, j_z^i$  とより成るが、 $j_z^i$  は  $j_x^e$  の  $10^4$  order であるからこれを無視すると (2) は

$$-(\frac{\partial j_x^e}{\partial x} + \frac{\partial j_z^e}{\partial z}) = \frac{\partial j_z^i}{\partial z} \quad (3)$$

となり、左辺は電子電流 ( $-eN_e V_e$ ) の divergence であるから、(1) 式で  $\partial N_e / \partial t$  をゼロ、 $L = \alpha N_e^2$  として  $Q - \alpha N_e^2 - \text{div}(N_e V_e) = Q - \alpha N_e^2 - \frac{\partial j_z^i}{\partial z} / e = 0$  (4)

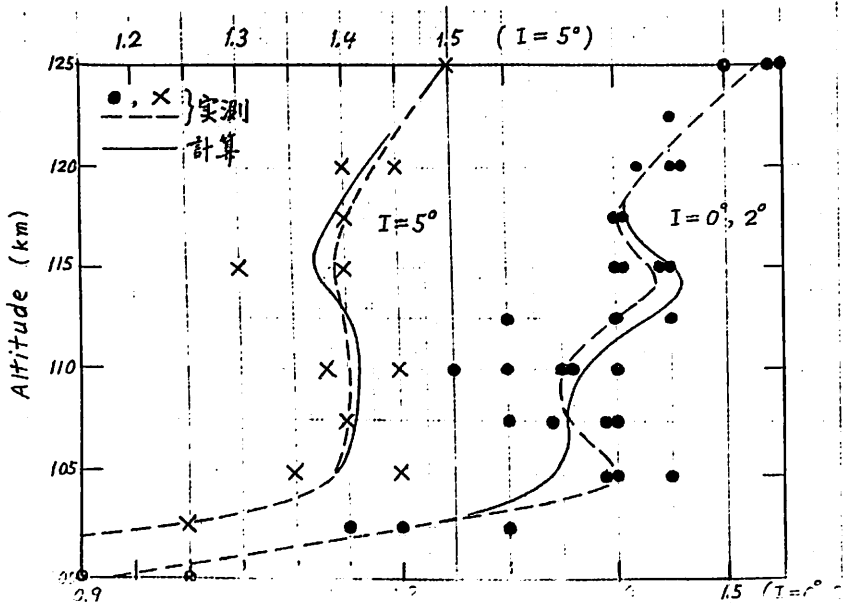
となる。従って  $j_z^i$  を知れば  $N_e$  が計算できる。 $j_z^i$  をいじ  $j_z^i$  は筆者の研究 (J.A.T.P. 1981) より

$$j_z^i = (\sigma_i / \epsilon_0) j_y = (\omega_i / \nu_i) j_y \quad (5)$$

である。但し  $\omega_i = eB/m_i$ ,  $\nu_i =$  イオン衝突回数。

Huancayo の場合  $j_y$  の変直分布の実測値があるので  $j_z^i$  も  $\frac{\partial j_z^i}{\partial z}$  が計算される。それによると、 $-\frac{\partial j_z^i}{\partial z} / e$  は 110 km 附近では負、115 km 前後で正となり、これは  $N_e$  profile の形に影響する。

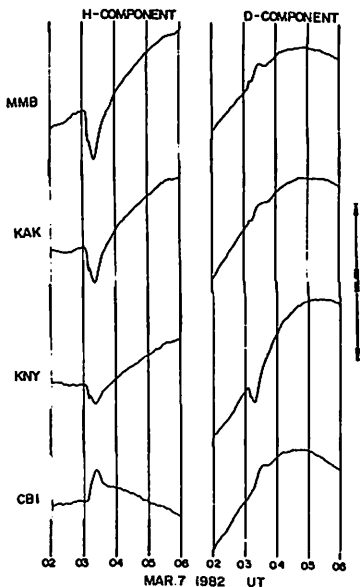
図は Peru 沖の dip 角  $I = 0^\circ, 2^\circ, 5^\circ$  の正午附近に実測された  $N_e$  (●, ×, 実線) を示し、且つ上述の理論で計算した  $N_e$  profile を実線によって表わしてある。dip equator 附近で ( $I = 0^\circ, 2^\circ$ ), 115 km 内外のところに  $N_e$  の peak が存在すること、実線、実線ともによくあらわれている。このような profile は  $I = 5^\circ$  では現れない。



# I-35 地磁気静穏日日変化等価電流系中心付近 における地磁気変動について

桑島 正幸 (地磁気観測所)

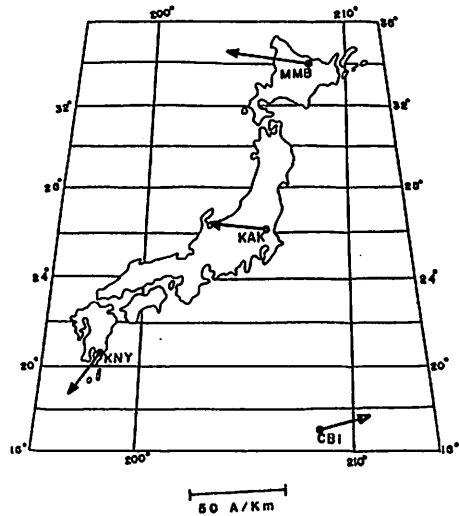
地磁気観測所では女満別 (MMB), 柿岡 (KAK), 鹿屋 (KNY) および父島 (CBI) において地磁気観測を定常的に実施している。特に父島における地磁気観測は MONSEE (太陽地球環境国際定常観測計画) の一環として昭和47年に観測が定常化されて今日に至っている。父島の観測が MONSEE に関連して組み入れられたのは、地磁気静穏日日変化等価電流系 (Sq) の中心緯度が柿岡と鹿屋の近傍にあるのに対し父島がそれよりも南側に位置しており、北側に位置している女満別での観測資料と合わせて検討することにより、日変化電流系中心付近における地磁気変動の振舞を調査する上で好都合の位置関係にある観測点網が形成できることも理由の一つにあげられる。事実、等価電流系の振舞を調査研究するうえで、下図に示すような位置関係をなす観測点網は他ではあまり例がない。父島を含む西アジア地域の東経140度のゾーンは、アメリカゾーン、ヨーロッパゾーンとあわせて MONSEE での3つの観測強化地域の一つにも指定されてきた。



本講演では父島を含む地磁気観測所の観測点網での資料を基にして、Sq とそれに関連した地磁気変動についての調査結果を報告する。

下図に 1982 年 3 月 7 日に観測された sfe に伴う地磁気変動と、sfe 最大時における地磁気変動に対応する電流ベクトルを示した。sfe に伴う地磁気変動は Sq 電流系が強められる結果とされているが、下図の結果はまさにそれを裏付けている。sfe に関連する電流系は Sq と同様の渦電流でしかもその中心は Sq と同様に 柿岡, 鹿屋の近傍にあることが下図の結果から読み取れる。しかし、Sq 電流系が電離層 F 層 (~100Km) を流れるのにたいして sfe 電流系は電離層 D 層 (~70 Km) を流れるという説もありまだ解明する余地があるとされている。

また、sfe に伴って、さらに短周期の Psfe と呼ばれる現象が重畳して観測される例がある。この Psfe についての発生原因も十分には解明されていない。本講演では、Sq, sfe, Psfe について関連性と相違性に注目して実施した調査結果について報告をする。



太陽活動度による電離層電気伝導度変動に  
起因する電離層電流の変化 ( I I )

竹田雅彦・山田雄二

(京大・理)

前々回の学会では、R (太陽黒点数) が35と200の場合について1日周期の(1, -2)モードの潮汐風が作る電離層電場・電流の変化を調べ、電流の変化が、低緯度の地磁気水平成分の日変化の太陽活動度依存性と調和的であることを見いだした。今回は、(2, 2)、(2, 4)モードの半日周期の潮汐風の作る電離層電場・電流分布の太陽活動度による変化を調べた。前々回と同じく風は一定と仮定し、電気伝導度の変化のみによる違いを計算した。その結果、(1, -2)、(2, 2)、(2, 4)モードそれぞれの潮汐風の作る電位差は、Rが35から200に増えたとき、それぞれ、2.1倍、1.8倍、0.5倍となり、1日周期潮汐風による電場は、半日周期潮汐風による電場よりも、太陽活動度の増大に伴ってより大きくなる。その結果、3つのモード

によるものを合わせた、電離層電場・電流のパターンは、太陽活動度が増大するにつれて、1日周期潮汐風によるもののパターンに、より似るようになる。これは、電離層電場や地磁気日変化の観測結果と一致している。

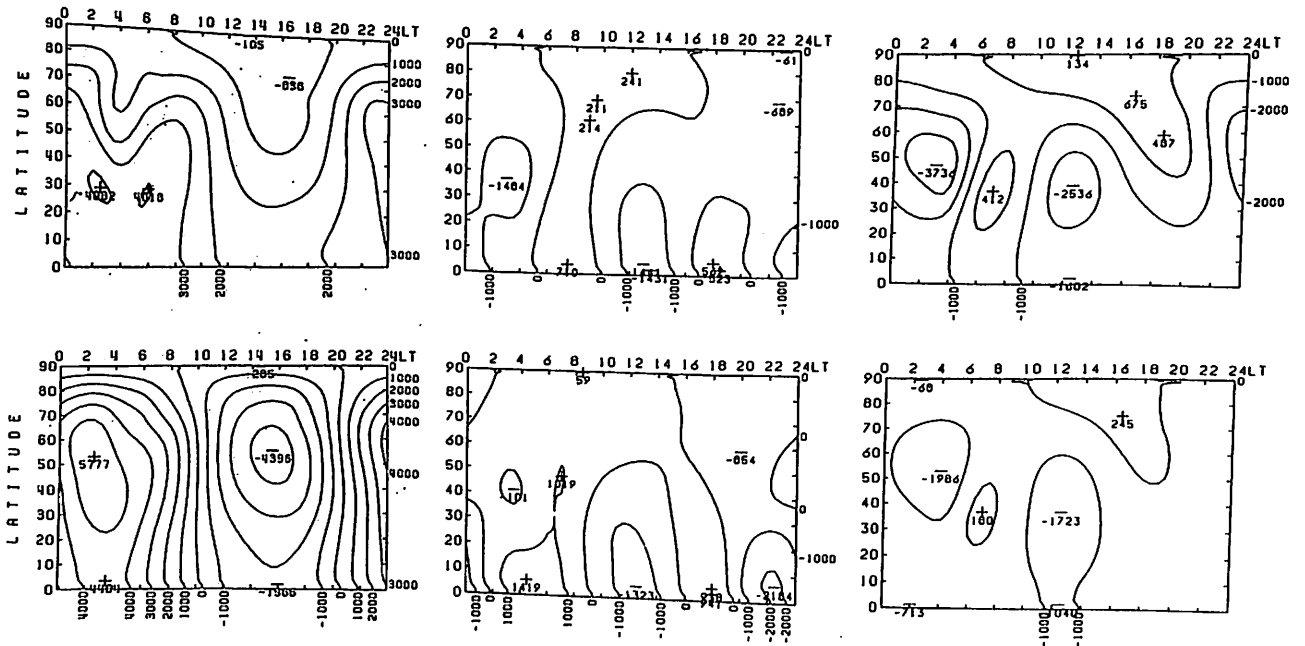


図1. (1, -2) (左)、(2, 2) (中)、(2, 4) (右) モードの潮汐風による、R=35 (上) と R=200 (下) の時の電離層電位分布。

## Es層出現時のHFドップラートレース の自動解析

阿保 真, 長沢親生, 金木利之  
東京都立大学・工学部

我々は先に、スポラディックE層（Es層）出現時のHFドップラートレースの特徴について明らかにした。つまり、Es層出現時には直線状のトレース（N型）、拡散状のトレース（S型）及びこの中間のトレース（W型）が現れる事を示し、Es層の構造との関係を示した。しかし、各タイプの判断は人間が行なっていたため、主観的要素が入る余地があり、また解析に手間と時間がかかった。今回は、Es層出現時のHFドップラートレースのうち、主に拡散状のタイプをコンピュータを用い自動的に解析できるような装置を試作したので報告する。

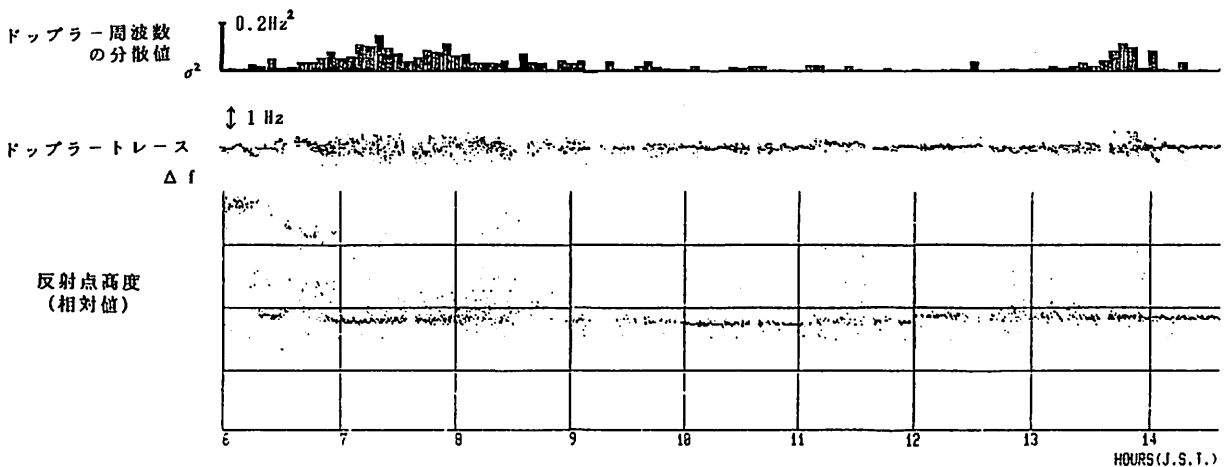
解析装置は、ドップラートレースが打ち出されたロール状の記録紙を、連続的に読み取り可能な画像入力装置（イメージスキャナー）と、パーソナルコンピュータから成り、ソフトウェア的に解析を行なっている。

解析方法としては、希望する受信周波数のトレースを抜き出し、5分間ごとにそのトレースのドップラー周波数の分散値  $\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$  を計算した。図に1985年5月30日の5MHzの解析例を示す。線状のトレースは分散値が小さいが、拡散状のトレースでは分散の値が大きくなっている事がわかる。なお、使用したデータはリアルタイムアナライザーによって30秒ごとに打ち出されたデータを使用した。

また、参考のため同時に行なっている反射点高度の測定結果を示した。これより、拡散状及び直線状のトレース出現時は、Es層による反射である事がわかる。

今後は、より多くのデータを解析し解析方法を改良するとともに、リアルタイムアナライザーとコンピュータを直結する事により、リアルタイムでの解析を行ない、反射点高度測定とともにEs層構造の解析を行なっていきたい。

参考文献 長沢ほか 「スポラディックE層によるHFドップラー偏移」  
信学技報 AP83-24 (1983)



30. MAY 1985

図 Es層出現時のドップラートレースの解析例

# ノルウェー・アイスランドにおける国際共同大気球観測

## 1. VLF 波動観測

松戸 彦\* (電通大), 宮岡 宏, 佐藤 夏雄, 藤井 良一 (極地研), 巻田 和男 (拓殖大), 太田 茂雄, 山上 隆正, 並木 道義, 西村 純 (宇宙研), 平島 洋, 村上 浩之, 中本 淳 (立教大), 小玉 正弘 (山梨大)

**CAMPAIGN PERIOD**

- Launching Window : July 1 - 19, 1985
- Ground Observation : June 23 - July 20, 1985

**CAMPAIGN LOCATION**

- Balloon Launching : Abelver (Norway)
- Telemetry Station : Abelver (Norway) Husavik (Iceland)
- Ground Observation : Abelver, Andenes (Norway) Husavik, Husafell, Isafjordur (Iceland)

**CAMPAIGN OBJECTS**

- Study on Wave-particle Interactions associated with ELF/VLF Emissions and Auroral Electron Precipitations
- Study on Interactions between Precipitating Electrons, Fields, and Waves by Coordinated Observations at Conjugated Regions

**BALLOON PAYLOAD**

- Japan : AZCO - C1/C2 (B - 15)
  - Three Inclined Auroral X-ray Counter
  - Wideband VLF Wave Receiver
- C3 (B - 20)
  - SSD Auroral X-ray Imager
  - Eight Auroral X-ray Counter
  - Auroral X-ray Spectrometer
  - Wideband VLF Wave Receiver
- Norway/Denmark : AZCO - EXW1/EXW2/EXW3 (B - 10)
  - Auroral X-ray Spectrometer
  - Electric Field Detector
  - Wideband VLF Wave Receiver

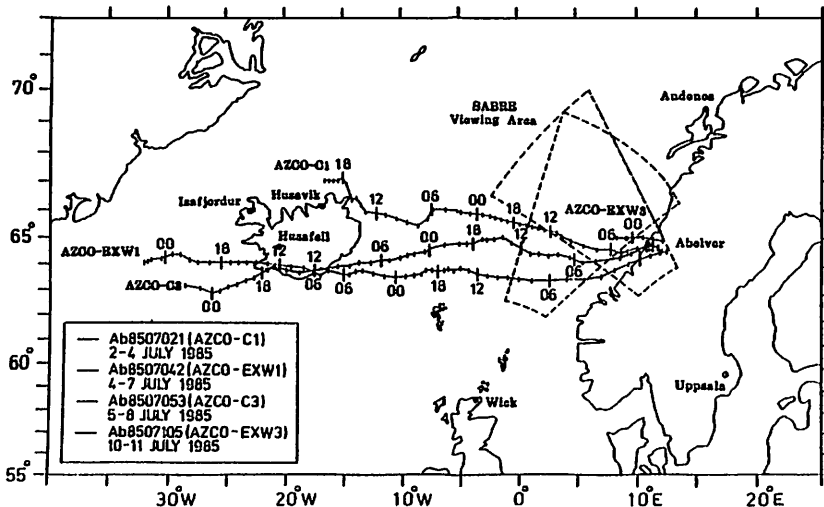
**BALLOON POSITIONING**

- Radar (Norway, Iceland)
- ARGOS System

[第1表] 国際共同大気球観測の実験概要

国立極地研究所では、昭和60年度の北極域における共役点観測プロジェクトの一環として、1985年7月にアイスランド国内3ヶ所における地上観測に加えてノルウェー・アイスランド地域を中心とした国際共同大気球観測をノルウェーおよびデンマークの参加を得て実施した。

右の概要に示される通り、日本からはVLF自然電球観測器ならびにオーロラX線撮像装置を搭載した大気球3機を準備し、この内2機の放球および長時間データ取得(約50時間)に成功した。VLF波動観測として、大気球の周囲に巡らせたループアンテナにより高感度受信を実現した気球搭載受信器による観測に加え、ノルウェー2ヶ所(AbelverおよびAndenes)、アイスランド3ヶ所(Husavik, HusafellおよびIsafjordur)においてVLF電波の地上観測が実施され、一種の広域多点観測を実現することができた。特に今回の場合、大気球はL値として、4.52(Abelver)から7以上の領域までサーベイを行ったため、70ラズマホース におよびオーロラ帯に特徴的な各種のVLFエミッションを連続的に捉えることができた。講演では、地上観測データと併せて、VLFエミッションの広域伝搬特性について報告する。



[第1図] 国際共同大気球観測の気球飛翔経路図。図中の目盛は、1時間毎の気球位置を示す。気球からのデータ受信は、ノルウェーのAbelverならびにアイスランドのHusavikにて実施された。またWickおよびUppsalaのドップラーレーダーによる電離層電場の観測も同時に行なわれた。  
\*) 現在 KDD 勤務



# ノルウェー・アイスランドにおける国際共同 大気球観測 2. Directional NaI 検出器によるオーロラX線撮像

小玉正弘 (山梨医大), 太田茂雄, 山上隆正, 並木道義, 西村 純 (宇宙研)

平島 洋, 奥平清昭, 村上浩之 (立教大), 佐藤夏雄, 宮岡 宏, 藤井良一 (極地研)

前講演1につづき, AZCO-C1 フライト  
におけるオーロラX線関係の観測結果につ  
いて報告する。

この気球に搭載されたPIは全視野立体  
角35°, その中心と天頂から17.5°方向に傾け  
たNaIカウンターを3本用い, 互いに120°  
間隔方位に配置したものである。装置全体  
を収納するゴンドラとある一定の周期(約  
44秒)で自転させることにより, 各カウ  
ンターが順次天空を掃引する。X線強度の  
回転に伴う変化を相互比較することによ  
り, オーロラX線発生源の方位, 形状など  
を決める方式である。その際, 降下電子の  
エネルギーによる空間分布の差異を見るた  
め, 次の4つのエネルギーチャンネル別に記  
録した: 22-35 keV, 35-55 keV, 55-88 keV,  
88 keV以上。一般に, X線発生源は空間的  
にも時間的にも必ずしも一定ではないから  
, 回転によるX線強度は複雑に変調される。

残念ながらC1フライトは約49時間の水平  
飛行の間に顕著なサブストームに遭遇せず  
, 全般に静穏なactivityでX線フラックス  
の増加も昨の数倍程度にとどまった。もし  
X線のS/N比が十分高ければ, 1回転ごと  
に現われる周期変化の形から直接にX線の  
空間分布やその移動, 変調が推定できる。  
しかしactivityが弱くてS/N比が低い場合  
にはある程度統計的処理になる。

データ電送はサンプリングタイム1/6秒  
のPCM方式で, 0.1秒周期のマイクロバス  
トにもresponseできるように設計されたが,  
フラックス増加が小さいこともあり取敢え  
ず1秒データについて調べることにした。  
図1は記録紙から読みとった8秒値のタイ  
ムプロファイルの1例である。図2は位相  
差に対するカウンター同士の相関を cross  
correlation によって求めた例である。これ  
によれば, 回転に伴うX線の周期変化が自  
転周期より短いこと, カウンター相互間で  
systematicに位相がずれていくことが分る。  
このことはX線源が自転の向きと逆方向に  
移動したことを意味する。1秒値解析によ  
る更に詳しい結果について述べる予定であ  
る。

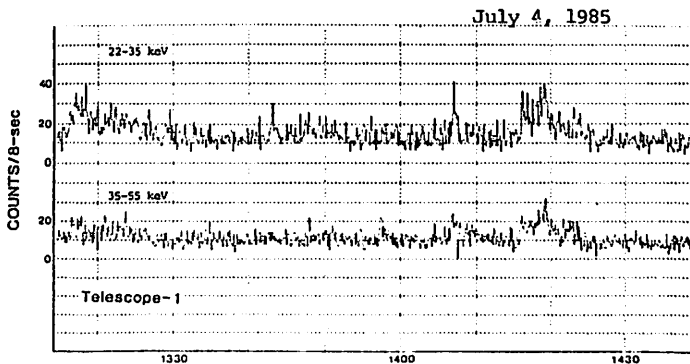


図 1

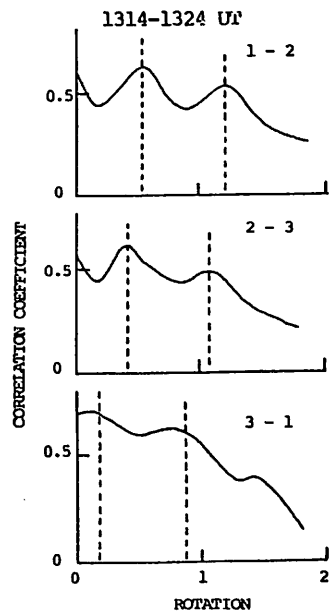


図 2

I-40 ノルウェー・アイスランドにおける国際共同大気球観測

3. 二次元配列半導体検出器によるオーロラX線撮像

平島 洋, 村上浩之, 中本 淳, 奥平清昭, 鈴木裕武 (立教大), 並木道義, 西村 純, 太田 茂雄, 山上隆正 (宇宙研), 藤井良一, 宮岡 宏, 佐藤夏雄 (極地研), 小玉正弘 (山梨大)

北欧諸国との国際共同大気球観測が1985年7月に行われ, その一端として二次元配列半導体検出器を用いてオーロラX線の撮像観測が行われた。

一素子が18mm×18mm×5mmのSi(Li)半導体検出器で, これを5×5 pixelsの二次元マトリックス型に配列したX線撮像観測器を製作した。これをピンホール型コリメーターに内蔵した。測定エネルギー範囲は37~200 keV, 角分解能は15°, 全視野角は62°であった。二次元配列Si(Li)半導体検出器を図1に示した。

大気球水平飛行中, July 6, 2329 UT頃にかウントの増加が観測され, オーロラX線の撮像が行われた。代表的な半導体検出器5個のかウントの時間変化を図2に示した。半導体検出器は低温にして使用されたが, 気球飛行中, 低温に保つのが若干不足したため7個の半導体検出器はノイズのため使用できなかった。しかし18個の検出器では増加が見られ, オーロラX線の撮像が可能であった。このオーロラX線撮像観測器の方向はGeomagnetic Aspectometerで測定されている。同じゴンドラに8個のNaI(Tl)シンチレーション・カウンターが搭載されているが, これらのカウンターも同じ時刻の頃にそれぞれカウントの増加を観測している。これらのカウント増加時に大気球の

位置はアイスランド西方海上約280 kmにありL=5.2の位置であった。この位置よりかなりLの値の大きいアイスランドのIsafjörður (L=7.0)で地球気観測が行われていたが約1時間半前にH成分で約500 nTのnegative bayのsubstormが観測されている。

現在, 半導体検出器のカウントを3秒累積し, オーロラX線撮像の二次元マップの時間変化がとられた。3秒間でゴンドラが約15°回転するのでこの点を考慮して天空に投影したオーロラX線撮像を定めるために, データ解析を進行中である。

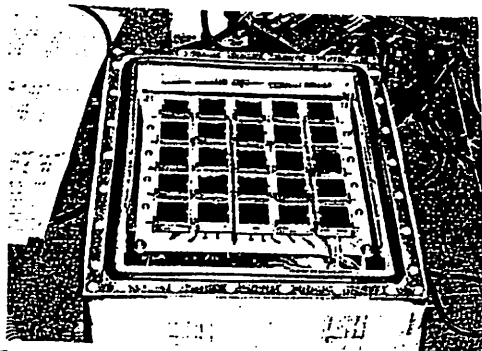


図1. 二次元配列Si(Li)半導体検出器

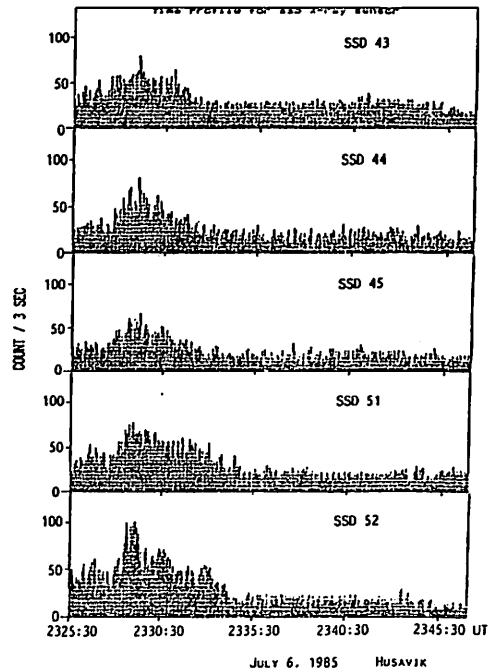


図2. TIME PROFILES FOR SSD AURORAL X-RAY IMAGE SENSORS

地磁気静穏時におけるオーロラ降下粒子(電子)の特性

鮎川 勝, 巻田和男  
(極地研), (極地研)

国分 征, 平沢 威男  
(東大理), (極地研)

オーロラ粒子の起源やその生成機構を議論するうえにおいて重要視される Auroral oval と polar cap region の緯度的変動及びその粒子降下領域について *Maki et al.* (1985) が, *substorm activity* との関連において報告している。我々は *Maki et al.* (1985) の示す降下粒子領域の変動と共に、その降下粒子の起源を推察するために決定的な重要情報と考えられる降下粒子特性を調べる仕事を開始した。時々刻々変化する降下粒子の特性を調べることは可成りおもしろいから、先ず最初に

外部条件がどの期間 constant と考えられる地磁気静穏時における降下粒子の energy spectrum 特性解析を行った。表1に地磁気静穏時 event を示す。この静穏時期間内の衛星全軌道は63軌道あった(図1)。図2にスペクトラム解析例を示す。本講演では、ハード及びソフトパーティクルを区別して、そのMLTによる違いを降下領域の緯度的効果を加味し、global な視点で議論する。但し、00~03MLT及び13~16MLTは衛星軌道条件によりデータ不足である。

表1. 地磁気静穏日

DATE	TIME(UT)	IMF B <sub>1</sub> (nT)	IMF B <sub>2</sub> (nT)	AE (nT)
Sep. 18, 1978	03 <sup>h</sup> -11 <sup>h</sup>	3.1~2.6	0.8~2.2	28~48
Sep. 19, 1978	16 <sup>h</sup> -24 <sup>h</sup>	3.4~3.8	0.1~0.8	31~62
Sep. 20, 1978	09 <sup>h</sup> -13 <sup>h</sup>	2.7~3.1	0.0~1.7	40~67
Nov. 28-29, 1979	20 <sup>h</sup> -05 <sup>h</sup>	2.6~3.3	0.0~1.7	19~24

平均: 3.2      0.9      40

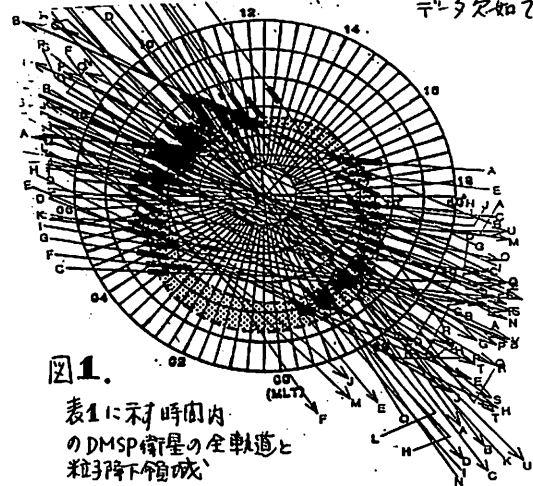
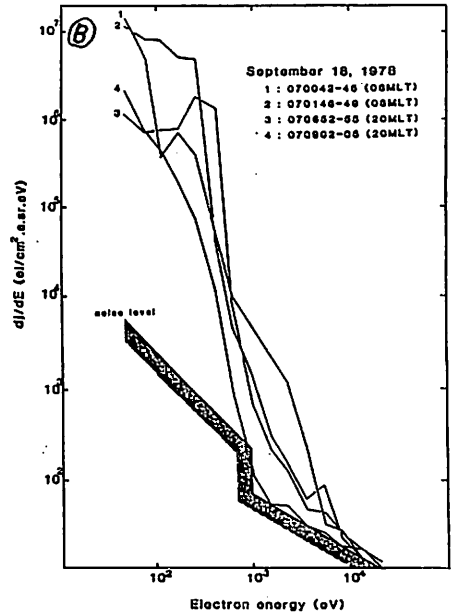
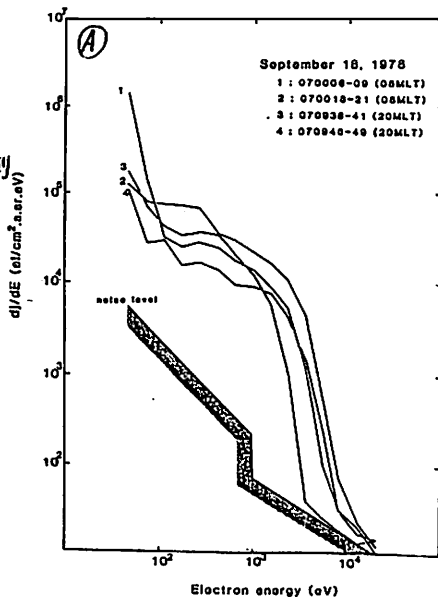


図1.

表1に示す時間内のDMSP衛星の全軌道と粒子降下領域

図2.  
地磁気静穏時に  
おける降下粒子の  
エネルギースペクトル例  
① hard particle  
② soft particle



巻田 和男 ・ 赤祖父 俊一 ・ Ching-I. Meng  
 (拓殖大学) (アラスカ大学) (APL/JHU)

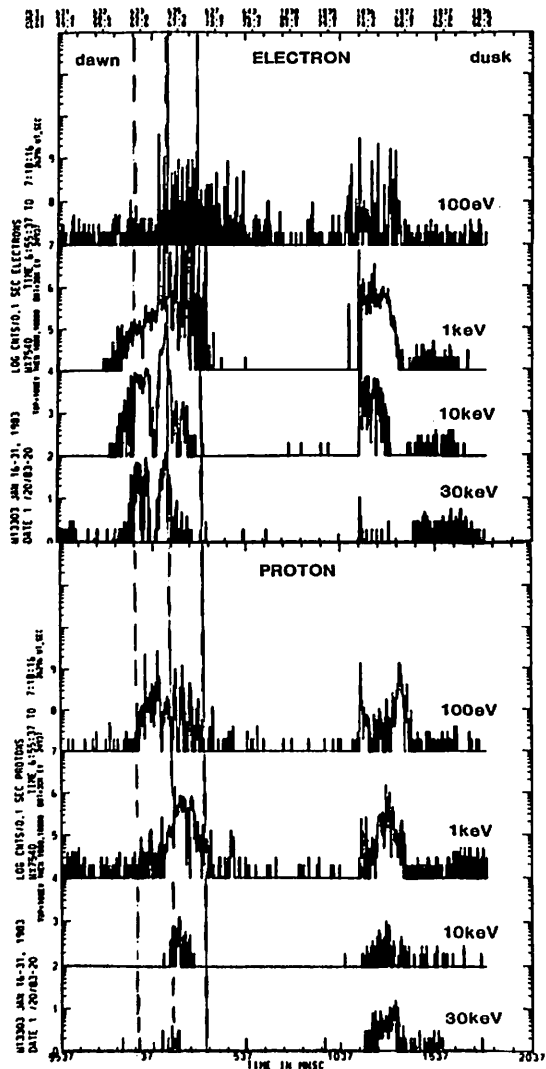
オーロラの降下粒子に関する研究を DMSP satellite data を用いて行なってきたが、これらのデータは電子に関する情報のみであった。1980年頃から打ち上げられた、DMSP/F6より、電子及び陽子の同時観測データが得られるようになった。我々はこれらのデータを用いて電子及び陽子の入射特性の研究に着手した。

一般に地上観測によると、夕方側には、diffuse aurora と discrete aurora が見られ、朝方側には pulsating aurora と band aurora が見られるが、これらのオーロラと入射粒子とはどのような関係が見られるのか、この点に関して、同時に得られたオーロラ写真データを用いて解析を行なった。

右図は入射電子及び陽子データの一例を示しているが、この例によると朝方 (dawn) 側では低緯度側に 1 keV 以上の high energy electron の入射が見られ、その領域に対応し、low energy (150 eV 以下) proton が入射している。他方高緯度側には、1 keV 以下の low energy electron の入射が見られ、そこには high energy (1 keV 以上) proton の入射が見られる。このように、電子と陽子の降り込み領域に顕著な入射エネルギーの差が見られる。これを同時観測された、オーロラ写真データと比較してみると、低緯度側の high energy electron の入射領域には pulsating aurora が対応し、高緯度側の low energy electron 領域には、band aurora が対応していることがはっきりした。

これに対して夕方 (dusk) 側では、はっきりした入射粒子の違いが、この例では見られないが、基本的な傾向としては、低緯度側で low energy electron が卓越し、高緯度側で high energy electron が卓越している傾向を本誌しており、ちょうど朝方側の特性とは領域的には逆になっている。

今後、このような latitudinal な電子及び陽子の入射特性に関して、磁気圏のいろいろな状況下のもとで調べていき、更にオーロラ写真データともつき合わせてみれば、グローバルな入射粒子特性について期待がたして行く筈である。



江尻全機 平澤威男 小野高幸 小口 高  
[極地研] [東大・理]

第25次南極観測隊で実施した観測ロケット実験 AURORA I (19840404192701)、II (19840503221410)、III (19840528231713) の初期結果について、観測した3つのオーロラの形態 (II: pre-break-up stable arc, I: break-up active auroral arc, III: post-break-up diffuse aurora) に対応するオーロラ粒子のスペクトル分布の詳細を明らかにして来た。この粒子エネルギー分布は、同一オーロラ中でも、その構造に対応して大きく変わる事、及び当然観測点高度によっても変わる。今回は、テレビカメラによるオーロラ画像の測定強度 (約 400~800 nm visible) をフォトメータ (PHO) で測定した 427.8 nm における Apparent Emission Rate (Rayleigh) と比較し、オーロラの形態による違いについて考察を加えた。

テレビカメラは視野角 約 33.9° (V) × 53.4° (H) で 100×101 ピクセルで撮像している。フォトメータは視野角 10.8° であり、テレビ画面の中心を見ている。テレビ画面のうち、フォトメータの視野角に入るピクセルを加算し平均をとり、フル・スケール 255 (8 bits) を 1.0 として横軸にとり、その時の PHO の値を縦軸にしてプロットしたのが 図1 である。この結果から AURORA I、II、III について夫々換算倍率 (フルスケールに対する) を出してみると 12.5R、13.6R、6.7R である。この事より次の結果を得た。

(1) aurora arc は、peak energy の大小があるが、粒子分布は Inverted-V type であり、光スペクトルもほぼ同じ分布であると考えられるが、III の diffuse aurora は I、II と大きく異なる。換算倍率が小さい事は、波長スペクトルにおいて 427.8 nm の占める割合が小さい事を意味する。

(2) 同じオーロラでも、PHO の視野にアークが入った場合、まわりの diffuse な部分と比べ 約倍以上異なる。III は全体が diffuse であった為データ毎のばらつきは少ない。この結果は、粒子のエネルギー分布 及び 入射エネルギー束に関係しているが 理論的には明らかにされていなく、これからの問題である。

図2 は全飛行中の PHO のデータである。オーロラが如何に時空間で stable でないかがわかる。即ち、測定した粒子に対応するオーロラ発光は、二次元のテレビ画面の何処に対応するか磁力線を trace して決めてからその関係を議論する必要がある。

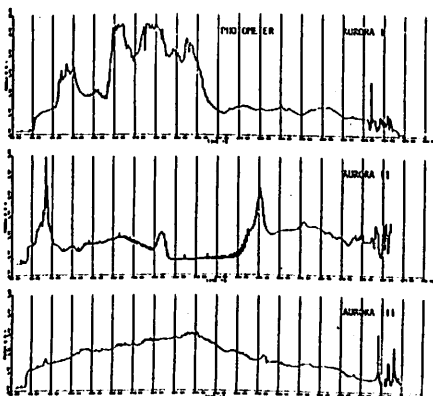


図2. 飛行時間に対する  
フォトメータでの測定  
出力 (in Rayleigh)  
プロフィール。各縦軸  
のスケールは異なる。

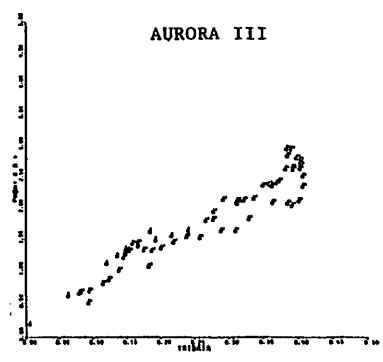
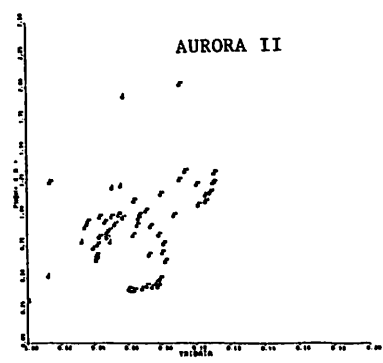
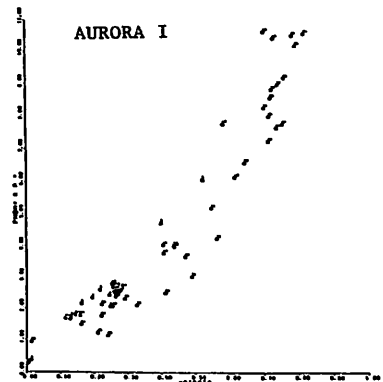


図1. オーロラ・テレビ・カメラ  
出力とフォトメータで検出さ  
れた強度との関係。上から  
AURORA I、II、III の  
データ。

# 夕方側ステープルオーロラの構造

## —地上DMSP衛星同時観測結果—

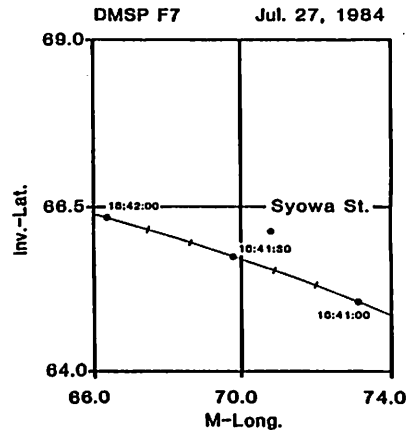
小野高幸・平沢威男 (極地研)  
C. I. Meng (APL/JHU)

地上オーロラTV観測によれば、夕方側ステープルオーロラ中低緯度側に存在するディフューズオーロラは、オーロラプロトンによって発光している事が強く示唆されている。この事を直接検証するため、地上オーロラTVによるオーロラ画像とDMSP衛星によるオーロラ粒子観測との直接比較を行なった。DMSP衛星は高度約840kmにて30eV~30keVのエネルギー範囲で電子及びプロトンの計測を1秒毎に行なっている。特に従来の衛星観測と比べ30keVとより高エネルギー領域までをカバーしており、プロトンのオーロラ発光への寄与についてより正確に評価する事が可能となっている。

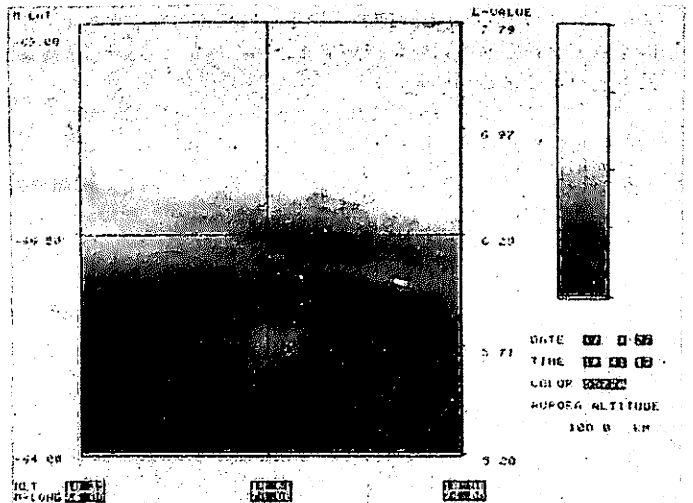
1984年7月27日18時41分~42分におけるDMSP衛星の軌道を第1図に示す。衛星軌道は磁力線に沿ってトレスされ高度100kmにおける不変磁気緯度及び磁気経度にて示されている。同時観測における5577Åオーロラ画像を第2図に示す。この時オーロラは67°より高緯度にステープルアークが、低緯度にはディフューズオーロラが現われ、典型的なステープルオーロラの様相を呈している。特にこの場合、緯度65°経度70°付近にはゆっくりと西へドリフトするスポット状のディフューズオーロラが存在している。これらの5577Åのディフューズオーロラは、250~500Rの強度を示している。第1図の衛星軌道に沿うオーロラ粒子観測によれば、これらのディフューズオーロラ内にて電子エネルギーフラックスは $10^{-3}$  erg/cm<sup>2</sup>sr.sec以下であり観測された強度のオーロラを起す事はできない。しかしながらプロトンによるエネルギーフラックスはディフューズオーロラと良い一致を持って現われ0.1erg以上のフラックスを呈している。

以上の様にステープルオーロラ中に現われる低緯度側のディフューズオーロラはプロトンによるエネルギーフラックスが

電子によるフラックスを大きく上回る領域に対応する事が確認された。さらにこのようなステープルオーロラの構造は夕方側オーロラオーバルの構造としてより一般的性質を持つ事が判明した。即ち電子及びプロトンエネルギーフラックスの低緯度側境界について統計した結果、一般にプロトン降下領域の方が電子の降下領域の低緯度境界よりさらに1~2°低緯度側にまで展開している事が示されている。



第1図 地磁気座標系におけるDMSP衛星の軌道。



第2図 5577Åによるステープルオーロラ像。

I-45 Diffuse aurora 低緯度側境界における低エネルギー電子降下現象

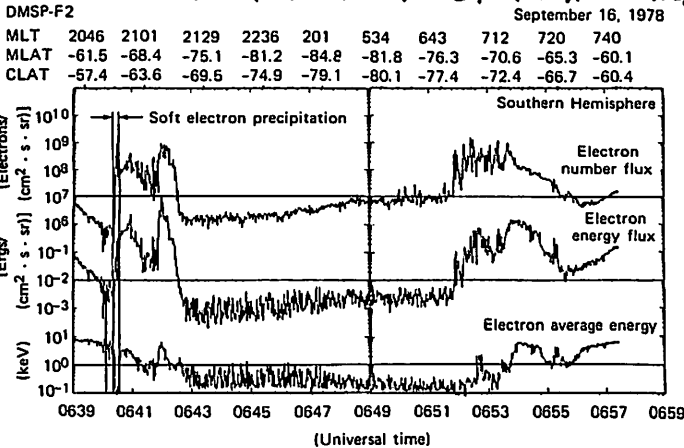
宮岡 宏(極地研), C-I. MENG (APL/JHU)

DMSP衛星によるオーロラ粒子観測データの解析から、夕方側 Diffuse aurora の低緯度側境界において、極めて局所的な低エネルギー電子降下領域が存在する場合が明らかになったのでこれについて報告する。

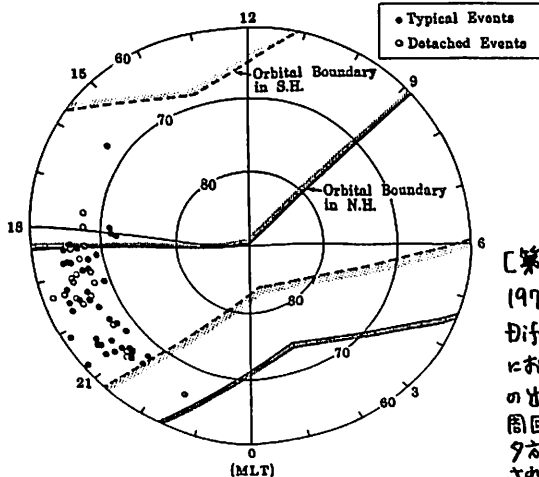
解析に用いたデータは、DMSP-F2/F3の2台の衛星が1978年9-10月の2ヶ月間に観測した合計3200軌道の降下電子(50eV-20keV)データである。

この現象の典型的な例として、第1図に50eV-20keV電子の積分フラックス、エネルギーフラックスおよび平均エネルギーを、第

2図には、低緯度境界近傍における各エネルギー毎の微分フラックスを示す。この現象の特徴として、夕方側 Diffuse aurora 低緯度側境界のみに観測され、朝方の aurora oval には現れないこと、その降下領域の平均的な緯度幅は $0.5^{\circ} \sim 0.8^{\circ}$ と極めて狭いが経度方向には1000km以上の広がりを持つこと、降下電子の平均エネルギーは、aurora oval 内で数keVであるのに対し、 $\sim 100\text{eV}$ 程度に低下していること、として南北両半球で同時に観測される共役性があること等が明らかとなった。この降下領域の緯度幅は、Vasyliunas [1968] 等による Plasmasheet Inner Boundary の厚さ $\sim 0.4R_E$ と良好一致を示し、これは Plasmasheet Inner Boundary における強いビッチ角散乱を反映した電子降下現象と考えられる。

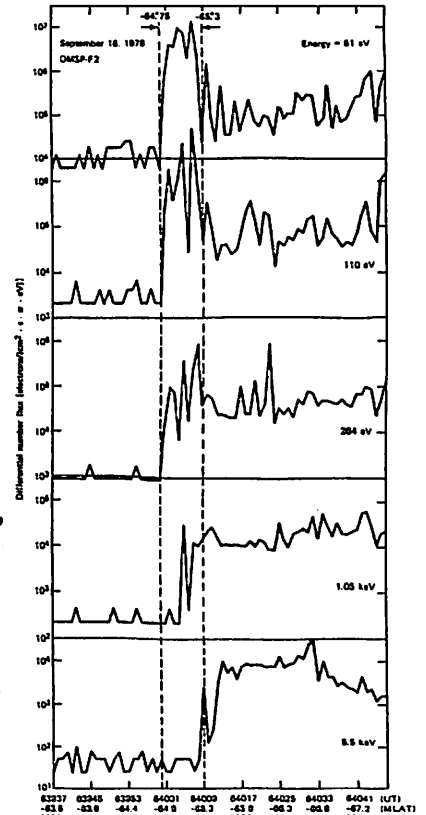


[第1図] 夕方側 diffuse aurora の低緯度側境界における低エネルギー電子降下の例。降下領域において平均エネルギーは $\sim 100\text{eV}$ ほど低下している。



[第2図]

第1図の低エネルギー電子降下領域におけるエネルギー毎の微分フラックス。50 $\sim$ 300eVのエネルギー範囲で顕著な電子降下がみられる。



[第3図]

1978年9-10月に観測された Diffuse aurora 低緯度側境界における低エネルギー電子降下現象の出現領域。DMSP衛星の周回軌道の判約を考慮して夕方側オーバルに集中して観測されている。

## オーロラ・ブレイクアップのダイナミクス

平澤威男・小野高幸 (国立極地研究所)

江尻全機 ( " )

地磁気座標系を用いた画像へと変換し、オーロラ単色光画像データを用いて、オーロラの形態と運動に関する解析を行い、調べたオーロラの形態は、*Stable arc*, *Westward traveling surge*,  $\Omega$  auroras および *Breakup type aurora* である。記解析結果と DAMP auroral image とを比較・検討し、汎地球的規模の aurora dynamics を議論する。

(a) *Stable arc* の展長と分離

*Stable arc* の region は東方に展長し、その速度は 1~3 km/sec。また、その *bright region* は *stable arc* から分離し、停滞し、消滅する。

(b) *Westward traveling surge* の形態と動き

*Surge* の西方への移動速度は 1~5 km/sec、極方向へは約 1 km/sec の速さで展開する。また、*Surge* は必ずしも一本の *arc* ではなく、いくつかの *arc* の重ね合わせである。時に、渦状形態を示し、多くの場合、この状態から急速な極方向への移動を開始する。

(c)  $\Omega$  band 型 aurora の極側フロントの形態と動き

$\Omega$  band 型 aurora は形成の初期に、その極側に *discrete aurora* を伴う (東方に移動、速度、約 2 km/sec)。この *discrete arc* が消滅するとともに  $\Omega$  band aurora は *active* となり、その極側のフロントは渦状を示す。その東方への移動速度は約 1 km/sec である。

(d) *Breakup type aurora*

地方時に依存し、その様相は様々である。*discrete arc* の極方向への展開速度は時に 10 km/sec を越える。



牧野高校 中井 仁  
京産大(理) 上出 洋介

Auroral oval の赤道側境界は day side の magnetic reconnection や tail 赤道面の電界の強さを反映していると考えられている。 前回の講演会で、我々は赤道側境界の変動の特質 (Nakai et al., 1986) を考慮に入れ solar wind parameters, 特に IMF By, と oval size との関係をしらべた。今回は前回の結果を整理すると共に、dayside の reconnection についての考察を行う。

赤道側境界のデータとしては、Gussenhoven et al. (1982) によって導入された Auroral Boundary Index を用いた。IMF のデータは IMP-J の 5 分値、solar wind speed は 1 時間値を、各々用いた。解析の期間は 1978 年の 1 年間である。IMF の 1 時間の移動平均と、対応する Auroral Boundary Index の中から、以下のような条件でデータセットを構成した。(1) IMF-B  $\leq 10$ nT (2) Bz が過去 6 時間中の最小かつ極小値である。(3) 以前に発達した storm の影響下でない。(4) Bz の極小時から 1 時間以内に Auroral Boundary Index の値がある。データ数は 203 である。

AL index における By の影響は Aoki (1977)、および Murayama et al. (1980) によって調べられている。これらの論文の By についての解析結果は、我々の auroral boundary を用いた解析でも確かめられた (前回の講演)。その結果は以下のようにまとめられる。(1) 地磁気 dipole axis の tilt angle (T) が正の時は oval size (又は、AL) は By に負に依存する。(2) T < 0 では oval size (AL) は By に正に依存する。(3)、(1)(2) の効果は By のみによるものであって、Bx との内部相関によってもたらされたものではない。以上の結果に加えて、auroral boundary を用いた解析によって、(1)(2) の効果が南半球の oval でも同じセンスで見られることがわかった。このことは、By の正負によって polar cap の convection pattern が変化するだけでなく、magnetopause 前面における reconnection の強さそのものも変化することを示している。

図 1-3 は boundary  $\lambda$  (CGL) と quiet なときの boundary  $\lambda_0$  との差  $(\lambda_0 - \lambda) / (B_y V)$  ( $B_r$  は IMF の transverse component, V は solar wind speed) で normalize して、それを z 軸の南向き成分と IMF とがなす角  $\theta$  ( $B_y > 0$  のとき  $\theta > 0$ ,  $B_y < 0$  のとき  $\theta < 0$ ) の関数として表したものである。図は左から  $T < -10, -10 \leq T < 10, T > 10$  (degrees) の時のデータの分布を示している。実曲線は data point の分布を二次曲線で近似したものである。二次曲線の対称軸は各々  $\theta = 11.3, 0.7, -20.5$  (degrees) にある。これは IMF が、真南を向いている時に必ずしも最も効率の良い reconnection が起こるわけではなく、真南と各々上記のような角度をなす方向を向いているとき、最も効率よく起こる事を意味している。そして、このことは magnetopause 前面において、T < 0 の時は図-4 の A で、T = 0, T > 0 の時は各々 B, C の各部分で最も強い reconnection が起こる事を示唆している。

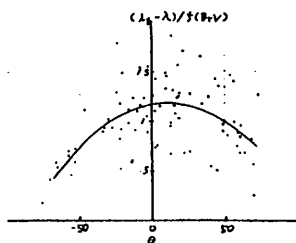


図 - 1

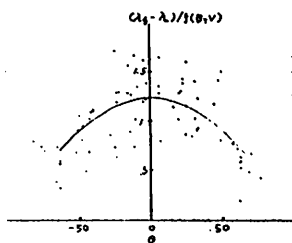


図 - 2

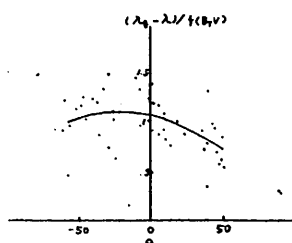


図 - 3

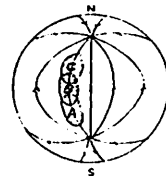


図 - 4

I-48

DE-1, DE-2 衛星による極光、電場データと地上磁場データの組合せ

石原良俊, 上出洋介 (京産大理), T.L. Killen (ミシガン大宇宙研)  
J.D. Craven, L.A. Frank (アイオワ大物理)

1981年暮にDE (Dynamics Explorer)-1 と DE-2 が数分の精度で北半球の高緯度地方を通過した。この貴重な期間は、イオンドリフト、中性風とオーロラの世界的分布を調べる機会を与えてくれた。

本研究では、地上の磁場変動分布から出発し、DE-2 によって得られた軌道に沿っての電場を用いながら、実際の global な電場分布を求めようというものである。

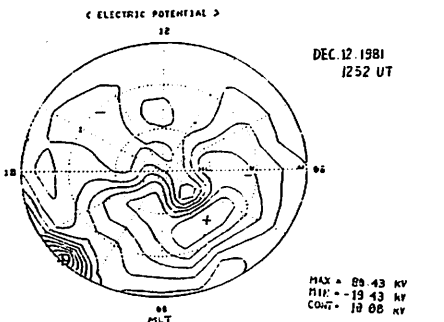
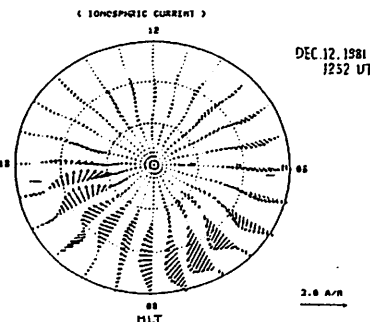
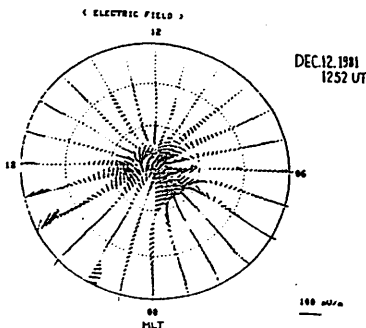
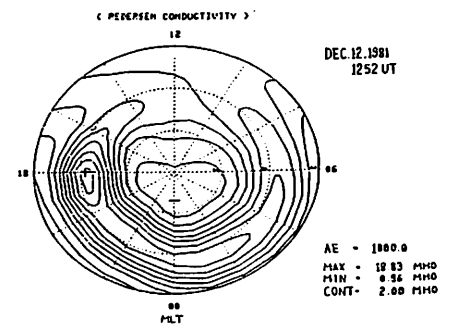
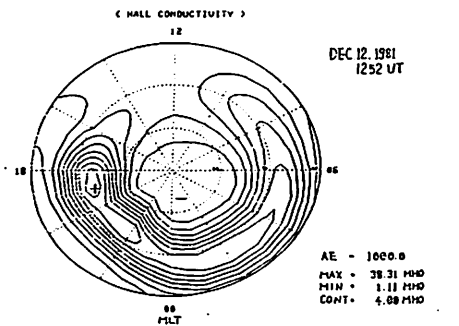
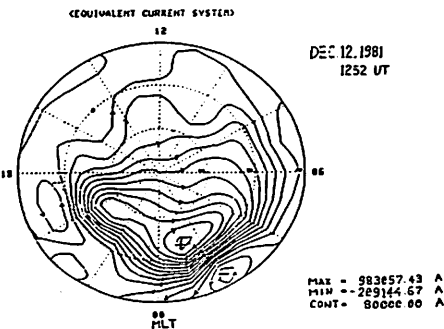
北半球の global な電離層電場の計算には KRM-アルゴリズムを使用する。KRM法によって得られる電離層パラメータは、地上の各観測所で測定される磁場データと、AE の函数として表わされる二次元電気伝導度モデル (ライス大学) から計算するが、今回の例については、オーロラの分布が観測されているので、少しづつ電気伝導度のモデルを改良して、DE-2 の電場を再現するよう努める。

使用するデータは以下の通りである。

- A. 1981年12月7日 1030 UT
- B. " 12月12日 1245-1300 UT (平均値)

- DE-2 (Zonal Ion Drift Data)
- Magnetograms (50 Observatories)
- ライス電気伝導度

右に示す図は、以上のデータをもとに従来の KRM-Method により計算された、それぞれ電離層パラメータである。



大 家 寛, 石 橋 弘 光

( 東 北 大 学 ・ 理 学 部 )

1. 序 ISEEやEXOS-Bの観測に見られるAKRの微細構造・S3-S3衛星による電場観測等は、極域磁気圏における局所的沿磁力線加速域の構造と変動を示している。この加速域の生成には沿磁力線電流をエネルギー源とする電流駆動性ダブルレイヤーが注目される様々な数値シミュレーション・室内実験が報告されてきた。ここでは、我々は加速領域で観測される電離層起源のイオンビームを考慮したモデルを新たに設定し、数値シミュレーションを行ないイオンビームが局所的ポテンシャル構造の形成に果たす役割を検討した。

2. シミュレーションの方法 シミュレーションには、1次元静電粒子コードを用い、1) 電流を運ぶ電子、2) 電離層起源の冷たいイオンビーム、及び3) 静止した熱いイオンの三種類の粒子を考慮した。それらを速度分布関数で表わすと、

$$\text{電 子} : f_e(v) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} v_{te}} \cdot \exp\left[-\frac{(v+V_{de})^2}{2v_{te}^2}\right]$$

$$\text{イオンビーム} : f_{ic}(v) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} v_{tic}} \cdot \exp\left[-\frac{(v-V_{di})^2}{2v_{tic}^2}\right]$$

$$\text{熱いイオン} : f_{ih}(v) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} v_{tih}} \cdot \exp\left[-\frac{v^2}{2v_{tih}^2}\right]$$

となる。シミュレーションに際しては開始時にこれらの粒子をシミュレーションボックス内に一様に分布させている。境界条件は、粒子分布・ポテンシャル分布とも周期境界とした。我々は、冷たいイオンビームの性格がダブルレイヤー形成に与える影響を調べるため、イオンビームの性質を反映するパラメータを変えて4つの場合のシミュレーションを行なった。

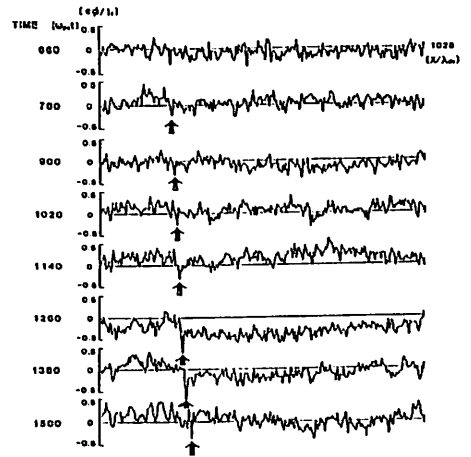
3. 結果  $V_{de} = 0.7 v_{te}$ ,  $v_{di} = 0.125 v_{te}$ ,  $(T_e/T_{ic})^{1/2} = 4.0$  の場合のポテンシャルの時間発展の様子を一例を図1に示す。矢印のように、ダブルレイヤーがイオンビームのドリフト方向に移動しながら成長する様

子が示されている。さらに、ダブルレイヤーの位置を時間を通してプロットしたものが図2である。 $t = 1200 \omega_{pe}^{-1}$  付近で移動速度が急激に変化する事が示されている。変化後の移動速度は、イオンビームのドリフト速度にはほぼ一致する。

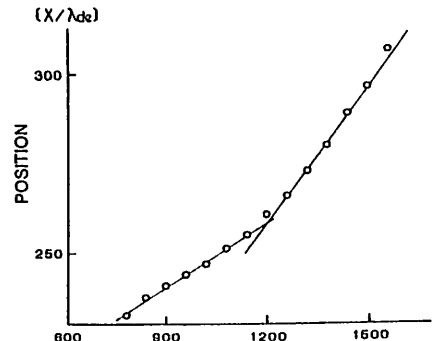
3. 結論

シミュレーションの結果以下の事が明らかにになった。

- (i). 熱いイオンのイオンビームに対する密度比が大きくなるとダブルレイヤーは大きくなる。
- (ii). イオンビームのビーム性が強くなるとダブルレイヤーによる電位差は大きくなる。
- (iii). ダブルレイヤーの移動速度には突然の変化が見られる。
- (iv). この場合ダブルレイヤーによって生じる電位差は必ずしも  $T_e/e$  のオーダーである。



( 図 1. )



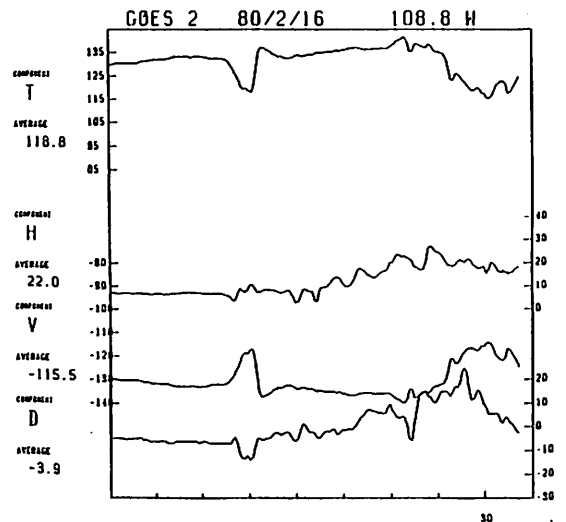
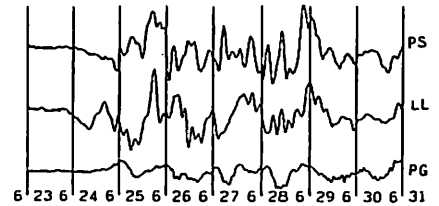
( 図 2. )

## auroral breakup の初期の発達過程の解析

東大・理 西谷 望・小口 高

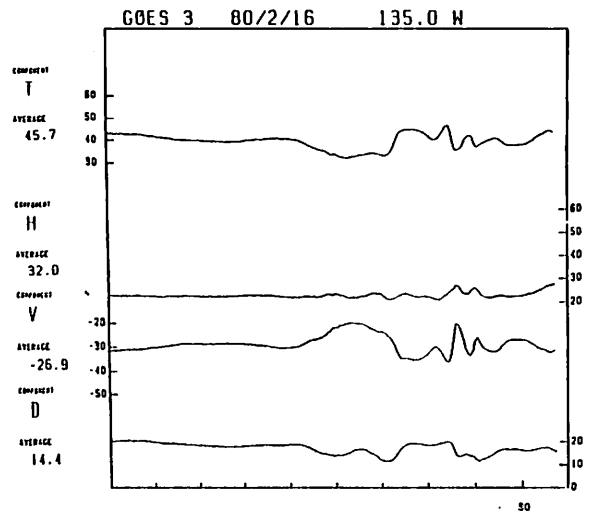
1980年2月16日の auroral break-upについて、地上及び衛星磁場のデータ、並びに全天TVカメラによるオーロラ画像を用いて解析を行った。その結果、次のことが明らかになった。

- 6:23:50 Lucky Lake (LL) の南 (磁気緯度60度: 経度310度あたり) から initial brighteningが始まると同時に、その真下の Lucky Lake (LL) の磁場変動 (南南東向き) が始まる。同時に Park Siteでも若干の変動が始まるが、2~300 km以上離れた他の stationではこれに対応する変化は認められない。
- 6:24:20 急速に明るくなった arcが部分的に動き始めるとその下の LL では磁場の振動が始まる。
- 6:24:30 arc東部 (緯度60度: 経度325度あたり) が明るくなるとともに GOES 2 の V 成分の増大が始まり、この部分のオーロラの消滅とともに V 成分は急速に元の位置にもどる。
- 6:25:30 GOES 2 の磁場変動が一旦おさまるとともに、TVの南東に見えていた arcが消える。またこの頃から GOES 3 の磁場変動 (V 成分の増大) が始まり、arcが西に張り出し、6:28:30頃に磁場の V 成分がピークに達して再び減少するとともに西側低緯度のオーロラが消滅する。



この解析結果から次の結論が導かれる。

- (1) initial brighteningに伴う電流系は極めて localなもので、その初期の段階 (6:23:50-6:24:20) ではスケールは 100 km 程度 (オーロラ活動域のサイズ) と考えられる。
- (2) オーロラ活動と GOES 2・3 の磁場変動との対応から見て、静穏時には磁気緯度  $66^{\circ}$ ~ $67^{\circ}$  に対応するべき静止衛星の緯度は、この時期には緯度  $60^{\circ}$ ~ $61^{\circ}$  にあったと考えられる。これは磁気圏が縮小し、且つ著しく tail like に引き延ばされているためと考えられる。
- (3) 同じく、オーロラ活動と GOES 2・3 の磁場変動の対応、及び GOES 2・3 と地上各点での変動の独立性から見て、衛星の磁場変動も極めて local な電流に依るものであることが推定される。



佐藤夏雄, 藤井良一, 小野高幸, 平澤威男 (極地研)  
 園分征 (東大・理), 巻田和男 (拓殖大), 共役点観測グループ

1984年9月に, Syowa基地とアイスランド Husafell において, オーロラの同時観測を実施した。この期間中に収録した4日間の同時データを用いて可視オーロラ ( $5577\text{\AA}$ , 全天カメラ) とプロトンオーロラ ( $H\beta$ ) の地磁気共役性について解析した。

9月26日 event について, 以下の事実が明らかになった。

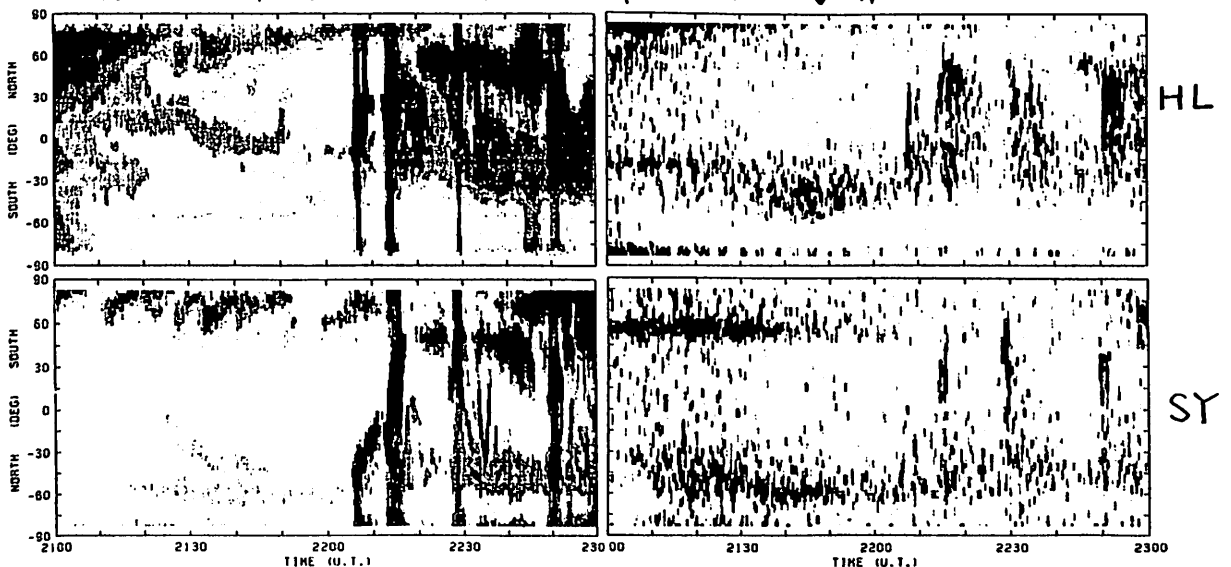
### I. 可視オーロラ

- (1) breakup 開始時刻は南北半球でほぼ同じであるが, poleward expansion ray, vortex 構造等の形態は異なる。
- (2) オーロラ出現領域は Syowa の方が Husafell より低緯度側に出現する。
- (3) post breakup phase では, オーロラの強度変化, 形態等 1対1の対応がつかない非共役性オーロラが出現する。

### II. プロトンオーロラ

- (1) pre-breakup phase に低緯度側に出現する  $H\beta$  オーロラは共役性がある。しかし,  $5577\text{\AA}$  オーロラと同様に, Syowa の方が Husafell より低緯度側に出現する。
- (2) breakup phase 時の  $H\beta$  オーロラは概して Husafell の方が Syowa よりも強い。
- (3) post-breakup phase に出現する  $5577\text{\AA}$  の非共役性オーロラ出現領域では,  $H\beta$  オーロラも共役性が認められない。

今回は, 9月2-3日 event の解析結果に加え, オーロラの共役性の特徴をさらに明らかにしたい。↓  $5577\text{\AA}$       sep. 26, 1984      ↓  $H\beta$



藤井 良一・佐藤 夏雄・福西 浩・小野 高幸・平澤 威男・国分 征, 共役点観測グループ  
(極地研) (東大理)

極地研究所では1983年より昭和基地  
-フッサフェル(アイスランド)を中核と  
する共役点観測を実施してきている。

本講演では、昭和基地、フッサフェル他の  
磁気共役対で得られたオーロラ画像を用い  
て、パルセーティングオーロラの形態及び  
時間発展からみた共役性について発表する。  
用いられたデータはフッサフェルでは全天  
高感度SITテレビカメラデータ(30画像  
/秒、パンフレ、ビデオテープレコード4  
収録)、昭和基地に於いては全天高感度CCD  
テレビカメラデータ(2画像/秒、0.5秒  
積分画像、5577Åフィルター使用、PCM  
4収録)である。解析されたオーロラは1984  
年9月26日23時30分付近に出現した、安定  
した形状を数分程度保つ、パルセーティ  
ングオーロラのデータで、パッチ状オーロラ  
(タイプAと呼ぶ)及び比較的変動の少な  
いオーロラ部分から、ある間隔をおいて角  
状に延び出すタイプのオーロラ(タイプB  
と呼ぶ)である。

解析の結果、以下のような特性が明らか  
になった。

- 1) 両共役点に於けるパルセーティングオー  
ロラの形態は、両半球における出現タイ  
ミングを考慮に入れなければ良い共役性  
がある。即ち片半球において観測された  
パルセーティングオーロラは他半球にお  
いても対応するパルセーティングオー  
ロラが観測される。
- 2) 両半球に於ける各々対応するパルセー  
ティングオーロラの出現のタイミングとい  
う観点からみると、
  - i) タイプA(パッチ状)オーロラは両半  
球ほぼ同時に出現し消滅する。(図1)
  - ii) タイプBオーロラは両半球で必ずしも  
同期しては出現・消滅はせず、むしろ片  
半球で出現した時は、対応するパルセ  
ーティングオーロラは他半球では消滅  
している傾向がある。(図2参照)
- 3) タイプA・タイプBオーロラは互いに100  
km程度離れた所に共存しており、(3-i)  
(3-ii)のような特性は同時に生起して  
いる。

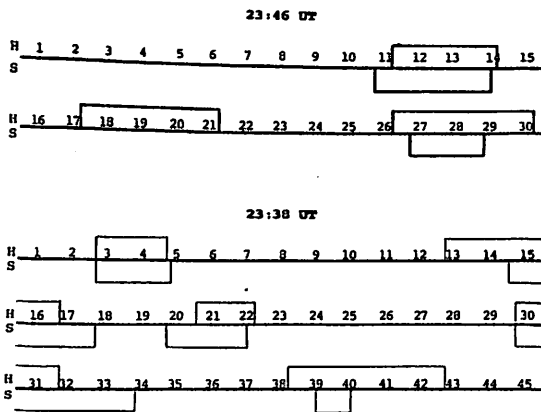


図1: タイプA(パッチ状)オーロラの出現タイミング。  
北半球フッサフェル(上部)と南半球昭和基地  
(下部)でほぼ同時期に出現していることが分る。

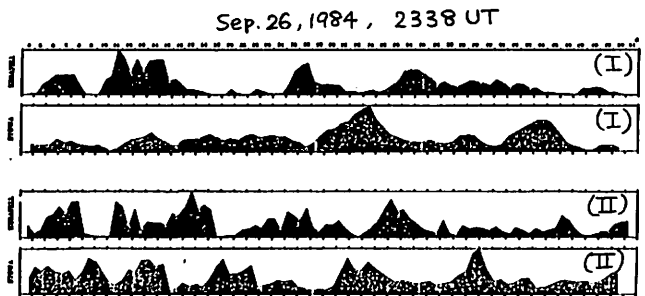
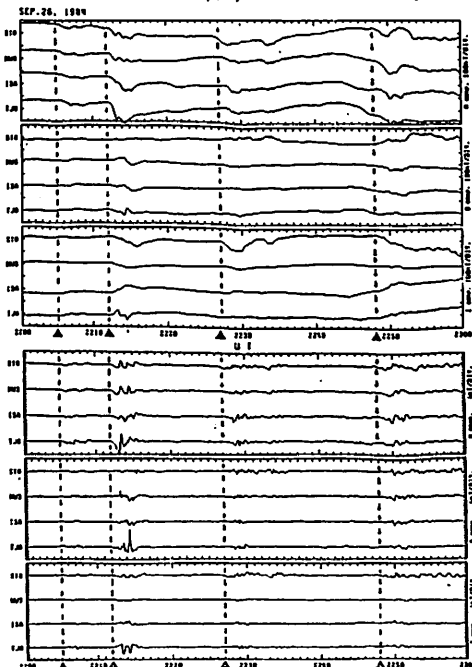


図2: タイプBオーロラの出現タイミング。  
(I),(II)は別々のタイプBオーロラで、各々上部が  
北半球フッサフェル、下部が昭和基地で、両半球  
同時にオーロラが出現しおらず、むしろ out of phase  
の傾向が見える。

櫻井亨(東海大), 利根川豊(東海大), 佐藤貞雄(極地研), 藤井良一(極地研)  
共役観測観測 70.

南極。昭和基地(Sy)とアイスランドの Husafell(Hu), Tjörnes(Tj), Isafjörður(Is) 3 島における南北共役観測データを  
使用し, Substormに伴うPi2型波動の共役性  
およびオーロラのダイナミクスとの関連  
について検討した。扱った Substormは  
1984年9月26日22<sup>h</sup>05<sup>m</sup>から22<sup>h</sup>48<sup>m</sup>  
UTの間に連続して起った4個の individual  
onsetに伴う multiple onset substormで  
夫々の onsetに auroraの break up 及び  
Pi2型波動の発生を起した。このPi2の波動  
特性について次の事柄が明らかとなった。

- (1) 偏波特性: 一連のオーロラの発達に伴って、偏波の共役性は次第に悪くなる。
- (2) 位相特性: H, D 両成分の位相差からPi2の振動の特徴を調べた。この性質もオーロラの発達に伴って共役性の位置的に移動していき、と明らかとなった。



(才1回)

例として最初のPi2に対しては Sy-Hu での共役性が明瞭である、次のPi2に対しては Sy-Tj での良好な共役性を示した。

- (2) 振幅特性: 夫々のオーロラの break up に伴って、共役性の振幅最大を示した。最初には低緯度から次第に高緯度側へと移動した。

結果を大略は以上である、これらの事柄から次の事柄が示唆される。

- (1) Pi2は基本的に磁力線の基準振動の奇数波の特性を示す。しかし、この基本的性質は substorm の発達に伴って崩壊して来る。
- (2) Pi2とオーロラは一連のオーロラの発達によく対応してゐる。しかし、Pi2の波動と12の特性は極めて複雑であり、対応は単純でない。
- (3) 特定のPi2のオーロラに伴うPi2の発達はオーロラが Tj に近い所で起るとあり、その影響がPi2の波動的特性によくあらわれてゐる。

総じて、磁場変動の共役性は南北共役観測でよく保たれてゐるが、Pi2型脈動の発達は、一連の substorm の発達に伴って共役性は維持されず、オーロラの局所的発達に伴って、共役性も移動する傾向にある。

才1回は、Sep. 26, 1984 の一連のオーロラに伴う、磁場変動とPi2型脈動である。

斎藤浩明<sup>\*</sup>，佐藤夏雄<sup>\*\*</sup>，利根川豊<sup>\*\*\*</sup>，芳野超夫<sup>\*</sup>，共役点観測グループ

<sup>\*</sup>：電気通信大学    <sup>\*\*</sup>：国立極地研究所    <sup>\*\*\*</sup>：東海大学

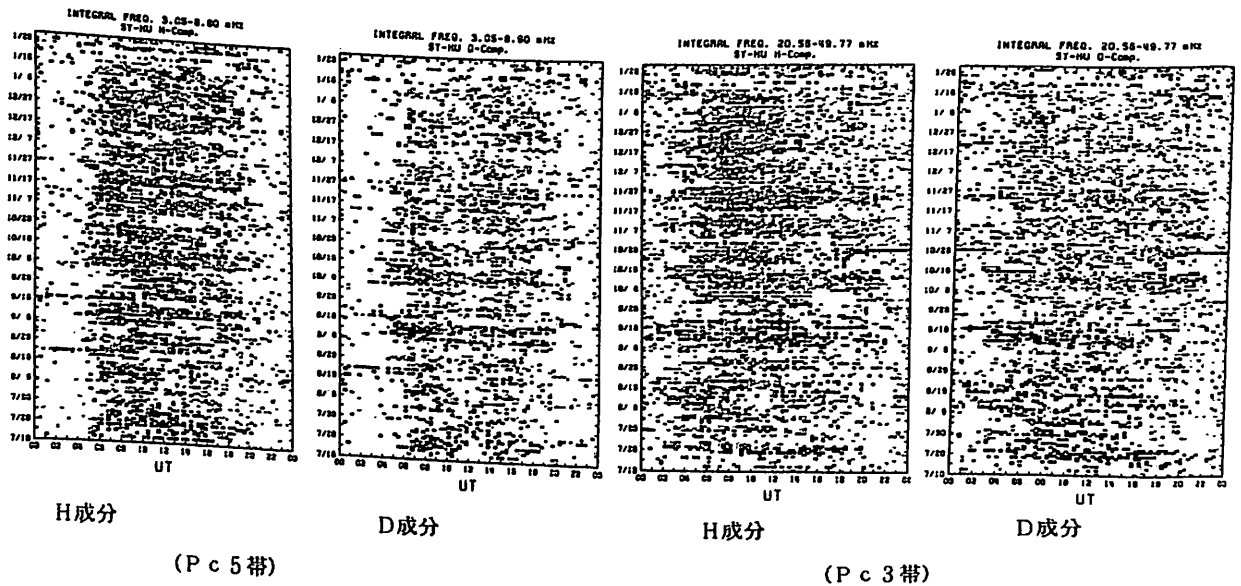
Pc3-5帯地磁気脈動の地磁気共役性を明らかにするために、脈動のPowerに注目し、その季節変化、日変化の解析を行った。

今回はSyowa (SY) とHusafell (HU) で同時観測したインダクション磁力計のH, D成分(1-100 mHz)を用い、1984年7月10日から1985年1月28日までの203日間のdataを解析した。特に共役性の有る脈動に注目するという観点から、クロススペクトルのピークを選び、かつそのコヒーレンスが0.75以上有るものを抜きだした。スペクトル計算には二次元AKAIKE法を用い、SY-HUの相互相関を取った。

～ 解析結果 ～

図は脈動をPc3(20-50 mHz)、Pc5(3-9 mHz)に制限してH, D各成分ごと日変化、季節変化を見たものである。濃い領域はSYの、薄い領域はHUのpowerの方が大きいことを表す。脈動のpowerはH, D成分、周波数に関わらず冬半球側が大きい。またPc5帯を見てみると、朝と夕方側はほぼSYのpowerの方が大きい、昼間は季節により異なり、9月下旬ごろ逆転する。Pc3帯も同様な変化を示すが、powerの大きい領域の変化はPc5帯より顕著である。H, D成分を比べてみるとPc5帯ではH成分が、Pc3帯ではD成分の方が日変化、季節変化が大きい。

これらの結果は、SYの地理的local timeはHUより4時間進んでいることから日照による電離層の電気伝導度違いが脈動のpowerに関係していると考えることが出来るが、他の解析結果からの検証も行う。





Polar Chorus 放射の季節変化と共役性

鈴木博之\*、佐藤夏雄\*\*、渋谷仙吉\*、前澤 潔\*、共役点観測グループ、

\* 山形大・理、\*\* 極地研

I 序

Polar Chorus は夏半球の昼間にその出現が集中するという、顕著な季節変化、日変化を示すことが知られている。今回は、昭和基地 (SY) とその共役点にあたるアイスランドの Husafell (HL) で観測された ELF-VLF data の 750 Hz を用いて、Polar Chorus の出現頻度及び、強度について統計的解析を行い、その共役性について検討を行った。

化をみると、夏に出現頻度、強度ともに最も高くなる。春と秋には頻度、強度ともほぼ等しい変化を示し、冬に頻度、強度ともに最低となる。

Husafell

通年平均の1日の放射の出現時間帯は6~16MLTに集中して、そのピークは12~13MLTにある。季節変化はSYとほぼ等しい変化を示し、出現頻度、強度共に夏に最大となり、冬に最小となる。

共役性 (図3)

同時観測期間でみる出現頻度、強度の季節変化は、前に述べた内容に一致するが、8~11月のSYの春、HLの秋を比較すると、SYの方が、出現時間帯、ピーク時間ともにHLより、約3時間程早い。

II Data (図1、2)

解析に用いたDataは、SYでは1984年1月から1985年1月、HLでは1984年8月から1985年8月のそれぞれ13ヶ月分である。うち同時観測は1984年8月から1985年1月までの6ヶ月分である。Dataには、多くの空電がふくまれており、この影響を除くため、それぞれのDataの10秒間の最低値をとり、さらにこれらの10分間の平均値を1つのDataとして解析した。

以上の結果より、共役点においても、春夏秋の昼間に出現が集中すること、また出現頻度、強度のピークの現れる時間差が、共役点における太陽南中時刻の差 (SYが約4時間程早い) にはほぼ一致していることより、Polar Chorus の発生、伝播には日照の効果が大きな作用を及ぼしていると思われる。

III 解析結果

Syowa

通年平均でみる1日の放射の出現時間帯は5~15MLTに集中して、そのピークは11MLTにある。季節変

Aug.1984-Jan.1985

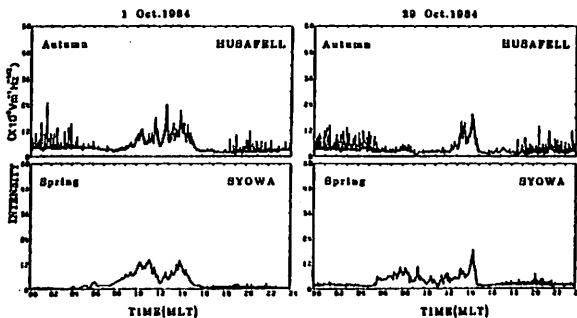


図1 共役点での典型的な Polar Chorus

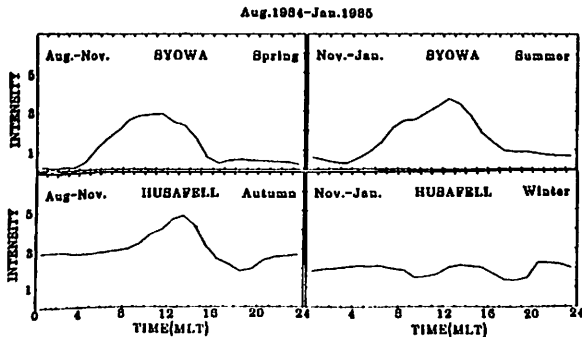


図3 共役点での平均的 Polar Chorus の強度変化

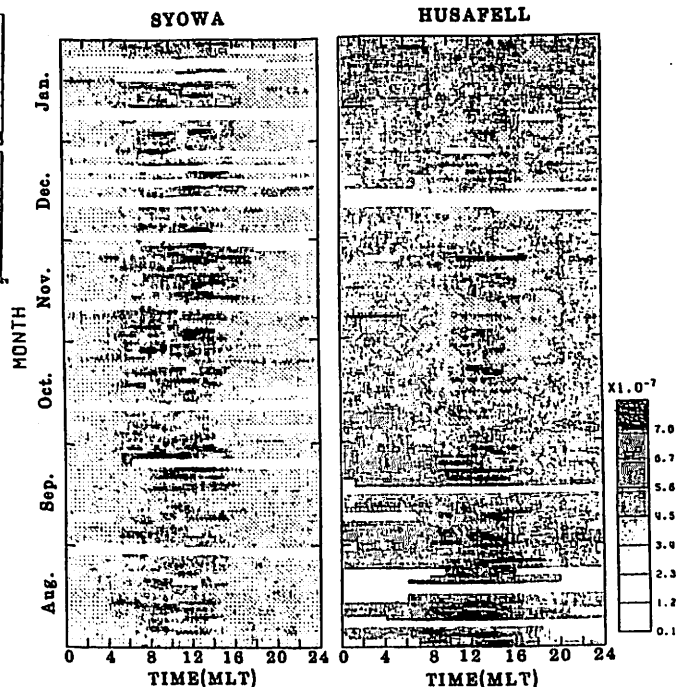


図2 共役点における電界強度の相対的比較

# グローバルオーロラダイナミックスクャンペーン - 超多点観測の意味 -

小口 高 GAD キャンペーングループ  
東大理・九大理・京大理・拓大・極地研  
UBC・U.VIC・NYS.U.・U.OSLO・U.OULU

地球磁気圏内のプラズマ現象は様々の特性時間・空間スケールを持ち、それぞれのスケールの現象が相互に関与しながら観測にかかる物理量となっている。従ってこれらの物理を明らかにするためには、必然的にこれらの特性時間や空間スケールをカバーする観測が必要とされる。特にこれらの現象においては相互作用が本質という点に重要性があり、その理解には解放系の物理の視点が不可欠である。

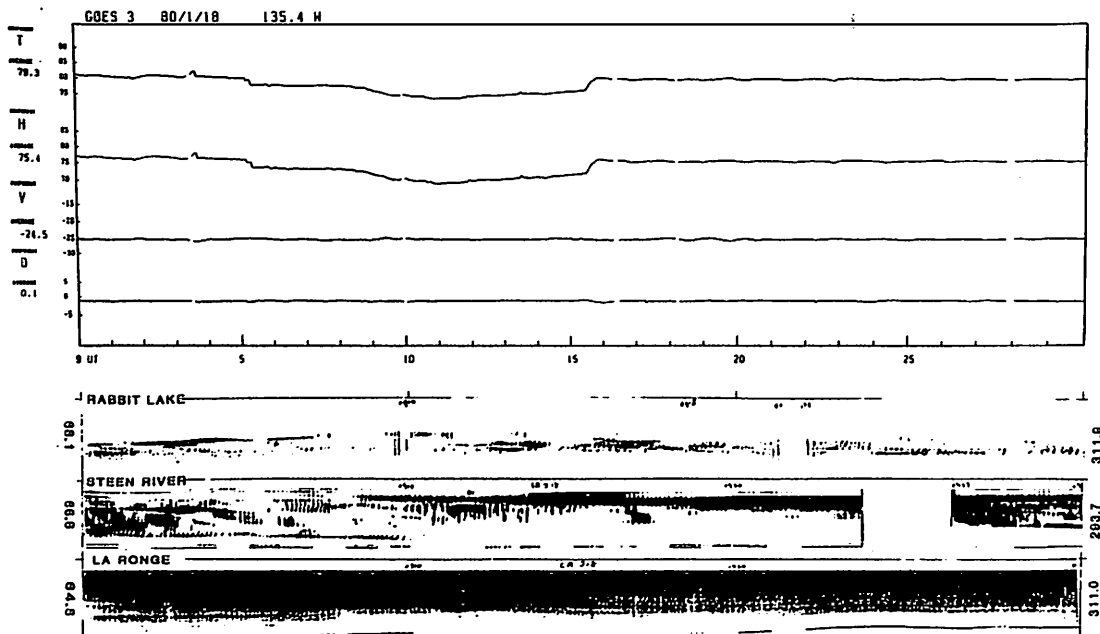
この点に関連して、直接的ではあっても、時間的・空間的に点の観測である衛星観測と、間接的ではあっても二次元の空間情報の時間変動が求められる地上の超多点観測とは補完の立場に立つもので、このような対比なしには今後の進展は期待できないと考えられる。

一例を、従来から行ってきた脈動性オーロラの発生機構にとれば、次のように言えよう。脈動性オーロラの発生には、様々のモデルが提案された。大きく分ければ、磁気圏起源と電離層起源とに分かれ、更に磁気圏起源に関しては、磁気圏ULF波動によるVLF波一電子系不安定のmodulationとするもの、及びVLF波と電子群との相互作用のみで理解しようとするものに分かれる。今までの研究で、電離層起源とするものが先ず否定され、ついで、磁気圏ULF波動によるmodulationとするものが否定された。

図から明らかなように、脈動性オーロラが現れている時、対応すると思われる静止衛星高度には0.3 nT以上のULF波動は存在しない。

オーロラ脈動は、冷たいプラズマのある空間分布の下で高エネルギー電子の存在に基づくVLF波の不安定によるものであることは今や明らかと考えられるが、1-40秒程度の繰り返し変動が何によるかはまだわからない。この問題に対して従来の研究によって高エネルギー粒子のinjection, ドリフトによるsource termの時間空間変動が極めて重要な意味を持つことがわかっており、この問題を解くためには、大規模なオーロラExpansion, injection及びドリフトと、オーロラ脈動盛衰の因果を定量的に明らかにする必要がある。これは単にオーロラ脈動だけではなく、グローバルな粒子の流れに伴って起こる様々な種類の脈動の発生などすべてこの範疇に属すると考えてよい。

このような意味で今回、オーロラTV10点、induction magnetometer38点、fluxgate magnetometer22点、VLF11点の超多点観測を実施した。残念ながら、当初予定されていたVIKING衛星との共同観測は打ち上げの遅延のために実現できなかった。



## ・・・カサブ領域におけるオーロラ観測・・・

国分 征、GADCグループ（東大・理、九大・理、京大・理、拓大、極地研、  
 UBC, U. VIC., NYS. U, U. OSLO, U. OULU）

昨年12月から今年2月にかけて行われた多点観測の一環としてスバルバード群島、Ny Alesund, Longyearbyen, とHornsundの三ヶ所において、オーロラ、地磁気変動、及びULF, VLF波動の観測を行った。スバルバードにおける観測は、1984年9月よりOSLO大学との共同で始められたものであるが、今回はNy Alesundを多点観測のKey stationの一つとして、オーロラの全天TV観測を実施した。

Ny Alesundは、地理緯度79.0°(地磁気緯度75.4°)に位置するため、昼間のオーロラを観測し得る北半球では数少ない場所の一つであり、冬至の前後約1ヶ月は、カサブ領域のオーロラ観測が可能である(magnetic noon: 0930UT)。

カサブ領域におけるオーロラに関してはこれまで南極点やスバルバードにおける観測をもとにして、Eather等、Sandholt等、によって結果が報告されている。

カサブ付近に出現するオーロラの特徴は、5-10分程度のタイムスケールでの極側への

運動が顕著にみられことである。Sandholt等はこの特異な運動をマグネットボーズで観測されるFlux transfer event(FTE)に結び付けて解釈しようとしている。彼等のCase studyでは、確かに惑星間磁場(IMF)の南向き成分に伴って起こるオーロラ全体としてのゆっくりした南側への移動と重なって、この数分程度のタイムスケールでの極側への運動があることが示されている。しかしながらカサブ付近でみられるオーロラの運動の殆んどが極向きでありCase studyの結果だけでこのような運動がFTEのevidenceと考えることについては更に詳しく統計的に調べる必要もあると思われ、またカサブ領域のオーロラの出現や運動は多くの場合同じような時間スケールを持つ磁場変動を伴っている。さらにPc1帯の脈動やVLF hissの発生がオーロラ出現に関連している。ここでは地磁気変動やVLF hissの発生とオーロラの運動の関係を調べた予備的な結果について報告する。

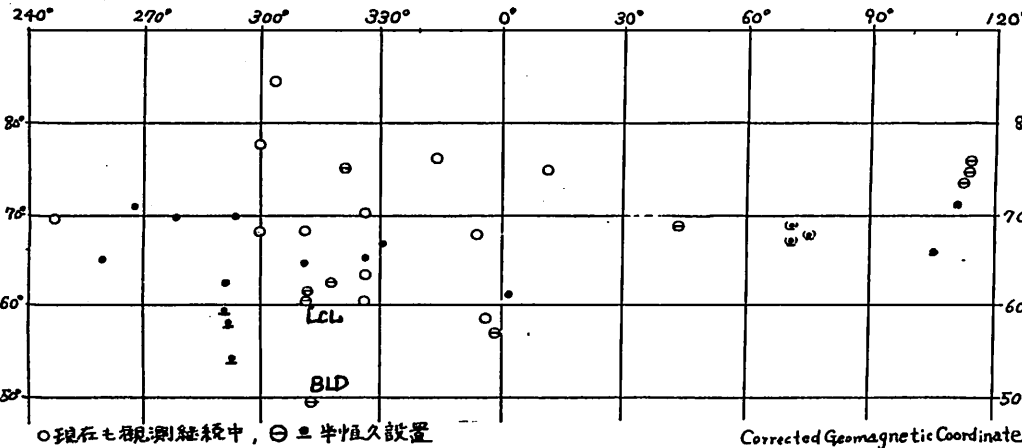
# グローバルオーロラダイナミックキャンペーン 電磁波動現象速報 (pc1 脈動)

林 幹治・GADC 観測グループ

東大・理, 九大・理, 京大・理, 拓大, 極地研, U.B.C., U.Vic, M.S.U., U.Oslo, U.Oulu

広域多点観測の目的は、粒子源よりの直接効果としてのオーロラ現象とそれに付随する、あるいはその際生成される活生プラズマの injection によって発生する ULF, VLF 活動について、相互の関連の一般性、特殊性を Auroral zone を中心として全地球的に調べるとともに、各々の電磁現象の空間的発達過程を明らかにすることにより磁気圏で起る散逸過程の構造及びその分化の研究を行うことにある。

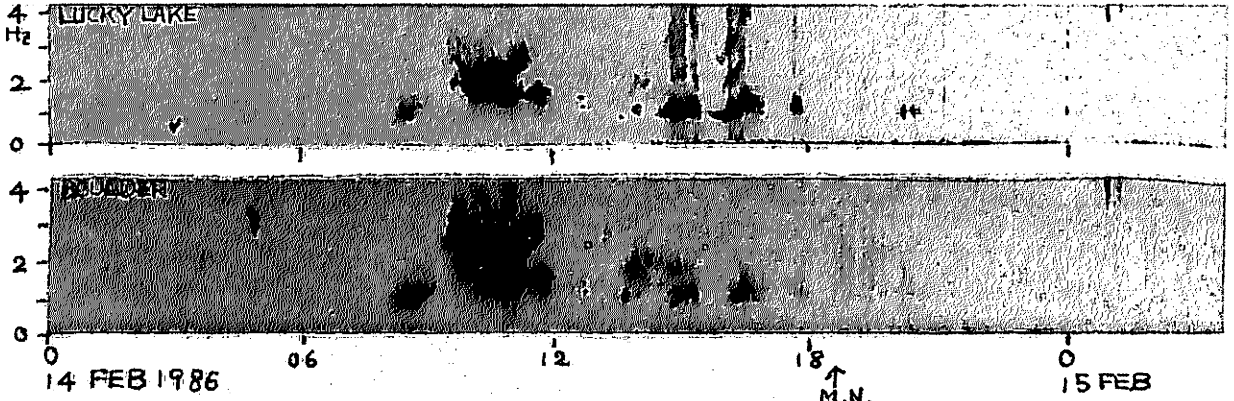
→ 広い視野と空間分解能の良いオーロラの全天 TV 観測を別にすれば地上観測は電離層の高さ、100km 程度の密な間隔の観測点網を構成することが理想的であるが、現実にはオーロラ帯の 8ヶ所の Key station を中心に設置できた観測点は誘導磁気力計-35, Flux gate 磁気力計-19 (赤道低緯度 8 を含む), VLF-8 であった。Flux gate 磁気力計及び VLF (3 成分) は Key station が中心となったが、Key station としての条件を満たしながら VLF 波動受信にとって理想的に Noise の少ない環境を見付け出すことは一般に困難であった。誘導磁気力計の設置環境は VLF 帯ほどには厳しくなく、輸送上重量容積の点でも困難がなく最も多くの地点に設置された(左図)。



理想的に Noise の少ない環境を見付け出すことは一般に困難であった。誘導磁気力計の設置環境は VLF 帯ほどには厳しくなく、輸送上重量容積の点でも困難がなく最も多くの地点に設置された(左図)。

ULF 帯の観測データについて、現在手元に帰って来ているものを見る限り、1980年の同じ冬期のもの比べると pc1 の発生概

度が非常に高い点が目立つ。上記の観測点群内での pc1 脈動の発生領域(あるいは duct)の運動についての議論が可能となる。



比較的大きな磁気嵐の後、ほぼ同じ磁気子午面内にある Boulder と Lucky Lake では連日午前側で強力な pc1 現象が観測された。plasma pause が 12 UT 頃に Boulder に近く 18 UT 頃には Lucky Lake に近くと推定される。

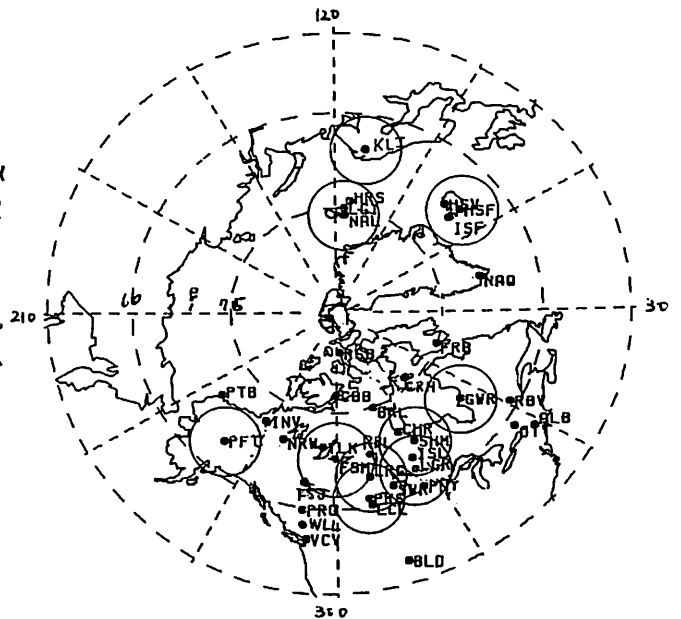
—サブストーム時のオーロラの発達・消滅過程—

山本 達人 (東大理), GADCグループ (東大理, 九大理, 京大理, 拓植大, 極地研, U.B.C., U.Vic, NYSU, U.OSLO, U.DULU)

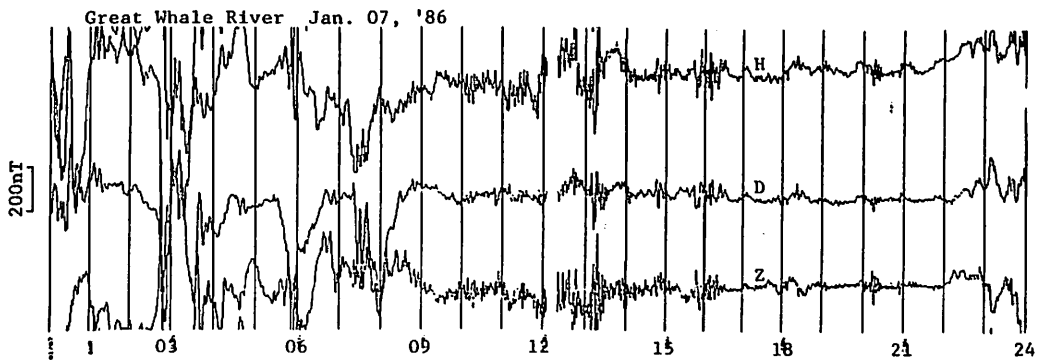
磁気圏における高エネルギー粒子の入射過程を地球規模で捉えるために、北半球極域、及び、赤道域で、昨年12月下旬より本年1月末にかけて、TVによるオーロラ観測、VLF、ULF、Flux Gateの観測を実施した。観測点の配置を右図に示す。オーロラの全天TV観測は8隻; Poker Flat (PFT), Fort Smith (FSM), La Ronge (LRG), Park Site (PKS), Shamattawa (SHM), Little Grand Rapids (LGR), Great Whale River (GWR), Ny Alesund (NAL)である。尚、この他に同期間、Iceland Husafellにおいて極地研究所によるTVを含む総合観測が行なわれ、また、Finland KilpisjärviにおいてDULU大によるTV観測がcoordinateして行なわれた。右図の配置は、カナダ、マニトバ州 (SHM, LGR)、サスカチュワン州 (LRG, PKS), N.W.T. (FSM) が真夜中の時間帯で、アラスカ (PFT) が夕側、ケベック州 (GWR) が暁側、スピッツベルゲン (NAL) が昼間のオーロラが観測しうる配置となっている。

大部分のデータは現在なお未着であり、また、本観測期間中は天候にあまり恵まれず、全観測点で比較的良好なオーロラを取得できたのは数例にとどまっているが、

ここでは、1月7日の例を中心に、サブストームに伴うオーロラの発達・消滅過程について速報する。



北極域での観測点の配置。図中の小円は天頂角80°内の全天TVの視野をあらわす。



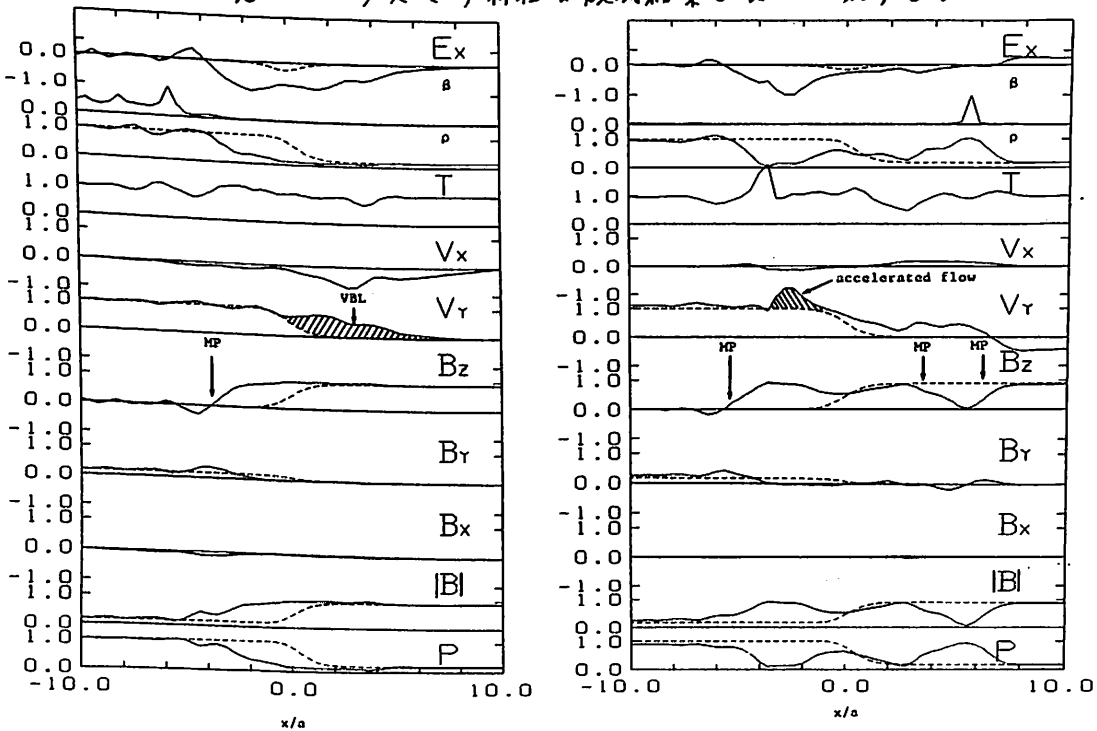
86年1月7日、Great Whale Riverでの<グ>ストグラム

マグネトポーズに於ける  
ケルビン-ヘルムホルツ不安定性

三浦 彰  
東大理

磁気圏境界を通しこの運動量・エネルギーの輸送を理解・評価するために磁気圏境界で起こる物理現象の理解が欠かせない。そこで前回までの講演で磁力線再結合と並んで粘性相互作用という形で運動量輸送に重要な役割を果たすと考えられるケルビン-ヘルムホルツ不安定のマグネトポーズモデルに対するMHDシミュレーション結果について報告して来た。今回は異なるマグネトポーズのパラメータに対する境界面の変形の様相、及び不均一媒質中のKH不安定に伴う輸送量の評価について報告する。

下図は上からKH不安定が準定常状態に達した段階での対流電場 $E_x$ 、プラズマ $\beta$ 、プラズマ密度 $\rho$ 、温度 $T$ 、速度成分 $v_x, v_y$ 、磁場成分 $B_z, B_y, B_x$ 、磁場強度 $|B|$ 、圧力 $P$ のマグネトポーズを横切った断面での分布を示す。点線はそれらの変数の初期分布を示す。左図でMPは磁場の南北成分 $B_z$ の大きな勾配により、特徴づけられるマグネトポーズである。斜線で示した部分はマグネトポーズの内側に生じた速度境界層で、マグネトポーズのマグネトポーズに沿う方向の流れ成分 $v_x$ が磁気圏内に大きくしみ込んでいる。このマグネトポーズ内側に於ける速度境界層の発生はKH不安定による異常粘性輸送の結果であり、この速度のしみ込みに伴って対流電場 $E_x$ のマグネトポーズを横切った積分値は初期の値の5~6倍になる。これはKH不安定により、磁気圏内の対流電場が増大することを示している。右図は異なる断面に沿って、このMHD変数の分布を示す。この断面はKH不安定により、生ずる小塊状のプラズマを横切った断面であり、この断面で特に興味あることは磁気圏内でプラズマ流がKH不安定により、加速された小塊のマグネトポーズに沿う流れの速度が元のマグネトポーズの流速の上倍程度にまで達している点である。シミュレーションより、この加速された小塊のプラズマの存在は観測結果とよく一致する。



芝地 貴夫， 飯島 健  
(東京大学理学部)

IMFのY成分が正の場合と負の場合とで、NBZ沿磁力線電流系の構造がnoon-midnight meridianに関して対称であるかどうかを明らかにするのが本論文の主目的である。

IMFの成分が、 $B_y > 0$ 、 $B_z \sim 0$ の場合と $B_y < 0$ 、 $B_z \sim 0$ の場合に対して、MAGSAT衛星により計測された磁場（それぞれ約20軌道）のsunward成分を詳しく解析した。今回は、特徴的な次のeventsを中心に報告する。

$B_y \gg 0$  ( Jan. 9-10 1980 )

$B_y \ll 0$  ( Nov. 14, 25 1979 )

IMFが北向きの時にはNBZ沿磁力線電流系はnoon-midnight meridianに関してほぼ対称であるが、IMFが夕方向きの時 ( $B_y > 0$ ) は、南半球において朝側にshiftして、upward NBZ電流

系がみられずpolar cap全体がdownward currentでおおわれる。図1にその場合の磁場変動のsunward成分を示す。 ( $\Delta S$ )

これに対して $B_y < 0$ の時は、NBZ沿磁力線電流系が夕方側にshiftしているが、IMF Y成分の絶対値がかなり大きい場合 ( $B_y \sim -10\text{nT}$ ) でも、shiftの程度は小さく、polar capがupward currentのみで覆われるようなことはない。図2にこの場合のデータを示す。

$B_y > 0$ 、 $B_y < 0$ のそれぞれにおけるNBZ沿磁力線電流系の構造に対するこのような非対称性は、IMFが極めて小さい場合 (ground state) においても磁気圏にdawn-duskの非対称性が存在することを暗示している。

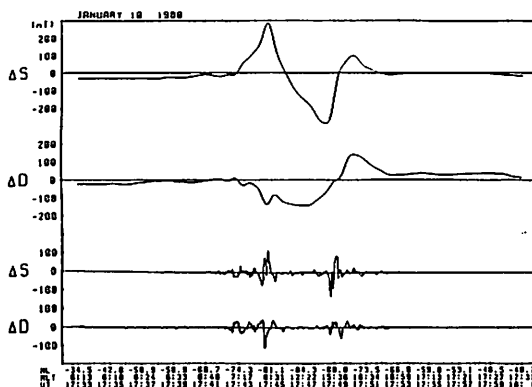


図 1

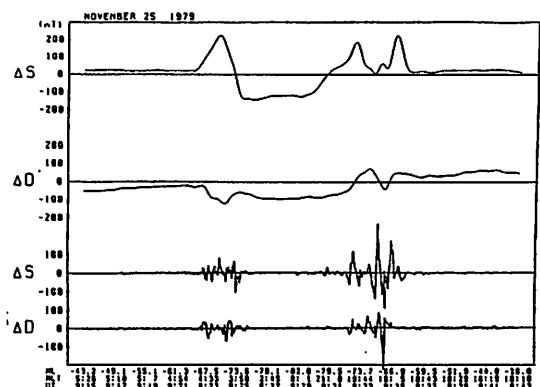


図 2

長井嗣信

(気象研究所)

沿磁力線電流は、サブストーム中に磁気圏と電離圏との結合に重要な役割をはたしている。静止衛星では、サブストームにともなう沿磁力線電流が磁場のD成分の変動として検出される。第一図は、静止衛星での磁場のD成分の日変化からのズレのおこる頻度を夜間の地方時にたいして示している。上側のパネルは、すべての変動にたいして示しており、下側のパネルは、プラスの変動（東向き）とマイナスの変動（西向き）について示している。明かに夕方側ではプラス、朝方側ではマイナスを示している。この統計的解析によるD成分の変動は、地上での中緯度のD成分の変動と同じセンスである。このようなD成分の変動は、朝方側では電離層にはいる電流のsheet, 夕方側では電離層からでる電流のsheetが、静止衛星の外側のL-shellにあると考えると説明できる。さてこのことを詳しく検討するために行った事例解析の一例を第二図に示す。左側のパネルにはアメリカとカナダの地磁気観測所の磁場D成分の変動を示してある。典型的なサブストームにともなうDの変動であり、NEW以西ではプラス、TUC以东ではマイナスとなっている。TUCは中間的な様相を示しており、従来このような場合は、サブストームの電流系の中心はTUC付近にあるとされてきた。右側のパネルは静止軌道での磁場変動を示す。GOES 2は、TULとほぼ同じ磁気子午線上にあり、TULと同じくマイナスの変動を示している。GOES 3は、VICとほぼ同じ磁気子午線上にあり、プラスの変動が期待されるが、実際はマイナスの変動を示している。多くの事例の解析によると、地上のDの変動から決めたサブストーム電流系の中心のすぐ西では、静止衛星軌道のDの変動は地上のものとは異なるセンスを示すことが良くある。このことは、静止衛星の内側に電流があることを示唆している。電流系としては、朝方側からのびてきた電離層にはいる電流のsheetと夕方側からのびてきた電離層からでる電流のsheetが、中央部で重なり合っているモデルが考えられる。この報告では、静止衛星によるDの変動と地上のDの変動との比較をもとに、サブストームの電流系について議論する。

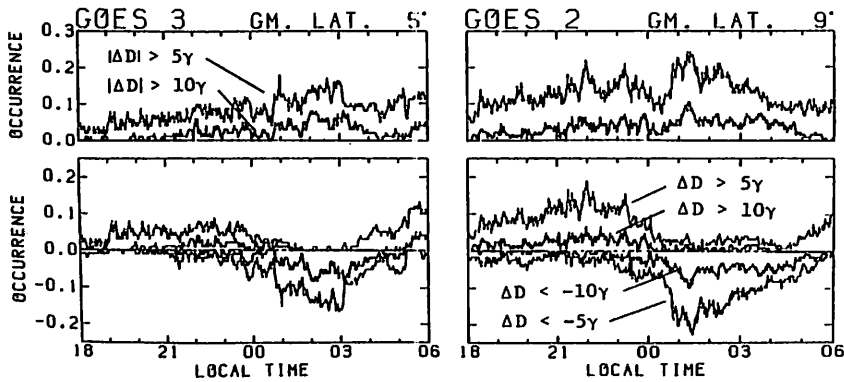


FIG. 1

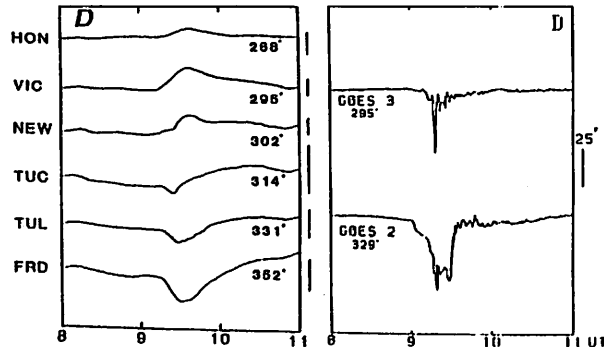


FIG. 2

MAY 7, 1979



I-63 磁気圏の3次元磁場構造の計算

田中 高史  
(電波研)

磁気圏内の3次元磁場構造を計算することを考える。解くべき式は(1)  $\text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{J}_d + \mathbf{J}$  (2)  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  :  $\mathbf{J}_d$  dipoleの内電流であり、境界条件はマクネトホーズで  $B_n = 0$ 、 $x = -50 R_e$ の断面上で  $B_t = 0$ である。解く方法はまず無限空間を考え、(1)  $\text{rot } \mathbf{B}_i = \mathbf{J}_d + \mathbf{J}$  (2)  $\text{div } \mathbf{B}_i = 0$  を解く。解は簡単で、

$$\mathbf{B}_i(\mathbf{r}) = \nabla \frac{M_d \cos \theta}{r^2} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}'$$

となる。ここで  $M_d$ はダイポールモーメント、 $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ は tail current, ring current などである。つぎにスカラーポテンシャル  $u$  を導入し、

$$\mathbf{B} = \nabla u + \mathbf{B}_i, \quad B_n = 0 \text{ on magnetopause} \quad B_t = 0 \text{ on section}$$

すなわち

$$\nabla^2 u = 0, \quad \nabla_n u = -B_{i,n} \text{ on magnetopause} \quad \nabla_t u = 0 \text{ on section}$$

を解く。任意の  $u, v$  に対して

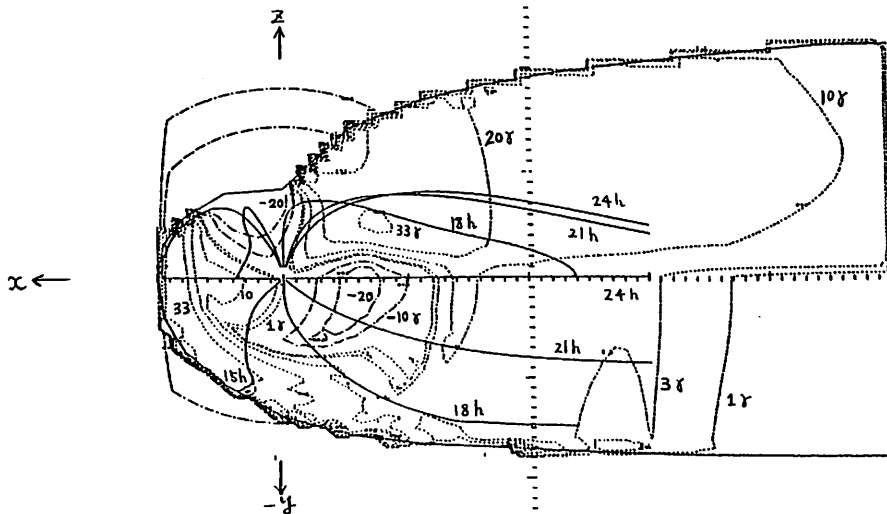
$$\int (u \nabla^2 v - v \nabla^2 u) dV = \int (u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n}) dS \quad \text{E から, (グリーン)の公式}$$

$\nabla^2 v + \delta = 0, \quad v = \frac{1}{4\pi r}$  を用いて、

$$u(p) + \int u(q) \frac{\partial v}{\partial n}(p, q) dS(q) = \int v(p, q) \frac{\partial u}{\partial n}(q) dS(q)$$

ここで  $p$ は磁気圏内の点であり、 $q$ はマクネトホーズ上の点である。 $p$ を $q$ に漸近させ、特異積分を用いて境界値に対する方程式を得る。

境界上には全部で194点の要素を取る。その分布はX方向に18点、YZ面内は12点であり、X方向のサーフェイスを  $N_x$  とすると、 $N_x = 1$  と  $N_x = 18$  は1点のみとし、 $N_x = 14 \sim 18$  は section 上にとった。すなわち  $1 + (18-2) \times 12 + 1 = 194$  である。境界上の積分は三角形上で行い、7次ガウス積分公式を用いた。 $u(q)$ もしくは  $\frac{\partial u}{\partial n}(q)$  のうち一方は境界条件より既知であるから、積分後最終的な全体方程式を得る。全体方程式はQR分解を行い解を求めた。下に解の一例を示す。上半分がX-Z面、下半分がX-Y面であり、ダイポールからの変化した  $|B|$  を等高線で、 $80^\circ$ の磁力線とともに示してある。マクネトホーズの位置はイタレーションによって、太陽風とのバランスを取り、決定してある。



静止軌道上で観測された磁気圏対流の  
地上データに見られる磁気圏活動への依存性

中村 るみ、小口 高 (東大理)、  
W. Baumjohann (Max-Planck-Institut)

静止軌道衛星 GEOS2で測定された電場データを、地上の磁場変動から得られた磁気圏活動を表すパラメータ (AE、AU、AL、Dst、PC) を用いて解析した。

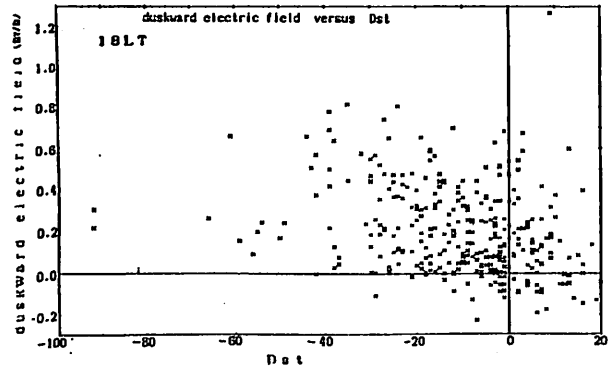
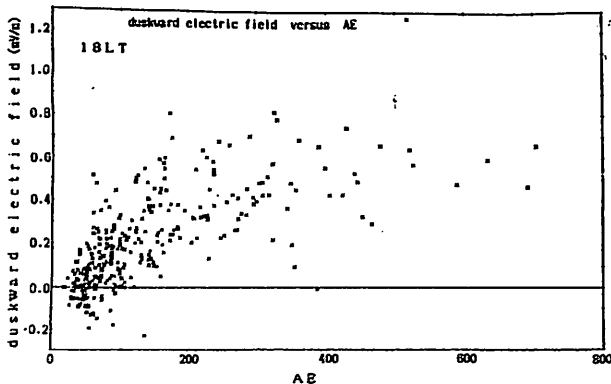
L=6.6 の磁気圏赤道面での電場は、磁気圏がactiveになることによって、主に次の二つの効果による影響が現れると思われる。(1) merging のような、太陽風と磁気圏の相互作用によって起こる大規模対流の増加。(2) gradB ドリフトによってできる偏極電場によるshieldingの効果。(即ち、ring current より内側の領域では、対流電場がshieldされるという効果。)

従来の IMFを使った統計、及び、Kp依存性の研究の結果、確かにGEOS 2で測定した対流は、sunwardだけでなく、shieldingによるものと考えられるような動径方向の対流も見られるが、Kpが大きくなるに従って対流速度は増し、sunward 成分が相対的に卓越することがわかった(Baumjohann et. al, 1984, 1985)。しかしこのことはshieldされる領域がGEOS2 から見て、より地球側に動くことによるのか、対流が強くなったことによるのかかわからない。

本研究の目的は、この二つの効果を示すと思われるパラメータを使って電場の統計処理を行い、shielding の効果に対流の変動から分離することである。対流に伴う電離層での電流系を念頭に入れて、まず(1)の効果を最も直接に見るDP2 のindexPC(極冠域の磁場データのdawn-dusk 成分)(1)、(2)共に考慮したAE、shieldingの強さに関与するring current領域の状態を知る為にDst、これらを使って多重回帰解析を行った。

電場は、磁場に垂直に打ち出される1.2 keV の電子を用いて、ドリフト速度から gradB ドリフトを差し引いて得た 6秒値を1時間で平均した値である。更に統計処理が行い易いように3時間平均を行った。電子銃の偏向角に限度がある為、磁場が双極子磁場と著しく異なると測定できず、データは 5LT-22LT, Kp0-4 の値で1978年 8月16日-1979年 4月24日の内1507時間である。

図のように両index 共依存性は見られるがAEの方がより顕著であり、shielding の効果と見られるDst への依存性はそれに比べてやや小さいようである。



# 磁気圏荷電粒子軌道の3次元的追跡

高橋俊・家森俊彦(京大理)

従来の磁気圏の粒子軌道の計算は、dipoleでの球座標 $\phi$ とL-valueの2次元空間上での計算であるか(eg. Ejiri, 1978)、任意磁場モデルでのピッチ角 $90^\circ$ の計算(eg. Ondoh and Aikyo, 1985)であったのに対し、我々は任意モデル磁気圏での荷電粒子の断然運動の軌道を3次元的に追跡する計算技法を開発した。我々は案内中心近似を用い、mirror motionの平均化操作をせずに、3次元で計算しているため、現実的なモデル磁気圏内の任意のピッチ角の粒子の軌道を追跡することができる。我々は、多数の粒子の軌道計算から赤道面へマップされた軌道パターンを算出した。

計算にあたっては次の仮定をした。

- 1 磁気モーメント $\mu$ が保存される。
- 2 案内中心で粒子の運動を近似する。
- 3 磁場はHead and Fairfield(1975)モデルで表わされる。
- 4 電場は赤道面で決定されたポテンシャルを全空間に磁力線に沿ってマップして求められ、磁場方向成分は0。
- 5 粒子の局所的な加速過程や生成消滅過程は存在しない。
- 6 地球の自転軸と、dipole軸は一致。

方程式は以下の通りである。

$$\vec{u}_d = -\vec{B} \times \vec{F} / eB^2 \quad ; \text{ドリフト速度}$$

$$\vec{F} = e\vec{E} - (\mu + m u_{\parallel}^2 / B) \text{grad} B$$

$$d\vec{u}_{\parallel} / dt = \vec{u}_d \cdot \text{grad} B / B$$

$$- \mu \vec{B} \cdot \text{grad} B / m B$$

計算の結果としてわかったことは

1. イオンの軌道パターンで、イオンが磁気圏の前面のDusk側から流出すること。勾配及び曲率ドリフト速度の大きさは、夜側の方が大きく、夜側でDusk側に流されたイオンは、昼側ではあまりDawn側へは流されず、イオンは磁気圏を前面Dusk側から離脱する。等しいエネルギーではピッチ角が大きい程、等しいピッチ角では、エネルギーが大きい程、よりDuskよりに流出している。

2. 昼側に南北対称に存在する島状の磁場の弱い領域で軌道が変型し、粒子は南または北へ飛び去る。

の2点である。

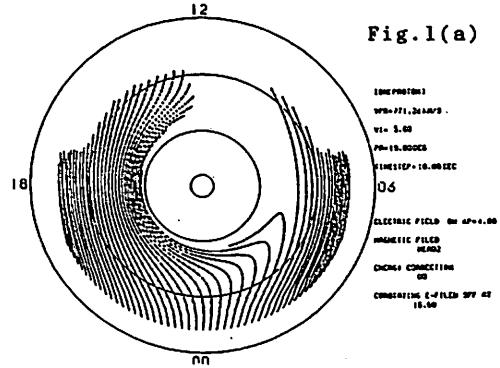


Fig. 1(a)

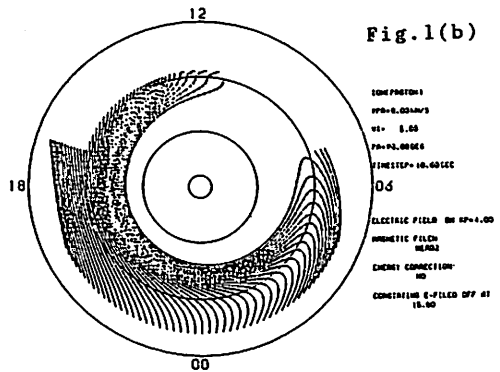


Fig. 1(b)

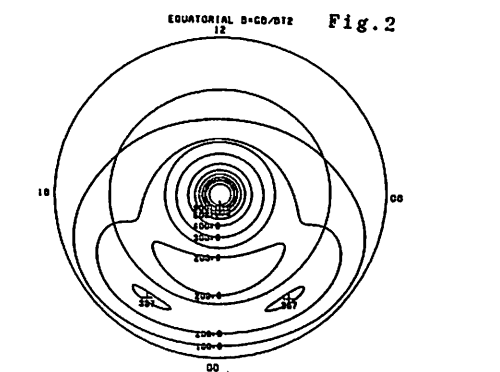


Fig. 2

Fig. 1 エネルギー5.0keVのイオンの軌道パターン。(a)はピッチ角 $10^\circ$ 、(b)はピッチ角 $90^\circ$ である。

Fig. 2 grad B及びcurvatureドリフトの大きさを示す $|B \times \text{grad} B / B^2|$ の分布。

## 磁気圏プラズマ粒子のドリフト運動への尾部へ伸びた磁場効果

Effect of tailward stretching geomagnetic field on drift motion of magnetospheric plasma particles

恩藤忠典, 相原和弘(電波研) T. Ondoh and K. Aikyo

Drift paths of electrons or protons starting from a geocentric circle of 17 earth's radii ( $R_E$ ) in the tail are calculated in the equatorial plane of the Mead-Fairfield magnetospheric model for uniform dawn-dusk electric field of 0.1 and 0.4 mV/m, in order to investigate effects of the tailward stretching magnetic field on the particle motion. The local time of stagnation point for zero-energy particles in 0.1 mV/m agrees well with that of the observed plasmopause bulge. The local time shift of the plasmopause bulge with geomagnetic activity corresponds well to the local time change of stagnation point for an electric field change from 0.1 mV/m to 0.4 mV/m, though we take no account of the ionospheric conductivity effect on the magnetospheric electric potentials.

Equatorial drift paths of protons with 0.05 keV/nT for 0.1 mV/m lie beyond 6  $R_E$  and their stagnation points lie at 0730 MLT since the sunward electric field drift and anticlockwise corotation drift are stronger than the clockwise proton gradient drift in the morning outer magnetosphere, while stagnation points of 0.05 keV/nT protons are located at 0616 MLT for 0.4 mV/m in the same magnetospheric model.

## ■ 第 II 会場

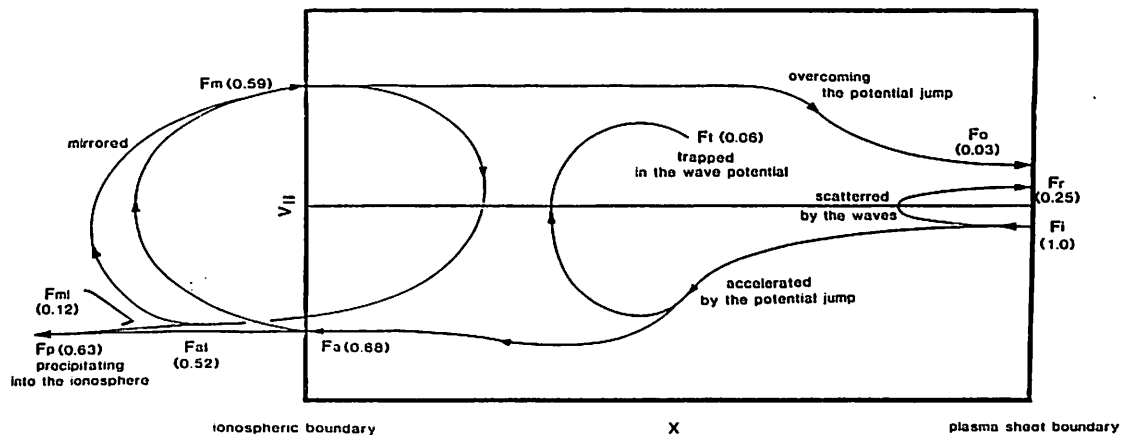
(II-1~II-67)

山本 隆  
東京大

J. R. Kan  
アラスカ大

By one-dimensional particle simulations it is shown that wave-particle interactions can significantly reduce upward field-aligned currents when a potential drop exists along the field lines and the electrons of current carriers are sufficiently accelerated by the parallel electric field. In our simulation model, a potential difference across the simulation domain is fixed and constant fluxes of electrons and ions are provided from the plasma sheet boundary. The ionospheric boundary provides plasmas of ionospheric origin. The ionospheric boundary also reflects the accelerated electrons outside the loss-cone, which represents mirroring by the converging geomagnetic fields. The simulation results show that the field-aligned current density is about 30% reduced from the adiabatic field-aligned current density when the turbulent region is assumed to be located at an altitude of 8000 km on the auroral field lines. The dominant

mechanism for reducing the field-aligned current is as follows: The electrons accelerated by the potential drop lose the parallel kinetic energy through the Landau-interaction with electrostatic waves excited by the beam instability. Most of the decelerated electrons will not be mirrored back to the plasma sheet even when they are outside the loss cone. This effect as well as precipitation into the ionosphere would produce an asymmetric velocity distribution of electrons with more downward (toward the ionosphere) flux than upward flux in the region of the current source, i.e., in the plasma sheet. This asymmetric distribution tends to relax toward the more symmetric thermal distribution through interactions with excited plasma oscillations. Therefore, a fraction of the downward flux of plasma sheet electrons is converted to the upward flux, which causes a decrease in the field-aligned current.



Schematic diagram showing dynamical behavior of the plasma sheet electrons after being injected from the plasma sheet boundary. This diagram is drawn based on the simulation results to show interruption of the field-aligned currents due to electron reflection occurring on the low-potential side of the double layer. The double layer in this figure is formed in the middle of the simulation domain. The arrows roughly represent the motions of the plasma sheet electrons in the  $x - v_{||}$  space, where  $x$  is the field-aligned distance and  $v_{||}$  is the velocity component parallel to the ambient magnetic field.

In this diagram, we assume the following fluxes of the plasma sheet electrons:  $F_i$  is the constant electron influx at the plasma sheet boundary.  $F_r$  is the outflux of the fresh plasma sheet electrons at the plasma sheet boundary. The fresh plasma sheet electrons are defined by the plasma sheet electrons which have never been mirrored below the simulation domain. Physically, this flux comes from the reflection process of

the plasma sheet electrons by the interactions with the plasma oscillations.  $F_a$  is for the fresh plasma sheet electrons reaching the ionospheric boundary, which are accelerated by the whole potential drop.  $F_t$  represents the increasing rate of the electrons trapped in the potential wells of the plasma oscillations.  $F_{a1}$  is the flux for the fresh plasma sheet electrons in the loss cone at the ionospheric boundary.  $F_m$  is the influx at the ionospheric boundary for the plasma sheet electrons magnetically mirrored outside of the simulation domain.  $F_o$  is the outflux for the mirrored electrons at the plasma sheet boundary.  $F_{m1}$  is the outflux for the mirrored electrons in the loss cone at the ionospheric boundary.  $F_p$  is the total flux for the plasma sheet electrons precipitating into the ionosphere, i.e.,  $F_p = F_{a1} + F_{m1}$ . The magnitudes of the flux normalized by  $F_i$ , averaged over the time period of  $800 < T \leq 1000$  in the simulation run are also indicated.

磁気圏中の Kinetic Alfvén 波の運動論

中村 匡、玉尾 孜

(東大理)

磁気圏中の Kinetic Alfvén 波は、力線に沿って伝播する。この波は、流体近似では Shear Alfvén 波として扱われるが、電子の熱運動が重要になる。この場合、Kinetic Alfvén 波の伝播速度は  $v_{th} / V_A$  によって決まる。ここで  $v_{th}$  は電子の熱速度、 $V_A$  は Alfvén 速度である。この場合、 $v_{th} / V_A \gg 1$  のときは電子の熱運動が、 $v_{th} / V_A \ll 1$  のときは電子の慣性が波の伝播に大きく作用することになる。

- 1 Kinetic Alfvén 波は  $v_{th} / V_A$  によってその分散特性が大きく変わる。これは  $v_{th} / V_A \gg 1$  のときは電子の熱運動が、 $v_{th} / V_A \ll 1$  のときは電子の慣性が波に大きく作用することによる。
- 2  $v_{th} / V_A$  の領域では波動-粒子相互作用が重要になる。

このような点を考えると、この問題については流体近似はつかえず、運動論的に取り扱う必要がある。この場合、Kinetic Alfvén 波が分散や波動-粒子相互作用の効果で伝播中に変形する可能性がある。これは、非一様媒質中の伝播について運動論的に扱う手段がなかったため、これまでのモデル (Hasegawa, 1976 ; Goertz & Boswel, 1979 ; Lysak & Dum, 1983) ではこれらは正しく評価されていなかった。

本研究では方程式系を線型化することによってこのような非一様媒質中での運動論を比較的簡単に解くことのできる数値実験法を開発しこれを上記の問題に適用した。

具体的には Fig - 1 の様なシミュレーションボックスをもうけ、その磁気圏側の境界に 2 次元的に孤立した初期擾乱を仮定しその磁力線方向の伝播特性を求めた。

前述のように非一様性の本質的な点は  $v_{th} / V_A$  の空間変化なのでシミュレーションボックス内で  $V_A$  を 10 倍変えることでこれを実現した。

これらの条件のもとに行ったシミュレーションの結果 Discrete Aurora に対応する経度範囲上部の微細構造を電離層まで伝え得ないことが示唆された。(Fig - 2)

Fig - 1 シミュレーションボックス

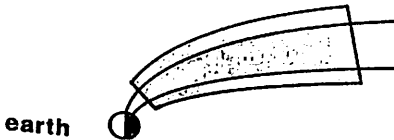
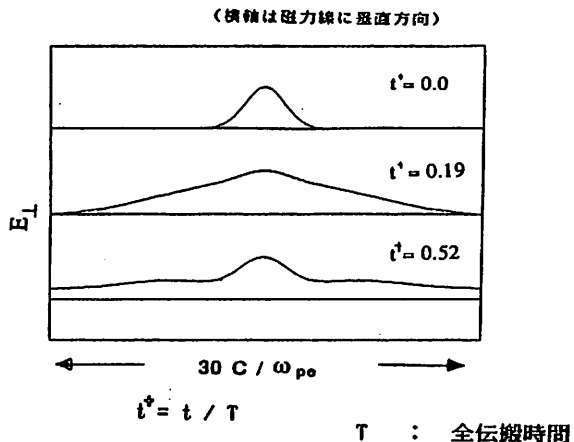


Fig - 2 伝播につれて波形のくずれる様子。



森岡 昭, 高橋 清利, 大塚 寛  
(東北大・理)

オーロラキロメートル放射(AKR)は沿磁力線加速域から放射される強い電波であるが、このAKRのスペクトルは放射域すなわち加速域の構造やダイナミクスを間接的に伝える重要な情報である。予に磁気圏側からリモート観測することにより加速域の垂直構造を知ることで、in-situ観測では得られない特長をもっている。

我々は、これまでにEXOS-B(じょりん)衛星による自然プラズマ波動観測データをアナログ処理することによりAKRのダイナミクススペクトラムを得て、加速域の大規模な構造や微細な構造(fine structure)の特性を明らかにしてきた。その結果、(1)AKR放射域(加速域)は高度6000kmを中心とし、active時は3000kmから12000kmの高度にひろがり、(2)中心域はsubstormのphaseによって上下し、onset時は高々度へ上昇する。(3)AKRのスペクトラムは、fine structureとbroadな非構造性スペクトラムとからなる。(4)fine structureはダブルレイヤー状の加速域に対応していると考えられる時間と共に速度5-10 km/secで地球方向に移動するものが多い。等が明らかにされた。

今回より定量的な解析と、これまでの解析では分析できなかった更に微細な構造を明らかにする目的で、EXOS-B(じょりん)衛星データをデジタル処理し、AKRのスペクトラムの詳細な解析を行った。その結果以下のことが明らかにされた。

- (1) AKRの fine structure には2つのタイプがある(タイプIとタイプIIと区別する)
- (2) タイプIの fine structure の特性は
  - (i) 強度が強く、AKRの大部分のエネルギーを占めている。
  - (ii) 周波数の変化はゆるやかであり、加速域のドリフト速度にして5-10 km/secである。
  - (iii) バンド幅が5-10 kHzであり、放射域のひろがりとして100kmのオーダーとなる。
  - (iv) 比較的安定に(life timeが長い)に存在する。
- (3) タイプIIの fine structure の特性は
  - (i) 強度は弱く、これまでに非構造性スペクトラムとされた成分の中にも存在するものである。
  - (ii) 周波数変化は早く、放射域が高速で動くことを示している。
  - (iii) バンド幅はせまく、放射域のひろがりも50km以下である。
  - (iv) 出現域はタイプIよりも高い高度範囲になる。
  - (v) life timeは短かく繰り返し発生消滅する。
- (4) これら2つのタイプの fine structure は、それぞれ異なる加速メカニズムで生じた加速域からの放射を示唆している。



# 波動・粒子相互作用に於けるカオス解

菊部 亮吉  
(九大 教授)

近年、プラズマ中の新しいモード間結合(プラズマ・レーザー)が示されてから Space Plasma 中の多くの波動励起に応用されている。例えば ULF からの ELF 発生の X カスケード(1), ATR の発生機構(2), ホイスターモードに伴う静电波バースト(3)や Type III バーストの X カスケード(4)等がある。

さて、低周波モードと高周波モードの相互作用を記述する方程式系は生体系で良く現われる Lotka-Volterra 型になる事が示されている(5)

$$\dot{X} = \alpha X - \beta XY$$

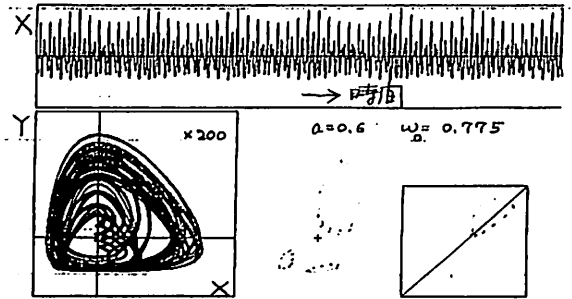
$$\dot{Y} = \gamma XY - \delta Y$$

ここで  $\dot{\phantom{x}}$  は時間微分を示し、 $X, Y$  は夫々低周波、高周波モードのエネルギーを示す。 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  は全て正の定数であり 2つの波の波数、振動数に依存している。

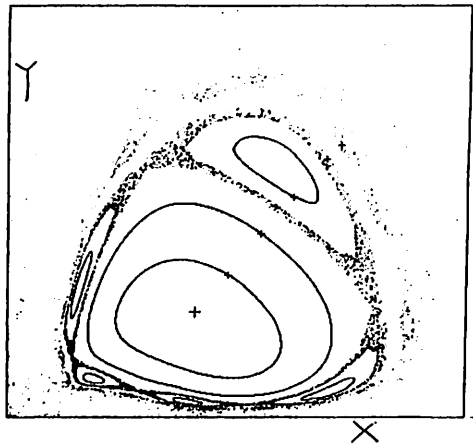
種形成長率  $\alpha$  は周期的外力のある場合には例えは

$$\alpha = \alpha_0 (1 + a \cos \omega_0 t)$$

となる。具体的にはビームの密度に変調がかかっている場合に相当している。筆者達(6)は上記 Lotka-Volterra 型のカオス解を見出した。これは保存系のカオスといえる。 $a$  と  $\omega_0$  を動かす事によりカオスが発現する領域を見つける。次の図はカオス解での  $X$  の時系列、 $X-Y$  プロット、ポアンカレ写像、ローレンツ写像を示す。



更に初期値を変える事によりポアンカレ写像の詳細を調べ、次図を得た。



五つの島構造のまわりカオス領域が見られる。

講義ではカオスが Space Plasma 現象で検証される為の条件等についておのべる予定である。

## 文献

- 1) M. Nambu, T. Tamao, A. Miura, H. Tamig. Planet. Space Sci (1986) to be pub.
- 2) S. Bujarbarica, M. Nambu, Phys. Rev. (1985)
- 3) G. R. L. II, 505 (1984)
- 4) Ap. J. 271, L35 (1983)
- 5) Phys. Rev. A (1986) in press
- 6) H. Honjo and M. Nambu

3成分系プラズマにおける

Alfvén波の変調不安定性

久保 匡 · 寺沢 敏夫 · 星野 真弘

宇宙科学研究所

Alfvén波はスペースプラズマ中においてあまねく存在し、その不安定性の理解が、種々の現象(例えば、太陽コロナにおけるプラズマの加熱・加速現象、bow shock近傍の磁場変動等)を説明するうえの基礎として重要である。

我々は以上の点を考慮して、大振幅Alfvén波(平均伝播の円偏波)の変調不安定性について、解析的手段及びシミュレーション技法を用いて、さまざまな角度から検討してきた。

これまで2成分系(プロトン+電子系)プラズマにおける変調不安定性が、我々を含め多くの研究者により調べられてきたが、自然界のプラズマは多成分系であるということをおぼんばかり、前学会の講演において、重イオンを新たに加入した3成分系プラズマにおける変調不安定性についての解析的手法による結果を報告した。その結果は、親のAlfvén波の周波数(以下 $\omega_0$ とする)が、重イオンのジャイロ周波数(以下 $\Omega_i$ とする)より小さい場合は、重イオンを取り入れた効果があまりあつかわれず、本質的には2成分系における計算結果と同じである、ということであった。

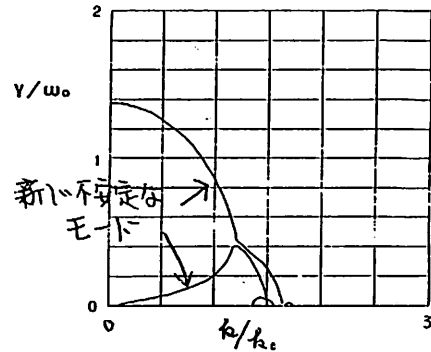
さて、今学会の講演では、重イオンの存在の効果がむしろ大きくあつかわれているのではないかとと思われる  $\omega_0 > \Omega_i$  (つまり、親のAlfvén波の周波数が重イオンのジャイロ周波数より大きい場合)についての、理論解析、およびハイブリッドコード(イオンは粒子として扱ひ、電子はmasslessの流体として扱うコード)を用いたシミュレーション技法による結果について報告する。

図は、今回話題にするAlfvén波の不安定成長率( $\gamma$ )の解析的計算結果である。

重イオン $\gamma$ については、 $A/Q = 0.5$ (例えばトリウムイオン)のもの、その

存在比は3%であるとした仮定した親の波の強度は、平均磁場の70%、周波数は $0.6\Omega_p$ であり、 $\frac{\gamma_p T_p}{V_A^2 m_p} = \frac{\gamma_e T_e}{V_A^2 m_p} = \frac{\gamma_i T_i}{V_A^2 m_i} = 0.5$ とした。

図の横軸は、励起されるイオン音波の波数( $k$ )を親の波の波数( $k_0$ )で規格化したものをとり、また縦軸は、不安定成長率( $\gamma$ )を親の波の振動数( $\omega_0$ )で規格化したものをとっている。



このように、 $\omega_0 < \Omega_i$  では存在しなかった2つの新しい不安定なモードがあつかわれた。

なお、シミュレーションによる計算は現在進行中であるが、その結果は、今学会講演時において、上の理論解析結果とあわせて報告する予定である。

スラブ状電子ビーム不安定性の計算機シミュレーション

大村 善治 (京大工)

松本 紘 (京大超高層)

スペースシャトルから電子ビームを放出し、励起された波動をPDP(Plasma Diagnostics Package)で観測するSpacelab-2の実験において、ホイッスラーモードのノイズやプラズマ周波数付近の波動が観測されている。ホイッスラー波は、衛星によるオーロラ・ヒスの観測にみられるV型の特性を示し、プラズマ周波数付近の波動は、電子ビームのフラックスの内部に局在していることが報告されている[Gurnett et al., 1985]。これに関連して、Strangeway は空間的に局在した細長いスラブ状の電子ビームをモデルにして、線形成長率を計算し、多くの場合に於て、二流体不安定性と同様な静電波が、プラズマ周波数付近に強く励起されることを明らかにしている[1986]。

一方、実験室プラズマ中では、同様にビーム・プラズマ・システムに於て、プラズマ周波数ではなく、むしろ電子サイクロトロン周波数の波が多く観測されている[Bernstein et al., 1978]。このことは、細い電子ビームをプラズマ中に注入した時に、Strangeway の計算では考慮されていない要因がプラズマ振動の不安定性を抑制している可能性があることを示唆している。

そこで、我々は、この空間的に有限な幅のスラブ状電子ビームの場合には、二流体不安定性のような静電波不安定性が抑えられるのか否かという点を明らかにするために、Strangeway の線形成長率の計算のモデル (Top Hat Model、図1) をもとにして二次元の計算機シミュレーションを行った。

電子ビームの幅を変化させて幾つかのシミュレーションを行った結果、全ての場合に於て、図2に示すような典型的な静電波不安定性が起り、電子ビームのトラッピングと拡散が生じることが確認された。また、強く励起された静電波の中でもビームの外側へ伝搬するモード ( $k_y \neq 0$ ) は、エバネッセントになっており、ビームの外側では減衰してしまうことがわかった。一方、電磁波としては、チェレンコフ共鳴により、斜め伝搬のホイッスラー波が励起されており、さらにビームの外側に伝搬しても減衰しないことが明らかになった。これらのシミュレーション結果は、Spacelab-2 の観測結果および Strangeway の計算結果と良い一致を示している。

REFERENCES

- [1] Gurnett, D.A., et al., Plasma waves observed near the shuttle during the SL-2 Mission (abstract), *EOS, Trans. Am. Geophys. Union*, **66**, 1054, 1985.
- [2] Strangeway, R.J., Instability of finite electron beams: An explanation of recent Spacelab-2 observations, submitted to *Geophys. Res. Lett.*, 1986.
- [3] Bernstein, W.H., et al., Electron beam injection experiments: The beam-plasma discharge at low pressures and magnetic field strengths, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 127, 1978.

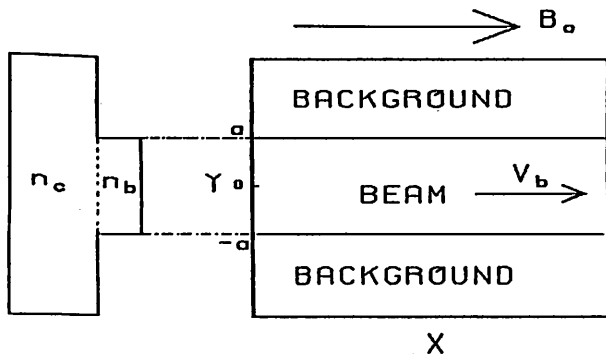


図1 Simulation Model: Top Hat Beam Model

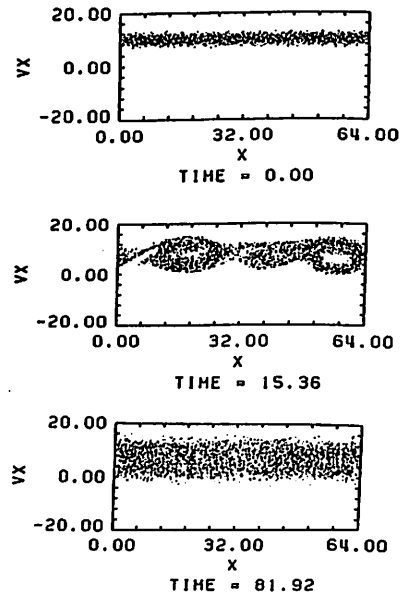


図2  $x - v_x$  位相ダイアグラム

松本 紘、 小森 憲昭 (京大超高層) 大村 善治 (京大工)

我々は先会の学会で、有限長の電子ビームをスペース・プラズマに注入した場合に引起される非線形プラズマ・ビーム・波動相互作用に関する計算機シミュレーションの結果を報告した。主な結果は (1) ビーム粒子の大部分は初期速度から大幅に減速されること (2) ビームが大幅に変形を受け、磁力線方向に伸び、いくつかに分裂すること (3) 波動励起にともない、ピッチ角の小さい高エネルギー電子もピッチ角の大きい高エネルギー電子も作り出されること (4) ビームも背景電子もかなり加熱されること (5) 背景プラズマに穴が現われ、ビーム電子をシールドする準定常ポテンシャルが作られることなどを明らかにした。

今回は上記の特性の内、ビームの伝搬特性にのみ主眼を置き、1-2/2次元の計算機シミュレーションを数十例行い、その結果に考察を加えた。その結果、先回紹介した Lyatskiy の解析的理論は、まったく我々の結果を説明できないという事が判明した。もっと簡単な物理的説明を行うことを提案する。

図1はビームの相対密度を変えたときのビームの伝搬特性を、図2は異なるビーム・モデルとそのときの支配的な電界構造を、図3は Lyatskiy の準定常モデルと我々のシミュレーションの動的モデルの比較を、それぞれ示す。

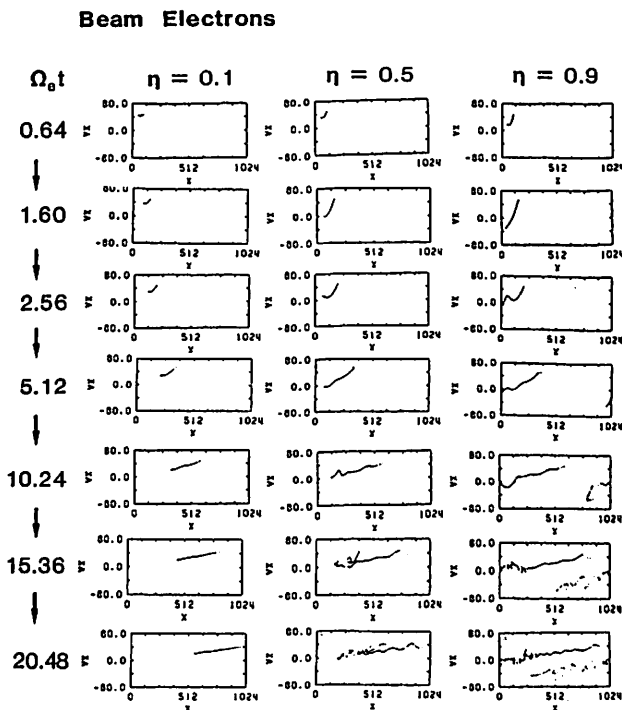


図1

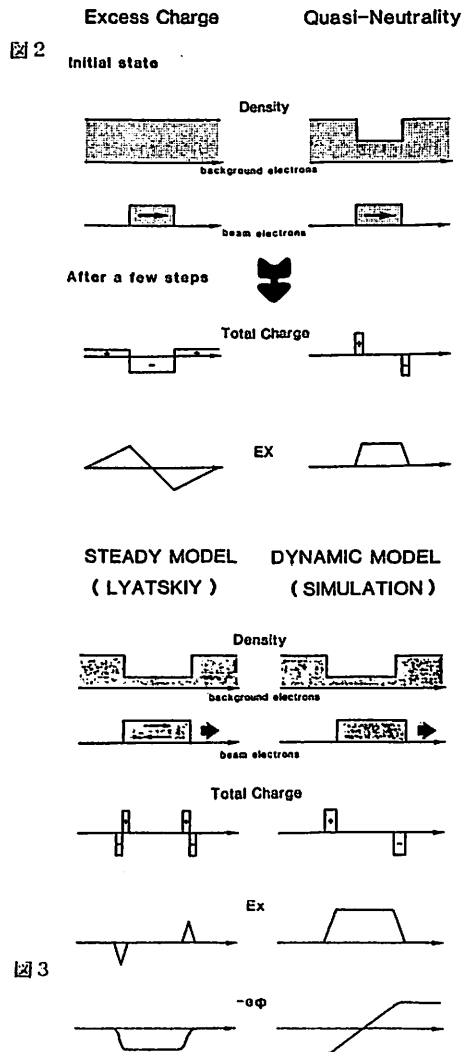


図3

## 電子サイクロトロン波・Zモード波の レイトレイシング

橋本弘藏・山足公也・木村磐根  
・東京電機大学・京大工

これまで、静電波近似の範囲で、 $90^\circ$  近いWave Normal角で出た電子サイクロトロン波は、赤道域に近い領域で長く伝搬するが、高緯度になるとすぐに減衰してしまうことを示してきた。さらに赤道域を出て磁気子午面内を伝搬する波は大半の場合静電波のままであるが、電磁波（Zモード）に変換される場合がある事が明らかになった。今回は波動の分散式を、静電波近似を除いてコールドプラズマの分散式の領域をも含むホットプラズマの分散式を解く様に拡張した。ただし一般性を持たせるため12,000 Kのマックスウエル分布をした一成分プラズマを仮定している。その結果Zモードの電磁波に変換される場合、3つの可能性が存在することが明らかになった。(1) 図1のA線上、 $f \geq f_p$ で反射されるもの(2) 図1のB線上、 $f < f_p$ のZモードまで伝搬して反射されるものと(3) 両者の中間(図1のC線上)のものである。どの状態になるかは単純に言えばスネルの法則でいう屈折率の接線成分がとりうる最小の値で決定される。ここで(3)の両者の中間のモードが重要であり、図2に示すような伝搬をする。これはJones<sup>2)</sup>によって示されたモードに相当し、 $f = f_p$ の点で容易にL-Oモードの電磁波に変換されContinuum Radiationとなり得るものである。問題点としては、例えば3.25 Reから出発した $f = 1.1 f_H$ の波の場合、初期のWave Normal角が $89.72^\circ$  から $89.75^\circ$  といった非常に狭い範囲の初期値のものしかこのモードに到達出来ないことである。しかし3.775 Reから出発した前進波(Zモード)の $f = 1.7 f_H$ の波の場合、初期のWave Normal角は $76^\circ$  から $79^\circ$  と広がる。

参考文献

- 1) 山足他、第78回電磁気学会予稿集、109, 1985.
- 2) D. Jones, Nature, 288, 225, 1980.

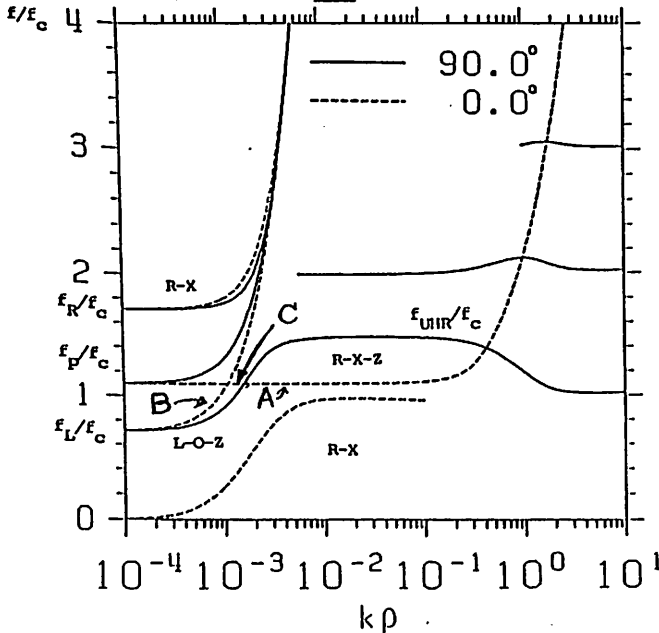


図1 ホットプラズマの分散式

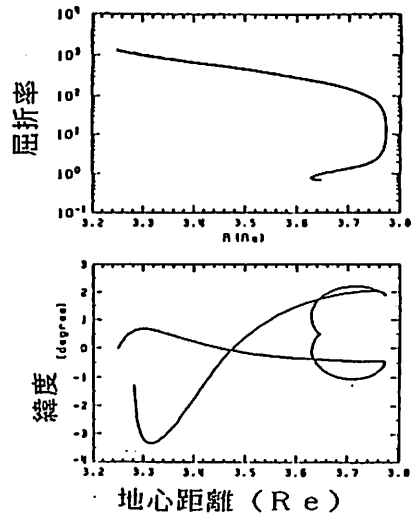


図2 Jones型の伝搬路

宇宙プラズマ線形波動分散特性の  
データ・ベース化 (I)

植木 勉、 松本 紘(京大超高層)、 大村 善治(京大・工)

スペースプラズマの各物理量は、地球の周辺だけの空間に限ってみても、表1に示されるように、オーダーにして何桁も変化している。その中のプラズマ波動特性もそれに従って大きく変化している。プラズマ波動の線形分散特性を決めるパラメータの中でも特に、プラズマ・パラメータと呼ばれるプラズマ周波数とサイクロトロン周波数との比 ( $\Pi/\Omega_e$ ) 及びプラズマの熱エネルギーと磁場エネルギーとの比を表わすベータ値 ( $\beta = 2\mu_0 N k T / B_0^2$ ) とが重要なパラメータである。表1はこの二つのパラメータが構成する二次元空間と地球の周辺プラズマとの関係を示している。明らかに各領域で大幅にパラメータが異なっていることがわかる。

我々は、これらのパラメータの変化に応じてプラズマ波動の特性がどのように変化するかを統一的に理解しやすいように、スペース・プラズマ中のプラズマ波動の線形分散曲線を数多く解きデータ・ベース化を試みることにした。今回はそのための高効率「分散ソルヴァー」の紹介と図1に示されるような広範囲領域における全モードの分散特性の例を示し、それらについて考察を加えた結果を報告する。

表1 地球周辺空間の物理量パラメータ

P		$\beta$		$2.0 \times 10^{-4}$			$2.0 \times 10^{-2}$			0.20	2.0		
		$\beta$	$\beta$	$2.0 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-3}$	$2.0 \times 10^{-2}$	$2.0 \times 10^{-2}$	0.20	2.0	0.20	2.0	$2.0 \times 10$
		$T_e/T_i$	10.	1.0	0.10	10.	1.0	0.10	0.10	10.	1.0	0.10	
P <sub>e</sub>	P <sub>i</sub>	$\beta$	$2.2 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^{-4}$	$2.2 \times 10^{-3}$	$2.2 \times 10^{-2}$	$4.0 \times 10^{-2}$	0.22	2.2	2.2	4.0	$2.2 \times 10$	
0.10	4.3												
0.30	$1.3 \times 10$			plasma trough									
1.0	$4.3 \times 10$												
3.0	$1.3 \times 10^2$		iono- spheres	plasma			plasma mantle			(1')			
$1.0 \times 10$	$4.3 \times 10^2$			-sphere									
$3.0 \times 10$	$1.3 \times 10^3$						magneto- sheath			(2')	entry layer		
$1.0 \times 10^2$	$4.3 \times 10^3$										solar wind		

1' : low-latitude boundary layer  
distant tail  
plasma-sheet  
2' : magnetopause  
magnetotail

PLASMA PARAMETERS  $v_{thn}/c$   $v_{the}/c$   $\Pi/\Omega$   $\beta$   
ELECTRON 0.93 0.93 3.0 2.0

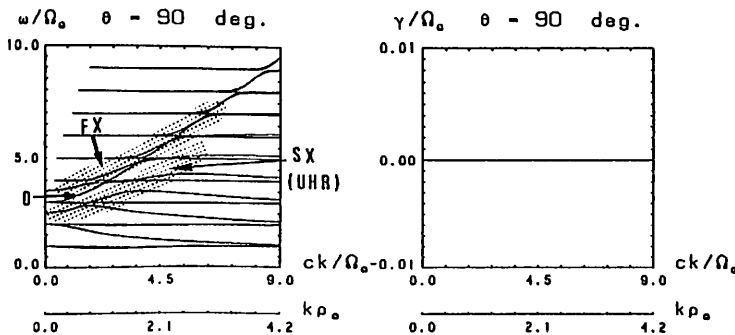


図1 分散特性の一例

上出 洋介(京産大理)、MITHRAS/GISMOS グループ

これまで提案されてきた magnetogram inversion 法(例えば、Kamide et al., 1981; Levitin et al., 1984)の利点は、地上のデータを使い、三次元電流系、電離層電場、ジュール熱などの汎世界的な分布が、数分の精度で刻々と推定されることである。ここ数年間の実際の地上磁場変動データに inversion 法を適用する仕事では、電離層の電気伝導度の統計モデルを仮定してきた。したがって、この "instantaneous" (地上磁場データ)と "統計" (電離層電気伝導度モデル)のミックスによって、得られた結果のチェックは間接的にしか行なうことができなかった。とくに、電場は使用する電気伝導度に敏感なため注意を要する。

本研究の目的は、

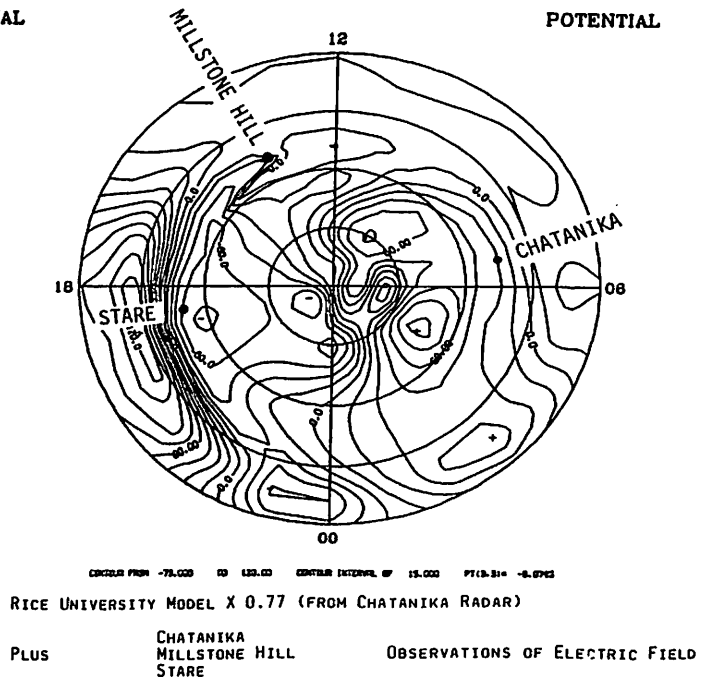
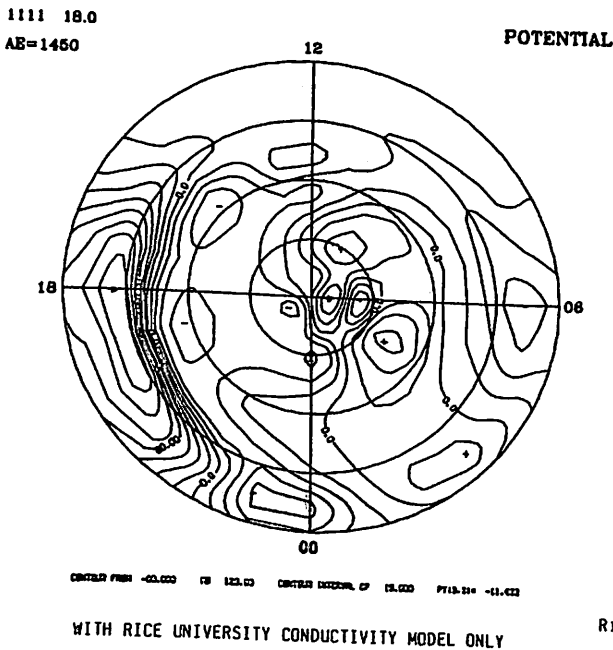
1. KRMアルゴリズムが直接電場観測を使えるよう改良する
2. レーダー観測網(世界中に数点)のギャップを地上磁場観測でうめる

3. 電気ポテンシャルの IMF, サブストーム依存性を調べる

ことである。

使用したデータは MITHRAS (Magnetosphere Ionosphere Thermosphere Radar Studies)と GISMOS (Global Incoherent Scatter Measurements and Observations of Substorms) 両キャンペーン中の計13日分で EISCAT, Millstone Hill, Chatanika, STARE, Sondrostrom のレーダーにより、精度5-30分で電場の情報が得られている。この他に、中緯度での観測所 Arecibo, St. Santinからのデータもある。

図に示したものは、MITHRASの一例で、左側が、単純にRice University 電気伝導度モデルを仮定した場合、右側がレーダーからの観測データを boundary condition として計算の途中に使った場合の図である。



# 地磁気変動解析に基づく磁気圏対流と中層 大気運動の相互作用の検討

飯島 健 (東京大学理学部)

地球上で観測された地球磁場変動の解析から磁気圏対流と電離圏中層大気運動との相互作用を考察して、この相互作用の構造、最近の人工衛星を用いた観測の電離圏中層大気の状態・構造の解析結果が提呈された。理論的に、10年以上前の、磁気圏対流に伴う電場、磁気圏電流帯と中層大気との相互作用が論じられた。高解像地球磁場変動解析の議論は、磁気圏対流の役割の重要性を示す。本論文では、地球磁場変動現象の発達過程として、地磁気 IC index (太田・飯島, 磁気圏電流帯の電離圏水平電流 ~ 対流の発達を表現), 地磁気 AE index (杉浦・Davis, 磁気圏電離圏水平電流の発達を表現) に加えて、中高解像地磁気変動に対して、従来知られておらず  $S_q$  と呼ばれる事象を、また、擾乱発達過程の  $S_q$  の modulation が中層大気と関係する事象を解析を行う。表題の如く考察する。1979, 1980年に出現した SSC に伴う磁気圏電流帯の擾乱のモデルから、この結果を提呈する。



家森俊彦 (京大・理)

大規模沿磁力線電流は、複雑な小規模沿磁力線電流により構成されている。沿磁力線電流微細構造の統計的性質を、MAGSATによる磁場観測データを用いて調べた結果、以下のようことが明らかになった。

- (1) MAGSAT等の低高度人工衛星で観測される小規模磁場変動は、主に沿磁力線電流の微細構造を人工衛星が横切ったことによる空間的構造である。
- (2) 微細構造の振幅は、磁気圏対流の速度シアが大きいと考えられる領域で大きい。
- (3) 微細構造は、局所的、統計的には、シート状をしている場合が多い。
- (4) 見掛け上の電流密度は、小さいものから非常に大きい(100 μA/m<sup>2</sup>以上)ものまで連続的に分布し、分布関数は巾関数である。
- (5) 振幅のスペクトルは連続的で、スペクトル指数は約2-3である。
- (6) 上向き電流と下向き電流は構造が異なる。
- (7) 大規模沿磁力線電流域 (Region-1 及び Region-2) の微細構造には明らかな相異はない。

磁気圏内では磁気レイノルズ数が大きいと考えられることや、上記結果(2, 4, 5)を考え合わせると、沿磁力線電流の微細構造の原因を、磁気圏内の乱流的運動に求めることは十分根拠のあることと思われる。それゆえ、その統計的特徴から電流の発生メカニズム等を推定できる可能性がある。粒子の降り込みによる電離層電気伝導度の乱れ或いは、電離層上空での電場の乱れにより沿磁力線電流の微細構造が発生するという可能性も否定できないが、ここでは、微細構造の一次的原因を磁気圏内の乱流に求め、解析結果の解釈を試みる。

磁気圏内での沿磁力線電流発生機構としては、二流体近似によると、

$$J_{||} = B \int (en/B \cdot d/dt (\Omega / \omega_p) - (\nabla_{\perp} \times \nabla n) \cdot \hat{b} / nB^2 \cdot \Omega / \omega + \tau_m / B^2 (dV/dt \times \nabla n) \cdot \hat{b} + 2/B^2 J_{\perp} \cdot \nabla B) dl_{||}$$

但し、 $\Omega = \nabla \times V$ ; (Hasegawa and Sato, 1979)。

速度、圧力(密度)が2次元或いは3次元の乱流理論に従ったスペクトル分布をしていると仮定すると、一定の条件のもとで上式右辺の各項からどのようなスペクトルをもつ沿磁力線電流密度又は、それによる磁場スペクトルが観測されるべきかを見積ることができる。これを解析結果と比較することにより、どの項が沿磁力線電流の微細構造を生じさせているか推定する。

低高度衛星による電場観測から、電離層上空での乱流は、波長が約10 km付近に源を持つ2次元乱流であるとする解析結果があるが(Kintner and Seyler, 1985)、これと沿磁力線電流微細構造との関係についても考える。

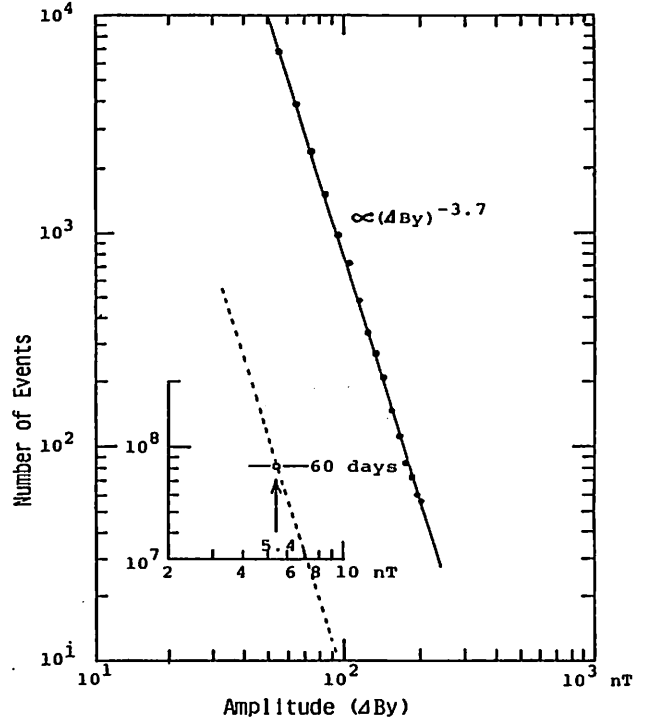


図1 高密度沿磁力線電流の発生頻度分布

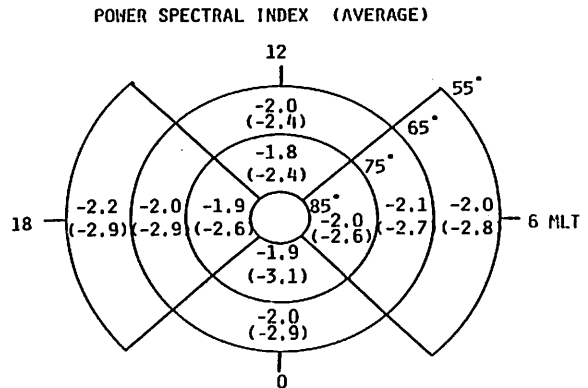


図2 磁場東西成分のパワースペクトル指数

-「大空」の観測結果

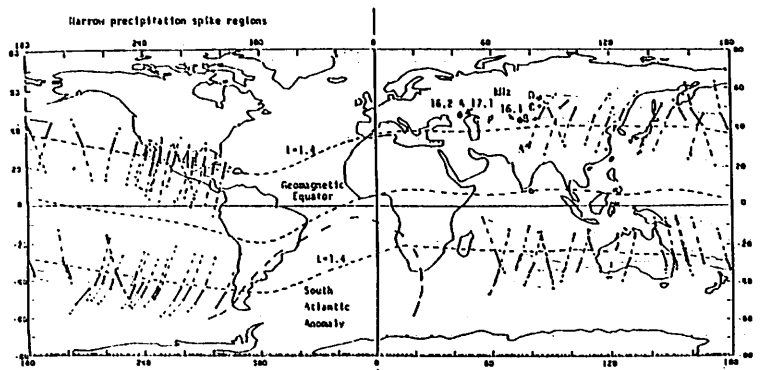
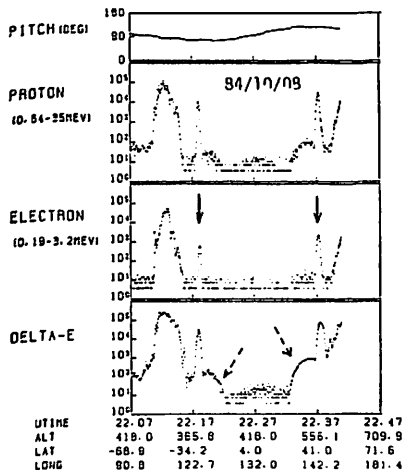
永田勝明(玉川大工), 河野毅(理研), 村上浩之, 中本淳(立教大理),  
長谷部信行(愛媛大教養), 竹中哲喜, 菊池順, 道家忠義(早大理工研)

低緯度地帯 (low-latitude zone L=1.4)における粒子の降下が地磁気活動等にかかわらず定期的に存在するのが観測されている。この領域に隣接して(L=1.7-1.8)電子が多量に降下していることを Vampola & Kuck (1978) が観測し, 降下の原因はソビエトの VLF 地上局によるとした。『大空』衛星では L=1.7-1.8 の狭い領域において電子だけでなく, 陽子も観測されている。この講演では, これらの粒子降下についてエネルギー分布, 地域分布, 地磁気活動との関連について述べる。

南極域から北極域へかけて粒子の計数率(counts/s · sr · cm<sup>2</sup>)を示したのが第1図である。DELTA-E とあるのはエネルギーの低い電子, 陽子を区別しないで測定したものである。図の中で矢印で示したのが L=1.7-1.8 における粒子降下で, 点線の矢印で示した小さい肩の部分と異なり, 地磁気活動が活発な時に現れる。この狭い領域での粒子降下は大西洋上空を除いて, 地球をほぼ一周している。第2図に, 1984年に観測されたL=1.7-1.8の降下粒子の領域を実線で, low-latitude zone (第1図の点線の矢印)を点線で示す。黒丸でソビエトの地上局の位置を, 数値で周波数を示す。これらの地上局の位置がL=1.7-1.8にあることからVLF波動と粒子の相互作用により粒子が降下すると Vampola & Kuck はしているが, 我々の観測ではKp指数が高い時に多く粒子降下が見られることがわかった。粒子のエネルギーは電子, 陽子のいずれも 1MeV 以下の成分が多かった。

第1図. 南から北へかけての粒子の計数率を示す。矢印の位置がL=1.7-1.8の粒子の降下領域である。

第2図. 粒子降下地帯の地図。実線部分が各周回における粒子降下(L=1.7-1.8)の位置を示す。点線は第1図で点線の矢印で示す領域である。



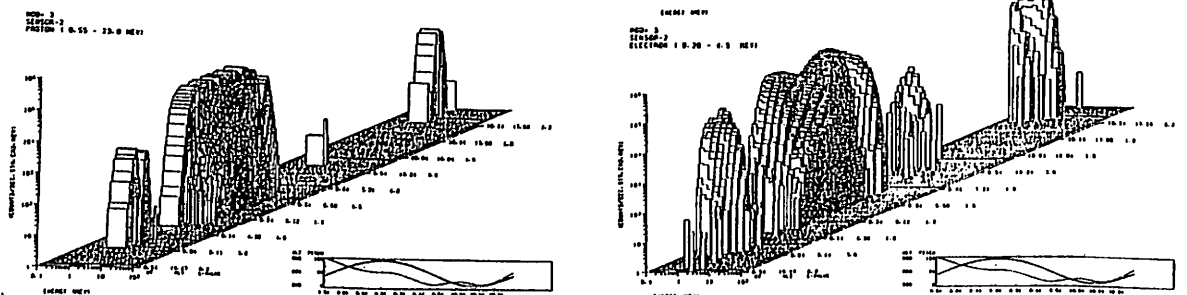
近藤博章，永田勝明（玉川大工），河野毅（理研），村上浩之，中本淳（立教大理），  
長谷部信行（愛媛大教養），竹中哲喜，菊池順，道家忠義（早大理工研）

【大空】衛星の観測によって南大西洋地磁気異常帯の高エネルギー粒子の分布が高度により大きく変化することがわかった。第1図は衛星の遠地点(850km)が大西洋の上空にあるときの電子(0.19-3.2MeV)，陽子(0.84-4.5MeV, 0.55-23MeV)のエネルギー分布である。南大西洋の粒子降下地帯はエネルギーの高い陽子の成分が他の地域より多い9時24分-9時44分(UT)にかけての領域である。高度800km位では北極から南極へかけて連続して粒子が観測されているのがわかる。これに対して近地点(350km)近傍では南半球だけで観測されている。

粒子のエネルギーは図から判断できるように南大西洋上空では1MeV以上の粒子の成分が増えている。陽子のエネルギー分布を詳しく見ると1MeV以下では $E^{-8} \sim E^{-10}$ とベキが急で、1MeV以上では $E^{-2} \sim E^{-3}$ とゆるやかな傾斜になっている。1MeV以下では極域の陽子に似たエネルギー分布をもっている。南大西洋上空の陽子のエネルギー分布は極域の成分に $E^{-2} \sim E^{-3}$ を加えたような分布になっている。84年4月の衛星スピン時に取得したピッチ角分布から $\alpha=90^\circ$ 方向に粒子が多く存在して、 $\alpha=0^\circ, 180^\circ$ の磁力線に平行な方向には1000分の1位しか粒子がないことがわかった。

高エネルギー粒子の地域分布が南大西洋上空では高度によって大きく変わることから、地図上粒子の密度分布を描くには高さを限定する必要がある。現在、高度を分けて粒子の分布図を描いているが、狭い高度範囲に限って地図を描くとデータの量が少なくなり明瞭な分布図を得るのが難しい。

第1図。地球一周の電子，陽子のエネルギー分布。Nは北極，Sは南極を示す。エネルギーの高い成分が増えている9時24分-44分(UT)が南大西洋地磁気異常帯である。



## 『大空』が観測したイオンと電子のエネルギースペクトルの相補的構造の成因

西田 篤弘, 向井利典(宇宙研), 賀谷信幸, 飯島 治(神戸大工)

『大空』のプラズマ観測によると, inverted V型の降下電子が存在する領域で低エネルギーのイオンのフラックスが極めて弱く, 始どのイオンが電子よりも高いエネルギーを持っている様に見える時がある. 数keVを境に, イオンと電子が一見異なるエネルギー領域を占めているので, このスペクトル構造を『相補的構造』と呼ぶことにする. これとは逆の相補的スペクトル構造, 即ちイオンが低エネルギー側にあり電子が高エネルギー側を占める場合も観測されている.

inverted V型の降下電子を作る機構の有力な仮説として, 沿磁力線電場による加速が考えられている. しかし, 前回(78回)の学会講演会で飯島他が論じた様に, イオンの方が高エネルギーを持つ場合を単純な沿磁力線電場で説明することはできない. 電子を数keVまで加速する電場はイオンをむしろ減速させるはずだからである. 別のメカニズムを考えなければならない.

第一の仮説は, 沿磁力線電場が二重構造を持っている, 即ち, より高い高度とより低い高度に二つの沿磁力線電場領域があると考えることである. イオンの方がエネルギーの高い場合について言うと, より高い高度の電場は上向きで電子を加速しイオンを減速するものとする. より低い高度の電場は上のもので逆向きで電位差がより小さいとすると, そこではイオンは加速されて低エネルギー側の欠けた分布になり, 電子はやや減速されるものの入射時よりは高いエネルギーを持ち続ける. 電場領域に入射する以前のイオンの平均エネルギーが電子よりも高く, 電位差がイオンの平均的運動エネルギーに対応する程度であるならば, この機構によって相補的構造を作ることが可能である. しかし, このような電場の二重構造の存在は確認されておらず, その成因の説明は容易でない.

第二の仮説は, 相補的構造は夜側磁気圏のアルフヴェン層領域におけるイオンと電子の空間的分離の反映であるとするものである. 尾部から地球に向かって電場ドリフトしてきたプラズマは, 双極子磁場が効く近さまで来ると磁場勾配ドリフトによって程度方向に逸らされる. 磁場ドリフトの方向は粒子の電荷の符号に依存しているので, イオンは夕方側に動き電子は朝側に動く. この動きと元来の太陽に向かう電場ドリフトの重ね合わせのために, 夕方側に侵入する粒子のエネルギーの上限はイオンのほうが電子より高く, 朝側に侵入するものについては電子のほうがイオンより高い上限エネルギーをもっている. 即ち, 夕方ではイオンが電子よりエネルギーが高く, 朝には電子がイオンより高いエネルギーを持つ.

第二の仮説が極光帯で観測される相補的構造の原因であるためには, 極域の上部電離圏からのびる磁力線が赤道域で双極子的な磁場構造につながっていなければならない. この状態は磁気圏が比較的静かな時に対応するものである. そこで相補的スペクトル構造が観測される時のKpを調べると, 2程度の場合が多く, 期待どおりである. また地方時に対する依存性については, イオンの方が高エネルギー側にあるものは夜半近くに多く, 電子の方が高エネルギーを持つものは朝方に多い. 前者は期待したものと少しずれているが, 尾部からアルフヴェン層にかけての電場構造をより現実的に設定することによって解釈出来る範囲にあると思われる.

# 地上高緯度でのSC polarizationに対する緯度方向の逆転について

永野 宏、荒木 徹  
(朝日大) (京大理)

前回の講演では、我々は、北米IMS networkの地磁気データを用いて、地上高緯度でのSC polarizationは地磁気緯度70°の北極緯度方向の逆転が起こること、また、これには2つのtypeが存在することを明らかにした。図1は1つのtypeの典型例を示したものであり、ある経度の1つのchainで見るとX成分は顕著な緯度変化を示すのに対して、Y成分は緯度変化を示さず、そのpolarizationは午前側では低緯度側でcounter clockwise、高緯度側でclockwiseであり、午後側ではこれと逆senseになっている。それに対して、図2は午後側だけに起こるもう一つのtypeの例を示したものであり、X、Y両成分とも緯度変化を示していることが見られ、また、polarizationが緯度方向に逆転している所、Z成分の変化が逆方向であることが見られる。この場合のpolarizationは、低緯度側ではclockwise、高緯度側ではcounter clockwiseであり、これは前のtypeとは逆のsenseになっている。前者のtypeは、磁気圏の中を伝播していくimpulsive waveの波面に沿って生じるdusk-to-dawnの電場が極電離層に磁力線に沿って伝達され、これによりtwin vortex typeの電離層電流が生じ、このvortexが正午から朝方側または夕方側に移動していく時の磁場変動をもって説明可能である。後者のtypeは、SCのamplitudeが大きい時や、SC時のAE indexの変化が大きい時に生じ、前者のtypeを生じさせる電離層電場以外に、別の局所的な南向きの電場が加わっていると考えないと説明が難しい。この電場はSC時に磁気圏の中で生みだされ、磁力線に沿って極電離層に伝達されたと考えられる。磁気圏の中でのようにして電場が生みだされているのかについて考察を加える。

一方、地上高緯度で同時に起こったSCについて worldwideにpolarizationを調べることが重要である。1979年3月22日のCD AW 6の期間中のUT 0826にSCが起こり、広範囲な観測stationのdigital dataが得られやすいので、このSCのpolarizationについて調べ、どのような電場が極電離層に伝達されているのかについて考察を加える。

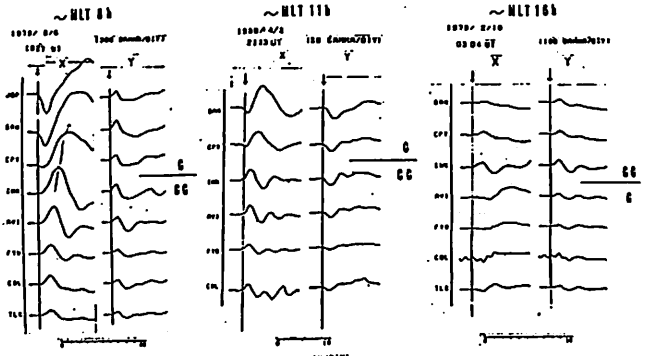


図 1

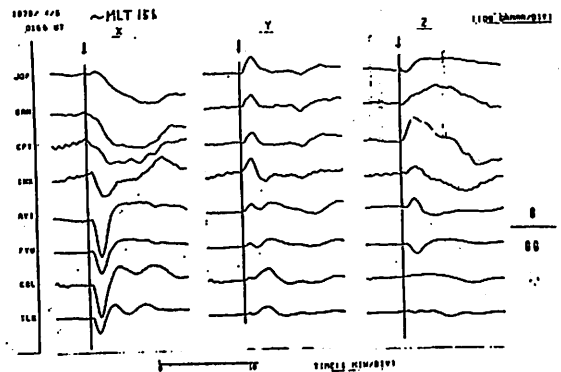


図 2

山田雄二・竹田雅彦・荒木徹 (京大理)

北向き IMF の期間に見られる沿磁力線電流 (FAC) の性質は、これまで主に人工衛星による磁場観測によって調べられてきた。その方法の多くは、観測された変動磁場を直接微分することによって電流密度の空間変化を推定するというものであった。

例えば Araki et al. (1984) は、北向き IMF の期間に MAGSAT が北半球で観測した磁場ベクトルを平均し、それを水平微分することによって鉛直電流密度分布をもとめた (図)。この図には、明らかに Region 1 電流系と逆向きの一対の電流系が現われている。

このような、極域 FAC の統計的描像は、果たして個々の場合と一致するものなのか。我々はこのことを調べるため個々の場合の FAC の密度分布を求める新しい方法を試みる。

解析の原理は次のとおりである。

今、考えている FAC は余緯度  $\theta_0$  より極側の電離層に定常に入射していると仮定する。余緯度  $\theta$ 、(  $0 \leq \theta \leq \theta_0$  ) 地方時  $\phi$  の電離層上に入射する FAC 密度を  $J(\theta, \phi)$  とし、 $J$  がこの領域内で、ある直交関数  $\{J_n\}$  により展開できるとする。

$$J(\theta, \phi) \sim \sum A_n J_n(\theta, \phi) \quad (*)$$

電離層の電気伝導度分布を仮定すれば、上記の展開の各項  $J_n$  で表わされる FAC がつくる電離層電流分布  $\vec{I}_n(\theta, \phi)$  は電流の連続式より計算できる。FAC  $J$  がつくる電離層電流  $\vec{I}$  も同様に、

$$\vec{I}(\theta, \phi) \sim \sum A_n \vec{I}_n(\theta, \phi)$$

と表わされる。

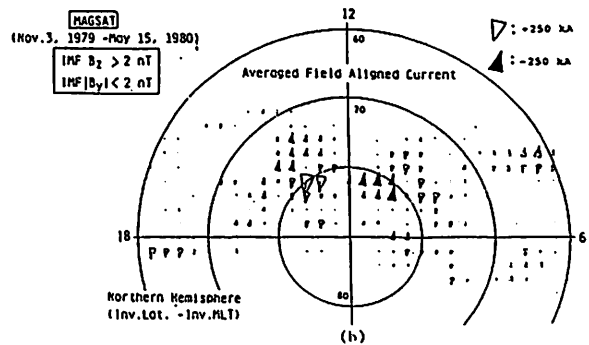
3次元電流系  $(J_n, \vec{I}_n)$  によって点  $\vec{r}$  に生じる磁場  $\vec{b}_n(\vec{r})$  は厳密に求めることができる。このとき電流系  $(J, \vec{I})$  が点  $\vec{r}$  につくる磁場  $\vec{B}(\vec{r})$  は  $\vec{b}_n(\vec{r})$  の一次結合で表わされ、その結合係数は (\*) と同じく  $A_n$  になる。

$$\vec{B}(\vec{r}) \sim \sum A_n \vec{b}_n(\vec{r}) \quad (**)$$

したがって、式(\*\*)右辺が観測磁場と多数の観測点に対して最も近づくように最小二乗法によって係数  $A_n$  を決定できれば、(\*) によって FAC  $J$  を求めることができる。

講演では、北向き IMF が続いている期間をいくつか選んで解析した結果を報告する予定である。

(図) IMF が  $|B_y| < 2 \text{ nT}$ ,  $B_z > 2 \text{ nT}$  のときに MAGSAT が観測した磁場水平成分を平均したのより求めた鉛直電流分布。(Araki et al., 1984)



M. Sugiura<sup>1</sup>, S. Taguchi<sup>1</sup>, R. A. Hoffman<sup>2</sup>, B. G. Ledley<sup>2</sup>, N. C. Maynard<sup>3</sup>, R. A. Heelis<sup>4</sup>,  
J. L. Burch<sup>5</sup>, J. D. Winningham<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Geophysical Institute, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

<sup>2</sup> Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, U.S.A.

<sup>3</sup> Air Force Geophysics Laboratories, Hanscom Air Force Base, MA 01731, U.S.A.

<sup>4</sup> Center for Space Sciences, University of Texas at Dallas, Richardson, TX 75080, U.S.A.

<sup>5</sup> Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78284, U.S.A.

Field-aligned currents in the magnetosphere play an important role in the magnetosphere-ionosphere coupling processes. The classification of field-aligned currents, initiated by Iijima and Potemra (1976), in terms of region 1 and region 2 currents has been helpful in describing the gross features of the field-aligned currents as observed by low altitude satellites. However, it is important to recognize that this classification, while providing a convenient nomenclature, is not necessarily suitable for associating the field-aligned currents with the physical mechanisms involved in their generation. The present paper discusses this point based on the Dynamics Explorer (DE) 2 observations relative to the cusp currents. The DE observations have shown that the field-aligned currents are generally highly structured and that the densities of field-aligned currents estimated from the high time-resolution data are often one order of magnitude or more greater than the average current densities usually envisaged in the idealized field-aligned current regions. During very quiet periods, field-aligned currents exist primarily as fine structure without any clearly identifiable features of large scale current regions. Distinct characteristics of region 1 and region 2 become evident in association with the development of a substorm. However, in the noon and midnight regions, identification of region 1 and 2 currents often becomes ambiguous.

The DE observations have shown that the perturbation magnetic fields and electric fields associated with field-aligned currents are generally highly correlated especially in the sunlit polar regions. This observational result can be interpreted as indicating that the ionospheric closure currents of these field-aligned currents are essentially Pedersen currents and that the field-aligned current sheets are parallel to the equipotential surfaces. Consequently, the pattern of the field-aligned current sheets must be similar to that of plasma convection. Thus, at high latitudes on the dayside, any field-aligned current pattern in which the afternoon (or morning) region 1 continues to the morning (or afternoon) region 2 is untenable because no such convection pattern has been observed as a representative feature.

We present preliminary results on the distribution of the field-aligned currents near the dayside cusp region, based on the DE observations of magnetic and electric fields and plasmas. It is shown that the direction of the "cusp current" observed near the cusp electron precipitation region depends on the sign of the  $B_y$  component of the interplanetary magnetic field (IMF). This result rules out the possibility that the precipitating electrons themselves always constitute the primary carrier of the cusp field-aligned currents. The dependence of the dayside field-aligned current pattern on the IMF components is discussed.

極域電離層電流系のシミュレーション実験

筒井 稔 小椋 功 小川 徹  
(京都大学 超高層電波研究センター)

前回の報告では、ミラー磁場と形成した三次元空間(真空)内において、磁場収束領域から遠い位置にある電子源からの電子が磁気圏尾部のガイアモ電圧に相当する電場により磁力線に沿って収束ミラー磁場の方向に流れ込み、一方の磁力線束に沿って流れ出て行く事が実験的に示された。これらの実験の結果、沿磁力線電流の流れ方やオーロラ加速に寄与する効果がむしろ負荷となる極域電離層のパラメータによつて大きく影響を受けているという事が明らかとなり、これをここで沿磁力線電流と極域電離層電流がどのように紐づいており、バナーソン及びホール電流との関係がどのように存在するかが明らかにするためにシミュレーション実験を行なった。実験は図1に示すような内径45cm長さ1mの容器の中に極域電離層の様にオーロラプラズマ電流が流れる高度105~120kmの状況を模擬するようにガス圧力と磁場強度が選ばれている。容器の軸方向は平行磁場が形成されるようにブアルムホルツコイルが用いられている。本実験の長所である地球磁気圏からの電子入射領域(朝側でRegion 2)及び電離層からの電子上昇領域(同Region 1)を実現するために、2組の電子流装置と20cmの間隔をもつて互いに反平行に設置してある。そして磁場強度はイオンのサイクロトロン半径が1cm程度となるように設定されている。これによりRegion 1-2間にホール電流が十分に流れる事が出来る空間が確保された。各々の電子流装置の間にはDP1電場に相当する電圧 $V_3$ が印加されている。

気体(Ar)の圧力が低い場合は $V_3$ の増加にもかかわらず、両電子流間には電流は流れないが、イオンの中核粒子との衝突周波数がそのサイクロトロン周波数よりも多くなる120km以下の高度での条件を満足するようになると、両電子流装置の間に電流(バナーソン電流)が流れる。しかもこれはDP1電場があるしきり値以上になると特に発光現象を伴う不安定な放電状態が確認された。このような現実的模擬状態においてRegion 1~2間の二次元空間での電流バクトルを求めた。得られた結果(図2)によると、その電流バクトルは極域電離層における電流系と定性的にほぼ一致を示す事が示された。特に極域電位が正に近い領域においてホール電流が極めて強い事は本実験の結果でも明確に示されている。その他の現象についてもこれらを説明するための貴重な結果が得られた。それらについて報告する。

図 1

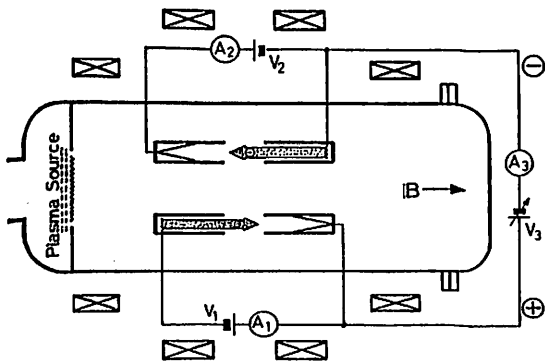
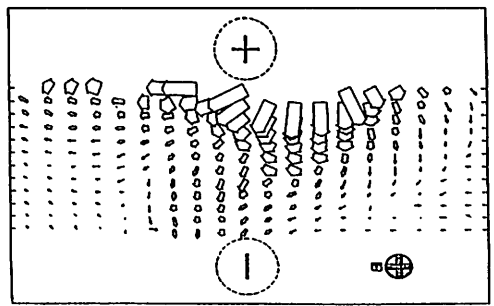


図 2





○高柳昌弘・小嶋稔 (東大理)

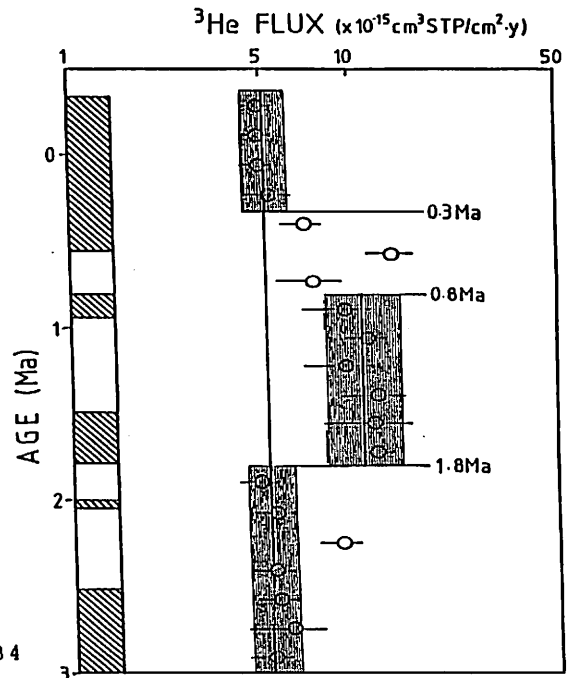
深海底堆積物のヘリウム同位体比測定を行ったところ、一般に遼洋性深海底堆積物の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比は、普通の地殻物質に比べて異常に高く( $\sim 1 \times 10^{-6}$ )、これは宇宙塵のような地球外物質の混入のためと思われる。ヘリウムのような軽い希ガスを保持していることから、大気突入時などの加熱を受けにくい極めて微細な( $< 50 \mu$ )宇宙塵がこのような高い同位体のヘリウムの担体であろうと思われる。測定結果からみると、現世の堆積物は平均的に1 ppmの宇宙塵が混入しているとみつもられ、この量は地球全体でおよそ500 tons/yearの宇宙塵の降下があることに対応する(1)。

逆に、深海底堆積物の $^3\text{He}$ 濃度の年代による変化を調べると宇宙塵の降下率の変遷をたどることが出来る。下に示す図はKH68-4-18(海洋研白鳳丸により採取された深海底堆積物 core sample)の測定結果より求められた $^3\text{He}$ の fallout rate の変遷を示したものである。 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比が極めて高いため、この $^3\text{He}$ はすべて宇宙塵起源と考えてよく、そのためこの図に示された変化は宇宙塵の降下率の変化に対応すると考えられる。0-0.3 Ma及び1.8-3.0 Maでは、 $^3\text{He}$ 降下率はおよそ $1.3 \times 10^{-15} \text{cm}^3 \text{STP}/\text{cm}^2 \text{year}$ であり、これは先に示した500 tons/yearの宇宙塵降下率に対応する。また、0.8-1.8 Maではおよそその倍ほどの降下率になっている。さらに0.5 Ma付近のピークは他のインターバルには見られないIrの異常な濃集を伴っており(2)、この年代におけるヘリウム異常は他のインターバルにおけるそれは別の要因によるのかも知れない。

同様の測定をさらに長い35 Maに及ぶ core について行ったが、10 Maより古いものになると、大部分のサンプルの $^3\text{He}$ 濃度は測定限界以下であった。これはサンプルのHeの保持力に問題があるためであろう。

References

- (1) M. Ozima et al, Nature 311 448-450, 1984
- (2) K. Yamakoshi, private communication, 1985



甘利幸子(神戸大自然科学)・小嶋稔(東大理)

深海底堆積物中の磁性成分に地球外起源の希ガスが濃集することは、よく知られている。我々はこの希ガスの担体は、堆積物中に混入している宇宙塵— Interplanetary Dust Particles (IDPs) であることを示唆した<sup>1)</sup>。

太平洋から採取された深海底堆積物の磁性成分の希ガスの同位体比と元素比を、段階加熱法により測定した。Heは低温では放射線起源の<sup>3</sup>Heが放出されるため<sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He比が低いサンプルもみられた( $0.95 \times 10^{-4}$ )が、高温では全てのサンプルで<sup>3</sup>He/<sup>4</sup>Heは $2 \times 10^{-4}$ を示した。<sup>21</sup>Ne/<sup>22</sup>Ne比は0.03~0.06であり、これから宇宙線による破砕反応で生成される spallogenic Neは、最大でも2%程度であることがわかった。<sup>20</sup>Ne/<sup>22</sup>Neは、全てのサンプル、温度で $11.3 \pm 0.5$ であった。このHeとNeの同位体比は、地球外起源の希ガスとして知られている代表的な2つの成分(solarおよびplanetary成分)の同位体比と異なっている。Arについては<sup>40</sup>Ar/<sup>36</sup>Arが空気の値(295.5)より低い値が高温で観察された。これは地球外起源のArが高温で放出されたためと考えられる。Kr, Xeは空気の値と同位体比が一致しており、重い希ガスの元素比も空気のパターンと似ていることから、磁性成分の大部分をしめる地球物質が保持している大気起源の希ガスと考えられる。

He, Neにみられる地球外起源の希ガスの起源を考える上で、担体のサイズが重要な役割を演ずる。大気圏突入の際に50μm以下のIDPsは溶解をまぬがれるので、希ガスを保持していると考えられる。このサイズのIDPsが、保持できるソーラーフレア粒子のエネルギーは5MeV以下であり、それ以上のエネルギーのものは、貫通してしまう。一方、数keVのエネルギーをもつ太陽風は500Å程度たたきこまれるだけなので、ソーラーフレア粒子に比べて拡散により抜けやすい。つまり深海底堆積物中の地球外起源の希ガスはIDPsにたたきこまれた数MeV以下のソーラーフレア粒子であると考えられる。

1) Amari, S. and Ozima, M. Nature, 317, 520, 1985

## Loihi 海底火山付近の海水中の 希ガス同位体組成と希ガス存在度

五十嵐 文二<sup>1</sup>、小寺 雅子<sup>1</sup>、小嶋 稔<sup>1</sup>、石橋 純一郎<sup>2</sup>、酒井 均<sup>2</sup>  
(1:東大理、 2:東大海洋研)

ストロンチウム・鉛・ネオジウム同位体比などの観測事実に基づいて、地球のマントルは同位体組成や化学組成の異なる少なくとも2つの領域から成っていると考えられている。すなわち、マントルは大陸をつくった“しぼりかす”的な部分(depleted mantle)と、そうでない始原的な部分(undepleted mantle)に分けることが出来る。前者は海嶺玄武岩のマグマ源に代表される領域であり、後者はハワイやアイスランドなどの“ホット・スポット”と呼ばれるものに代表される領域である。

これらの2つの領域では希ガス同位体組成も大きく異なっていることが知られている。海嶺玄武岩の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比はきわめて一様で、ほぼ $(1.0-1.4) \times 10^{-5}$ の範囲にはいる。それに対しハワイやアイスランドの玄武岩やカンラン石の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比は $(1.7-5.0) \times 10^{-5}$ と海嶺玄武岩より高い値を示し、しかもかなりばらついている。また、海嶺玄武岩の $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比は500~25,000であるのに対し、ハワイやアイスランドの試料のそれは300~400と海嶺玄武岩より低い値を示す。 $^3\text{He}$ および $^{36}\text{Ar}$ の大部分は始原的な成分(非放射性成分)であり、 $^4\text{He}$ および $^{40}\text{Ar}$ の大部分はそれぞれウラン・トリウムおよびカリウムから生成される放射性成分である。したがって、これらの $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比および $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比の違いから、ハワイやアイスランドのホット・スポット地域のほうが海嶺玄武岩のマグマ源よりも、放射性希ガス成分に対して始原的希ガス成分に富んでいることがわかる。

Loihi海底火山はハワイ島の約30km南東に位置し、海面下約4000mから海面下約1000mに達する火山である。ホット・スポットの“軌跡”であるハワイ-天皇海山列の中でLoihi海底火山は最も若い火山であり、ホット・スポットに由来するマグマの性質を知るための最も貴重な試料をもたらすもののひとつであると考えられている。

1985年9月6日から9月10日にかけて、東京大学海洋研究所の白鳳丸による“Delphinus Expedition”<sup>(1)</sup>の間にLoihi山頂付近で30余りの海水試料が希ガス測定用に採集された。海水試料中の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比は空気中の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比よりかなり高い値を示すものが多く、東太平洋海嶺で見いだされているもの<sup>(2)</sup>と比べても遙かに大規模なマントルHeの湧きだしがあることがわかった。本講演ではLoihi山頂付近の海水中の希ガス同位体比および希ガス存在度の測定結果を示し、それに基づいてLoihi海底火山のマグマ源の希ガス組成などについて考察する。

### reference

- (1) Sakai H. et al., submitted to Nature
- (2) Lupton J.E. and H.Craig, Science 214 13-18, 1981

座主 繁男・小嶋 稔・仁藤 修  
 (東大理) (東京農工大工)

昨年春の学会で、ザイール産ダイヤモンド5個を用いK-Arアイソクロン年代測定を行った結果について報告した。5個のダイヤモンドは、(i)  $^{40}\text{Ar}-^{40}\text{K}$ 、(ii)  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}-\text{K}/^{36}\text{Ar}$  の二つのダイヤグラム上、きれいな直線にのる。(i)、(ii)のダイヤグラム上の直線関係は、アイソクロンと考えるのが最も合理的である。しかし、この直線をアイソクロンと仮定すると、 $t \approx 60 \pm 2$  億年の年代となり、とうてい受け入れがたい。他方、5個の試料がきれいなアイソクロンをつくるのを、偶然に帰するのも困難である。こうしたわけで我々は、アイソクロンそのものは事実だと考え、Ar測定の感度補正に何等かの誤りがあったため、60億年といった途方もない年代がでたのではないかと、疑っていた。この疑念をはらすため、今回は全く新しい質量分析計及びガス試料抽出装置を用い、更に感度補正用標準試料も全く独立に、新しく用意し、残りの5個のザイール産ダイヤモンドのK-Arアイソクロン年代測定を行った。この結果、新たに測定した5つの試料は、いずれも実験誤差の精度内で、以前に求めたアイソクロンの上にのることが、わかった。この結果は、これまでの実験結果が正しいことを保証するものであろう。

(i)  $^{40}\text{Ar}-\text{K}$ 、(ii)  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}-\text{K}/^{36}\text{Ar}$  ダイヤグラム上の直線性の解釈としては、アイソクロンと考えるのが最も自然であるが、このとき年代は60億となり地球の年齢より古くなる。一方、直線性が全くダイヤモンドの年代に関係ないと考え、 $^{40}\text{Ar}/\text{K} = \text{一定}$  であるような未知の成分が、ダイヤモンドにそれぞれ異なる量、取り込まれたと仮定すれば、(i)  $^{40}\text{Ar}-\text{K}$  ダイヤグラム上の直線相関を説明する事は可能である。事実マントル中に液相のよく均一化された相を仮定すれば、こうしたことも不可能ではない。しかしこの仮定だけでは(ii)  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}-\text{K}/^{36}\text{Ar}$  上の直線相関を説明できない。

我々は第二の可能性として、K-Ar法の基本仮定である $^{40}\text{K}/\text{K} = 1.17 \times 10^{-4}$ の妥当性を考えてみたい。K-Ar年代測定には、K同位体組成は、地殻物質、隕石と同一であることを仮定している。しかしある種の隕石では、この仮定が成立たず、K-Ar年代が50億年以上という場合も報告されている(1)。こうした異常な同位体比は、太陽系星雲外から混入した成分と考えられている。もし地球内部に、こうした太陽系外成分のKがあり、これがダイヤモンドに取り込まれたとすると、見かけ上地球より古いK-Ar年代を説明できるかも知れない。

(1) Clayton, D.D., Nature, 257, 36, 1975.

岡田敏美<sup>+</sup>、鶴田浩一郎<sup>++</sup>、田中義人<sup>+</sup>、早川 基<sup>++</sup>、中村正人<sup>++</sup>  
 EXOS-D電場班      <sup>+</sup>空電研      <sup>++</sup>宇宙研

**目的**

EXOS-D衛星による極域サ-ベイにおいてはオ-ロラ粒子を生成する加速領域の同定や、加速電場の測定、電場の維持に関与する低周波プラズマ波動の存在を同時に測定することを目的としている。また、AKRやVLF放射の電場成分も同時に計り、加速粒子-波動相互作用に関する総合的な情報を得ることも重要なねらいである。

**方法**

衛星のスピ軸に直角な方向に展張した1対のワイヤ-プローブ間の電位差を測定し、これをプローブの実効長で割ることにより電場を求める。このプローブはDC電場(0-50 Hz)及びプラズマ波動電場AC成分(-5 MHz)の測定に共用する。(図1参照)

**プリアンプの要求仕様**

上記のアンテナに接続されるプリアンプの機能はアンテナに誘起されるDC及びAC成分をそれぞれの帯域において効率よく選択し後続のメインエレクトロニクスへ伝送する事である。このためには、アンテナ-プリアンプのインピーダンス整合条件を十分考慮しなければならない。

一方、アンテナの電極部が太陽光に照射されると光電子(~5eV)が放出され、アンテナ周辺のプラズマ・ポテンシャルに対するフローティング電位は図2に示すように数十ボルトに成り得る。従って、プリアンプのダイナミックレンジはこのアンテナ電位の変化をカバーできなければならない。また、光電子放出に伴いアンテナのシ-ス・インピーダンスが非常に大きく成り電場計測の誤差要因となる。これに対処するために、光電子放出に見合う電流をアンテナに流す Negative Current をドライブする回路を設ける。

その他に、DC信号に対するシステム応答を調べるDC校正回路を内蔵させる。AC信号に対するシステム校正信号はプラズマ波動観測部より供給される。

講演では、上記の考えにもとずいて設計したプリアンプの構成と特性を報告する。

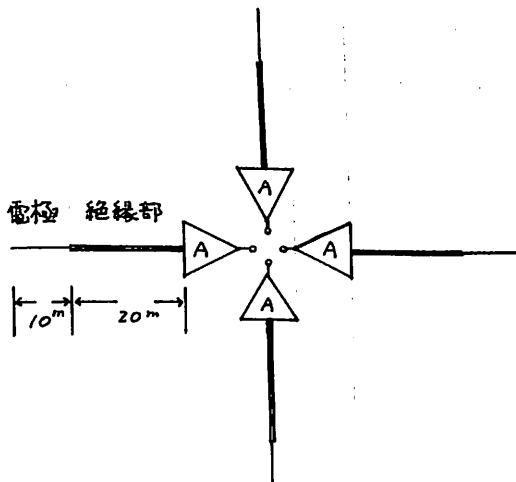


図1. ワイヤ-プローブの配置

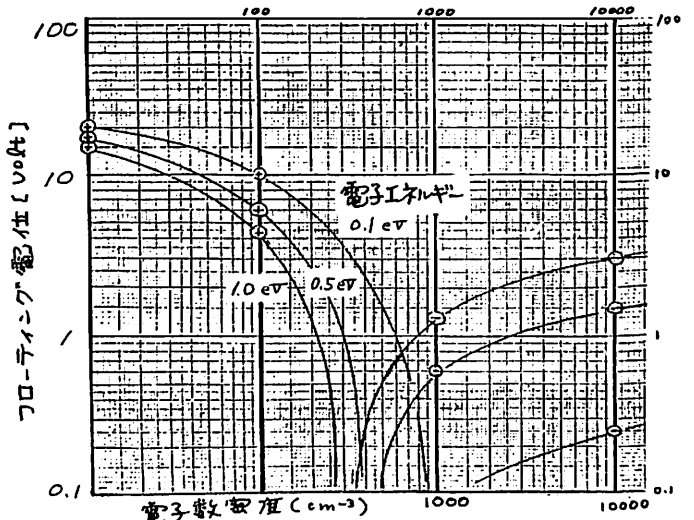


図2. ワイヤ-プローブのフローティング電位

# K-9M-79号機による、高周波プラズマ波動の ポインティングフラックスの計測 (速報)

小原 隆博・森岡 昭・大冢 寛  
(東北大学・理学部)

1. 序 K-9M-79号機は、地球をとり巻く、磁気圏の探査衛星として、宇宙研が予定している“EXOS-D”及び“GEOTAIL”の搭載機器の飛行テストを主としたもので、1986年1月31日17時00分、鹿児島宇宙空間観測所から発射された。我々は、同機に、高周波波動のポインティングフラックスの計測装置(PWP-P)を搭載し、電離層を伝播する電波の到来方向の計測に成功した。到来方向の計測は、ダイナミックスペクトル及び偏波計測と合いまって、電波のモードを、直接的に決定する。将来EXOS-D衛星を予定されている、オーロラ電波のモード決定が今回の成功により可能になり、発生メカニズムを実証的に究明する手段が得られることになる。

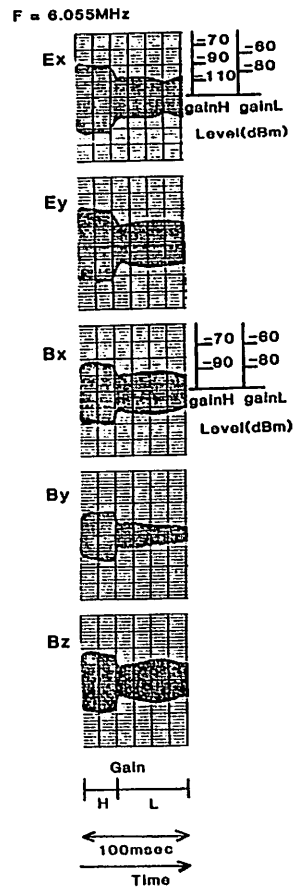
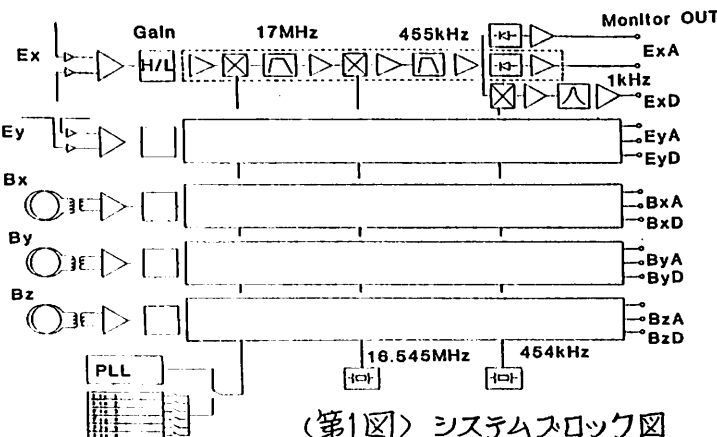
2. 観測器の概要 電界2成分( $E_x, E_y$ )をダイポールアンテナ(6m tip to tip)により、磁界3成分( $B_x, B_y, B_z$ )を空芯ループアンテナにより検出する。受信されたそれぞれの成分を周波数変換し、後に、地上に伝送する。(第1図参照) ポインティングフラックスの計測は、波動の振幅情報に加え、位相を正確に計測することが本質となることから、本実験では、位相情報が完全に保たれるシステムの開発が特に目標とされた。又、今回の実験は、初めての高周波波動のポインティングフラックスの計測であることから、電波源位置、送信周波数及び送信電力の知られている地上局6局を主対象として計測を実施した。

## 3. 観測結果

3.1 地上試験結果 飛行実験に先立ち、我々は、宮城県米山町にある、東北大学木更電波観測所にて大気中を伝播する電波の到来方向を定める野外実験を実施した。ポインティングフラックスの算出に際しては、正確に計測された5成分の振幅及び位相情報があれば充分であるが、野外観測により、地上局からの電波の到来方向が正確に求められ、システムの正常な動作が確認された。

3.2 飛行実験結果 アンテナ伸展は正常に行われ、同機は、順調に観測を行った。観測結果は、以下の特徴をもつ。おもしろい(1)、位相情報が安定している。(2)、明瞭なファウンダー回転が見られた。(3)又モードに交換された電磁波を、電離層プラズマ中で観測した。の諸点である。

以上の結果から、ポインティングフラックスは、未だなることになりながら、現在姿勢データを考慮して、絶対空間にて表現されるべく、現在、計算が進められている。又、(2)及び(3)の解析から電離層中を伝播する電波の伝播及び、モードの交換が、実証的に、検証されるものと期待される。



賀谷信幸, 向井利典, 松本治弥, 伊藤富造  
(神大工) (ISAS) (神大工) (ISAS)

磁気圏において電離層で生成された  $\text{He}^+$  や  $\text{O}^+$  が発見され、電離層プラズマが磁気圏プラズマの起源として重要な役割を果たしていることが認識されてきたが、電離圏と磁気圏の結合がいかなる機構で制御されているかは未解決な研究課題である。この電離圏と磁気圏の結合を解明するためには、高速イオン・エネルギー質量分析器で電離圏探査が必要である。欧米では GEOS と ISEE により実績を上げているが、測定パラメータがエネルギー、質量、ピッチ角と多く、現状ではエネルギーと質量を電極電圧の二次元掃引で測定するために、時間分解能が非常に悪いものとなっている。そこで我々は上記の三つのパラメータの内二つを二次元像としてデータを取得し、時間分解能の飛躍的向上を目標として開発をおこない、EXOS-D 及び GEOTAIL 衛星への搭載の準備を行っている。新しく開発した FIMS は図 1 に示す様に同心  $135^\circ$  球型静電分析器、固定磁界型質量分析器と、MCP で構成されている。半球型静電分析器には角度二重収束性があり、本 FIMS では特にこの角度収束性を有効に活用した。すなわち質量方向では MCP 上で角度収束を持たせ質量分解能を上げ、方位角方向では固定磁界の中心に収束点を移動し MCP 上で入射角方向に分散させ入射角の情報を得る。それ故に図 1 の左上図の MCP 上で縦方向に質量分布、横方向にピッチ角分布を同時に測定することができる。図 2 に校正実験の結果の例を示す。エネルギーが  $5 \text{ keV}$  で入射角が  $0^\circ$  と  $25^\circ$  の場合であるが、質量、入射角を分析しているのが明らかである。本年 1 月 31 日に打ち上げられた K-9M-79 号機で飛翔体試験を行った。FIMS は正常に動作し高度  $300 \text{ km}$  以下での熱的イオン  $\text{O}^+$  と  $\text{NO}^+$  を測定することができた。

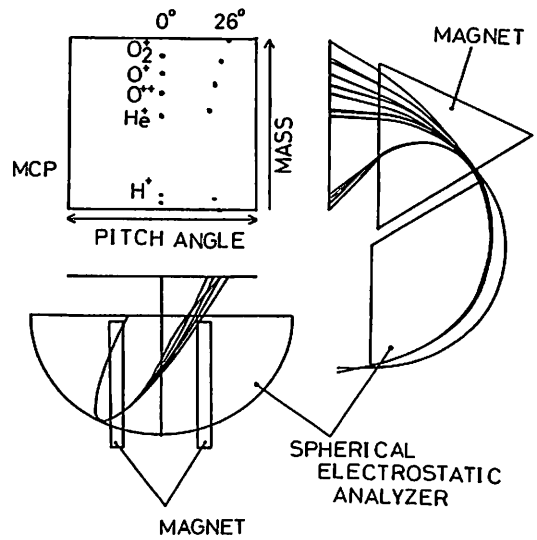


図 1 FIMS の構成

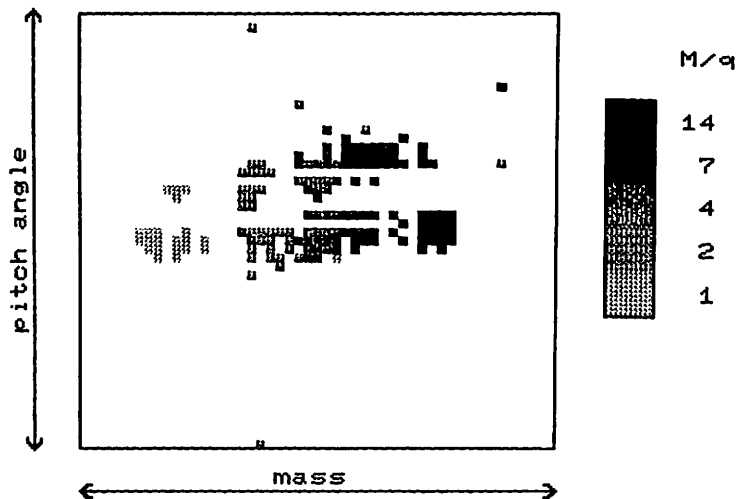


図 2 校正実験の結果の一例

K-9M-79号機におけるダブルプローブによる  
電場観測

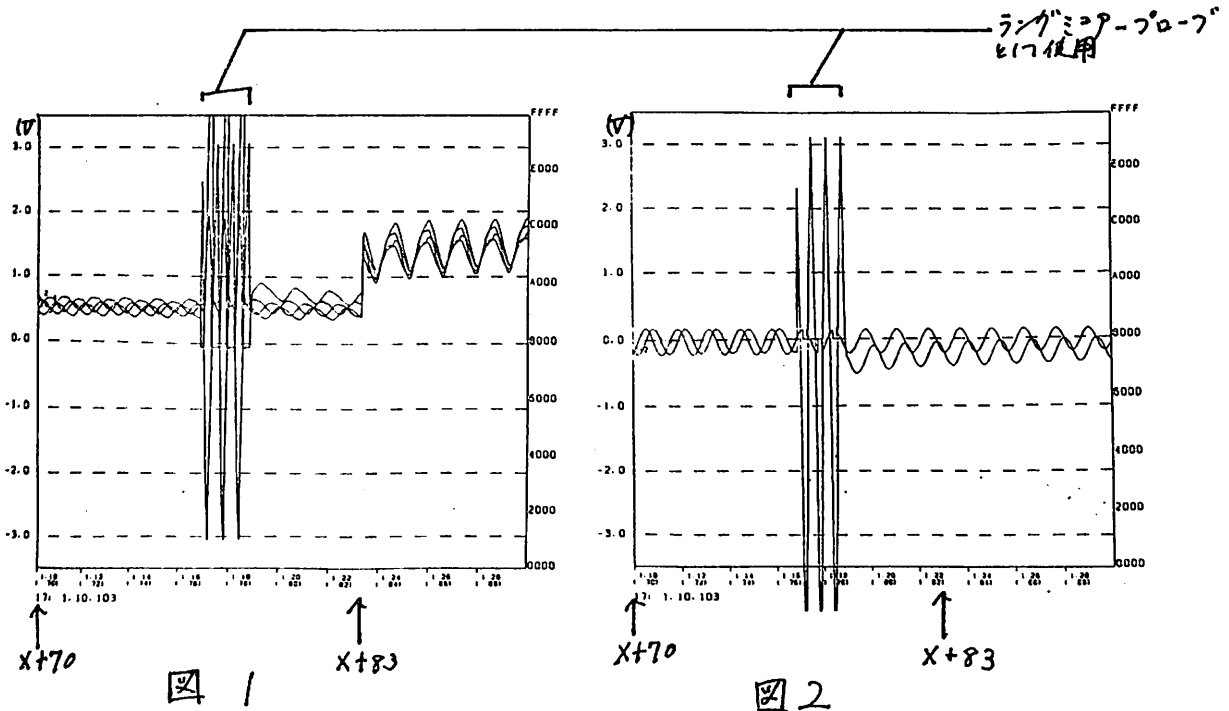
中村正人、鶴田浩一郎、早川基  
(宇宙科学研究所)

K-9M-79号機は、86年1月31日17:00にKSCより打ち上げられ、正常に飛行した。EFD班は、beam法による電場観測と同時にダブルプローブによる電場測定を実施した。プローブは4本のシテムアンテナからなり、それぞれ、長さは3mである。アンテナの伸展は、発射後62秒でおこなわれ正常に伸展されたと考えられる。

ロケットで観測される電場は、主に $V \times B$ によるもので、これに電離層の電場がのっている。(Vはロケットの速度。Bは地球磁場の強度。)したがって、それぞれのプローブとロケットのあいだの電位差は、正弦波となり、おのおの90度づつ位相がずれているはずである。今回の実験の結果をみると、 $X+83$ 秒までは確かにそのようなカーブを描いているが、その後いっせいに電位差が拡がり、しかも4本のカーブがすべて同位相になっている。(図1)

次に、対向する2本のプローブ間の電位差をとってみよう。この場合第一のペアと第二のペアの間では、90度の位相差が出るのが期待される。結果は確かにそのようになっており、しかも $X+83$ 秒でのデータの飛びもない。(図2)(EFDでは、20秒に一回ラングミュアプローブとして第二のペアを使っており、そのためのオフセットが若干のっている。)

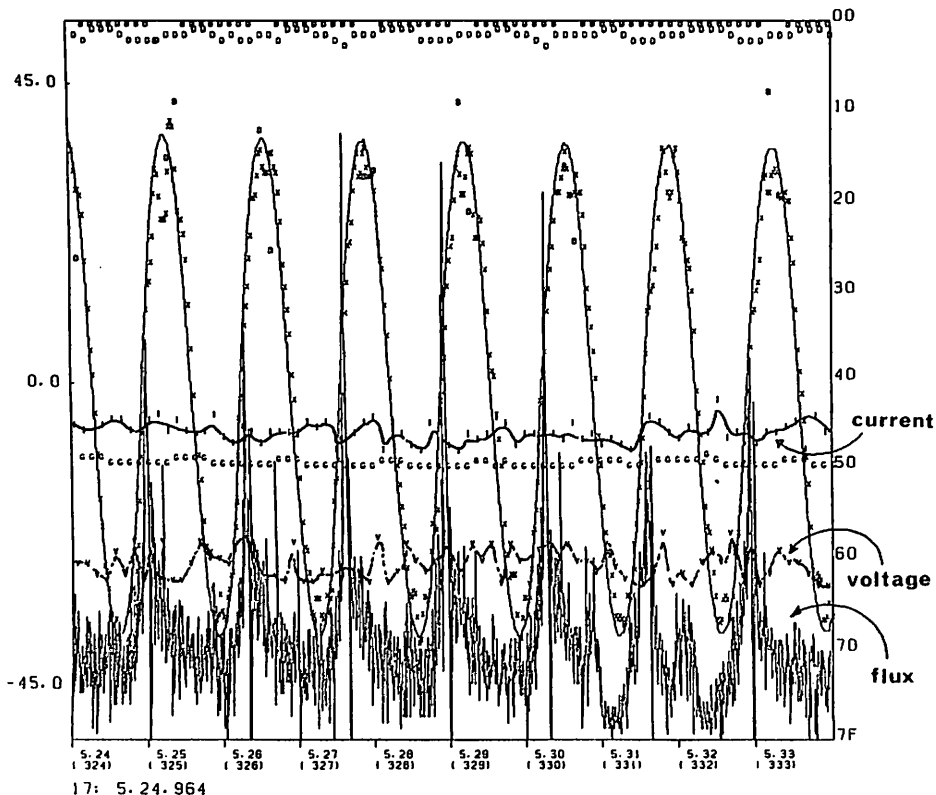
$X+83$ 秒には、EFDの高圧電源が投入されている。図1と図2を較べると、この秒時にロケットの電位が急激に下がり、しかもこの電位変化がロケットのスピンの同期していることが、結論される。この現象の詳細い原因と結果は、学会において、発表される。





鶴田浩一郎, 早川基, 中村正人 (宇宙研)  
野口広行 (武蔵工大)

リチウムイオンビームを用いた電場計測法の開発のために, K-9M-79号機でいくつかの試験を行った。試験項目は 1) 戻りフラフスの測定, 2) 戻りフラフス上の変調測定, 3) 磁場データを用いたイオン銃の方向制御, 4) イオンビーム放出に伴う波動励起, 5) フロー法に基づく電場計測との比較, 6) 10kV電位のモニター等であった。飛翔前の試験は全て順調であったが, 高圧電源投入後10数秒の同隔でパルス性のノイズが発生し, 搭載した制御用マイクロコンピュータに異常動作がみられた。現在パルス性ノイズの発生原因を究明すると同時に正常動作時の解析を怠っていない。下に示した図は打上り後330秒前後のデータである。イオン銃の方向制御(x印)は後に計算機で作成した正しい方向をあらわすサインローブにそって動いており, イオン銃高圧(G), 及び検出器高圧(D)のモニターも正常動作をしている。ただイオン源用ヒータ電流(current)が正規の値の半分以下でありイオンビーム電流は1/2は数ナノアンペア程度しか出なかったことが飛翔前データから推測できる。この結果1), 2)に因っては不十分な結果しか得られていない。講演時は, 現在までの解析結果と異常動作の原因とも関連づけて述べる予定である。



打上り後330秒  
前後のデータ  
B: ビームモニター  
D: 検出器HVモニター  
G: イオン銃HVモニター  
x: イオン銃打出口角  
I: イオン銃電流  
V: ヒータ電流  
flux: 5ms毎のカウント数

門倉 昭・西野 康彦・鶴田若一郎・早川 基・中村 正人(宇宙研)  
園分 征(東大理)

昨年10月の観測で取得されたデータの解析結果を報告する。当初の目的は、約1km分離した上下2台の観測機の測定値から、大気電場と電離層電場を分離することになった。しかし以下に述べるような理由により、その目的を達成することはできなかった。

1. 下の観測機が回転しなかった。(図2) 上はモーターにより約1rpmの回転を与えることが出来たが(図1)、その回転を下にまで伝えることはできなかった。回転は、太陽を見るため、OFFSETを除くため、に不可見であり、特に前者については、誘力計とSun Sensorにより認識を出すことを考えていたため致命的であった。

2. 測定値が飽和してしまった。飽和レベルを±1Vに設定していたが、上下共に、口中はこのレベルを越えるような入力があった。その原因として、photo-electronと流電の認識が考えられるが、後者である可能性が高い。

3. 回路の時定数が数10秒あった。プローブ系を短絡してからの回復曲線より求めた時定数は、大気抵抗、容量より予想される値よりも1桁大きかった。1rpmの電位変化に十分に追従できていない、と思われる。

今回の観測では、以上の点について改良を加えなければならぬ。

図の説明：上(図1)と下(図2)の観測機からの生データ。縦軸は中央がゼロで、±Vがフル・スケール。約5分毎にプローブ系をShortしている。1rpmの回転が下には見られない。

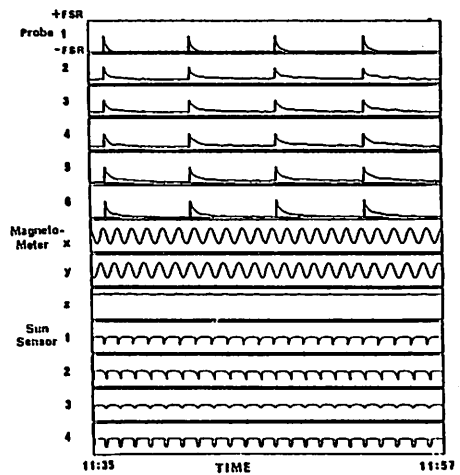


図 1

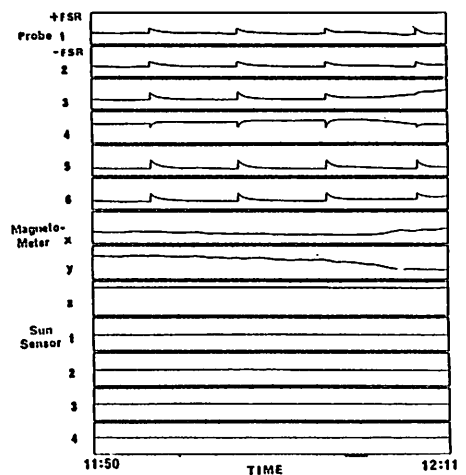
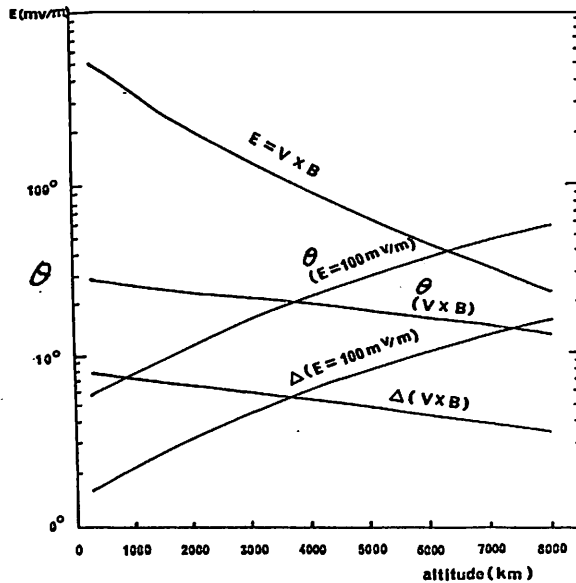


図 2

電場計測用粒子計測器の開発  
(EXOS-Dプロトモデル)

早川 基、鶴田 浩一郎、中村 正人、門倉 昭  
(宇宙研)

Ion Beam を使う電場観測においては、衛星から放出され  
た Beam は打ち出した方向とほぼ反対、すなはち近似的には電場と磁  
場の垂直な方向から戻ってくる。この時、放出方向と戻ってくる方向  
のなす角  $\theta$  は電場の大きさ  $E$  と磁場の大きさ  $B$  の比に比例している。EXOS-D の場合、衛  
星の軌道要素を前もって知っていれば、 $\theta$  の大  
きさを計算することができる。図1はこれを、EXOS-D について  
計算したものであり、これによれば、 $\theta$  は最大30度になることがわ  
かる。Ion 銃と Detector は対になって互いに、天空の反  
対方向を向いている。Ion Beam は、ある定められた面内で  
±90度の範囲で戻ってくるイオンを取得する必要があり、これに加  
えて先ず視野は、±90° × ±30° である。  
Detector に求められるもう一つの条件は、その有効面  
積が前回の学会で中村が述べたように回帰 flux は衛星の  
軌道から計算可能であり、これから算出される必要有効面積は  
1 cm<sup>2</sup> である。(前回の発表値と異なるのは、計算のもととなる  
EXOS-D の軌道要素が異なるためである。)  
この2つの条件をみたす Detector の構造について学会  
で発表をおこなう。



$\Delta V \times B, 26$   
 $\Delta E = 100 \text{ mV/m}, 26 \text{ } 100 \text{ mV/m}$

図 1

## II-31 DE-1 で観測された $O^+$ サイクロトロン波

中川 晃成, 杉浦 正久 (京都大学理学部),

E.G.Shelley, W.K.Peterson (Lockheed Missiles and Space Company, Inc.)

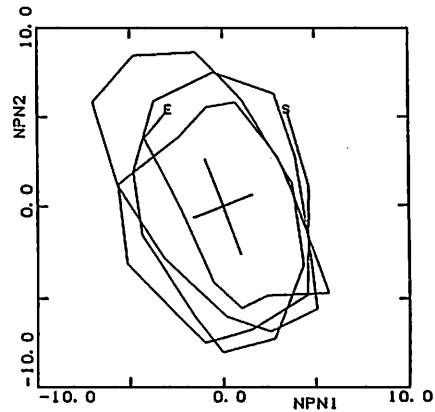
人工衛星によるイオンサイクロトロン波の観測は、Bossen et al.(1976)が行なったATS-1の観測に始まり、最近のGendrinらによるGEOS-1, 2の一連の観測等、赤道面内で行なわれて来た。これらの観測により、重イオン( $He^+$ ,  $O^+$ )の存在が見い出され、特に、 $He^+$ の波動の伝播特性、発生機構に果たす重要な役割が確かめられた。

1981年8月に打ち上げられた、遠地点4.6Reである楕円軌道の衛星DE-1は、その軌道のある部分を赤道上の波動発生領域と地上とを結ぶ磁力線上に持ち、赤道域から地上へと伝播しつつある波動を観測することができる。図1は、1982年9月6日の大きな磁気嵐の主相に、磁気地方時11.8時、L値4.4、磁気緯度 $-24^\circ$ で、観測された波動であり、その振動数が酸素イオンの旋回振動数の約半分であることから $O^+$ サイクロトロン波であることがわかる。 $O^+$ サイクロトロン波の一つの不明瞭な波束と三つの明瞭な波束の背後には、同時に存在する振幅の小さなPc4が見てとれる。

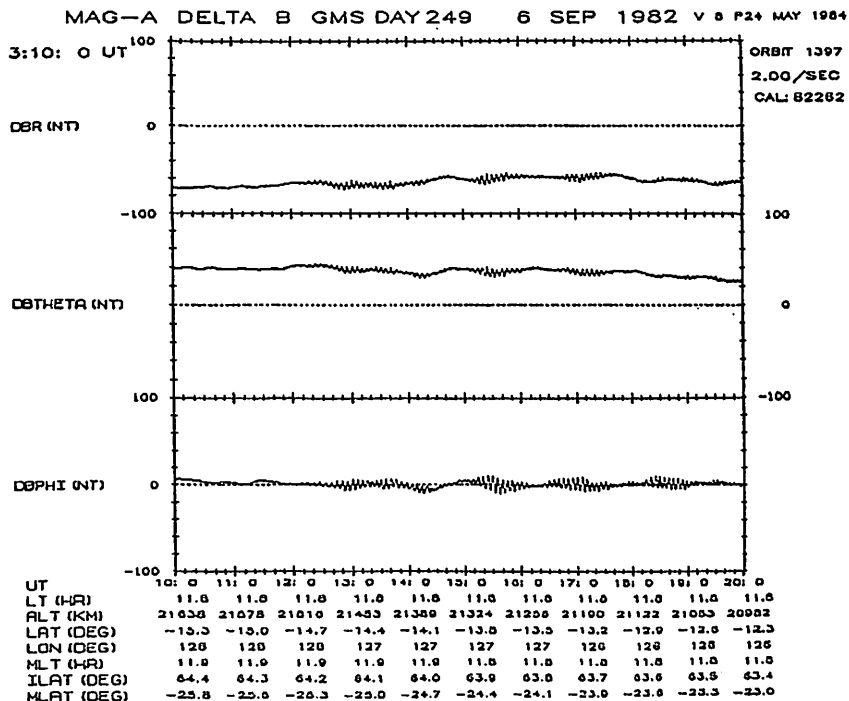
↓ 図1 地磁気座標での観測磁場  
主磁場は引いてある

図2は、minimum variance methodにより求めた第二の波束の偏波の様子を示したものである。この左偏波の波束の背景磁場に対する伝播角は $4^\circ$ であり、楕円偏波の長軸は5.5nT、短軸は3.4nTであった。

伝播特性、イオン観測との比較、同時に存在するPc4との関連について議論する。



↑ 図2 wave vector に垂直な面内での偏波  
NPN1は子午面内成分外向き  
NPN2はほぼ方位角成分東向き



Correlations between the Solar Wind Parameters and Pulsation Activities  
in the Pc 3 Frequency Range at South Pole Station

Yumoto Kiyohumi\*, Toshio Terasawa\*\*, and Allan Wolfe\*\*\*

\*; Onagawa Magnetic Observatory, Tohoku University, \*\*; Institute of Space & Astronautical Science, \*\*\*; New York City College, City University of New York

Main exogenic source waves of Pc 3 magnetic pulsations are generally believed to be upstream waves excited by the well-known ion cyclotron instability of reflected ion beams in the earth's foreshock, and surface waves excited by the Kelvin-Helmholtz type instabilities at the magnetospheric boundary. Activities of Pc 3's at lower latitudes are more correlated both with the solar wind velocity ( $V_{SW}$ ) and the IMF cone angle [ $\theta_{XB} = \tan^{-1}(B_X/B_{IMF})$ ]. Dominant frequencies of Pc 3's at lower latitudes are a function of the IMF magnitude, i.e.,  $f(\text{mHz}) \sim 6.0 * B_{IMF}(\text{nT})$ . Therefore, lower-latitude Pc 3's are believed to be associated mainly with the upstream waves in the earth's foreshock [cf. Yumoto et al., 1985]. However, it is not yet observationally clarify which source waves predominantly appear at high latitudes. In order to examine correlations between the solar wind parameters ( $V_{SW}$ ,  $\theta_{XB}$ ) and high-latitude daytime pulsation activity, pulsation data from South Pole station ( $\phi = -74.9^\circ$ ), Antarctica, in the interval from June 3 to September 4, 1982 are analyzed in the present paper. The solar wind parameters are determined by using ISEE 3 data.

From the data analysis, we can find characteristics of daytime high-latitude pulsations in the Pc 3 frequency range at South Pole as follows;

- (1) Activities of the high-latitude pulsations in the Pc 3 range are controlled mainly by the solar wind velocity ( $V_{SW}$ ; correlation coefficient  $\gamma = 0.438$  for  $n = 719$ ), and independent on the IMF cone angle ( $\theta_{XB}$ ;  $\gamma = 0.027$ ).
- (2) There is dawn-dusk asymmetry of the pulsation activities, i.e., pulsation powers in the Pc 3 frequency range [ $\text{Log}(\text{Pc } 3)$ ] at South Pole are larger in the morning than in the afternoon sector.
- (3) The slope (B) of regression lines [ $\text{Log}(\text{Pc } 3) = A + B * V_{SW}$ ] is larger in the morning than in the afternoon sector, i.e.,  $B(\text{morning}) = 0.004$  and  $B(\text{afternoon}) = 0.003$  [ $\text{Log}(\text{nT}^2)/\text{km/s}$ ]. The high-latitude pulsation activities in the morning sector are more sensitively controlled by the solar wind velocity than those in the afternoon sector.
- (4) The correlation between the high-latitude activity in the Pc 3 frequency range and theoretically inferred, reflected ion beam's velocity [cf. Watanabe and Terasawa, 1985] is not better than that of  $\text{Log}(\text{Pc } 3)$  and  $V_{SW}$ .

We have not yet examined the correlation between the IMF magnitude and dominant frequencies of high-latitude pulsations, therefore, we cannot say precisely how the upstream waves contribute to the high-latitude pulsations at South Pole station. However, the analyzed result suggests that most of daytime high-latitude pulsations in the Pc 3 frequency range at South Pole station are associated with HM waves excited (or amplified) by the Kelvin-Helmholtz type instabilities near the high-latitude magnetospheric boundary.

栗木 徹, 北村 辰一  
(京大理) (九大理)

1984, 85年度科研費海外学術調査として長時間分解能デジタル磁力計による世界的地磁気観測が行なわれた。調査期間中には30以上の地点で京大と九大製の誘導磁力計・フラックスゲート磁力計による観測が行なわれ、その一部は調査期間終了後現地に残すこととなり取り扱った。

詳しい解析は今後を工ぬるが、すでに地磁気脈動の同時性に高緯度と低緯度で以下のよき大きな差異があることが報告された(北村他, 第78回当学会講演予稿集 P122, 第9回地磁気研究ニホノ進展報告 P34)。すなわち、「Pc5, P12等のULF波は、地磁気緯度40°~50°以上では経度方向波数m=0で東西方向に伝播するように見え、これに対し、低緯度では広く離れる二地点(例として福岡とカメルーン)間で同時に現れるm=0とみられる。」

電離層風によるScや、マグネットホーズ全体と波源とすScの場合にIT、経度方向に同時に起る成分(Zonal or Dst成分)を考慮し、P12の領域に源を持つと思われ、PcやPiに對するm=0は不考慮に<。

ここでは、ScやPcの場合についてすでにわかっている観測・計算を基に、1つは低緯度ULF波観測結果の解釈の問題点を整理・考察する。

- (1). 基本的伝播モードとして考え得るのは次の2つである。
  - ① fast mode HM波による磁気圏から低緯度への直接入射、
  - ② Alfvén mode HM波による高緯度入射波の低緯度への水平伝播。
- (2). 地上での磁場H成分増加の際に電離層に流れる電流は、①の場合は面向き(波

源電流による磁場増加をシールドする向き)、②の場合は裏向きである。

- (3). 振巾の equatorial enhancement は②の場合のみ生じる。
- (4). 高緯度地方への Alfvén mode 入射による電離層電場が低緯度へ伝わるのは、ほとんどの瞬間的と考えよ。
- (5). (4)の電場が最も可能な磁場変化を生じかたうかは電離層電場伝導層による(波面が到着して磁場変化が速く生じる)と考えられる。
- (6). 局所的 Alfvén 波の入射点の移動により高緯度では偏波が生じ、また、場所により位相が異なることになる。この効果は入射点からの距離と共に小さくなり、低緯度では位相差は小さくより偏波モードになる。
- (7). 局所的 Alfvén 波入射による電離層電場は双極子型であり、生じる電離層電流は twin vortices 型である。したがって m=0 は考慮に<。
- (8). 薄層電離層と完全導体地球からなる系と fast mode HM 波(平面波)との相互作用に地球・電離層の比率を考慮に入れて2次元赤道面内で計算すると、地上磁場変化は1つは2つ同位相、等振巾で現れる。これは、周波数が小さく変位電流が無視できる時、円柱座標で  $\frac{\partial}{\partial r} = 0$  とすると  $\frac{\partial^2}{\partial y^2} \approx 0$  とするからである。環状電離層と地球からなる系と fast mode 波との3次元相互作用の結果、振巾・位相の地表での分布がどうなるかはまだ計算されておらず、

$\nabla \cdot \mathbf{J} \approx 0$  と列

北村泰一、立原裕司、坂 翁介、下泉政志(九大理)  
 荒木 徹(京大理)、小口 高(東大理)、佐藤夏雄(極地研)

昨年(1984/12/7 - 1985/2/4)に続いて今年も赤道地方へ出掛けた(1985/11/17-1986/2/9)。その結果を報告する。  
 昨年の結果は

- (1) Pi2 が日本(135° E、午前0時)の真夜中に発生した時、カメルーン(15° E、午後4時)でも Pi2 が観測され、しかもその位相が”秒”のオーダーで一致する。
- (2) この時、昭和基地(カメルーンと同経度)にも Pi2 が観測されるが、カメルーンとの位相は一致していない(定量的な分析はまだできていない)。
- (3) Pc5 についても同じ結果である(位相差がない)。

という、重要な結果を得た。このことは、 $m$ をULFの東西方向の波数とすれば、赤道域では Pi 2, Pc 5 に関して” $m=0$ ”であるということになり、物理的には、赤道域ではULF波動は東西方向には伝播するというものではなく、赤道全域にわたって同時に変化する”振動型”であることを意味する。

これに対して、

$m=0$ とは信じ難い。 $m=1$ ではないか。

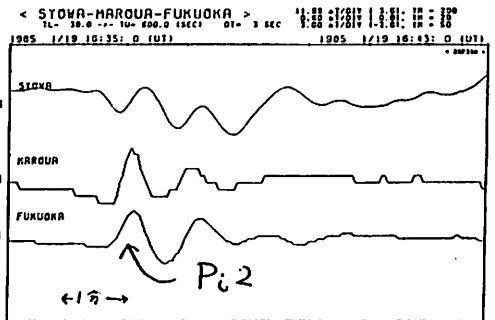
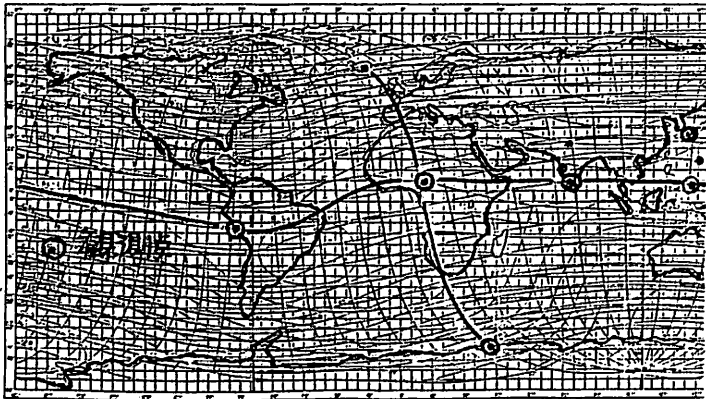
との意見が出された(昭和60年10月。京都地球電磁気学会)。

我々は、そうした意見にも拘らず、 $m=0$ を主張するものである。それは、カメルーン-福岡が経度にして正確に180°の差でない(実際には120°程度)ので、若し $m=1$ と考えると、福岡-マロウア間に観測可能な位相差が検出されてよい筈であるのにそうでないからである。さらに、 $m=1$ でないことをより具体的に明らかにするために、今回の本観測では、予備観測のカメルーン、ホアンカヨーに加え、バラオ、インドを加え、赤道域で計4ヶ所で観測を行なうことになった。

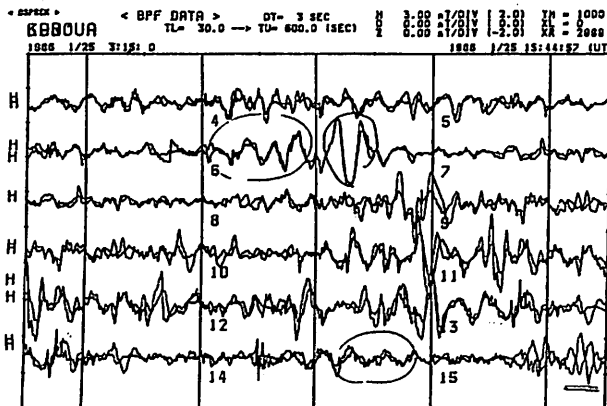
帰国後、まだ2週間を経っていないので、この稿は文字どおり予稿ならざるを得ないが、今までに得られた結果は、Scについて、他の事例と同様に、カメルーンと福岡、および、ホアンカヨーと福岡で位相差がないことが確かめられた。講演時には、更に多くの事例について  $m=0$  であることを示す。

かくして、観測事実として  $m=0$  がほぼ確かになってきたが、一方、このことは理論的に考えると、赤道域のULF(その周波数を問わず)にとって、必然の結果であると考えられる。この事について述べる。

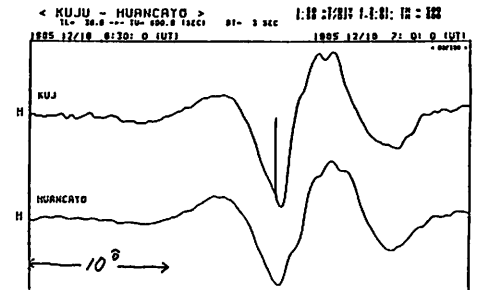
MAP FOR GEOMAGNETIC PHENOMENA STUDIES



マロウア(カメルーン)と福岡のPi2の位相が一致している。



カロウア(カメルーン)と福岡のULFを屋敷たもの。(周期30~600秒)



カロウア(カメルーン)と福岡のScの位相が一致している。

## バルーニング不安定による 反磁性磁気脈動の励起

線形モード結合を考慮して

大谷 晋一 ・ 三浦 彰 ・ 玉尾 孜 (東大理)

高ベータ ( $\beta = \text{プラズマ圧} / \text{磁気圧}$ ) の効果が本質的であると考えられる反磁性磁気脈動の発生機構を理解するために、Alfvén Mode と Slow Mode との線形結合を考慮した磁気流体波の線形固有値解析を行った。

Storm time Pc5 と呼ばれる磁気脈動は、擾乱がないときの磁場に垂直・水平両方の磁場変動成分を持ち、反磁性的な性質を示すことから、Alfvén Mode と Slow Mode との結合した曲率のおよぶ磁場強度・プラズマ圧の不均配のために線形モード結合が起こり、曲率の効果でバルーニング不安定が生じる可能性があることがわかった。

そこで、二つのモードが結合した固有方程式系を導き、擾乱がない状態では力学的に平衡である磁気圏の磁場-プラズマモデルを用いて数値解析を行った。境界条件として電離層で完全反射、赤道で磁力線の変位が最大 (Odd Mode) であることを仮定した。結果を以下に示す。

1) 基本モードは不安定

その固有振動数 ( $\omega + i\gamma$ ) の実部  $\omega$  は、図1に示す様に経度方向の波数  $k_{\perp}$  に比例し、またイオンの温度  $T_i$  にも比例することがわかった。このことから、 $\omega$  はイオンの0次の経度方向のドリフトが決定していることがわかる。

2) 基本モードの固有関数は磁力線に沿って広く分布 (図2)

理由1: 等方プラズマ ( $T_{\perp} = T_{\parallel}$ ) の仮定から、プラズマ圧は赤道から電離層まで広く分布し、従って自由エネルギーの分布が広い

理由2: 電離層に向かって磁力管がつぼまっているため、赤道側からの電流やプラズマの流れが電離層側で集まる

この研究の結論をまとめると次の様になる。

- 1) 線形モード結合を考慮したBallooning不安定は、Storm time Pc5を励起しうる
- 2) 観測された脈動が赤道付近に局在しているのは、高エネルギー粒子が温度異方性 ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) を持ち、赤道付近に捕捉されている (Mirror効果) ためであると考えられる

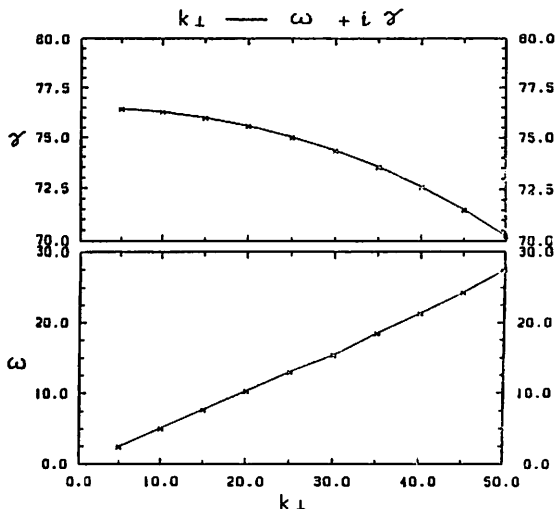


図1: 固有振動数の波数  $k_{\perp}$  依存 (経度方向には  $k_{\perp}$  で Fourier 展開)

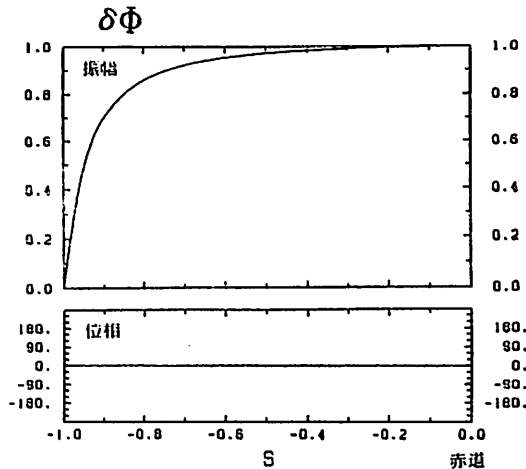


図2: 静電ポテンシャル  $\delta\Phi$  の分布 ( $\delta\Phi$  は Alfvén Mode 的な擾乱)



静止軌道衛星における Compressional Pc 5 の偏波特性

樋口知之, 国分 征 (東大・理)

普通、compressional Pc 5 と分類される波は、下の図の Type I のようなものであるが、時々 Type III のような compressional 成分に、動径方向成分・経度方向成分の変動の 2 倍の周波数をもつ波、および Type II のような磁気圧の小さい位相のとき少しだけ磁場が強くなる波が見つかった (II、III を合わせて全体の 10% 程度)。Compressional 成分の変動はプラズマ圧に密接に関連しているため、Type II・III は compressional Pc 5 waves を説明する上で重要な現象と位置づけ、Type I との比較を行なった結果、次の事実が明らかになった。

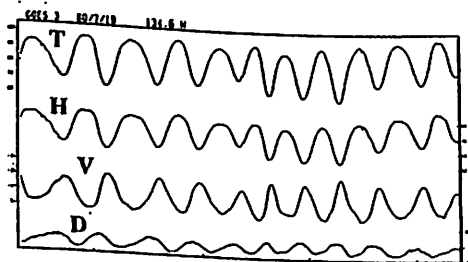
- (1) Type I、II、III とともに compressional 成分と動径方向成分の振幅が主で経度方向成分の振幅について、
  - a) 一般に Type I の経度方向成分の振幅は小さいが、2 nT 以上の振幅をもつ波が全体の 20% 程度存在する。Type II・III では全体の 85% が、2 nT 以上の振幅をもつた波である。
  - b) 経度方向成分の振幅が 2 nT 以上である波の発生時刻は Type I は 12 ~ 18 時、Type II・III は 14 ~ 15 時で、特に Type II・III は限られた時間帯に発生している。

- (2) Local な磁場に垂直な面内の偏波 (動径方向成分と経度方向成分のつくる面内の偏波) についてみると、Type I はほとんど linear だが経度方向成分の振幅が大きい時は、L mode がほとんどである。それに対して Type II・III は常に mode である。

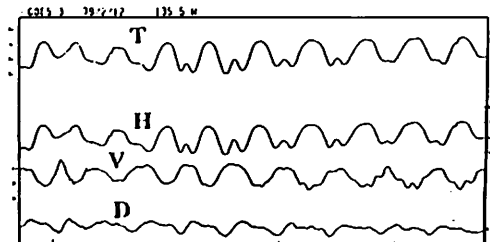
- (3) Type II・III は主に 1 ~ 3 月に観測される。GOES 3 の位置は、冬に磁気赤道面に近いことから、Type II・III は Type I よりも磁気赤道面に近い場所で観測されたのではなかろうかと考えられる。このことは、GOES 3 よりも赤道面から離れた位置にある GOES 2 のデータを調べて、Type II・III の発生が GOES 3 の方が多いところから裏づけられる。

Hot particle の Flux と磁場強度の変動は、他の衛星のデータから反磁性的性質を示すことが報告されている。反磁性の性質、つまり  $\delta p_{\perp} + B \cdot b / \mu_0 = 0$  を満たしながら、Type II・III の磁場の変動を起すためには、動径方向の媒質の非一様性を考えねばならない。その一つとして、磁気赤道面に近い所に、Hot particle の密度の動径方向変化の大きいところが局在しているような model があげられる。

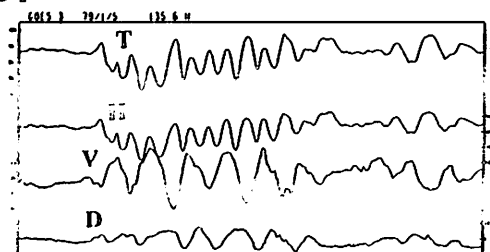
Type I



Type II



Type III



Y. Tonegawa<sup>1</sup>, L.J. Lanzerotti<sup>2</sup>, C.G. Maclellan<sup>2</sup>, L.V. Medford<sup>2</sup>,  
A. Wolfe<sup>3</sup>, and D.L. Carpenter<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Tokai Univ., <sup>2</sup>AT&T Bell Labs, <sup>3</sup>City Univ. of N.Y., <sup>4</sup>Stanford Univ.

A report is given of a study of giant pulsation (Pg) observed at Siple (SI,  $L \approx 4.3$ ) and its conjugate area; Giradville (GV,  $L \approx 4.2$ ), Pittsburg (PB,  $L \approx 3.4$ ), and Durhan (DU,  $L \approx 3.0$ ), on September 14, 1982. Dynamic power spectral and polarization analysis using autoregressive techniques is performed on the Pg event. The sense of polarization throughout the spectral band of the Pg reverses near  $L=4$ , i.e. left handed polarization along the field line at SI and GV while right handed at PB and DU. In addition an electron density profile measured by using whisler for this day indicates that plasma pause was located near  $L=4$ , that is of order 150 Km equatorward of SI at its closest approach. This result suggests the change of polarization being associated with the plasmopause. On the other hand, Green (1985) has reported that the Pg was observed at lower latitude stations ( $L \approx 2.3-3.6$ ) in the United Kingdom about five hours before our observation on the same day. In that case a reversal of sense of polarization was shown at  $L \approx 2.8$  with opposite sense of that of the present observation. We will discuss a structure of field line resonance for the Pg around plasmopause using these results.

ref. C. A. Green, Planet. Space Sci., 33, 1155-1168, 1985.

(INVERSION 法 及び 他の観測との比較)

小池 真, 鈴木 勝久, 小川 和紘  
 (東大理) (横浜大教育) (東大理)

太陽の中間紫外線は大気中に入射した後、中性大気分子によってレーリー散乱を受け、再び上方へ向けて散乱される。この時 2500 ~ 3000 Å の紫外光はその途中において オゾン分子によりハートレー・バンド吸収を受けるので、大気圏外太陽輻射強度  $I_0(\lambda)$  と UV によって受光されたこの散乱輻射強度  $I(\lambda)$  とを用いて、その光路上のオゾン量を求めることができる。これを静水圧平衡の仮定のもとに大気圧座標によって式として表わすと次のように書ける (多重散乱効果は無視して)

$$I(\lambda) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta) I_0(\lambda) \times \int_0^P \sigma_R(\lambda) \exp[-\tau(\lambda, P)] \sec\chi \frac{P}{mg} d\ln P$$

$$\tau(\lambda, P) = -2 \sec\chi \left( \sigma_R(\lambda) \frac{P}{mg} + \int_0^P \sigma_O(\lambda) \text{OMIX}(P) \frac{P}{mg} d\ln P' \right)$$

- $\theta$ : 入射光と散乱光とのなす角度 (BUV の場合は、常に  $\theta = \pi$ )
- $\chi$ : 鉛直方向と視線方向とのなす角度
- $\sigma_R$ : レーリー散乱断面積
- $\sigma_O$ : オゾン吸収断面積
- OMIX: オゾンの体積混合比

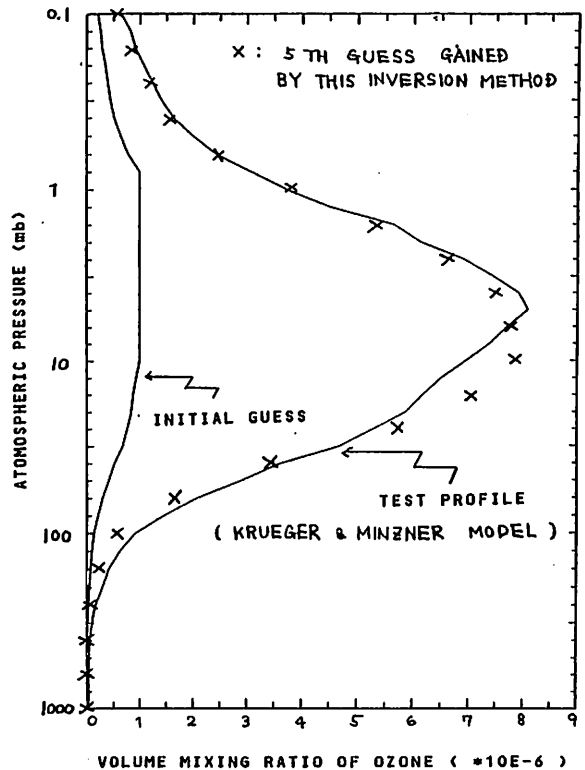
この式から明らかであるように BUV 方式では balloon や rocket の観測と異なり、オゾンの積分量のセットが、観測のセット (ここでは  $I(\lambda)$ 、単色光ならば  $I(\theta)$  or  $I(z)$ ) と 1対1 に対応しない為、扱いにくい非線形積分方程式の解を求めなければならぬ。

既に EXOS-C UV スペクトルデータの解析方法の基本的なアイデアは 前学会に報告されている\*。ここで紹介するのはその変形であり既報告の方法とのクロス・チェックも行われつつある。今のところはまだ試験

的段階であるが、この INVERSION 法の紹介が本発表の第 1 の目的である。

下図にはこの INVERSION 法による結果のひとつが示されている。これは KRUEGER & MINZNER モデルをテスト・プロフィールとしてその時予想される輻射強度  $I(\lambda)$  を計算し、次にこの  $I(\lambda)$  を観測値と考えた等混合比をベースとした INITIAL GUESS より INVERSION を行ったものである。

またこの INVERSION 法を用いて内ノ浦のオゾン・ゾンデ<sup>®</sup> その他の観測と同時に同位置観測が成り立っているような場合について、BUV から求められたオゾン・プロフィールとの比較、検討も進められている。随つかのケースにおいてその結果を報告すること本発表の第 2 の目的としている。



\* 鈴木 第78回 学会講演子結果 P.82



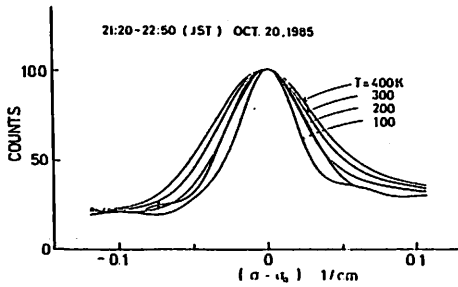
# 夜間大気光スペクトルによる熱圏下部の温度測定

斎藤文一・中川雅史  
新潟大理

夜間大気光  $OI \lambda 5577 \text{ \AA}$  のスペクトル・プロファイルからドプラー幅によって発光層温度を求めることが出来る。測定はファブリー・ペロー干渉計を用い、とくに出力スペクトル形を支配する、いわゆる装置関数の決定に、注意を払った。

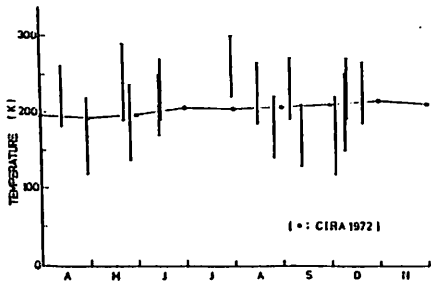
出力スペクトル形については、従来、フィネス値 (フリー・スペクトル・レンジ / スペクトル・

半値幅) で代表させて論ずることが多いが、とくに大気光のような対象で、微弱光源のため、鏡面全面を使用する場合には問題がある。このような場合には、鏡面の大局的な湾曲を避けることが出来ない。これは結局、フィネス値を悪くし、さらに装置関数を非対称にする。このように、いわゆるスプリカル・テフエクト効果は、装置の全体のフィネス値をまの他の要因、すなわち鏡面反射率によるものと鏡面のマイクロスコピック粗さによるものを、かきり上質の鏡面で作る、むしろ上まわるのである。微弱光源の場合は、さらに開孔フィネスの問題がある。



※1図  $OI \lambda 5577 \text{ \AA}$  スペクトル測定例.

使用装置は鏡面直径 50 mm, 鏡面間隔 20 mm (フリー・スペクトルレンジ 250 mK), 波長掃引はピエゾ電気法で、これは非常に使い易い。スファリカル・テフエクト・フィネスは 7.0 で、これは鏡面の一部を使用した場合と比較することによって、実験的に求めた。※1図の例は、アパーチャ (開孔) を 0.7 mm にした場合で、結局全フィネスは 4.0 である。



※2図.  $OI \lambda 5577 \text{ \AA}$  スペクトルから得られた熱圏下部温度の季節変化

※2図は、1985 の  $OI \lambda 5577 \text{ \AA}$  大気光について得られた発光層温度の時間的変化である。この結果について注意を引くのは、温度の変化は、季節的にも、また時間的にも、実験誤差を考慮しても小さいということである。大気光の強度そのものは、~2倍程度の変化が季節的にも、また日変化としてもあられることと考えると、この結果は、強度変化の原因として、熱的のもの以外、たとえば運動学的なものに求めるべきことを示している。

小川利紘・岩上直幹・柴崎和夫  
(東大理) (国学院大)

**緒言** ヨーロッパの研究者を中心とする成層圏気球キャンペーンに MAP/GLOBUS (Global BUdget of Stratospheric trace constituents) がある。第2回目のねらいは成層圏  $\text{NO}_x$  の日変化の観測とということとで、成層圏  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  の代表的なセンサーを世界中から集めて、1985年9月~10月フランスの気球基地 Aire sur l'Adour ( $43^\circ 44' \text{N}$ ,  $0^\circ 15' \text{W}$ ) で実施されることになった。

当方は  $\text{NO}_2$  分光計 (太陽可視分光法) をもって参加した。国際比較観測 BIC の結果  $\text{NO}_2$  測器の相互検定に若干の懸案事項が残っていたが、幸い BIC に参加した  $\text{NO}_2$  測器はすべてここに参加することになったので、気球観測の前に実験室内と野外地と測定で相互比較検定をやることになった。当方の  $\text{NO}_2$  分光計は、西独ユーリッヒ核研究機構化学研のヘルテン博士の大気冷却採取器のゴンドラに乗せてもらう予定で、このゴンドラは方向規正をしないため、太陽追尾の機構を変更する必要が生じた。そこで測器全体を新規に作り直すことにした。新型の  $\text{NO}_2$  分光計 Mark IV は、(1) 全方位太陽指向が可能で、ゴンドラの方向規正を必要としない、(2) 太陽追尾をトルクモータ駆動にして応答速度を約10倍速めた、(3) 近紫外のチャンネルを増設してオゾンも測定できるようにした、など旧型に比べて大幅な性能向上をはかっている。太陽追尾応答速度を速めたことで、航空機など動揺の速いプラットフォーム上でも使用可能となり、1985年12月の MAP 航空機観測で使用した結果、満足すべき動作をあることを確かめている。新型分光計はすでに、1985年4月デンバー大学の赤外分光計に同乗して、ニューメキシコで SAGE 衛星のグラウンド・ツルース観測を行ない良好な結果を得ている。

**観測** 第1回目の飛揚は日没時の観測を行なわれ、1985年9月19日 1205UT に行なわれた。当方の  $\text{NO}_2$  分光計はフラン

ス CNRS のゴンドラに乗せてもらった。同乗測器は、CNRS の  $\text{NO}_2$  分光計、ベルギーのスペース・エアロノミ研の太陽紫外・可視分光計 ( $\text{NO}_2$ ,  $\text{O}_3$  を測る)、それに名大空電研の  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  化学蛍光式測定器であった。同種測器による  $\text{NO}_2$  遠隔測定が3つも同乗しているが、これは測定の信頼性を高めようという意図による。オゾン層人的変化のアセスメントに際し、オゾン密度減少予測値が、 $\text{NO}_2$  密度の初期設定値により鋭敏に変化することが問題になっており、 $\text{NO}_2$  の成層圏高度分布を10%程度の精度で正確に測定することが、観測の方に要求されているのである。

気球は飛揚後約90分で高度32kmの水平浮游に移り、日没時の  $\text{NO}_2$  遠隔測定を行なった。夜に入って徐々に高度を下げ、昼間から引続いて稼働していた空電研の測定器は、直接測定により夜間の  $\text{NO}_2$  高度分布を測定した。

第2回目の飛揚は1985年9月24日 0220UT であった。今度は日出時の観測をねらった夜間の飛揚である。当方の測器が日出時の遠隔測定で  $\text{NO}_2$  の高度分布の観測をした後、徐々に高度を下げながら化学研の大気採取をして、日出後の  $\text{NO}_2$  の高度分布を出そうというものである。飛揚後約100分後に高度34kmの水平浮游に入り日出を迎えたが、当方の測器の太陽追尾が不完全で、 $\text{NO}_2$ ,  $\text{O}_3$  の高度分布の解析には使用するにはデータの質が不十分であった。気球は日出後緩降下して大気採取を行なった。

現在各グループ毎のデータの解析が進んでおり、1986年4月にフランスでデータの検討会を開く予定がある。当方はこの観測に合わせ、フランス上空で EXOS-C の観測も行なったので、オゾン分布のデータも提供できる。

上層大気中 NO<sub>2</sub> 量の観測と解析

—大気中における光二次散乱過程—

木山喜隆・斎藤文一

新潟大理

成層圏の NO<sub>2</sub> 量の測定に、薄明の空の観測が有効である。その理由は、図1に示すように、太陽光の一次散乱過程の考察で定性的に説明できる。この解析に用いる波長4400 Å付近の Rayleigh 散乱の結果、地表付近を通る光線ほど、より強く減光される。そのため、太陽から天頂方向の空に直接到達する光の強度は、低い高度ほど弱くなる。他方、空気分子の数密度は、高度の増大と共に減少する。従って、天空輝度は、ある高度で最大値をもつ高度の関数である。NO<sub>2</sub>層が地表付近に存在するならば、天頂方向の垂直光路の吸収のみであるから、天頂の空のスペクトルは、吸収の弱い効果しか現われない。しかし、NO<sub>2</sub>層が上層にあるならば、大気中の長い経路光路による吸収の効果が、強く現われる。即ち、薄明の空のスペクトルは、対流圏の NO<sub>2</sub> の影響を受けにくいと言える。

光二次散乱過程の解析については、Noxonら  
の方法に従い、NO<sub>2</sub> の高度分布モデルとして、  
図2のように、層厚10 kmで数密度  $n_1 \text{ cm}^{-3}$  の層の  
上下に層厚5 kmで数密度  $n_2 \text{ cm}^{-3}$  の層を配置し、  
 $n_1/n_2 = 3/2$  とする。中心高度30 kmで成層圏内  
の総柱状強度  $E$ 、それぞれ  $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ,  $5.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ,  $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  の場合について、NO<sub>2</sub> の吸収  
のある波長4396 Åにおける NO<sub>2</sub> の存在する  
ときの強度  $I_{\text{abs}}$  と NO<sub>2</sub> のないときの強度  
 $I_{\text{zero abs}}$  との比  $I_{\text{abs}}/I_{\text{zero abs}}$  の太陽天頂角  
依存性を図3に示す。二次散乱過程まで含  
めた場合の効果は、太陽天頂角 ( $\alpha$ ) が  $96^\circ$   
以上で現われる。

観測結果については、1985年10月3日と  
23日の2例を講演時に示す。

参考文献

Noxon, J. F., et al., *J. Geophys. Res.*, vol. 84, 5047, 1979.  
Saito, B., and Y. Kiyama, *Bull. The Niigata Airglow Obs.*,  
No. 10, 1, 1982.  
Kiyama, Y., and B. Saito, *Bull. The Niigata Airglow Obs.*,  
No. 11, 1, 1983.

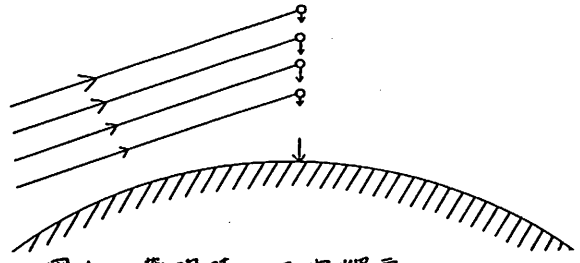


図1. 薄明時の天空輝度。  
矢印の大きい光線ほど強度が大きい。

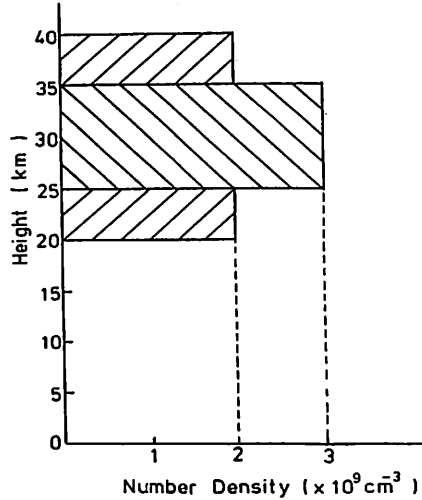


図2. NO<sub>2</sub>層の高度分布モデル。  
総柱状強度が  $5.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  の場合。  
NO<sub>2</sub> Peak Height 30 km

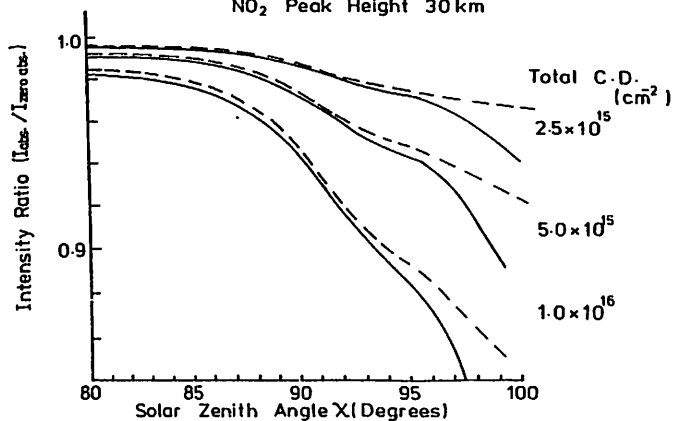


図3. 破線は一次散乱過程のみの場合。  
実線は二次散乱過程まで含めた場合。

仲野 賢、竹内利雄、大石 祐司、秋山 靖広

(名大空電研)

はじめに

雷放電によって大気微量成分 (NO、NO<sub>2</sub>、N<sub>2</sub>O、CO 等) が生成されることは、ふるくから指摘されているが、実際の大気中の観測はまだ多くない。雷放電による NO<sub>2</sub> 生成量を見積もる目的で 1985 年夏群馬県において、雷雨時に太陽散乱光スペクトルの予備的な分光観測を行った。観測期間中の4日の雷雨についての観測結果を報告する。

観測

分光器は ツリタナ型で受光素子は フォトリソグラフィを用いている。光のガイドは光ファイバーにより行っておりファイバー入口の視野は約 2° である。近くに雷雲が発生したとき、このファイバーを雷雲の方向に向けて 2分毎に太陽散乱光のスペクトルを観測し、440 nm 付近の NO<sub>2</sub> 吸収を測定した。雷放電は約 50 km 以内の雷放電を検知できる電界計に

より観測し、雷雲の位置は小型気象レーダーで監視している。観測は 1985 年夏約 1月群馬県藤岡市で行った。

観測結果

観測期間中4日の雷雨について、2分毎の NO<sub>2</sub> 吸収の時間変化を図1に、10分間の放電数の時間変化を図2に示す。7月20日の雷雨では、14時~15時の雷活動より約30分遅れて NO<sub>2</sub> の吸収が増加している。レーダーは南西 0~10 km にあって、ファイバーは風下側の北東方向を向いていたので遅れて影響があらわれたと考えられる。8月13日の雷雨は 20~40 km の遠方であるが雷活動が活発であったため、NO<sub>2</sub> 吸収はわずかではあるが徐々に増加傾向を示したものと考えられる。今回の予備的な観測で NO<sub>2</sub> 吸収の増加傾向が得られたので、今後測定器・測定方法を改善して観測を行う予定である。

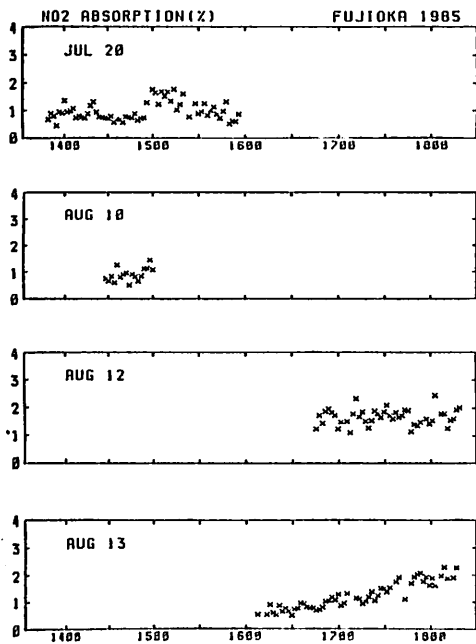


図1. NO<sub>2</sub>吸収の時間変化

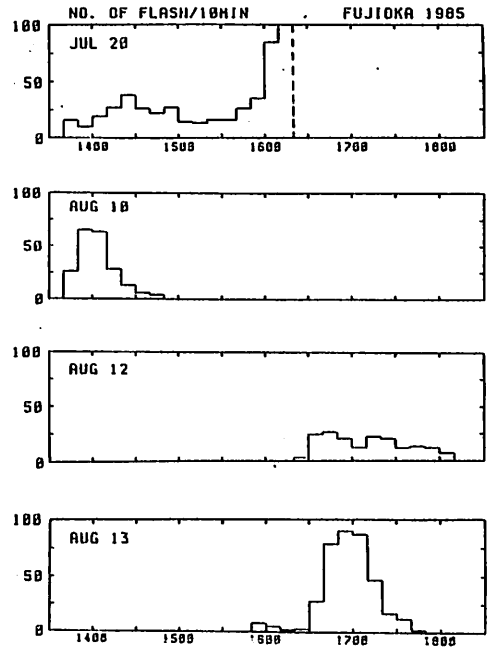


図2. 雷放電数の時間変化



柴崎和夫・岩上直幹・小川利純  
(国学院大) (東大理)

1. はじめに

南極MAPの一環として昭和基地(69°S)において計3回(表1)の成層圏NO<sub>2</sub>高度分布の大気球観測を実施した。これにより南半球高緯度地方の夏期間成層圏NO<sub>2</sub>分布がほぼ明らかになったと考えている。

2. 結果

図1に3回の観測で得た高度分布を示す。11月中旬以降成層圏内では実質的な日没はなく、日没、日の出に対応するデータが連続的に取得できる。図1にはそのうち日没、つまり太陽天頂角が大きくなっていくとき得た分布をまとめてある。

図2には我々のグループが行った中緯度の観測結果を示す。図1と比較して25km以上では実質的に違いはないと言える。これは意外でもなく、図3、またオゾン観測等でも明らかのように突然昇温のmain phaseも既に終了しており成層圏上部にはより低緯度側の大気塊が流入している結果であろう。地上からのNO<sub>2</sub>全量観測結果もこの時期成層圏NO<sub>2</sub>全量は南半球中緯度の値と同程度であることを示している。

Table 1. Details of balloon observations at Syowa station (69° S, 39.6° E).

	B <sub>5</sub> JA21	B <sub>5</sub> JA25	B <sub>5</sub> JA26
Launching Date, time	Nov. 24 '82 17° 08° LT	Nov. 12 '83 19° 25° LT	Nov. 20 '83 18° 30° LT
Maximum Ceiling Altitude	27.5 km	28.8 km	28.8 km
Altitude at Maximum SZA	25.4 km	28.8 km	27.1 km
Maximum Solar Zenith Angle	92.1°	91.9°	91.3°
Data Acquisition Period	~ 16 hours	~ 9.5 hours	~ 9.5 hours
Scientific Instruments	NO <sub>2</sub> Spectrometer, Ozone Sende, Ionization Chamber		

図1

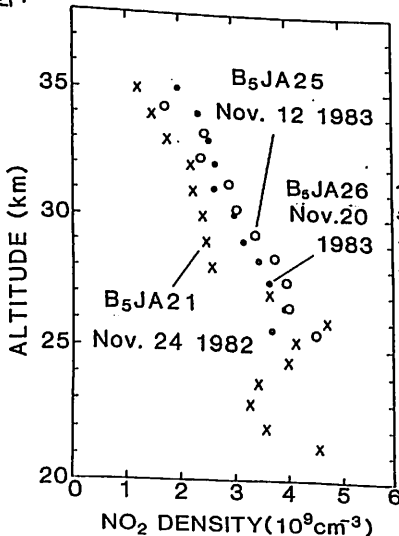


図2

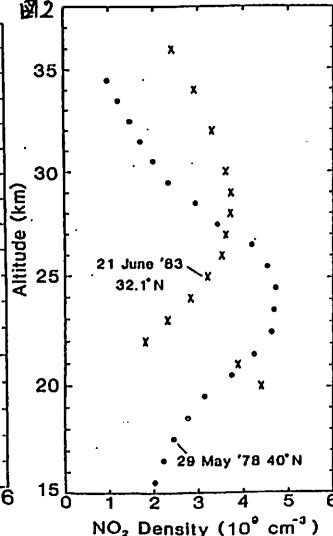
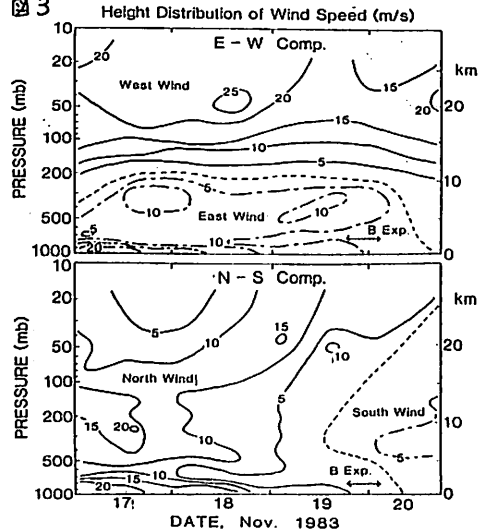


図3



対流圏一成層圏NOの気球観測  
(MAP-GLOBUS NO<sub>x</sub> campaign)

近藤 豊・岩田 晃・高木増美・森田恭弘(名古屋大学空電研究所)  
W. A. Matthews (DSIR, New Zealand)  
J. P. PommerEAU (CNRS, France)

1985年の秋にフランスのAire-sur-l'Adourにおいて、NO<sub>x</sub>の気球観測を主目的としたMAP GLOBUS NO<sub>x</sub> campaignが実施された。我々はこの国際共同観測に参加し、2回の気球実験に成功した。用いた測定器はケミルミネッセンス法に基づくNO検定器である。

MAP GLOBUS NO<sub>x</sub> campaignの詳細については、60年度大気シンポジウム及び、MAPシンポジウム報告に書いたのを、それを参照されたい。

1985年9月19日に第1回目の実験が行なわれた。NOに関しては、ほぼdata reductionは終了し、精度の良い測定が行なわれたことを確認した。

今回観測されたNOの特徴をまとめると次のようになる。

#### 高度分布

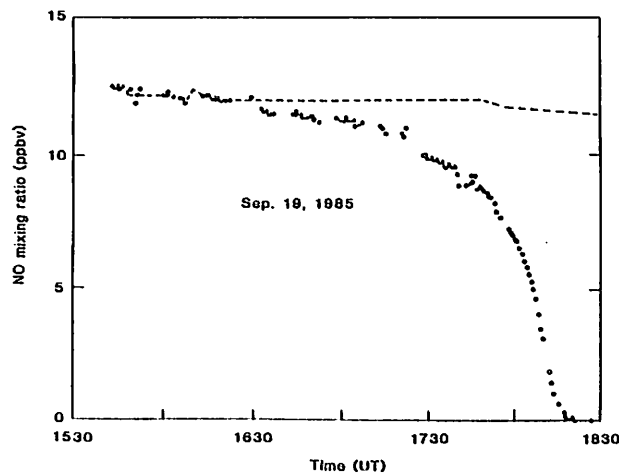
- 1) 対流圏界面のすぐ下(12-13 km)にNO密度の大きな層が存在する。
- 2) 15-33 kmでのNOは、Ridleyのグループの測定値の範囲内に入っている。
- 3) 83年の同時期に、我々測定した値と比べると、40-50% 近く大きな値となっている。

#### 日変化

日没1時間前位からNOの減少が始まる。(図)

これは、83年の我々の結果と一致し、夕方のNOのゆっくりした減少は再現性のあることを確認できた。

従って、今後精密な日変化のモデル計算との比較が、可能となるはずである。



伊藤富造・ 本田秀之・ 久保治也・ 宮永 健・ 巻出義紘

酒井 均・ 堤 眞・ 蒲生俊敬・ 中澤 高裕

\*宇宙研    ! 東大理    !! 東大海洋研    \*\*東北大理

1. はじめに    本年は、クライオサンプリングシステムを開発し、成層圏大気の採取及びそれに含まれる微量成分気体( $CCl_3F, CCl_2F_2, CH_4, CO_2, N_2O$ )と炭素の同位体比( $\delta^{13}C$ )の分析を行なった。今回の実験では、気球は昭和60年9月3日三陸大気球実験場より放球され、飛揚も正常に行なわれた。高度を変えながら6本の容器に大気の採取を行ない、機器も無事回収された。このうち4本の容器の試料について、各成分とも非常に良好な分析結果が得られた。図1にサンプリングシステムのブロック図を示す。

2. 結果    図2、3には、それぞれハロカーボン( $CCl_2F_2, CCl_3F$ )とメタン濃度の高度分布、 $CO_2$ 濃度の逆数に対する炭素の同位体比を示す。ハロカーボンは、地上付近では毎年4~5%の割合で増加しているにもかかわらず、成層圏内での変化についてはまだ結論を出すところまで至っていない。 $CO_2$ は今回から高精度の分析法(NDIR)を導入したため、良好なプロファイルが得られた。また今回の炭素の同位体比と $CO_2$ 濃度の関係データから、成層圏内では高度によって大気に含まれる $CO_2$ の生成年代に比較的大きな相違があるのではないか、ということがわかった。高度19kmから25kmにかけて $CH_4, CO_2$ 共大幅に濃度に変化している(拡散だけでは説明しにくい)ことも考え合せると、25km付近の大気の移送の問題に非常に興味深いデータを提供していると思われる。

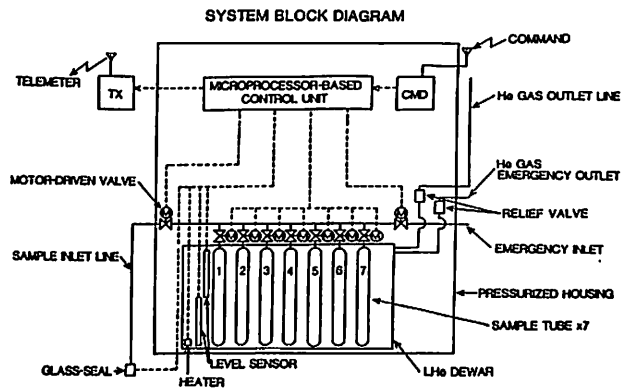


図1

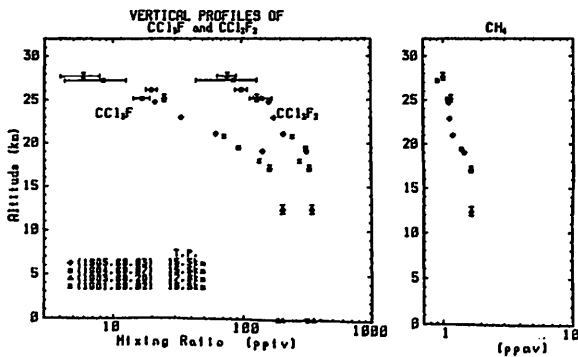


図2

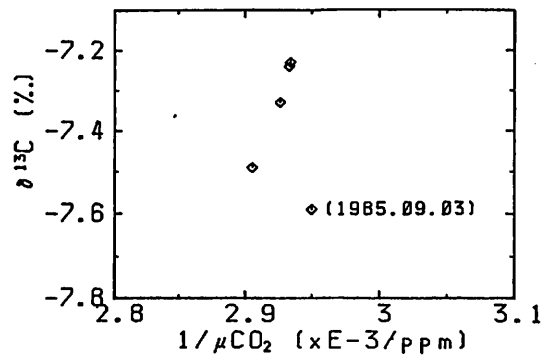


図3

## 航空機観測用オゾン測定器

小島 浩、近藤 豊、高木増美、森田恭弘、岩田 晃  
名古屋大学空電研究所

### 1、はじめに

従来、市販のオゾン-エチレンの化学発光（ケミルミネッセンス）を利用したオゾン測定器では、サンプルする大気及びエチレンの流量は、大きな圧力、温度変化に対してコントロールされておらず、航空機観測において、高度の変化による気圧及び温度の変化に伴って感度が変化してしまうという問題点があった。

測定器の信号出力が、ある圧力範囲に関しては、

$$\text{output} = c F v \chi_{O_3}$$

$c$  = instrument constant

$F v$  = sample mass flow rate

$\chi_{O_3}$  = ozone mixing ratio

という関係になる。従って、サンプルする大気及びエチレンの質量流量をコントロールすることにより、信号出力が気圧及び温度に関係なくオゾン混合比に比例させることが可能になるはずである。そこで我々は、このような機能を持った測定器の製作を行った。

### 2、実験室における評価

製作したオゾン測定器の出力の値をオゾン濃度の関数として図1に示した。また圧力変化に対する感度の変化を図2に示した。

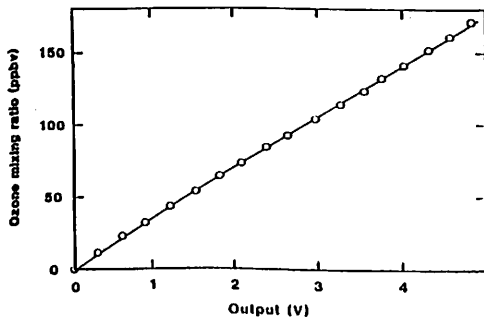


図1

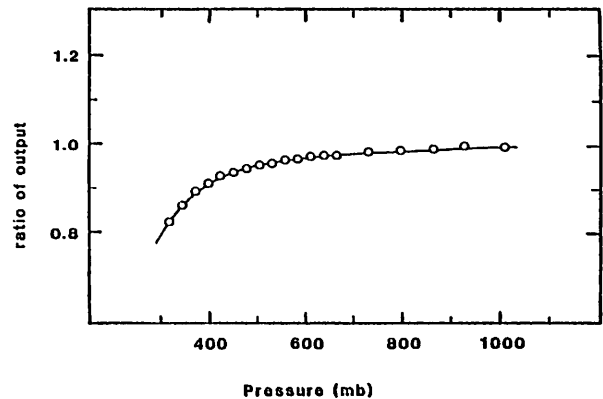


図2

図1から解るように、オゾン濃度に対する測定器の出力はかなり良い直線性を示している。また感度変化は500mb以下の圧力範囲で5%以内に収まっている（図2）。

### 3、航空機観測

1985年12月16、17日に北緯26度から38度にわたって航空機観測を行い観測データを得た。

# ニューメキシコにおける成層圏微量気体測定 SAGE II との共同観測

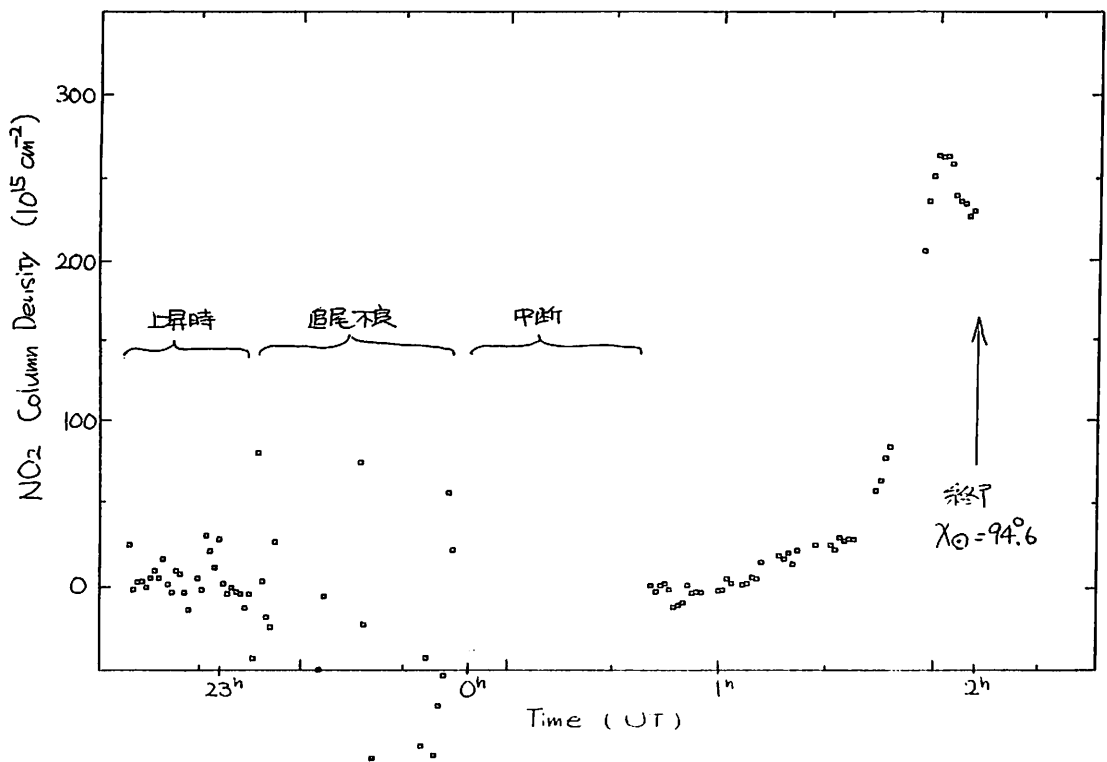
岩上直幹, 小川和紘  
(東大理) (東大理)

NASAの放射収支測定衛星(ERBS)に搭載された成層圏観測装置(SAGE II)の地上校正を目的とし, 1985年4月30日ニューメキシコ州アラモゴルドにおいてデンバー大学のMuncray等が行った気球実験に便乗して成層圏 $\text{NO}_2 \cdot \text{O}_3$ の測定をすることができた。SAGE IIは385nm~1020nmにおける7色の地球周縁観測光から, エーロゾル・ $\text{NO}_2 \cdot \text{O}_3$ などの数密度分布を測定する。地上校正はアラモゴルドの他ウラミー, ナタル, ポークフラットでも行なわれており, 国内では九大, 水研などのライターおよび空電研, 水研の航空機観測などが参加している。

測定器は凹面ホログラフィック回析格子を用いた分光器と太陽追尾装置の組み合わせ

せて, 330nm および440nmでの差分吸光により大気中の $\text{O}_3$ および $\text{NO}_2$ を定量する。また追尾装置にはギヤを用いず, 二軸共直接駆動にして高速化を計り, 上昇時におけるデータ取得をねらった。

実験は風のため遅れ, 良い地上校正とはならなかったが, 4月30日夕刻に行われ放球100分後にゴンドラは高度31kmに達した。測定器はしばしば追尾不良を起したが, 日没時までデータを取得することができた。解析結果の一部を下図に示す。デンバー大学はヘリウム冷却の干渉計で大気放射を上昇時から夜間まで測定し良質のスペクトルを得た。



# 航空機搭載CO<sub>2</sub>ライダーによる 都市部エアロゾルの測定

板部敏和, 浅井和弘\*, 石津美津雄, 有賀規, 五十嵐隆.  
電波研究所, \*東北工業大学

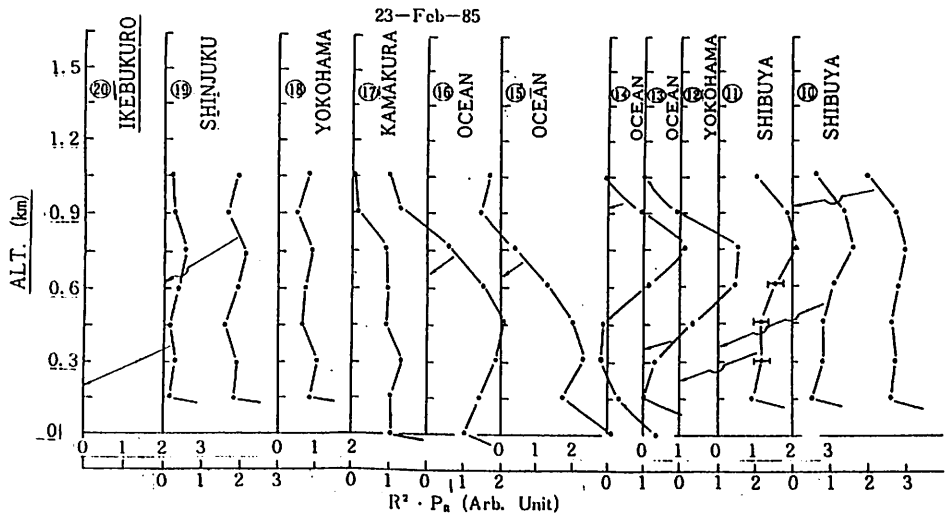
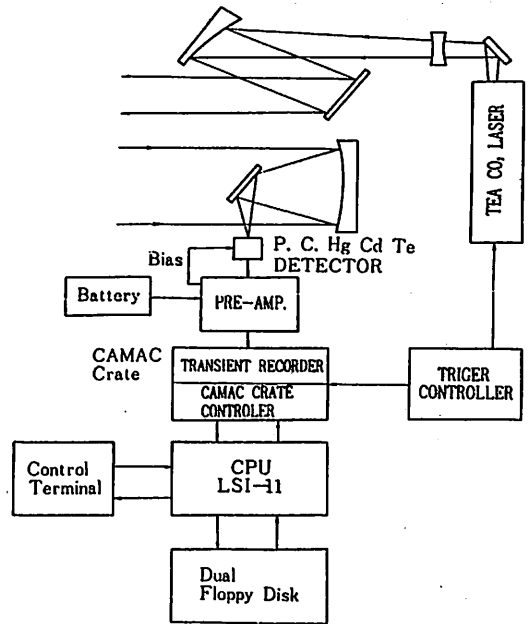
電波研では、差分吸収方式(DIAL)の航空機搭載CO<sub>2</sub>ライダーの開発を行っている。これは光化学スモッグ発生時におけるオゾンの三次元分布を測定しようとするもので、水平方向の二次元については、航空機の移動によって、また垂直方向については、大気中微粒子によるMie散乱をパルスレーザを用いて受信し、高度分布を求める。DIALとするため、On-lineとOff-lineの二波長のレーザを必要とするが、今回は航空機搭載ライダーシステムのMie散乱受信を目的として、一波長のレーザをもちライダーによる飛行試験を行ったのでその結果を報告する。図1は、航空機搭載CO<sub>2</sub>ライダーのシステム構成を示している。

飛行実験は、1985年の冬に実施された。飛行高度は、1.7kmであり、CO<sub>2</sub>レーザは下方に向けて発射し、エアロゾルによるMie散乱は再び航空機上で受信される。距離Rからの受信電力P<sub>R</sub>(R)は通常のライダー方程式で与えられる。

$$P_R(R) = k \cdot \frac{B}{R^2} e^{-2 \int (\sigma_g + \sigma) dr} \quad (1)$$

Bはエアロゾルの後方散乱係数で、σはエアロゾルの減衰係数である。σ<sub>g</sub>はCO<sub>2</sub>と水蒸気によるものが主で、σ<sub>g</sub> = 0.08 km<sup>-1</sup>となる。図2に得られたR<sup>2</sup>補正の受信電力(R<sup>2</sup>P<sub>R</sub>(R))で表わした結果を示している。飛行実験の結果から

東京都内の地上の高度分布と海上のものでは海面付近において、R<sup>2</sup>補正の受信電力が小さいのが認められる。エアロゾルの量を、さらに適確に把握するために、エアロゾルの減衰係数σで表わすことができる。これにはKie七七の方法があり、この方法で解いた、σの高度分布についても報告することを予定している。



# 南極成層圏エアロゾルの冬期の増大 (I)

## エアロゾルの数について

岩坂泰信

名古屋大学水圏科学研究所

のでそれ等を報告する

文献

Staele et al. (1983), *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2055 ~ 2067.

Iwasaka et al. (1985), *J. Geomag. Geoelectr.*, **37**, 1087 ~ 1095.

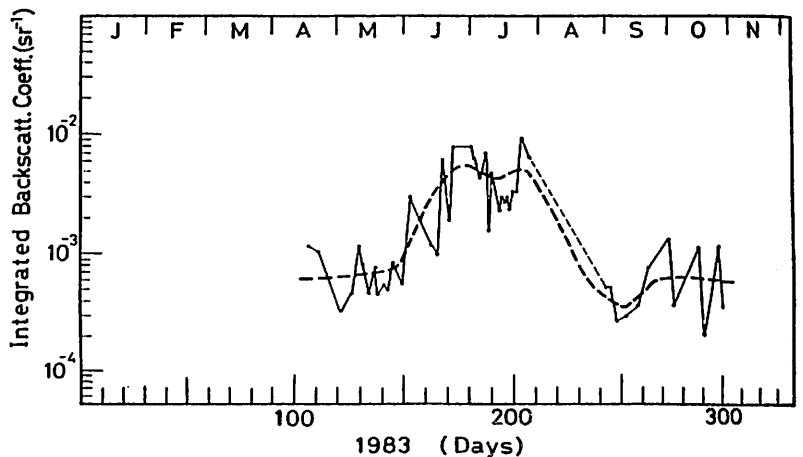
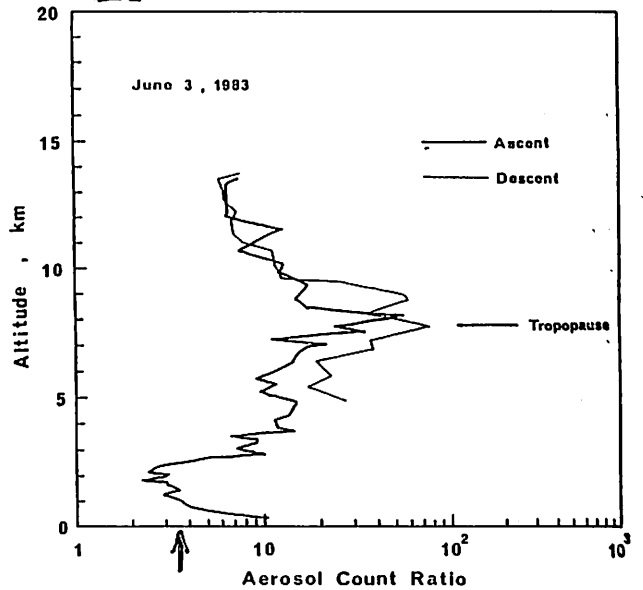
南極成層圏が冬期に着るしく低温になることと関連して、エアロゾル層の構造が大きな変化を示すことはすでに報告されてきた。しかし、この現象を物理的に説明しようとするとき、情報が少ないこととあって、そう単純ではなさそうである。すでに Staele 等 (1983) によると、エアロゾルの氷晶化が冬期の成層圏エアロゾル量の増大を説明する主要要素として提案されている。現在南極MAPで得られた資料の検討がすすんでいるが、「エアロゾル層の冬期の増大現象にエアロゾル数濃度の変化が関係しているか否か」という点から問題を考えてみる。

Aerosol count ratio の意味するもの :

1983年6月1日頃から急速に増加しはじめたエアロゾル層のようすは、レーザレーダによって観測されていた。6月3日にこれに合わせて気球観測が実施され、図1に示すような結果を得た。図1の中で目立つ事は、Count Ratio,  $N(r > 0.15 \mu\text{m}) / N(r > 0.25 \mu\text{m})$  :  $N$  はエアロゾルの単位体積あたりの濃度、がきわめて成層圏で大きいことである。通常の値とくらべると、かなり小さい粒子に富んでいることが予想される。さらに強調されるべき事は、この分布が示す大気状態は、非定常性の高いものである。よほど活発な粒子の生成が行われていると考えられる。

H<sub>2</sub>O分子のエアロゾルとの衝突 : 水分子の衝突によってエアロゾルが急速に成長し大粒子と次々と作って、観測に含める程度まで粒子を生成するに必要の条件と数値実験から

図1



EXOS-B SFAの周波数較正と

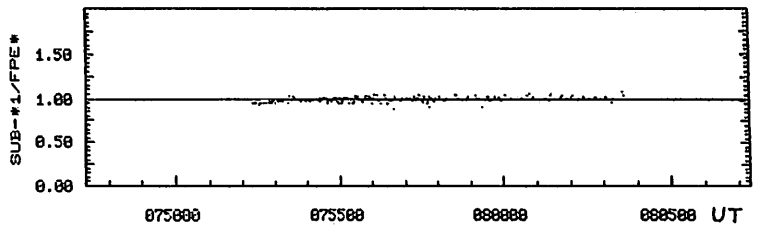
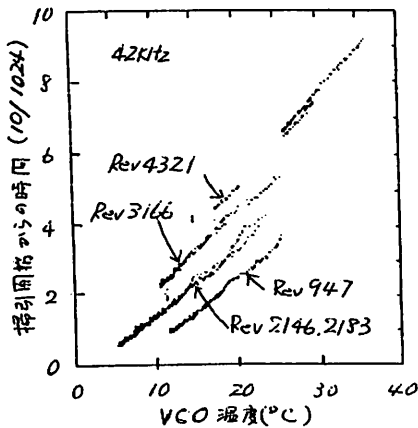
電子ビーム放射により励起される波動

宮武貞夫  
(電通大)

小菅 理  
(電通大)

EXOS-B (ロマン) によるプラズマ波の観測は1978年7月の打上げからほぼ5年にもわたり行われてきた。SFA (Sweep Frequency Analyzer) によるスペクトル測定は10kHz~3MHzの周波数帯で上部電離層からプラズマボーズ外側に至る広範囲領域で実行され多くのデータを蓄積している。これらのデータはアナログデータとして保存されているが主としてデータ処理の繁雑さから多くが不解析のまま残されていたが、SFAの掃引開始点の自動検出、スペクトルピークの位置、強度検出、複雑なスペクトル構造の識別を行うための解析のためのツール等から成るソフトウェアシステムPASA (Personal Computer Aided Spectrum Analyzer) の開発によりこれらの繁雑さは極めて軽減されている。

しかしながらEXOS-BのSFAは測定されたスペクトルの周波数と、その波動のモード決定、励起機構の解明に必要な精度で決定する有効な手段と欠いていることと新たな問題として生じてきた。これはSFAが実質的には4個のVCOで4つの周波数帯を掃引し、それぞれのVCOの発振周波数が温度特性をもちながら経年変化を示すことによる。ここではEXOS-Bの較正信号を用いてVCOの温度及び観測日時を周波数としてSFAの周波数較正式と併用する手法を示すと共に、その較正式を用いて電子ビーム放射時に励起される多くの波動の周波数を明らかにすると共に、これらの波動の特性について述べる。また波動の励起機構を知るために必要な衛星の位置の決定法についても述べる。



$f_{UH}$  と 19RF から求めた  $f_p$  と 観測された波動の周波数との比  
FIG. 2

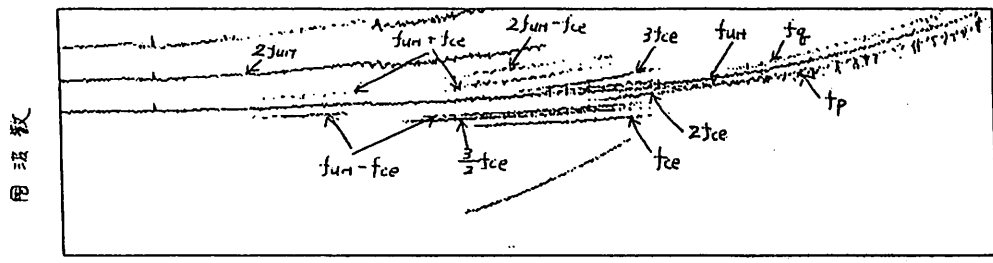


図 10  
CBE 動作時に電子ビームにより励起された波動。  $f_{UH}$ ,  $2f_{UH}$ ,  $3f_{UH}$ ,  $f_{ce}$ ,  $2f_{ce}$ ,  $3f_{ce}$ ,  $\frac{3}{2}f_{ce}$ ,  $f_p$ ,  $f_g$ ,  $f_{UH} \pm f_{ce}$ ,  $2f_{UH} - f_{ce}$  といふ多くの波が励起されている。



AMPTE イオン雲放出実験の計算機シミュレーション

白井 英之, 大村 善治, 松本 紘, 木村 盤根  
 (京大工) (京大工) (京大超高層) (京大工)

1985年、米国、英国、西ドイツの3国共同で打ち上げられた3つの衛星AMPTE (Active Magnetospheric Particle Trace Explores) により宇宙空間にリチウムやバリウムのイオンを放出する能動実験が行われた。(図1) 放出されたイオンを疑似太陽風プラズマとし、磁気圏との相互作用を調べるのが目的であるが、イオン雲放出の際の波動の励起、太陽風プラズマへの影響、また、イオンの加熱などの現象についての観測も行われた。このようなイオン雲放出によって生じる低周波の現象についてハイブリッドコードを用いてシミュレーションを行ったので報告する。今回は、イオン雲放出に伴う現象の基本的な特性を調べることを目的として、一次元のシミュレーション空間に熱速度を持ったイオン雲を局所的に置くという簡単なモデルのもとでシミュレーションを行った。(図2) 背景イオンおよびイオン雲の両者共、初期のドリフト速度は零である。外部磁場はシステムと平行(x方向)にとっている。以下に、シミュレーション結果をまとめる。

- (1) イオン雲と背景イオンの境界における急峻な短波長の電界 $E_x$ 成分によるイオン加速と、音波モードの励起。(図3)
- (2) 加速イオンの異常サイクロロン共鳴によるRモード波の成長。(図4)
- (3) イオン雲内における各電磁界成分の減衰。(図3)

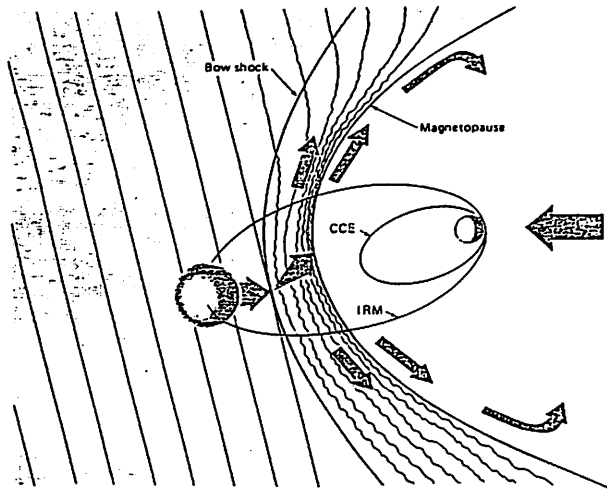


図1 AMPTE実験の概念図

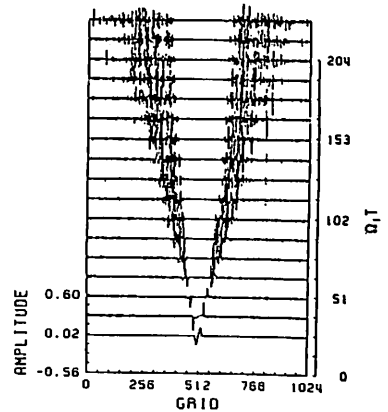


図3 電界 $E_x$ の時間変動

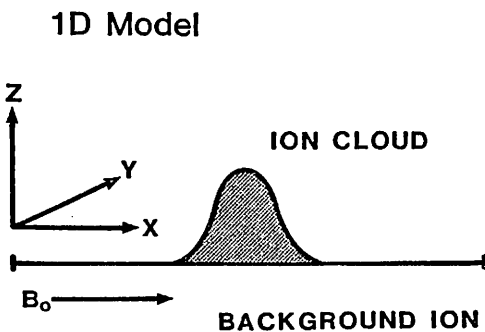


図2 シミュレーションモデル

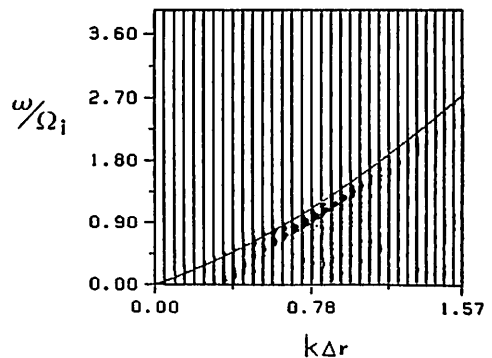


図4 Rモード波の成長

## II-53 第4回日米共同テザーロケット実験 結果報告

佐々木進 小山孝一郎 河島恒樹 大林辰蔵 \*平尾邦雄  
宇宙研 \*東海大

昨年12月14日午前0時 第4回目の日米共同テザーロケット実験が 米国ニューメキシコ州ホワイトサンズで行なわれた。この実験は導電性のワイヤーをつけたままロケットを親子分離し電子ビーム（最大1kV80mA）を放射するとともに 両ロケット間に高電圧を印加して電離層プラズマの反応を調べようとするものであった（第1図）。ワイヤーの伸展 電子ビームの放射とも予定どおり行なわれた事が搭載された35mmカメラにより確認された。第2図に地上を背景とした電子ビーム放射の観測例を示す。現在までに解析された主な結果は次のとおりである。

### 1 電子ビーム放射に伴うロケットの帯電

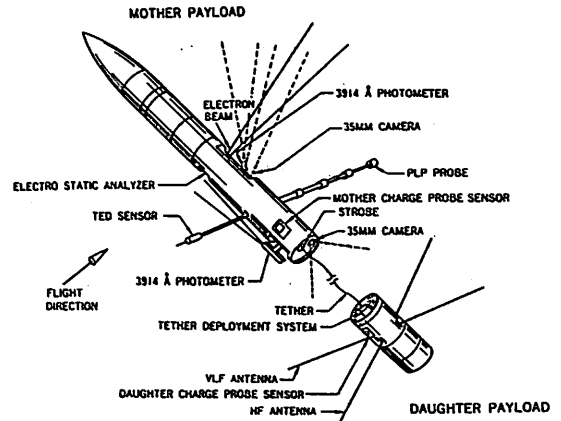
電子ビームを放射する親ロケットのポテンシャルがシースの外側に位置した子ロケットを基準として測定された。電子ビーム放射中の飛しょう体の電位についてはこれまで各種の方法が試みられてきたがいずれもシース内での測定で説得力に欠けていた。今回初めて信頼性の高いデータが得られた。第3図に解析した結果を示す。全体としてはプラズマ密度が高いほど帯電電圧が小さいという結果が得られたがビーム電流80mAの時はプラズマ密度に対する顕著な依存性はみられない。

### 2 電子ビーム放射に伴う波動の励起

プラズマ密度が低い（帯電効果が大きい）ほどVLF波動の励起は強いという結果が得られた。このことは帰還電子のエネルギーが波動励起のメカニズムと密接な関係を持っていることを示唆している。この波動は子ロケットに搭載された受信機で計測されたものであるが興味深いことに 波動強度は親子ロケット間の距離が大きくなっても顕著な減衰はみられなかった。

### 3 ワイヤー伸展に伴う背景波動強度の増大

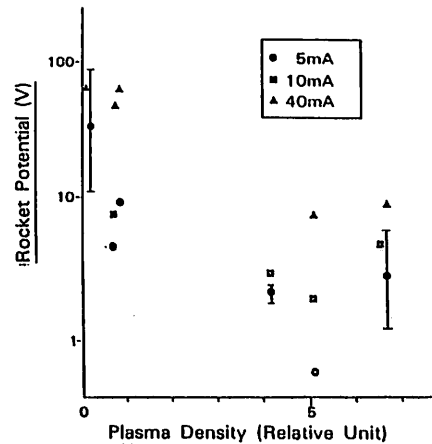
ワイヤーは最大426m迄伸展したが それに伴い背景波動に対する受信感度の上昇がみられた。このことはワイヤーがアンテナの役目を果たしたことを示している。



第1図



第2図



第3図

Es層遠距離異常伝搬波の予備観測

巨 慎一, 根本 長四郎, 森 弘隆, 石嶺 剛  
郵政省電波研究所 平磯支所

スプラディックE層伝搬波(Es波)による混信は、問題にされて久しくなるが、根本的な解決は、なされていぬのが現状である。しかし、近隣諸国の放送局の増加に伴ない、Es波による混信は、今後、悪化していく傾向にあると思われる。そこで、Es層の発生予報、警報さらに混信除去法について、知見を得るために、新たな観点から観測を始める必要がある。今回は、VHF帯におけるEs波の偏波特性について調べたので報告する。

Es層伝搬により、偏波面の回転が起こるかどうかということ、Es波による混信障害を妨ぐ上で重要な問題であるばかりでなく、その反射機構を解明する上でも意義あることである。たとえば、偏波面が保存されたのであれば、送信波を水平偏波、垂直偏波と使いわけることにより、混信障害を軽減することができる可能性がある。逆に、偏波面が保存されないのであれば、受信側で偏波ダイバーシティを伴うことにより、妨害を減らせる。

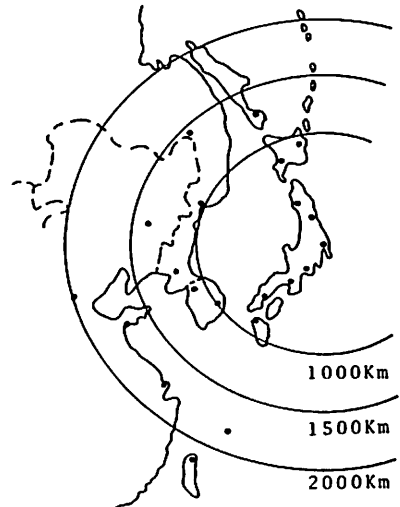


図2 Es波の到来する日本の周辺地域への半値角は約120度で中国北部、韓国から沖縄までカバーしている。(図2)偏波識別度は~15(dB)程度である。

図3は、水平、垂直偏波アンテナの受信信号強度と受信時間率の関係を示したものであるが、送信は水平偏波で行なわれているにもかかわらず、垂直偏波成分がかなりの強度で受信されることか分かる。すなわち、VHF帯においても偏波面の回転がかなり大きいことか分かる。

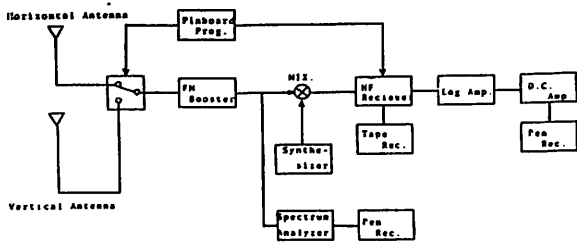


図1 受信装置

受信装置は、図1のような構成にわ、ている。ピンホートプログラマーにより、水平、垂直偏波アンテナの切り換え及び受信周波数の切り換えを行って、定常的に受信波の強度を記録した。また、Es波到来時、スペアナと、周波数スペクトルの記録を行った。アンテナには、広帯域の対数周数アンテナを使用した。アンテナ

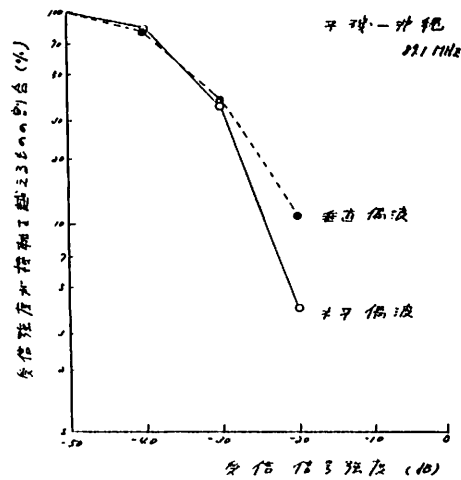


図3 水平、垂直偏波アンテナの受信信号強度と受信時間率の関係。

長尾 健治 , 羽倉 幸雄  
(埼玉大工)

電波研究所犬吠電波観測所(34°42'N, 40°52'E)では、NAA-17.8kHz、NPG-18.6kHz、Aldra-13.6kHzなどのVLF信号波の位相強度をC<sub>s</sub>ビーム周波数標準器を含む受信装置を用いて高精度測定を行い、1969年以降のSPA(Sudden Phase Anomaly)-太陽X線バースト、PCPA(Polar Cap Phase Anomaly)-太陽プロトンバーストの表を出版している。<sup>(1)</sup> 代表的なSPA、PCPAについてはすでに研究発表がなされている<sup>(2)</sup>が、ここでは、16年間のデータを用いて行ったいくつかの統計解析結果を示す。

1) 太陽周期変化

第1図は1975-1984年にHaiku-犬吠回線  
で検出されたSPA発生頻度の6ヶ月の移動平均値と太陽  
黒点数の日々変化である。両者の概略の相関は存在するが  
太陽活動度の発達初期(1978)と下降期(1981-  
1982)にSPA発生頻度の著しい増大が見られる。

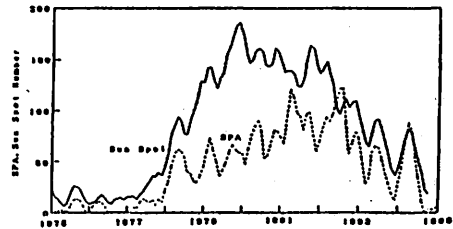
一方PCPAは1969-1984年の16年間に  
139個検出されたが、その年別発生頻度を太陽黒点数の  
年平均値と比較したものが第2図である。この図も概して  
太陽活動度依存性は存在するが、極小期(1973-  
1976, 1983-1984)にもPCPAは発生してい  
る。第2太陽周期(1977-1985)においても、通  
説通り、太陽活動度上昇、下降期にPCPAは多発し、  
1978、1982年にこの2つのピークが存在する。し  
かし低エネルギー太陽プロトンによる第3のピークは存在  
しない。<sup>(3)</sup>

2) 最大位相偏位  $\Delta\phi_{max}$

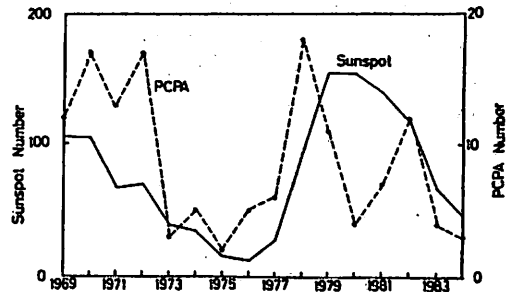
と太陽X線、プロトンフラックス

第3図は、Haiku-13.6kHzの $\Delta\phi_{max}$ と  
SMS/GOESによって観測された太陽X線(1-8A)  
バーストの最大値との相関である。ただしUTで3時間毎  
に分割してある。 $\Delta\phi_{max}$ が、X線強度及び、回線の天頂  
角に依存していることは明らかである。第2図に示した  
PCPA中最大位相偏位は1972年8月4日の417.0°  
である。第3図同様に $\Delta\phi_{max}$ と、IMP, GMS衛星に  
よって測定されたプロトンフラックスも良い相関を示す。  
ただし $\Delta\phi_{max} < 50^\circ$ 以下のPCPAは検出が困難であ  
る。

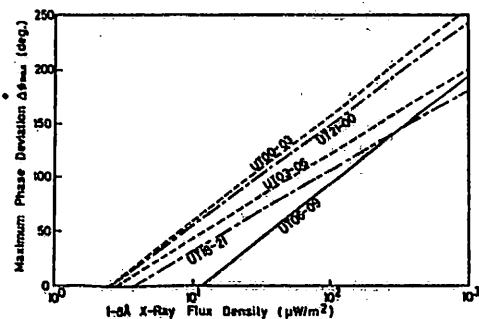
1984年以降の資料を提供して下さい。犬吠電波観測  
所に感謝いたします。



第1図 SPA発生頻度の6ヶ月の移動平均値と  
太陽黒点数の日々変化



第2図 太陽黒点数の年平均値と  
PCPAの年別発生頻度



第3図 SPAの最大位相偏位  $\Delta\phi_{max}$  と  
太陽X線(1-8Å)バーストの最大値

- (1)Radio and Space Data, Radio Res. Lab., No.4 (1977)  
5(1978),6(1979),7(1980),8(1981),10(1982),11(1983),14  
(1984),16(1985).
- (2)電波研究所季報, 第31巻 特集号2, 1982年6月~9月の太陽地球間擾乱現象(1985).
- (3)Y. Hakura, Solar cycle variation in energetic  
particle emissivity of the sun, solar physics  
39, pp.493-497(1974).

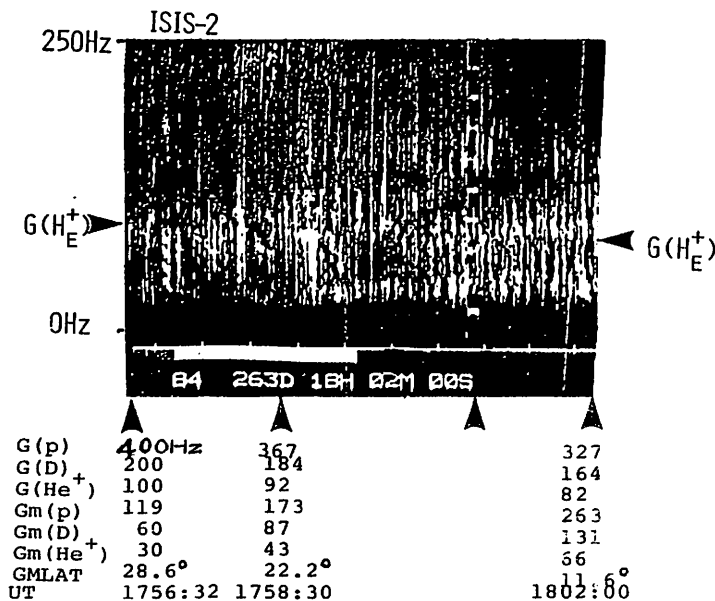
渡辺 成昭  
電波研究所

多数成分のイオンを含む上部電離圏及び下部磁気圏のELF波動は、イオンと相互作用し、各イオン間にあるクロスオーバー、カットオフ、LHR周波数での波動の振盪により、複雑なダイナミックスパクトルのパターンを作り出す。ISIS-VLFデータの場面解析により、CartwheelでもOrbit Alignedでもないスピン時の衛星の姿勢により赤道磁気圏要素ホイスラの非ダクト性伝搬、及びヘリウムジマイロ周波数  $G(H_E^+)$  以下でホイスラモード (R-波) のヒズが確認された。

従来、昼間で  $G(H_E^+)$  以上のパターンに注目して解析を行って来た。しかし夜間で

その周波数付近に興味ある現象が見られたので報告する。一般に、昼間に於いて多くの場合いわゆるELFヒズ ( $G(H_E^+)$  以上) が見られるが、夜間に於いては観測されない場合も多い。下図は0.5分の時間圧縮型子-セダイアグラムであって、1984年9月19日の現象であるが、80-100Hzに明らかに“断片”が走っているのが見ら

れる。すなわちこの断片の高周波と低周波部でなめらかに連続していない。この断片 (不連続) 周波数はISIS衛星周辺の  $G(H_E^+)$  である。夜間でヘリウムイオンは衛星高度で相対的増加が予想される。このプラズマ中の波動伝搬を考える必要がある。上方から伝搬してくる様々な履歴を持った電子ホイスラ波のLHR周波数での反射、イオンサイクロトロ波のカットオフでの反射、として下方から伝搬してくるヘリウムホイスラの共鳴減衰等々が、この断片を形作っているものと考えられる。この様に、この周波数帯では昼間と夜間との間にパターンの明確な違いがある。



澤田 晃      木村 馨根      大村 善治

(京都大学 工学部)

地球磁気圏中におけるVLFホイッスラーモード波の伝搬を考える際には、送信点から地上電離層間を伝搬した後、磁気圏中へ複数の点から入射した電波が、それぞれ異なる伝搬路を通過して同じ点に達するような場合を考慮しなければならない。特に、このことは衛星における観測結果のドップラースhift特性等を考える際に重要である。これまで、我々は非ダイポール磁場モデルの下での3次元 ray tracing プログラムを開発し、プラズマポーズや電子密度の緯度・経度依存性等を考慮した伝搬路を求めることができるようになったが<sup>1)</sup>、一本の伝搬路を求めるための計算時間はダイポール磁場モデルを用いた2次元の場合に比べて数倍かかるため、入射点を変化させて多数の伝搬路を計算する必要がある場合には、全体の計算時間が莫大なものとなる。そこで、我々はベクトル計算機を用いて多数の伝搬路を高速に計算できるプログラムの開発を行った。

ray tracing の流れ図を図1に示す。ベクトル化の基本方針は、多数の伝搬路におけるそれぞれの1ステップの内、例えば図1のAの計算を全ての伝搬路に対してまとめて行った後、Bの計算に移るといものである。この内A, C, D, Eの部分は容易にベクトル化できるが、Bの電子密度の計算においてベクトル化率の低い部分が問題となる。すなわち、電子密度を求めるのに必要な磁力線パラメータ(L値, 根元の地磁気緯度・経度等)を、空間に配置したデータポイント(パラメータ格子点)から補間によって求める際に、従来の方法においては、一本の磁力線と適当な間隔の地磁気緯度面が交わる点をパラメータ格子点としていた。このため、非ダイポール磁場の下ではパラメータ格子点が不等間隔に並ぶことになり、伝搬路上の各点に対して補間に必要なパラメータ格子点を探索しなければならない。この探索部分のベクトル化率を上げるために、パラメータ格子点をダイポール磁力線の式  $r/\sin^2\theta = \text{const.}$  を用いて関数形で表す方法に改めた。

更に、微分方程式の数値解法等をベクトル計算機向きに変更したことにより、100本以上の伝搬路を同時に計算する場合、ベクトル計算機(FACOM VP-200)において汎用計算機(FACOM M-382)の約1/10の計算時間で伝搬路が求められるようになった。今回の発表では、以上のような点について述べるとともに、具体的な計算結果を示す予定である。

[参考文献] 1) Kimura, I., Matsuo, T., Tsuda, M., Yamauchi, K., Three dimensional ray tracing of whistler mode waves in a non-dipolar magnetosphere, J. Geomag. Geoelectr., 37, 945, 1985

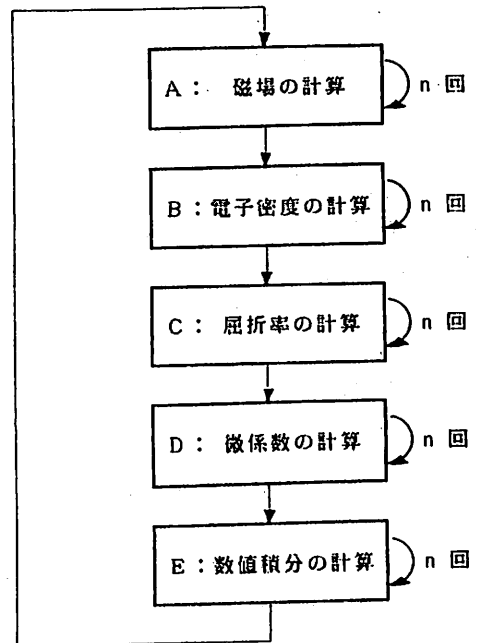


図1 ray tracing の流れ図  
(n本の伝搬路を計算する場合)

# 電離層F層中のダクトによるVLF電波の 捕捉と解放

松尾敏郎・木村磐根 (京大.工)

電離層F層の電子密度勾配はプラズマポ  
ーズダクトとともにVLF波の Wave Normal  
角を大巾に変化させる領域である。今回は  
下部電離層から入射したVLF波がダクトに  
トラッピングされる際にこの電子密度勾配がど  
のような影響を及ぼすのかを明らかにし、更に  
ダクトの出口での Wave Normal 角に与える  
影響などダクトの入口、出口でのVLF波の  
トラッピングと解放に関する基本的な特性を明  
らかにする。

計算に用いた電子密度モデルは1967年7  
月22日の Alovette-Ⅱ号のトッポサイド  
サウンダーのデータをもとに10°ごとに20°  
~50°まで作り、これに対応するダクトモ  
デルは Enhancement Factor が0.2でダクト  
の半値幅を0.02とした。電子密度の緯  
度変化効果は今回は入れてない。このような  
電子密度モデルを基に5kHzの電波を110  
kmの高度から Vertical に20°, 30°, 40°,  
50°と出発時の磁気緯度をかえて入射したと  
きの Wave Normal 角の高度変化を図1の  
実線で示した。ダクトの下端の中心から電  
波を入射したときダクト伝搬が可能な最大の  
Wave Normal 角の高度変化を実線で30°及  
び50°モデルについて示した。この図から  
50°モデルの場合、約500km以上の高度

では110kmの高度から入射したノンダ  
クト伝搬波はダクトにトラッピングしてダ  
クト伝搬が可能であるが、これ以下の高度で  
はダクト伝搬できない。約1000km  
以下ではダクト伝搬に必要な Wave Normal  
角は高度が下るとともに是に小さくなる。  
これがF層の電子密度勾配がダクトトラッ  
ピングに及ぼす影響である。詳細は講演にて  
行う。

ダクトの出口での Wave Normal 角は  
ダクトの Enhancement factor, 中及びダ  
クト下端高度に大きく左右される。例えば、  
50°のダクトモデルの場合、300km &  $\omega$   
2000kmの高度でダクトから解放された  
5kHzの電波はノンダクト伝搬で110km  
に到達する。ここでの Wave Normal 角は  
ダクトの下端がF層中に存在する(300km)  
場合は図2に示すように大きく、電離層をフ  
き抜けて地上まで伝搬できないがF層中に  
ダクト下端がない(2000km)場合は Vertical  
にもなり地上に抜け出る事が可能である。  
このようにダクトの入口のみならず出口に  
於てもF層の電子密度勾配は大きな影響を  
及ぼす事は明らかである。

(\*) Data on Topside Ionosphere: 電波研究社,  
Vol 3, 1972年 p 118-122

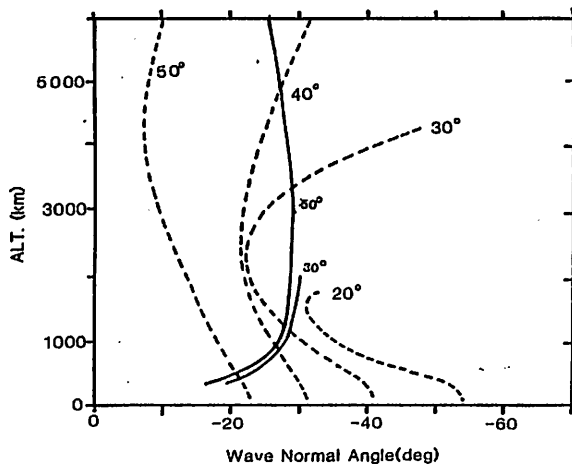


図1

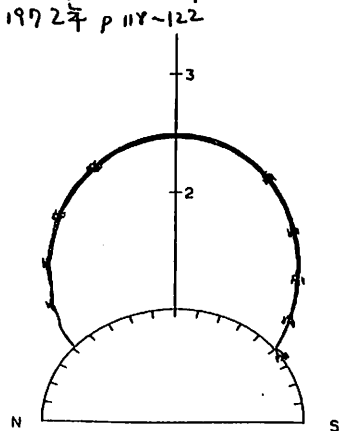


図2, 矢印の方向は Wave Normal の方向を示す。

長野 勇 満保 正喜 新保 哲也 (金沢大-工)  
松本 基 (京大-超高層)

K-9M-73号機は1982年1月15日18時20分に打ち上げられた。プラズマ波動では、wire ant. の伸展試験及び電場計測に伴うアンテナインピーダンスの変化、雑音特性などをwide band受信機及び多チャンネル受信機を搭載して調べた。既にインピーダンス解析の結果は報告したので、今回、wide band受信機で観測したwhistlers(図1)について、観測ひん度、電界の絶対強度のひん度、multiple componentの特性について議論する。

(1) 観測ひん度 図2に、whistlerの multiple componentをそれぞれカウントして、1分間に観測された数を示す。一方、名大による鹿児島(31° 29' ,130° 43')での17時50分から2分間観測による地上whistlerの観測数は16であった。両者の観測時間は一致していないが、電離層と地上のwhistler観測の識別比は、およそ100:1となっている。

(2) 絶対強度 K-9M-73号機では、5m-5mのwire ant. が用いられ周波数6kHzでインピーダンスが計測された。その結果を用いて、各whistlerの絶対強度を求めた(図3)。強度は、 $\sqrt{n}$  を掛けて自由空間強度に規格化されている。地上のそれと比較すると1/10程度、電離層損失を考慮すると1/30程度小さい。<sup>(1)</sup>

(3) multiple component 図1に見られるように、多くのwhistlerは、わずかの時間差を伴う2本から成っている。この2本間の時間差を高度別に測定したものを図4に示す。およそ高度1km下がると、その間隔は約1.25  $\mu\text{sec}$ 短くなる。これは、理論値とよく一致する。従って、これは、電離層で反射されたdoublet whistlers<sup>(2)</sup>の可能性が強い。

文献

- (1) 岡田、岩井：信学誌， 62-B,12,1979
- (2) M.TIXIER et al., Annales Geophys., 1984,2

附辞

このロケット実験では、EXOS-D/GEOTAILプラズマ波動班の多大な御協力を得た。又、鹿児島島のwhistler観測データは、名大空電の田中義人氏に提供していただいた。ここに、あわせて感謝します。

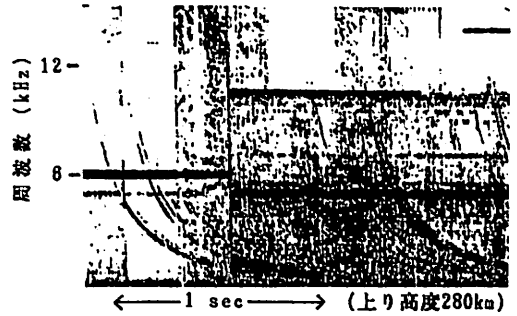


図1 K-9M-73号機によるwhistlers観測例

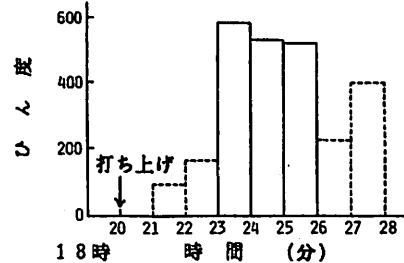


図2 観測ひん度の時間特性

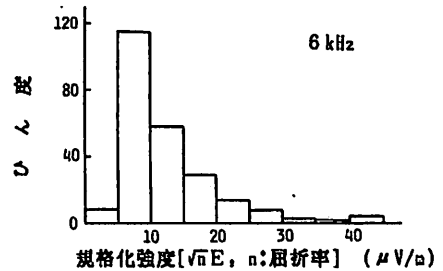


図3 絶対強度のひん度分布 (観測時間は18:23~18:24の1分間)

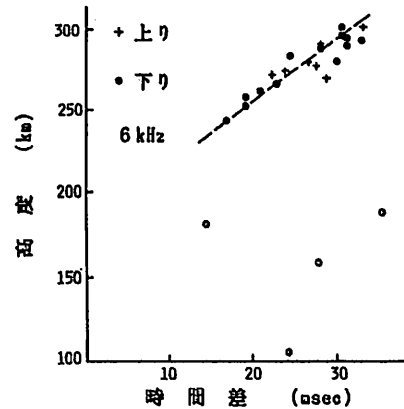


図4 Doublet whistlers間の時間差の高度特性



遠距離伝搬低緯度ホイッスラの電離層透過領域推定とその透過機構

島倉 信 椿 昭浩 早川 正士  
(千葉大工) (名大 空電研)

1979年3月16日18時50分(UT)、佐久島(磁気緯度 24.1°N)及び鹿児島(20.7°N)において、1次および2次モードの遮断周波数近傍に電離層大地導波管効果を持つ特異なホイッスラが観測された。通常、遠距離伝搬と考えられるホイッスラであっても導波管効果が現れることは殆ど無い。減衰の少ない1次モード近傍に僅かに認められるとしても減衰の大きな2次モードにまでその効果が現れることは無い。また、一般に遠距離伝搬ホイッスラであっても、導波管効果が現れるためには電離層から大気中への波のエネルギーの射出角(仰角)は0°~90°まで広く分布していることが必要であり、透過機構としては考えにくい。

この特異なホイッスラは、以下の4点が満足されるとき出現するものと考えられる。(1)ホイッスラの透過点は各観測点から、少なくとも1500km以上遠方にある。(2)透過領域に散乱効果があるか、または波の電離層透過断面が点波源と見做せる程狭い。(3)ホイッスラの分散値(~26.5 sec<sup>1/2</sup>)から判断して、透過点は磁気緯度20°~30°Nの範囲にあると推定され、東西方向に遠距離伝搬している。(4)導波管効果が2次モードにまで現れていることから、極めて狭い方位角の範囲にエネルギーが放射されている。この特異なホイッスラの出現を合理的に説明する為には、(a)ホイッスラの電離層透過点を特定すること、(b)特定された透過点において上の(2),(3),(4)の条件を満足する透過機構が存在すること、の2点が必要である。

今回、疑似ホイッスラを用いて原信号を処理し、FFT及びMEMを用いることによって精度よく透過点を推定し、以下の結果を得た。

- (1) 伝搬距離は、佐久島まで2700km、鹿児島まで3300kmである。
- (2) 特定された透過点は、各観測点の東側に位置し、日出線上にある。
- (3) 日出線上では、電離層は東西方向に傾きを持ち、夜側(西側)への強いエネルギー放射が可能である。
- (4) 日出線上では、電離層の荷電粒子の運動が活発であり、散乱効果が期待できる。
- (5) ダクトは通常の大きさであったと考えられるが、その enhancement factorは通常考えられている数%~10%より大きい。

以上の結果をまとめれば、この様に特異なホイッスラも十分に理解できる現象である。しかし、磁気圏ダクトが極めて成長した時のみ可能な現象であるといえる。

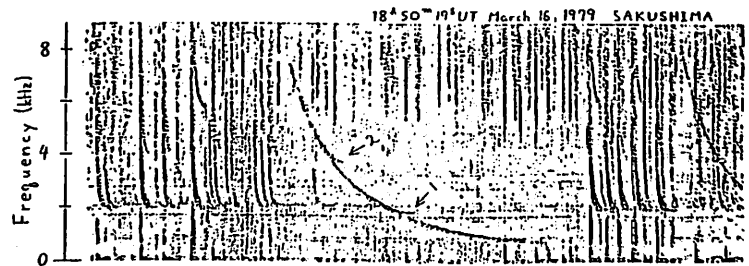


図1 導波管効果をもつホイッスラ(分散26.5sec<sup>1/2</sup>)  
←1:1次モード、←2:2次モード

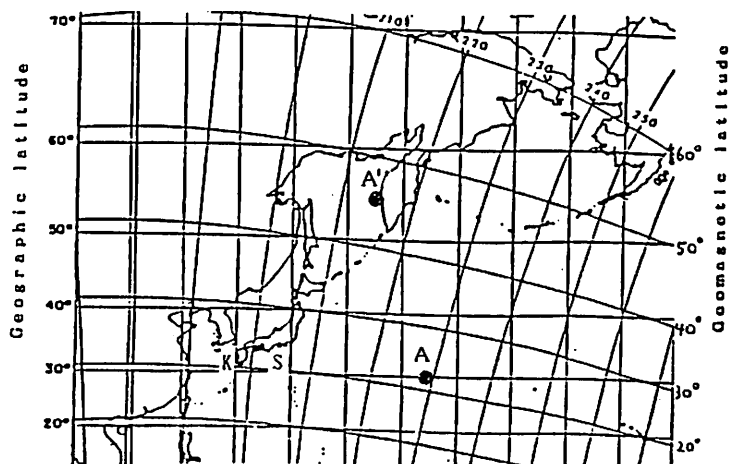


図2 ホイッスラの電離層透過点  
h=91km, A(165°E, 30°N), A'(156°E, 55°N)

# 79点観測によるVLF電波の電離圏からの脱出領域の推定

池田 慎 鶴田浩一郎 野田 忍  
 (武蔵大) (宇宙研) (アイオワ大)

カナダ、ロバーバルの6ヶ所の観測点で観測されたVLF電波の磁場強度から、電離圏下面での電波の強度分布を見積もった。1979年7月23日、世界時で11時42分のサイマル電波の強度分布を図1、図2に示す。図1内の「x」が対応する、ほぼ南北方向に並んだ観測点の磁場強度である。一方、図2では、東西方向に並んだ観測点での強度を比較している。「o」は、観測点E、Aに対応しており、「x」は観測点D、C、Bに対応している。これらの磁場強度は、時間・周波数で平均化されたものであるが、観測点間でもかなり異なっている。この事は、ある程度電波の脱出領域(電波源、出口)が推定される事を示唆している。

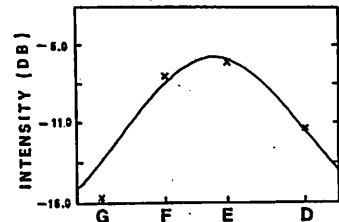


図1

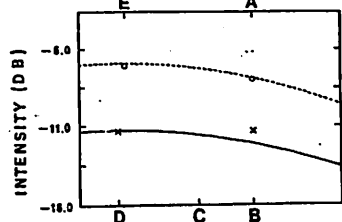


図2

ただし、観測値は6個しかない為、電波源の性質、つまり振幅分布・中心位置・広がり・偏波分布・位相分布等のすべてのパラメータを決定する事は不可能である。したがって、電波源の性質さらには自由空間での伝播機構を、ある程度仮定する事が必要となる。その仮定は次のようなものである。(1)電波源の強度分布はハウス分布とするが、南北方向と東西方向で減衰率は異なる。(2)電波源での水平電磁場成分は、右回り円偏波に対応するものとする。(3)電波源を50km x 50kmの要素電波源に分割し、それぞれが放射項だけの電波を放射する。(4)要素電波源からの電波は、各観測点でインコヒーレントに重なりあう。(5)電離圏-大地間導波管モードは考えずに、直接波だけが観測されるとする。電波源と観測点の関係は、図3に示されている。

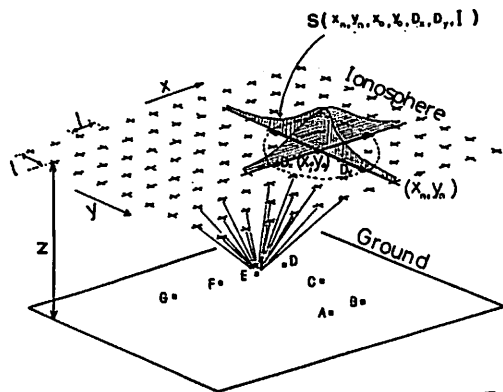


図3

電波源は、中心振幅・中心位置・広がりというパラメータとして与え、その計算値と観測値との差が最小になるように、最小自乗法によって決められる。その結果を図4に示す。このように、概して電波源は楕円になるようである。詳しい結果は、講演の際に報告する。

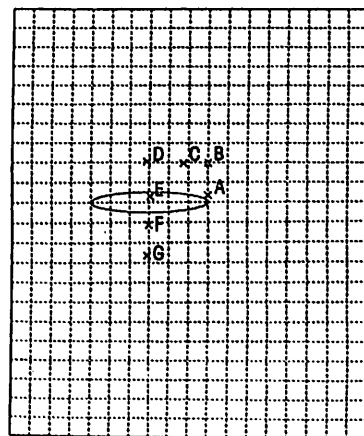


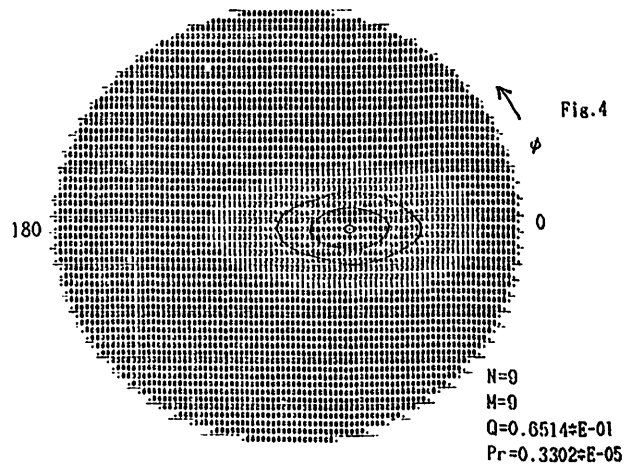
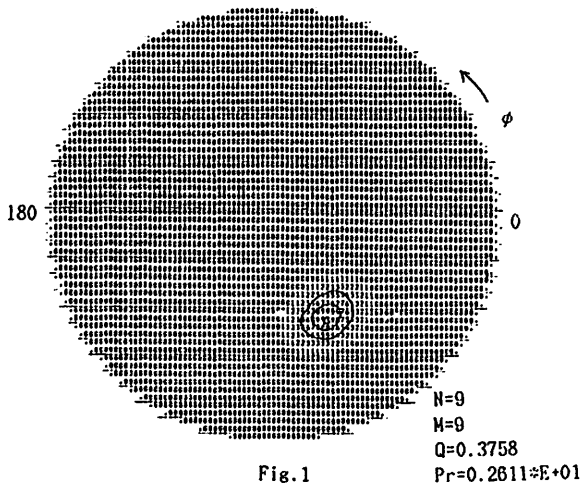
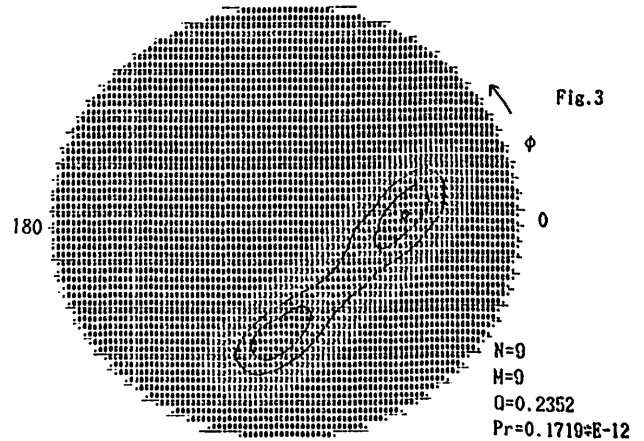
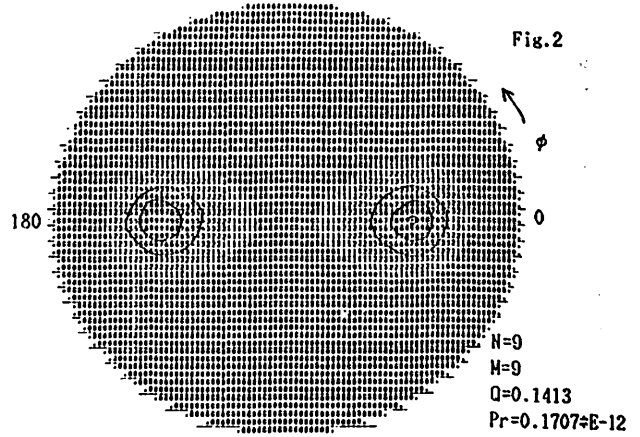
図4

鈴木 弘喜 島倉 信 早川 正士 F.Lefevre D.Lagoutte  
 (千葉大 工) (名大 空電研) (LPCE 仏)

Maximum Entropy Method (MEM) は、磁気圏内を伝搬する波動の伝搬方向及びそのエネルギー分布を評価する有用な方法である。この方法が地上観測に適用できるならば、ダクトの位置及びその大きさを評価する上で、従来の方法に加えて、我々は極めて有用な方法を手にしたことになる。

MEMでは伝搬方向( $\theta, \phi$ )に対する波動エネルギーの分布(波動分布関数)が求められるため、波源の方向及び大きさについての情報を得ることができる。即ち、複数の波源に対しても有効な方法とされている。この方法を磁気圏波動の電離層透過領域(ダクト)の大きさ及び位置の推定に応用すべく、シミュレーションを行った。その結果、極めて有効な手段と成り得ることが判明した。(a)波源が1つの場合は位置及び透過領域の大きさに良好な結果を得ることができた(Fig.1)。波源が2つの場合については、(b)離れている波源は完全に分離でき、位置及び大きさについても良好な結果を得た(Figs. 2, 3)。(c)一方、近接した波源は分離ができないが、エネルギー分布は細長く拡がり、その最大値は2つの波源の中間付近にある(Fig.4)。しかし、波動分布関数の収束条件を変えることにより改善できる可能性がある。

Fig. 1は、単一波源、Figs. 2, 3は方位角がそれぞれ $180^\circ$ 及び $90^\circ$ 異なる2つの波源、Fig.4は同一方向で距離の異なる2つの波源の場合である。図は、エネルギー密度の最大値を10として、入射角、方位角について描いてある。Mは波動分布関数を求めるときに用いられた spectral matrix の要素数である。Q, Prは、それぞれ解の安定性及び予測誤差を表すパラメータで、測定された spectral matrix の要素数をNとすれば、Qは1以下、PrはN以下が望ましい。



# プラズマ圏ELFヒスの波動分布関数

早川 正士  
(名大空電研)

M. PARROT, F. LEFEUVRE  
(LPCE, CNRS, 仏国)

## Abstract--

The wave normal directions of plasmaspheric ELF hiss have been determined at the equatorial and off-equatorial regions of the plasmasphere, by using the data observed by GEOS 1 satellite. Two different methods of direction findings have been utilized; (1) the maximum entropy method for estimating the wave distribution functions and (2) the maximum likelihood method to estimate the propagation peaks.

Three equatorial events have been analyzed, and it is found that just inside the plasmapause, the wave normal  $\theta$  of ELF hiss is nearly aligned with the magnetic field, and when the observing position is  $0.3-0.5 R_e$  ( $R_e$ : earth's radius) inside from the plasmapause, there are two different groups of wave normal angles; one is a medium wave normal angle ranging from  $20^\circ$  to  $60^\circ$  and the other is a large wave normal in a range from  $70^\circ$  to  $80^\circ$ , slightly smaller the Gendrin angle. Then, off-equatorial observations have been made at geomagnetic latitudes  $30^\circ$  to  $24^\circ$  for  $L=4.66$  to  $2.90$  inside the plasmasphere. The direction findings have yielded that the waves are always composed of two plane waves; both main and secondary peaks take very large wave normal angles,  $\theta=80^\circ-85^\circ$ .

The present direction finding results of equatorial ELF hiss have been extensively compared with the previous theoretical model to discuss the generation mechanism of plasmaspheric ELF hiss. Then, it is concluded that some of the plasmaspheric hiss emissions are generated by the cyclotron instability with  $\theta \sim 0^\circ$ , initially proposed by Thorne et al. (1973), but very oblique wave normals are involved in majority of ELF hiss.

II-64

VLF放射 ( $f \geq f_H/2$ ) の off-equator での  
方位測定

武藤 広泰, 大貝 則親, 岡田 敏美, 早川 正士  
( 名大 空電研 )

M. Parrot, F. Lefevre ( LPCE, 仏国 )

Abstract-- The determination of wave normal angles of half-gyrofrequency VLF emissions ( $f \geq f_{Heq}/2$ ) ( $f_{Heq}$ : equatorial electron gyrofrequency) has been done at the equatorial region of the outer magnetosphere, based on the GEOS 2 data (Hayakawa et al., J.G.R., 1984). It is found that those waves are generated at wave normals very close to the oblique resonance and that they are quasi-electrostatic whistler-mode waves. Then, we have proposed the generation mechanism of those quasi-electrostatic waves in terms of an electrostatic instability in a mixture of cold and suprathermal electrons with sufficient temperature anisotropy and/or loss cone (Ohmi and Hayakawa, J. Plasma Phys. in press).

The information of wave normal directions and wave distribution functions of those waves in the off-equatorial region of the magnetosphere will be of great use in making further studies on their generation and propagation mechanisms. In the present paper, we have determined the wave normal directions and wave distribution functions of those VLF emissions in the off-equatorial region ( $\Lambda \sim 20^\circ$ ), on the basis of the magnetic field data from the GEOS 1 satellite on two specific days of 12 Oct. and 19 Sept. 1977. The direction finding results at the off-equator are presented and interpreted, together with the previous DF results made at the equatorial region.

VLF磁気圏伝搬波の特性II (共役点観測)

西野正徳, 田中義人, 早川正士  
名古屋大学 空電研究所

1984年7月20日~9月7日の期間、ソ連のコムソモリスク(L=1.9, ハバロフスクの近く)の高出力VLF局(500KW/14.88kHz)からの磁気圏伝搬波を、磁気共役点のオーストラリア、セドナ地区で受信した。観測システム、観測結果の連報は、昨年、春、秋の学会で報告されている。本講演では、14.88kHzの受信記録からVLF局磁気圏伝搬波の統計的な特性を、同時に観測されたホワイトノイズと比較して述べる。

解析の結果の概要を以下に記すと。

- 1) VLF局磁気圏伝搬波の発生頻度は日没時に高く、ホワイトノイズのそれと類似している。(図1)
- 2) 観測期間における発生頻度の日変化は、ホワイトノイズの日変化と相関は、それほど良くない。(図2)

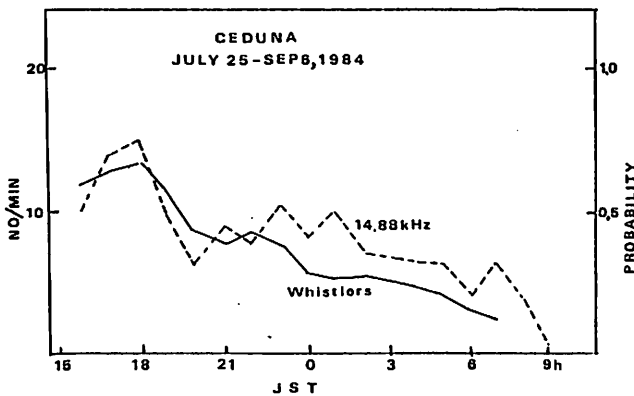


図 1

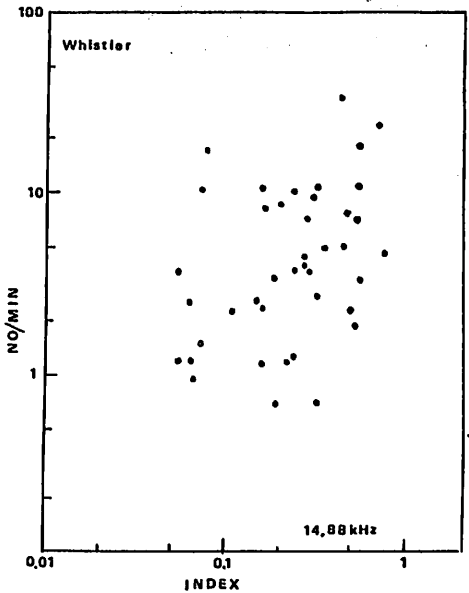


図 2

3) VLF局磁気圏伝搬波の強度も日没時に顕著に増大する。(Aug. 7, 1984の解析結果の一例は1985.秋の学会予稿に掲載)

その他 磁気擾乱との関連についても述べる。

LF磁気圏伝搬波の特性II (共役点観測)

相沢豊 西野正徳 田中義人  
名古屋大学 空電研究所

1984年6月23日~9月15日の期間、北海道美瑛のLFデッカ局(85.725 kHz, 1.2 kW, CW)の電波を磁気共役点のオーストラリア・パースビル(L=1.54)において観測した。観測の目的、初期的な観測結果を昨年春、秋の学会で報告し、磁気圏伝搬におけるホイッスラ・モードの確認を強度、ドップラー偏移の観測結果を用いて行った。

本講演では、以下の特徴的なものについて、その後の解析結果を述べる。

- 1) 強度、発生の時間変化において、日没、日出時に顕著な増大が見られる。(図1, 発生の時間変化)
- 2) 数秒オーダの振幅変調が見られる。(図2, 振幅の時間変化)

- 3) 磁気擾乱に関連して、発生持続時間が長くなり、強度の上昇が見られる。(増幅現象)
- 4) 偏波の時間変化

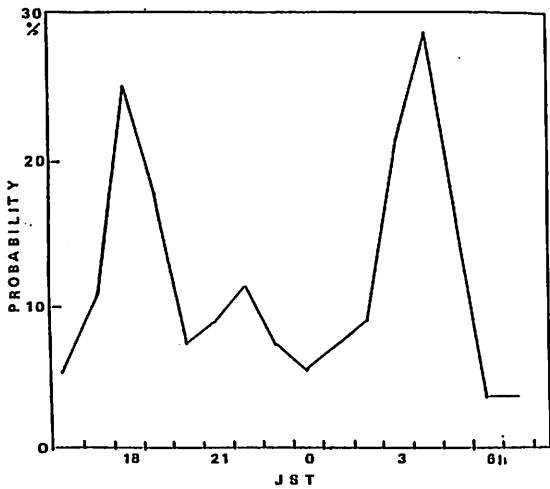


図 1

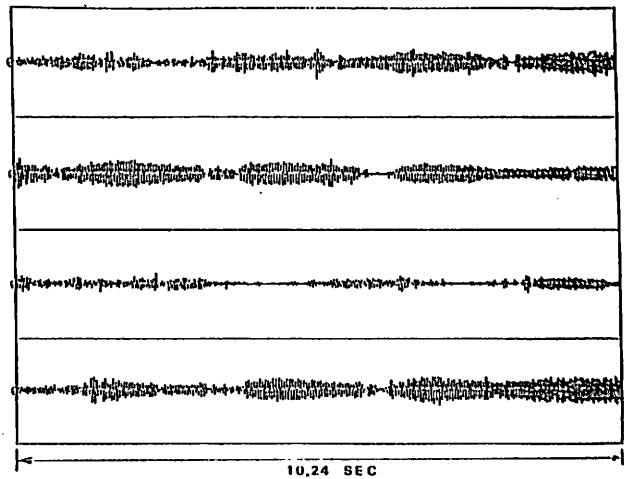


図 2 1984年9月2日  
19時0分~19時20分  
(NS成分)

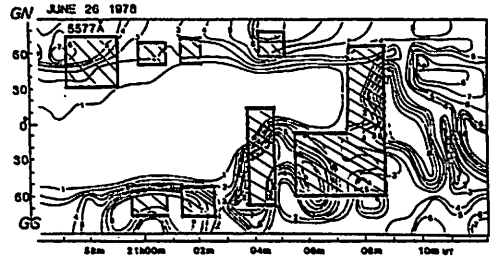
到来方向測定結果に基づき、オーロラビートの発生及び伝播特性

田中義人, 西野正三  
名古屋大学・電波研究所

地上で観測されるオーロラビートは、サブストーム開始時に活発な動きを示すオーロラの発達とともに観測される。Wideband Impulsive Type ビートは、比較的静かなF層状オーロラを伴って出現する narrowband continuous type ビートは、大抵小さい。一方、ロケットで観測したオーロラビートは上記の narrowband continuous type と、Lower Hybrid Resonance 周波数と近い周波数帯域に固有する LHR ビートとを分ける。

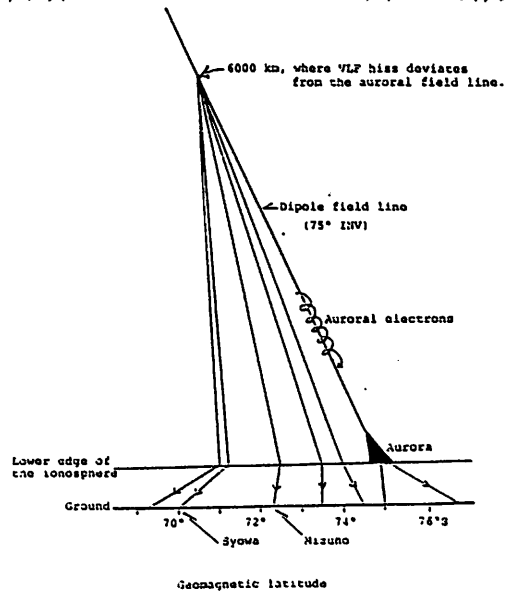
1978年昭和基地で到来方向測定を行った。その結果、インパルス性ビートの発生領域(電離層出口)はオーロラ中の強度変動を激しく歪める部分から到来していることが分る(図1)。又、連続性狭帯域ビートはF層電離層出口が一般時にオーロラF層より約100 km (伝播距離)にあつては(図2)。一方、ロケットで観測したオーロラビートはバンド構造を示し、十分に大なる到来角(波面法線と磁針線のなす角、 $\sim 60^\circ$ )をもってロケットで到達するに十分な速度。

本論文では上記の測定結果に基づき、昭和基地の地上でロケットで観測したオーロラビートの発生及び伝播特性について報告する。



MERIDIAN-TIME DIAGRAMS OF ELECTRON (O) 5577 Å AND PROTON (H) 4861 Å AURORAL LUMINOSITIES DEDUCED FROM THE MERIDIAN SCANNING DATA AT SYOWA. In the diagram of electron aurors (5577 Å), the exit areas of auroral hiss along the geomagnetic meridian are hatched. The unit of the contour in 5577 Å diagram is 1 kR.

図1. Wide-band Impulsive Type オーロラビートの到来方向(電離層出口)とオーロラ(5577 Å)との関連



Geomagnetic latitude

Noctel observations of VLF emissions during the nighttime.

	S-2100A-20	S-2100A-21	S-1100A-2	S-3100A-4	S-3100A-5	S-1100A-6
VLF emissions	Auroral hiss	Auroral hiss	JHR hiss	Auroral hiss	Auroral hiss	JHR hiss
Frequency	7-8 kHz	6-7 kHz	6-9 kHz	4.5-9 kHz	4-9 kHz	4-9 kHz
Receiving flux (rocket)	$6 \times 10^{-14} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$ E, H	$5.6 \times 10^{-14}$ E, H	$1.5 \times 10^{-12}$ E	$1.2 \times 10^{-13}$ E, H	$6.0 \times 10^{-12}$ E, H	$1.2 \times 10^{-12}$ E, H
Receiving flux (ground)	$1.5 \times 10^{-15} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$	$2.5 \times 10^{-15}$	no hiss	$3 \times 10^{-16}$	$5 \times 10^{-16}$	$2 \times 10^{-15}$
Aurora	very active	rather quiet	no observation	arc	arc	intense arcs
CHA at 30 MHz	-0.8 dB	-0.1 dB	-3 dB	-1 dB	less than -1 dB	-1.5 dB
Mag.	-100 nT	quiet	-600 nT	-140 nT	-150 nT	-200 nT

図2, narrow-band type オーロラビートの伝播

図3, 昭和基地で観測したオーロラビートの地上で観測結果



## ■第三会场

(Ⅲ-1~Ⅲ-65)

## 赤道大気国際観測所 (IEO)

加藤進・深尾昌一郎・津田敏隆・佐藤亨 B. Balsley・T. VanZandt・M. Geller・M. Chanin  
 (京都大学・超高層電波研究センター) (NOAA)・(NOAA)・(NASA)・(NCRS)

Within a few degrees of the equator there are a number of atmospheric processes in the troposphere, stratosphere and mesosphere that are both poorly observed and poorly understood: (1) the temporal and spatial variability of atmospheric circulation patterns, specifically including the vertical circulation component; (2) the generation, propagation and dissipation of equatorial waves, gravity waves, and tides; and (3) vertical exchange processes that inject important, long-lived atmospheric components such as ozone and water vapor into the equatorial stratosphere and mesosphere. Improved understanding of these processes and their interrelationship is crucial to an improved understanding of such localized phenomena as El Nino, the southern oscillation and oceanic-atmospheric energy exchange, as well as global weather and climate dynamics in general.

A group of Japanese scientists headed by Prof. S. Kato, RASC, Kyoto University made a simple survey on possible sites in Indonesia in June 1985. There were two sites which had been recommended by LAPAN, Indonesian National Institute of Aeronautics and Space. This survey has shown that Pontianak, one of these two sites, is a promising site, situating just at the equator and fairly free from radio noises in VHF, especially around 46.5 MHz, the MU radar frequency. Through close contacts to LAPAN, it has recently been informed that the Indonesian Government is interested in IEO (International Equatorial Observatory) to be established in Pontianak and a land as large as 3 km x 3 km there can be provided if LAPAN can be in cooperation with IEO in construction and operation.

We are now discussing mainly technical problems relative to those facilities, which are to be constructed, as powerful radars, lidars etc. One possibility among radars will be a MU radar but have larger antenna and <sup>be</sup>simpler in operation, considering the big land available and, yet, the remoteness of the site from Japan as well as other countries where the radar expertise is available.

Financial problems are outstanding. But with the scientific and practical significance IEO would contribute to development in scientific and technical education, giving a stimulus to local industries there in south-east Asia. It should be worthwhile and rewarding to realize this project by international cooperation. Considering various historical and present relations, Japan should play an important role in this project.

MAP 観測をもとにした  
流星飛跡の時間高度分布の統計的解析

上原 孝之 , 津田 敏隆 , 加藤 進  
(京都大学超高層電波研究センター)

京都大学流星レーダーは中間圏上部における各種の大気波動の観測に多大な成果をもたらしているが、さらに、流星エコーの性質及びその時間・高度分布を研究することにより流星の性質だけでなく流星高度における大気の状態についても興味深い情報が得られる。

流星の出現高度は流星の突入速度、質量及び大気の密度等によって決定される。その日周変化を見ると明け方に高く夕方に低くなっているが、これは地球の自転・公転により突入速度（流星と地球の相対速度）が明け方に速く夕方に遅くなることで説明される。一方、図1に示すように季節変化は冬に高く夏に低くなるが、これは突入速度よりもむしろ大気の状態によるものであると考えられる。このことは出現高度の標準偏差が冬に小さく夏に大きい変化をすることでも裏付けられている。つまり、流星の出現高度が流星の通過してきた大気の量で決まるとすると、出現高度の上下は等圧面の上下に、その標準偏差の大小はスケールハイトの大小に対応することになる。等圧面が高くなるとともにスケールハイトの大きくなる冬に流星の出現高度が高くなり、その標準偏差が大きくなる、との説明が可能となる。また、流星個数は明け方に多く夕方に少ないが、これは明け方には地球の公転軌道上の前面に位置するのに対し、夕方には背面に位置するためである。季節変化を見ると秋に多く春に少なくなっている。この理由については、いまだ明らかにされていないが十分に再現性の高い変化であり今後の研究が待たれる。さらに、エコーの減衰の時定数から拡散係数が求まるが、これからさらに大気の温度が求まらないかと期待されている。これについても報告する予定である。

5- 7LT

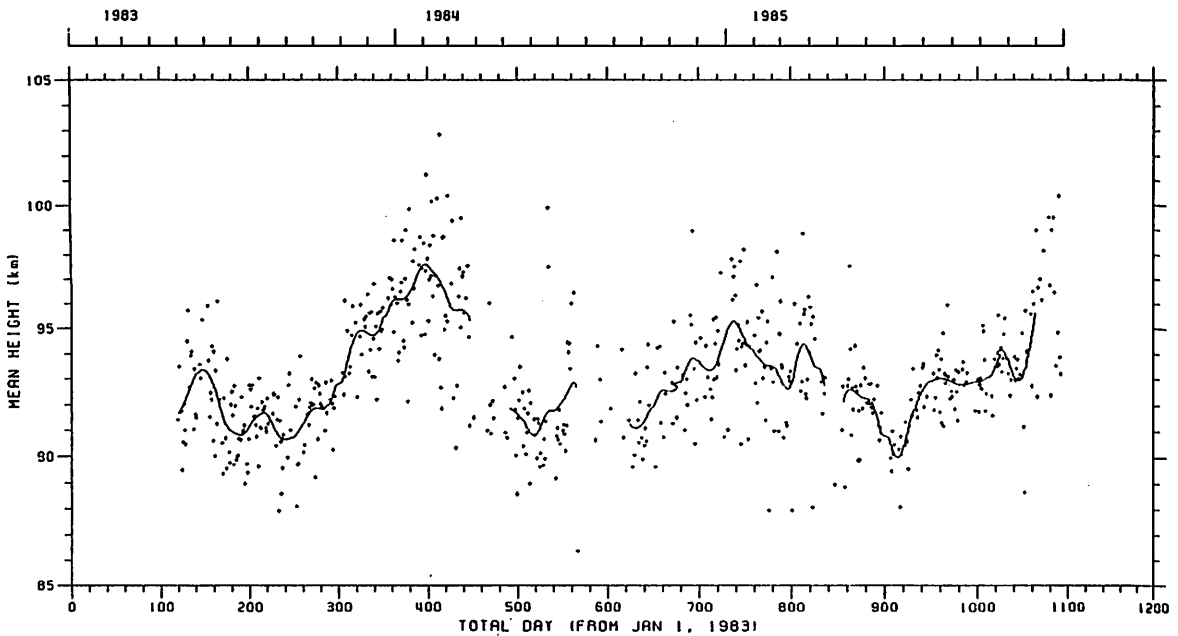


図1 流星飛跡出現高度の季節変化

村岡 良和 川平 浩二  
 (兵庫医大・物理) (京大・理)

中層大気中の大規模波動に伴う南風による、一酸化窒素(NO)の極域からの輸送が、電離圏D領域(70~85km)で発生する冬季異常の最も有力な原因と考えられている(e.g., Muraoka et al. [1986])。このことを実証するためには、中間圏高度(60~90km)での風糸の変動が実際どのように冬季異常と関連しているかを調べる必要がある。

以上の観点から、筆者らは、京都大学超高層電波研究センター共同利用の一環として、滋賀県甲賀郡信楽町(34.9°N, 136.1°E)に位置するMUレーダーを用いて中間圏の風の観測を行った。レーダーは、周波数46.5MHzの電波を送信し、内部重力波起源と考えられる乱流による散乱エコーを受信している。この散乱エコーは日中の高度60~90kmの範囲でみられた。また、高度80km以上では流星によると思われるエコーが混在している。データ解析時には、流星エコーを除去して風速を求

めた。図1に、1985年9月20日に得られた平均風の例を示す。図は左から、それぞれ風速の鉛直、南北、東西成分の高度分布である。

1985/86年に行われた一連の観測の結果は、

- 1) 流星エコーを除去することによって、高度60~85kmの範囲で風速の三成分のデータが得られる。
- 2) 中間圏での水平風は、成層圏と同様に明らかな季節変化をしている。
- 3) MUレーダーにより、中間圏風(とくに長周期成分)が連続的に、しかも精度よく観測可能である。

ことを示している。今後、このような観測を継続することにより、風糸と冬季異常との関連が解明されることと思われる。なお、今回の観測および解析に際しては、超高層電波研究センターの各位、とくに津田敏隆、佐藤享の両氏から多大な援助を受けたことに深く感謝します。

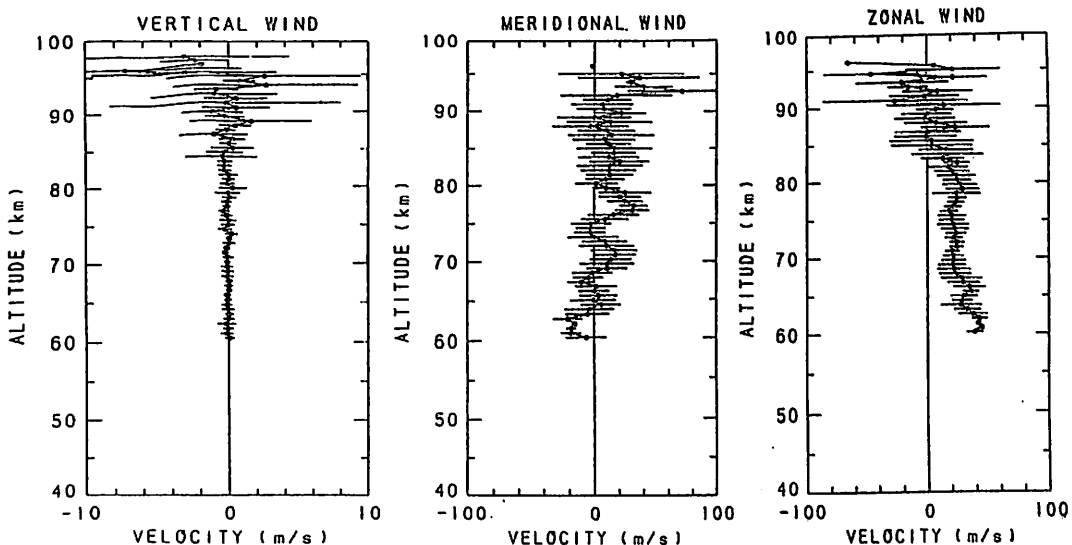


図1 1985年9月20日に観測された平均風(08:00~16:39 JST)の三成分。鉛直風は上向きを、南北風は北向きを、東西風は東向きを正としている。

### III-4 MUレーダーによる中間圏風の季節変化の観測

山本 衛, 津田 敏隆, 加藤 進  
(京大・超高層)

高度約50~80kmの中間圏には夏は西向き, 冬は東向きの非常に強い平均風が存在するが, 高度80km以上において重力波等の砕波によって減速されてこれより上層では風向が逆転することが理論的に示されている。京都大学超高層電波研究センターでは, 従来京都大学流星レーダーによって平均風の観測を行ってきたが, 流星レーダーの観測高度範囲は80-110kmであり例えばこの高度では夏季に東向き風が卓越することが観測できた。一方, MUレーダーは中層大気における重力波と平均流との相互作用を観測するための有力な手段であり, 1985年4月からこれを目的とする毎月連続4日間のMAP国際協同観測を行っている。この観測は成層圏・中間圏の同時観測であるが, 今回我々は中間圏観測のデータを用いて, 日中の平均風速の季節変化を調べた。

図1に1985年6月から1986年2月に行われた毎月の観測期間のうち, ある1日の8時から16時(地方時)の間で平均された東向き風の高度プロファイルを示す。風速は高度70-90kmに亘ってほぼ連続的に得られており, 6-8月のプロファイルでは高度85km付近で風速の西向きから東向きへの逆転が見られた。CIRA1972モデルによると80km以下の東西平均風は北緯35°付近では6-7月に西向き最大, 12-1月に東向き最大となる。高度80km以下のプロファイルには6月から12月にかけて風速が西向きから東向きに変化していく様子が現われており, 図1の結果は1月を除いては概ね妥当と思われる。しかし正確な平均風の推定には1日のデータだけでは不十分であり, さらに大気潮汐・長周期波動等の考慮が必要である。京都大学流星レーダーによる平均風の観測結果との比較を行なうとともに, MUレーダーの中間圏エコパワーの季節変化等についても報告する予定である。

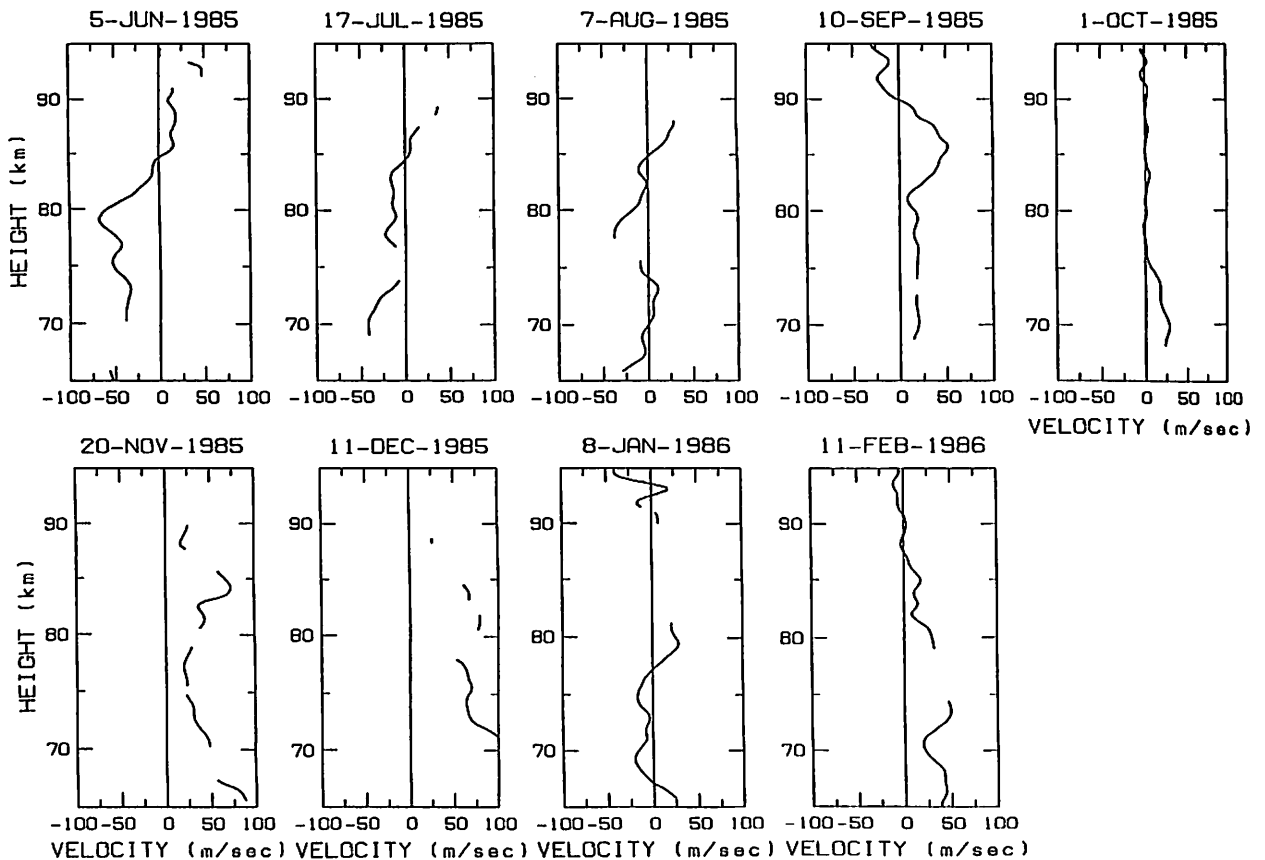
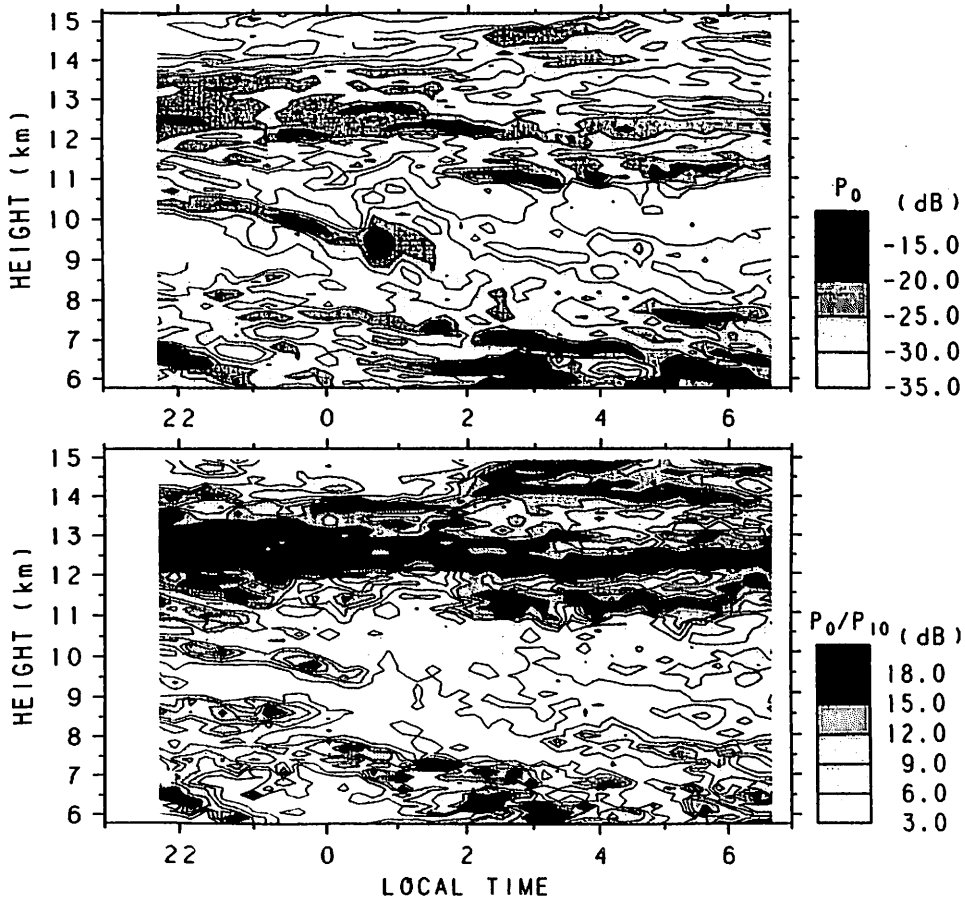


図1 8時から16時(地方時)の平均東西風速の高度プロファイル。東向き風を正とする。垂直風を無視し, 天頂角10°の視線方向風速より求めた。

津田 敏隆、広瀬 一雄、佐藤 亨、深尾 昌一郎、加藤 進  
 (京都大学超高層電波研究センター)

1970年代に大型UHF・VHFレーダーによる晴天エコーを用いた大気運動の観測が始められたが、これらの電波が散乱あるいは反射される機構は未だ十分に解明されたとは言えない。現在提唱されている主なメカニズムは(i)乱流の中で電波の波長の1/2に対応する空間スケールを持ちBragg条件を満足する成分からの等方散乱、(ii)水平に成層した大気中の電波の屈折率が高度方向に急峻な勾配を持つ場合に起るFresnel反射の二つである。後者については更に、(iii)粗い境界面からの反射(diffuse reflection)や、(iv)レーダーの高度分解能内にある多くのFresnel反射層からのincoherentな寄与の合成によるFresnel散乱といったモデルも考えられている。一般にUHF帯では反射境界面が波長に比べて十分小さい空間スケールで均一に形成されることが困難であるとされ、(i)の乱流散乱が卓越していると考えられている。一方VHF帯では特に天頂方向で(ii)の反射が受信されるエコーに対して大きな寄与をしていると考えられている。

VHF帯(46.5MHz)の電波を用いているMUレーダーによる観測から対流圏・下部成層圏の晴天エコーの特性を研究したので結果を報告する。1985年2月5-6日に観測された天頂方向エコー強度を図の上部に示す。図の下部に天頂角10°で東向きアンテナビームによって受信されたエコー強度と天頂からのエコー強度の比を示すが、この下図で濃く示された部分でエコー強度の天頂角依存性が強く見られたことになる。成層圏(高度約12km以上)ではエコーの強い層が時間と高度について安定しており、更に天頂角依存性の高い部分との対応が良いことが分る。一方対流圏では強い散乱層が見られるものの天頂角依存性とは必ずしも相関が良くないと思われる。成層圏の晴天エコーは常に天頂角依存性を伴っていると考えられるのに対して、対流圏のエコーは天頂角によらない等方的な場合が多く見られた。この他受信エコーのドップラースペクトルや受信強度の高度分解能依存性などを検討した結果、天頂付近のVHF帯の成層圏晴天エコーは卓越した強い1層からのFresnel反射と見られる場合((ii)あるいは(iii))と、水平あるいは高度方向に数多く分布する薄いFresnel反射層からの信号の合成と考えられる場合((iv))とがあり、天頂角が大きい場合(>20°)には等方的な乱流散乱((i))で説明できることが分った。



大型レーダー観測における  
風速推定精度の評価

佐藤 亨・稲葉基之・木村磐根・深尾昌一郎・加藤 進  
(京大超高層) (京大工) (京大超高層)

VHF・UHF帯の大型ドップラーレーダーは従来のゾンデや気象ロケットでは得られない長時間・高度分解能を持った中層大気風速の測定手段として注目されている。我が国においても京都大学MUレーダーが定常運用を始め、すでに様々な観測結果が報告されている。レーダー観測によって測られる風速と従来の気象測器により得られる風速は、平均としてはよく一致することが多くの比較観測から明らかになっている。しかし、他に比較の手段のない短時間周期や短空間波長の現象の観測における測定精度の限界は十分解明されているとは言えない。本報告ではこの問題の検討を行なう。

レーダー観測における風速推定の誤差にはS/N比の限界や外部からの妨害波などによるものと、電波の散乱過程に起因するものがある。前者についてはその性質が比較的明確であるため、一定のスレッシュホールドを定めて不適当なデータを自動的に除去するアルゴリズムが確立されつつあり、残されたデータに含まれる誤差の評価も可能である。後者についてもレーダービームが照射する体積内に十分多数の散乱体が一様に分布している場合の評価は容易であり、また実際にもこの仮定が成り立つと考えられる場合が多い。図1は高度10kmにおけるMUレーダーアンテナビーム照射体積を示す。

しかし、成層圏の高分解能観測に代表されるようにビーム照射体積の一部に散乱体が偏在する場合には、無視しえない誤差を生ずることが考えられる。図2は散乱体がアンテナビーム中心から外れた位置に存在する場合に視線方向風速の推定におよぼす影響を模式的に示す。講演ではMUレーダー観測データ及び数値実験の結果をもとに誤差の定量的評価を試みる。

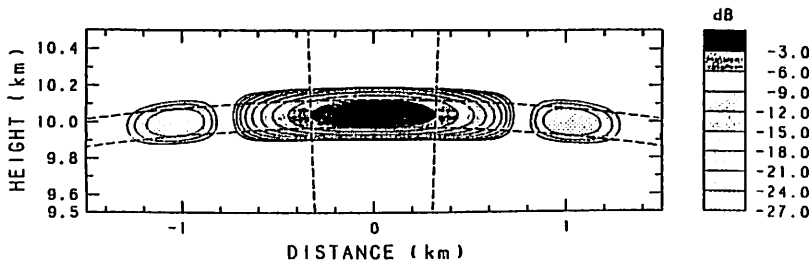


図1. 高度10kmにおける  
MUレーダーアンテナビーム  
照射領域。

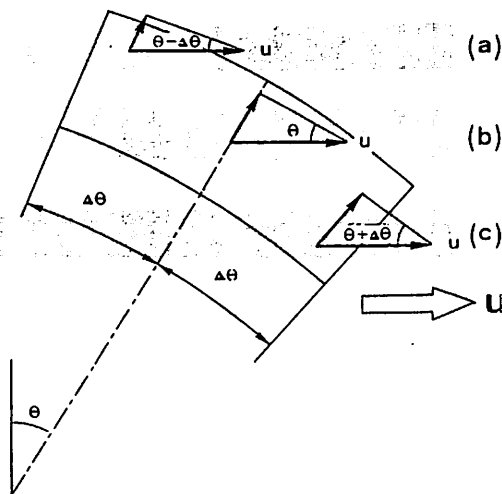


図2. 散乱体の偏在が風速推定  
におよぼす影響。アンテナビーム  
天頂角を $\theta$ とした場合に散乱体の  
位置が変化することによる視線方  
向速度の変化を示す。

MUレーダーによる対流圏・成層圏観測  
— 平均構造と季節変化 —

松本浩昌・木村碧根・深尾昌一郎・佐藤亨・加藤造  
(京大・工) (京大・超高層)

京都大学MUレーダーは1984年11月に完成して以来、順調に運転を続け、中層大気観測に関してはデータ処理の方法も確立されてきた。1985年度にはGRATHAP国際共同観測計画が実施され、MUレーダーも毎月連続した4日間このための観測を行っている。既に7月のGRATHAP観測については稲葉 他によって本学会で発表がなされているが、今回はより長期間の観測結果をもとに季節変化の抽出を試みる。

6月までの観測では天頂方向と北・南方向の天頂角10度の3つの方向、7月以降は天頂方向と東西南北方向の天頂角10度の5つの方向にアンテナビームが向けられた。いずれも時間分解能は約150秒、高度分解能は150mである。また観測高度範囲は5.4km~24.4kmであり、上部対流圏および下部成層圏をカバーする。

今回は1年間のうち、代表的な7ヶ月、計30日間の観測データを解析した結果について報告する。1例として1985年6月3日18時から7日18時までに観測された天頂方向ビームにおける散乱エコー強度の時間高度変化を等値線図で表したものを図1に示す。この期間では低気圧が通過したものと考えられ、そのことを示す乱流層の大規模な上下運動が図に現れている。講演では、このような各季節に特徴的な現象と年間を通して観測される現象について議論を進める予定である。

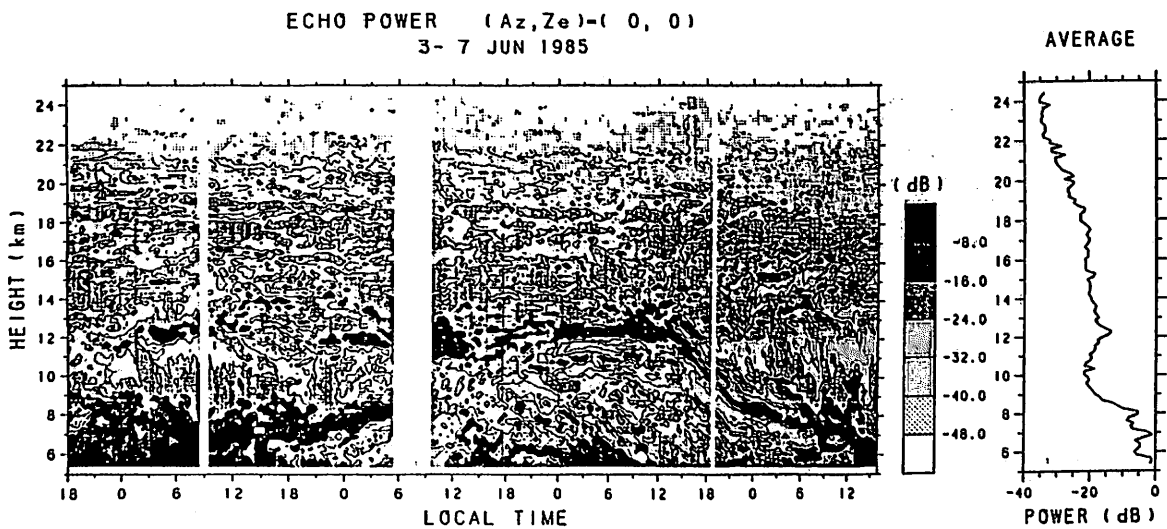


図1 1985年6月3日18時~7日15時における天頂方向の散乱エコー強度の高度時間変化(左)と平均プロファイル(右)



## MUレーダーによる 高速ビーム走査を用いた大気乱流観測

深尾昌一郎・佐藤 亨・津田敏隆・加藤 進

(京都大学超高層電波研究センター)

京都大学MUレーダーは、現存する大気観測用大型レーダーとしては唯一、パルス送信間隔毎にアンテナビーム方向を自由に変えることができるという卓越した高速ビーム走査機能を有する。既にこの機能を用いた多くの観測が行なわれているが、大気乱流の三次元的構造の観測はその有効性を最もよく発揮することのできる研究対象の一つである。MUレーダーではアンテナビームは天頂角 $30^\circ$ 以内のほぼ任意の方向に向けることができるため、観測の目的に応じた多様なビーム走査法が用いられている。ここでは3ビーム法、VAD法、二次元ビーム走査法などにより行なわれた大気乱流観測を比較し、得られた結果の議論と各方法の特徴の検討を行なう。

VHF帯の電波を用いた観測では一般に成層圏および中間圏、対流圏の一部において層状構造を持つ散乱体からの分反射性散乱が卓越する。この場合には散乱エコー強度に天頂角依存性が見られ、エコー強度は通常天頂角の単調減少関数となる。しかし、散乱体の空間分布に局所的な不均一が存在する場合には多数のアンテナビーム方向を用いた観測によりその特性に関する情報を得ることが可能となる。図1は16ビームを二次元の格子状に配置した観測における、ビーム方向に対するエコー強度の変化の例を示す。各図は、異なる三高度について、二次元スプライン補間によりエコー強度のコンターを描いたものである。顕著な天頂角依存性を示す高度5.67km及び14.4kmに対して高度18.5kmでは散乱に強い非一様性が見られる。講演ではさらに時間変化から推定される散乱体の空間分布や移流特性についても議論する。

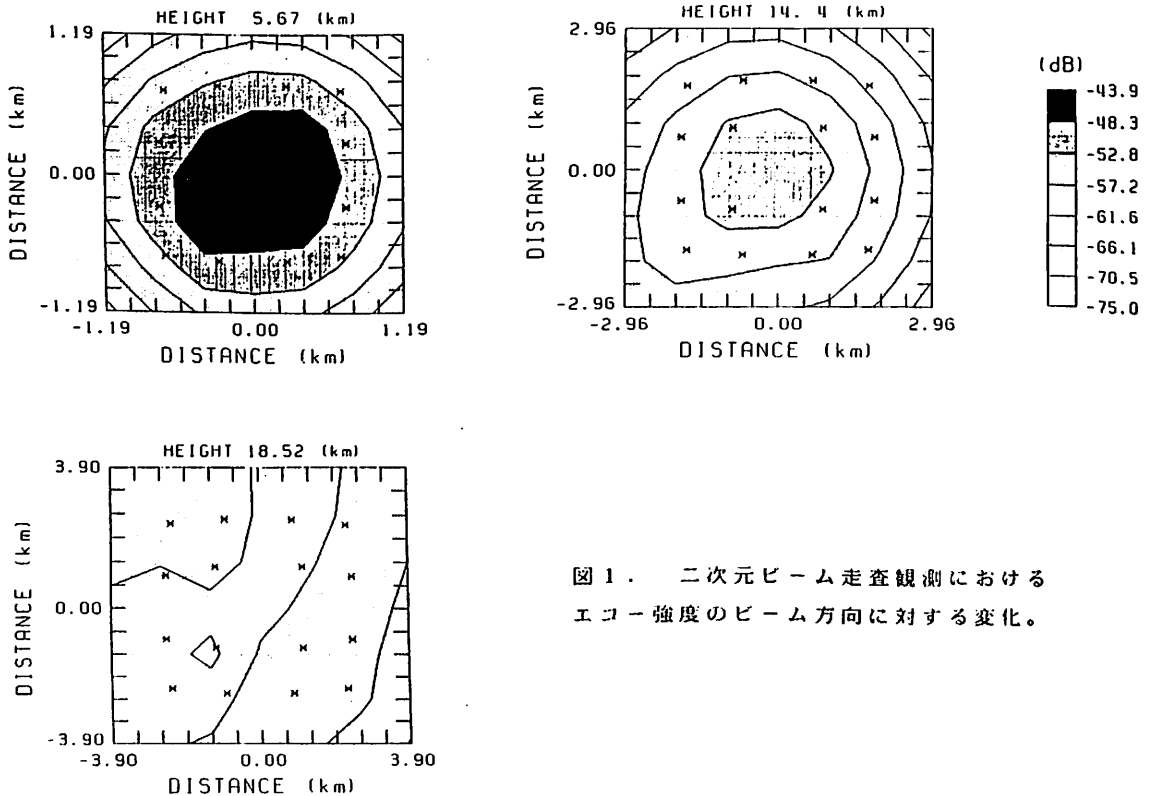


図1. 二次元ビーム走査観測におけるエコー強度のビーム方向に対する変化。

# MUレーダーによる銀河背景放射の観測 [I] (点状電波源によるビームのチェック)

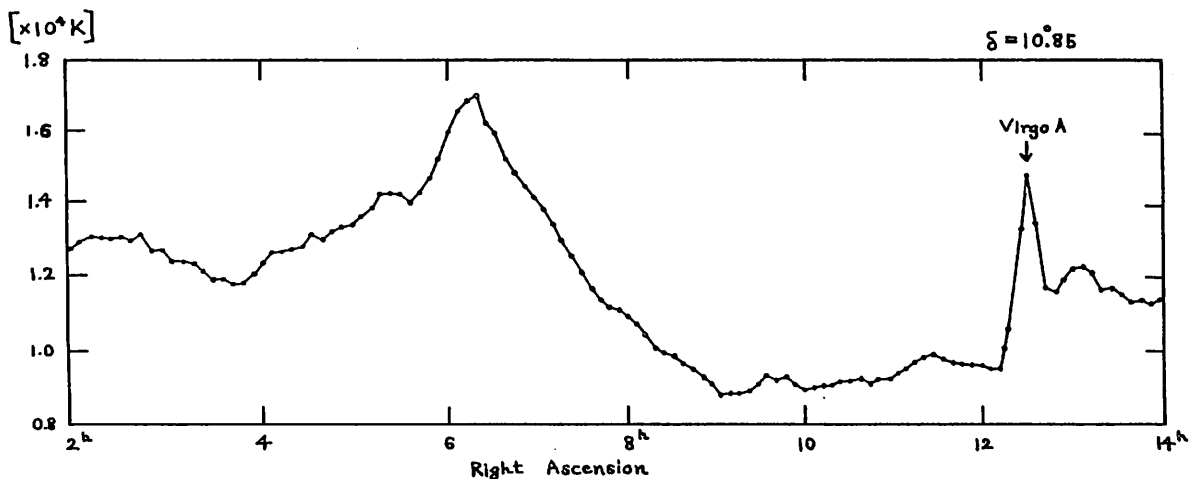
前田 耕一郎  
(兵庫医大)

我々は、MUレーダーにより銀河背景放射の観測を始めた。MUレーダーご上層大気の観測を行う際、銀河背景放射は雑音レベルを決める重要な要素である。銀河背景放射の強度は空の場所によって異なるので、あらかじめ強度分布を調べておく事は観測時における雑音レベルを知る上で有用である。もちろん、銀河背景放射のマッピングが電波天文学的に見て意味のある事は言うまでもない。

我々は、1985年10月28日-30日に48時間テスト観測を行った。観測周波数は、46.5 MHz、バンド幅は1 MHzである。観測には子午面内にあるビームを用いた。子午面内にあるビームから、4°間隔で16本のビームを選び、それらのビームを順次切り換える事により、約10秒で赤緯方向のスキャンを行い、地球の自転により子午面を通過して行く空の各部分の背景放射を観測した。今回の観測では、1日目と2日目でビームを

2°ずらす事により、2日間の観測で、赤緯方向は2°間隔、赤経方向にはほぼ連続的なデータを得る予定であった。しかし、2日目は、地震による観測中断や一部でゲイン変動があったため必ずしも十分なデータが得られなかった。そのため、ほぼ順調に観測が行われた1日目のデータのみを用いて解析を始めた。今回の発表においては、6個の点状電波源(Cas A, Cyg A, Virgo A, Tau A, IC443, 3C123)を用いて行ったビームチェックの結果を中心に、これまで得られた結果について報告する。

下図に観測例を示す。赤緯+10°85'のビームの出力変化を赤経に対してプロットしたものである。各点は約6分間の平均値である。出力は雑音温度として表わされているが、ここに示した値は、Cas Aのフラックス密度を基準として導いた値である。また、出力にはMUレーダーシステム内の内部雑音も含まれている。



## 微惑星の集積とガス抵抗則

中川 義次, 大槻 圭史, 中澤 清 (東大・理)

微惑星のランダム速度,  $v$ , の大きさは, 惑星の集積成長速度を支配する重要な物理要素である。それは, 重力衝突の断面積,  $\sigma_c$ , が, この速度  $v$  に依存して大きく変わるからである, 即ち,

$$\sigma_c = \pi(r+r')^2 \left\{ 1 + \frac{2G(m+m')}{|v-v'|^2(r+r')} \right\}.$$

このランダム速度  $v$  は, 微惑星相互の重力散乱による励起効果と, 太陽系星雲のガス抵抗による散逸効果の釣合いの結果, 微惑星の質量  $m$  に応じて一定の大きさに決まる。

このランダム速度の平衡値を求める際, 従来は, ガス抵抗則として, 通常の球状物体, 即ち, 重力など全く及ぼさない球に対する既知の抵抗則が用いられて来た。しかし, 実際には, 微惑星は成長につれて大きな重力を周囲のガスに及ぼすことになり, 既知の抵抗則は不適当となる。

最近, Takeda et al. (Prog. Theor. Phys. 74 (1985)) により, 重力効果をもつ球体に働く抵抗則が, 数値シミュレーションにより調べられ, 重力半径  $r_g (= Gm/v^2)$  が幾何半径  $r$  を上回る物体に対しては, ガス抵抗が急速に大きくなることが明らかになった。

今回, 我々は, この重力が効く場合のガス抵抗則を用いて微惑星のランダム速度を新たに求め, 集積成長を調べ直した。

その結果, 微惑星の質量  $m$  がある critical な質量  $M^*$  を越えれば, ランダム速度の増加がにぶり, 上述の衝突断面積  $\sigma_c$  が急激に大きくなって成長の暴走が起こることが明らかになった。

そして, この暴走のため, 惑星成長の時間はほとんど  $M^*$  までの成長時間で決まってしまう, 従来の見積りより更に 1/10 程度短くなるという結論を得た。

関谷 実, 観山 正見, 林 忠四郎

(京大・理) (京大・理) (京大)

太陽及び原始巨大惑星の重力下における太陽系星雲の三次元流れの数値シミュレーションを、広がりのある粒子による方法(粒子数4万)で行った。太陽を原点とし、星雲の赤道面をXY面とする、原始惑星の平均運動の回転座標系を用いた。原始惑星軌道の星雲赤道面に対する傾斜角は0と仮定し、原始惑星の平均位置を $(X, Y) = (1, 0)$ に規格化した。図1-7は広がりのある粒子の重心位置をXY面に射影したものである。初期条件は図1の様に太陽からの距離の3/2乗に反比例する面密度分布を採用した。図2-7は種々のパラメーターの値の下での計算結果の、原始惑星付近での拡大図である。ここで $r$ は原始惑星の平均軌道半径(単位AU),  $\mu$ は原始惑星の質量(太陽質量単位),  $e$ は離心率である。これらと比較検討する。

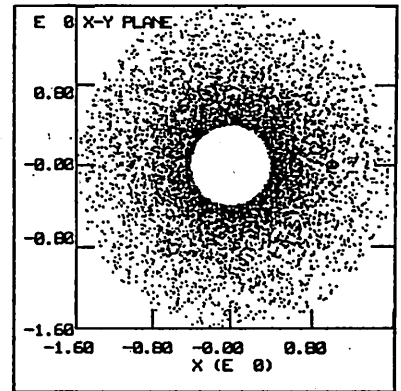


図1. 初期条件

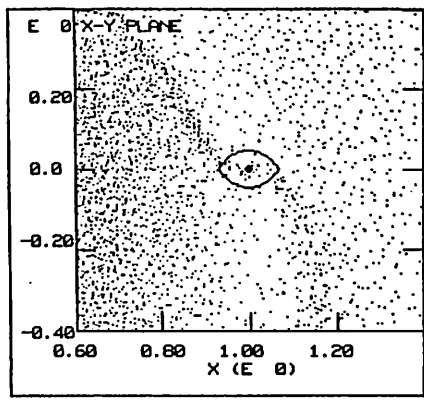


図2.  $r = 5.2$ ,  
 $\mu = 1 \times 10^{-3}$ ,  $e = 0$

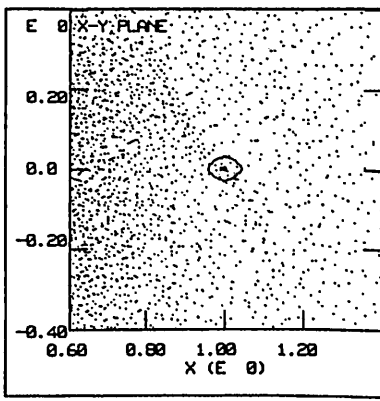


図3.  $r = 5.2$ ,  
 $\mu = 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $e = 0$

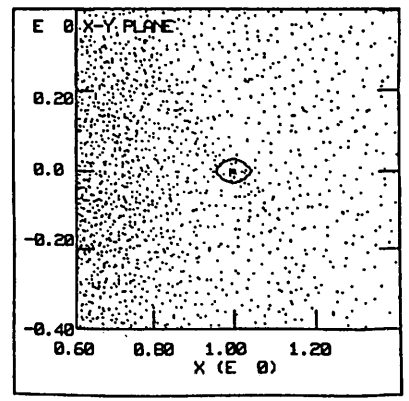


図4.  $r = 9.5$ ,  
 $\mu = 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $e = 0$

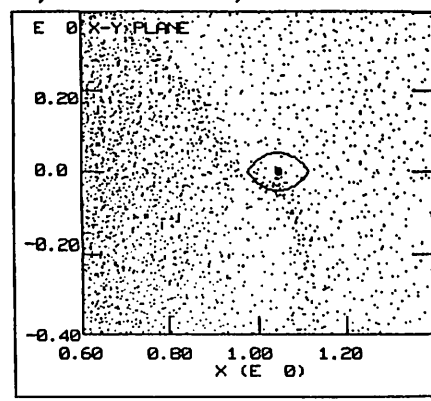


図5.  $r = 5.2$ ,  
 $\mu = 1 \times 10^{-3}$ ,  $e = 0.05$

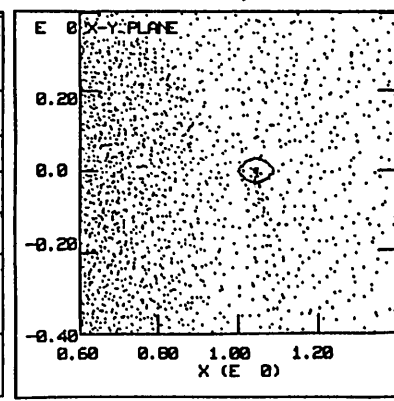


図6.  $r = 5.2$ ,  
 $\mu = 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $e = 0.05$

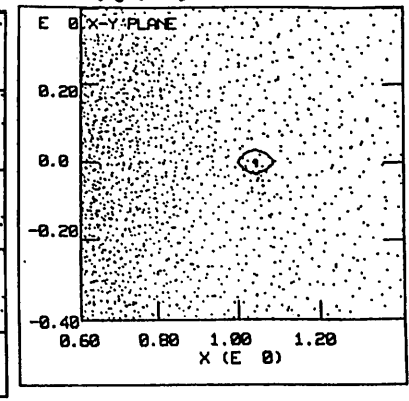


図7.  $r = 9.5$ ,  
 $\mu = 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $e = 0.05$

(地球型惑星での保温効果、天王星・海王星の母天体)

佐々木晶・中沢清 (東大理)

京都モデルの惑星形成論によると、太陽系形成の母体となった原始太陽系星雲は惑星形成時にもまだ散逸せず、惑星は今から約46億年前に星雲ガスの中で成長した。惑星の質量が大きくなるにつれ、重力でまわりのガスを引き付けるようになり主として $\text{H}_2$ 、 $\text{He}$ からなる原始大気ができる。この原始大気は惑星の初期進化に重要なはたらきをする。

まず地球型惑星(特に地球・金星)では光学的に不透明になった大気が、地表で解放されたエネルギーの素早い散逸を妨げる。この保温効果で大気下部の温度は高くなり地表温度も上昇し、やがて鉄もしくはシリケイトの融点を越える。その結果、原始地球の上層で鉄・シリケイト重力分離すなわち金属コア形成が始まる。重力分離で地球内部に解放されるエネルギーは莫大で、余った熱は対流で外に運び出される。そのバランスでシリケイト層の温度はほぼ融点に沿ってマグマオーシャンを形成する。大気の主成分は $\text{H}_2$ なのでマクマオーシャンの表面はおそらく還元であろう。このように外側境界条件(地表温度・酸化還元状態)の決定要素として、原始大気は内部進化に重大な影響を持つ。原始大気的光学的性質は不透明度( $\kappa$ :opacity)という量によって決まる。地表近くで温度が高くなると大気中のダストが蒸発し $\kappa$ は急激に小さくなる。そのため温度勾配は緩くなり、結果として地表温度は抑えられる。地球領域で現在の地球質量程度になったときに地表温度は2000K強である。

地球領域ではこの原始大気はTタウリ段階の強い紫外線により散逸すると考えられている。一方、外惑星では $\text{H}_2$ - $\text{He}$ 大気はそのまま惑星の構成成分となった。木星・土星では惑星の成長時間が比較的に短いので、原始太陽系星雲が無くなる前に大気が重力的に不安定になり、急速に星雲ガスを取り込み成長することができる。しかし天王星・海王星は $10^8$ 以下程度の短い時間ではまだ天体のサイズが小さく効果的にガスを取り込めないと思われた。ところが、現在の天王星、海王星とも、最外部の質量にしてそれぞれ11%、6%程度の領域は $\text{H}_2$ + $\text{He}$ からなると見積られている。本当にこれまでの惑星形成論では天王星・海王星のガスを説明できないのだろうか。

惑星の引き付ける原始大気の質量は地表からの熱流量の大きさ $L$ に反比例する。外惑星領域では、惑星の成長速度が遅いため $L$ は大きい。また微惑星の集積は時間的に不連続な過程であり、地表で常にエネルギーが解放されているわけではない。また衝突で解放されるエネルギーは空間的には狭い範囲である。大気構造を決める熱流量として $L = G\dot{M}/R$ とするのはかなり高すぎる見積りである。大気構造を決める $L$ は天体内部からの熱流で決まる基底値を考えるべきである。それはすなわち対流で運び出される内部の重力分離(この場合、 $\text{H}_2\text{O}$ と鉄・シリケイト)による発熱である。この $L$ を低くする効果を考えると、原始惑星が $0.1 \sim 1M_{\oplus}$ 程度に成長していれば惑星質量の10%を越える $\text{H}_2$ 、 $\text{He}$ は取り込める。さらに、この原始惑星は必ずしも天王星・海王星の領域で作られなくともよい。成長時間の短い( $10^7 \sim 10^8$ 年)木星・土星領域で原始惑星ができて、木星・土星の摂動で外に運ばれたと考えればよい。離心率は大きいから惑星成長はこれまでの見積りよりは速いであろう。後はガスで覆われた小天体が(極端を言えば)46億年以内に成長すればよい。

柴田耕志, 大家 寛  
(東北大理)

<序> 太陽系の形成のプロセスの中で衛星群の形成のプロセスは不明である。大家(1980)は惑星群の軌道半径に対して成り立つボーデの法則が巨大惑星群のまわりを周回する衛星群にも成り立つことを示し、その形成のプロセスが同様であることを示唆し、太陽系を巨大惑星群と太陽の連星系と捉えそのまわりを太陽系とせよ太陽系という考え方を提出してきた。本研究ではさらに太陽系の質量面密度分布と巨大惑星群のまわりを周回する衛星群の質量面密度分布を調べたが、両者の分布はほぼ同様となりその形成のプロセスが同様であることを示唆する。この考え方を支持する結果を得たので報告する。

<質量面密度の求め方> 現在そのまわりを周回する天体群からそのまわりの天体に対応する質量面密度を求める際に必要な領域は、今回はケプラー運動する天体と隣り合う2つの天体のラグランジュ点に境界とし求めた。その領域の概略を図1に斜線部に示す。ただしM1, M2, M3, 及びR1, R2, R3はそのまわりのケプラー運動する天体の質量と軌道半径を示す。又L1, L2はそのまわりM1とM2及びM2とM3のラグランジュ点である。結局M2に対する質量面密度 $\sigma$ は

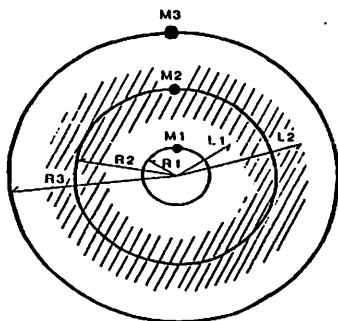


図1.

$$\sigma = \frac{M2}{\pi(L2^2 - L1^2)}$$

となる。

<結果> 図2~5はそのまわり太陽系及び木星, 土星, 天王星の衛星群に対して求められた質量面密度分布である。

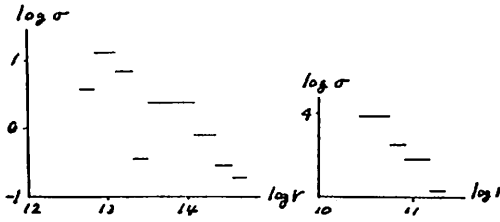


図2

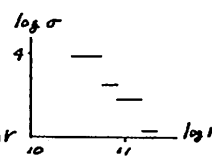


図3

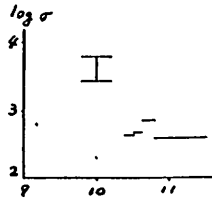


図4

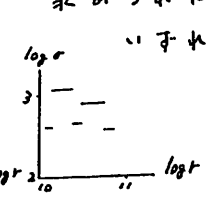


図5

このまわりを横軸に軌道半径(cm)の対数、縦軸に質量面密度の対数として示す。

<まとめ> 巨大惑星のまわりをケプラー運動する物質の質量面密度分布は太陽系における分布とほぼ一致し、面密度 $\sigma$ はほぼ軌道半径 $r$ に反比例する( $\sigma \propto r^{-1}$ )。この結果は流体の重力収縮の数値計算の結果等とも一致しており、その形成のプロセスに何らかの類似性のあることを示唆し、大家の考えを支持するものと思われる。

梅林 豊治 (京大理)

太陽系の起源において、磁場は角運動量の輸送などで極めて重要な役割を果たしたと考えられている。このことは、*Alfvén* や *Hoylé* をはじめとして多くの人々が指摘しているが、実際に研究されている惑星形成論では、簡単のため、磁場は常に無視されてきた。そこで、現在の惑星形成論が想定している円盤状のガス雲（太陽系星雲）中で、磁場がどのように増幅と散逸をうけるかを調べ、磁場の役割がガス雲のどの領域で重要になるかを明らかにした。

Safronov や 林が想定しているガス雲のモデルでは、ガスの数密度が  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  以上ある。ガスの温度は 500K 以下であり、熱電離は効果的でない。このようなガス雲では、ガスは主として宇宙線で電離されるが、電子・イオン・固体微粒子等の荷電粒子の密度は非常に低いことが知られている。荷電粒子との衝突を通して、磁場の力はガス雲の主成分である中性粒子に伝わられる。荷電粒子の割合が小さい場合、中性粒子と磁場の結合は弱く、散逸が重要になる。各種荷電粒子の運動を正確に取り扱うと、このような状況での磁場の散逸は、磁場が流体素片の運動からずれて動くドリフト速度の形に表わすことができる。このドリフト速度は、磁場の散逸機構としてジュール損失とプラズマ・ドリフト（荷電粒子と磁場が中性粒子間をすりぬけていく現象）の両者を含んでいる。一方、ガス雲は回転しているから、磁場はまきこみによって増幅されていく。従って、磁場を増幅する回転速度と散逸させるドリフト速度の大きさを比較すれば、磁場は増幅されるか、減衰するかが明らかになる。

太陽系星雲のモデルとして、京都グループが想定しているモデル（林 / 98 / ）を採用した。このモデルでは、磁場はとりおえず無視されており、動径方向には太陽重力とガスのケプラー回転による遠心力がつ

りあい、赤道面に垂直な方向では太陽重力とガス圧による力がつりあっている。赤道面付近での磁場のドリフト速度とガスの回転速度、すなわちケプラー速度を比べることにより、各領域での磁場の増幅と散逸について、次の結果を得た。

1. 地球などの内惑星を形成した領域では、常に散逸が効果的であり、まきこみによる磁場の増幅は重要でない。散逸は主としてジュール損失で起こる。
2. 外惑星を形成した領域では、まきこみによる磁場の増幅が重要になってくる。木星形成領域では、まだ減衰の方が効果的であり、磁場の力はほぼ無視することが可能である。それより外側の領域では、磁場は増幅され、磁気圧がガス圧よりと大きくなりうるので、磁場の影響を考慮することが不可欠である。
3. ガス中の固体微粒子が赤道面に沈澱し、微惑星が形成されるようになった段階では、微粒子表面でのイオンと電子の再結合反応が起りにくくなり、荷電粒子密度が上昇しはじめる。この結果、磁場は散逸されにくくなるので、地球より外側の領域では、まきこみによって磁場が増幅されるようになる。
4. 赤道面から離れるにつれて、ガスの密度が下がり、宇宙線が入射しやすくなるので、荷電粒子密度は上昇する。従って、これらの領域では、磁場はガスに凍結しており、まきこみによる増幅が効果的である。

# レイリー・テイラー不安定による地球コア形成

井田 茂・中川 義次・中沢 清  
東大理

## 1) 目的

原始地球...  $10^{6-8}$ 年まで metal と silicate が均質集積 } この時点まで  
現在の地球... コア(metal)・マントル(silicate)の層構造 } コア形成 event

この途のコア形成に関与する化率には Rayleigh-Taylor 不安定によってコア形成し得るものがあるが、これは極めて定性的なもの、定量的見解が得られず、平行平板一定重力での分散関係を強引に使っている。



厳密に Navier-Stokes 方程式から出発し、球対称自己重力系の Rayleigh-Taylor 不安定を定量的に調べ、地球のコア形成の initiation を明らかにする。

## 2) 仮定、基礎方程式

• 仮定：非圧縮、球対称を仮定し、3層の系を仮定す。2層 + rigid surface の系とする。

(この系による成長率  $\sigma$  の誤差は最大  $\sqrt{\beta/A}$ )

• 擾動： $r=R_1 \rightarrow r=R_1 + \epsilon Y_0^m$  (球関数展開)

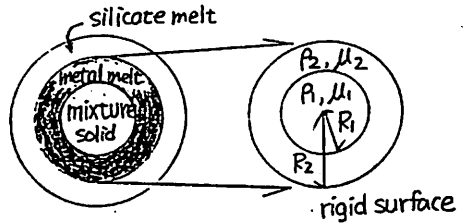
$$\epsilon = \epsilon_0 e^{\sigma t}, \quad \epsilon_0 \text{ 微小量}, \quad \sigma \text{ 成長率}$$

• 基礎方程式： Navier-Stokes eq.  $\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla(S\phi + SP/P) - \nu \nabla^2 u$

非圧縮性  $\nabla \cdot u = 0$

Poisson eq.  $\nabla^2 S\phi = 4\pi G S P$

この方程式系に  $r=R_1, R_2$  の境界条件を付し、代数的に求める分散関係を超越方程式にする  $\Rightarrow$  数値的に解いて explicit に分散関係を求める。



## 3) 分散関係の一般的性質

$$M_1 > M_2 \begin{cases} l=1: S_2 \text{ で } \sigma \text{ は決まる} \\ l \geq 2: S_1 \text{ " } \end{cases} \rightarrow \text{変形のない平行移動モードのため外層が決められる}$$

$$M_1 < M_2 \quad : S_2 \quad \text{"} \quad \left. \vphantom{M_1 < M_2} \right\} \text{より viscous 効果が決まる}$$

$$S_1 \equiv V_1/R_1^2 \sigma_f \sim \text{free fall time / 内球の viscous time}$$

$$S_2 \equiv V_2/R_1(R_2-R_1) \sigma_f \sim \text{" / 外層の "}$$

$$*) \sigma_f \equiv \frac{4\pi G(R_2-R_1)}{3} \sim (\text{free fall time})^{-1}$$

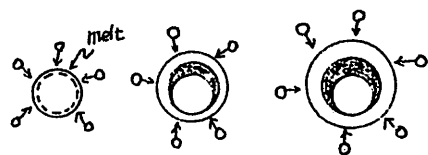
## 4) 地球コア形成

3)の結果を地球コア形成に適用すると;

卓越するモードは  $l=1$  (平行移動) であり、その time scale  $\sim 10^3$  yr.



コア形成は平行移動モードで、原始地球の accretion stage の外層部溶解後、再び開始される。





イオ衛星による Alfvén 波擾乱の励起に関する  
計算機シミュレーション

阿部 博史 大家 寛

東北大・理

序. 木星デカメータ電波の出現は、ガリレオ衛星イオに対し強く依存する成分を持つ。これは、木星磁場とイオとの公転速度の違いに依る相対運動のためイオに生ずるローレンツ電場により、イオが、木星磁気圏において巨大な発電機としてふるまうことに起因する。従来、このイオ-木星電離層間の相互作用は、電磁流体的擾乱を基調とする、Alfvén 波的電流系について、定性的、準定量的に議論がなされてきたが、今回、我々は、MHDシミュレーションを用いて、定量的にこのイオ-木星結合系の解明を試みた。

方法. 基礎方程式として、Landquist 方程式を用い、この方程式系を、2 Step Lax - Wendroff 法により差分化して解いた。解を求めるに当り座標系としては、木星の動径方向を  $x$ 、南北方向を  $y$ 、経度方向を  $z$  とする直交座標とし、イオトラスを中心とする  $(x-y)$  2次元問題として取り扱った。初期モデルとして、密度温度を、方程式系を満たすように求め、Self-Consistent な安定解からシミュレーションを開始した。

結果. シミュレーションの結果は、発生し得るすべての波動を含んでいるが、最も強く励起されたのは、Alfvén 波であった。この Alfvén 波は、擾乱を与えられたトラスの中心より Start し、トラス内が、高い  $\beta$  値 ( $\beta \sim 0.1$ ) のため、斜め伝搬を伴いながら、約4分の時間を費してトラスの境界に達する。ここで、トラス外部が低い  $\beta$  値のため、伝搬速度が速くなり、波長が伸びる様子を、明らかに示してい

る(図1)。また、そのエネルギー輸送の様子と、トラス境界に設けられた観測点におけるポインティングフラックスによって調べた結果、イオによる擾乱エネルギーが、トラスをめぐり、木星電離層へ向かい、Alfvén 波によって輸送される様子が、明瞭に示された(図2)。

TIME = 2.400E+02  
Y-COMP. OF MAG.FIELD  
MAX = 3.81207E-08  
MIN = -3.48240E-08

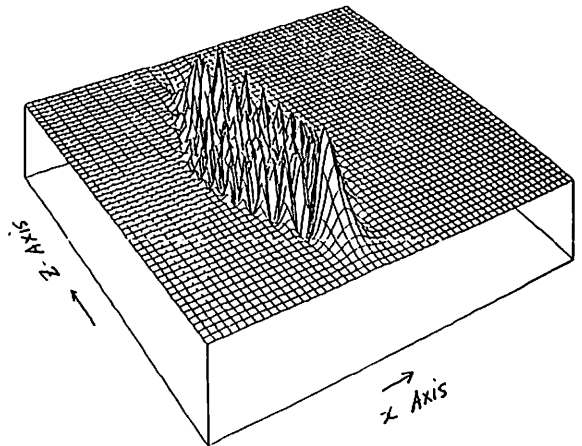


図1. 磁場の  $y$  成分

Obs. ID Number 9

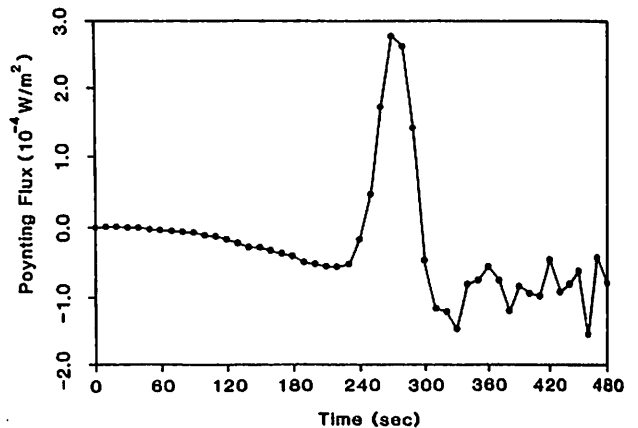


図2. ポインティングフラックスの時間変化

今井一雅・太田雄一  
高知工業高等専門学校・電気工学科

1. はじめに

木星から放射される自然電波の中でデカメートル波領域のものは、地上において強力な電波放射として観測される。この放射機構は、種々の観測がなされているにもかかわらず、未だに解明されていない。特に、広帯域の偏波特性については十分な観測がなされておらず不明な点が多い。そこで木星から放射されているデカメートル波の偏波特性を、21.9 MHzを中心として広帯域(1 MHz)に観測するために、右旋円偏波と左旋円偏波の偏波特性を交互にスペクトラム・アナライザーで測定し、ミニコンによりカラーでそのダイナミック・スペクトラムを表示するシステムを開発した。このシステムは、広帯域偏波受信系、偏波観測用アンテナ系、そしてミニコンを中心とした解析システムからなっている。またこの偏波観測は、従来から行っている21.87 MHzの固定周波数における多地点強度変動観測システム<sup>(1)</sup>と同時に進めるようになっており、ミニコンにより総合的な観測データの解析が可能となっている。

2. 広帯域偏波受信系

図1に示すように、クロス八木アンテナで受信された木星電波(21.4~22.4 MHz)は、パワーディバイダーによりX、Y共に分配され、それぞれの片方を90°ハイブリッド・パワーコンバイナーによりπ/4位相をずらして合成している。これにより、右旋円偏波(R)成分と左旋円偏波(L)成分を広帯域に取り出すことができる。また、この2つの出力は、RFスイッチにより、R・L交互にスイッチングし、スペクトラム・アナライザーにそれらの広帯域な偏波状態を表示することになる。このため、スペクトラム・アナライザーへのR・Lの入力を切り換えるRFスイッチと、表示する掃引時間とが同期している必要がある。ここでは、2.5 HzでRFスイッチを切り換え、それに同期した外部掃引トリガパルスにより、スペクトラム・アナライザーのCRTに、偏波特性を表示している。また、後の解析のために、この出力をR・L切り換え確認用の2.5 Hz信号(CH2)及びブランキング信号(CH4)、そして時刻確認用のJJY信号を同時にデータレコーダに記録している。

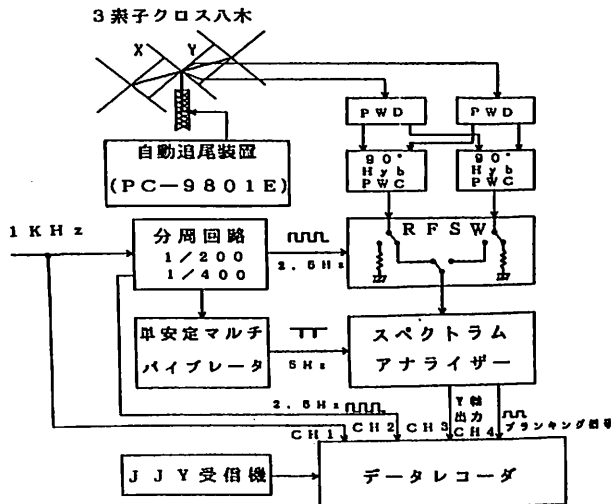


図1 広帯域偏波受信系のブロックダイアグラム

3. 偏波観測用アンテナ系

木星デカメートル波の偏波特性観測用として、三素子クロス八木アンテナを用いている。このアンテナは、広帯域の偏波特性を観測するためにエレメントの間隔を0.2~0.25λにといったワイドスペース八木アンテナに改造されたもので、それぞれのアンテナ(X, Y)のSWRの周波数特性は、観測周波数帯域内では、1.25以下となっている。またこのアンテナは、常に木星の方向を向いていないとR・L成分の測定誤差を生じる。そこで、パソコンを用いて木星を±5°の精度で追尾している。

4. 解析システム

データレコーダに記録されているスペクトラム・アナライザーの出力は、ミニコンにA/D変換して取り入れるために、前述のCH2, CH4の信号をもとにタイミングをとり、サンプリングしている。これは、R・L成分の出力を分離するためのものである。このように、一度ミニコンの磁気ディスク上にデータが入れば後はソフト的に処理が可能となる。筆者らは、このR・L成分の大きさをカラーに擬似的に対応させ、その時間変化(ダイナミック・スペクトラム)をカラーグラフィックディスプレイに表示して、最終的な解析を行う方法をとっている。また、同様な方法で同時刻の多地点強度変動観測データの解析も行うことができ、スペクトラムとの比較が可能となっている。

5. 試験観測例

試験観測例として、1985年9月10日のI<sub>o</sub>-Bの偏波観測データを、写真1に示す。このスペクトラムは、R成分のもので強度的には弱いが30秒付近から右上がりの構造を持っていることがわかる。L成分に関しては、このようなはっきりした構造が見られない。

6. むすび

以上の観測システムにおいて、1 MHzの広帯域偏波観測が可能となった。現在、実際に木星デカメートル波を受信し、ミニコンにより、その解析を行っている段階であり、従来から行っている多地点強度変動観測システム(足摺, 新居浜, 南国)との同時観測から、強度変動と偏波特性との関係なども明らかにすることができ、木星電波放射機構を解明する重要な手がかりを得ることができるものと期待している。

参考文献 (1) 今井, 里見: 日本地球電気磁気学会第75回講演予稿集 P.128, 1984

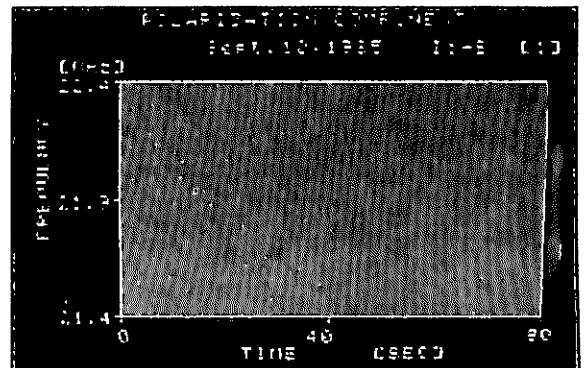


写真1 右旋円偏波成分のダイナミックスペクトラム観測例

—非周期的時系列データのカオティック解析—

三浦 輝夫, 甲斐 達  
(大阪市立大理) (大阪市立大理)

§1. 観測や実験から得られる非周期的な時系列データの確率過程から生成されるランダムなものであるか, 決定論的な力学過程により生成されるカオティックなものであるかを判定することは, この時系列を作り出す素過程を推定する上で重要な情報を与える。これを判定する試みとして, Grassberger and Procaccia (1983) が相関次元の方法を提案している。我々は彼等の方法を地磁気遷移を与えるモデルとしてある3ディスク・ダイナモ系に適用して, アトラクターの相関次元 $\nu$ と軌道の複雑度を与える $K_2$ -エントロピーと求めた。(図1, 2)

観測や実験から得られる時系列データの中にはサンプル数が少数の場合もある。我々は, Grassberger 等の方法を少数サンプルのときにも適用することと試みた。この方法の正確性は, 3ディスク・ダイナモ系の計算機実験を行うことにより確かめた。さらにこの方法を扱って, 現実の地磁気遷移の時系列データ (Larson and Hilde, 1975) を解析した。(図3) 我々はこれにより, 地磁気の遷移現象が少数自由度(約3)の決定論的な力学系に支配されるカオティックな変動であると主張する。

§2. アトラクターの相関次元 $\nu$ と $K_2$ -エントロピー (Grassberger 等の方法)

観測された時系列 $x(n)$ をアトラクター上の軌道の射影と考える。これを一定の時間増分として標本点 $\{x_m\} \equiv \{x(t+mh), m=1, 2, \dots, N\}$ を $d$ 次元位相空間に埋め込んでいく。①式で相関次元を定義する。

$$C_d(n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} [\{ (x_n - x_m)^2 + (x_{n+1} - x_{m+1})^2 + \dots + (x_{n+d-1} - x_{m+d-1})^2 \}^{1/2} < r \text{ を満たす点 } (n, m) \text{ の組の数}] \quad \text{----- ①}$$

このとき,  $C_d(n) \sim r^{2\nu} \exp(-d h K_2)$  ..... ② となる。ここで $\nu$ は相関次元であり, アトラクターの次元と与える。 $K_2$ は $K_2$ -エントロピーであり,  $K_2=0$  (秩序系),  $K_2>0$  (カオス系),  $K_2=+\infty$  (シタム系) である。

§3. 3ディスク・ダイナモ系 $\nu$ と $K_2$

モデル  $\begin{cases} \dot{x}_i = -A x_i + x_{i-1} y_i, & i=1, 2, 3 \\ \dot{y}_i = 1 - x_i y_i, & x_0 \equiv x_3, y_0 \equiv y_3 \end{cases}$   
 $A=1.30, N=5000$  かつ  $\nu = 3.11 \pm 0.04$  (図1)  
また我々は $d$ 次元での $\nu < K_2, d >$ の漸近形として,  $\langle K_2, d \rangle = K_0 + (\text{const}/d)$  ..... ④  
を得た。(図2.)

§4. 少数サンプルの場合の解析法は講演で述べる。

§5. 地磁気アトラクターの次元

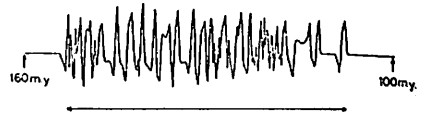


図3. 地磁気遷移の時系列データ (Larson et. al. より)

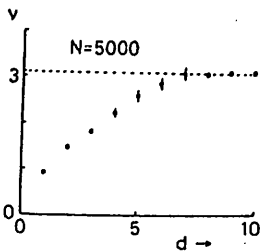


図1. 3ディスク・ダイナモ系の相関次元 $\nu$

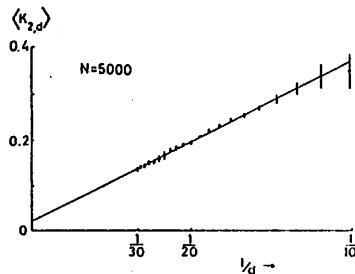


図2. 3ディスク・ダイナモ系の $K_2$ -エントロピー

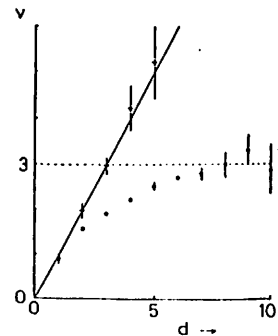


図4. 地磁気アトラクターの次元 (約3) 一致乱数の次元 (+E $\nu$ )

# 地球磁場のアナログモデルとしての 力武ダイナモ

星 雅之・河野 長  
(東工大理)

力武ダイナモのふるまいは、その初期値を表す他と回路のインダクタンスや抵抗等の電氣的性質をまとめる二つのパラメータによって決まる。ITO(1980)は、力武ダイナモの逆転がこの二つのパラメータによって周期的、或はカオティックな状態になることを調べている。また Shimizu and Honkura(1985)によって、より複雑な円板ダイナモが研究されている。

しかし実際の地球内部には、円板やコイルは存在しないのだから、自由度を増やして地球磁場に合わせても、あまり意味があるとは思われない。円板ダイナモは、アナログモデルとして価値があるという点から、最小のパラメータ数を持つ力武ダイナモによって、地球磁場がどこまで表わされるかという点に興味がある。今回は二つのパラメータ ( $K, \mu$ ) に対して、極性の逆転間隔、及び強度分布がどのように変化するかを調べ、観測データと比較した。

$\mu$  を変化させた場合、逆転間隔と強度分布は、危の値はほぼ同じ様な変化を見せた。ほぼ  $\mu = 0.6$  となる点 ( $(K, \mu) = (2, 1.3)$  ( $3, 1.8$ ) ( $4, 2.4$ ) ( $5, 3.0$ )) では、逆転間隔が長いものが多く存在し、また強度分布は正逆それぞれで非常に高いピークが表れる(図1)。この点から離れるにつれて、 $\mu$  を増加させた場合も減少させた場合も、同じ様な変化を見せた。逆転間隔は次第に長周期のものが減って行く。一方強度分布は、まず正逆それぞれのピークが分裂し(図2)、その後内側の二つのピークは、その高さを増しながら中心方向へ、また外側の二つのピークは高さを減らしながら外方向へ動いて行く(図3)。図2、図3の曲線は、4つの正規分布による近似である。しかしその物理的な意味は分からない。

地球磁場の極性の逆転間隔はほぼ指数分布となり、一方強度分布は正逆二つの正規分布によって表わされることか、古地磁気

の観測結果より明らかにされている。力武モデルは地球磁場のアナログモデルとして見られる場合、先の二つの特性に関してはかなり良いモデルといえるのではないだろうか。

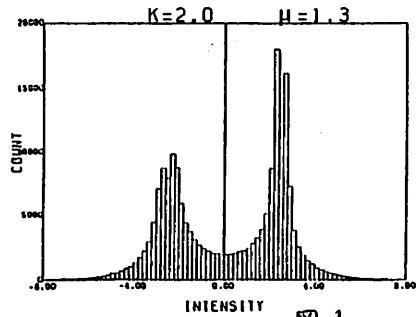


図 1

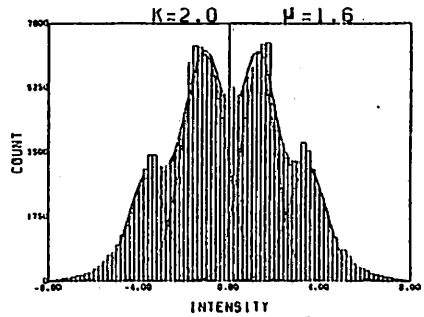


図 2

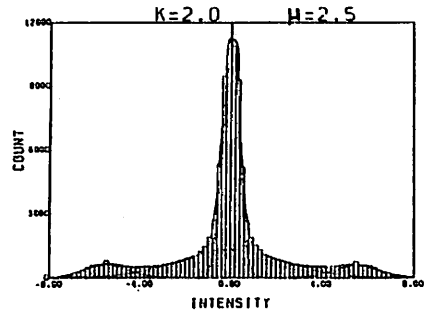


図 3

# 非双極子磁場の永年変化における 停滞性磁場と移動性磁場の脈動の効果

松島政貴・本蔵義守  
(東工大理)

地球表面  $r = a$  における地球磁場の磁気ポテンシャルは地球外部に起因する影響を無視したとき次のように表される。

$$W = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos\theta)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n W_n^m P_n^m(\cos\theta)$$

Yukutake & Tachinaka は

$$W_n^m = F_n^m \cos(m\phi + \psi_n^m) + K_n^m \cos m[\phi + V_n^m(t - \tau_n^m)]$$

のように地球磁場を停滞性磁場と移動性磁場とに分離した。しかしながらこのモデルによって計算された Gauss 係数と観測されたものとの間には顕著な違いがある。そこで停滞性部分また移動性部分の脈動を考慮し、Barraclough のまとめたデータを使って非双極子磁場の永年変化を調べてみた。

停滞性部分の脈動を考慮した場合、また移動性部分の脈動を考慮した場合、それぞ

れの項は次のように表すことができる。

$$\left\{ F_n^m + E_n^m \sin \frac{2\pi}{T_{E_n^m}} (t - \tau_{E_n^m}^m) \right\} \cos(m\phi + \psi_n^m)$$

$$\left\{ K_n^m + D_n^m \sin \frac{2\pi}{T_{D_n^m}} (t - \tau_{D_n^m}^m) \right\} \cos m[\phi + V_n^m(t - \tau_n^m)]$$

ここで、 $E_n^m \cdot T_{E_n^m}$  は停滞性部分の脈動の振幅および周期、 $D_n^m \cdot T_{D_n^m}$  は移動性部分の脈動の振幅および周期である。

モデルとしては、停滞性部分のみの脈動(モデルA)、移動性部分のみの脈動(モデルB)、そして両方の部分の脈動(モデルC)を仮定した3つの場合について調べた。移動速度  $V_n^m$  を代入して各パラメーターを inversion によって求めた。さらに  $V_n^m$  も変数に加えて inversion を行い各パラメーターを求めた。

使用したデータと求めたパラメーターを使って計算された Gauss 係数を  $g-h$  図に示す。

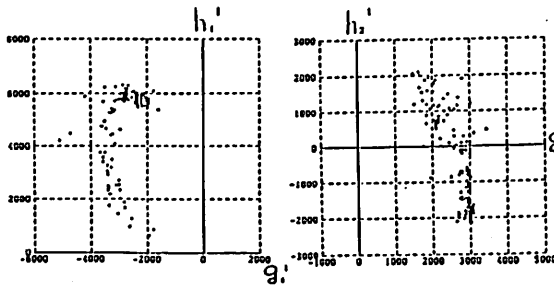


図1 (a) データ  
(b) モデルA

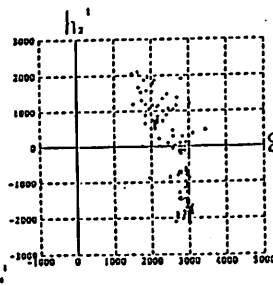


図2 (a) データ  
(b) モデルC

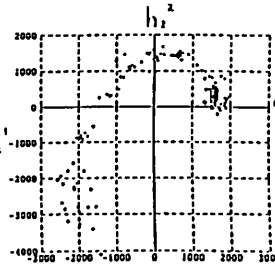


図3 (a) データ  
(b) モデルA

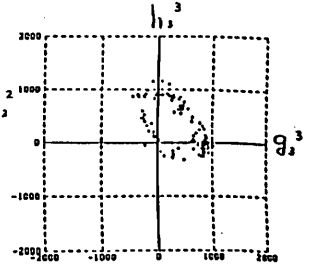
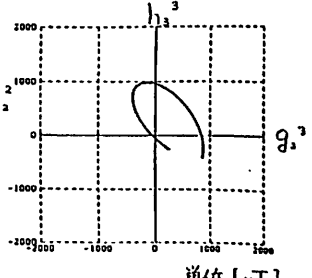
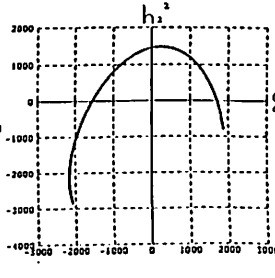
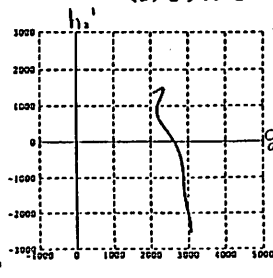
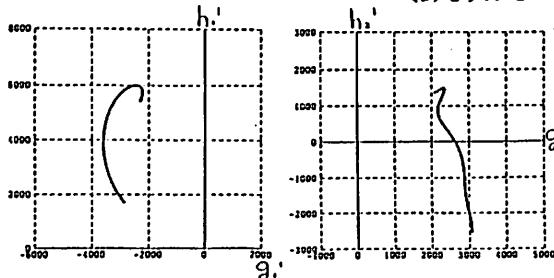


図4 (a) データ  
(b) モデルA



単位 [nT]

## 全磁力夜間値の変動

藤田茂・岡本明久・吉森ゆかり  
気象庁 地磁気観測所

1977年から1985年にわたる  
栢岡を基準とした地磁気永年変化を研究し  
た。その結果、4~5年程度の周期を持つ  
変動が、栢岡から遠く離れた地点で顕著に  
現われることが発見された。この変動は1  
太陽活動周期に2回高い値を示す赤道環電  
流の変動による、と生じていることがわか  
た。又、八丈において日海流の変動が磁場  
変動を引き起していることも明らかにな  
った。さらに女満別と~~稚子~~栢岡の夜間の水平成分  
の差には明瞭な栢岡年周変化が認め  
られた。

## 参考文献

Fujita, S., Okamoto, A. and Yoshimori, Y. (1986):  
Variations in the Nighttime Geomagnetic  
Total Intensity. Man. Kakioka Mag. Obs.,  
21

全磁カ値に含まれる  $D_{st}$  変動の除去について

住友 則孝 (京大教養)

全磁カ値を用いて、地震に関連した永年変化異常を検出しようとする際、非局地的な擾乱磁場変動を除去しなければならぬ。 $D_{st}$ ,  $K$  index を用いて補正する方法や重価差をとる方法などが提案されている。ここでは、比較的長期(数年)にわたる異常の検出を考える。従って、用いるデータは月平均値である。たとえば、静穏日を選んで、日平均値や月平均値は大きく変動するが、このほとんどは  $D_{st}$  変動と考えられている。この場合、重価差法が有効であり、これはよく知られている。今回は、栢岡の  $H$  と鹿屋、女満別の  $F$  との重価差の有効性を調べる。これは、 $H$  の変動が充分  $D_{st}$  変動を代表し得ることを仮定していること、 $F$  の永年変化を補正操作によって乱すことを避けることなどを念頭に置いている。

解析の手順は、1982年1年間の全データをとり、月毎に、日平均値を用いて、例えば、 $\bar{F}_{KNY} - \alpha \bar{H}_{KAK}$  の  $\alpha$  を求めた。数%の季節変動はあるが、ほぼ一定してい

るので、これらの年平均値を以下の解析に用いた。すなわち、1980-1983年の4年間につき、毎月の All days 月平均値を用いて、

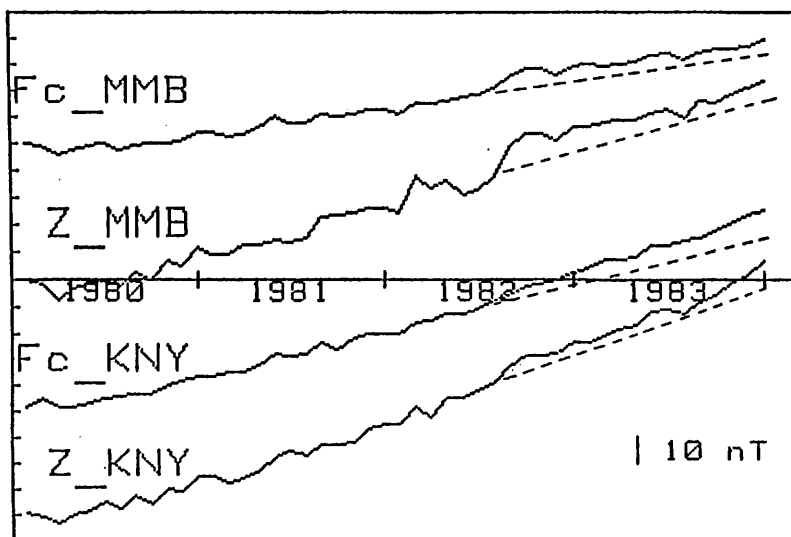
$$F_c - MMB = \bar{F}_{MMB} - \alpha \bar{H}_{KAK}$$

$$F_c - KNY = \bar{F}_{KNY} - \beta \bar{H}_{KAK}$$

を計算した。ここに、 $\bar{F}$ ,  $\bar{H}$  などには月平均値、 $\alpha$ ,  $\beta$  は先に求めた荷重<sup>1982</sup>の年平均値である。結果を図1に示した。また、図には、女満別および鹿屋の区の Calm days 月平均値も合わせて示した。

図から明らかになるように、例えば、 $F_c - MMB$  と  $Z - MMB$  の相関はかなり高い。1982年7月頃から、女満別、鹿屋において、重価差に共通した step 状の変動がみられる。この変動は明らかに外部擾乱によるものである。この頃、11月の地震でも減少しているの、この擾乱は、 $D_{st}$  変動と同質のものであると考えられるが、かなり長期にわたる変動である。この変動が、何故、重価差では除去し得なかったかについて考察する。

図1.



デジタル標高データを用いた  
地磁気地形補正の自動化

中川一郎（東大震研）

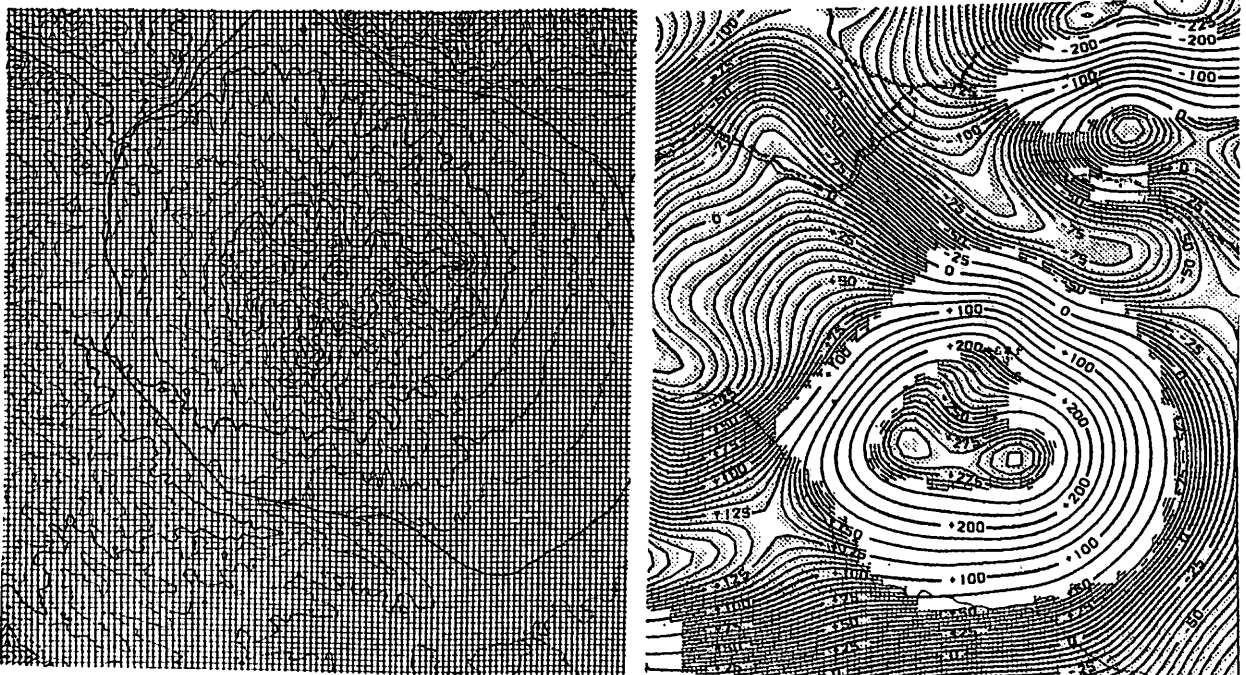
航空磁気測量データをもとに地殻深部起源の磁気異常を抽出するのに low pass filter がよく用いられてきた。しかし、中部地方のように火山が多数分布するような地域では、表層の地質構造を起源とした磁気異常に長波長磁気異常成分が含まれていない保証はない。特に、火山のように帯磁が強い場合は、長波長成分への影響は無視できない。

表層帯磁の影響を取り除いて、深部情報を取り出すのに、地磁気地形補正を行った。任意の地形に対する磁気異常を計算するのに、従来はコンターを読み取り、タルワニの方法がよく用いられてきたが、ここでは、角柱の組み合わせにより地形を合成し、地磁気地形補正を行う事を試みた。

角柱の重ね合わせによって地磁気地形効果を計算する利点としては、

- (1) 解析解を用いるので、タルワニの方法のように数値積分による不確定さが無い。
  - (2) 国土地理院によってデジタル化されている地形標高データを利用することにより、地磁気地形処理の自動化が出来る。
  - (3) 帯磁を担う山体の底をインバージョンにより推定できる可能性がある。
- などが挙げられる。

デジタル化された地形標高データ NEDOによって得られた同地域の磁気異常図  
(榛名山)





雲仙火山の磁気異常

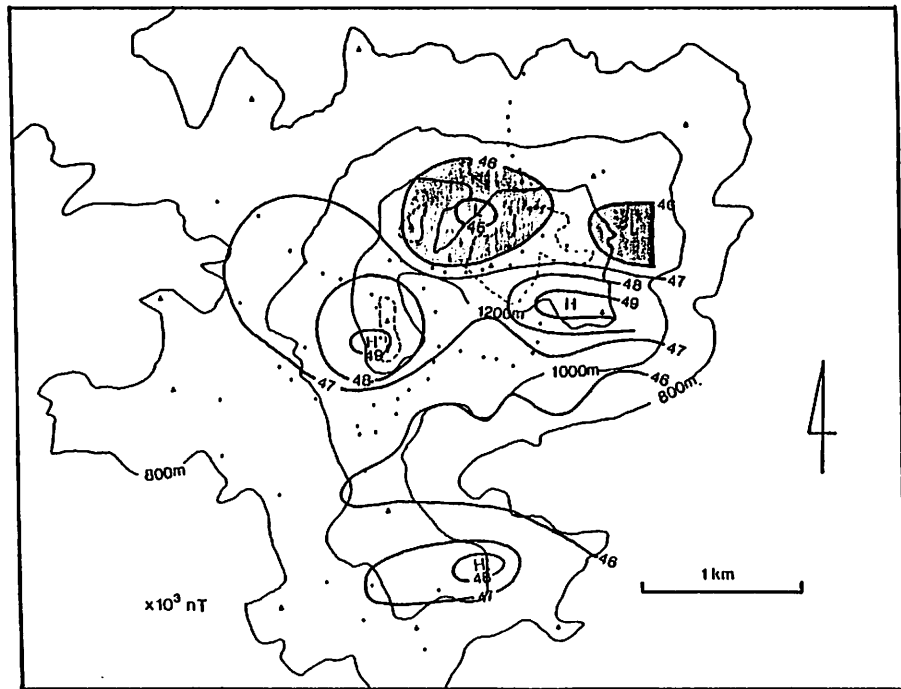
半田 駿<sup>\*</sup>、鈴木 亮<sup>\*</sup>、植村佳央<sup>\*</sup>、仁位正博<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> 佐賀大学 教養部 科佐賀大学 理工学部

田中良和 (京大 火山研)

雲仙火山は長崎県島原半島の中央部に位置し、多数の溶岩円頂丘群から成る複式火山である。また、この火山は東西性活断層で構成される雲仙地溝中にあるという大きな特徴がある。火山記列にも東西方向の傾向が著しいので、火山活動が地溝の生成機構と関連があることは十分あり得ることである。雲仙火山の最近の活動は1792年の噴火で、この時の活動では、菅賢岳北麓を流れ下る新流溶岩が出来、更に島原市西方の眉山の崩壊によりいわゆる「島原大変」が生じた。雲仙火山の主峰を含む雲仙岳山頂付近は、国見岳、妙見岳、野岳によって半円状に取り囲まれており、南部が破壊されているが、カルデラ構造をなすと考えられている。このカルデラ中に菅賢岳が噴出して現在の複雑な地形が出来たと考えられる。

我々は1985年夏-秋に雲仙岳を中心として島原半島一帯の磁気測量を行なった。使用したプロトン磁力計は遊機舎製PPN-739で、精度は1nT、地上からの高さ1.9mで測定した。下図は雲仙岳周辺での磁気異常で、約±2000nTの異常が存在することが分かる。この異常を説明するためにTalwani(1965)の方法で、地形による磁気異常の計算を実施した。最初は一様帯磁、帯磁方向は現在の磁場方向、帯磁率は2A/mとして計算したが、南のHigh(菅賢岳南)以外は定性的に説明出来た。



竹中 湖  
(千葉大理)

柳澤正久  
(宇宙研)

藤井良一  
(極地研)

人工衛星による磁場観測から磁気異常図を作った場合、電離層、磁気圏に流れる電流による磁場も取り除かなければならない。後者が前者に比べ1桁程度強いので、外部擾乱磁場の影響のない図を得るのは非常に難しい。一般には、このような擾乱の空間的波長は3,000~4,000 km以上あると仮定して、数1,000 km以上の観測プロファイルに2次式などを最小二乗法でフィットさせ、それを引き去るという手段で除去が行われてきた。しかし、外部磁場などのような様子をしていないのかは、正確な磁気異常図を作ったのに十分なほどには知られておらず、従って、2次式等をおいてはわかることが正かどうかもはっきりしていない。

実際の外部磁場の様子を把握し、それを引き去ることによって磁気異常を求めた方法は、MAGSATのデータについて、Yanagisawa & Kono (1984, 1985) によって、平均電離層磁場補正法 (MIFC) として開発され、中低緯度の磁気異常図作成に応用された。我々は、この方法を改良し、南極域の磁気異常図を作ったことを試みた。解析手順を次に示す。MIFCに比べ、③のステップが改良されている。

①  $K_p \leq 2.0$  の期間に観測された MAGSAT 全磁力データを選り出した。

② Model Field GSFC (12/83) を引き去った。

③ 擾乱磁場は、 $K_p$ 、磁気緯度、magnetic local time のみの関数であると仮定し (衛星高度はほぼ一定)、各  $K_p$  について、平均的な擾乱を、磁気緯度、magnetic local time の関数として観測から求めた。これを平均極域擾乱磁場 (Mean Polar Disturbance Field, MPDF) と名付けた。

④ 1つ1つのデータから、 $K_p$ 、磁気緯度、magnetic local time に合わせて、MPDF を引き去る。

⑤ 約  $300 \times 300$  km のグリッド内でデータを平均し、磁気異常図を作った。

得られた MPDF、磁気異常図から次のことがわかった。

① MPDF のプロファイルは、8,000 km の磁気観測プロファイルに2次式をおいてはわかること (Ritzwoller & Bentley, 1982) が適当でないことを示している。

② 航空磁気測量で磁化が強いと示された地域 (グラニュライト層) には、正の異常が対応している。

③ 南極周辺の海域では、海盆が負、ライズ、リッジが正の異常に対応しているらしい。

Ritzwoller & Bentley, Geophys. Res. Lett., 9, 285-288, 1982.

Yanagisawa & Kono, J. Geophys. Res., 90, 2527-2536, 1985.

Yanagisawa & Kono, J. Geomag. Geoelectr., 36, 417-441, 1984.

# 海底磁力計の開発

## — 長期連続観測の試み —

中埜岩男・甲斐源太郎・江村雷男  
海技センター

ケーブル伝送方式の海底プロトン磁力計の長期連続観測を、相模湾内の初島西海域の水深約30mの海底で試みたので、その結果について報告する。

この試みは、59年と60年の2回行った。1回目は、59年3月から59年8月にかけて実施し、問題点が明確になった時点で一度回収した。回収後、海底部の点検を行った結果、タイマーの水晶発振器が動作不良を起こしていることが判明した。このため、タイマーをCR方式に変更した新しいプリアンプコントローラを採用した。これに合わせて、モード変換の方式を改良した。基本的には、各モードの切替は陸上部からの信号を受けて行い、同時にCRタイマーを走らせて、所定の時間経過後は自動的に陸上部のコマンド待ち状態に戻すようにし

ている。この他、海底部にはバッテリー保護回路を取付け、陸上部にはシーケンス監視装置を増設した。

このような改良の後、60年3月から長期試験を再開した。再開後は、1ヶ月以上の欠測のない連続データが得られるようになった。取得データの解析は現在実施中であるが、その一例を図に示す。この図は、全磁力をパラメータとして、時間による頻度分布を取ったものである。分布の形状は、全磁力の変動中に依存しており、その右に示す全磁力の時間変動の図からもそのことが分る。このような全磁力のヒストグラムは、全磁力のステップ中によって形状の変化が若干認められるが、全磁力の変化の類別化に有効ではないかと思われる。

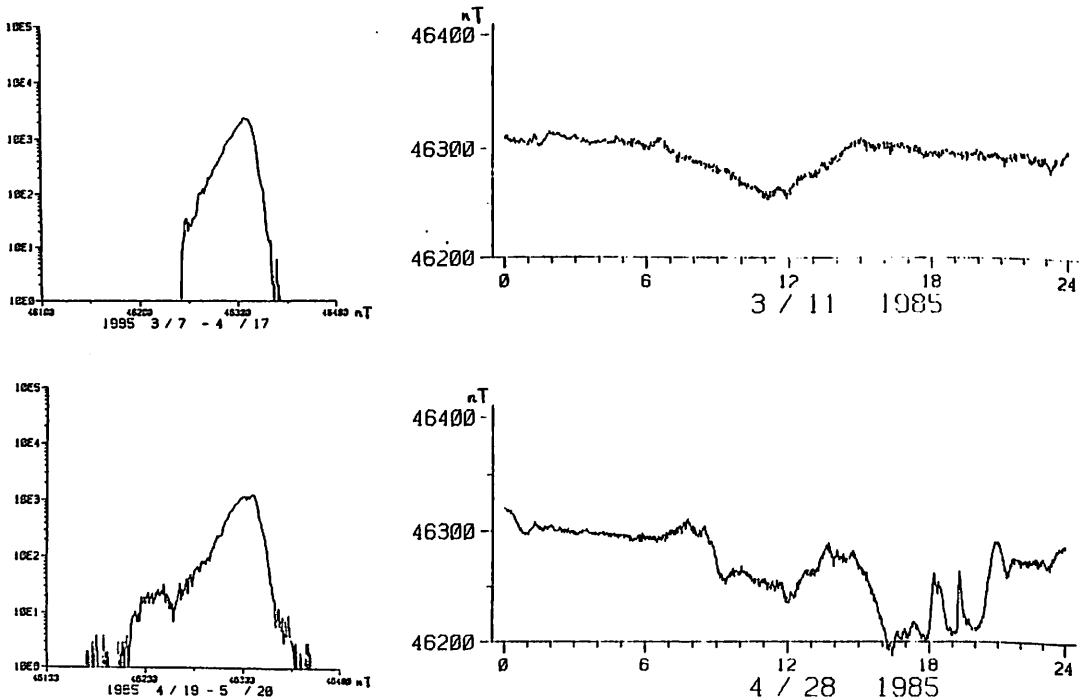


図. 全磁力のヒストグラム (1nT刻み) と 代表的な時間変化

笹井 洋一  
東大 地震研' 究所

半無限弾性体の一点に均しく力によつて生ずるポインソ磁気ポテンシャル(SASAI 1986)は、この弾性体の変形で生ずる様々な地磁気変化モデルのグリーン関数である。力の作用点がある場合、それは表面荷重問題に適用できる。典型例はダム地磁気効果である(DAVIS 1974)。ここでは一様な円形荷重による地磁気変化を調べる。

グリーン関数は垂直荷重の場合だけを示す。荷重点を  $(x_1, y_1, 0)$  とする。

$$\frac{8}{\beta J_x} V_3^x = 4(1+\nu) \left[ \frac{x-x_1}{\rho(\rho+c)} \right]_H^0 - 12H \frac{x-x_1}{\rho^3} \quad (1)$$

$$\frac{8}{\beta J_z} V_3^z = 4(2-\nu) \left[ \frac{1}{\rho} \right]_H^0 - 12H \frac{C_H}{\rho^3} \quad (2)$$

ここで

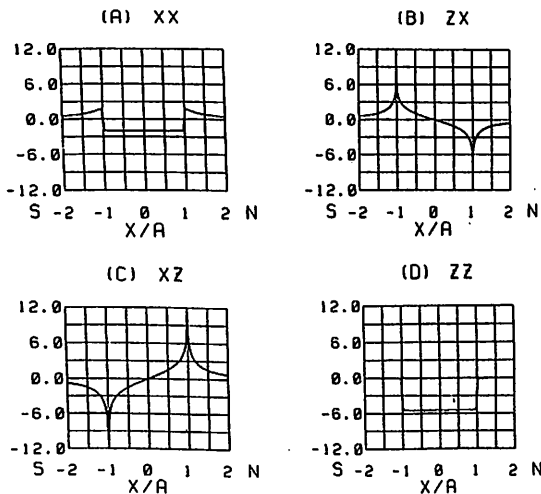
$$\left[ f(c) \right]_H^0 = f(c_0) - f(c_H), \quad c_0 = -z, \quad c_H = 2H - z \quad (3)$$

$$\rho_j = \sqrt{(x-x_j)^2 + (y-y_j)^2 + c_j^2} \quad (j=0, H)$$

(1)の第1項は、地表と  $z = 2H$  を結ぶ北向き双極子列、(2)の第1項は、上向き列である。このことから例えば、DAVISの計算した正方形荷重は、主として荷柱の作る磁場に他ならないことが分る。

(1)および(2)を半径  $a$  の円について積分する。円柱座標  $(r, \varphi, z)$  を用いると、

図 1



$$\Phi_3^m(r, z) = W_0 \int_0^a s ds \int_0^{2\pi} V_3^m(s, \varphi; r, z) d\varphi \quad (4)$$

但し、 $W_0$ は単位面積あたりの荷重である。(4)は  $g(\xi) = W_0 U(a-\xi)$  ( $U$ はヘビサイド関数)と  $V_3^m$  との  $r, \varphi$  について見なせる。この積分はハンケル変換で解くことができ、

$$\Phi_3^m = 2\pi a W_0 \int_0^\infty V_3^{m*} J_1(ak) J_0(kr) k dk \quad (5)$$

と表わせる。 $V_3^{m*}$ は  $V_3^m$  のフーリエ変換で、その各項には  $\exp(-ck)$  というファクターを含む。そこで(5)の積分は

$$I(m, n; l; c) = \int_0^\infty J_m(ak) J_n(kr) e^{-ck} k^l dk \quad (6)$$

という項の和となる。この  $I$  は完全楕円積分の組合せで表現される(EASON et al. 1955)。

結局、一様円形荷重によるポテンシャルは、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2\pi a W_0 \beta J_x} \Phi_3^x &= \frac{x}{r} \left\{ \frac{1+\nu}{2} \left[ I(1,1,-1;c) \right]_H^0 - \frac{3}{2} H I(1,1;0;c_H) \right\} \\ \frac{1}{2\pi a W_0 \beta J_z} \Phi_3^z &= \frac{2-\nu}{2} \left[ I(1,0,-1;c) \right]_H^0 - \frac{3}{2} H I(1,0;0;c_H) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で与えられる。

図1 (a)(b)に  $J_x$  による磁場、(c)(d)に  $J_z$  による磁場を示した。半径  $a = 1 \text{ km}$ ,  $z = \text{サ}-\text{高} - z = 2.5 \text{ m}$ , 縦軸の単位は  $\beta J W_0$  である。図2に  $\beta = 10^{-4} \text{ bar}^{-1}$ ,  $J = 5 \times 10^3 \text{ oemu}$ ,  $W_0 = 14 \text{ bar}$  状角  $5^\circ$  の場合の、全磁気変化を示した。これはDAVISの正方形荷重の場合と、数値的にもよく合っている。

DAVIS (1974), *Pageoph.*, 112, 811-818.

EASON et al. (1955), *Phil. Trans.*, A297, 529-551.

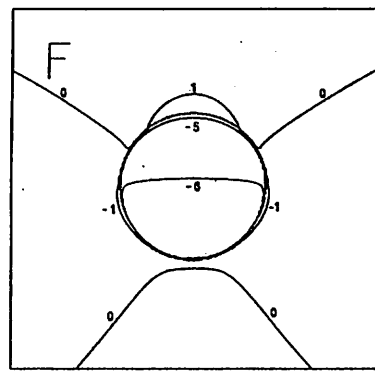


図 2

単位 nT.

関東および東海地方における  
長基線地電位観測

森 俊雄・高山寛実・吉川澄夫  
(気象研究所 地震火山研究部)

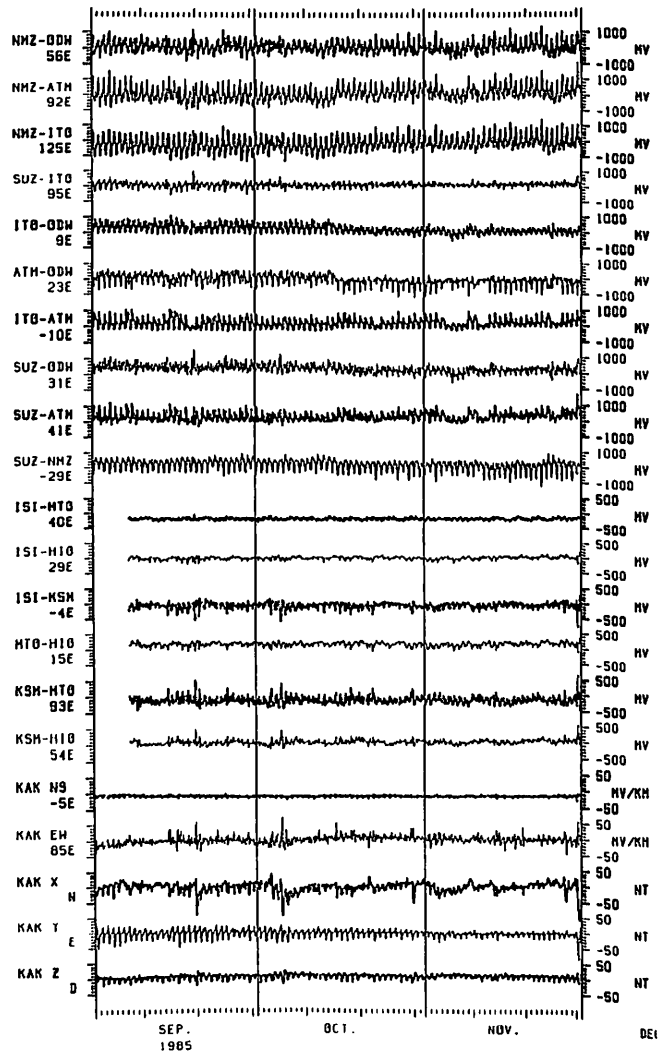
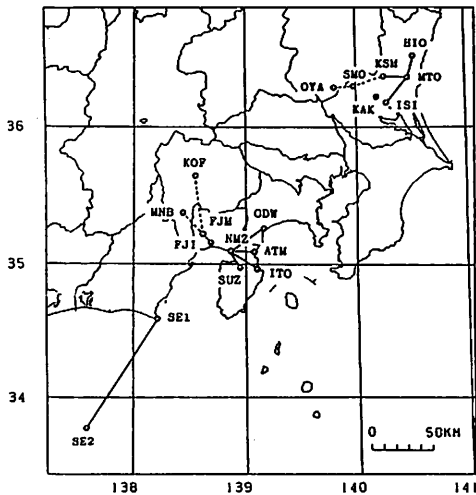
電話中継所(NTT)のアースを利用して10~50kmスパンの長基線地電位観測を行なっている。下図左は観測地点を示すが、現在は水戸(MTO)および沼津(NMZ)を基準として、それぞれ接続した地点間の電位を測定している。下図右は、電話中継所間の地電位変化と柿岡における地電位地磁気変化を1時間平均値でプロットしたものである。直接測定していない地点間(例えばISI-KSM等)も計算で求めることができる。

上から10本までが沼津での測定値、中間の6本が水戸での測定値である。水戸での日変化に対して、沼津での日変化が大きくみえるが、後者での日変化の大部分は人工的ノイズによるものである。

1985年10月15日頃にATM-ODW(熱海-小田原)その他で電位の急変がみられる。これは、大略、熱海で300mv 修善寺および伊東で100mv程度電位が減少したことに相当する。これと時期を同じくして、東伊豆における埋込式体積歪計にも異常変化が現われた。また、網代の歪計も変化

しているようにもみえる。さらにこの頃より伊豆半島東方沖での地震活動が活発化している。地電位変化の人工的ノイズが大きく確定的とはいえないが、全く独立な測定量での変化の時期と地域が一致したことは注目に値する。

この他、富士-富士宮間では、1985年7月上旬から9月上旬にかけて大きな電位の減少が見られた。水戸では、現在のところ大きな変動は見られない。



# ウィーナー・フィルターによる地磁気3成分 ノイズ除去について

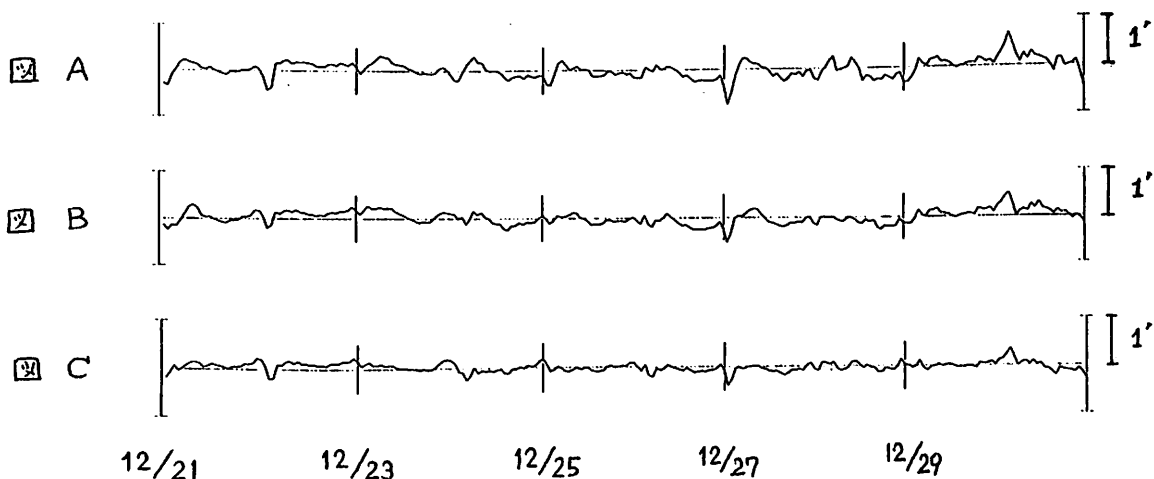
浜島 多加志      本蔵 義守  
(東工大 大理)

静岡県藤枝市に設置してある、地磁気3成分D, I, Fの観測値と、茨城県柿岡の地磁気観測所での値を用いて、静岡県中部における、地殻のストレス変化によって生じる地磁気異常の検出を試みている。

この際問題となるのは、地殻異常のシグナルと、その他の地球電磁氣的ノイズをどこまで分離できるかにかかっている。藤枝観測点と柿岡観測点との単純差 $\delta_{F-k}$ をとただけでは除去しきれない、局所的電気伝導度異常などによる、見かけ上の変化を除去するために、今回は多重ウィーナー・フィルターを用いた。

フィルター設計の手法としては、まず記録の中で、ある区間を選び、柿岡の地磁気3成分H, Z, Dを入力として得られる $\delta_{F-k}$ の予測値 $\hat{\delta}_{F-k}$ を求める。この $\hat{\delta}_{F-k}$ と $\delta_{F-k}$ との平均二乗誤差が最小になるように、フィルター係数を決める。こうして求めたフィルターを使って、今度は記録の残りの区間を予測する。

フィルター設計に使用した区間と、残りの区間に定常性が保たれていれば、予測が可能であり、 $\delta_{F-k}$ と $\hat{\delta}_{F-k}$ との差 $\Delta$ に現われるものは、非定常的な部分と、入力に情報のない部分とが残ると思われる。例として、 $\delta_{F-k}$ のD成分の図をAに示す。又、入力に柿岡のH, Z, D成分を使用した予測値との差 $\Delta(HZD)$ を図Bに示す。更に、静岡観測器(DI成分測定には、フラックスゲート磁力計を用いた)のセンサー部分に置かれた温度計の情報を入力に加えた $\Delta(HZDS)$ を図Cに示す。図からわかる通り、センサーが温度の影響をうけており、フィルター入力に必要であることがわかった。しかし、このクリーニングによってもまだノイズレベルが高い。この原因の一つに、観測点近くを走る国鉄東海道線の影響があると思われる。又、図をよく見ると、周期が一日程度の定常的なノイズが残っている。これは入力にない別のノイズ源があると思われるが、その原因については検討中である。



山田俊夫・西田泰典  
(北大 理)

北海道中央部において、日高・神居古澤両変成帯を横切る測線を地磁気短周期変化の観測を行っている。前回報告した観測点の他に新たに2点が加わっている。

周期 21.3分と64分の Induction arrow を図1に示す。 Imaginary arrow は、real arrow に比べて小さい。 Real arrow についてみると、1) 短周期：石狩低地帯(図1.(a)の領域)の良導堆積層の影響を示す東向きの induction arrow を除くとほぼ西を向く。2) 長周期：大略 induction arrow は西を向く。このことは、低地帯の効果の他に観測領域の西側に良導層が存在することを示唆している。但し、幾つかの点で南西向きとなり構造の3次元性を示している。

観測データを説明するような地下構造を推定するために、ここでは Pascoe & Jones(1972)の方法によって南北走向を持つ2次元のモデル計算を行った。まず、西側の良導層と低地帯の効果のみを考慮したモデルで計算を行った。その結果は、データを完全には説明できず、更に東側にも良導層をおく必要があることがわかった。低地帯の東側には、重力探査から厚い堆積層があることが知られている。そこで、それを考慮した良導層において計算した所、その堆積層の効果だけでは、まだデータを十分説明できず、更にその下に良導層をおかなければならないことがわかった。周期20分の結果を図2に示す。計算結果は、phase, amp.とも比較的良好に観測データを説明する。低地帯東側の堆積層の下の良導層は、神居古澤変成帯に多くみられる蛇紋岩である可能性が大きい。

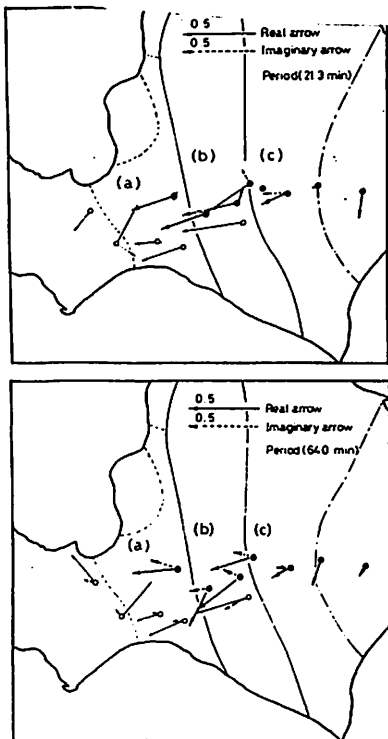


図1. 周期21.3分(上図)と64分(下図)の induction arrow  
○: Nisida(1980)による。  
(a),(b),(c), は、それぞれ石狩低地帯、神居古澤変成帯、日高変成帯をあらわす。

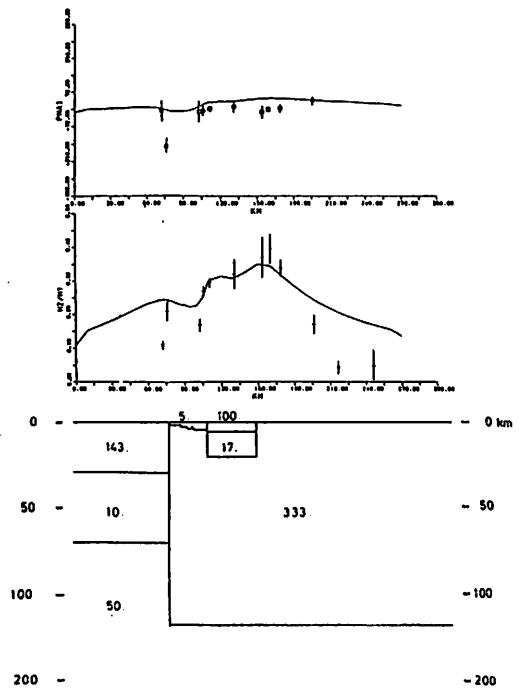


図2. 周期20分についてのモデル計算。  
上図: phase  
中図: amp.  
(error bar は 95% 信頼区間をあらわす。)  
下図: モデル  
数字は比抵抗 ( $\Omega m$ ) をあらわす。

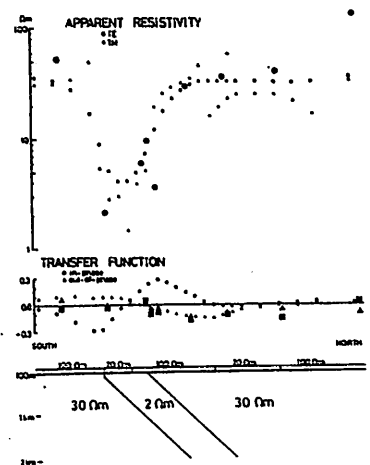
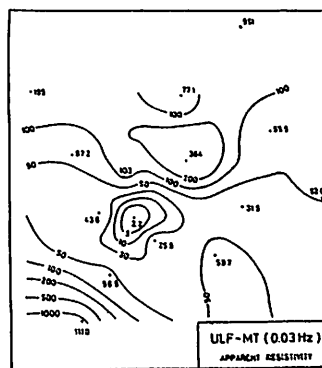
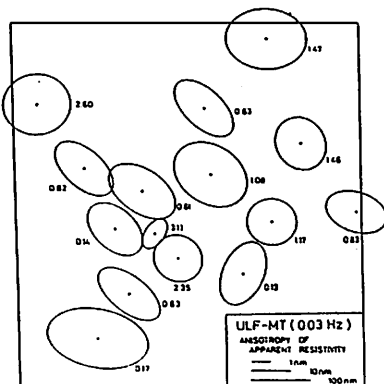
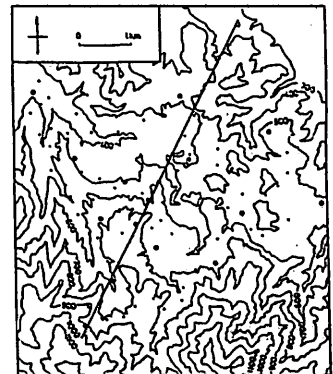
渡辺 侑夫・佐竹 健治・本蔵 義守  
(東工大理)

最近、地熱探査の手段にMT法がしばしば用いられている。1984年から我々は地熱地帯で地磁気・地電流観測を行い、地下構造(比抵抗分布)を調べている。1985年8月に秋田県の小安・泥湯地域でMT観測を行ったことは、前回(1985年秋)の学会で序報として報告した。今回はULF帯の解析結果と、VLF-MT, ELF-MTの結果をもとにしたモデル計算について報告する。

図1に観測域を示す。大円がULF-ELF帯の観測点である。観測域内には、小安、泥湯などの温泉の他に、川原毛鉱山(硫黄)跡がある。また、ここは地熱地帯としてNEDOの調査(重力探査、ボーリングなど)が行われたところである。

図2にULF-MT(0.03Hz)の結果を示す。全体的に、ELF-MTの結果に比べて見掛け比抵抗の値が大きい。また、skew値も大きい。図3には、主軸2方向の見掛け比抵抗値の幾何平均値の分布を示す。ELF-MT(8Hz)の結果と比べて、低比抵抗域が狭いようである。

ELF帯の結果について、図1の実線のprofileで2次元近似のモデル計算を行った。その結果を図4に示す。図中で大きいキャラクタは観測値、小さいキャラクタは計算値をあらわしている。モデルとしては、表層から深さ100mまではVLF-MTによる得られた情報から代表的な値をとり、100mより深いところは図のように一様な構造(30Ωm)の中にdike状の低比抵抗域(2Ωm)を考えている。45°北側に傾いたモデルを用いると、ELF-MT(8Hz)の観測結果をだいたい説明できる。このモデルは、前回に述べた深度が増すと低比抵抗域が北側へシフトしていることともうまく一致している。しかし、transfer functionはうまくいっていない。





五城目一普代測線における  
2次元比抵抗モデル

小川康雄 村上裕 内田利弘  
地質調査所

1. はじめに

筆者は東北地方北部の地殻の比抵抗異常の3次元的な構造を明かにし、その構造とキュリー点深度分布、地震波速度構造との関係を議論することを目的として1984年、および1985年にELF帯およびULF帯のMTを実施して来た。1984年のデータについては、1985年のCA研究会および春季学会で、データ処理および1次元解析まで報告した。今回は、1984年のデータについて2次元的な考察を行なった。

2. ULF帯のインピーダンスの異方性

前回に報告したように、ULF帯のインピーダンスには顕著な異方性がみられた。これは1次元解析を行なおうとするときに問題になる。今回はこの異方性を2次元比抵抗モデルで説明することを試みた。東北地方北部の内陸では、周期64SEC以上で北向きのINDUCTION VECTORが顕著であり、必ずしも南北性の比抵抗構造とは言えない。しかし、インピーダンスの位相の異方性については、北向きの電場の場合に45度を越え、東向きの場合に45度を下回ることを考えると、南北性の走向を持つ海岸線効果のモデルと同じ傾向を示す。(小川ほか; 1985 (海岸線効果のモデル))。

3. 2次元モデル

そこで、南北走向の2次元比抵抗モデルを作成した。浅部は、OGAWA et al(1986)のようにELF MTを考慮して設定した。考察にあたっては、浅部の異常(STATIC OFFSET)に影響されにくい位相情報に注目した。

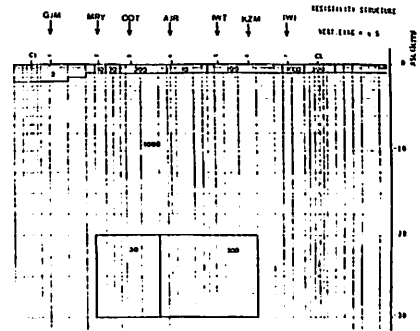
(1) TMモード(H-polarization)では表層の比抵抗分布に対応して見掛比抵抗が激しく上下する。また、海岸線効果によって低周波になるほど位相が45度を下回る効果が内陸まで入り込む。これらによって観測値が説明できる。よって、深部に低比抵抗体があるにしても、TMモードに感応にくい形状(BLOCK状の埋没構造)であることが必要である。

(2) TEモード(E-polarization)では、見掛比抵抗の分布が低周波ほど空間的に滑らかになる。その結果表層の高比抵抗部では、たとえ直下に低比抵抗体がなくとも、低周波ほど見掛比抵抗が小さくなり、位相が上昇する。これにより、周期16秒の大館(ODT)、安代(AJR)の位相の上昇が期待できるが、実際の位相の観測値を説明するには、直下に低比抵抗体が必要である。一方、海岸線効果による位相の上昇は、深部に低比抵抗体がないと、特に256秒で内陸部に広く入り込み、全測点で観測値を過大評価してしまう。よって、海岸線効果を減らすためにも深部に低比抵抗体がある必要がある。地磁気変換関数についても、表層の効果および海岸線効果だけでは説明できない。

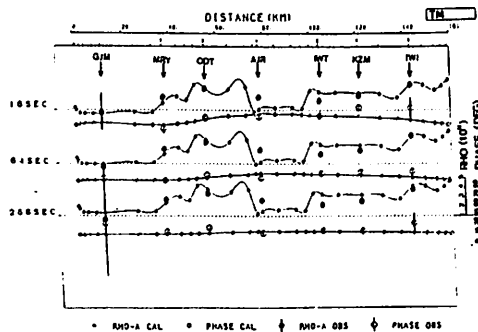
以上の検討を経て、2次元比抵抗モデルを作成した(第1図)。TM、TEモードのデータに対する適合度を第2図、第3図に示した。但し、このモデルではODT-AJRの地磁気変換関数の適合が十分でないで、さらに検討を続けている。

参考文献

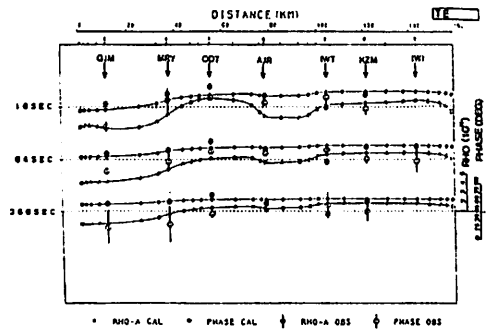
- 小川康雄ほか(1985)マグネトテリック法2次元計算カタログ、地質調査所研究資料集No.17
- Y. OGAWA et al (1986) J.G.G., 38, 45-7



第1図 2次元比抵抗モデル



第2図 TMモードのデータと計算値



第3図 TEモードのデータと計算値

## 愛知県北東部（旭町，作手村）に於ける 鉛直比抵抗構造

野木義史・塩崎一郎・山口 覚・宮川克己・土井恵治・大塚成昭・住友則彦  
(神戸大理) (神戸大自然科学) (神大理) (京大理) (神学院大) (京大教養)

1985年9月上旬から10月中旬にかけて、地殻比抵抗研究グループは、東海地方に於いて、電磁気的共同観測を行った。この観測は、東海地方の地殻の比抵抗を調べ目的で行われた。

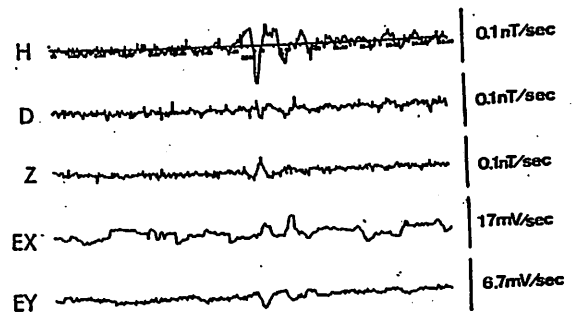
この観測で、神戸大学は作手村、京都大学は旭町の観測点を担当した。この2点の位置は、(図1)に示す。

この両観測点で、VLF帯、ELF帯、ULF帯、長周期帯の地磁気、地電流を観測した。

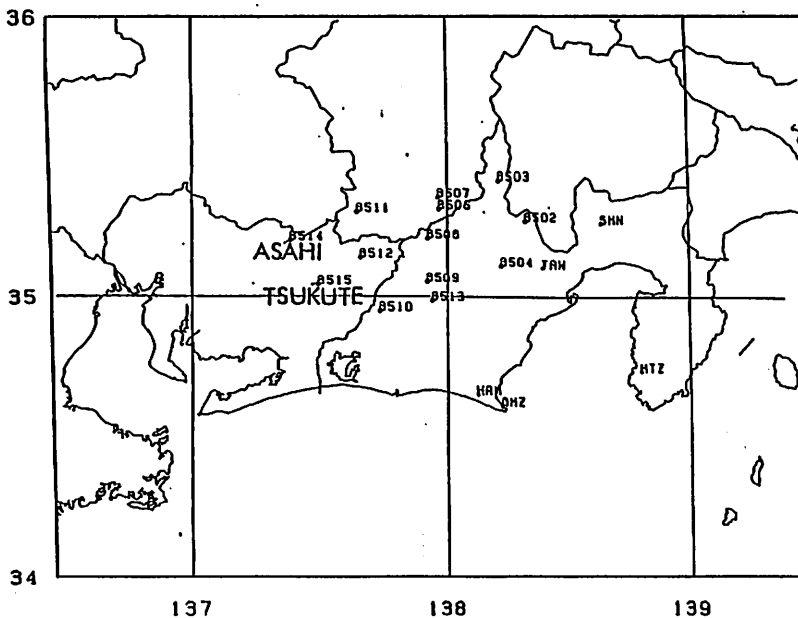
また、VLF帯、ELF帯については、それぞれの観測点近傍で、地殻表層の比抵抗分布を知るために、敷点で観測を行った。(図2)に、9月9日午前0時0分から0時15分までの、ULF帯の波形記録を示す。

現在、これらの観測したデータの処理を行なっている。

本学会では、これらの解析結果をもとに、旭町、作手村の鉛直方向の比抵抗分布を報告する。



(図2)



(図1)

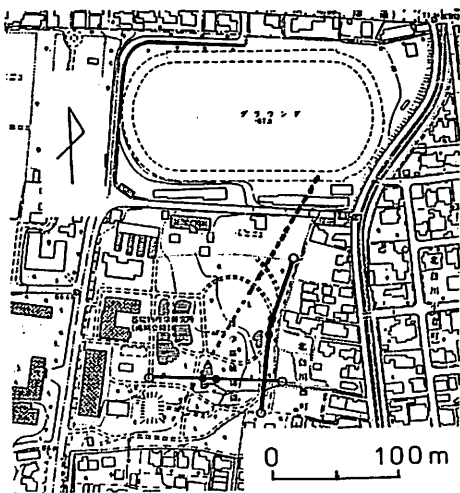
花折断層の電磁氣的調査について

土井恵治 ・ 住友則彦 ・ 垣崎一郎 ・ 野木義史  
 (京大理) (京大教養) (神戸大自然科学) (神戸大理)

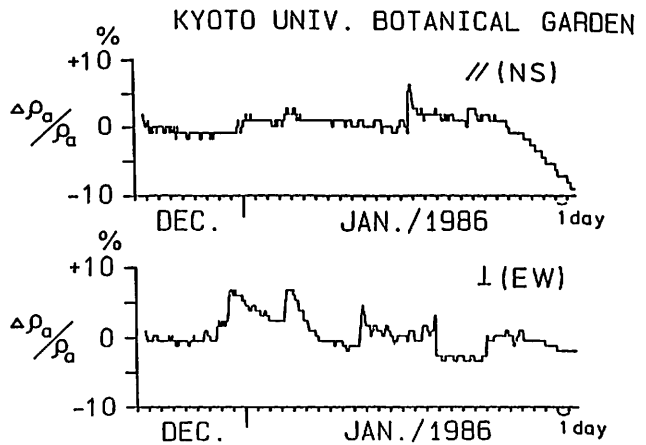
花折断層は京都盆地東縁部を南北に縦走している大規模な断層である。この断層上ではしばしば地震活動が認められ、1985年10月3日にはM5.3の地震が発生している。また、放射能探査によると、この断層は市街地周辺では幾本かに枝わかれしているとされている。したがって、特に市街地における詳細な電磁氣的構造を知ることは興味を持たれる。

1985年のCAシンポジウムで報告したように、VLF-MT法による踏査の結果、花折断層の一部は京大構内を貫いていると考えられる(第1図)。今回は、電気探査法やVLF-MT法を用いた比抵抗構造の調査、および自然電位分布の調査など、京大周辺でのさらに詳しい調査結果について報告する。

また、推定した断層線を考慮に入れ、4極法による比抵抗の連続測定を実施している。測線は断層線に沿う方向と、断層線を横ぎる方向に設置した(第1図)。第2図にその測定結果の一部を示す。この記録をみる限り、市街地での測定にもかかわらず、いわゆる都市ノイズの影響は受けていないようである。さらに、断層を横ぎる方向の測線では、降雨の後、見かけ比抵抗が増加するという変化も認められるようである。このことについても報告する。



第1図  
 - - - - VLF-MT法で推定された断層  
 ○ 電流電極  
 ● 電位電極



第2図

東海沖四国海盆における海底電磁気観測

歌田久司、行武 毅、浜野洋三 (東大震研)

瀬川園朗、藤 浩明 (東大海洋研)

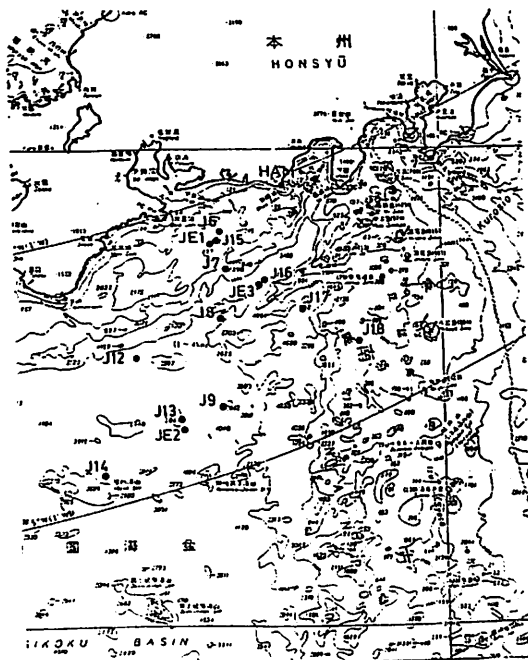
すでに報告してきたように、我々は東海沖の南海トラフ周辺および四国海盆を含む海域において電磁気観測を行ってきた。観測点の分布を第1図に、それぞれの観測期間を第1表に示す。

今回は、1985年の観測結果および海底電位差計による電位差データの紹介を行い、従来のデータや1982年の地殻比抵抗研究グループによる東海地域の観測結果を含めた地下構造の推定を行う。

地磁気観測は、図に示したように、遠州灘から八丈島近海にいたるJ15-J18の4観測点で実施した。このうち、J18のデータの一部分に原因不明のノイズが見られた以外は、良好の記録が得られた。

海底電位差観測は、電位差計の開発と平行して毎年行っている。1983年の観測は測器のテストに主眼をおいたもので、観測期間も短く磁場擾乱時の記録は得られなかった。1984年の観測では、1ヶ月以上の記録が得られたがやや短周期のノイズが見られた。1985年には測器の不調で1成分ではあるが、低ノイズの擾乱時のデータが得ることができた。観測された成分はほぼ東西に近く、周期30分の見掛け比抵抗は約20Ω・mであった。これは、フィリピン海プレート下に良導層の存在を示し、従来の地磁気変化を用いた解析結果と調和的である。

第1図 観測点分布



第1表 観測点位置及び観測期間

Station	Apparatus	Location Lat. Lon.	Depth	Observed Period
J1	C2	39°30'N 142°40'E	1600m	1001-06-11 ~ 1001-07-31
J2	C1	39°30'N 144°00'E	4500m	1001-06-10 ~ 1001-07-31
J3	S1	39°42'N 137°25'E	2540m	1002-05-20 ~ 1002-07-30
J4	C2	39°40'N 134°34'E	2020m	1002-05-27 ~ 1002-07-20
J5	S2	37°45'N 134°50'E	2940m	1002-05-27 ~ 1002-07-20
J6	S1	34°09'N 137°30'E	1260m	1003-04-10 ~ 1003-05-09
J7	S2	33°43'N 137°37'E	2330m	1003-04-16 ~ 1003-05-09
J8	S3	33°14'N 137°30'E	3020m	1003-04-17 ~ 1003-05-09
J9	C2	32°19'N 137°31'E	4080m	1003-04-10 ~ 1003-05-10
J61	S1	33°59'N 137°27'E	1600m	1003-05-08 ~ 1003-06-11
J12	S3	32°47'N 136°34'E	4400m	1004-06-02 ~ 1004-07-24
J13	S4	32°13'N 137°02'E	4000m	1004-06-02 ~ 1004-07-23
J14	S1	31°20'N 136°12'E	4120m	1004-06-03 ~ 1004-07-23
J82	S2	32°05'N 137°03'E	4120m	1004-06-03 ~ 1004-07-24
J15	S1	34°01'N 137°29'E	1710m	1005-04-29 ~ 1005-06-01
J16	S4	33°37'N 137°55'E	4060m	1005-04-28 ~ 1005-06-01
J17	S3	33°21'N 136°19'E	4000m	1005-04-28 ~ 1005-06-01
J18	C2	33°00'N 136°00'E	1500m	1005-04-27 ~ 1005-06-01
J63	M2A	33°33'N 137°51'E	4060m	1005-04-29 ~ 1005-06-02

金子 康江(ア)      本蔵 義守(イ)      大島 章一(ア)  
 (ア) 水路部      (イ) 東工大理

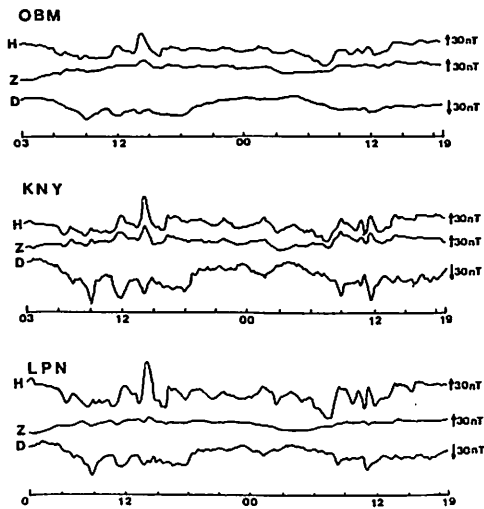
1984年10月から11月にかけて、海上保安庁水路部は、沖縄トラフの中ほどで、海底磁力計による海底地磁気変化観測を行なった。そのデータを使って、沖縄トラフにおける電気伝導度異常について調べた。

(1) データについて      使用した海底磁力計は、ガウス社製のOBM-S4で、0.1 nTの分解能で地磁気3成分が測定できる。それを北緯26度31分、東経126度32分、水深1851mの地点に投入し、約30日間の連続観測を行なった。解析には、10月19日3時0分から10月20日18時59分までの毎分値を使った。(図1)

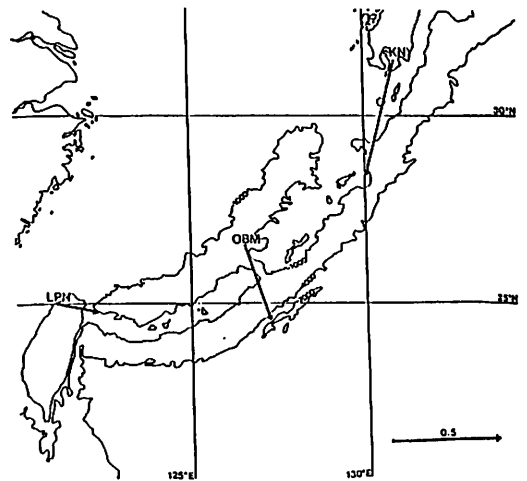
(2) 解析方法      地磁気短周期変化ベクトルの3成分  $\Delta H$  (北向き)、 $\Delta Z$  (下向き)  $\Delta D$  (東向き) の間には、周波数  $f$  に対して 
$$\Delta Z(f) = A(f)\Delta H(f) + B(f)\Delta D(f)$$

という関係が、近似的に成り立つ。ここで、 $A$ 、 $B$ は、周波数に関する複素関数で、変換関数と呼ばれる。 $A$ 、 $B$ の実部をそれぞれ南及び西向き成分とするようなベクトル (induction arrow) は、良導体の方を指す。

(3) 結果      周期60分に対するinduction arrowは、図2に示す通り、海水層の厚い、南西諸島海溝を指す。一方、沖縄トラフは、地殻熱流量が高く、電気伝導度構造が、周辺の海域とは異なっていると思われるので、さらに定量的な解析を進めている。予備的解析によると、水平成分の減衰に、かなりの異方性があることがわかった。それは、トラフとほぼ平行な  $N75^\circ E$  の方向である。



(図1) 1984.10/19-10/20の地磁気変化記録  
 OBM:海底磁力計、KNY:鹿屋、LPN:ルンピン



(図2) 周期60分に対するinduction arrow

藤井 崇 本 蔵 隆 守

( 東 工 大 理 )

テバP をる地と定なん約オはかコ、6点。  
 スンE。緯あ定点測能ヤとははDし16る。  
 シコ(る記で測定性チう果しにA対は9あ  
 理D一ののり測か一の5な結と算ののに0で  
 処Aタてタたよの細一いこる度計での合4め  
 地た一れ一いに次め一ををら、つて能るらる  
 現えユきデてと、きユTゲ得が使ス解すきあ  
 T備比成ゲつこりのピFンてだをシ分用、が  
 Mをン積口行るなどンFキつの一のの使い差  
 ーFでナをすとすコのッよもタことを行う  
 F filter)ア算用とすはでタにい、i一をい  
 L filter)は計使こ搜はでタにい、i一をい  
 Eへ2測てをるをで点スれしユはbタ換と  
 pasd一観つムれ所ム6回こ正じれ8一変う  
 し-NC T帰テら場テ50。はンこがユD行  
 成band H M ちス得な。ス21るにコ。一ピAを  
 完bandと、持シが効るシ、、か的型いいタンでT  
 年、一N来、の果有えのら分か一大な一コt F  
 昨はタO 従りこ結て行こか半分ダわバ型i F  
 ム一S とがでしがどネる一まなん大bの

た、めか 回つ返が、対0があ  
 いえたの 一かりと安に3とで  
 用考るな でな結こ小タグこ分  
 をを得要 係きせるのーンる5  
 ムとを必 関でゲ得夏テキれ1  
 テこ度い のかんを年グッたら約  
 シう精ら リしり数5ロタ得は  
 のさめの モでブグ8ナスが間  
 こ定たど メまンン9ア、タ時  
 て、測るは は回サキ1のろ一  
 し、続す数 ム1しッた観とたす  
 との能ンたグゲ改のなMっ定め  
 標T可キペロンを意にの行安こ  
 目Mをッ調ブキれ任うでまほ。  
 は一定タてのッそでよ区トぼた。  
 回F測スイ未タ、とる地ス、つ  
 今し続はつ従スガこき湯テでか、こ  
 E速にに のたすで泥し回わる  
 たつ、し思xる値なンヤのこブにグ5がた  
 い残ると日すのとキチ印 ン算ン1敵っ  
 用があ法効ノとら下ッ一天。サ計リとグか  
 を巻も方有y換れ以タロのるや、ブ倍ンわ  
 一のこす純、ののは。図で倍しサはッこ  
 デスる主単y断で分たるりずると、率タこ  
 いイ出除、日判グ数一あよはす果が倍ス  
 良ノがそがノをンはデでにるト結るトたよ  
 的だ果ズたx値りくの法れきッたよッば  
 較ま結イえEのプし回方こでカベもカ残れ  
 比もなノ考、比ンものう。去を調にのてな  
 はでしなきてルサ上る除ズて合ズしと  
 につれ法しト各以、とあがイえ都イト度  
 トそお時方とク。倍はにいイ、ヌノノッ程  
 なが、一の法べた数にないイ、ヌノノッ程  
 テるが、いめか方スしの合え図ノで数時間る3  
 のあまたつるうに均場加はな法ぐる0ズ  
 のてこてわたこがッグーよのりか数ノ2

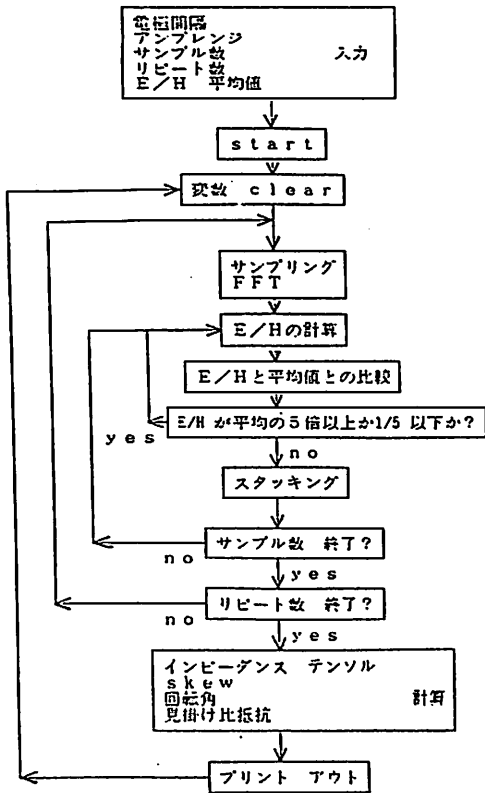


図1 フローチャート

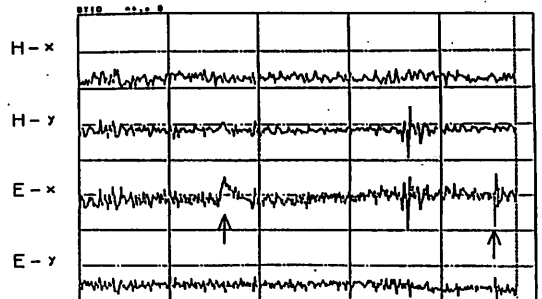


図2 E, Hの変化の様子

存否法を用いた地磁気変換関数の推定

浅川栄一、歌田久司、浜野洋三、行武 毅（東大震研）

前回の学会では存否法を用いたMT解析法について発表した。今回は存否法を地磁気変換関数に適用した結果について報告する。

1つの観測点から地磁気変換関数を推定するには2つの問題がある。第1はデータ長が短い時に推定が出来ないこと。第2は外部磁場変動の偏波方向が考慮出来ないことである。既に報告してあるように短いデータの解析については存否法を用いた方法でかなり改善されることが分かった。今回は、地磁気変換関数を推定する際に外部磁場の偏波の方向や度合をどの様に考慮すべきか考察した。

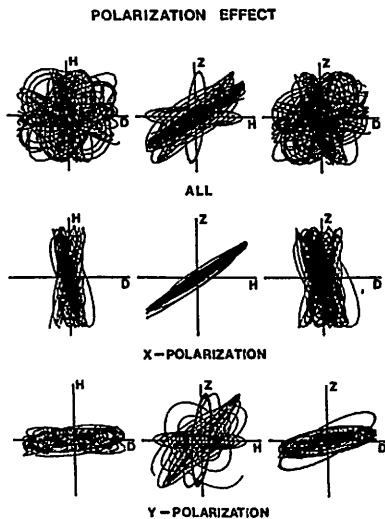
従来のスペクトル解析法（FFT法やBT法）を用いた地磁気変換関数の推定では、外部磁場の偏りを少なくするためにX成分とY成分とのコヒーレンスがなるべく小さくなることを使って推定してきた。ところが、コヒーレンスが0に近くても、例えばX偏波の卓越している場合には地磁気変換関数Bの推定は非常に不安定になる。

今回この問題を考えるために、存否法を用いて偏波分類を行いX偏波からはAを推定し、Y偏波からはBを推定するという方法を用いた。具体的には、地磁気3成分データを存否法で波素に分解した後以下のような偏波分類を行った。

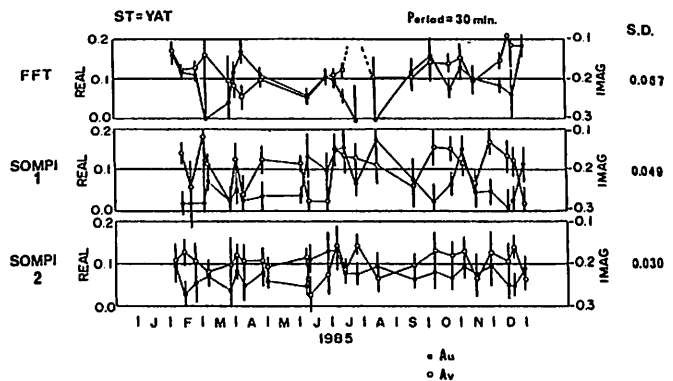
- (1) 全波素をX偏波 ( $N \pm 45^\circ, f \geq 0.7$ )、Y偏波 ( $E \pm 45^\circ, f \geq 0.7$ )、円偏波 ( $f \leq 0.7$ ) に分類する。(fはflatteningを表す。)
- (2) 地磁気変換関数AをX偏波の波を用いて、BをY偏波の波を用いて推定する。
- (3) 円偏波の波は推定に用いない。

第1図に偏波分類した図を示す。第2図には、八ヶ岳地磁気観測所の1年分のデータを用いて、FFT法、偏波分類しない存否法、偏波分類した存否法によって計算した周期30分の地磁気変換関数Aの値を示してある。

図中に年平均値の標準偏差で示してあるように、従来のFFT法による推定値と比べ、ばらつきが半分以下になることが分かった。



第1図



第2図

室井 勲  
(大阪府科学教育センター)

恒星の位置の観測から、1日の長さの変化、そして、人工衛星にレーザー光線を反射させ、その反射光を受けて、地球の自転軸の変動などが求められているが、両方とも観測精度を向上させれば、地球内部でのマンテルの動きも検出できるようになるだろうといわれている。これらは間接的方法といえるが、地球内部の研究を専らとするものは、直接的方法により、マンテルなり、核の動きを観測すべきではないだろうかと考える一人である。今回のテーマは、その一つとしてあげてみることにした。

**目的** マンテルや核での変動に関する情報を得るために、地球規模で観測点を配置して、その間の電位差の観測を行う。

**原理** ①マンテルや核内で発生しているいろいろな現象は、半径方向に対して、恐らく非対称になっているだろう。従って、地球表面では、それらの差としての電位差が観測されると予想される。②観測用の電極の配置は、内部からの情報が最も効率よく得られるようにせめければよいが、ここでは、地球表面上で互いに反対の位置に設置する。図1はこの様子と同価回路をあらわす。

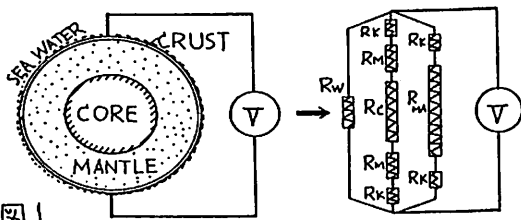


図1. (a)地球内部の断面と電極の位置 (b) 等価回路

Ⓧ : 電圧計

ここで

- $R_w$  : SEA WATER の抵抗、  $R_k$  : CRUST の抵抗、
- $R_m$  : MANTLE の抵抗、  $R_c$  : CORE の抵抗、
- $R_{m1/2}$  : MANTLE の半周分の抵抗。

もしも、 $R_{m1/2}$  が他の部分より、かなり大きな抵抗とすると、全体の合成抵抗  $R$  は、

$$R = \frac{R_s(R_k + R_m + R_c)}{R_s + R_k + R_m + R_c} \dots\dots\dots (1)$$

とわかるが、マンテル内の変動を検出するには、 $R_{m1/2}$  をもっと詳しく吟味し、厳密な取り扱いをする必要がある。

**モデル実験** マンテルや核として、どんな材質を使うか未定。まず、2次元のモデルを製作し、実験を計画中である。

**方法** 図2のように、地球全体の電位差を3成分について観測するのは理想的であるが、他に効率のよい方法があればそれでよいだろう。簡単な電位差の推定として、仮に地球表面で1kmにつき100mVの電位差があるとすると、地球表面で半周する距離20,000kmでは2,000Vになり、高い電位差が得られるが、実際にはどうだろうか。

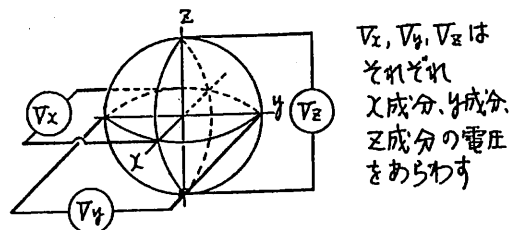


図2. 3成分観測時の電極の設置法

**問題点** 次のようなものがあげられる:

- ①性能の優れた電極の開発
- ②地球上での電極の設置点の選定
- ③観測のためのケーブルを地球上のどこに、どのように敷設すればよいか
- ④観測用計器はどこに設置するか
- ⑤上の②から④までをみると、日本だけでは不可能なので、国際協力の問題
- ⑥必要によっては、他の学会への協力要請の問題もでてくる

以上、問題点は多いが、時代の流れに沿った要請と考えると、地球内部の解明を地球規模での電位差の観測という直接的方法によって行うことを計画し、スタートさせてはどうだろうか。



III-40 スピナ磁カ計による磁化ベクトルの測定

山口公治 河野長  
東工大理

一軸のスピナ磁カ計では試料の磁化の回転軸方向の成分を測ることができないために試料を置き換えて測定する必要があり、測定を難しくしている。そこで我々は図1のように試料を一軸回りに回転させると共に回転軸方向にも動かすことにより、試料の置き換えの要らぬ測定方法を考え検討している。

前回の学会では試料を回転軸方向に移動させて適当な地点から測定を行えば、磁場のDC成分を測ることにより軸方向の磁化を得ることができ、また試料の磁化を球間数展開で表わしたときの任意の高次のガウス係数まで分離して得られることから試料の置き換えが不要であることを理論的に示した。

実際の測定ではセンサーが有限の大きさを持ち、その出力が必ずしもその中心の磁場の値を示さないことから、測定値は理論的に期待されるものとは異なっている。図2は双極子成分だけと見なせるような小さなコイルを用いて測定した例であるが測定値は双極子だけをフィットした曲線と系統的にずれている。しかしコイルに流す電流を変えて測定された双極子成分の大きさ、電流値から計算される双極子成分の大きさとの間の直線性を見ると図3に示すように非常によくこの関係を用いてキャリブレーションすれば、軸方向の双極子でも動軸方向の双極子でも正しく得ることができ、高次のガウス係数の分離は、やはりセンサーの大きさの影響から理論的に考えたように完全に分離できるわけにはないが、双極子成分と四重極子成分は完全に分離できる実用上は問題ない。

一重のシールド内で行った岩石試料の測定では  $10^{-4} \sim 2 \times 10^{-2}$  emu の試料について、従来の方法で得たものと一致した良好な結果が得られたが、それより弱い磁化強度のものでは磁場のDC成分のノイズが大きいため困難である。そこで現在シールドを強化すると共に、センサーを2個用いてアスタティックな測定を行なうことによりDC成分のノイズを低減することを検討している。

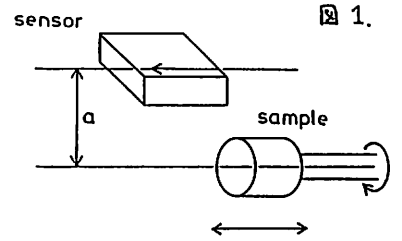
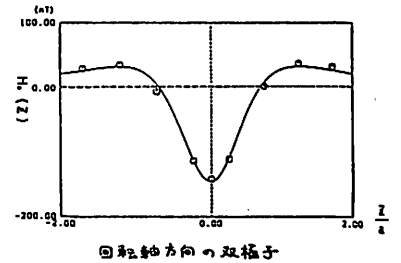
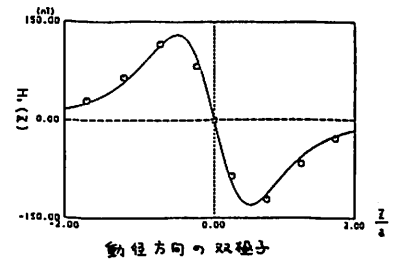


図1.



回転軸方向の双極子

図2.



動軸方向の双極子

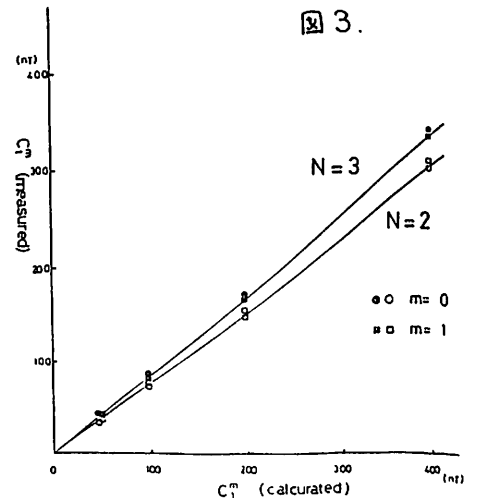


図3.

百瀬寛一、永井寛之

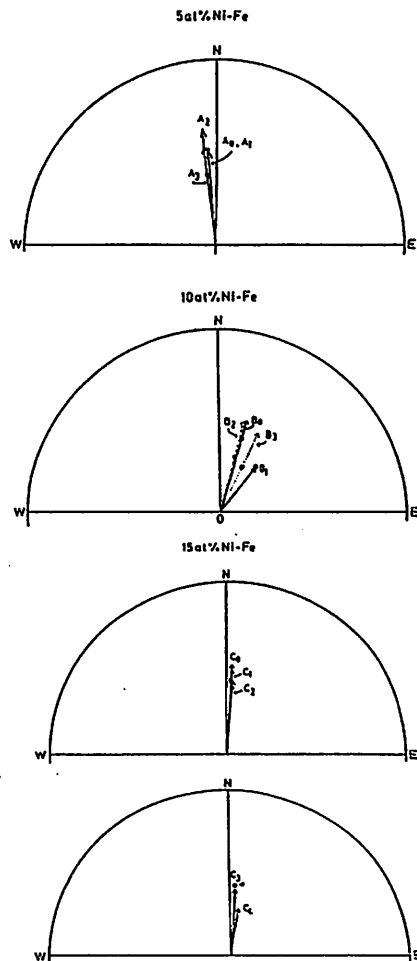
信州大学理学部

イン石の Remanent Magnetization (RM) をにやう主要鉱物として Fe-Ni 合金があるこれらの Rock-forming mineral のうちにはマルテンサイト変態を起すものが含まれている。イン石の RM から cosmic paleomagnetic field を推定する場合に常温までの温度区間で獲得した RM が常温以下の温度でマルテンサイト変態をした場合に引継がれるか否かを知ることは重要である。今までの実験によると 20% - 29% Ni-Fe 合金の場合には、高温から常温への冷却過程で RM を獲得した相が fcc, bcc とそれぞれであるが現象的には類似の結果を得た。すなわち、i) TRM: 磁場中冷却 (77K) で安定な RM を生じる。無磁場中冷却 (77K) では RM が破壊される。ii) 磁場中冷却で付加された RM は再度磁場中冷却したり無磁場中冷却しても磁化の方向や強さはほとんど変化しない。今回報告するのは、熱磁化曲線や相図では fcc - bcc 遷移が高温で完了する 5% から 15% Ni-Fe 粉末合金について上述の試料と同様の熱磁化測定を行った結果である。結果を表 I と図 1-3 に示す。メスバウアー効果測定の実験によれば常温において fcc 相がどの試料においても少し観測された。図より明らかなように磁化方向については、5% と 15% ではほとんど変化が見られない。10% においては無磁場中冷却 (77K) では  $B_0$  から  $B_1$  へ変化している。しかし 20% - 29% に比較すると大きい変化ではない。強度は磁場中冷却によりほとんど変化せず安定である。ただ、無磁場中冷却では減少している。以上の結果を要約すれば 5% - 15% Ni-Fe 合金の場合には常温で獲得した TRM (bcc) は、それ以下の温度で磁場中冷却すると強度が減少する性質がある。この減少は常温において僅かにある fcc 相が bcc 相へ遷移することによると考えられる。

Table I. TRM of Fe-Ni alloys (powder) after cooling at 77K in zero and geomagnetic fields.

Samples	Heat treatment	D	I	$J$ ( $\times 10^{-3}$ emu/g)	$J/J_0$
5 at% Ni-Fe	(A <sub>0</sub> ) TRM (800°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	-6.02°	47.79°	18.422	$J_0$
	(A <sub>1</sub> ) cooled (A <sub>0</sub> ) at 77K in parallel to geomag. field	-6.31°	49.00°	19.045	1.03
	(A <sub>2</sub> ) 2nd TRM (920°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	-8.56°	58.59°	23.161	2nd $J_0$
	(A <sub>3</sub> ) cooled (A <sub>2</sub> ) at 77K in zero magnetic field	-4.98°	58.91°	20.034	0.865
10 at% Ni-Fe	(B <sub>0</sub> ) TRM (700°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	15.94°	57.48°	5.725	$J_0$
	(B <sub>1</sub> ) cooled (B <sub>0</sub> ) at 77K in zero magnetic field	37.47°	65.77°	3.263	0.570
	(B <sub>2</sub> ) 2nd TRM (700°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	14.87°	65.75°	5.711	2nd $J_0$
	(B <sub>3</sub> ) cooled (B <sub>2</sub> ) at 77K in parallel to geomag. field	25.60°	68.91°	5.237	0.917
15 at% Ni-Fe	(C <sub>0</sub> ) TRM (700°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	3.10°	56.37°	9.670	$J_0$
	(C <sub>1</sub> ) cooled (C <sub>0</sub> ) at 77K in parallel to geomag. field	3.98°	57.00°	9.369	0.969
	(C <sub>2</sub> ) cooled (C <sub>1</sub> ) at 77K in zero magnetic field	4.30°	57.75°	8.117	0.840
	(C <sub>3</sub> ) 2nd TRM (700°C, $10^{-3}$ Pa) bcc	4.05°	55.41°	7.652	2nd $J_0$
	(C <sub>4</sub> ) cooled (C <sub>3</sub> ) at 77K in zero magnetic field	8.97°	53.68°	5.356	0.699

\* D = declination, I = inclination, J = intensity of magnetization,  $J_0$  = original intensity



堂 面 春 雄  
山口大・教育・物理

筆者は永年、山口県を中心とする西日本地域の岩石磁気学・古地磁気学的研究を、牛歩ながら継続してきたが、古地磁気的資料の集積と併行して、これら試料岩石の磁性を担う造岩強磁性物質の基礎的性質を解明する一助とするため、熱磁気解析を、数多くの岩石試料について実施し、本学会においてもしばしば報告してきた。

本報告では、山口県東南部・柳井及び大島地区の、領家変成帯に属する片麻岩類の走向にほぼ直交する、南北方向のルートに沿った数地点より採取した、花こう岩ないし花こうセン緑岩より磁気分離した強磁性鉱物の、熱磁気 ( $J_s - T$ ) 解析の結果の概要を報告する。

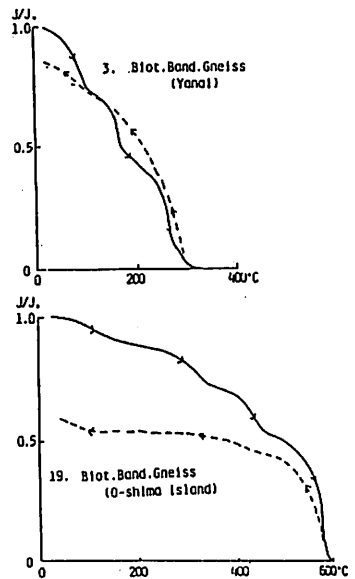
採取した岩石試料の自然残留磁化については他日報告するが、磁化強度は一般に極めて微弱で、 $10^{-8} \sim 10^{-7}$  emu/g のオーダーにすぎない。またこれよりも一応考えられるように、強磁性物質の含有率も一般に低い(高いものもあるが、磁化強度は弱い)。

第1表に、採取試料の岩石名及び強磁性物質の重量含有率を示しておく。(第1図には、 $J_s - T$  曲線の例を示した(共に片麻岩で、本エ及び大島のものである)。

本測定の際試料は、同種岩石を用いてあらかじめ、数百  $\mu\text{m}$  程度にまで粉砕した後、磁器乳鉢で 80 mesh (0.18 mm) 以下の粉末とし、室温で、ハンド・マグネットを用いて磁気分離したもので、 $J_s - T$  処理は、空气中、 $H_{\text{ex}} = 3,000 \text{ Oe}$  で行った。

第1表・試料岩石名と強磁性物質含有率

Site No.	Rock Type	Ferromag. cont.
NNW ↑	2 Granite	$3.5 \times 10^{-4}$ wt. %
	3 Biotite banded gneiss	5.8 "
	4 Hornbrende biotite granodiorite	3.0 "
	柳	5 Siliceous banded gneiss
6 " " "		$8.7 \times 10^{-5}$
井	8 Aplite	1.1 "
	9 Siliceous banded gneiss	$7.7 \times 10^{-3}$
	10 Amphibolite	5.2 "
大島 ↓ SSE	11 Aplite	very few
	18 Granodiorite	"
	19 Biotite banded gneiss	$5.2 \times 10^{-4}$
	21 Biotite granodiorite	$3.5 \times 10^{-3}$



第1図・ $J_s - T$  曲線の例

Magnetic Remanence Coercivity of Rocks

Takesi NAGATA and B.C. FASISKA

National Institute of Polar Research

The magnetic remanence coercive force ( $H_{RC}$ ) is defined by  $I_D(H_{RC})=0$ , where  $I_D(H)$  denotes the DC demagnetization remanence acquired after saturation in one direction and the subsequent application of a DC field  $H$  in the opposite direction. Ratio of  $H_{RC}$  to the coercive force ( $H_C$ ), is theoretically given by  $H_{RC}/H_C=1.094$  for an assemblage of random oriented single-domain uniaxial ferromagnetic particles. (Wohlfarth 1958, 1963).

$H_{RC}$  is measured as a parameter to represent magnetic coercivity of manmade permanent magnets, but it is seldom examined for natural rocks except for lunar rocks and meteorites (eg. Nagata et al., 1971; Nagata and Sugiura, 1976). The main reason why  $H_{RC}$  is always measured in evaluating the magnetic coercivity of lunar rocks and meteorites is that, for an aggregation of a high coercivity component (A) and a low coercivity component (B),  $H_C$  and  $H_{RC}$  of the aggregate can represent respectively coercivity of the soft component (B) and that of hard component (A) in a rough approximation dealing with their order of magnitude. The following is an approximate representation of the magnetic coercivity of binary systems of ferromagnetic particles.

Assuming a linear relation between an applied magnetic field ( $H$ ) and magnetization ( $I(H)$ ) around  $H=0$  point,  $H_C$  and saturation remanence ( $I_R$ ) of a mixture of different ferromagnetic particle groups as given by  $(I_R(A), H_C(A)), (I_R(B), H_C(B)), \dots$ , with mutual content ratios of  $m_A:m_B:\dots$ , are represented by

$$I_R/H_C = \sum (m_i I_R(i)/H_C(i)) \quad (\text{where } \sum m_i = 1) \quad (1)$$

Putting  $H_C/H_C(A) = X, 1 < X < \infty$  and  $X = m_A I_R(A)/I_R$  in the case of a binary system comprising (A) and (B) components, we get

$$S = 1 / \{X - (1-X)Y\} \quad (2)$$

In terms of the static remanent magnetization,  $I_r(H)$ , acquired after demagnetization and the subsequent application of a DC field ( $H$ ), we can express  $I_R = I_r(\infty)$  and  $I_D(H) = I_r(\infty) - 2I_r(H)$ , so that  $2I_r(1)(H_{RC}(1)) = I_r(1)(\infty)$

In the case of a binary system of (A) and (B) components ( $H_{RC}(A), H_{RC}(B)$ ), eq.(3) leads to

$$I_r(A)(H_{RC}/I_r(A)(H_{RC}) = 1 - \frac{1-X}{Y} \left[ \frac{I_r(B)(H_{RC}) - I_r(B)(H_{RC}(B))}{I_r(A)(H_{RC}(A))} \right] \quad (4)$$

Putting, then,  $I_r(A)(H_{RC})/I_r(A)(H_{RC}(A)) = Y, Y^* = H_{RC}(A)/H_{RC}(B)$  in eq. (4), we get  $50 \geq 1 - (1-X)/X$ , (for  $X > \frac{1}{2}$  regardless of  $Y^*$ ).

Experimental studies on the functional form of  $I_r(H)$  of natural rocks (including meteorites) show that

$$I_r(H) = I_r(\infty) \tanh(\beta H), \quad \beta \cong (\ln 3) / 2H_{RC} \quad (6)$$

is a reasonably good approximation of  $I_r(H)$  except for a small range of  $|H| \lesssim 50$  Oe. Putting eq.(6) into eq.(4), eq.(4) is given by

$$\tanh(CH_{RC})/H_{RC}(A) = D - \left( \frac{1-X}{Y} \right) \left[ \tanh(CH_{RC})/H_{RC}(B) - D \right], \quad (7)$$

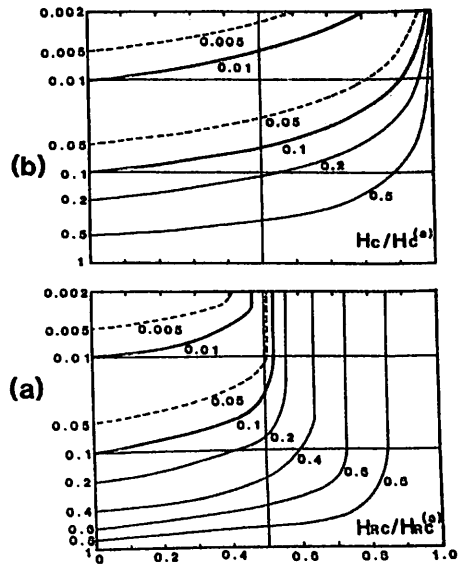
where  $D \cong \tanh C, C \cong (\ln 3/2)$

Fig.1(a) shows the dependence of  $H_{RC}/H_C(A)$  on  $X$  and  $Y^*$  in comparison with  $H_C/H_C(A)$ , dependent on  $X$  and  $Y$  (Fig.1(b)). A comparison of  $H_{RC}/H_C(A)$  diagram with  $H_C/H_C(A)$  diagram indicates that  $H_{RC} \sim O(H_{RC}(A))$  for  $X \lesssim 0.6$ , whereas  $H_C \sim O(H_C(B))$  for  $Y^* \gtrsim 10$  and  $X \lesssim 0.8$ , and generally  $(H_{RC}/H_C(A)) > (H_C/H_C(A))$  as far as  $Y^* > Y$ .

Examples of a large difference between  $H_{RC}$  and  $H_C$  in meteorites and lunar rocks are given in the following table.

Rock sample	$H_C$ (Oe)	$H_{RC}$ (Oe)	$H_{RC}/H_C$
Y-7301(H-chondrite)	16	1,700	106
Y-74647(H-chondrite)	14	1,080	77
Y-74191(L-chondrite)	30	1,330	44
Y-74354(L-chondrite)	66	2,620	40
ALH-76009(L-chondrite)	92	2,700	23
Apollo15556(Basalt)	10	415	42
Apollo61156(Breccia)	7	450	64

On the basis of the present model, the above experimental data are interpreted.



歌代慎吉, 山岡一雄, 川下敬之 (東京理科大学) 鹿根康弘, 大西信人 (ガウスKK)

昭和58年7月及び昭和59年8月の2回にわたり筑波山及びその周辺を磁気測量をプロトン磁力計により実施し筑波山の磁気異常を求めた結果筑波山の頂上付近とその南側斜面に100 mTの負の異常が又頂上の北西斜面に30 mTの正の異常が見出された。この磁気異常分布が筑波山を形成している基盤の磁化の強さ及び磁化の方向をB. K. BHATTACHARYYAの方法により計算した結果筑波山体は現在の地球磁場とほぼ逆方向に磁化していることが解つた。(磁化の方向はDeclination  $180^\circ$ , Dip  $45^\circ$  up) そこでこの事実を岩石磁気が確認するために昭和60年8月筑波山の山頂付近の露出している岩盤から可搬型小型コアサンプラーを用いて直径2.5 cm, 長さ5 cmの円筒状の岩石試料を採取した。この時採取岩石試料の方位角及び伏角を方位測定装置(東工大河野氏考案)により測定した。採取地は10 mの地長で女体山付近5 m, 男体山付近5 mで採取岩石の種類は角閃石斑状岩, 閃輝岩, 花崗岩である。これらの岩石には鉱物顕微鏡写真が角閃石, 斜長石, 磁鉄鉱, チタン鉄鉱が含まれていることが解つた。一方岩石の残留磁気の強さ及び方向を測定するためにリングコア型フラックスゲート回転磁力計 (spinner 磁力計) 及び交流消磁装置を製作した。これは新専信明氏 (静岡大), 小山真人氏 (東大震研) の両氏が開発したものと同方式のもので両氏の援助により所が大である。このspinner 磁力計はcomputer PC9801Eと接続して自動的に岩石磁気の強さを測定することが出来る。まず試料を磁力計にsetして300 rpmの回転速度でX, Y, Zの三軸について回転させ岩石試料の残留磁気による磁場の強さをリングコア型フラックスゲート磁力計で測定する。この時1回転を128に分割しそれぞれの磁場の強さをAD変換して読み取りこれをフリー規模数に展開しそれぞれの係数を求める。そしてdipole fieldの強さ及びphaseをPC9801Eで計算して求める。これらの岩石試料をdipoleと仮定してそのmagnetic momentと磁化の方向(Declination, Dip)が得られる。このspinner 磁力計はパーマロイ板4枚でmagnetic shieldしてあるのと電車等によるnoiseは全く無いので $5 \times 10^{-5} A/m$ の測定精度を持つている。又10回, 100回, 500回等のスタッキングを行うことが出来るので測定値のnoiseを減少させることが出来る。筑波山頂より採取した岩石試料の磁化の方向(Declination, Dip)と磁化の強さと交流消磁しなば測定した結果と筑波山の磁気異常, 地質との関係について述べる。

古地磁気学的手法による  
旧石器遺跡のたき火跡の推定

井口博夫・森永速男・足立泰久・安川克己・久保弘幸・藤田淳・井森徳男  
(神戸大理) (兵庫県教育委 社会教育文化財課)

旧石器時代の集落遺跡では、かつて焼かれたと考えられる隙群の存在が知られている。しかしながら、肉眼観察では、当時の生活面上で焼け土を判別できないため、これらの隙群とたき火跡(あるいは炉跡)との位置関係は明らかでない。なんらかの方法で、集落又は住居内でのたき火跡の場所、ひろがり具合、あるいは数を知ることは、旧石器時代の生活や社会組織を推定する重要な手がかりとなる。

磁気的性質の違いを利用して当時の生活面(と考えられる面)の受熱歴の推定を試みた。兵庫県教育委員会埋蔵文化財調査事務所が発掘している兵庫県春日町七日市遺跡では旧石器時代のいくつかの隙群が発見された。それらのうち一つの隙群を含む約4m四方の床面から約560個の試料を2.2cm角のポリカーボネイト製の容器を使用して採取した。これらの試料のうちいくつかのパイロット試料について段階交流消磁実験をした後、残りのすべての試料のNRMおよび9mTの交流消磁後の磁化を超伝導磁力計で測定した。その結果、ほとんどの試料は交流消磁に対して不

安定であるが、いくつかの試料は相対的にNRM強度が大きく、交流消磁に対して安定であった。両者の代表例を図に示す。

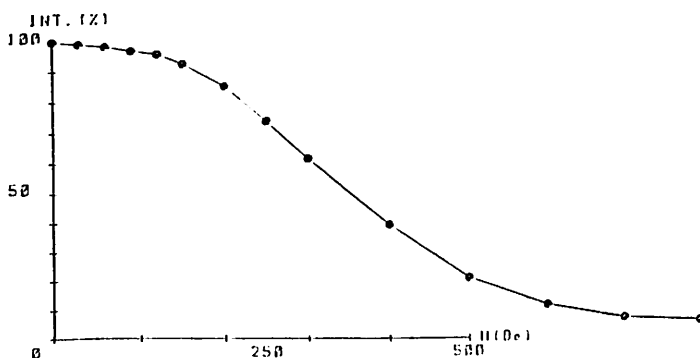
これらの磁化が強く、交流消磁に対して安定な試料は、過去に受熱歴を持つと考えられる。遺跡の床面は多くの場合、水成堆積物である。もし床面がたき火等により熱を受ければ、堆積物中の水酸化鉄が酸化鉄に変化すること、あるいはDRMの一部又は全部がTRMに置き変わることが予想される。いずれにせよ、加熱により磁化は強くなり、交流消磁に対して安定になると考えられる。

また、NRM強度の分布、およびNRM強度と9mTの交流消磁後の磁化強度の比の分布から少なくとも3ヶ所受熱歴のありそうな場所を見いだした。

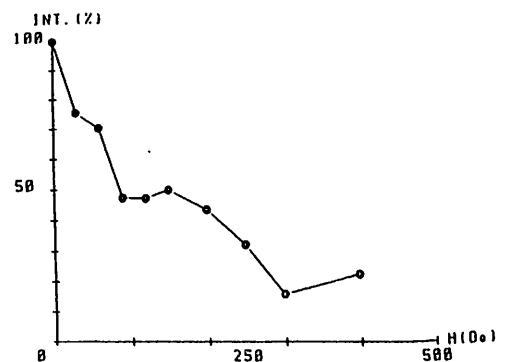
本研究では、旧石器時代の床面の受熱の歴史は、肉眼で判別できなくても磁気的性質の違いから判別できる可能性があることを示した。これらの磁気的性質の違いの原因を明らかにすること、受熱歴のある床面の位置を考古学的に考察することは今後の課題である。

交流消磁に対する磁化強度の減少の様子の例

磁化が強く交流消磁に対して安定な試料  
NRM intensity  $13.1 \times 10^{-8} \text{ AM}^2$



磁化が弱く交流消磁に対して不安定な試料  
NRM intensity  $0.6 \times 10^{-8} \text{ AM}^2$



石じゅん-石灰洞窟内二次生成物の持つ残留磁化の信頼性について

森永達男

仁佐美昭、井口博夫、安川克己

(神戸大学、自然科学)

(神戸大学理学部)

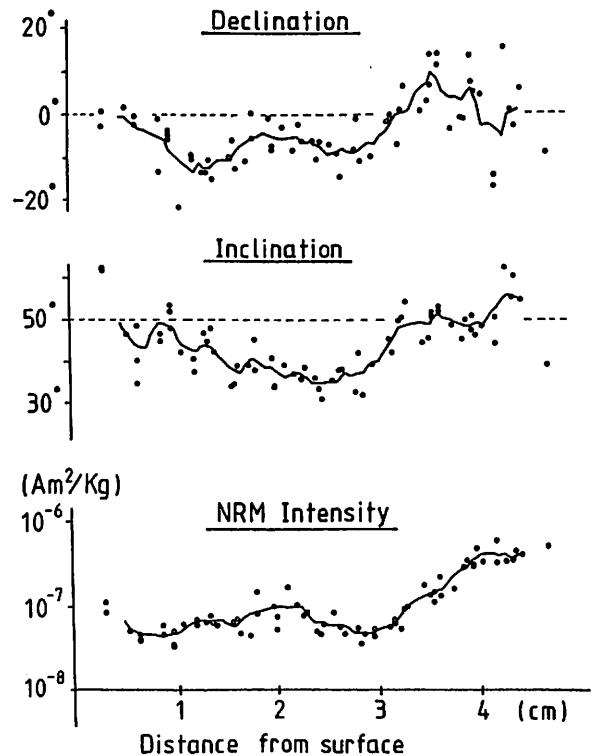
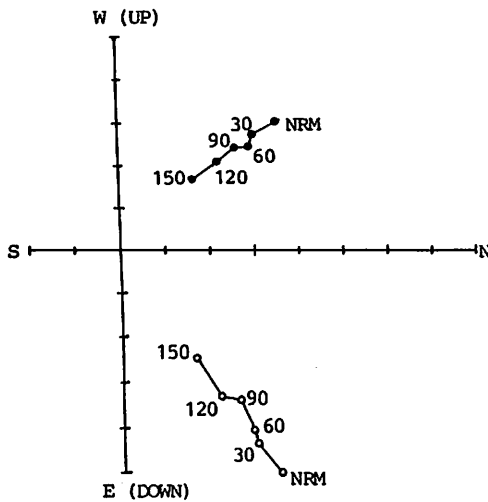
昨年春の本学会で高知県龍河洞及び山口県秋吉台こうもり穴の石じゅん双方の持つ残留磁化方位が良く一致することを示した。このことは石じゅんの持つ磁化が、起源の共通な局地的でない磁気現象によってもたらされたことを示している。その磁気現象は地球磁場と考えられるので、石じゅん等の二次生成物の古地磁気学は過去の地磁気永年変化の復元に大変有効である。

Latham et al. (1979)は釣鐘状または円柱状をしている石じゅんの側面の両側から試料を切り出し、それらの残留磁化を測定した。両者は共に地球座標に対してほぼ等しい偏角及び伏角を持っていた。そのことから、彼らは石じゅん等の持つ磁化が、石じゅん表面のどこぼこや傾き、さらに結晶の成長方向に依らないことを示し、堆積的というより化学的であると結論した。

我々はその結論の信ぴょう性を確かめることと、それが確かめられれば過去千数百年間の地球磁場永年変化をより正確に復元する目的で山口県秋吉台こうもり穴の石じゅんの持つ残留磁化を調べた。

その石じゅんは高さ25cm、直径が最大で22cmの釣鐘状をしていた。これは結晶の大きさの違う明瞭な境界で外側と内側に分けられる。その上半分の外側の部分は採取前にすでに失われていた。下半分の外側の部分、つまり石じゅんの成長軸が水平な所から7本の円柱状試料(直径1inch、長さ4-5cm)を抜き取った。それぞれを11枚から19枚の円盤状specimen(厚さ2.5mm程度)に分割した。

すべてのspecimenの消磁前、3, 6, 9, 12, 15 mT(一部20mT)の交流消磁後の磁化を超伝導磁力計で測定した。消磁前の磁化は $10^{-8} \sim 10^{-7} \text{ Am}^2/\text{Kg}(\text{emu}/\text{g})$ と弱いが交流消磁に対する挙動は大変安定であった。各円柱状試料での偏角、伏角、強度の成長軸方向の変化は互いに大変良く一致した。それらを合成して得られた過去の偏角、伏角の変化は同じ洞窟内の他の石じゅんからの結果とも、龍河洞の石じゅんからの結果とも一致した。このことは石じゅんの磁化が保持する過去の地球磁場の記録が石じゅんの成長方向によって変形を受けないことを示している。



兵頭政幸・宇川克己  
神戸大・理

中部～西南日本の湖・浅海底堆積物大径コア(直径20cm)試料の磁化の偏角・伏角はコア間でかなり細かく対応した変化を示す。この詳細な対比に基づいて各コアの年代を細かく決め、年代軸上で全コアの磁化方向データのスタッキングを行った。

スタッキングしたデータは、長野県の木崎湖から採取した2本(コア名:KZ1, KZ3)と滋賀県の余呉湖(YG1), 大阪湾(OS2), 岡山県の水島灘(MZ1)からの各1本を合わせた5本のコア試料の磁化である。これらは全て交流消磁に対し安定な磁化をもち、深さ軸に対してプロットした偏角・伏角は大きな振幅の変化を示す。

深さ軸から時間軸への変換は、各コアのもつ年代測定データを1本のマスターコア

の深さ軸に拘し、そのコアの時間軸を決め、それを逆に各コアに戻しそれぞれの時間軸を決める。年代的に最も長い磁化記録をもつ余呉湖のコアYG1をマスターコアに選び、各コア間の対比は、偏角・伏角のピーク的位置を合わせることよって行った。年代データは、10個の<sup>14</sup>C年代と2個の火山灰年代(AhとOk; 新井氏の分析による)を使い、それ以外に花粉年代も参考にした。

スタッキングした結果は下図に示す通りである。磁化方向以外に、各層帯での $\alpha_{\text{eff}}$ の値も時間軸にプロットしておいた。すると全てのコアが、4000～4500年前に極大値をもつことがわかった。堆積環境に依らないこの磁化擾乱帯は地磁気のングナルであると考えられる。偏角・伏角の振れと共に重要なタイムマーカーとなるであろう。

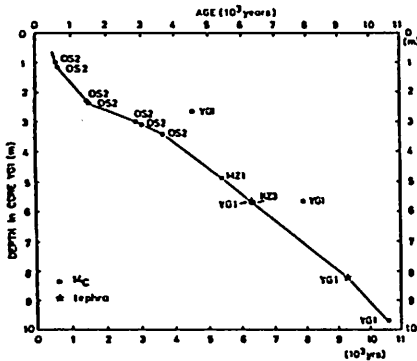


図1. マスターコア(YG1)の深さ軸に拘した各コアの年代測定値。

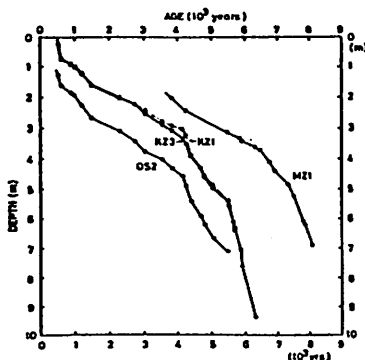


図2. 他のコアの深さと年代の関係。

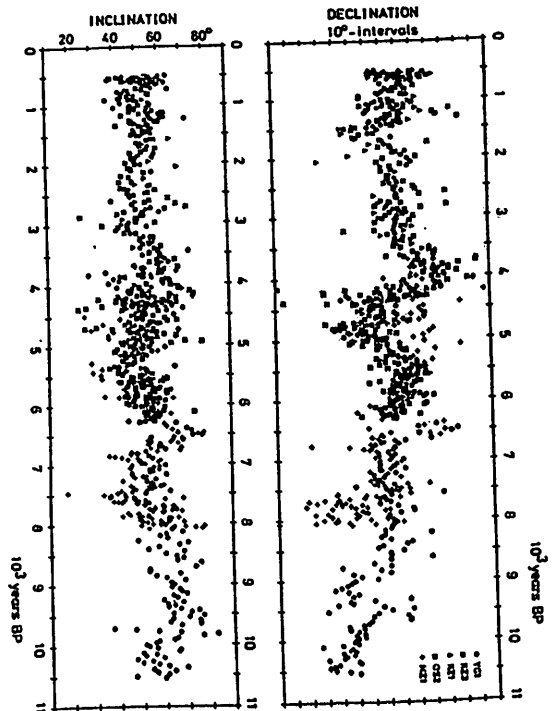


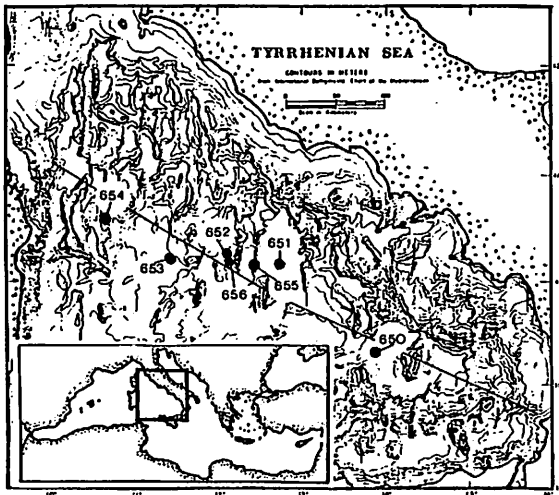
図3. 全コアの偏角・伏角データの時間軸プロット。各点は層平均値。



島居雅之 (京大・理), J. E. T. Channell (Univ. Florida),  
Leg 107 乗船研究者一同

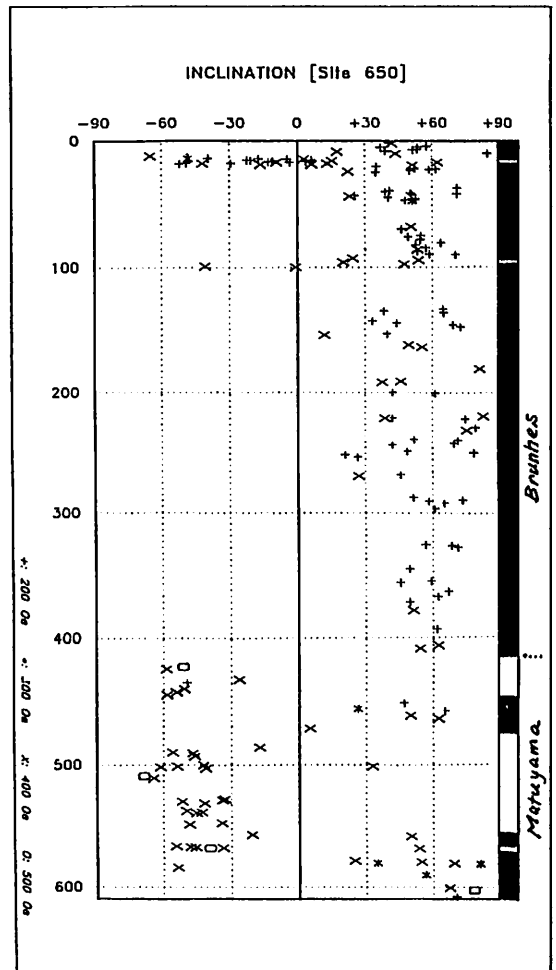
ODP (Ocean Drilling Program) の7回目の航海であるLeg 107は、地中海のTyrrhenian Seaで昨年12月30日から今年2月18日までの約50日間実施された。Tyrrhenian SeaはAfrican plate とEurasian plateの間に挟まれた小さな海で、back-arc basinとpassive marginの両者の特徴を兼ね備えた複雑なmarginal basinである。Leg 107の第一の目的はこの複雑なtectonicsの解明にある。同時にTyrrhenian Seaの沿岸地帯は世界の第四系・第三系の模式地でもある。この地帯で組み立てられた標準層序と、大西洋などの大洋底で得られた情報との対比のために、Tyrrhenian Seaの海底からの情報を得ることも重要な目的である。

Leg 107は7 Site (650 - 656)の10 hole から、Pleistocene-Tortonian の時代の堆積物および火成岩類の採取に成功した (1図)。Messinian より新しい堆積物については、船上で残留磁化の測定と交流消磁実験を行なうことができた。ただしwhole core type の超伝導磁力計は種々の問題があって使用できず、測定は全てHolospin magnetometer で行なった。堆積物は全てcalcareousであり、磁化強度は $10^{-2} \sim 10^1$  cgs/cc であった。2次磁化の影響がかなり大きく、一般に200 Oe以上の消磁が必要であった (2図)。さらに熱消磁実験を行なうことが必要のようであり、全ての試料を持ち帰ってきている。今回は船上で得られた結果について報告する。



1図 (上) : Tyrrhenian Seaの海底地形と Leg 107 の各Siteの位置

2図 (右) : Site 650のSub-bottom depth vs Inclination. このSiteは最も堆積速度が速く、Olduvai Event からBrunhes Epochの大部分の時代の伏角変化を記録していると考えられる



上嶋正人  
(地質調査所)

科学技術庁の科学技術振興調整費による「なつしま」を使用したの国際共同研究において、ラウ海盆北部から2本の8m長のピストンコアが得られ、その自然残留磁化を測定した。

<試料>

図1に示すようにst33の採泥点はトンガリ島弧からチャネルかのびて来ており試料中に多数のタービダイトがみとめられる。一方st32は北部ラウ海盆のほぼ中央西寄りにありタービダイトをみるはず全体に均質な石灰質軟泥である。

これらの試料に対し2割りの断面から10cmに1点の割合で2.4x2.4x2.4cm<sup>3</sup>のプラスチック製の立方体ケースを押し込みにより磁化測定用試料を採取した。なお急激な磁化の変化のみる所では後にその間をうめて追加試料を採取している。

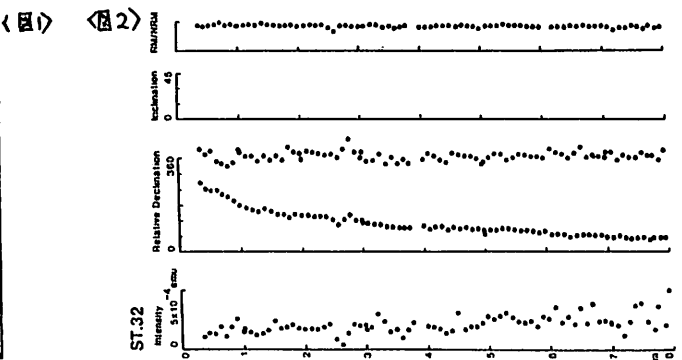
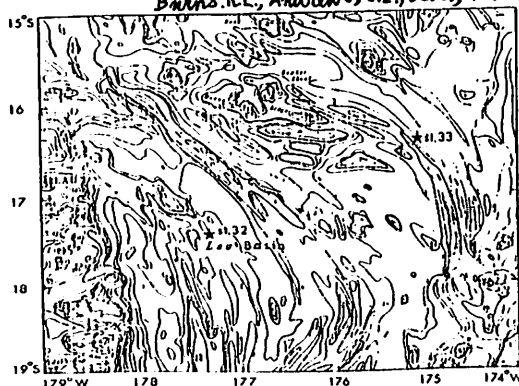
<測定>

自然残留磁化の測定はSCT社の超伝導型岩石磁力計C-113により3成分1回測定方式で行なわれた。磁化の安定度を調べるため交流消磁を7.5~10mT(75~100Oe)の強さで行なり再度自然残留磁化を測定した。さらに磁化のしやすさを正規化するためのARMをつけてその強度を測定した。

<結果>

図2に測定結果の1例を示す。st32では2.6mかなり顕著な磁化強度の落ち込みと偏角および伏角の多少の乱れがみとめられる。この部分に対しARM強度は上下でもほとんど変化せず、NRM/ARM比でも顕著な落ち込みを示している。この原因として磁場強度の減少または短かい地磁気逆転(イベント)が考えられる。st32のコアキャッチャー(最下部)に対し共同研究者のS. Shafik(オーストラリア)からlate-Pleistocene~Holocene, B.W. Hayward(ニュージーランド)からN23-Holoceneという報告が出ており数十万年のオーダーと予測される。もう少し南であるがDSDPのサイト203では117m~119mをPleistocene最下部としていて2.4cm/1000年の堆積速度とすると、2.6mでは約10万年とかなり上に落ち込みはBlakeイベントと考えられる。

<参考文献> S. Shafik Preliminary nanofossil ages of samples from NATSUSHIMA cruise P.97-98.  
B.W. Hayward Foraminiferal micropaleontology of samples from Northern Tonga P.99-101.  
Burns, R.E., Andrews, J.E., et al., 1973, DSDP Initial Report site 203, P.17-32, vol. 21



深海底堆積物は、珪質/石灰質微化石を含む珪質/石灰質粘土と、それらを含まない遠洋性粘土（いわゆる red clay）に二分され、太平洋中緯度には遠洋性粘土が分布する。遠洋性粘土はVRMと思われる強い二次磁化を持ち、交流消磁では除去できない。300℃の熱消磁が有効であることを1984年秋の学会で報告した。今回は、南太平洋ペンリン海盆の2本のコア、P411 (13°06.2'S, 159°18.0'W), P412 (13°04.4'S, 159°17.3'W)の熱消磁後の伏角と、イクチオリスによる堆積物の年代より、ペンリン海盆の古緯度について考察する。また、磁気的性質に基いて遠洋性粘土の起源について検討する。

ペンリン海盆の古緯度

図1にコアP411、P412の熱消磁結果を示す。P411のhiatusの上位、下位、P412の正帯磁部の平均伏角は各々、19°、39°、59°である。古緯度にすれば各々、10°、22°、40°である。イクチオリスによる年代は各々、middle Miocene以降、Oligocene(30Ma位)、late Cretaceous ~ early Paleocene(90~60Ma)である。図2に、太平洋プレートの絶対運動のモデルの比較を行なった。van Andelら、Lancelot & Larsonのモデルには合うが、Dalrympleらのモデルは70Ma前後で10°以上低緯度を示す。前二者はDSDPコアの堆積相に主な根拠を持つのに対し、後者はhotspot軌跡に基づく。従って、私たちの結果はGordonらが指摘しているように、late Cretaceous以降、hotspotsがspin axisに対して10°以上北上したことを示す。

遠洋性粘土の起源

最近、大気化学、粘土鉱物学より、“北太平洋中緯度の遠洋性粘土は大部分がアジア大陸の乾燥地域より空輸されたものである”という仮説が提出されている。ペンリン海盆の遠洋性粘土の二次磁化が中国黄土層のそれと極めてよく似ていることは、南太平洋でも同様に大陸乾燥地域が起源であることを示唆する。赤道付近の珪質粘土と中緯度の遠洋性粘土とは、深海底での堆積環境はほとんど同じであるのに、遠洋性粘土だけ強い二次磁化をもつのは、堆積物の起源が異なるからであろう。

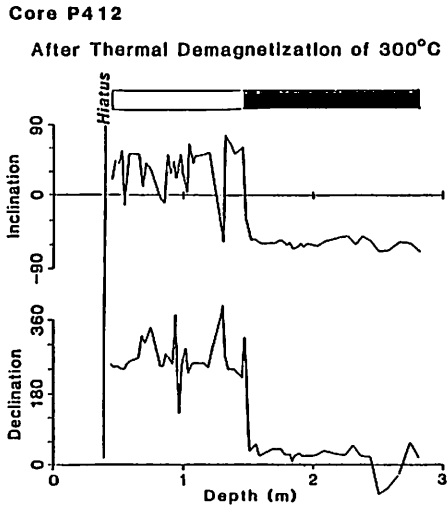
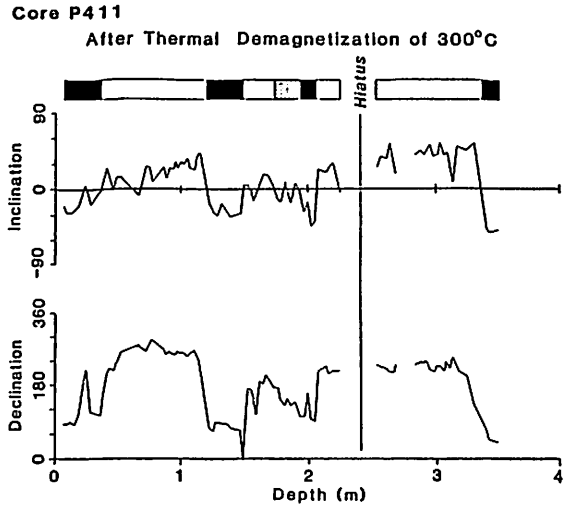


図1 熱消磁後の磁化方位

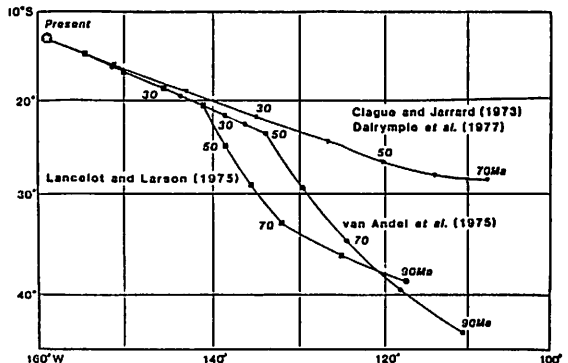


図2 太平洋プレートの絶対運動モデルによるペンリン海盆の古位置

ケニア北部の新第三系の古地磁気

中島正志

(福井大・教育・地学)

島居雅之

(京大・理・地磁)

ケニア北部パラゴイ西方にあるナチョラからサンプル・ヒルズにかけての地域には、先カンブリア紀の基盤岩類を不整合に覆って新第三系および第四系が分布する。本地域の新第三系は、下位よりNachola, Aka Aiteputh, Namurungle, Congia, NagubaratおよびTirr Tirrの5つの累層に区分されている。霊長類化石の発見を主目的とした1984年の日本・ケニア合同発掘調査で、化石発掘と並行して、この新第三系の地質調査と、古地磁気およびK-Ar年代測定のための試料採集が実施された。ここでは、すでに測定が完了したNachola累層とAka Aiteputh累層についての古地磁気測定結果について報告する。

- 1) Nachola累層 (20Ma~15Ma) の10地点、Aka Aiteputh累層 (15Ma~11Ma) の12地点から、交流消磁と熱消磁に対して安定な測定結果が得られた。
- 2) 層序から、上の測定結果を6つのMagneto-zoneに分け、Harland et al.(1984)の地磁気逆転の年表との対比を試みた。
- 3) 本地域から得られたVGPは、地理的極から "far-sided and right-handed" の方向にずれた北極海に集中している。

Table 1. Paleomagnetic results from the Nachola and Aka Aiteputh Formations.

Site	Rock Type	K-Ar age (Ma) (Itaya, 1986) (*Matsuda et al., 1984)	Strike (°)	Dip (°)	ODF (Oe)	N	Dc (°E)	Ic (°down)	$\alpha_{95}$ (°)	k	Lat (°N)	Lon (°E)	dp (°)	dm (°)
<b>AKA AITEPUTH FORMATION</b>														
(Samburu Hills)														
1)	basalt	10.7, 10.8	N03E	30W	150	6	214.9	-16.2	5.0	181.6	-54.6	294.6	2.7	5.2
2)	basalt	12.0*	N20E	20W	570°C	3	187.0	0.2	14.2	76.7	-82.8	321.4	7.1	14.2
3)	basalt	14.5, 14.4	N50E	30W	150	7	180.8	-1.6	3.7	263.9	-88.8	355.7	1.9	3.7
4)	basalt	14.3, 14.1	N05W	18W	350	3	196.4	-10.1	39.3	10.9	-73.3	294.6	20.1	39.8
5)	sodalite trachyte		N20E	20W										
6)	basalt	14.5, 14.5	N25E	20W	200	8	357.5	-17.9	9.1	37.8	78.8	229.3	4.9	9.4
7)	basalt		N20E	20W	520-570°C	6	356.3	9.6	8.7	24.0	85.2	346.6	4.4	8.8
8)	basalt	15.1, 14.8	N25E	20W	300	4	244.4	-44.1	21.6	18.9	-23.7	279.0	17.0	27.1
(Nachola Area)														
9)	basalt	11.6, 11.9, 11.8*	N90W	10S	100	9	13.2	4.6	7.3	50.7	76.8	124.3	3.7	7.3
10)	welded tuff		N90W	10S	100	10	12.9	4.3	4.3	126.9	77.1	125.0	2.2	4.3
11)	basalt	13.0, 12.6, 10.1*	N12W	13W	100	8	3.1	0.0	5.1	119.3	86.4	157.0	2.6	5.1
12)	sandstone		N-S	5W										
13)	tuff		N-S	5W	100	5	10.3	-17.8	9.6	64.2	75.0	173.6	5.2	10.0
14)	tuff		N-S	5W	400	4	3.9	-44.0	5.0	342.0	62.1	209.1	3.9	6.3
<b>NACHOLA FORMATION</b>														
(Nachola Area)														
15)	trachyte	14.9, 15.9	N42E	12N	500	7	192.4	23.3	30.7	4.8	-71.4	355.6	17.4	32.7
(Middle Reaches of the Baragoi River)														
16)	trachyte	14.8, 15.1	N25E	15W	350	9	204.8	56.4	14.3	13.9	-45.0	8.3	14.9	20.6
17)	aphiric trachyte	13.5, 14.0	N33E	12W	500	7	200.4	52.3	17.1	13.3	-50.4	9.3	16.1	23.5
18)	welded tuff	18.7, 18.6	N-S	15W	200	10	354.0	-13.1	5.3	84.0	79.7	252.2	2.8	5.4
19)	tuff		N30E	20W	100	10	0.2	-13.0	16.2	9.9	81.7	215.3	8.4	16.5
20)	basalt		N10W	5W	300	8	315.4	-22.4	14.4	15.8	43.7	288.7	8.1	15.3
21)	basalt	19.0, 18.4	N10W	5W	100	7	335.1	-15.3	11.7	27.4	63.4	285.4	6.2	12.0
22)	basalt	18.7, 19.3	N10W	5W	100	7	355.1	-36.2	4.3	193.6	67.6	228.8	2.9	5.0
23)	basalt	19.6, 18.8	N10W	5W	500	5	188.8	-28.9	33.4	6.2	-73.8	248.5	20.2	36.8
24)	porphyritic basalt	17.7, 17.6	N30E	8W	100	10	356.1	-31.6	11.4	18.8	70.8	228.0	7.2	12.8

ODF: optimum demagnetization field (1 Oe = 0.1 mT), N: number of samples, Dc: declination after tilt correction, Ic: inclination after tilt correction,  $\alpha_{95}$  and k: Fisher's statistic parameters, Lat and Lon: latitude and longitude of VGP, dp and dm: error angles of VGP. Data of sites 2 and 7 are referred to Matsuda et al. (1984).

南極 Sør Rondane Mountains, 1550 Nunatak の  
古地磁気用岩石試料の  $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$  年代測定

滝上 豊 兼岡 一郎 船木 寛  
(東京大学 地球物理) (国立極地研究所)

南極 Sør Rondane Mountains 地域より採集された古地磁気用岩石試料の中から、1550 Nunatak より得られた granulite と dolerite の dike の試料について  $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$  年代測定を行った。

Sør Rondane Mountains 地域は、 $72^\circ\text{S}$ ,  $24^\circ\text{E}$  の位置にあり、片麻岩の複合体より成り立っており、火成岩体や dike などにより変成作用をうけている。その変成年代は、K-Ar 法 (350 - 500 Ma) や Rb-Sr 法 (460 - 510 Ma) で求められている。(Picciotto et al., 1964, 1966) ただし、K-Ar 法の 350 Ma は Ar ガスが抜けているために若返っており、Rb-Sr 年代が変成年代とされている。本研究の試料のうち、granulite はその変成作用をうけた岩石と思われ、年代も上記の年代が推定されていた。それに対して、dolerite は granulite に貫入していること、新鮮な様子から、比較的若い年代の岩石ではないかとの予想から年代測定が行われた。

結果を図1, 図2 の Age spectrum に示す。

図1の granulite は、他温部分になるにつれて若い年代となっている。これは試料から Ar ガスが抜けたことを明らかに示している。従って、試料の年代としては、最高温度部分 (1500°C) の年代 (約 410 Ma) が考えられるが、後述するように、貫入している dolerite の年代より多少若いため、この最高温度部分においても Ar ガスが抜けた影響が出ていると思われる。よって、この岩石の年代は約 410 Ma より古いとはいえない。

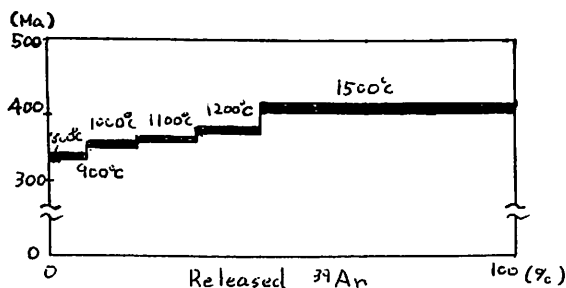
図2の dolerite の年代は、plateau 的になっている。900°C から 1500°C までを平均すると約 440 Ma になる。この年代は dolerite の生成年代、すなわち dike の貫入年代といえる。前述の Rb-Sr 年代とも近いので、予想に反して、この dolerite も前述の火成活動によるものと思われる。

なお、この地域は Zijdeveld. により、すでに岩石磁気の研究がなされている。(Zijdeveld, 1968), それによれば、1550 Nunatak より得られた岩石の NRM の結果は、方向のバラツキが大きく、強度も弱いために良い結果が得られなかったことが報告されている。

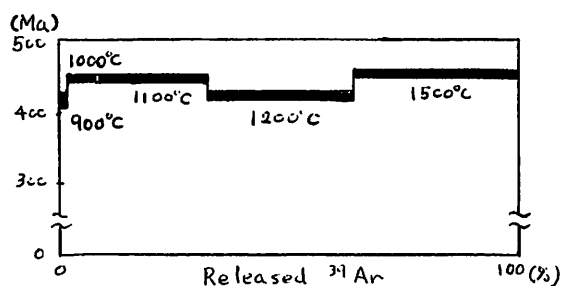
(参考文献)

Picciotto, E., A. Coppez and J. Giot, Expedition Antarctique Belge 1957-1958, Résultats Scientifiques, 7(1), 13, 1966  
Picciotto, E., S. Deutsch and P. Pasteels 同上 7(3), 233, 1966  
Zijdeveld, J. D. A., J. Geophys. Res., 73, 3773, 1968

(図1) granulite



(図2) dolerite



酒井英男・広岡公夫 (富山大学・理)  
船木実 (極地研)

従来の古地磁気強度の研究は対象が過去一万年間 (考古時代) に集中しており地質時代のデータは少ない。更に今まで得られているデータはヨーロッパ・アメリカ・日本などの中緯度地域からのデータが殆どであり高緯度地域のデータは非常に少ない。地球磁場の全体像を探るには高緯度地域の古地磁気強度の研究も調べる必要がある。南極に於ける古地磁気強度の研究としてはJ.C. Briden(1966) によるVictoria ValleyのFerrara dolerite からの結果 (F=0.1970e) があるのみである。

今回、マクナードサウンドのハットポイント半島、ロイズ岬およびテイラー谷から採取されたいわゆるマクマード火山岩類を用いて2.9Maから0.5Maまでの極地域における地磁気強度を調べた。これらの岩石試料の古地磁気方向の研究はFunaki(1983)により既に報告されている。

地磁気強度を求める手法として右に示した様にCoe versionによるThellier法をもちいた。自発磁化・自然残留磁化の抗磁力・磁化強度からみると含まれる磁性鉱物は主としてpseudo single domain 粒子だと考えられ (Day et al, 1977), Thellier法には適した試料である。しかし、J<sub>0</sub>-J<sub>1</sub> 図で線形関係が得られずThellier法が適用できない試料が半数をしめた。その原因として熱残留磁化以外の二次磁化の付着と磁

性鉱物の加熱による影響が考えられる。domain構造その他の磁気特性とThellier法の適・不適のはっきりした相関は、今の所、得られていない。

Thellier法の改良は従来、何例か報告されている。ここでは、Coe(1967, 1973), Walton(1984) Sakai(1985)の改良法を適用してみた。

1.1. Coe; 段階熱消磁の途中でより低い段階の熱残留磁化により磁性鉱物の酸化や還元をモニターする。

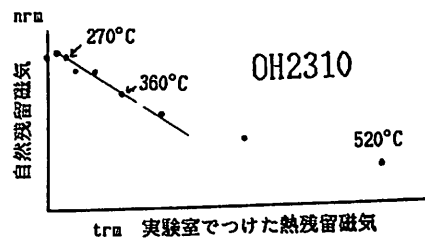
1.2. Coe; 各測定の前に交流消磁 (200 Oe) を加える。

2. Walton; 同温度でTRMを二回つけて、磁性鉱物の酸化や還元をモニターする。

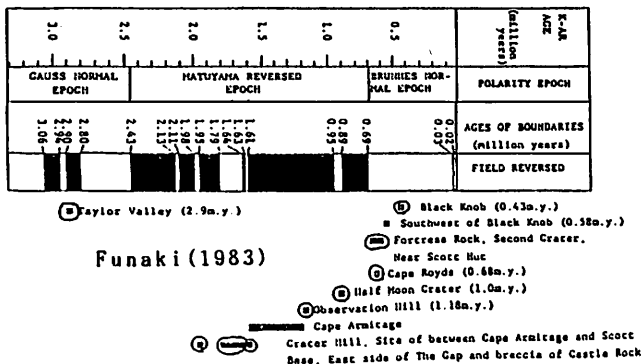
3. Sakai; 化学消磁法を併用する。

である。1.2 で得られた値は従来の手法のものより高い地磁気強度になる傾向がみられた。これはCoeの結果でも表われている。

今まで得られた古地磁気強度を下のヒストグラムに示した。全体としてこれらの火山岩類が噴出した時代 (0.5-2.9Ma) の南極における地磁気強度は現在の値より低かったと考えられる。

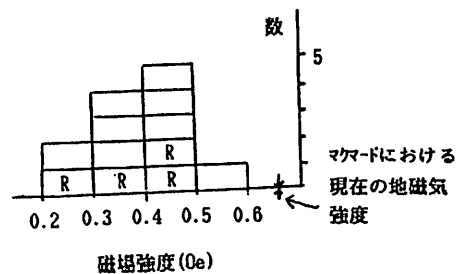


Thellier法の実験例



Funaki(1983)

○は今回、用いた火成岩。



RはReverse試料の結果

船木 実 (極地研) P. J. Wasilewski (NASA, GSFC) 永田 武 (極地研)

1. はじめに

南極 昭和基地のあるリュツォホルム湾岸から採集された岩石の古地磁気学的研究は、永田、清水 (1960) 以来いくつかあるが、いずれも資料数が少なく、また地質構造との関係など不明瞭な点も多い。しかし自然残留磁気 (NRM) を獲得したと推定される古生代初期 (~500 m. a.) の NRM の方向は伏角 58.0° 偏角 335.7° で、VGP の値は 南緯 19° 東経 13° 付近と推定される。この値は東南極大陸の同時期に NRM を獲得したと思われるものとよい一致を示す。1983-1984年 25次日本南極観測隊 (JARE-25) 夏隊で我々はリュツォホルム湾及びセール・ロンダーネ山脈から合計 1125 個の古地磁気用岩石を採集した。これらの試料のうち東オングル、西オングル島の試料について古地磁気学的研究を行ったのでその概略について報告する。

2. 測定結果

代表的な試料については、500 Oe まで交流消磁を行い、NRM の安定性を調べた。また全試料について交流消磁する前と 100 Oe で交流消磁を行った後の NRM を測定した。その結果、次のような点が明らかになった。

- (1) Pyroxene gneiss と Garnet gneiss の NRM は現在の地球磁場方向 (-65°, 46W) を向き、交流消磁に対し不安定である。これは Pyrrhotite が磁性粒子として存在する為と推定される。
- (2) Hornblende と一部の Garnet gneiss は逆帯磁を示し、極めて安定な NRM を持つ。これらの試料中には Hematite が認められる。
- (3) 脈状の Granite と Pegmatite は逆帯磁を示し、NRM は安定で Curie point から magnetite が磁性粒子と推定される。
- (4) Granite は正帯磁を示し、NRM は安定である。またその周辺に分布する Amphibolite は正あるいは逆帯磁を示し、伏角の小さなものは NRM 強度も小さい。
- (5) 各採集地の NRM の方向とバラツキは表 1 の通りである。

3. 結論

オングル島付近は地質及び年代測定の方から約 480 m. a. に最終変域によりすべての岩石は逆帯磁に再磁化したと考えられる。その後 Granite の貫入があり Granite とその近傍は正に再磁化した。これらの正。逆磁極から求められる VGP の位置 (Table 1. No. 1-5) は、永田、清水 (1960) のものと一致し、しかも東南極大陸全般から得られた古年代期のものと一致する。すなわち現在のアフリカの南緯 20 度付近に位置する。このことから見て、480 m. a. 付近での変成及び花崗岩の貫入は正しいものと思われる。

Table 1. Paleomagnetic results obtained from Lützow-Holm Bay area.

No.	Site	N	demag.	Inc	Dec	K	$\alpha_{95}$	plat	pLat
1	EON3	35	0	50.0	345.1	19	5.7°	15.1° S	28.7° E
			100	55.2	347.2	40	3.9		
2	EON5	5	0	52.7	297.7	5	39.8	21.7 S	19.1 W
			100	51.2	297.5	5	37.2		
3	EON8	16	0	45.4	316.1	11	11.7	21.7 S	7.1 E
			100	51.6	322.2	12	11.2		
4	WON1	10	0	-67.2	321.4	44	7.4	30.1 S	26.3 E
			100	-67.5	342.0	43	7.5		
5	WON2	14	0	53.3	334.6	11	12.3	20.3 S	14.2 E
			100	69.9	324.0	9	14.4		
6	Total	80		59.1	336.8	14	4.5	20.2 S	20.7 E
7	E-ong	18		58.0	335.7	25	7.1	18.2 S	19.6 E
8	Ongul	5		49	350	-	-	9 S	32 E
9	Lützow	7		60	341	-	-	21 S	24 E
10	E-ong	4		46.5	7	-	-	7 S	33 E

1-6: this study  
 7: Nagata & Shimizu (1960)  
 8,9: Nagata & Yama-ai (1961)  
 10: Kaneoka et al. (1968)

北海道羽幌地域の古地磁気

木川栄一 利光誠一 保柳康一 浜野洋三 上田誠也 木村孝  
 (東大震研) (九大理) (北大理) (東大電研) (香川大教)

昨年6月から9月にかけて行われた北海道の一連の古地磁気調査のうち羽幌地域(図1)について予察的な結果が得られたのでここに報告する。

試料採取は

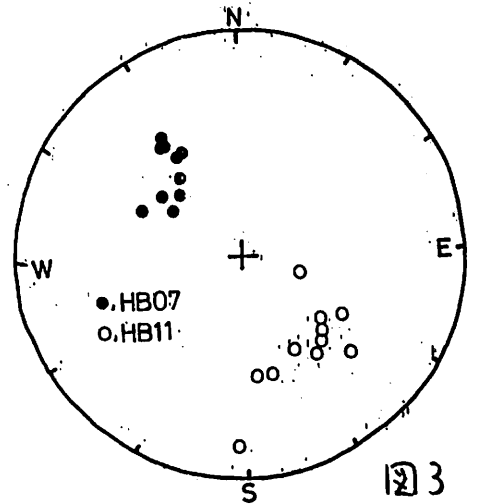
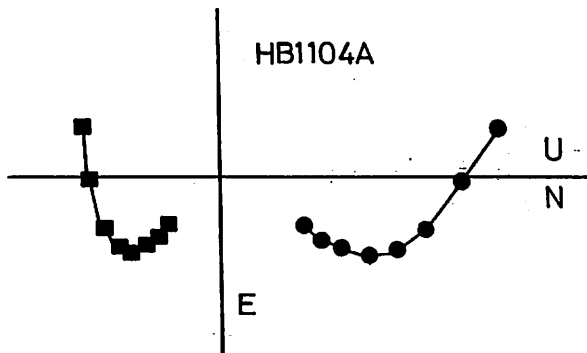
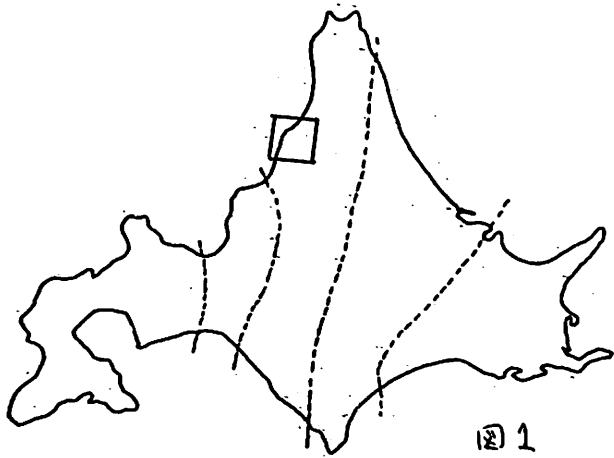
1. Santonian ~ Campanian  
 羽幌川層(約80 Ma) ... 主に泥岩
2. Miocene  
 羽幌層(約17 Ma) ... 泥質砂岩  
 三毛別層(約16 Ma) ... 泥岩  
 築別層(約16~15 Ma) ... 泥岩  
 古丹別層(約15~14 Ma) ... 泥岩  
 矢野ポツナイ層(約12~10 Ma) ... 泥岩  
 遠別層(約6~5 Ma) ... 泥岩

について行われた。各露頭から8~14個のコアをエングンドリルで抜いてNRMを測

定したあと全試料に対して0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35 mTの段階交流消磁を行っているので現在まだ測定中であるが、次のような傾向が出ている。

1. 羽幌川層の試料については、NRMの平均磁化強度が $10^{-7}$  emu/cc程度と弱い上に消磁に対してあまり安定でないため、安定磁化方位を得るのが困難である。

2. Mioceneの試料については、NRM中のVRMの占める割合がかなり大きいものもあるが、消磁によって除くことができるものが多数ある(図2)。HB11(個3)に古丹別層(HB07), 矢野ポツナイ層の結果を示してあるが、ほぼantipodalであり、この地域が堆積後反時計まわりに回転したことを示唆しているようである。





# 北海道東部白糠丘陵地域の古地磁気 —白亜紀-第三紀境界付近—

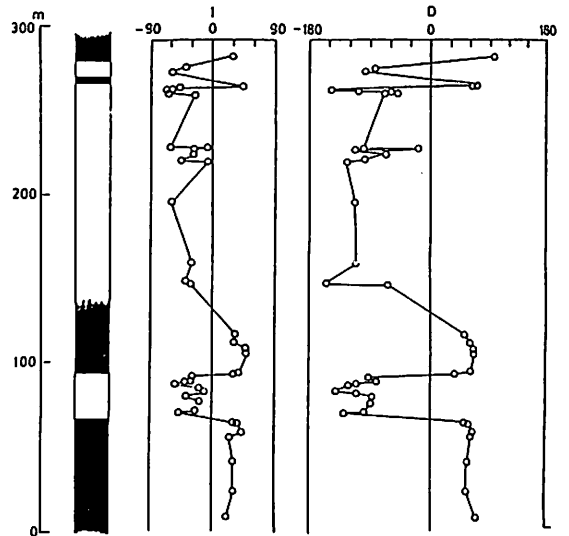
浜野洋三 細川秀夫  
(東大電研) (東海大)

斎藤靖二 木川栄一  
(科学博物館) (東大電研)

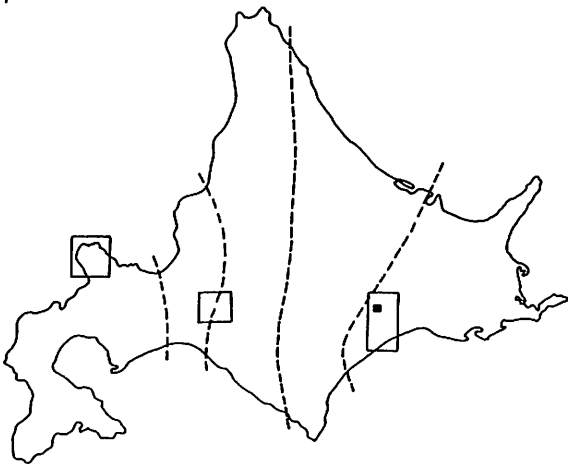
昭和60年の古地磁気試料採集のための調査では北海道西南部、中央西部及び東部の3地域で(図1に四角で囲む)、主に第三紀の岩石試料を採集した。今回発表するのは北海道東部で得られた白亜紀から第三紀の年代を持つ岩石試料(採集地は図1の黒四角)についての測定結果である。この地域では白亜紀-第三紀境界をはさんで連続的に堆積したシルト岩の地層がみられ、山形大の齋藤、海保らにより、浮遊性有孔虫化石にもとづいて詳しく年代が決められている。試料の採集は層厚およそ300mの範囲の47地点で行なった。年代的には白亜紀-第三紀境界をはさんで約8Maの幅を持つ。測定は60個の試料について段階的熱消磁を行なった。NRMの平均磁化は $10^{-4}$  A/mの程度である。各試料の安定磁化方向は熱消磁曲線のOrthogonal plotから求めた。試料のおよそ3/4について安定磁化方向が得られた。結果を図2および図3に示す。図2には求められた伏角及び偏角の層序を示す。正帯磁と逆帯磁が交互にあらわれ、残留磁化が堆積後比較的短かい時間の後に獲得されたことを示唆する。図3は安定磁化方向の等積投影図である。逆帯磁のものはVRMの影響が残っている

でバラツキが大きい。平均値は正帯磁試料の平均値とほぼ antipodal である。すべての試料について平均した結果は  $Inc.=39.5^\circ$ ,  $Dec.=73.2^\circ$ ,  $\alpha_{95}=7.2^\circ$  となり、このシルト岩が堆積後に、この地域が約70°時計回りに回転したことを示す。

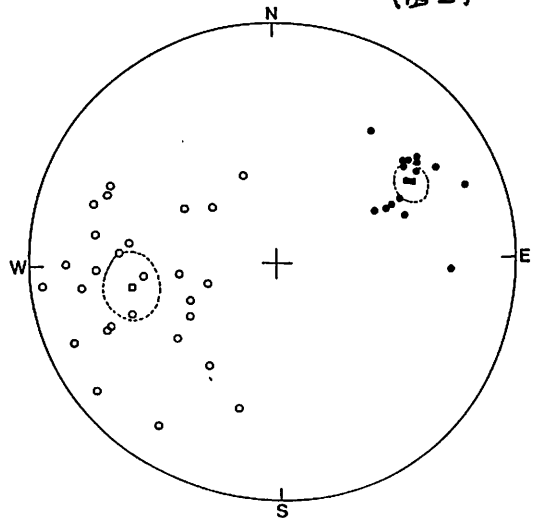
今回の測定には京都大学理学部の超伝導磁カ計及び熱消磁装置を借らせていただいたことを深く感謝します。



(図2)



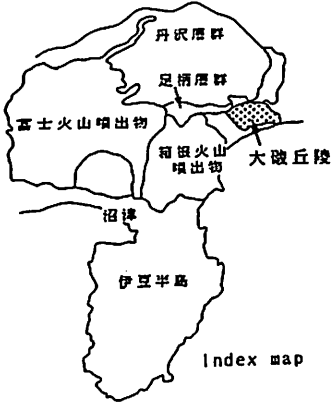
(図1)



(図3)

(1) 大磯丘陵の時計まわり回転

小山真人・北里 洋  
(東工大理) (静岡大理)



古地磁気測定によって、神奈川県西部の大磯丘陵は、更新世中期(0.6Ma 前後)に 50°以上におよぶ時計まわり回転を被っていることが明らかになった。

【試料】大磯丘陵南部に分布する、ほぼ0.8~0.2Ma にわたる時代の海成層(前川層・羽根尾層・二宮層・沼代層)の 20地点 46層準から採取した 155個のシルト岩・シルト質砂岩(図)。

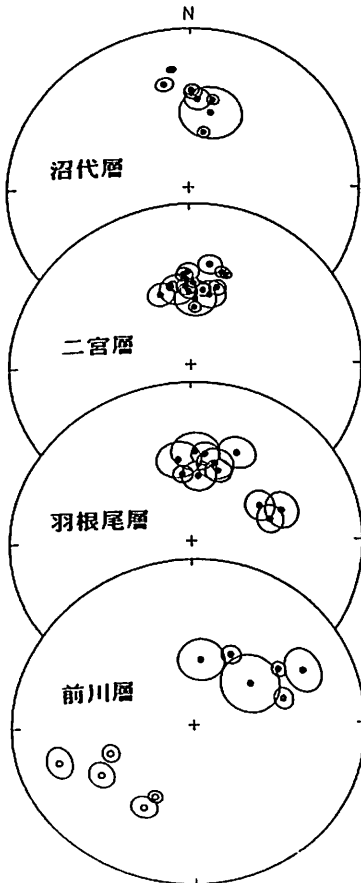
【測定】東大地震研のリングコア型スピナー磁力計・3軸交流消磁器・熱消磁器を用い、段階消磁は 5mT おきに 35~40 mT, 50°C おきに 500°~550°C まで行なった。

【磁氣的性質】NRM 強度は  $1.0 \times 10^{-5} \sim 1.6 \times 10^{-4}$  kA/m, MDF は 6~40mT (大部分は 10~20mT) である。試料の交流消磁と熱消磁に対するふるまいはほぼ等しい。25~30mT の交流消磁によって、すべての試料から不安定な二次的成分を取り除くことができた。

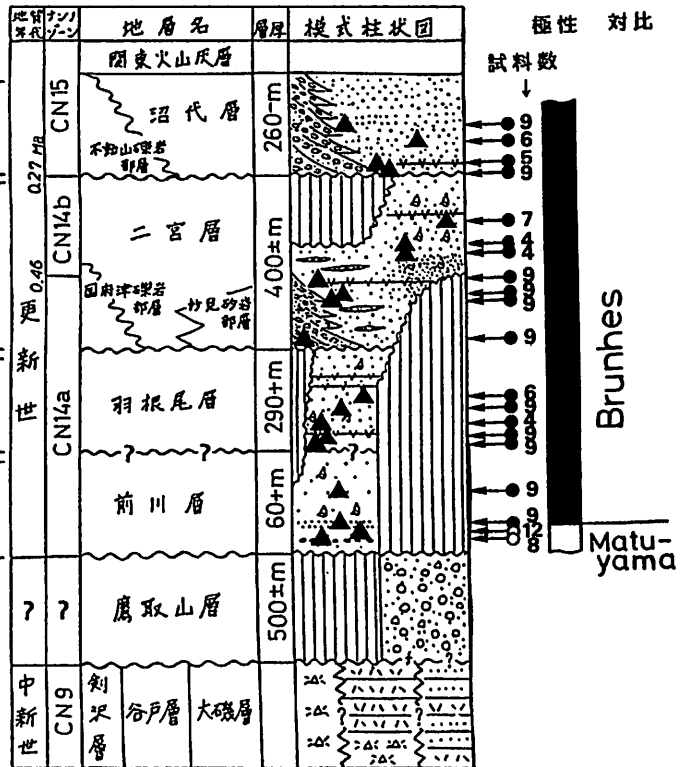
【古地磁気層序】産出する石灰質ナノ化石群集に基づき、前川層下部の磁化逆転層準は、Brunhes期/松山期境界に対比される(図)。

【構造運動】前川層と羽根尾層の一部の磁化方向には、平均 50°余りにおよぶ antipodal な時計まわり方向への偏角のずれが認められ(図)、構造運動によるものと考えられる。この回転の原因としては(1) 国府津-松田断層によるひきずり、(2) フィリピン海プレートの本州に対する運動方向の変化、(3) 伊豆地塊の本州への突入の3つの可能性が考えられる。

消磁後の各地層の層準ごとの平均磁化方向と95% 信頼円



矢野・岡田・北里(1983)を改変



▲ 試料採取地点

福岡浩司・鳥居雅之

(京大理)

湖東流紋岩は、琵琶湖東方から鈴鹿山脈西方にかけて分布する。これは、西南日本に広く分布している後期中生代珪長質火成岩類の一員とされている(図1)。このうち、鈴鹿山脈西方に分布する「主岩体」については、層序・岩相が詳しく調べられ(西川ほか, 1983)、噴出・貫入を伴う新旧二回の活動期があったことが知られている。伊藤(1986)は、主岩体の主なユニットの4地点について、フィッシュン・トラック法による年代測定の結果、70Ma前後の年代値を得ている。新期の八尾山火砕岩については、Rb-Sr法による全岩アイソクロン年代値 $75.8 \pm 2.4$ Maが求められている(Seki, 1978)。

主岩体のほぼ全域の26地点で、各地点7~10個の定方位試料を採取した。各地点3個の試料からの試料片については、段階熱消磁実験を、1個の試料片について段階交流消磁実験を行なった。ベクトル投影図上で両者の結果を比較したところ、原点に向かって減衰する成分すなわち初生磁化( $550^{\circ}\text{C}-580^{\circ}\text{C}$ )、および高い固着温度を持った二次磁化( $300^{\circ}\text{C}-550^{\circ}\text{C}$ )を分離するには段階熱消磁が有効であった。よって、他の試料片については、熱消磁を行なった。

高い固着温度を持つ二次磁化が、明瞭に認められる地点については、Kirschvink(1980)による主軸問題の解法を応用した方法に従って、各成分の方向を求めた。この結果、分布域南部の2地点では、高温の二次磁化は原点に向かって減衰する成分にほぼ反平行であることがわかった。この二次磁化は、逆帯磁期に犬上花崗斑岩の貫入によって加えられた熱による再帯磁と考えられる。

熱消磁実験の結果、26地点のうち、18地点(旧期12地点、新期6地点)から初生磁化を見出すことができた。旧期の12地点はすべて正帯磁であり、新期の犬上花崗斑岩2地点においては逆帯磁が見いだされた。

新旧二回の活動期の間に、有意な古地磁気方位の変化は認められない(図2)。湖東流紋岩主岩体の18地点からの結果を平均して、偏角 $=77.9^{\circ}$ 、伏角 $=61.1^{\circ}$ 、 $\alpha_{95}=6.5^{\circ}$ という古地磁気方位が得られた。山陰地方の80~92Maの火成岩類の古地磁気データ(Otofuji & Matsuda, 1983)から計算されるVGPと比較すると、両者の間に有意な差は見られない。このことは、後期白亜紀以降、山陰地方と湖東流紋岩分布域の間に相対的な運動がなかったことを示す。一方、西南日本の第三系についての古地磁気学的研究から、西南日本は日本海の拡大に伴い一体となって、15Ma頃に約50度の時計回り回転を起こしたことが明らかにされている(Otofuji et al., 1985)。以上のことをまとめて考えると、湖東流紋岩の古地磁気方位は、白亜紀以降の見かけの極移動と、15Maの日本海の拡大に伴う西南日本の回転により説明することができる。これを言いかえれば、15Maに一体となって回転した西南日本のうち、少なくとも山陰地方から湖東流紋岩分布域までの約400kmのブロックは、後期白亜紀には一体となってアジア大陸縁域に位置していたことが確かめられたことになる。

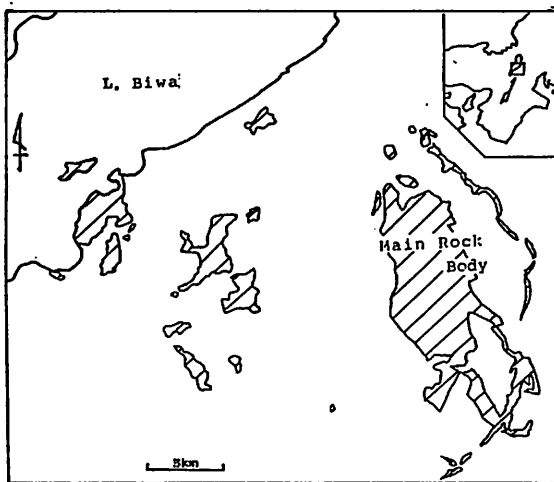


図1 Distribution of the Koto Rhyolite

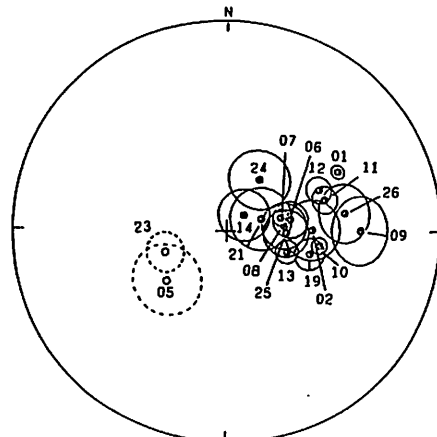


図2 Equal-area projection of site-mean directions and 95% confidence limits of primary magnetization.

西南日本外帯の  
珪長質火成岩類の古地磁気 (その1)

石川尚人・島居雅之  
(京都大・理)

西南日本の新第三系には、帯状に分布する火成岩類、即ち外帯の珪長質火成岩類と瀬戸内区の瀬戸内火山岩類が知られている(図1)。これは、10Ma~17Maの限られた時間内に、広範囲で火成活動が起こった結果であると考えられている(中田・高橋, 1979など)。この瀬戸内火山岩類については、広範囲で詳細な古地磁気学的研究がなされ(Torii, 1983など)、求められた古地磁気方位は、日本海の拡大による15Ma頃の西南日本の時計回り回転運動(Otofujii et al., 1985)の重要な証拠となっている。一方、外帯の珪長質火成岩類の最近の古地磁気学的研究には、熊野酸性岩類(田上, 1982)、石鯛火成岩類(島居, 1985)があり、いずれも東偏した古地磁気方位が報告されている。更に外帯の他の岩体からも古地磁気方位が求められれば、日本海の拡大という事件と帯状の火成活動との時間的・空間的関係がより明かになることが期待される。

残留磁化測定のための試料は、大隅半島で28地点(花崗閃緑岩など)、野間岬で8地点(花崗斑岩)、紫尾山で4地点(花崗閃緑岩)、高隈山で6地点(黒雲母花崗岩)、柏島で4地点(花崗閃緑岩)、宇和島で7地点(花崗閃緑岩)、そして足摺岬で8地点(斑れい岩、閃長岩、花崗斑岩など)から、各地点約10個ずつ採集した。磁化の測定には、スピナー-磁力計、超伝導磁力計を用い、各地点1~3個のパイロットサンプルについて段階的熱消磁実験、交流消磁実験を行ない、残留磁化の安定性を検討した。

消磁実験の結果、現在までに大隅半島の4地点、野間岬の5地点、足摺岬の4地点の試料からのみ安定な残留磁化方向を見出すことができた(図2)。それらの磁化方向を概観すると、大隅半島・野間岬のものは正帯磁で西偏(逆帯磁で東偏)する傾向が見られ、足摺岬のものは伏角が著しく浅く、逆帯磁で西偏する傾向があることが認められる。野間岬・足摺岬以外の試料のほとんどについては、安定な磁化方向が見出せなかった。それは、熱消磁実験において、300°C~400°Cで磁化強度が急減し、それ以上では残留磁化方向が発散したり磁化強度が急増するなどの挙動が見られたためである。この事実は、ピロクタイトが残留磁化の主なキャリアーとなっているために起こった現象であると考えられる。ピロクタイトは、足摺岬の閃長岩を除いて、外帯の珪長質火成岩類に一般的に含まれていることが報告されており(Isihara, 1977など)、実際、上記のような残留磁化の挙動を示した試料には反射顕微鏡下でピロクタイトが観察された。今回は、西南日本外帯の珪長質火成岩類の古地磁気学的研究・その1として、これら消磁実験などの結果について報告する。

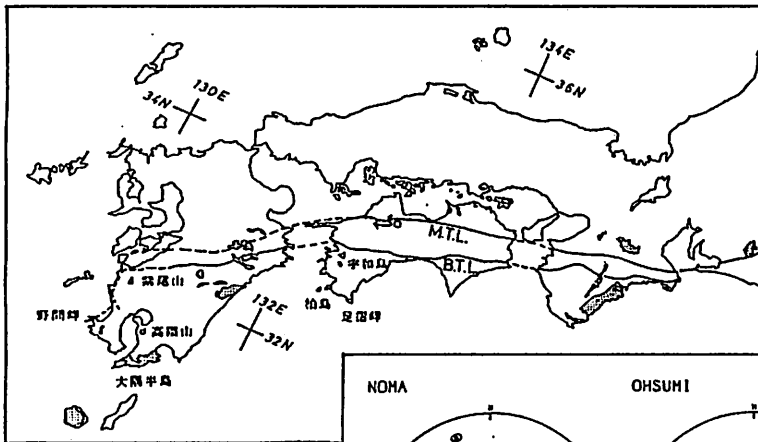
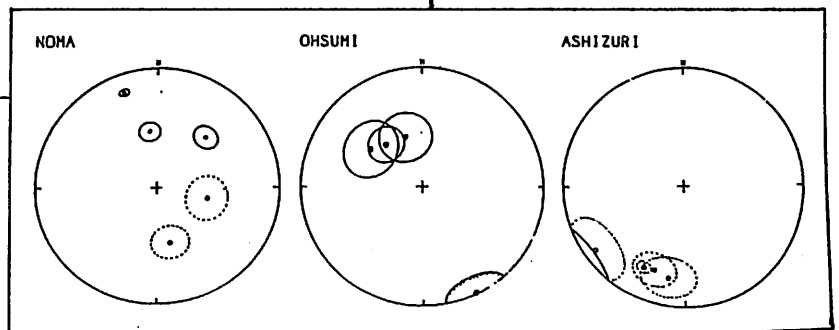


図1 外帯珪長質火成岩類と瀬戸内火山岩類の分布

図2 各地点の平均磁化方位



小玉 一人  
(高知大理)

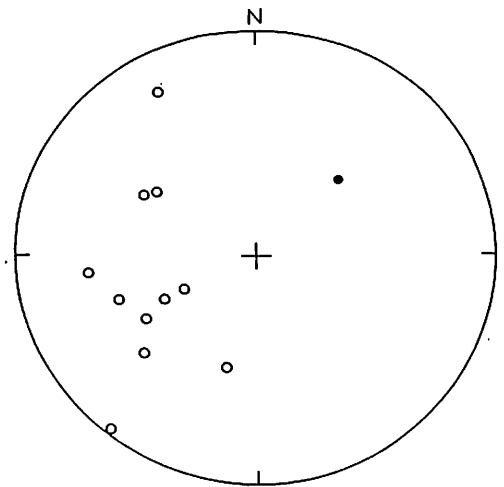
愛媛県松山市東部に分布する上部白亜系和泉層群の堆積岩類を対象とした古地磁気学的研究を行った。本地域の和泉層群も他と同様、砂岩・泥岩の厚い互層から成るが構造的には東西性の走向をもつ同斜を形成しており、顕著な褶曲軸の傾動は見られない。北方の傾家変成岩類とは不整合で接し南方は中央構造線が区切られる。

古地磁気試料は、下位から上位にわたる総計17ヶ所から採取し、残留磁化を段階交流消磁を加えながら、スピナー磁力計及び東京理工大学の超伝導磁力計で測定した。

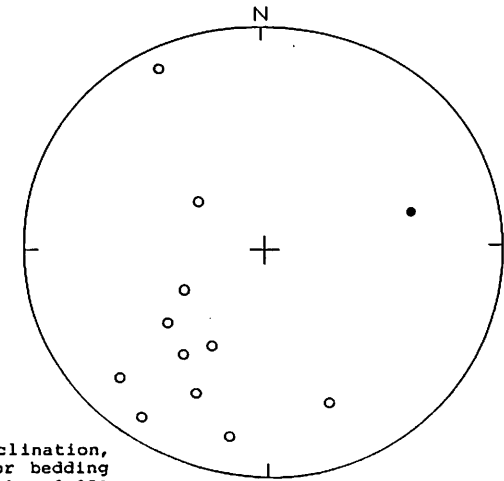
このうち、5ヶ所のデータは磁化方位のばらつきが大きいため ( $k < 10$ )、棄却することとし、残りの12ヶ所の平均磁化方位を下表に示す。また、傾動補正後と補正前の磁化方位を、それぞれ図(A)、(B)に示す。

今回の結果から、最上位の1ヶ所 (Site 14) を除いて、すべて西偏した偏角をもつ逆帯磁であることが判った。傾動補正によっても有意なばらつきは改善は見られないものの、前回報告した (小玉, 野添, 1985)、徳島県西部の和泉層群から得られた正帯磁のものとは対照的であると考えられる。さらに、これまでに報告されている化石年代 (Campanian) から推定すると、今回見いだされた逆帯磁は、Anomaly number 33と34の間の逆磁極期

に対応する可能性がある。一方、中央構造線に近接した場所とそれ以外の場所との間で、断層運動に関連したと思われるような残留磁化方位の変化は見られなかった。



(A) 傾動補正後



(B) 傾動補正前

Site	N	I	D	I <sub>c</sub>	D <sub>c</sub>	k	α <sub>95</sub>
1	5	-10.4	215.8	-39.3	251.2	15.8	19.8
3	6	-18.0	227.7	-30.1	263.8	22.5	14.4
4	7	-42.3	217.3	-54.9	242.6	49.0	8.7
5	8	-29.6	159.2	-45.2	238.4	83.7	6.1
6	5	-17.3	193.9	-36.7	227.5	42.9	11.8
7	7	-59.4	242.9	-45.8	300.6	46.2	9.0
8	9	-51.6	228.2	-48.3	304.7	138.8	4.4
9	9	-10.0	332.0	-17.4	331.3	23.9	10.8
12	8	-62.4	306.3	-63.0	243.6	22.3	12.0
13	5	-31.4	205.4	-48.1	194.6	21.4	16.9
14	5	36.6	76.4	50.2	44.2	13.8	21.4
15	7	-47.4	232.3	-1.9	218.9	29.5	11.3

N; number of specimens. I, D; in-situ inclination and declination, I<sub>c</sub>, D<sub>c</sub>; inclination and declination after correction for bedding tilt. k, α<sub>95</sub>; Fisher's precision parameter and semi-angle of 95% confidence cone.

伊藤晴明, 時坂克彦, 西山慶尚  
(島根大理) (西条高)

西南日本外帯には紀伊半島から屋久島まで、新第三紀に貫入した花崗岩類が点在している。これら花崗岩類のK-Ar年代については多くの報告があるが、大半が14±2 Maを示している(Miller et al., 1962; 河野・植田, 1964, 1966; Shibata and Nozawa, 1967; 柴田, 1978)。一方、これら外帯の花崗岩類は硫化鉄物を多く含むことが知られている。足摺岬周辺の柏島や沖ノ島花崗岩類もその例外ではない。しかし、足摺岬の花崗岩類は西南日本外帯花崗岩類の一般的性質を有しておらず、例外的であり、生成条件の差があったのではなかと考えられている(Ishihara, 1979; 中田・高橋, 1979; 村上・今田, 1980; 村上他, 1983)。村上他(1983)によると、足摺岬火成岩類はリング状形態であり、野外観察から次の5期に区別される。

- I期 : Gabbro and dolerite
- II期 : Syenite, quartz syenite and alkali granite
- III期 : Coarse-grained syenitic rock and rapakiri granite
- IV期 : Coarse-grained biotite granite
- V期 : Alkali dolerite and syenite porphyry

他方、西南日本外帯の花崗岩類に含まれる強磁性鉄物は大半がPyrrhotiteであり、傾斜できる方向は今まではほとんど得られていない。しかし、Normal NRMとReversed NRMが混在しているのは確かのようにある。足摺岬火成岩類の残留磁化測定結果は下表の通りであるが、磁性鉄物はPyrrhotiteではなくTitanomagnetiteである。各Stageの岩石にNormalとReverseのNRMが認められ、外帯花崗岩類の傾向と類似している。Normal NRMのInclinationはほぼ現在のそれに近いが、Reversed NRMのInclinationは相対的に浅い。これら残留磁化測定結果と岩石学的な研究結果から足摺岬火成岩類の生成条件について考察した。

Paleomagnetic data of Tertiary igneous rocks from Ashizuri-misaki

Site	Rock Kind	N	H	Intensity (10 <sup>-6</sup> )	C.P. (°C)	D (°)	I (°)	K	θ <sub>95</sub> (°)	Lat.	Long.	dp	dm
1	Gabbro	12	100	5.30	546	212.3	-26.0	115.3	4.3	55.0°S	111.8°W	2.5	4.6
2	Granite	9	200	21.70	552	27.5	40.8	99.5	5.6	64.1°N	123.0°W	4.1	6.8
3	Gabbro	10	300	1.67	542	-	-	-	-	-	-	-	-
4	Syenite	9	200	4.61	554	206.4	-23.8	68.5	6.3	58.5°S	103.1°W	3.6	6.7
5	Q. Syenite	6	300	0.76	555	235.2	-35.9	7.9	25.5	39.4°S	43.5°E	17.1	29.5
6	Q. Syenite	4	150	2.47	-	230.2	-25.2	15.2	24.4	40.4°S	53.9°E	14.1	26.2
7	Q. Syenite	16	400	1.07	577	208.8	-28.0	27.2	8.1	58.3°S	109.6°W	4.9	8.9
8	Q. Syenite	7	200	8.36	575	354.0	42.6	14.9	20.5	80.4°N	12.3°W	15.6	25.3
9	Q. Syenite	10	100	18.00	554	359.1	47.1	131.1	5.9	85.6°N	36.8°W	4.9	7.6
10	Q. Syenite	7	100	10.90	552	347.3	33.6	32.6	10.7	71.7°N	5.3°W	7.0	12.2
11	Q. Syenite	13	400	0.93	574	-	-	-	-	-	-	-	-
12	Syenite	14	150	7.43	533	27.5	48.3	30.2	8.4	66.2°N	136.0°W	7.3	11.1
13	B. Granite	5	100	0.12	546	333.9	48.8	19.5	17.7	67.5°N	42.5°E	15.4	23.4
14	B. Granite	15	100	0.19	553	6.8	72.8	47.0	6.4	64.5°N	141.4°E	10.1	11.4
15	Dolerite Dyke	15	300	3.42	549	195.6	-11.8	34.0	9.6	59.6°S	78.9°W	5.0	9.8
16	Dolerite Dyke	15	200	0.62	-	1.1	43.0	20.4	9.8	82.3°N	54.3°W	7.6	12.2
17	Dolerite Dyke	6	300	0.89	550	331.3	50.2	11.2	21.0	85.6°N	46.7°E	18.8	28.1

1 - 3 : Stage I  
4 - 11 : Stage II  
12 : Stage III  
13 - 14 : Stage IV  
15 - 16 : Stage V

### III-62 九州島北部の新世代火山岩類の古地磁気

宗田 浩 · 堂面春雄  
海自 · 小月基地 山口大 · 教育

筆者らはこれまでに、西日本、特に山口県を中心とする地域における岩石磁気学・古地磁気学研究に力を尽くしてきたが、数年前より中西部九州地方の新世代火山岩類の古地磁気学的データを、本学会において報告してきた(1983, 1984, 1985)。

今回は、九州島北部地域より、前回報告以降採取した新世代火山岩についての測定結果を報告する。

第1表に、古地磁気学的データの概略を示しておく。

本報告では、自然残留磁化および交流消磁における Zijderveld-diagramme, 更にいくつかの  $J_s$ - $T$  解析の結果についても述べる。また、西南日本内帯より与えられた白亜紀以降の  $VGP$  の推移 (Yasukawa, 1975) と、本地区新世代岩よりもとめた  $VGP$  との対比を試みたい。

第1表 九州島北部新世代火山岩類の古地磁気学的データ

			Cleaned Remanent Magnetization					V	G	P
			D(E)	I(D)	K	$\alpha_{95\%}$	I(emu/g)	$\psi(N)$	$\lambda(E)$	
<b>更新世</b>			n							
1	天草・五和町; アソ火山灰	(200 Oe)	6	152°	-76°	20	15°	$3.3 \times 10^{-4}$	-54°	-70°
2	" ; アソ溶結凝灰岩	(150)	11	-1	41	11	14	2.6	80	-43
3	熊本・金峰山; 金峰山火山岩類	(150)	13	142	-59	7	16	4.3	-62	-110
4	雲仙岳; 角内石輝石守山岩	(300)	10	-166	-59	27	9	5.7	-76	6
<b>更新~鮮新世</b>										
5	長崎市内; 角内石輝石守山岩	(200)	62	-17	52	2	14	2.9	76	42
6	" ; "	(150)	18	-13	40	3	26	3.0	75	3
7	口津町; 松浦玄武岩類	(150-300)	27	-11	24	3	18	18	68	-21
8	佐世保市; "	(100)	7	-5	43	66	7	2.3	81	-21
9	三角町; 角内石守山岩	(100-300)	29	22	-5	2	19	2.9	46	-92
10	三角岳; "	(200)	16	29	55	53	5	14	66	-153
11	大矢野町; 輝石守山岩	(150-200)	23	-176	-59	16	7	2.5	-79	-3
12	多良岳上部; 守山岩質砕屑岩類	(300)	12	22	18	2	31	0.7	58	-96
13	" ; "	(300)	10	-159	77	6	20	1.3	-55	-35
14	長島町; 輝石守山岩	(150)	20	-176	-46	21	7	6.4	-84	87
15	大分・倉木山; 角内石輝石守山岩	(200)	12	-130	-68	11	13	1.3	-50	0
<b>鮮新~中新世</b>										
16	多良岳下部; 角内石守山岩	(200)	11	-41	23	13	13	0.9	47	21
17	宇土市; 角内石守山岩	(200-300)	19	-104	-75	4	16	7.5	-32	-25
18	天草上島; 角内石輝石守山岩	(50-150)	13	-165	-87	2	26	0.02	-39	-47

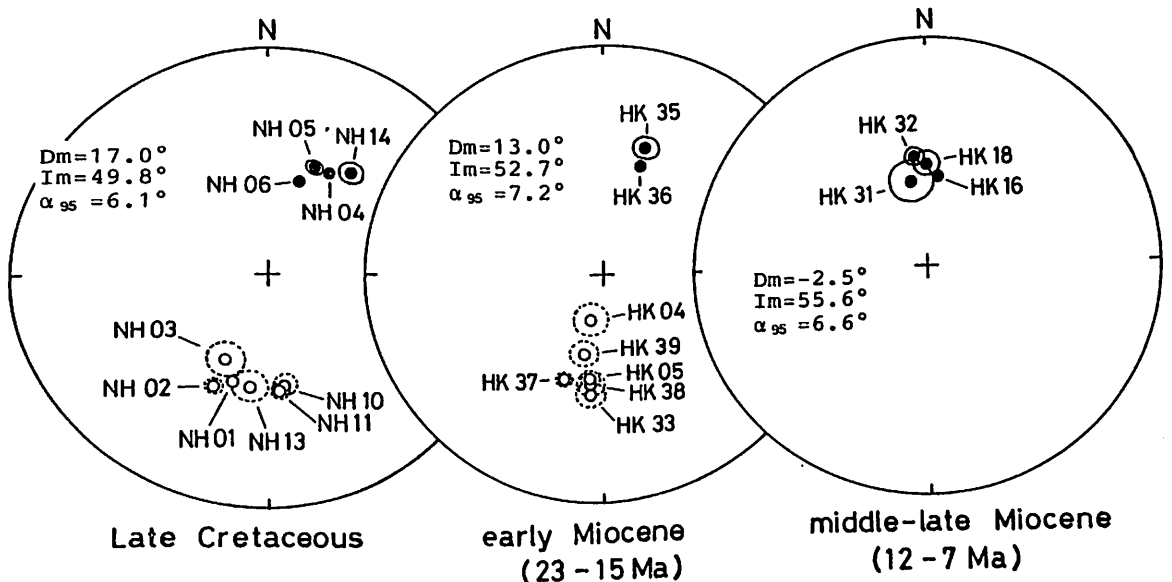
伊藤廉人・鳥居雅之（京大理）

中部地方は西南日本弧・東北日本弧・伊豆一小笠原弧という3つの島弧の会合部近傍に位置している。中部地方の構造発達は、この複雑な島弧会合部のテクトニクスに支配されると考えられる。古地磁気学的手法を用いてこの島弧の会合部のテクトニクスを明らかにしようとする場合、15 Ma に起こった日本海拡大に伴う回転運動とそれ以外の構造運動とを分離することが必要になる。即ち、15 Ma を挟む多くの時代層準で古地磁気データを得なければならない。演者らはこの条件を満たすために、中部地方に分布する後期白亜紀珪長質火山岩類の一員である濃飛流紋岩と、それを覆う北陸の新第三系を対象に古地磁気サンプリングを行なった。

濃飛流紋岩は山田他（1971）による地質調査の結果、大部分が溶結凝灰岩よりなることが明らかにされており、その年代は Rb-Sr法・fission-track 法などによって75~65 Ma の範囲と求められている（岡本他、1975；白波瀬、1984；山田他、1985）。その分布は領家帯北縁から飛騨帯南部におよび、形成後に重大な破砕や変形を被っていないことが地質学的研究により示されている。したがって、濃飛流紋岩の古地磁気方位から中部地方の白亜紀以降の回転運動を知ることができる。

北陸の八尾地域に分布する新第三系については早川（1985）などによる地質学的研究の結果、詳細な生層序データ・放射年代データが得られており、中新世初頭から鮮新世までの期間に形成されたことがわかっている。またこの地域の周辺の新第三系は濃飛流紋岩を不整合に覆っている。したがって、多くの層準でサンプリングを行なうことにより、濃飛流紋岩の分布域を含むブロックについて中新世以降の回転運動を詳細に知ることができる。

以上の2つの岩体より、合計22サイトで初生的と考えられる安定な磁化成分を得た。これらの古地磁気データは、年代データに基づき Late Cretaceous・early Miocene・middle-late Miocene の3ステージに分けられる（第1図）。濃飛-北陸ブロックから得られた Late Cretaceousとearly Miocene の古地磁気方位は大きな東偏を示さず、西南日本の同時代の岩体から得られているデータと傾向を全く異にしている。各時代の平均磁化方位を比較することによって、濃飛-北陸地域を含むブロックは15~12 Ma の間に西南日本ブロックに対して、相対的に41°の反時計回り回転を行なったことが明らかになった。



第1図 各時代の site-mean direction (● = 下半球投影；○ = 上半球投影)



# 新第三紀の日本列島の復元

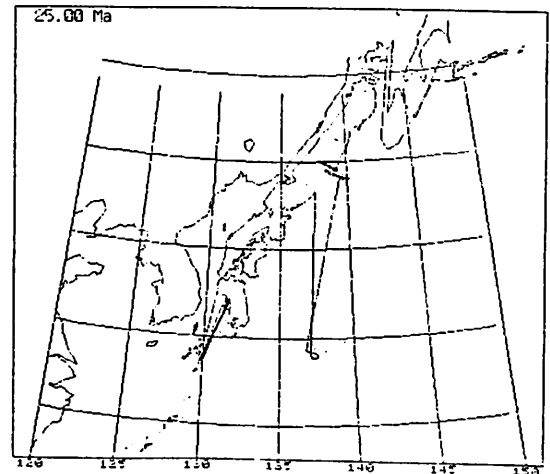
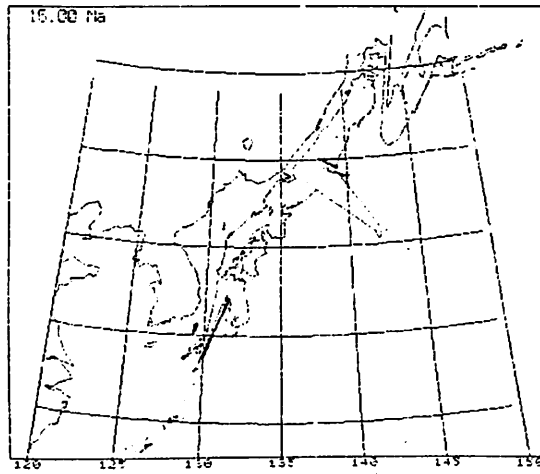
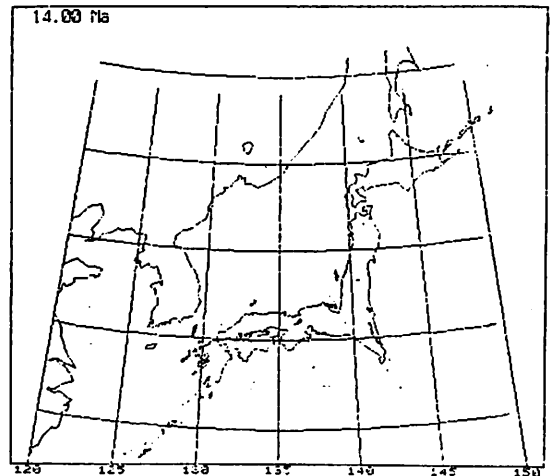
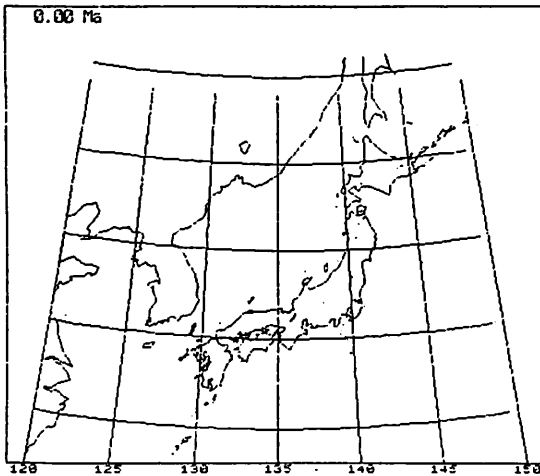
新妻信明 (静岡大学理学部地球科学教室)

日本は新第三紀に大陸から分離して、現在の島弧になり、その後も激しいテクトニクスの影響を被ってきたことが次第に明らかにされてきている。この激しい変動の復元に当たり、古地磁気の資料が非常に役割を果たしてきている。

本講演では、地質学的な資料に基づく年代区分とテクトニクス及び古地磁気資料をもとに日本列島が新第三紀の間どのようなテクトニクス変動をしてきたかをコンピューターグラフィックスによって復元した結果と原古地磁気資料との関連を述べる。

この復元において考慮されているテクトニック変動は:

- 0 ~ 0.5 Ma 東北日本の日本海へのせり上がり
- 0 ~ 2 Ma 沖縄トラフ-瀬戸内海の拡大
- 0 ~ 5 Ma 丹沢・伊豆弧の衝突による変形
- 0 ~ 7 Ma フィリピン海プレートの沈み込み
- 0.5 ~ 3 Ma 日高・襟裳の衝突による東北日本の変形
- 3 ~ 14 Ma 千島弧の衝突による日高・襟裳の変形
- 14 ~ 15 Ma 日本海・千島海盆の拡大、西南日本の四国海盆へのせり上がり
- 20 ~ 25 Ma 四国海盆の拡大



横田 義夫

本会会友 (昭和11年 京大電気工学科卒)

Mc Elhinny (1973) によると、地球磁場は、地球の中心に地球の自転軸と平行な磁軸をもつた磁気双極子のつくる磁場と近似され、これが地球表面につくる磁場の強さ  $F$  は次式によつて表わされる

$$F = \frac{M}{a^3} (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2}$$

但し  $M$ : 磁気双極子のモーメント

$a$ : 地球の半径

$\lambda$ : 地磁気緯度

従つて、地球表面の磁場の強さは  $\sin^2 \lambda$  の項が示すごとく、地磁気緯度の高い程度に平均一な磁場であり、霜田ほか(1981)によれば、不均一な磁場にある磁性体は、その磁気モーメントと磁場との角度を仮してゐる時は、磁極へ向けての偏力、すなわち、自転の力をうけるときに、磁極へ向けての吸引の力、すなわち、磁極へ向けての移動の力をうけると之れである。そこで大陸が一つの磁性体であれば、大陸は地磁気極へ向けて自転、移動の力をうけることとなる。そこで、今大陸を一つの磁性体とみなされる根拠について考え見ると、小嶋稔(1979)によると、地球磁場は36~37億年前以前からあつたことは確立されており、大陸地殻を構成する岩石の火成岩、変成岩及び水成岩はいづれもその地球磁場の中で生成され、何らかの磁化をうけており、更に、小嶋稔、小嶋美都子(1972)によると、現在に観測する岩石の磁化は、残留磁化と地球磁場により誘導される可逆磁化を兼ね合せたもので、火成岩の場合は、地球磁場による誘導磁化は残留磁化の1/10~1/100程度であり、水成岩の場合は、両者はほぼ同じ程度か或は残留磁化より大きい可逆磁化を持つのが普通であるとされている。従つて、大陸地殻を構成する岩石はいずれも、地球磁場と相互作用を行はうと考へられ、この事は霜田ほか(1981)によると、大陸は一つの磁性体と考へることに出来る、その中で大陸地殻の深層部は殆んど火成岩で構成され、

その火成岩の中で残留磁化を持つた火成岩の深さは、20 kmにも及び、その体積は火成岩の大部分を占め、その磁化率は高く、従つて、地球磁場によつてうけける力は強く、尚も、次々と火成岩層によつて新たに加わつて来た火成岩も平均一な地球磁場の中で磁化されるため、地磁気極に近いものほど強い磁化をうけ、その結果、大陸はその南北両端に異符号の磁極を生じてゐる、尚も周囲の磁場も地磁気極に近い程強く、従つて、大陸は大陸の中心を居る半球の地磁気極へ向けて移動の力をうける、と云ふことが標にして多くの大陸が同じ半球の地磁気極へ向けて移動するから、その地磁気極を中心にして大陸(例としてゴンドワナ大陸)を接合する事となり、そのために各大陸の地磁気極へ向けての移動は抑制され、他方地磁気極の方は、その間も移動してゐるため、大陸(磁石体)の磁軸と地球磁場との角度を持つこととなる、そしてその餘、大陸は、地球磁場の反転によつて同じ極性に變つた地磁気極へ向けて自転、移動の力をうけ、その超大陸は崩壊し、各大陸はその新たな地磁気極へ向けて自転、移動する事となる。

結局、大陸は一つの磁性体であつて、自転、移動を繰り返してゐる地球磁場による力をうけて、地磁気極へ向けて自転、移動を繰り返してゐると考へられる。

引用文献

Mc Elhinny (1973) Palaeomagnetism and plate tectonics (23p)

霜田ほか(1981) 大陸運動の磁気学 (161P)(133p)

小嶋 稔(1979) 地球史 (62~63p)

小嶋 稔、小嶋美都子(1972) 岩石磁気学 (68p)

■通常1mS程度の時刻又は $\pm 1 \times 10^{-8}$ までの周波数の比較は短波の標準電波(JJY)が利用されていますが、 $\mu$ Sオーダー時刻及び $\pm 1 \times 10^{-10}$ に到る周波数測定は長波標準電波(JG2AS 40kHz)が用いられます。

■短波は電離層の変動により2mSに及ぶ変動が観測され、受信地に於ける周波数精度は $\pm 1 \times 10^{-8}$ 程度といわれています。長波は岩手県水沢(発信地より405km)で観測した電波研究所の資料によれば夜間は1~2 $\mu$ Sの変動があり、日出没時は季節により最大6 $\mu$ S程度の変動がありますが昼間は安定であると報告されています。

■電界強度は発信地茨城県猿島に最も近い筑波で90dB、東京で80dB、大阪で55dB、九州で45dBはあり、日本全国あらゆる地点で受信可能です。

■アンテナは1,150 $\times$ 865角型ループアンテナを用い、これは短波のアンテナよりも手軽なものです。

■JS2AS専用受信器で受信された40kHzで内蔵水晶発振器からの40kHzを $\pm 1\mu$ Sで位相ロックします。同時に500mS中の秒信号をノイズキラー信号雑音判別器を用いて時刻修正信号を作り、内蔵水晶発振器からの秒信号(1Hz)の時刻誤差を常時修正( $\pm 50\mu$ S)します。

## 用途

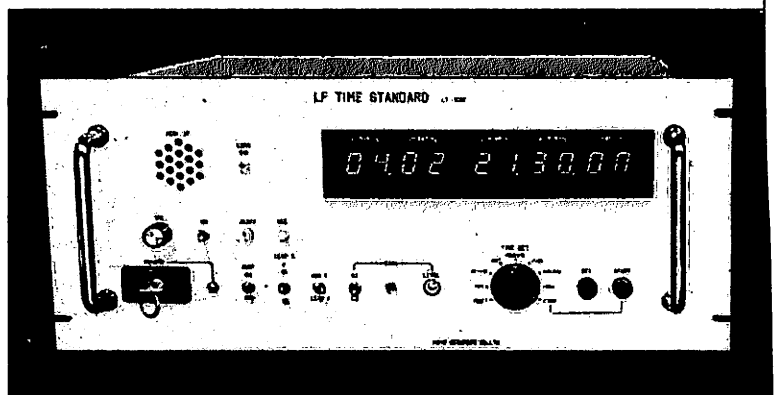
- 理学工学精密時刻測定記録
- 広い地域で時刻同期
- ☆地震計記録      ☆人工衛星追跡
- ☆天文、測地の観測記録      ☆送電線の位相同期
- ☆各種現象の時刻同期      ☆ルビジウム発振器の同期運転

## 仕様

- 水晶発振子
  - ☆ $\pm 2 \times 10^{-8}$ /DAY(恒温槽入) オプションとして $\pm 5 \times 10^{-10}$ /DAY
- ディスプレイ
  - ☆月日時分秒 10桁7セグメントLED表示 時刻セット装置付
- 出力
  - ☆JG2AS 秒信号 1 k $\Omega$
  - ☆時刻信号 1Hz OPEN COLL. 立下り
  - ☆BCD並列コード 月日時分秒 31ビット OPEN COLL. 負論理
  - ☆BCD直列コード オプション
  - ☆BUSY信号 パルス巾約1mS 最小桁のデータの変り目
- 電源 DC24V $\pm 10\%$
- 寸法 480(W) $\times$ 199(H) $\times$ 350(D)

時刻同期精度  $\pm 0.1\text{mSEC}$

# 長波時刻標準器 LT-1000



### 其他製造品目

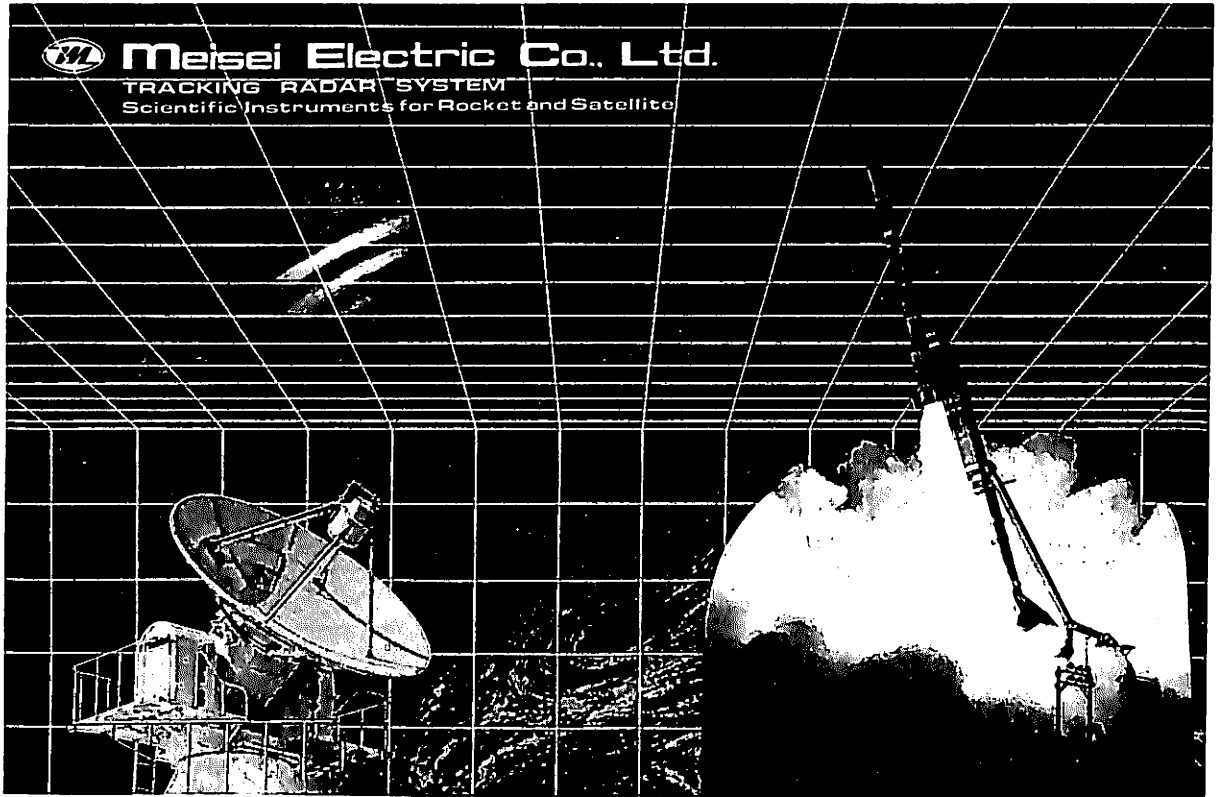
- AQ-1000E 標準型  $\pm 3.5\text{mS}$
- AQ-220 電算機用標準時計  $\pm 50\text{mS}$
- LF-1000 長波周波数標準器 (40kHz)
- LT-1000 長波時刻標準器  $\pm 0.1\text{mS}$

### ●時と周波数の

## エコー計測器株式会社

東京都調布市多摩川2丁目3番地2 千182 電話0424(81)1311(代)

# 宇宙開発に貢献する メイセイ の技術



- ロケット追尾レーダ
- 衛星追跡システム
- ロケット及び衛星搭載観測器
- スペースシャトル搭載機器
- 地震テレメータ装置

**メイセイ**

こころをつたえる確かな技術

**明星電気株式会社**

本社・東京支店 ☎112 東京都文京区小石川2-5-7  
☎(03) 814-5111(大代)

大阪支店 ☎530 大阪府北区南扇町7-17(新八千代ビル)  
☎(06) 312-9751(代)

札幌支店 ☎060 札幌市北区北七条西2-6(山京ビル)  
☎(011) 726-5221(代)

仙台支店 ☎980 仙台市本町2-10-33(第2日本オフィスビル)  
☎(022) 61-7361(代)

群馬支店 ☎372 伊勢崎市八斗島町8-2-2  
☎(0270) 32-1005(代)

横浜支店 ☎221 横浜市神奈川区金沢町3-5(太陽生命横浜ビル)  
☎(045) 453-1588(代)

名古屋支店 ☎460 名古屋市中区大井町4-13  
☎(052) 331-5725(代)

神戸支店 ☎651 神戸市中央区磯上通4-1-13(16センタービル)  
☎(078) 251-9571(代)

広島支店 ☎730 広島市中区舟入町2-20(第2和興ビル)  
☎(082) 295-1488(代)

福岡支店 ☎812 福岡市博多区博多駅前2-5-19(サライビル)  
☎(092) 431-5531(代)

沖縄支店 ☎908 那覇市前原2-21-8(沖縄イオンビル)  
☎(098) 63-7711(代)