

第 76 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和59年10月16日(火)~18日(木)

於 仙台市戦災復興記念館

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第76回総会・講演会プログラム

日 時 昭和 59 年 10 月 16 日 (火) ~ 18 日 (木)

場 所 仙台市戦災復興記念館

仙台市大町 2 丁目 12 番 1 号

TEL (0222)63-6931 (代表)

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
10 月 16 日	I		磁気圏 電磁場 1	磁気圏 電磁場 2			電離圏 ドップラー観測	電離圏・ 電波観測 1	電離圏・ 電波観測 2		
	II		熱 圏	電離 圏			磁気圏電波 1	磁気圏電波 2	太陽磁気圏		
	III			古地磁気 岩石磁気 1			古地磁気 岩石磁気 2	テクトニック・ マグネティズム・ 地震予知	電気伝導度異常		
10 月 17 日	I	宇宙計測 実 験	宇宙放電 実 験	ポスター セッション			特 別 講 演	総 会	懇 親 会		
	II	磁気圏 U L F 1	極域多点 観 測								
	III	磁気異常・ 永年変化									
10 月 18 日	I	磁気圏電離圏 結合	プラズマ波動				磁気圏嵐	磁気圏 U L F 2			
	II	電磁場測定	宇 宙 線				太陽・惑星	木 星			
	III	中層大気・ レーダ観測	中層大気・ライダー 観 測				中層大気・ 組成放射	極域成 層圏観測			

\* 指定時間を厳守して下さい。(講演 10 分, 討論 2 分)

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

\* ポスターセッションについては裏表紙内側を御覧下さい。

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>磁気圏・電磁場 1</b>	<b>熱 圏</b>
	座長 湯 元 清 文 (東北大理)	座長 高 橋 忠 利 (東北大理)
10:00	I-1 地球磁気圏の IMF Bz 変化による時間反応性: <u>太田和夫</u> ・ <u>飯島 健</u> (東大理)	II-1 オーロラ電子およびオーロラジェット電流による中性大気加熱: <u>榊田 健</u> ・ <u>上山 弘</u> (東北大理)
10:12	I-2 降下電子と沿磁力線電流に見られる IMF By 効果: <u>巻田和男</u> (拓殖大)・ <u>飯島 健</u> (東大理)	II-2 オーロラ活動による熱圏中性大気温度の変化: <u>岡野章一</u> (東北大理)・ <u>市川敏朗</u> (岐阜歯大)
10:24	I-3 NBZ 電流系の構造: <u>飯島 健</u> (東大理)	II-3 特に励起された窒素ガスによる熱的電子の加熱について: <u>小山孝一郎</u> ・ <u>平尾邦雄</u> ・ <u>中村健一</u> (宇宙研)
10:36	I-4 静止衛星高度での夜中の SC amplitude の季節変化について (I): <u>永野 宏</u> (岐阜歯大)・ <u>荒木 徹</u> (京大理)	II-4 共役点光電子 — ロケット観測と数値計算の比較: <u>門倉真二</u> ・ <u>小川利紘</u> (東大理)・ <u>向井利典</u> (宇宙研)
10:48	I-5 静止衛星高度での SC の Rise Time について: <u>永野 宏</u> (岐阜歯大)・ <u>荒木 徹</u> (京大理)	II-5 OI 7774 A の観測と数値計算: <u>門倉真二</u> ・ <u>岩上直幹</u> ・ <u>小川利紘</u> (東大理)
11:00	休 み	休 み
	<b>磁気圏・電磁場 2</b>	<b>電 離 圏</b>
	座長 <u>飯 島 健</u> (東大理)	座長 <u>相 京 和 弘</u> (電波研)
11:12	I-6 中緯度 SC の特異形: <u>菊池 崇</u> (電波研)・ <u>荒木 徹</u> (京大理)	II-6 太陽活動極大～減衰期の熱圏 NO 分子密度分布: <u>岩上直幹</u> ・ <u>小川利紘</u> (東大理)・ <u>近藤 豊</u> (空電研)
11:24	I-7 3次元定常電流モデルによる地上磁場の計算 — Preliminary Impulse の場合 —: <u>山田雄二</u> ・ <u>荒木 徹</u> ・ <u>竹田雅彦</u> (京大理)	II-7 ひのとりによる Quasi Periodic Plasma Bubbles の観測: <u>渡部重十</u> ・ <u>大家 寛</u> ・ <u>高橋忠利</u> (東北大理)
11:36	I-8 電離層電気伝導度と夜間の電離層電流: <u>竹田雅彦</u> ・ <u>荒木 徹</u> (京大理)	II-8 中緯度電離圏沿磁力線不規則構造の観測: <u>熊谷 博</u> (電波研平磯)・ <u>小川忠彦</u> (電波研)
11:48	I-9 DE-1 により観測されたサブストーム開始時の電場・磁場変動: <u>家森俊彦</u> (京大理)・ <u>杉浦正久</u> (NASA/GSFC)・ <u>S. D. Sh-whan</u> (NASA/Headquarters)・ <u>D. Weimer</u> (Univ. of Iowa)	II-9 赤道スプレッド F の発生と熱圏大気のパワー勾配: <u>丸山 隆</u> ・ <u>松浦延夫</u> (電波研)

午 前

第 III 会 場	備 考	開始時間
		10:00
		10:12
		10:24
		10:36
		10:48
古地磁気・岩石磁気 1		
座長 西 谷 忠 師 (秋田大鉱山)		
III-1 男鹿半島の古地磁気(2): 当舎利行(東大理)		11:00
III-2 神奈川県西部, 足柄層群の古地磁気: <u>小山真人</u> (東大震研)・ <u>天野一男</u> (茨城大理)		11:12
III-3 八ヶ岳火山岩類の古地磁気: <u>近藤洋一</u> (野尻湖博物館)・ <u>百瀬寛一</u> (信州大理)		11:24
III-4 北陸層群の古地磁気(予報): <u>伊藤康人</u> ・ <u>鳥居雅之</u> (京大理)		11:36
III-5 田辺層群に貫入した安山岩岩脈の古地磁気: <u>石川尚人</u> ・ <u>鳥居雅之</u> (京大理)		11:48

第 1 日 目

10 月 16 日 (火)

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>磁気圏電磁場 2 (続き)</b>	<b>電 離 圏 (続き)</b>
12:00	I-10 MAGSAT 観測結果に Ampere の定理を適用する際の注意: 地球自転が及ぼす影響: <u>福島直</u> (東大理)・ <u>鈴木亮</u> (佐賀大教養)	II-10 ISS-b で観測された磁気共役点の日出効果: <u>佐川永一</u> (電波研)
12:12	I-11 Lunar modulations of the equatorial dynamo: <u>前田憲一</u>	II-11 トップサイドのイオン密度と F 10.7 との相関: <u>巖本巖</u> ・ <u>佐川永一</u> (電波研)

第 1 日 目

10 月 16 日 (火)

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>電離圏ドップラー観測</b> 座長 <u>柴田 喬</u> (電通大)	<b>磁気圏電波 1</b> 座長 <u>田中義人</u> (名大空電研)
13:30	I-12 電離層微小擾乱の形態: <u>榎五暢</u> ・ <u>筒井稔</u> ・ <u>小川徹</u> (京大超高層)	II-12 低緯度昼間ホイスラーのダクト伝搬: <u>早川正士</u> ・ <u>田中義人</u> (名大空電研)・ <u>太田健次</u> (中部大工)
13:42	I-13 標準電波によるドップラーシフトと反射点高度の同時観測: <u>長沢親生</u> ・ <u>阿保真</u> ・ <u>金木利之</u> (都立大工)	II-13 低緯度ホイスラーの偏波の特性 II: <u>中村義勝</u> ・ <u>恩藤忠典</u> ・ <u>渡辺成昭</u> (電波研)
13:54	I-14 夏期電離圏高度 (F 領域) の中性風: <u>北村泰一</u> ・ <u>竹生政資</u> ・ <u>広重法道</u> (九大理)	II-14 ホイスラーの偏波特性 III: <u>島倉信</u> (千葉大工)・ <u>岡田敏美</u> ・ <u>田中義人</u> ・ <u>早川正士</u> (名大空電研)
14:06	I-15 台風に伴う HF ドップラー変動 (II): <u>奥沢隆志</u> ・ <u>柴田 喬</u> (電通大)・ <u>一ノ瀬琢美</u> (同志社大工)・ <u>HFD 観測グループ</u>	II-15 ISIS, ISS-b 衛星によって観測されたイオン・ホイスラーと粒子: <u>渡辺成昭</u> ・ <u>恩藤忠典</u> ・ <u>巖本 巖</u> (電波研)
14:18	I-16 冬季 F 層大気波動の分散特性: <u>石嶺 剛</u> (電波研平磯)	II-16 CIDAS (Computer Interactive Data Analysis System) の開発: <u>岡田敏美</u> ・ <u>早川正士</u> ・ <u>田中義人</u> (名大空電研)
14:30	I-17 1984 年 4 月 24 日の脈動性電離圏突然擾乱: <u>菊池 崇</u> ・ <u>大塩光夫</u> (電波研)・ <u>大谷晃</u> (電波研犬吠)・ <u>貝沼昭司</u> (電波研)	II-17 オーストラリア・バズビル磁気共役点におけるデッカ電波 (美瑛, 85.7kHz) の受信一速報: <u>田中義人</u> ・ <u>早川正士</u> ・ <u>西野正徳</u> ・ <u>岡田敏美</u> ・ <u>加藤泰男</u> ・ <u>岩井 章</u> (名大空電研)
14:42	I-18 春日井における短波標準電波のドップラー観測に見られる日出効果: <u>米沢利之</u> ・ <u>武知英明</u> (中部大工)	II-18 VLF 多点観測データを使った波源の推定: <u>鶴田浩一郎</u> ・ <u>町田 忍</u> (宇宙研)

午 前(続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気・岩石磁気 1 ( 続き )		
Ⅲ-6 六甲アイランドボーリング試料の古地磁気： <u>村田史之</u> (神戸大自然科学)・ <u>兵頭政幸</u> (神戸大低温)・ <u>井口博夫</u> (神戸大理)・ <u>前田保夫</u> (神戸市教育研)		12:00
Ⅲ-7 完新世堆積物から求められた地磁気永年変化： <u>広岡公夫</u> ・ <u>樺木威保</u> ・ <u>酒井英男</u> (富山大理)		12:12

午 後

古地磁気・岩石磁気 2		
座長 鳥居雅之(京大理)		
Ⅲ-8 深海底遠洋性粘土の残留磁気： <u>山崎俊嗣</u> (地調)		13:30
Ⅲ-9 地球磁場逆転時における古環境と生物量の変化： <u>新妻信明</u> ・ <u>藤井 昇</u> (静岡大理)		13:42
Ⅲ-10 南極 エルスワース山脈の古地磁気学的予察： <u>船木 実</u> (極地研)・ <u>吉田 勝</u> (大阪市立大)・ <u>永田 武</u> (極地研)		13:54
Ⅲ-11 プレート生成、移動と地球磁場との関係について： <u>横田義夫</u>		14:06
Ⅲ-12 DSDP Leg 92 Site 597 玄武岩の EPMA 分析： <u>西谷忠師</u> (秋田大鉱山)		14:18
Ⅲ-13 帯磁率、TRM、ARM、SIRM の粒子サイズ依存性と相対磁場強度堆定のための規格化への応用： <u>村田史之</u> (神戸大自然科学)		14:30
Ⅲ-14 $^{10}\text{Be}$ で年代決定されたマンガンノジュール中の Ir 測定： <u>滝上 豊</u> ・ <u>山越和雄</u> (東大宇宙線研)・ <u>井上照夫</u> (東大核研)		14:42

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
14:54	休 み	休 み
	電離圏・電波観測 1 座長 渡 辺 成 昭 (電波研)	磁 気 圏 電 波 2 座長 岡 田 敏 美 (名大空電研)
15:06	I-19 full wave 法によるビーム波の hop 距離 簡易計算法: 満保正喜・長野 勇・深見哲 男・堀井 実 (金沢大工)	II-19 多点方探による朝方 VLF 放射の諸特性 (欧州観測結果): 早川正士・田中義人(名 大空電研)・S. S. Sazhin (レニングラー ド大)・岡田敏美・栗田敬司 (名大空電研)
15:18	I-20 異方性電離層による導波管モード減衰特 性の Full wave 法による計算法: 木村磐根 ・望月規弘・佐々木主税・橋本弘蔵 (京大 工)	II-20 ライザー電波放射の周期的発生: 恩藤忠 典・中村義勝・渡辺成昭 (電波研)
15:30	I-21 オメガ VLF 電波 ( $f=13.6\text{kHz}$ ) の異方 性導波管内での伝搬特性 (II): 馬場清英 (中部大工)	II-21 ISEE-1 によって観測された AKR と VLF ヒスとの関係 (I): 恩藤忠典・相京和 弘 (電波研)
15:42	I-22 JJY 8MHz 強度の高度分布の測定: 長野 勇・満保正喜・深見哲男 (金沢大工)	II-22 昭和基地で収録されたデジタルデータ を用いた ELF-VLF エミッションの統計 的特性: 伊藤弘道・渋谷仙吉・前沢 潔(山 形大)・佐藤夏雄 (極地研)
15:54	I-23 東京における静止衛星ビーコンによる全 電子数長期観測結果 (1977年-1983年): 皆越尚紀・山下則文・喜田ちう・新野賢爾 (電波研)	II-23 飛翔体で観測される LHR 現象 (2) - イ オンビーム及び Conics との関係 - : 倉橋克 典 (名大空電研)
16:06	I-24 衛星電波シンチレーションへのスプラデ ィック E 層の影響: 新野賢爾・皆越尚紀・ 山下則文・杉内英敏・吹留重春・石嶺 剛 (電波研)	II-24 ISIS-1 により観測される極域磁気圏 内 Z モード放射の伝搬: 相京和弘・恩藤忠 典・永山幹敏 (電波研)
16:18	I-25 スプラディック E 層に伴うスプレッド F 発生とその地磁気共軛性: 新野賢爾 (電波 研)	II-25 ISIS 衛星で観測されたトリガート・エ ミッションの Slope: 松尾敏郎・木村磐根 (京大工)・山岸久雄 (極地研)
16:30	休 み	休 み

午 後(続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
休 み		14:54
<p style="text-align: center;">テクノトマグネティズム・地震予知</p> <p style="text-align: center;">座長 本 蔵 義 守(東工大理)</p>		
<p>Ⅲ-15 地球電磁氣的現象より見た、太平洋プレート の日本島弧下へのもぐり込みについて :加藤愛雄(東北大名誉教授)</p>		15:06
<p>Ⅲ-16 山崎断層における1984年5月30日、M=5.5地震に関連して観測された電気抵抗の変化について:<u>山崎断層電磁気研究グループ</u>・住友則彦(京大教養)・塩崎一郎(神戸大理)・大塚成昭(神戸学院大)・乗富一雄(秋田大鉦山)</p>		15:18
<p>Ⅲ-17 山崎断層における1984年5月30日、M=5.5地震に関連して観測された磁場の变化について:<u>山崎断層電磁気研究グループ</u>・住友則彦(京大教養)・塩崎一郎(神戸大理)・<u>領木邦浩</u>(京大教養)・乗富一雄(秋田大鉦山)</p>		15:30
<p>Ⅲ-18 山崎断層うすづく観測井における電気抵抗変化:<u>山崎断層電磁気研究グループ</u>・<u>吉野登志男</u>・行武 毅(東大震研)</p>		15:42
<p>Ⅲ-19 断層破砕帯における自然電位の時間変化一(1984・5・30)山崎断層直下の地震の場合一:<u>山崎断層電磁気研究グループ</u>・<u>宮腰潤一郎</u>(鳥取大教養)</p>		15:54
休 み		16:06
<p style="text-align: center;">電気伝導度異常</p> <p style="text-align: center;">座長 西 田 泰 典(北大理)</p>		
<p>Ⅲ-20 四国海盆における海底地磁気電位差観測:<u>行武 毅</u>・<u>瀬川爾朗</u>・<u>浜野洋三</u>・<u>歌田久司</u>・<u>中川一郎</u>・<u>浅川栄一</u>・<u>堀口晶夫</u>・<u>笹井洋一</u>・<u>小山 茂</u>(東大震研・東大海洋研・東工大理)</p>		16:18
<p>Ⅲ-21 宮城県北部異常について:<u>瀬戸正弘</u>・<u>北村保夫</u>(東北工大)</p>		16:30

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	電離圏・電波観測 2 座長 熊谷 博 (電波研平磯)	太陽磁気圏 座長 家森俊彦 (京大理)
16:42	I-26 1984 年 4 月 25 日の大フレア関連現象 — 遠距離短波回線への影響 — : 森 弘隆 (電 波研平磯)	II-26 太陽磁気圏中性面とコロナ流線: 齋藤尚 生 (東北大理)
16:54	I-27 オーロラ・レーダエコーの周波数依存性: 五十嵐喜良・小川忠彦・田中高史・山崎一郎 (電波研)	II-27 太陽磁場の三次元構造とコロナの輝度分 布: 袴田和幸 (中部大工)
17:06	I-28 MUレーダーによる電離圏観測(1)—電子 密度プロファイル—: 佐藤 亨 (京大超高 層)・森本茂樹・深尾昌一郎 (京大工)・ 加藤 進 (京大超高層)	II-28 1978 ~ 1981 年における惑星間ショック波 の 3 次元的速度分布: 渡辺 堯・柿沼隆清 (名大空電研)
17:18	I-29 MUレーダーシミュレーター: 西田肇夫・ 津田敏隆・加藤 進 (京大超高層)	II-29 Bow Shock による粒子加速 — ISEE3 による観測 — : 寺沢敏夫 (宇宙研)・M. Scholer (マックス・プランク研究所)お よび ISEE 3 データ解析チーム
17:30	I-30 MUレーダーアンテナモニター (MUM): 猪岡保裕 (京大超高層)・深尾昌一郎 (京大工)・佐藤 亨 (京大超高層)木村磐根 (京大工)・加藤 進 (京大超高層)	II-30 重力場下の磁気流体波による $\alpha$ 効果と粒 子加速: 並川富一・浜端広充・和田博之 (大阪市大理)
17:42	I-31 S-310-14 号機のインピーダンス計測: 渡辺勇三 (宇宙研)	II-31 惑星間空間衝撃波の生成機構: 鷲見治一 (名大空電研)

	宇宙計測実験	磁気圏 U L F 1
	座長 小山 孝一郎 (宇宙研)	座長 桑島 正幸 (地磁気観)
9:00	I-32 衛星データ解析用パーソナルコンピュ ータデータベースの開発: 宮武貞夫・九鬼孝夫 (電通大)	II-32 磁気圏境領域における波動特性の空間的 変化: 友村 清・桜井 亨 (東海大工)
9:12	I-33 真空紫外光観測装置用校正装置の開発: 金田栄祐 (東大理)・平尾邦雄 (宇宙研)	II-33 地上多点で観測される Pi 2 脈動と GOE S 2 で観測された磁場変動との関連性につ いて: 湯元清文・齋藤尚生 (東北大理)・ 赤祖父俊一 (Alaska 大)

午 後(続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>電気伝導度異常(続き)</b>		
Ⅲ-22 櫛挽断層及び江南断層における電磁気観測： <u>河村 謙</u> (気象庁地震火山部)・ <u>原田朗</u> ・ <u>徳本哲男</u> ・ <u>山本哲也</u> (地磁気観)・ <u>中川一郎</u> (東大震研)		16:42
Ⅲ-23 富士宮市芝川断層，安居山断層の調査： <u>原田 朗</u> ・ <u>大地 洗</u> ・ <u>桑島正幸</u> ・ <u>伊藤秀美</u> ・ <u>福井史雄</u> ・ <u>藤田 茂</u> ・ <u>徳本哲男</u> ・ <u>山本哲也</u> (地磁観)		16:54
Ⅲ-24 阿蘇火山でのELF-MT探査(Ⅰ)： <u>半田駿</u> ・ <u>鈴木 亮</u> (佐賀大教養)・ <u>田中良和</u> (京大理)		17:06
Ⅲ-25 山崎断層北部(栃原)における比抵抗構造について： <u>塩崎一郎</u> (神戸大理)・ <u>住友則彦</u> (京大教養)・ <u>大塚成昭</u> (神戸学院大)・ <u>領木邦浩</u> (京大教養)・ <u>土井恵治</u> (京大理)・ <u>山村耕造</u> (神大理)		17:18
Ⅲ-26 電車ろうえい電流の測定による被覆断層位置推定の試み： <u>土井恵治</u> (京大理)・ <u>住友則彦</u> ・ <u>領木邦浩</u> (京大教養)・ <u>塩崎一郎</u> ・ <u>野木義史</u> (神戸大理)		17:30
Ⅲ-27 送電線電流に因る磁場について： <u>D. C. McCollor</u> ・ <u>T. Watanabe</u> ・ <u>W. F. Slawson</u> (UBC理)・ <u>R. M. Shier</u> (B. C. Hydro)		17:42

午 前

<b>磁気異常・永年変化</b>		
<b>座長 田 中 良 和(京大理)</b>		
Ⅲ-28 筑波山の磁気異常について： <u>歌代慎吉</u> (東京理科大理)		9:00
Ⅲ-29 北アナトリア断層帯西部域の電磁気構造(2)： <u>本蔵義守</u> ・ <u>渡辺修夫</u> ・ <u>田口義弘</u> ・ <u>田中秀文</u> (東工大理)・ <u>大志万直人</u> (日大文理)・ <u>A. M. Isikara</u> (イスタンブール大)		9:12

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>宇宙計測実験(続き)</b>	<b>磁気圏 U L F 1 (続き)</b>
9:24	I-34 静止衛星ひまわり(GMS)の光学観測と地上-GMS間レーザー光伝送: <u>有賀 規</u> ・ <u>荒木賢一</u> ・ <u>林理三雄</u> (電波研)	II-34 多点同時観測された低緯度 Pc 3 脈動の伝播機構について: <u>斎藤尚生</u> ・ <u>湯元清文</u> ・ <u>田村忠義</u> (東大理)・ <u>田中義人</u> ・ <u>西野正徳</u> ・ <u>加藤泰男</u> (名大空電研)
9:36	I-35 プラズマ速度分布関数の最小二乗法による推定(2): <u>西田篤弘</u> (宇宙研)	II-35 Azimuthal Propagation and Frequency characteristic of Compressional Pc 5 waves Observed at geostationary Orbit (静止軌道で観測された圧縮性 Pc 5 波動の経度方向伝播と周波数特性): <u>高橋主衛</u> ・ <u>Paul R. Highbie</u> ・ <u>Daniel N. Baker</u> (ロスアラモス国立研究所)
9:48	I-36 オーロラ粒子加速機構に関するシミュレーション実験: <u>筒井 稔</u> ・ <u>長谷川公平</u> (京大超高層)	II-36 静止衛星高度における圧縮性 Pc 5 の特性: <u>國分 征</u> ・ <u>樋口知之</u> ・ <u>石田十郎</u> (東大理)
10:00	I-37 電子ビームの2次元空間分布直視装置の開発: <u>長谷川公平</u> ・ <u>筒井 稔</u> (京大超高層)	II-37 衛星高度と地上との磁気擾乱の比較(Ps 6 の場合): <u>北村泰一</u> ・ <u>長谷川康生</u> (九大理)
10:12	休 み	休 み
	<b>宇宙放電実験</b>	<b>極域多点観測</b>
	座長 <u>宮 武 貞 夫</u> (電通大)	座長 <u>鮎 川 勝</u> (極地研)
10:24	I-38 Beam Plasma Discharge の発生機構: <u>高橋邦明</u> ・ <u>佐々木 進</u> ・ <u>河島信樹</u> (宇宙研)	II-38 マイクロプロセッサをベースにした高い時計精度を持つデジタルデータロガーの開発: <u>坂 翁介</u> ・ <u>立原裕司</u> ・ <u>北村泰一</u> (九大理)
10:36	I-39 宇宙空間における Ar プラズマ放出に伴う現象: <u>柳沢正久</u> ・ <u>SEPAc チーム</u> (宇宙研)	II-39 多点観測の意義—多点 UL F 観測と電流系の推定—: <u>小口 高</u> ・ <u>AUVグループ</u> (東大理・九大理・京大理・名大空電研・拓殖大)
10:48	I-40 SEPAc 実験における波動励起現象: <u>矢守章</u> ・ <u>河島信樹</u> ・ <u>佐々木 進</u> ・ <u>赤井和憲</u> ・ <u>柳沢正久</u> ・ <u>大林辰蔵</u> (宇宙研)	II-40 地上超多点観測と衛星観測: <u>林 幹治</u> ・ <u>AUVグループ</u> (東大理・九大理・京大理・名大空電研・拓殖大)
11:00	I-41 SEPAc 実験におけるオービターの帯電と中和現象: <u>佐々木 進</u> ・ <u>河島信樹</u> ・ <u>栗木恭一</u> ・ <u>柳沢正久</u> ・ <u>大林辰蔵</u> (宇宙研)	II-41 超多点観測における観測器機及び記録システムの問題点: <u>山本達人</u> ・ <u>AUVグループ</u> (東大理・九大理・京大理・名大空電研・拓殖大)
11:12	I-42 SEPAc 実験における臨界速度放電現象とガス放電現象: <u>佐々木 進</u> ・ <u>河島信樹</u> ・ <u>栗木恭一</u> ・ <u>柳沢正久</u> ・ <u>大林辰蔵</u> (宇宙研)	II-42 超多点観測用誘導磁力計の感度較正: <u>石田十郎</u> ・ <u>林 幹治</u> (東大理)

午 前 (続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
磁気異常・永年変化(続き)		
Ⅲ-30 大山火山(鳥取県)における全磁力・重力測定(概報): <u>宮腰潤一郎</u> ・西田良平(鳥取大教養)・岡田昭明(鳥取大教育)・中川一郎・東 敏博(京大理)		9:24
Ⅲ-31 国土地理院における航空磁気測量結果について: <u>田中 穰</u> ・広石一男・安藤真一・阿部 馨(国土地理院)		9:36
Ⅲ-32 第一鹿島海山の磁気構造: <u>植田義夫</u> (水路部)		9:48
Ⅲ-33 ランギロア環礁における磁気測量: <u>井口博夫</u> ・伊勢崎修弘・松田准一(神戸大理)・松原由和・山口 覚(神戸大自然科学)・安川克己(神戸大理)		10:00
Ⅲ-34 1960年代末の Secular change impulse について: <u>水野浩雄</u> (国土地理院)		10:12
Ⅲ-35 結合円板ダイナモを用いた Gauss 係数変動モデル: <u>清水 誠</u> ・本蔵義守(東工大理)		10:24
		10:36
		10:48
		11:00
		11:12

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	ポスターセッション	
	EXOS-C (おおぞら)	
11:30	P-1 おおぞらによる中間圏オゾンの観測: 牧野忠男・山本博聖・関口宏之・内藤一郎 (立教大理)	P-2 「大空」による紫外大気散乱光観測とオゾン密度: 鈴木勝久 (横浜国大)・小川利紘・門倉真二 (東大理)
	P-5 EXOS-C (おおぞら) PPS により観測されたプラズマ構造と擾乱: 小原隆博・大家寛・森岡 昭 (東北大理)	P-6 EXOS-C による電離圏観測—衝撃波と帯電効果—: 大家 寛・渡部重十・森岡昭・高橋忠利 (東北大理)
	P-9 EXOS-C (おおぞら) 惑星プラズマサウンダー (PPS) によって観測されたプラズマ波動: 森岡 昭・大家 寛・飯島雅英 (東北大理)	P-10 “おおぞら” による電子温度観測速報: 小山孝一郎・平尾邦雄 (宇宙研)・鈴木 徹 (蔵工大)・安原文彦 (中京大教養)
13:30	特 別 講 演	南極の地球電磁気学 コンピューターシミュレーション —宇宙空間プラズマと核融合— プラズマの接点—
15:30	総 会	
17:30	懇 親 会	

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
ポ ス タ ー セ ッ シ ョ ン		
<p>P-3 「大空」による電力線放射観測：<u>富沢一郎</u>・<u>芳野越夫</u>（電通大）</p> <p>P-7 EXOS-C NEIによる電離圏観測（I）：<u>高橋忠利</u>・<u>渡部重十</u>・<u>大家 寛</u>（東北大理） <u>渡辺勇三</u>（宇宙研）</p> <p>P-11 “大空”衛星による低エネルギー粒子の観測—Dayside Region—：<u>向井利典</u>・（宇宙研）・<u>加賀信幸</u>（神戸大工）・<u>久保治也</u>（宇宙研）・<u>松本治弥</u>（神戸大工）・<u>伊藤富造</u>・<u>平尾邦雄</u>（宇宙研）</p>	<p>P-4 科学衛星「おおぞら」による成層圏エアロゾル・オゾンの観測：<u>高木増美</u>・<u>近藤 豊</u>・<u>岩田 晃</u>（名大空電研）</p> <p>P-8 EXOS-C（おおぞら）惑星プラズマサウンダー（PPS）による波動総合観測：<u>大家 寛</u>・<u>森岡 昭</u>・<u>小原隆博</u>（東北大理）</p> <p>P-12 「大空」高エネルギー粒子観測：<u>永田勝明</u>（玉川大工）・<u>村上浩之</u>・<u>中本 淳</u>（立教大理）・<u>竹中哲喜</u>・<u>菊池 順</u>・<u>道家忠義</u>（早大理工研）・<u>河野 毅</u>（理研板橋）・<u>長谷川信行</u>（愛媛大教養）</p>	<p>11:30</p>
<p><u>永 田 武</u>（極地研）</p> <p><u>佐 藤 哲 也</u>（広島大核融合）</p>		<p>13:30</p>
		<p>15:30</p>
		<p>17:30</p>
		<p>17:30</p>

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏電離圏結合	電磁場測定
	座長 三 浦 彰 (東大理)	座長 森 弘 隆 (電波研平磯)
9:00	I-43 斜め沿磁力線電流に対する電離層の応答 球面電離層の場合: <u>中村 匡</u> ・玉尾 孜・ 三浦 彰 (東大理)	II-43 磁気シールドルーム内の磁界分布: <u>藤原 一晃</u> ・小田木功・平野孝文・青山 巖 (東 海大工)
9:12	I-44 電離圏・磁気圏局所化結合 — イオン音波 の役割: <u>堀 尚子</u> ・玉尾 孜・三浦 彰 (東 大理)	II-44 地球磁場の空間的変化を用いた飛翔体の 姿勢決定法 (2): <u>宮武貞夫</u> ・ <u>上田裕子</u> (電 通大)
9:24	I-45 三次元反磁性ULF波動に伴う静電ポテン シャル, 粒子加速, 沿磁力線電流: <u>玉尾 孜</u> (東大理)	II-45 S-520-6号機回収ロケットの姿勢測 定: <u>遠山文雄</u> ・ <u>永井孝美</u> ・ <u>中本政実</u> (東海 大工)
9:36	I-46 境界要素を用いた2次元磁気圏の数値計 算: <u>田中高史</u> (電波研)	II-46 バイアスコイルを有したプロトン磁力計 の気球搭載実験 (速報): <u>遠山文雄</u> ・青山 巖・ <u>斎藤憲二郎</u> (東海大工)
9:48	I-47 オーロラ・アークの駆動機構と電磁的 構造: <u>井上雄二</u> (京都産大理)	II-47 電場計測 — ビームトラッキングの計算機 によるシミュレーション: <u>鶴田浩一郎</u> ・ <u>早 川 基</u> ・ <u>中村正人</u> (宇宙研)
10:00	I-48 沿磁力線プラズマ流による大規模な電位 構造の形成とオーロラ電子加速: <u>芹沢洋一</u> (広島大理)・ <u>佐藤哲也</u> (広島大核融合)	II-48 電場計測 — エネルギー分析可能な広角・ 大面積粒子計測器: <u>早川 基</u> ・ <u>鶴田浩一郎</u> <u>中村正人</u> (宇宙研)
10:12	I-49 ダイポール座標におけるポロイダル・ア ルバーンモード (II): <u>村田宏雄</u> (兵庫医大)	II-49 電場計測 — 抵抗体電極を使ったイオン鏡 偏向システム —: <u>中村正人</u> ・ <u>鶴田浩一郎</u> ・ <u>早川 基</u> (宇宙研)
10:24	I-50 プラズマ・レーザー効果 (非正常問題): <u>南部充宏</u> (九大教養)	II-50 電場計測 — ビームコーディング特性 — <u>中村正人</u> ・ <u>鶴田浩一郎</u> ・ <u>早川 基</u> (宇宙研)
10:36	休 み	休 み

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>中層大気・レーダ観測</p>		
<p>座長 佐藤 亨(京大超高層)</p>		
<p>Ⅲ-36 京都大学流星レーダー長期間連続観測： 津田敏隆・中村卓司・山本 衛・加藤 進 (京大超高層)</p>		9:00
<p>Ⅲ-37 昭和基地流星レーダ観測—夏冬の比較— ：小川忠彦・田中高史・五十嵐喜良(電波 研)</p>		9:12
<p>Ⅲ-38 MU及び二周波レーダ観測からみたVHF 帯対流圏エコーの性質(2)：若杉耕一郎・ 松尾 優(京工大工芸)・深尾昌一郎・木 村磐根(京大工)・佐藤 亨・加藤 進(京 大超高層)</p>		9:24
<p>Ⅲ-39 MUレーダーと京都大学流星レーダーに よる中間圏協同観測：山本 衛・津田敏隆・ 加藤 進(京大超高層)</p>		9:36
<p>Ⅲ-40 MUレーダーによる風ベクトルのVAD 観測：深尾昌一郎・阿部徳太郎・木村磐根 (京大工)・佐藤 亨・津田敏隆・加藤 進 (京大超高層)</p>		9:48
<p>Ⅲ-41 MUレーダーによる対流圏・下部成層圏 の観測：稲葉基之・深尾昌一郎・木村磐根 (京大工)・佐藤 亨・加藤 進(京大超 高層)</p>		10:00
<p>Ⅲ-42 MUレーダーによる中間圏の観測：森本 茂樹・深尾昌一郎(京大工)・佐藤 亨(京 大超高層)・木村磐根(京大工)・加藤 進 (京大超高層)</p>		10:12
<p>Ⅲ-43 International Equatorial Observ- atory : Susumu Kato (Kyoto Uni- versity)・B. B. Balsley (NOAA)・ J. Blamont (CNES)・J. M. Forbes (Boston University)・M. A. Geller (NASA)・I. Hirota (Kyoto Uni- versity)・R. A. Vincent (Univers- ity of Adelaide)・R. F. Woodman (Instituto Geofisico del Peru)</p>		10:24
<p>休 み</p>		10:36

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>プ ラ ズ マ 波 動</b>	<b>宇 宙 線</b>
	座長 橋 本 弘 蔵 (京大工)	座長 藤 井 善 次 郎 (名大理)
10:48	I-51 高ベータプラズマ中の遅い磁気音波とアルヴェーン波との結合： <u>大谷晋一</u> ・ <u>玉尾 孜</u> (東大理)	II-51 宇宙線日変化世界分布の長期変動と太陽活動度 I： <u>石田喜雄</u> (福島大教育)・ <u>萱野常吉</u> (有朋学園)・ <u>斎藤俊子</u> (福島医大教養)
11:00	I-52 磁気圏内に於けるドリフト・アルヴェーン波の特性： <u>三浦 彰</u> ・ <u>玉尾 孜</u> (東大理)	II-52 理研における宇宙線強度連続観測： <u>和田雅美</u> (理研)
11:12	I-53 裸の非線型共鳴粒子の直接的効果としての $(n + \frac{1}{2})\omega_c$ 現象： <u>谷口治幸</u> (東大理)	II-53 気象衛星ひまわりでみた粒子線現象の伝搬： <u>須田友重</u> (気象研)・ <u>河野 毅</u> ・ <u>和田雅美</u> (理研)
11:24	I-54 マイクロ波によるプラズマ波非線形励起の計算機シミュレーション： <u>木村年成</u> ・ <u>松本 紘</u> (京大超高層)	II-54 磁気嵐時の宇宙線強度増加： <u>奥谷晶子</u> ・ <u>和田雅美</u> (理研)
11:36	I-55 NPI 効果サイクロトロン相互作用の理論的検討： <u>松本 紘</u> (京大超高層)・ <u>大村善治</u> (京大工)	II-55 宇宙線嵐の数値計算 (II)： <u>門倉 昭</u> ・ <u>西田篤弘</u> (宇宙研)
11:48	I-56 静電波とホイッスラー波との不安定性の競合関係と不安定敷居値： <u>大村善治</u> (京大工)・ <u>松本 紘</u> (京大超高層)	II-56 宇宙線日変化異方性の方向： <u>北村正亟</u> (気象研)
12:00	I-57 低周波モードのコンピューター・シミュレーション： <u>星野真弘</u> (宇宙研)	II-57 NAMS Solar Anisotropy 1978-83： <u>上野裕幸</u> ・ <u>藤井善次郎</u> ・ <u>長島一男</u> (名大理)・ <u>森 覚</u> (信州大理)
12:12	I-58 EXOS-B 電子ビーム放出による波動励起： <u>赤井和憲</u> ・ <u>河島信樹</u> (宇宙研)	II-58 Discovery of Pulsating Decametric Radiation Suggesting a Super Black Hole at the Galactic Center ..... Results from the observations of decametric radiation.： <u>大家 寛</u> ・ <u>森岡 昭</u> (東北大大理)

	<b>磁 気 圏 嵐</b>	<b>太 陽 ・ 惑 星</b>
	座長 宮 岡 宏 (極地研)	座長 寺 沢 敏 夫 (宇宙研)
13:30	I-59 IMF 変動と昼間側オーロラの振舞いについて： <u>鮎川 勝</u> (極地研)・ <u>巻田和男</u> (拓殖大)・ <u>国分 征</u> (東大理)	II-59 GMS / SEM によるアルファ粒子の変動： <u>長井嗣信</u> (気象研)・ <u>河野 毅</u> (理研)

午 前 (続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>中層大気・ライダー観測</p>		
<p>座長 有 賀 規 (電波研)</p>		
<p>Ⅲ-44 アレシボUHFレーダーによる中層大気の観測：津田敏隆・<u>広瀬一雄</u>・加藤 進 (京大超高層)</p>		10:48
<p>Ⅲ-45 アレシボレーダーにより観測された下部成層圏内部重力波の鉛直構造：前川泰之・(京大超高層)・深尾昌一郎 (京大工) 佐藤亨・加藤 進 (京大超高層)</p>		11:00
<p>Ⅲ-46 海陸分布による大気潮汐波の励起(3)：<u>津田敏隆</u>・加藤 進 (京大超高層)</p>		11:12
<p>Ⅲ-47 赤外域レーザーヘテロダイン分光計の開発：上山 弘 (東北大理)・市川敏朗 (岐阜歯大)・<u>岡野章一</u>・富田二三彦 (東北大理)</p>		11:24
<p>Ⅲ-48 CO<sub>2</sub> レーザーヘテロダイン検出法による赤外太陽光の受信：<u>石津美津雄</u>・板部敏和・林理三雄 (電波研)</p>		11:36
<p>Ⅲ-49 小型航空機搭載CO<sub>2</sub> レーザレーダシステム：板部敏和 (電波研)・浅井和弘 (東北工大)・石津美津雄・林理三雄・五十嵐隆 (電波研)</p>		11:48
<p>Ⅲ-50 南極成層圏エアロゾルのライダー観測(I) 冬期増大現象：岩坂泰信 (名大水研)</p>		12:00
<p>Ⅲ-51 電離圏D領域の冬季異常における惑星波の役割：<u>村岡良和</u> (兵庫医大物理)</p>		12:12

午 後

<p>中層大気・組成放射</p>		
<p>座長 近 藤 豊 (名大空電研)</p>		
<p>Ⅲ-52 夜間大気光 O<sub>2</sub> atmospheric band, OH Meinel bands 及び continuum emission のロケット観測：中村正年・渡辺 隆・<u>高野元春</u> (筑波大物理)</p>		13:30

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>磁 気 圏 嵐 ( 続 き )</b>	<b>太 陽 ・ 惑 星 ( 続 き )</b>
13:42	I-60 サブストームに伴う地磁気脈動, 電子降下, 電離層電場の相互関係: <u>藤井良一</u> (極地研)・ <u>小玉正弘</u> (山梨医大)・ <u>河野 毅</u> (理研)・ <u>小川俊雄</u> (京大理)	II-60 太陽大気中の <sup>3</sup> He / <sup>4</sup> He について: <u>桜井邦朋</u> (神奈川大工)
13:54	I-61 カサブ領域の経度方向の広がり: <u>巻田和男</u> (拓殖大)・ <u>国分 征</u> (東大理)	II-61 Type III バーストにより求められる惑星間空間電子流の特性: <u>三宅 亘</u> ・ <u>大家 寛</u> (東北大理)
14:06	I-62 オーロラプロトンおよび電子降下領域の空間分布: <u>宮岡 宏</u> (極地研)	II-62 宇宙物質中に誘導された宇宙線生成核種の熱変成(II): <u>山越和雄</u> (東大宇宙線研)・ <u>野上謙一</u> (独協医大物理)
14:18	I-63 磁気圏尾部におけるサブストーム効果: <u>桜井 亨</u> ・ <u>友村 清</u> (東海大工)	II-63 惑星間塵の相互衝突による化学組成変化: <u>山越和雄</u> (東大宇宙線研)・ <u>藤原 顕</u> (京大理)・ <u>浅田智朗</u> (大工試)
14:30	I-64 Substormに伴う pi 1 脈動: <u>加藤愛雄</u> (東北大名誉教授)・ <u>利根川 豊</u> (東海大工)	II-64 彗星核周辺における氷粒子の凝縮: <u>足原 修</u> ・ <u>山本哲生</u> (宇宙研)
14:42	I-65 Psc型磁気脈動の出現特性: <u>桑島正幸</u> (地磁気観)	II-65 金星のイオノポーズ近辺の磁場構造: <u>丸橋克英</u> (電波研)
14:54	休 み	休 み
	<b>磁 気 圏 U L F - 2</b> <b>座長 利根川 豊 (東海大工)</b>	<b>木 星</b> <b>座長 森 岡 昭 (東北大理)</b>
15:06	I-66 多点観測によって得られた Pi burst 脈動の特性(VI): <u>国武 学</u> (電波研)	II-66 木星電波の S バーストの周波数ドリフト率: <u>橋本弘蔵</u> (京大工)・ <u>M. L. Goldstein</u> (NASA/GSFC)
15:18	I-67 Pc1 脈動の発生機構に関する考察(2): <u>樋口喜啓</u> (山形大工)	II-67 木星イオ・トラス中の重イオン加熱の計算機シミュレーション: <u>山田 徹</u> ・ <u>松本 紘</u> (京大超高層)・ <u>M. Ashour-Abdalla</u> (UCLA/IGPP)・ <u>大村善治</u> (京大工)
15:30	I-68 標準電離層モデルを用いた地磁気脈動ダクト伝搬特性: <u>藤田 茂</u> (地磁気観)	II-68 長時間干渉が可能な新型木星デカメートル波 VLBI 観測システムの開発: <u>今井一雅</u> ・ <u>堀井泰宏</u> ・ <u>里見尚志</u> (高知高専)

午 後(続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>中層大気・組成放射(続き)</b>		
Ⅲ-53 上層大気の酸素原子と夜光(V)―熱圏最下部における冷却率増加モデル―: <u>斎藤文一</u> (新潟大理)		13:42
Ⅲ-54 太陽赤外吸光による大気メタンの測定: <u>小川利紘</u> (東大理)・ <u>鈴木勝久</u> (横浜国大) <u>高野元春</u> (筑波大物理)		13:54
Ⅲ-55 流星雨に伴うナトリウム層の変化―定量的な考察―: <u>富田二三彦</u> ・ <u>上山 弘</u> (東北大大理)		14:06
Ⅲ-56 下部成層圏における負イオンのモデル計算: <u>川本洋人</u> ・ <u>小川俊雄</u> (京大理)		14:18
Ⅲ-57 対流圏 NO <sub>x</sub> 混合比の季節変化: <u>近藤 豊</u> ・ <u>岩田 晃</u> ・ <u>森田恭弘</u> ・ <u>高木増美</u> (名大空電研)・ <u>W. A. Matthews</u> (DSIR・New Zealand)		14:30
Ⅲ-58 JARE 23 大気球実験による成層圏NO <sub>2</sub> 測定結果: <u>岩上直幹</u> ・ <u>小川利紘</u> ・ <u>柴崎和夫</u> (東大理)・ <u>藤井良一</u> (極地研)		14:42
休 み		14:54
<b>極域成層圏観測</b>		
<b>座長 岡野 章一 (東北大大理)</b>		
Ⅲ-59 南極成層圏の水蒸気測定: <u>岩坂泰信</u> ・ <u>斎藤定</u> ・ <u>小野 晃</u> (名大水研)		15:06
Ⅲ-60 南極昭和基地での大気NO <sub>2</sub> 全量地上観測(Ⅱ)―季節変化―: <u>柴崎和夫</u> (東大理)		15:18
Ⅲ-61 ライダーによる成層圏エアロゾルの偏光特性の測定法: <u>岩坂泰信</u> (名大水研)		15:30

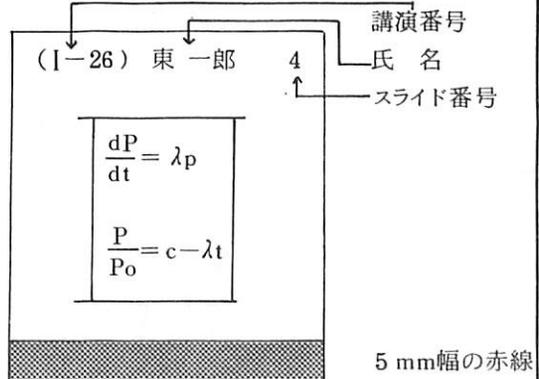
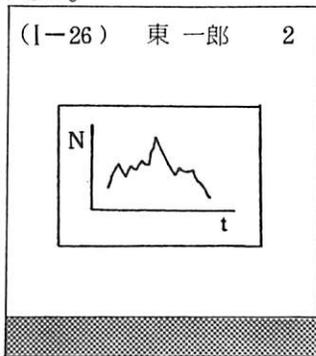
開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏 U L F - 2 (続 き)	木 星 (続 き)
15:42	I-69 QP放射とペリオディック放射の共役性: <u>松戸 孝</u> (電通大)・佐藤夏雄・福西 浩(極地研)・国分 征(東大理)・芳野起夫(電通大)	II-69 K-3型VLBIシステムを利用した木星デカメータ波放射試験観測: <u>近藤哲朗</u> ・栗原則幸・金子明弘・雨谷 純(電波研鹿島)
15:54	I-70 QPエミッション, 地磁気脈動, CNAパルセーションの相互相関解析: <u>佐藤夏雄</u> (極地研)・利根川 豊(東海大工)	II-70 75 km干渉計システムによる木星デカメータ電波の観測(IV)~偏波特性との対応: <u>徳丸宗利</u> ・大家 寛・森岡 昭(東大理)

## ポスターセッションについて

- ▶ポスターセッションは、第2日午前に集中して行ないます。
- ▶講演者は、割当てられた時間中は、自分のポスターの説明を行なって下さい。
- ▶講演者は、第2日朝のうちにすべての展示を終えて下さい。
- ▶ポスターは、説明者なしでも理解できるように、わかりやすく書いて下さい。

### スライドの様式について

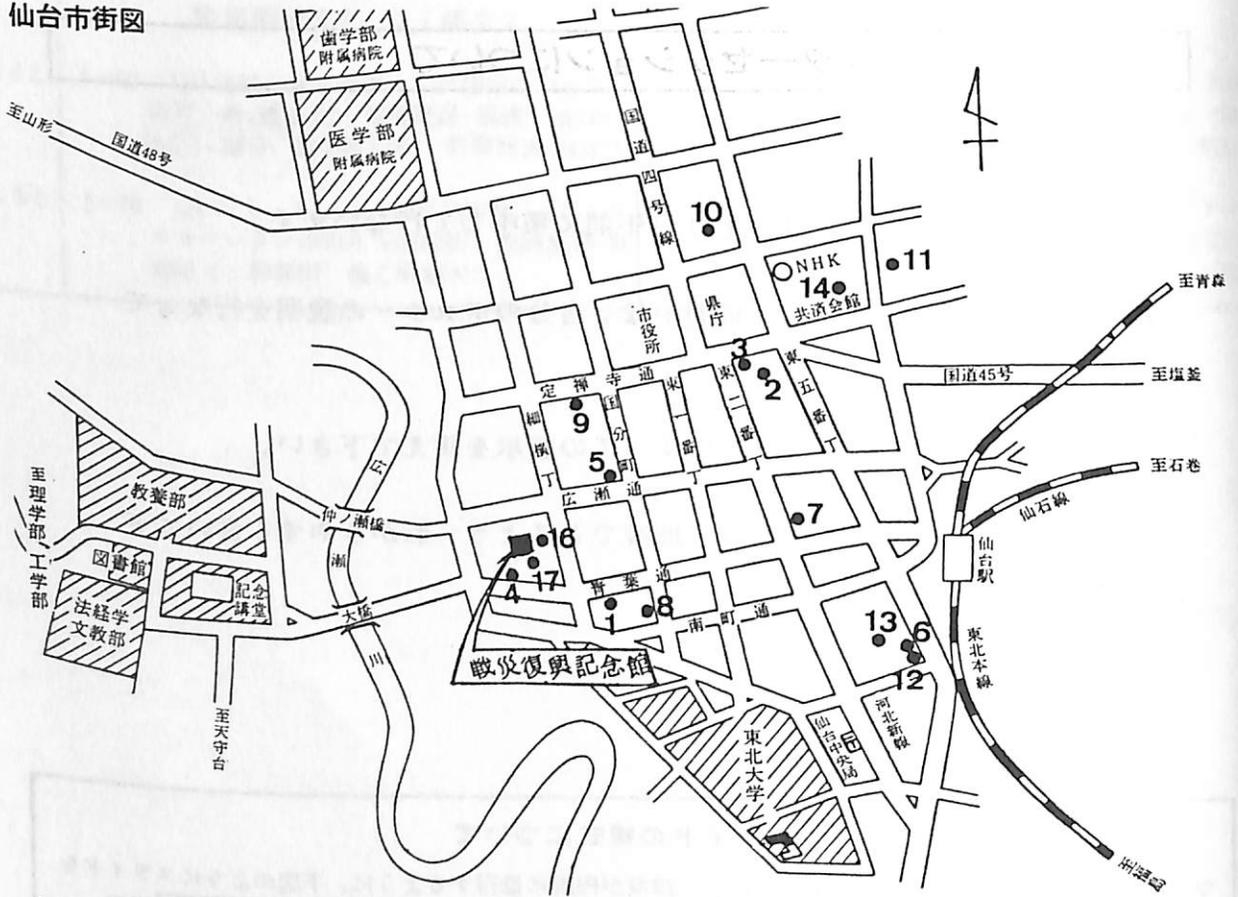
学会講演の際のスライドの誤操作を防止し、講演が円滑に進行するように、下図のようにスライドを作成して下さい。



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

# 日本地球電気磁気学会会場案内図

## 仙台市街図



会場 仙台市戦災復興会館

仙台市大町二丁目 12 番 1 号  
電話 (63) - 6 9 3 1 (代表)

## 会場付近



## 会場への交通

市バス 仙台駅前  
 ④ 交通公園行  
 ④ 青葉城址循環, 工学部行 等  
 東北公済病院, 戦災復興記念館下車

- バスをご利用の場合は, 東北公済病院前バス停留所で降りて約 3 分位です。
- 戦災復興記念館には, 駐車場がありません。



# 第 I 会 場

( I-1 ~ I-70 )

1-1 地球磁気圏の IMF  $B_z$  変化による時間反応性 (NBZ ビルケランド電流系を指標として)

太田和夫, 飯島 健 (東大理)

惑星間空間磁場 (IMF) の  $B_z$  成分が南向き ( $B_z < 0$ ) の場合には、よく知られているように極域の高緯度側に Region 1 電流系、低緯度側には Region 2 電流系が発達する。その後、IMF の  $B_z$  成分が北向き ( $B_z > 0$ ) の場合には、極冠域昼側すなわち Region 1 電流系よりもさらに高緯度側の昼半球に NBZ 電流系と呼ばれる電流系が発達することが知られる様になった。これらビルケランド電流系の  $B_z$  依存性は、 $B_z$  が安定して南向き或いは北向きの時にそれぞれの典型的なパターンを示すのみならず、ストーム時といえども  $B_z$  が北向きになれば NBZ 電流系が極域で発達し始めるという強い依存性であることがすでに判明している。

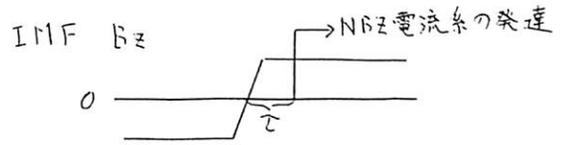


図3 IMF  $B_z$  の変化 ( $B_z < 0 \rightarrow B_z > 0$ )

IMF が南向き ( $B_z < 0$ ) 及び北向き ( $B_z > 0$ ) の場合に示すビルケランド電流系の典型的なパターンをそれぞれ図1、図2に示したが、IMF  $B_z$  が図3のように南向きから北向きに変化した場合、当然ビルケランド電流系も図1から図2へとパターンが変化する。そのレスポンスタイム  $\tau$  を出したのが本講の主目的である。使用したデータはMGAGSAT の1980年2月から4月の約20例 (図3に該当する時のもの) 及び地上ステーションの磁場のデータである。

この結果は 0.5~1 時間であることが判明した。

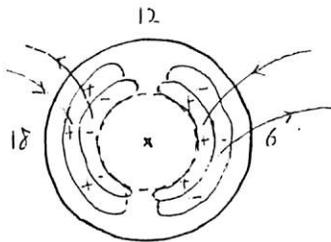


図1 Region 1 + Region 2 ( $B_z < 0$ )

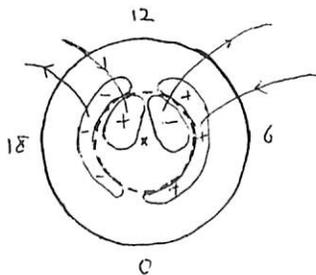


図2 NBZ + Region 1 ( $B_z > 0$ )

1-2

# 降下電子と磁気力線電流に 見られた IMF By 効果

巻田和男 (拓殖大)  
倉島 健 (東大理)

電荷分離電流, 磁気力線電流  
に於ては IMF By 効果があることが  
知られている。IMF  $B_z > 0$  (南向) 時  
に発達する NBZ 電流系は  
顕著な例がある。降下電子分布  
に於ては IMF By 効果を判別し  
てみる。

この (a)  $B_y > 0, B_z > 0$ , (b)  $B_y < 0, B_z > 0$  の場合について、磁気力線電流  
電流に於て IMF By 効果の判別  
に於て例としてこの同時の  
降下電子を挙げる。極光帯・極  
冠帯の降下電子の源を考察すると  
共に、磁気力線電流の逆側  
とこの効果について検討する。

IMF  $B_z > 0, B_y > 0$  時は DMSP  
下側観測した降下電子の事例を  
右に挙げる。(巻田, 拓殖大論文集  
第149巻)

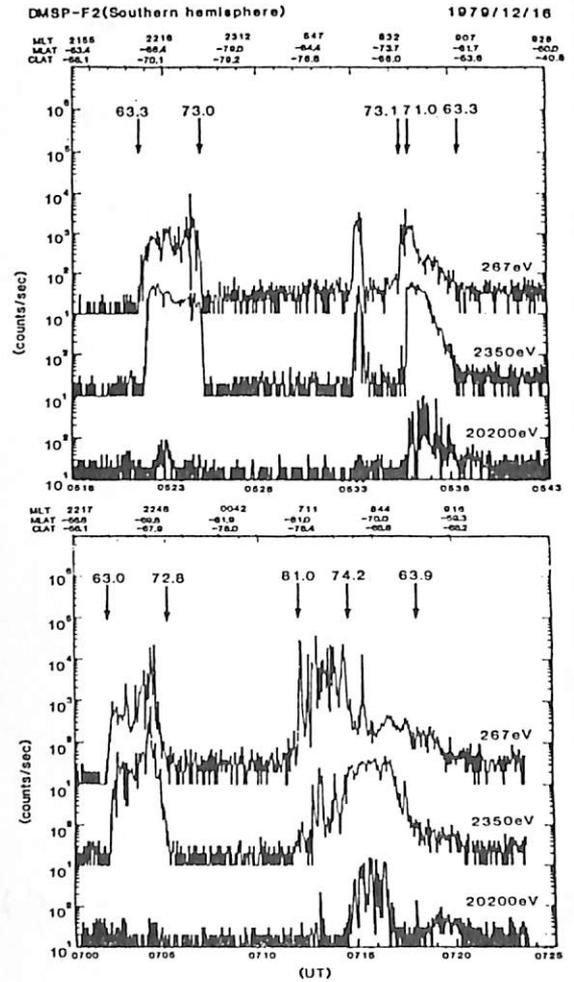


図. 267 eV, 2350 eV, 20200 eV の  
電子分布の計量数。  
上図 (Dec. 16, 1979, 0518-0543 UT,  
IMF  $B_z < 0 \rightarrow B_z > 0$  遷移時)  
下図 (Dec. 16, 1979, 0700-0725 UT,  
IMF  $B_z > 0$ )

1-3 NBZ 電流系の構造

飯島 健 (東京大学理学部)

惑星間空間磁場 (IMF) が  
北向き ( $B_z > 0$ ) の時期には,  
Region 1 電流系の高緯度側, 特  
に昼側極付近全域にわたって新い  
流磁力系電流系が発達する。

NBZ 電流系と呼ぶ (Iijima et  
al. J.G.R., 1984)。NBZ 電流  
系は IMF  $B_y$  の極性に依存して系  
流的パターンを示す。南半球に見  
た NBZ 電流系は  $B_y > 0$  の午後  
側の流入する電流が卓越し,  $B_y < 0$   
の午後前側の流出する電流が主  
となる。(図参照)。

この図 (a)  $B_y > 0, B_z > 0$ , (b)  
 $B_y \approx 0, B_z \approx 0$ , (c)  $B_y < 0, B_z > 0$   
の 2 場合について 11 個の事例を詳細に  
1 角分析した流磁力系電流  
の分布を示す。

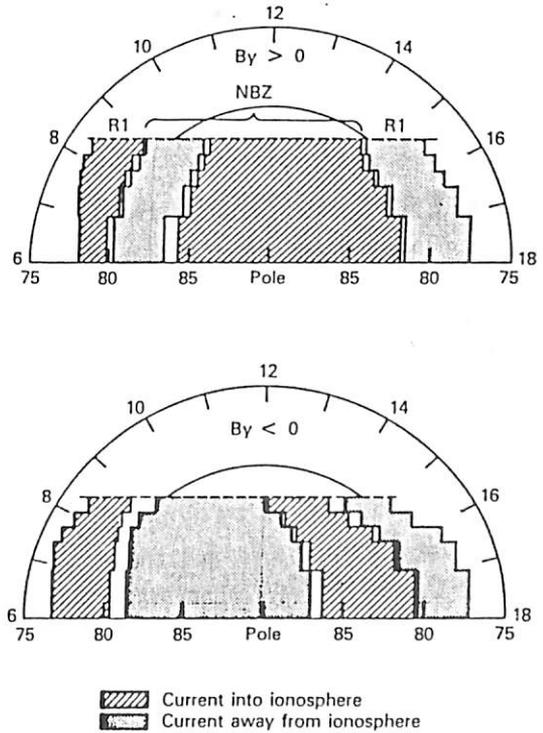


図. Magsat 衛星磁場資料  
から得た大規模流磁力  
系電流系 (NBZ と Region 1)  
の空間分布。  $B_y > 0$  (上図),  
 $B_y < 0$  (下図)。  $B_y > 0$  の事例は  
8 orbits ( $\bar{B}_z \approx 2.3 \text{ nT}$ ,  $\bar{B}_y$   
 $\approx 5.0$ ,  $\bar{\Sigma}^* \approx 5.1$ ),  $B_y < 0$  の  
事例は 63 orbits ( $\bar{B}_z \approx 2.7$ ,  
 $\bar{B}_y \approx \ominus 4.5$ ,  $\bar{\Sigma}^* \approx 5.0 \text{ nT}$ )。

# 静止衛星高度での夜中のSC amplitudeの 季節変化について(II)

永野 宏、 荒木 徹  
(岐阜歯大) (京大理)

前回の講演では、我々は、静止衛星の GOES 2, 3 で夜中に観測された SC の amplitude について夏と冬とで大きさが違うこと、即ち、冬では amplitude が小さく、SC 後に negative な変動が続いている場合が多いことを明らかにした。また、これらの季節変化は、McPherron and Barfield (1980) により提唱された磁気圏尾部での季節効果による model と一致する傾向があることを明らかにした。今回は、SC の amplitude、並びに、SC 後の変動に関して全ての季節について調べた結果を報告し、また、その原因についての考察を行う。

図1は、LT 21時から3時の間に静止衛星で観測された SC について、地磁気座標での H 成分の amplitude を Honolulu での H 成分の SC amplitude で normalize した値を Julian day で plot したものである。その値は、夏では平均して約 0.5、冬では約 0.1 であり、全体的に顕著な季節変化が見られることがわかる。図2は、SC の前後での H、V 成分（地磁気座標での地球方向の radial 成分）の変化を plot したものである。この図から、夏では H、V 両成分とも正の変化を示しているのに対し、冬では負の変化を示し、全体的に明らかに季節変化があることがわかる。これらの変化は、McPherron and Barfield's Model での季節効果と一致し、geomagnetic equator 近く静止衛星がある時ほど SC amplitude が小さく、かつ、その後の変動に負の変化を生み出していることとなる。SC の時に太陽風の dynamic pressure が強くなることにより磁気圏境界面を流れる surface current が強化され、これにより neutral sheet 中の current の変動を引き起こし、この current により上述の変化が生じている可能性がある。

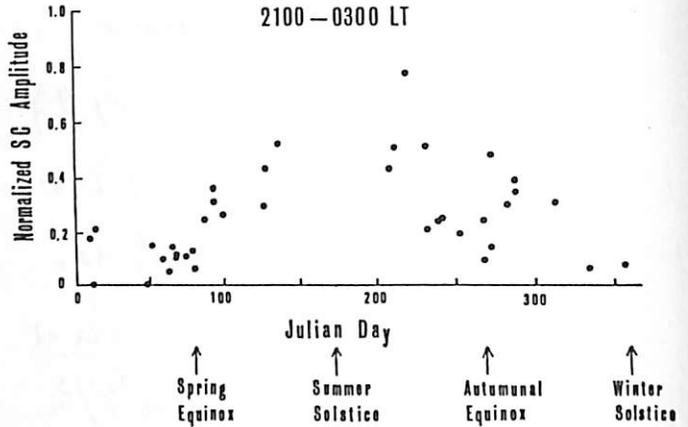


図 1

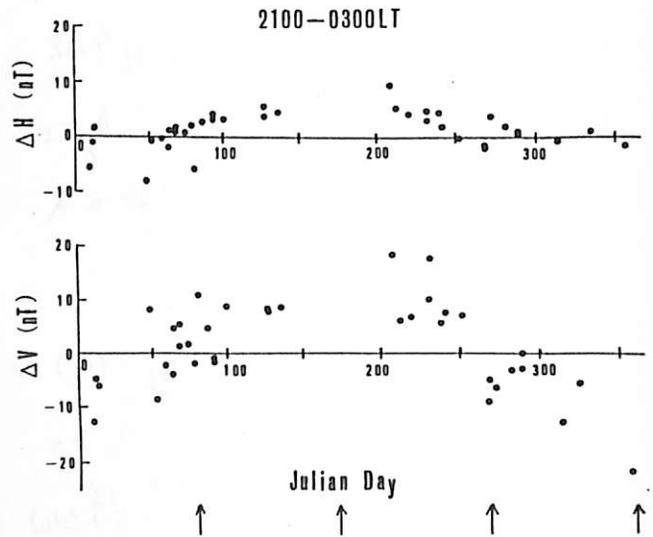


図 2

# 静止衛星高度でのSCの Rise Time について

永野 宏、 荒木 徹  
(岐阜歯大) (京大理)

SCの rise time については、(1)惑星間空間の shock もしくは不連続面の厚さと伝播速度に準拠している、(2)intensified solar wind による磁気圏境界面の subsolar distance の減少に準拠している、(3) shock により生み出された磁気圏の中でのHMwaveの伝播経路の違いによる時間差に準拠している、(4) shock が sweep していく時の磁気圏境界面での色々な場所からのHMwaveの伝達時間の差に準拠している、算の考えが述べられて来ている (Dessler et al., 1960; Nishida, 1964; Ondoh, 1970)。我々は(4)の立場より、rise time  $\Delta T$  を地球近傍での shock の伝播速度  $V_s$  と rise time に準拠している有効距離  $L_{eff}$  とから、 $\Delta T \approx L_{eff} / V_s$  と表わし、この有効距離について考察を行う。

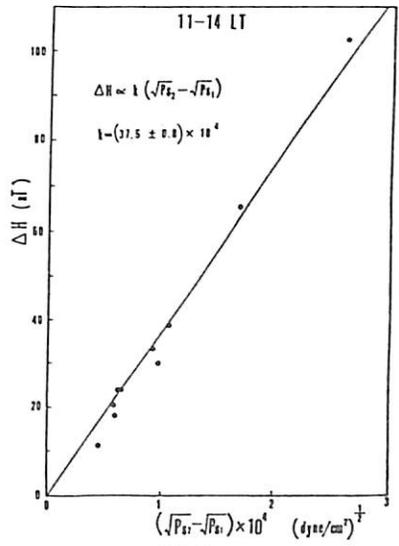


図 1

ISEE3の solar wind data を用いて、惑星間空間での shock の前後での dynamic pressure の 1/2乗の変化と静止衛星 GOES 2, 3 の SC amplitude との関係を示したものが図1である。地上の SC について Siscoe et al. (1968) が求めたと同様に、比例係数  $k$  をこの図から求めることができ、その値は約  $37.5 \times 10^4 \text{ nT}/(\text{dyne}/\text{cm}^2)^{1/2}$  である。この値は Choe and Beard (1974) の磁気圏の model から得られる値とも大体合っている。図2は、GOES 2, 3のデータからの LT 10-14 時についての SC amplitude と rise time との関係を示したものである。上述の  $k$  の値、shock に準ずる関係式、また、現実的な solar wind の parameter を用いて計算すると、2つの双曲線に囲まれた範囲が存在可能な領域となり、この領域は  $L_{eff}$  の値により変化することになる。data point に一番合うように  $L_{eff}$  を選ぶと大体 8 RE 程度である。それに対して図3の LT 6-9 時と 15-18 時では、Choe and Beard's Model (1974) より求めた amplitude の減少の係数 0.7 を用いて計算すると、一番合う  $L_{eff}$  の値は約 12 RE と大きくなることわがかる。

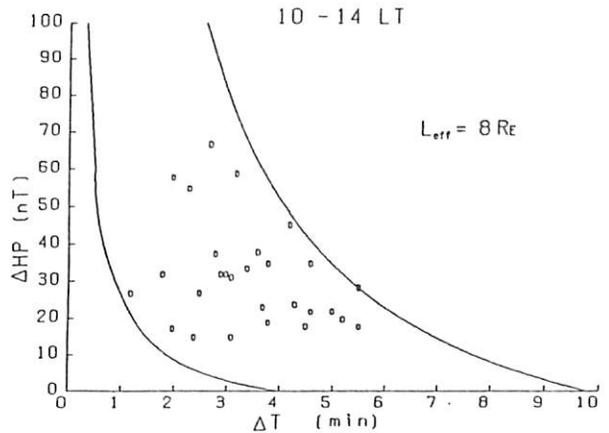


図 2

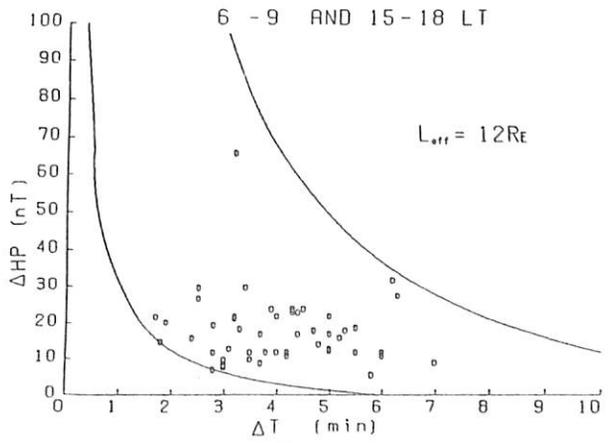


図 3

中緯度 SC の 特異形

菊池 崇 荒木 徹  
(電研研) (京大理)

図1, 図2は, 女浜別  
で観測された SC の H, D  
成分である。

図1の H 成分は 通  
常の低緯度 SC と異なり  
磁針を上げた後がニリ  
下りて減少し再び増  
加し 結果として Double  
Peak の SC となっている。

一方, D は小エタ西向き  
変化の後, 東へ向き動き, 元のレベル  
に回復している。

図2では H の磁針を上げ  
た後が減少し大きく Double peak に  
ならず stepwise SC の形を  
している。D は図1と同じ  
ように変化している。

図3は 女浜別と San Juan の  
同時観測の例である。

この特異な SC の出現の性質に  
ついては、

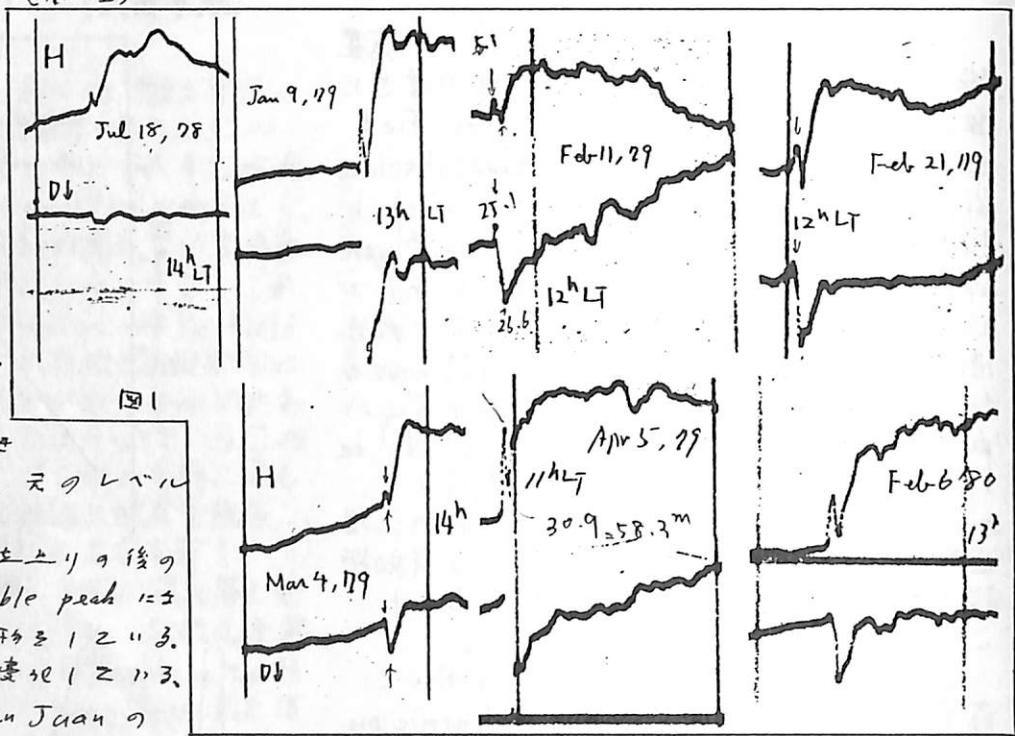


図1

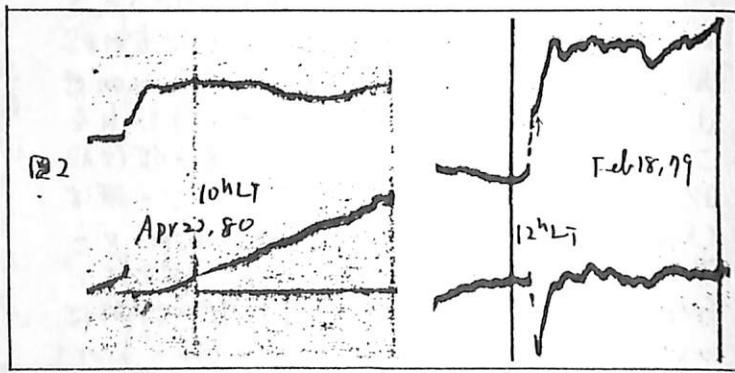


図2

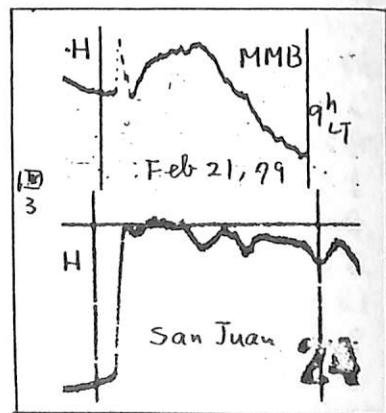


図3

山田 雄二, 荒木 徹, 竹田 雅彦  
(京大理)

SCに先行する Preliminary Impulse (PI)は, 大部分が高緯度と赤道域で観測されている。高緯度でのPIは, 夕方側で電離層に入り朝側で出ていくような沿磁力線電流(Field-aligned current, FAC)がつくる電離層電流によると考えることができる。

我々は, 残る赤道域でのPIも, 電流系(FAC+電離層電流)によって説明できるかどうか主眼を置き, 定常電流の仮定のもとに実際に磁場を計算してみた。

計算例として, LT 16h, 緯度70°で電離層に入り, LT 8h, 緯度70°で出ていくFACモデルを使った結果を以下に示す。図1は, このFACモデルで計算した3次元電離層電流(地上から90-400km)の水平成分を高さ積分してベクトルで表したものである。図2には, この電離層電流とFACとが地上につくる磁場のH成分を示した。影になっている部分はH成分が正(北向き)の領域を表している。

2つの図を見ると, 昼側では赤道に沿った西向き電流の enhancement に対応して強い南向きの磁場が現れ, これは定性的に観測結果と一致している。しかしLT 3h~4hの赤道に沿った東向き電流のつくる磁場は, FACによる磁場と相殺してしまい, 北向き磁場はほとんど現れない。したがってこのモデルは, LT 3h前後を中心に夜側赤道で観測されている positive impulse を再現できていない。

以上の計算では電離層電流の鉛直成分を無視しているが, 講演ではこの効果も考慮した計算結果を報告する予定である。

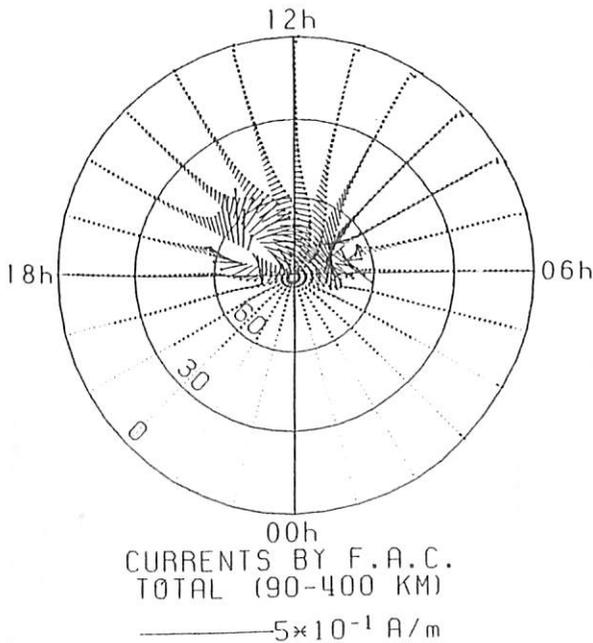


図1. 高さ積分した電離層電流の水平成分。高緯度にはFACによる2つの電流渦が現れている。

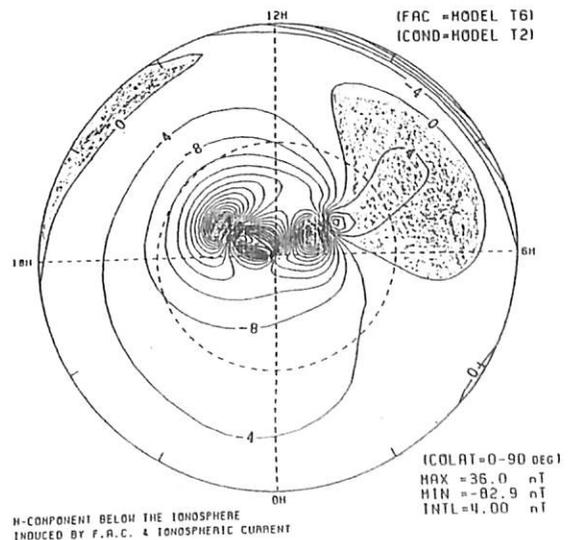


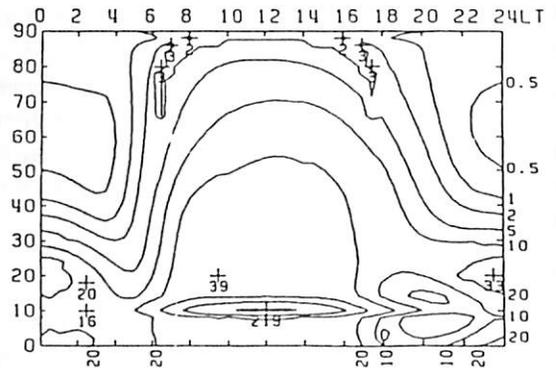
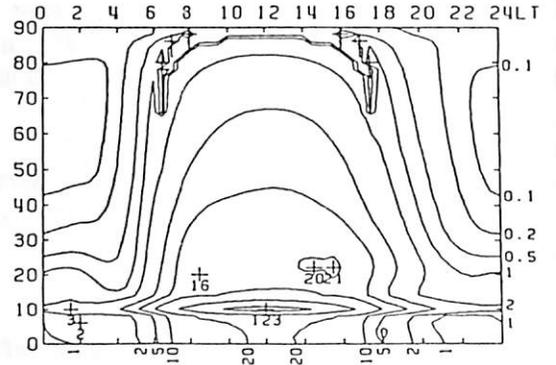
図2. 図1の電流による磁場とFACによる磁場とを合わせたもの。H成分のみを4 nT間隔で示してある。

竹田雅孝・荒木 徹  
京大理

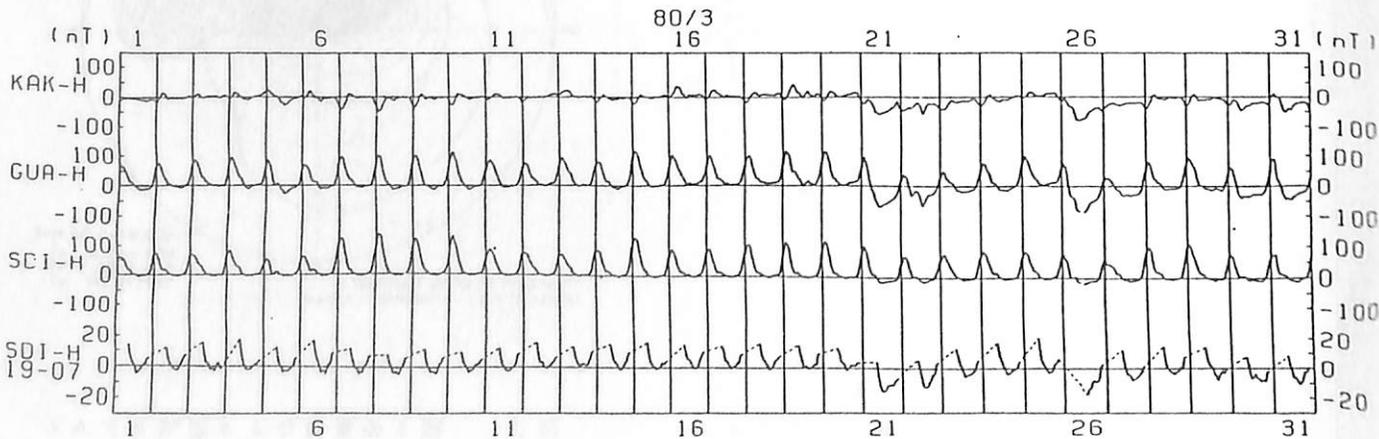
We have estimated the electric conductivity in the ionosphere by using the electron density based on the International Reference of Ionosphere (IRI) model. Results of three methods for the conductivity are compared each other. It is shown that at night the Pedersen conductivity of the F region is larger than that of the E region. The height profile of the conductivity at the sunspot maximum is much different from that at the sunspot minimum. The peak value of the Pedersen conductivity in the F region at midnight when R = 200 is about 50 times as large as that when R = 35. On the other hand, the Hall or Pedersen conductivity in the E region is only about 2 times. The equatorial enhancement of the conductivity is hardly seen in the nighttime at the sunspot maximum, but slightly seen at the sunspot minimum. At the dip equator the ratio of the height integrated conductivity in the daytime to that at night is about 50 at the sunspot minimum and 15 at the sunspot maximum. In low latitudes other than the dip equator it is about 20 at the sunspot minimum, but at the sunspot maximum it is not so different from unity.

This difference in the structure of the conductivity by the solar activity can explain the difference in the geomagnetic Sq field at the sunspot maximum from at the sunspot minimum. The analysis of the geomagnetic field in the nighttime shows that nocturnal ionospheric currents surely exist at the sunspot maximum. Moreover, a preliminary impulse (PI) of geomagnetic sudden commencement (SC) is observed in low latitudes without the equatorial enhancement of its amplitude at night mainly when the solar activity is high. These features are consistent with our estimation of the conductivity distribution.

HEIGHT INTEGRATED CONDUCTIVITY (90-1000KM)  
LONG.=0 UNIT:10<sup>10</sup> S



$\Sigma_{yy}$  の経度 0° の地域における日変化。



Kakioka と Guam の H 成分 と Guam の SDI。夜間の SDI が下向きに凸であることがわかる。

# DE-1 により観測されたサブストーム開始時の電場・磁場変動

家森俊彦・杉浦正久 (NASA/GSFC), S. D. Shawhan (NASA/Headquarters),

D. Weimer (Univ. of Iowa)

(\*現京大理)

AE 指数でみたオーロラ<sup>3</sup>レット電流と同様、沿磁力線電流も常に変動してると考えられる。特に変化が激しいサブストーム開始時の沿磁力線電流が、どのように発達し、また、どのような現象を伴ってこられるかをみるため、Dynamics Explorer-1 衛星 (DE-1) が、真夜中前後のオーロラ帯を通る磁力線付近で、かつ、遠地点 (~25000 km) 近くにある時に観測された電場と磁場変動の関係を調べることを行った。

これまで電場のデータも入手できたのは2例だけであるが、そのうちの一例はとくに興味ある電場と磁場変動の対応関係を示している。図1はその例で、上から順に、電場の主磁場に垂直な子午面内成分、磁場の主磁場に対して平行方向、垂直方向及び経度方向の変動成分を示す。地上磁場データによると、0925 UT と 0942 UT にサブストームの expansion onset があると推定されるが、それに対応して、DE-1 の位置でも電場と磁場の変動が始まっている。

0925 UT の onset については、これまで静止衛星 (GOES, ATS 等) や ISEE で観測されてきたのと同様な、約10分程度の沿磁力線電流によると思われる磁場変化に、P<sub>2</sub> 脈動的な波動が重なるため、この場合は、電場と磁場変動の位相の比較から、この波動は定在波と解釈される。

ところが、0942 UT の onset については、沿磁力線電流と Alfvén 波に伴う電磁場変動の他、分極電場も加わり、こころときえらる複雑な様相を示している。最も興味ある対応関係は、突然の大きな磁場変動が始まる前に、ゆるやかな磁場変化と直流電場成分の増大及び、スパイク状電場の出現があることで、大きな磁場変動が始まることに電場成分は急速に減少する。その後、Alfvén 波と思われる大振幅の波動が電場成分に現われる。

これらの観測は、図2に示したような

弱い沿磁力線電流による分極電場の発達(a)と、その電場をつくる分極電荷の電離層への discharge に伴う急な沿磁力線電流の発達(b)、電離層から磁気圏に向かって Alfvén 速度で拡大してゆく沿磁力線電流と電磁層電流から成る回路を閉じさせる分極電流面の通過(c)で説明できるかもしれない。また、このような現象の際には  $1/H_z$  付近に ion-cyclotron 波と思われる波動が観測される。

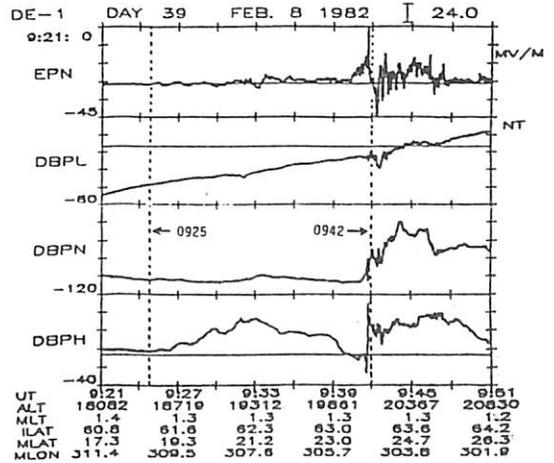


図1

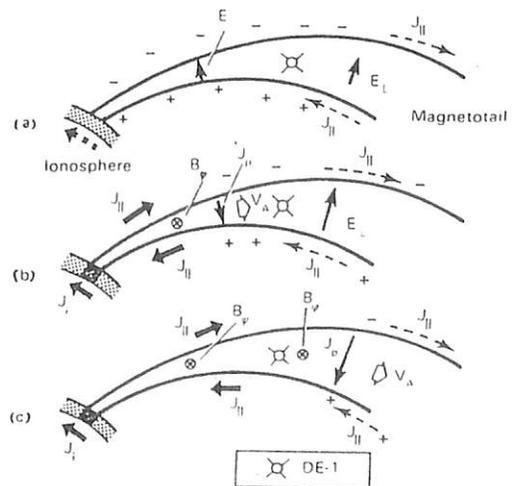


図2

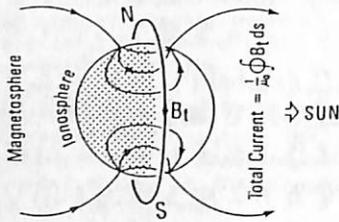
# MAGSAT観測結果に Ampère の定理を適用 する際の注意：地球自轉が及ぼす影響

福島 直  
東京大学理学部

鈴木 亮  
佐賀大学教養部

右図に示す如く Ampère の定理を MAGSAT 軌道がつくる閉曲線に適用すると、その閉曲線に囲まれた平面を貫通する電流の總

量が算出される。地球磁場が IGRF などのように internal origin の磁場だけから成っている場合には、Ampère の定理を適用しても MAGSAT 軌道面貫通電流量は 0 になるべきであるが、MAGSAT が軌道を一周するのに 94 分を要し、その間に地球が自轉するため、Ampère の定理の適用の仕方次第によっては地球自轉による疑似効果が混入するおそれがある。

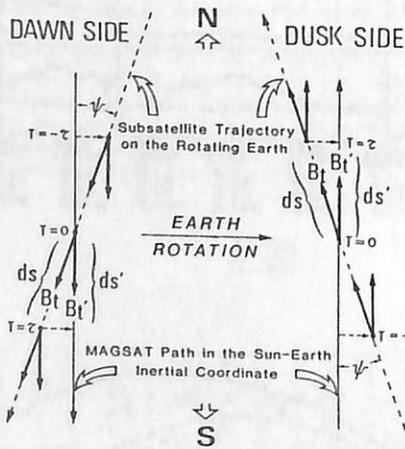


離れた慣性系から見た場合に Ampère の定理を適用していると言える。実際にこの二つの異なった方法で行った計算結果（地球磁場モデルとしては MGST(4/81) を用いた）によると、

$$I(B_t) \neq 0, \quad I(B_{t'}) = 0$$

となっているので、 $I(B_{t'})$  が Ampère の定理を正しく適用している（あるいは、地球自轉の影響が除かれるように工夫されている）と云える。

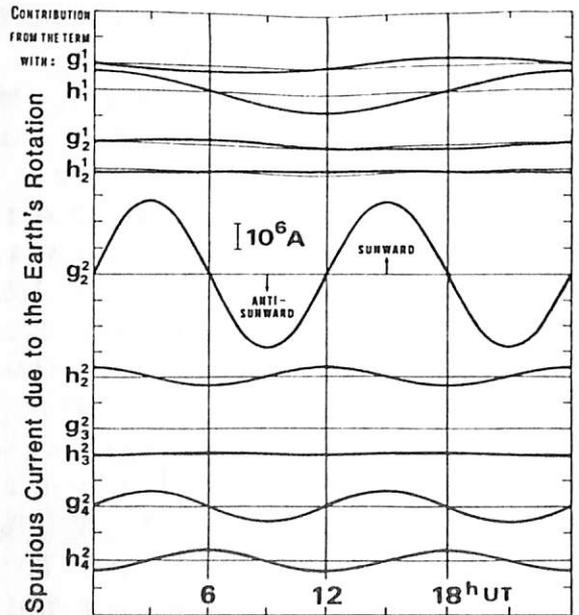
$I(B_t) \neq 0$  では、semi-diurnal な変化が目立って大きくあらわれる。理想的な極軌道衛星を想定して、地球自轉による疑似効果を地球モデル磁場を構成する各 harmonic component 毎に理論的に求めてみると、下図に



上図は MAGSAT 衛星軌道を慣性系座標で見た場合と、回轉する地球上に投影した軌跡との関係を示す。兩軌跡がなす角  $\psi$  は小さく、 $3.6^\circ$  以下にすぎない。この図に示すように  $B_t ds$ ;  $B_{t'} ds'$  をとり、

$$\oint B_t ds = I(B_t), \quad \oint B_{t'} ds' = I(B_{t'})$$

と記す。  $I(B_t)$  は地上に投影された MAGSAT 軌跡がえがく閉曲線に対して Ampère の定理を適用したものであり、  $I(B_{t'})$  は地球から



示されているように  $g_2^2$  項からの寄与が際立って大きい。

本講演では、 $I(B_t) \neq 0, I(B_{t'}) = 0$  となる理論的理由について検討した結果を詳述する。

前田 憲一

太陰潮汐風によつて電離層ダイナモ電流が位相変調と振幅変調を受けることは前回春の總會で述べた。位相変調の結果は赤道地帯で counter jet 電流としてあらわれることを、57年春の總會で報告し、それ以後振幅変調について種々考察し報告してきた。今回はその延長として若干の結果を報告する。

1. dip equator 上ダイナモ電流 ( $j_y$ ) の lunar age dependence

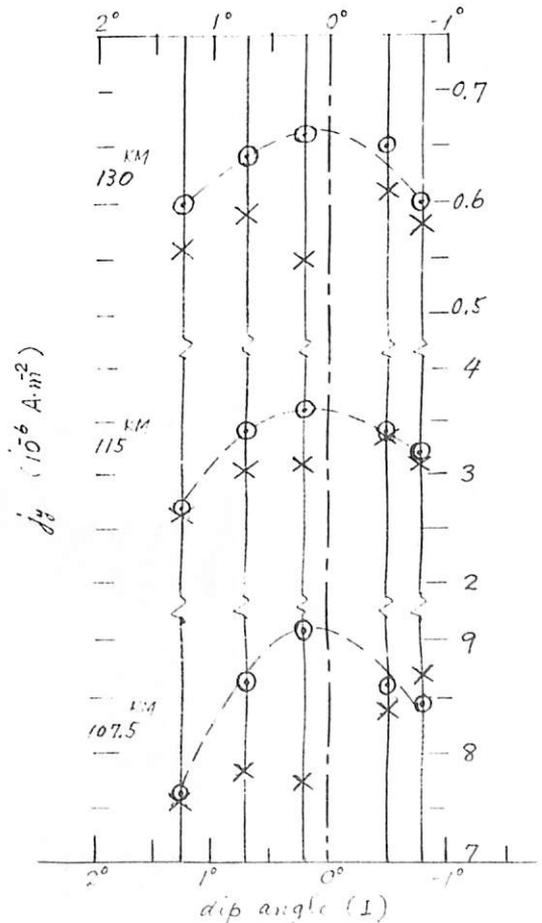
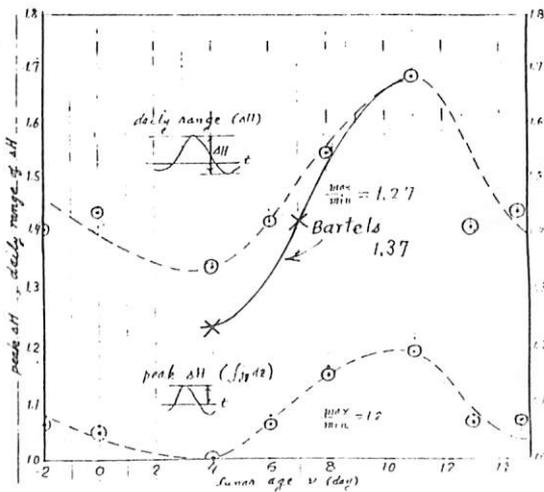
Aavis 等のロケット観測<sup>(1)</sup>には、 $I=0.21^\circ$ ,  $t=10.78$  hr,  $\nu$ (月令)=11日の場合の  $j_y$  が高さ (5) に対して与えられている。いま  $j_y$  対  $\nu$  の変化に対して求めることを考える。 $\nu$  の異なる場合の観測は、 $I$  の異なる場所ご数回行をわれているが、これらはそのままでは使えない。そこで  $I=0.21^\circ$  ( $0^\circ$  とみなす) と  $\nu$  の異なる時の風を計算してダイナモの駆動力を求め (静電場による力も考えて)  $j_y$  を計算する (principle は前回に示した)。さらに  $\int j_y dz$  を計算すると、各  $\nu$  に対応するダイナモ電流が求まるから、これと実測結果 (Bartels 他<sup>(2)</sup>, JGR 1940) と比較する。下図参照。

2. dip equator 周辺

$I=0.21^\circ$  以外にその近所での観測には、 $I=1.25^\circ$  ( $\nu=6$ ),  $I=0.7^\circ$  ( $\nu=8$ ),  $I=-0.5^\circ$  ( $\nu=0$ ),  $I=-0.82^\circ$  ( $\nu=13$ ) の4つがある。これらの観測値と  $\nu=11$  の時の値 ( $j_y$  対  $\nu$ ) に換算すれば、前項の  $I=0.21^\circ$  ( $\nu=11$ ) の値と併せて、 $\nu=11$  における  $j_y$  対  $\nu$  が  $I$  の変化に伴つて如何に変化するかと知ることが出来る。

前項と同様の方法によつて夫々の  $I$  に対する  $\nu=11$  の時の  $j_y$  対  $\nu$  を求める。この場合時刻はいずれも 10.78 hr に統一してある。

2, 3 の高さについて  $j_y$  対  $I$  分布を下図に示す。×印は実測値 ( $\nu$  も  $t$  も  $z$  も  $5$ )。



1) Davis T.N. et al, JGR, 72, 1845, 1967.

2) Bartels J. et al, JGR, 45, 269, 1940.

# 電離層微小擾乱の形態

権 五暢, 筒井 稔, 小川 徹  
京都大学 超高层電波研究センター

前回は電離層微小擾乱形態解明の新しい方法を提言したが、その妥当性を調べるために、フェージングパターンのパワースペクトルの連続出力の試験観測を行った。これと従来から行なわれているドップラー観測に現われた拡散状のトレース幅との関係を調べ、モデルの妥当性を明らかにした。今回はその結果について報告する。

図1は観測が行なわれた時(1984年7月4~5日)の電界強度とドップラートレースである。図中5日00:00~02:30 JSTが目的とするデータであるが、E<sub>s</sub>層から反射の性格を示している。そして本研究はE<sub>s</sub>層面の擾乱形態を調べようというものである。

フェージングパターンから求められたパワースペクトル(time window = 100 sec)の一例を図2に示す。最大ピーク以後の急峻な落ち込みが最大周波数と考える事が出来る。この周波数とドップラートレースに現われたドップラー幅との関係を図3に示す。この一致した関係はE<sub>s</sub>層微小擾乱モデルの妥当性の一つの現われである。

更に擾乱モデルの妥当性の他の一つにパワースペクトル(図2)に現われた0.02~0.1 Hz毎の細いピークがある。これが現われる理由について述べる。今微小擾乱が水平波長入をもつ水平速度で移動していると仮定すると、各反射波の位相通路長は基本周期 $T = \frac{2L}{c}$ で変動している事になる。そのため位相通路長差は周期 $T$ 又はその高調波成分をもつて変動することになる。前回示したように多点反射の場合、受信電界強度の変動分は次式で示す事が出来る。

$$I(t) = \left| \sum_{i,j} u_i u_j^* \right|^2 = \sum_{i,j} u_i u_j^* \cos k [r_i(t) - r_j(t)] \dots \dots \dots (1)$$

ただし $k[r_i(t) - r_j(t)]$ は2つの電波通路*i*と*j*との間の位相通路長差の時間的变化である。そこで $[r_i(t) - r_j(t)]$ を $\Omega t$ の函数としてフーリエ級数に展開すると

$$\cos k [r_i(t) - r_j(t)] = \cos k \left[ \frac{\Omega}{\omega} + \sum_{m=1}^{\infty} \{ \sqrt{a_m^2 + b_m^2} \sin(m\Omega t + \alpha_m) \} \right] \dots \dots \dots (2)$$

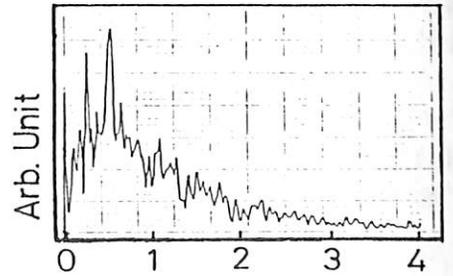
$$\text{ここで } \alpha_m = \tan^{-1} \frac{a_m}{b_m}$$

簡単のため $m=1$ とすると。

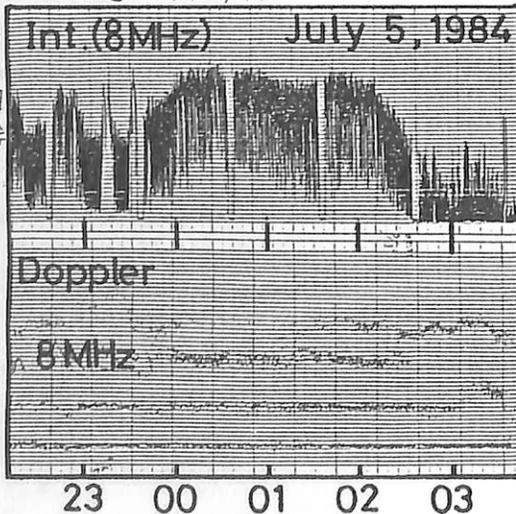
$$\cos k [r_i(t) - r_j(t)] = A \sum_{R_1}^{\infty} J_{\nu}(kR_1) \cos [kR_1 + \nu(\Omega t + \alpha) + \frac{\nu\pi}{2}] \dots \dots \dots (3)$$

ただし $R_0 = \frac{\Omega}{\omega}$ ,  $R_1 = \sqrt{a_1^2 + b_1^2}$ が $J_{\nu}(kR_1)$ は引数 $kR_1$ をもつ第一種 Bessel 関数である。

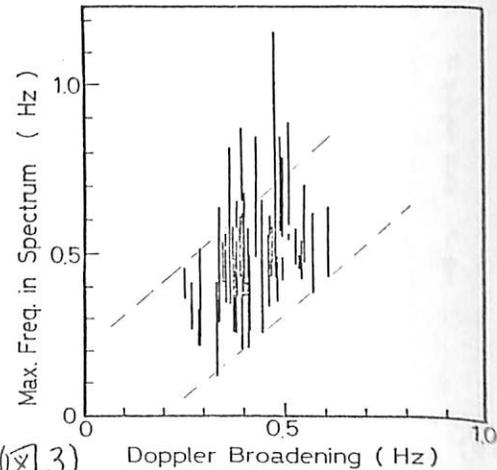
一方反射面モデルからの電界強度の時間的变化とそのスペクトル及びドップラージフトの計算結果は観測結果と極めて良い一致を示した。以上の解析からE<sub>s</sub>層では微小な擾乱存在し、それが水平に移動しているというモデルの妥当性が明らかになった。



(図2) (Hz)



(図1) Time



(図3) Doppler Broadening (Hz)

## 反射点高度の同時観測

長沢親生, 阿保 真, 金木利之  
都立大学工学部

先に、我々はHFドップラートレースとイオノグラムとの比較研究からスポラディクE層の出現時に特徴的なドップラートレースの現れることを示した。<sup>(1)</sup>今回は、それをより直接的に示すために、ドップラー観測と同じ標準電波を利用した見掛けの反射点高度の同時観測を行った結果を報告する。

見掛けの反射点高度の測定には、我々の観測点が標準電波の送信点に65Kmと比較的近距離に位置し、標準電波の2.5MHzが昼間は電離層反射波より地表波の電界強度が強いため、地表波2.5MHzの安定な標準時刻を得ることができることを利用して、Es層、E層或いはF層から反射してくる標準電波5.0MHzの位相の遅れを測定した。

具体的には、標準電波の1.6KHzの秒変調信号の正弦波が一定のレベルと最初に交差する際の2.5MHzと5.0MHzの時間差を $10^{-9}$ 分の精度の水晶発振器を基準にして測定することによって伝はん時間差の測定を行なう。測定は10秒ごとに行ないデータはマイクロコンピュータに記憶される。

図(1)にHFドップラートレースと同時刻の見掛けの反射点高度の時間変化を示す。従来我々がHFドップラートレースの中でNタイプのEs層によるトレースの出現時には、やはり反射点高度は100Km付近に安定に存在することが示されている。

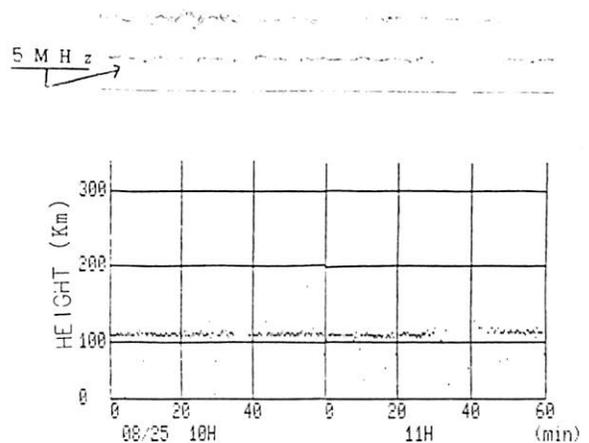
図(2)は、見掛けの反射点高度の測定例である。ただし、高さは相対的な値である。

日出時のF層の降下やEs層の出現や消滅を見ることができる。

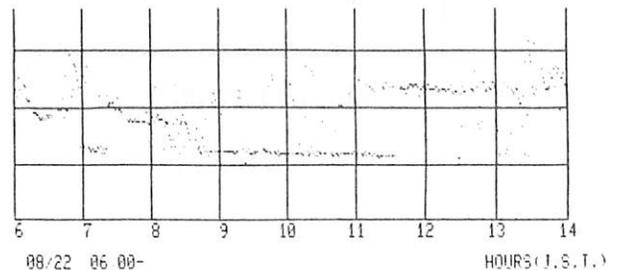
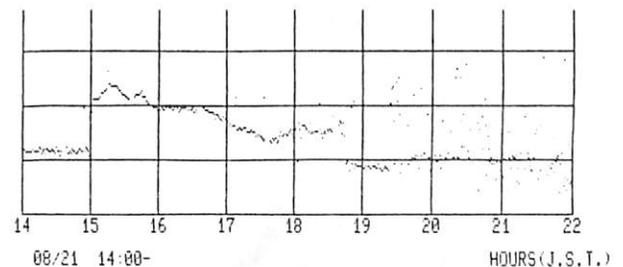
今のところ高さの分解能は約10Kmであるが、今後さらに改善することにより、N、SタイプのEs層の伝はん路長の変化を調べることが可能である。

## 参考文献

- (1) 長沢, 阿保, 金木 電子通信学会  
A・P研究会 A・P 83-24



図(1) HFドップラートレースと同時刻の見掛けの反射点高度の変化



図(2) 見掛けの反射点高度の時間変化

夏期電離層高度 (F領域) の中性風

— 夏期と冬期の場合の比較 —

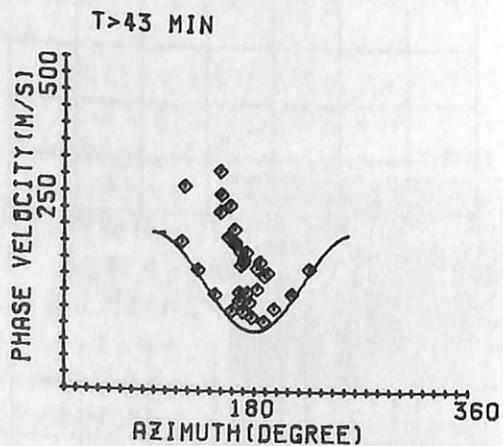
北村 泰一、 竹生 政資、 広重 法道  
九州大学 理学部

HF ドップラー技法によって、電離層高度 (200~300 km) の重力波 (ここでは周期約40分のもののみを対象にする) を検出し、その方位角の時間的変化から、背景に存在する中性風の方向と強度を推定することができる。先の学会 (1984年、春東京学会) では、関東地方における冬期の中性風を推定した。今回は、夏期 (1983年7月~9月) の中性風を推定した結果を報告する。技法は前回と同じなので、今回は結果のみをしるす。

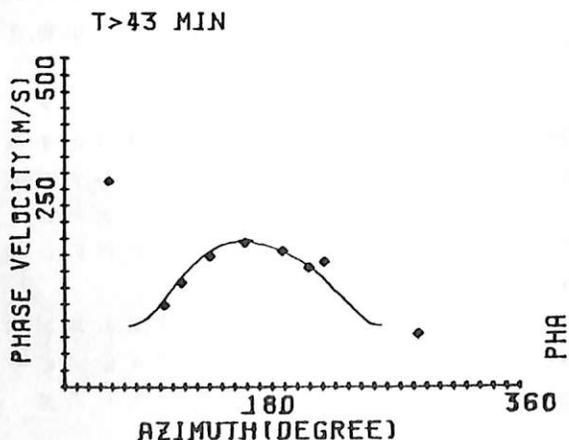
	冬期	夏期
	重力波	重力波
伝搬速度	100~200 m/sec	100~200 m/sec
方位	180° (北から南方向へ)	180° (北から南方向へ)
	中性風	中性風
風速	50~100 m/sec	50~100 m/sec
方位	0° (南から北へ)	180° (北から南へ)

1983 3 5

1983 8 7



冬期



夏期

奥沢隆志、柴田喬、一ノ瀬琢美、HFド観測グループ

(電通大) (同大工) (代表者 小川徹(京大超高層))

筆者らは、1982年9月に本邦を襲った台風18号と19号の通過に伴い、MAP観測の一端として我が国のHFド観測網の捕らえた電離層(実反射高 290 ~ 110 km)変動について、小名浜、金沢、菅平、調布、東京、富士、京都、宇治、六甲、香芝のデータをディジタル処理・解析して、それぞれの台風につき、周明範囲1~10分(音波領域)の昼間10数時間にわたる動的スペクトル特性ならびに適当な3局の組合せによるTID特性を求めた。前回報告分<sup>1)</sup>に加えて、解析事例を増した結果、現在までに得られた主な観測事実は次のとおりである。

- (1) 各局ごとに、同じ構造のスペクトルの寿命は、せいぜい約1時間であり、日出・没時にやや振幅の増大が認められるほかには系統的变化はない。
- (2) スペクトルピークの個数は1~6個であり、3分前後に出る卓越ピークは鋭い。
- (3) 水平位相速度は200m/s ~ 3Km/s(平均~500m/s)で、向きは一定していない。対応する水平波長は30~700km(平均~100km)で、竜巻や激しい雷雨<sup>2)</sup>のものよりrangeが広い。
- (4) 垂直位相速度は、200m/s ~ 3Km/s(平均~1Km/s)、波長20~1,000km(平均~200km)。ただし、事例ごとにばらつきが大き過ぎるため、18号時の東京のデータによった。

現在、対流圏-電離圏結合に関するこの方面の理論としては、大気帯域フィルター効果<sup>3)</sup>、いずれにしても含まれるとすれば、

- (a) 規準振動説(e.g., Jones and Georges<sup>4)</sup>)  
垂直温度分布の非一様性に基づく、共鳴振動の集まり、
- (b) 源泉説(e.g., Prasad et al.<sup>5); Hung and Smith<sup>6)</sup>)</sup>

擾乱源の波動放射特性が、上層に反映される、に二大別される。

今回の観測事実(1)~(4)が、このいずれに与する

かを検討するに、(2)は、詳細はともかくとして(a)説を支持しているかに思われる。しかしながら、背景の温度分布がそれほど急速に変化するとは考え難いので、(1)の結果は、この説になじまない。したがって、(3)、(4)の結果を勘案して、(b)の源泉説に傾きたいところであるが、台風が本質的に移動放射源(平均水平移動速度約30km/hr)であることから、規準振動系に対する励起源の位置変化は、受信スペクトル(少なくとも探査電離層での)に深刻に影響するかもしれない(既存の理論は、実質的に高さ方向だけの一次元問題)(竹生政資氏、私信)ので、(1)の結果は、(a)説にとくに矛盾しない可能性がある。規準振動説に基づく理論計算には、今後この要素を加味する必要がある。また、(b)の源泉説を直接に検証するには、やはり、台風中の各種乱流細胞の生存時間とか、放射音波スペクトル、対流圏界面上に突出した雲の力学運動の観測を、HFド観測と同時に行うべきであろう。

#### 参考文献

- 1) 奥沢、柴田、一ノ瀬、HFド観測グループ、第75回日本地球電気磁気学会、(1984)
- 2) Smith, R.E. and R.J. Hung, J. Appl. Meteor., 14 1611, (1975)
- 3) Georges, T.M., Rev. Geophys. Space Phys., 11 571, (1973)
- 4) Jones, R.M. and T.M. Georges, J. Acoust. Soc. Amer., 59, 765, (1976)
- 5) Prasad, S.S., L.J. Schneck and K. Davies, J. Atmos. Terr. Phys., 37, 1357, (1975)
- 6) Hung, R.J. and R.E. Smith, J. Geomag. Geoelect., 31, 183, (1979)

石嶺 剛

電波研 平磯支所

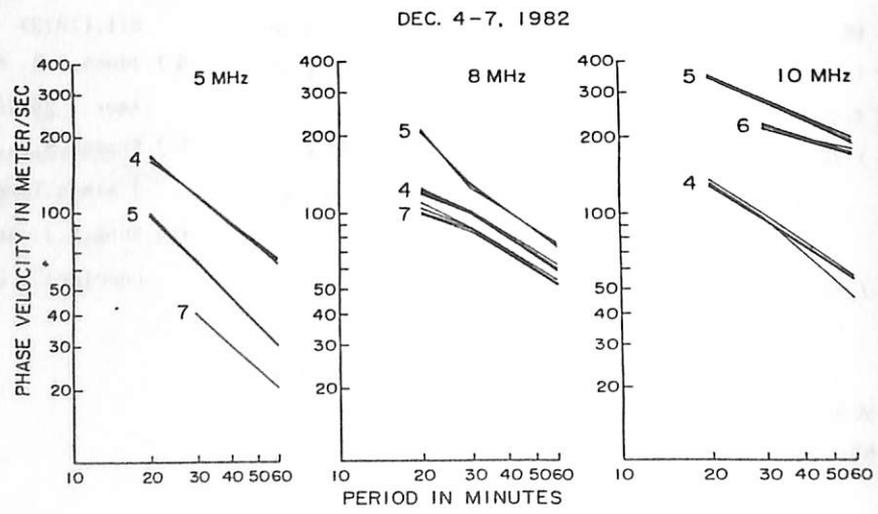
浮力を復元力とし、鉛直方向に伝搬モードを有する内部重力波の電離圏領域での存在は *Hines* が提唱して以来、これを疑う者はいないようであるが、これを裏づける直接的な証拠は乏しい。この説を検証する有力な方法としてHF電波のドプラ-観測法があげられる。この方法では大気波動に伴う大気の上下動をHF電波の反射高度変動として検出するこゝができ、電離層大気波動の性質を調べることが可能である。内部重力波を検証する有力な手がかりとしてその分散特性があげられる。つまり理論的に予測される分散特性が観測データにより裏づけられれば、観測された波動は内部重力波とみなして差支えない。そこでHFドプラ-の三隻(岡分寺, 犬吠, 平磯)観測資料を用いてスペクトル解析を行い、冬季F層大気波動の分散特性について調査した。この調査には1982年12月4-7日の各9時39分-14時35分の約5時間長の5, 8, 10 MHzデータを使った。データ間隔は1分であり波による欠測区間に対してはLagrange補間値を用いた。このデータから低周波成分(60分以下)を除去した後、犬吠-岡分寺, 犬吠-平磯, 平磯-岡分寺間の相互相関を求め、これからCospectrum, Quadrature, Coherenceを計算し、Coherenceが大きい組み合わせを選出して、20-60分周期成分波の位相のずれを算出して位相速度を求めた。

上記述べた方法で求めた位相のずれを速度と周期との関係を図に示す。図示したのはCoherenceが0.34以上のもの(注)で、5日のデータはすべてこの条件を満たすが、6, 7日には0.34を超えるのは少ない。この図で特徴的なことはVとTは両対数図で縦軸ではほぼ直線の関係が成立することである。すなわち、両者の間には $V \propto T^{-1}$  (n>0) が成立し、位相速度は周期が長くなるにつれて減少する。しかもこれは高度とともに小さくなる傾向が見られる(表参照)。これは一般流の高度変化と関連してはいる可能性がある。波動の進行方向は周期、高度に關係なくほぼ北西から南東へ向かう。なお8, 10 MHz資料から求めた波動の位相を比較すると10 MHz反射高度の位相が遅み、下向きの位相速度成分を有することから(両高度差は30-40 km)。

理論によると内部重力波の位相速度は周期とともに増大し、この解析が得た結果と矛盾する。この矛盾がどうして生ずるのかわかり、この問題は今後の大気層検討課題である。

第1表 指数nの高度変化。  
括弧内数値は周期30分、60分  
から求めたことを示す。

1982年12月	5 MHz 反射高度	8 MHz 反射高度	10 MHz 反射高度
4日	0.96	0.63	0.80
5日	1.1	0.93 (0.66)	0.53
6日			0.23
7日	(1.0)	0.63	



菊池崇\* 大塩光夫\* 大谷晃\*\* 貝沼昭司\*

\*電波研究所 \*\*大吠電波観測所

は講演で述べる。

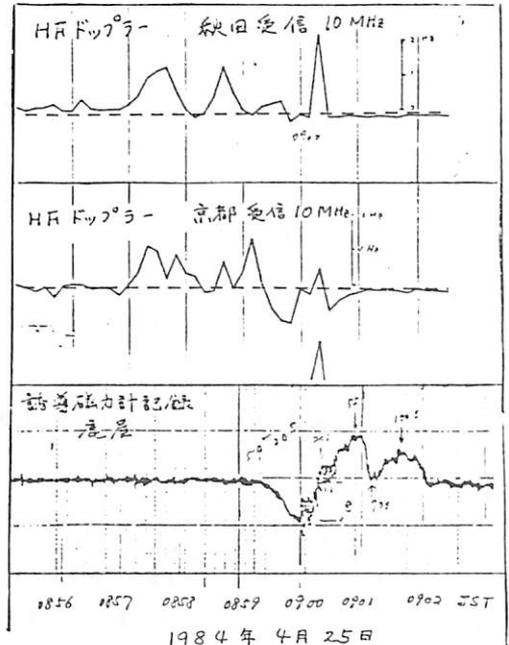
謝辞 京都におけるHFドップラーデータは京都大学の筒井穂氏により、地磁気データは気象庁地磁気観測所の上井哲也氏により提供されたものであることを記し、謝意とします。

1984年4月24日23<sup>h</sup>57<sup>m</sup> UTに発生した重要度X13/3Bの巨大フラッシュによりD層からF層にかけての電離圏が大規模な電離を受けた。大吠受信のNWC(22.3kHz, Australia)信号には297°の大さきを持つSPAが記録され、E層ダイナモ電流が強化された結果、柿岡で32.5nTのSfeが生じ、F層の強い電離により国分寺で観測された全電子数が80%増加し、秋田受信のJTY 10MHzは1.5Hzのドップラー変化が観測された。

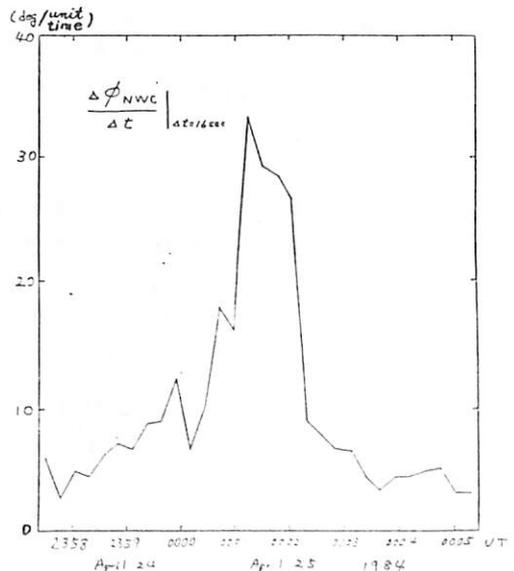
今事象中の電離圏突然擾乱の最大の特徴は脈動性的な変化を伴ったことである。★1図上段に示すように、4月24日23<sup>h</sup>57<sup>m</sup>のフラッシュ開始と同時に秋田受信のJTY 10MHzの周波数は増加し、4月25日00<sup>h</sup>00<sup>m</sup>30<sup>s</sup>に電波消失するまでの間に約1分の周期で振動するのが見出された。同様の変化は京都においても観測された(★1図中段)。フラッシュ開始より約2分後の23<sup>h</sup>59<sup>m</sup>20<sup>s</sup>に産屋の誘導磁力計記録上にもやはり1分程度の周期を持つ脈動が観測された(★1図下段)。同様の地磁気脈動が女満別、柿岡でも観測され、その形は観測点で10秒以下の精度で同相であった。

HFドップラーと地磁気に見られた脈動の原因として二つのものが考えられる。一つは電離源である太陽XUVが周期変動し、F層やE層の電離が脈動的に変化すること。他の一つの原因は電離層への急激なエネルギー流入により大気振動や磁気流体振動が励起されることである。

★一の原因を検討するため、NWCの位相変動(SPA)の16秒毎の変化分を★2図にプロットした。23<sup>h</sup>58<sup>m</sup>~00<sup>h</sup>02<sup>m</sup>の間に振動性的な変化が認められる。VLF位相の変化は電離源である太陽X線の変化と考えることができる。この他、HFドップラー、地磁気共に、その脈動が異なる2~3地点ではほぼ同相の変化を伴っていることは、変動の原因であるXUVが周期変化することを示唆する。GOF5-5で測定されたX線束の解析結果と詳細な議論



★1図



★2図

# 春日井における短波標準電波の ドップラー観測に見られる日出効果

米沢 利之, 武知 英明  
(中部大工)

春日井で受信された 10 MHz 標準電波の記録に、ノイズ状のトレースが日出時に時々見られることがあつた。第 1 回はその一例で、昨年 3 月 24 日の 6 時 20 分頃から数 10 分にわたり認められる。記録上に停波が見られなかつたので、本邦の電報でないことは確かであるが、これについてやや詳細に調べてみた結果、中国の西安からくるものであることがまず間違いなしとの結論が得られるので、その経緯を報告する。

F<sub>2</sub> 層の下側の電子密度分布は放物線形で表せるものと仮定し、ピーク電子密度  $N_m$ 、そのレベルの高さ  $y_m$ 、層厚  $y_p$  とすると、高さ  $y$  の関数としての電子密度  $N$  は次式で与えられる：

$$N = N_m \left[ 1 - \left( \frac{y_m - y}{y_p} \right)^2 \right] \quad (1)$$

正常波が地球磁場に垂直にこの中を伝わる場合には、電離層の曲率を無視すれば、電離層内の電波の通路の式は次のようになる：

$$y = y_m - y_p \sqrt{1 - \left( \frac{\omega}{\omega_c} \cos i_0 \right)^2} \cosh \left( \frac{\omega_c}{\omega \sin i_0} \cdot \frac{x}{y_p} \right) \quad (2)$$

ただし  $x$  は水平方向の距離（座標）で、 $i_0$  は電波の電離層への入射角、 $\omega$  は使用電波の角周波数、 $\omega_c$  は電離層の臨界周波数であり、座標原点は反射点直下の地球表面上にとつてある。実際の電波通路はこれに地面と電離層の間の直線部分が加わつたものになる。

送信点と受信点とが与えられた場合には、その間の距離を  $D$  とすれば、入射角を決める式は次のようになる：

$$y_p \log \frac{1+u}{1-u} + 2 \frac{y_m - y_p}{u} = \frac{D}{\sqrt{\tau^2 - u^2}} \quad (3) \quad ; \quad \tau = \omega / \omega_c, \quad u = \tau \cos i_0$$

$\tau$  は既知と考えられるから、(3) を  $u$  について解けば  $i_0$  が求められる。

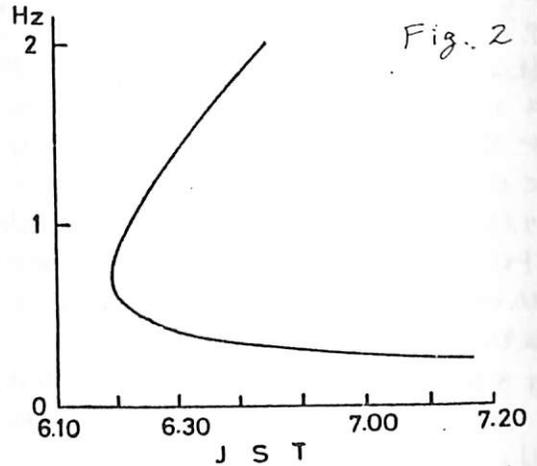
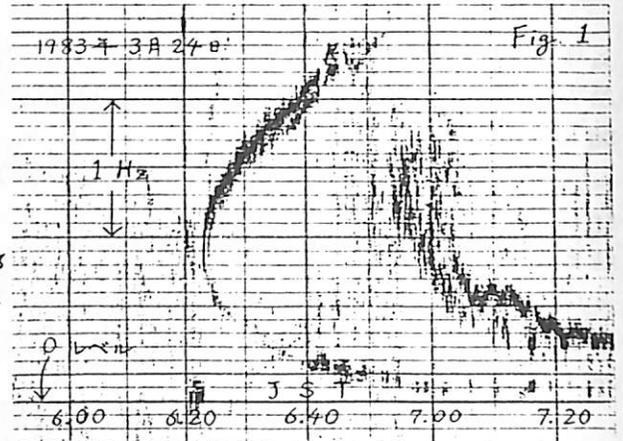
最後に電波通路の位相路の長さ  $s$  は、以上得られた式を用いて、次のように計算される ( $n$  は屈折率)：

$$\phi = \int n ds = 2 \left\{ \frac{h_{min}}{\cos i_0} + \frac{1}{2 \sin i_0} \left[ \left( 1 - \frac{1}{\tau^2} + \sin^2 i_0 \right) \left( \frac{D}{2} - h_{min} \cdot \tan i_0 \right) + \frac{\pi}{2} \left( \frac{1}{\tau^2} - \cos^2 i_0 \right) \operatorname{sinh} \left( \frac{D - 2 h_{min} \cdot \tan i_0}{2} \right) \right] \right\} \quad (4)$$

ただし  $h_{min} = y_m - y_p$  は電離層の最低層高、また  $s = \tau \sin i_0 \cdot y_p$  である。ドップラー偏移  $\Delta f$  は中の時間的変化の割合から次式により求められる (ただし  $c$  は真空中の光速)：

$$\Delta f = - \frac{f}{c} \frac{d\phi}{dt} \quad (f = \frac{\omega}{2\pi}) \quad (5)$$

以上の式から、反射点の電離層の状態を適当に推定してドップラー偏移を計算すると、第 2 回のようになり、全体としてはかなりよく観測と合つてゐるので、最初述べたように結論してよい。



# full wave 法によるビーム波のhop距離 簡易計算法

満 深 正 喜   長 野 勇   深 見 哲 男   堀 井 実  
( 全 決 大 学 工 学 部 )

1. はしがき   幾何光学的手法が適用できない下部電  
離層中のVLF波伝搬において波動論的に反射ビーム  
波のhop距離を求める簡単な手法を導いた。つまり、  
反射ビーム波の振幅が最大になる条件を3つの相異  
なる波数の平面波で近似し、そのfull wave解に基  
いてhop距離を求める手法である。

本論   図1のように自由空間より電離層へ入射した  
ガウスビーム波の層下端における電界強度分布は

$$E_y(x, 0) = \cos \theta_i \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x) R(k_x) e^{-j k_x x} dk_x \quad (1)$$

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

$R(k_x)$ : 波数  $k_x$  の反射係数.

ビーム波の電離層出口位置  $x$  で (1) の振幅が最大  
になる条件より

$$\int_{-\infty}^{\infty} B(k_x) e^{-j k_x x} dk_x = 0, \quad B(k_x) = k_x A(k_x) R(k_x), \quad (2)$$

(1) の各素平面波が合成されて出口  $x$  で振幅が最大  
になると見なすが、これを  $k_{x0} - \delta k_x, k_{x0}, k_{x0} + \delta k_x$  の3つの波数平面波の近似で

$$B(k_{x0} - \delta k_x) Y^2 + B(k_{x0}) Y + B(k_{x0} + \delta k_x) = 0, \quad (3)$$

$$Y = \exp(j \delta k_x x)$$

層の出口  $x$  が1つという物理条件より (3) の近似解  
として (3) の重根をとる。  $|B(k_{x0})| = 2|B(k_{x0} - \delta k_x)|$  により、

$$x = [\arg R(k_{x0} - \delta k_x) - \arg R(k_{x0})] / \delta k_x \quad (4)$$

(3) の  $1/Y$  に対し  $x$  を求め、

$$x = [\arg R(k_{x0}) - \arg R(k_{x0} + \delta k_x)] / \delta k_x \quad (5)$$

(4), (5) の平均を  $x$  とし、  $\delta k_x$  を hop 距離を得る。

オメガ波 13.6 kHz を対馬から金沢方向に、図2  
の電子密度分布の電離層に入射角  $\theta_i = 64^\circ$  で入射さ  
せた場合の  $\parallel R$ ,  $\perp R$  の反射波に対する  $x$  を求めた  
例に  $x$  の厳密解と見なしたFFT計算値とを図3。  
4に示す。図よりビーム波中に3つの  
平面波で近似的に求めた  $x$  の値がFFT計算で振幅  
が最大より求めた値に比較的良好に合っている。  
結論   ビーム波の3つの素波によるhop距離を簡  
単に求める手法と一例を示した。

文献 (1). 瑞穂, 西野, 木村, 中村, full wave 法に  
よるhop距離の一計算法, 電気学会, 電磁界理論  
研究会資料 EMT-82-70, p129-138, (1982年10月).

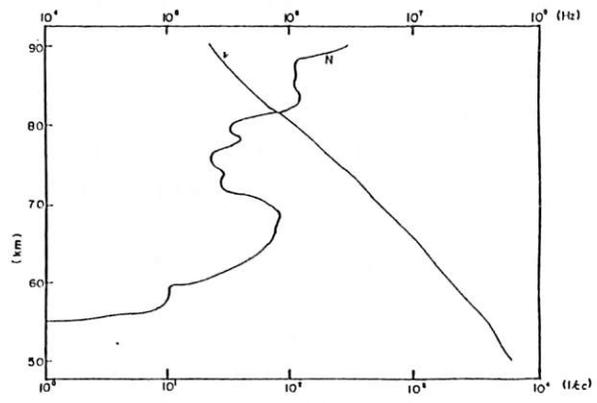
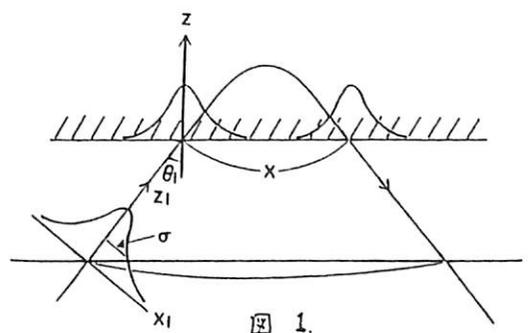


図2. Mechtly & Smith 報告の電子密度分布.

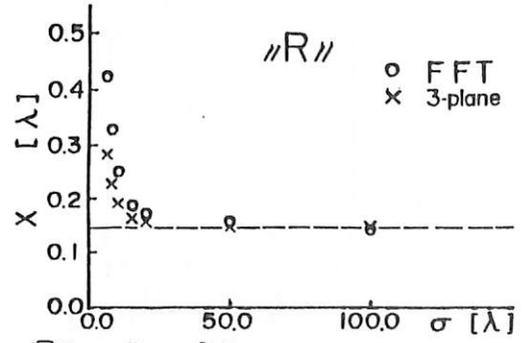


図3  $\parallel R$  の場合の  $\sigma$  と  $x$

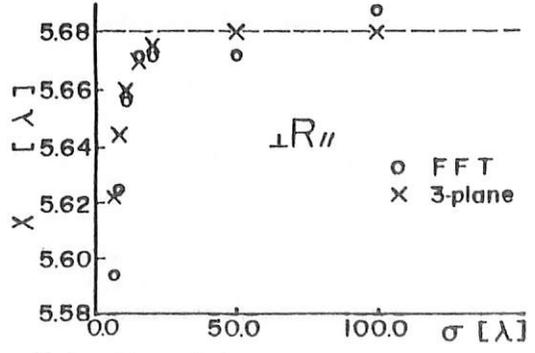


図4  $\perp R$  の場合の  $\sigma$  と  $x$

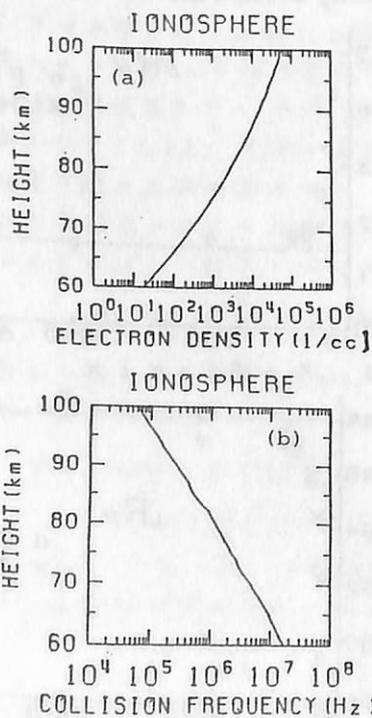
# 1-20 異方性電離層による導波管モード減衰特性の Full wave法による計算法

木村碧根 望月規弘 佐々木主税 橋本弘藏  
(京都大学工学部)

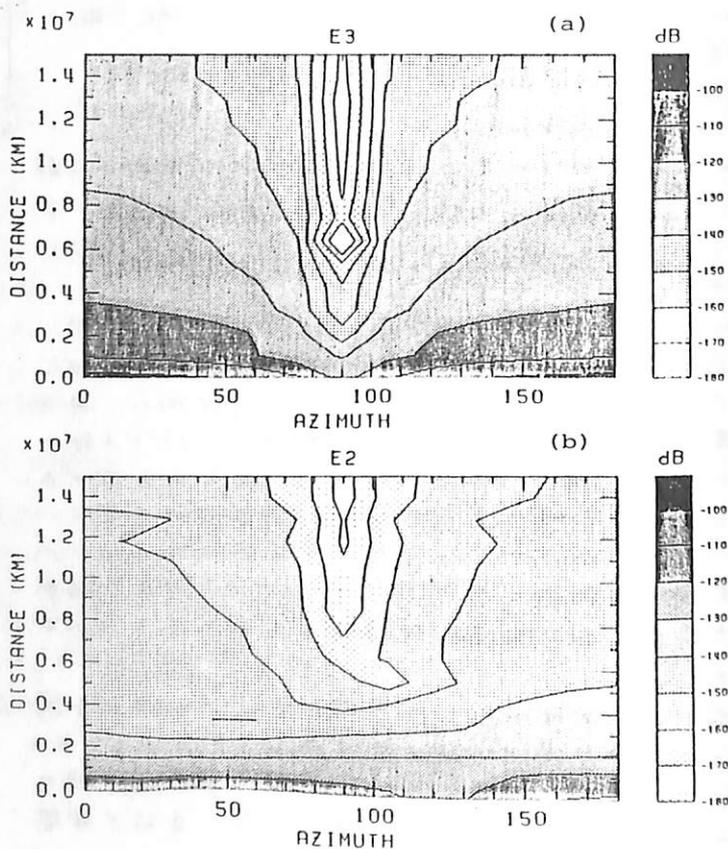
地上のVLF局信号を衛星で受信したときの信号強度の妥当性をチェックするため、送信局から導波管モード伝搬を経たのち電離層を通過して上側に到達する信号強度を理論的に計算することが必要である。まず導波管モードについては、すでにこれまで多数の研究があるが、地磁気を考慮し、指数関数的電子密度をもつ電離層について、かつ任意の方位角に対して、近距離も含めて減衰特性を定量的に求めることは容易ではない。

一方Full Waveの解析法は、上記のような条件のもとで電離層の反射係数を求めることができるから、波源から受信点に到達する信号強度の推定を多重反射波の合成により行うことを試みた。この場合には、地球の曲率を考慮して同心球状の導波管として取り扱うことができる。なお簡単のために電離層電子密度、平均衝突回数の分布(計算に使用したものを第一図に示す)は反射点の場所によらないものとする。我々の最終目的は電離層の上側での信号強度マップを作ることであるが、本報告ではその第一ステップとして、導波管モードの減衰特性を与える信号強度マップを求めた。電離層での反射回数は伝搬距離に依らず20回まで取った。送信源は南極サイブル局とし、5 kHz、1 Wの電力を東西方向に張った半波長アンテナから出したものとして、方位角15度おきに距離1000~14000kmの範囲を1000kmの間隔で計算し、磁北からの方位角と距離の関数としてコントゥアマップを描いたものが第二図である。同図の(a)は送受信点を結ぶ大円の面に直角な水平成分電界強度の振幅を、(b)は垂直電界成分であり方位角依存性が異なっている。また図で1 V/mを0dBとしており-100~-180dBの範囲を示す。

最後にこの計算には、金沢大学長野氏等により作成されたFull wave解析プログラムを使用させていただいた。ここに謝意を表す。



第一図 電子密度と衝突回数



第二図信号強度の方位角-距離特性

# オメガVLF電波( $f=13.6\text{kHz}$ )の異常性 電波管内での伝搬特性 (II)

馬場清英  
(中部大学工)

前々全講演会にて、オメガ電波(BGK波)の赤道越え伝播での東西非対称伝播特性の理論的検討を行ったが、計算結果について報告した。それは菊池(1983)によって、東西非対称と不可伝播路として示されたもののうち、HAIKU-Auckland(Australia:ET)及びREUNION-Imabe(Japan:TE)の両伝播路について、モード伝播特性及び位相日変化量と、菊池(1983)、Lynn(1975)等の測り値と比較した。使用した空間電荷層電子密度分布はDeeks(1966)にある中緯度でのモデル(suspension model)と、指数周数分布を用いた。HAIKU-Auckland伝播路については、その異常に小さい位相日変化量と、REUNION-Imabe伝播路については、中緯度での位相日変化量とかわらぬこと、特定の電子密度分布の場合に説明がつかないことを示した。しかしながらこれらと説明するたために昼間、夜間の電波管内では、どうも1次モードの非対称伝播しうと仮定してある。

Lynn(1975)はHAIKU-Auckland、伝播路(ET伝播)での日中、日没時における受信波の位相の異常を示すまい、及びその異常に小さい位相日変化量を説明するたために、2つの考え方を提出している。

- (1)夜間に伝播するモードは単一モードであること仮定が、磁気赤道付近でこのモードの位相速度が大きくなり、昼間、1次モードのそれとこえてしまう必要がある。
- (2)夜間の部分と伝播しうものは多モードであり、日没時の位相異常、及び位相日変化量は、多モードによるモード干渉の結果である。

菊池(1983)はHAIKU-Fremantle(Australia)のET伝播路について、ほぼ同じ位相日変化量を示すと同時にLynn(1)の解法が測定結果を説明しうると結論づけている。事実、前々回に報告したように、磁気赤道付近での1次モードの位相速度が急激に増大しうることと示すことができた。しかしながら、モード干渉、立場と現段階では捨てるべきものではないと認められる。

今回は、この2つの解法について考察する。

- (1)単一モード伝播については、位相モードの周波数、反射率、減衰率等より行う。
  - (2)多モード伝播とすうとき、モード干渉による位相日変化量の変動を評価する。
  - (3)多モード伝播による日没時のモード干渉の可能性。
- これら3点について、個々の伝播路及び電子密度分布モデルの場面に検討する。

参考文献  
 Kikuchi JATP 45, 243, 1983  
 Lynn JATP 37, 1375, 1975  
 Deeks Proc. Roy. Soc. 291, 413, 1966

長野 勇 満保正喜 深見哲男 (金沢大工)

1. はじめに

冬期、午前11時ごろ内之浦の上空に現われる高  
 温度層の総合観測としてK-9M-72号機が打  
 ちあげられた。筆者らは、(1)D層の電子密度、  
 (2)E層付近の衝突回数の測定を担当した。その  
 結果の一部はすでに発表した。今回は、衝突回数  
 の測定をサポートするために同ロケットで測定し  
 たJ J Y 8 M H z信号強度の高度分布をW K B法  
 及びRay pathを利用して解析したので報告する。

2. 観測装置及びデータ

図1にJ J Y 8 M H z電波測定用受信機及び電子  
 密度測定のための固定バイアスプローブのブロッ  
 クダイアグラムを示す。図2はロケットの全飛  
 しょう時間における各F Mテレメータの出力であ  
 る。受信アンテナとして、ロケット軸より垂直に  
 突き出した長さ30cmの角柱(1.8cm×1.0cm)形を  
 したwhip ant.を用いた。J J Y 8 M H z信号強  
 度分布は上・下降時ともほぼ同じ分布をしており  
 以下の特徴がある。

- (1)高度50km-100km間で、電波がD層を通  
 過しているにもかかわらず、信号強度が減少して  
 いない。
- (2)高度110km付近に約10dBの強度の増大  
 が見られる。
- (3)高度177km、209kmの点でそれぞれス  
 テップ状に約10dBの減衰が見られる。

3. 解釈

同時搭載のプローブによる電子密度データを用い  
 て、J J Y送信局からロケット観測点までの電波  
 通路及びW K B近似法による吸収量を調べたところ、  
 (3)のステップ状の変化は両方共正常波(O  
 モード)が伝搬してきたものであり、高度177  
 kmでの反射はOモードの電離層1回反射、高度  
 209kmでは2回反射によるものであることが分  
 かった。図4にその電波通路を示す。

参考文献

長野 他 : 72回講演予稿集、昭57、10。

PB-15

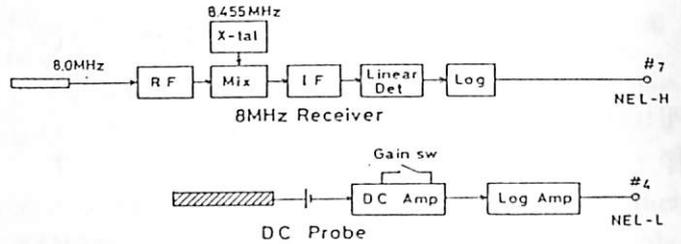


図1. 観測装置のブロック図。



図2. 全飛しょう時のTMデータ。

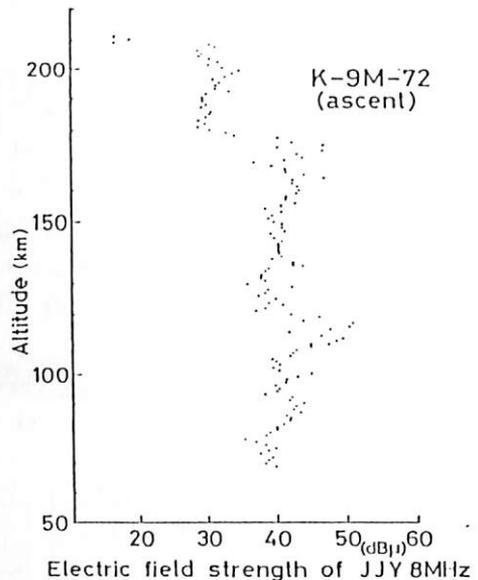


図3. J J Y 8 M H z信号強度分布。

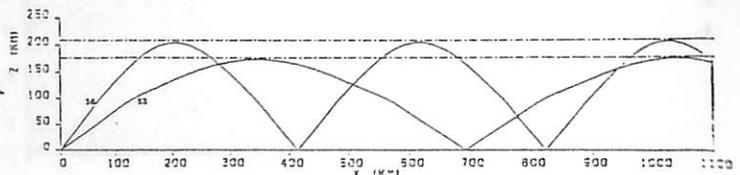


図4. 電波通路の計算例(Oモード)。1及び1回反  
 射波の最高到達高度。

# 東京における静止衛星ビーコンによる全電子数

## 長期観測結果 (1977年-1983年)

皆越尚紀 山下則文 喜田ちう 新野賢爾  
(電波研究所)

電波研究所では、1977年春以来、130°Eに静止したETS-IIの136MHz電波のフレージー回転を利用して、電離圏全電子数の連続観測を実施している。ここでは東京小金井(35.7°N, 139.5°E; 高度300kmの sub-ionospheric point 33.5°N, 138.7°E)で観測された、第21太陽活動サイクルの極大期を中心に、その上昇期から下降期の1977年4月から1983年12月までの全電子数の日変化、季節変化、太陽活動依存性について報告する。

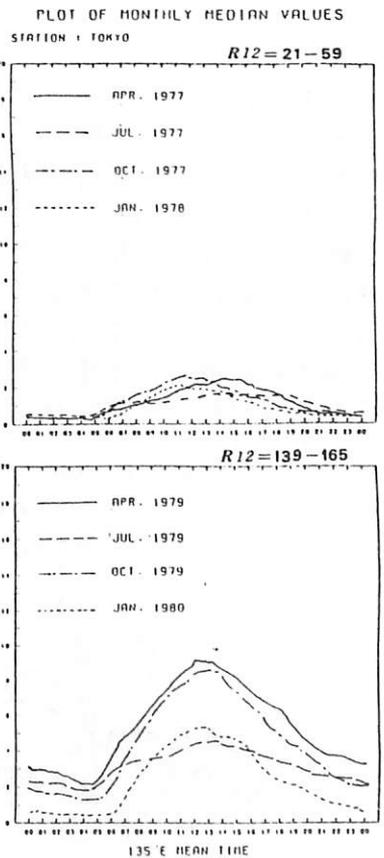
第1図に太陽活動の極小と極大に近い期間について、四季を代表する4月、7月、10月、1月の全電子数の月中央値の日変化を示す。全体的に、全電子数は太陽活動の増大に伴ない大きくなっているが、日変化は季節によって大いに異なっている。春秋には日出とともに急上昇し、正午過ぎに極大に達する。その後日没まで急激に下降し、夜間になると減少は緩やかとなり、日出直前に極小になる。夏冬季に比べて極大値は大きく、春秋を比較した場合、春の方がやや大きい傾向にある。夏は春秋と同様に、日出後急上昇するが、06時頃増加率が低下し、13時30分頃に極大に達し、その後日没時近くまでほとんど変わらない(太陽活動の極小期)か、ゆっくりと減少し(太陽活動の極大期)、夜間は春秋とほぼ同じ変化をする。冬は日出後単調に極大値まで上昇し、その後日出直前の極小値まで緩やかに減少する。極大に達する時刻は太陽活動が弱い程早く、1978年の場合は11時頃で、強くなると他の季節と同じく正午過ぎになる。

第2図は、全期間について各月の月中央値の最大値と最小値の変化を、太陽黒点数の12ヶ月移動平均値とともに示したものである。全体的には全電子数は太陽黒点数と同じ振舞いをしており、季節的には最大値は春秋に極大をもつ半年周期で変化し、最小値は春から夏にかけて極大、冬に極小をもつ1年周期で変化している。月中央値の diurnal ratio (1日の最大値/最小値)を求めると7.5のようになる。

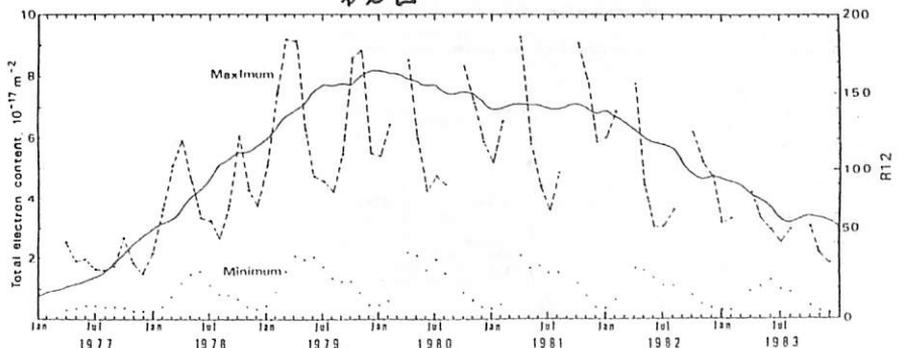
年 (太陽黒点数の12ヶ月移動平均)	4月	7月	10月	1月
1977-1978 (R12=21-59)	8.3	4.0	7.2	7.9
1979-1980 (R12=139-165)	4.2	2.7	7.1	12.9

太陽活動に関係なく、夏が最小で、冬が最大となっているが、太陽活動が活発になると、夏はさらに小さく、冬はさらに大きくなり、その間の春秋は夏と冬の逆向きの変化にばらわれて微妙だが、春は小さくなり、秋はあまり変わらないようである。

第1図



第2図



# 衛星電波シンクレーションへの

## スプラディックE層の影響

新野賢爾 皆越尚記 山下則文 杉内英敏 吹留重春 石嶺 剛  
(電波研究所)

Es層のうち、特に中緯度に発生するものは、日本を含む極東地域に最も卓越し、その最盛期は5月から8月までの夏季であるので、実験は昨年5月末から7月末に実施した。実験地はイオノゾンデ、JJY標準電波及び静止衛星ETS-IIの電波観測が整っている東京中心とする関東一円とし、Fig. 1に示すような地点である。

すなわち、各峰から送信されるJJY電波及びETS-II経路からの136 MHzビーコン波をそれぞれ熱海及び宇都宮で受信することにより電波の反射角及びEs高度通過地点が丁度電波研究所で実施しているイオノゾンデ観測と同一地点となる。このため、各観測間の相互比較が可能となりEs層伝搬特性の研究に有利である。観測項目とその諸元についてはFig. 1表に示す。

観測資料解析の結果、日中時はJJY 8 MHz波のEs層散乱の出現及びイオノグラムパラメータのうちEs散乱を示すfoEs (foEs - fbEs) がシンクレーション発生と良好な相関を示し、それぞれ0.48及び0.49であった。夜間

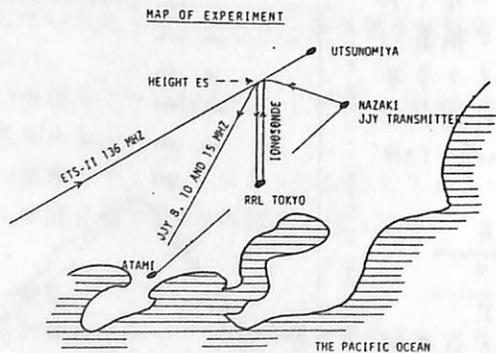


Fig. 1

ITEMS AND SITES OF EXPERIMENT

OBSERVATION ITEMS	TRANSMISSION SITES	OBSERVATION SITES	REMARKS
FIELD INTENSITY (8MHz, CONTINUOUS OBS.)			G.C. DISTANCE 139.6 KM
DOPPLER SHIFT (8, 10, 15MHz EVERY 4 SEC)	JJY NAZAKI (36.2°N, 139.9°E)	ATAMI (35.1°N, 139.0°E)	ELEVATION (ES) 57.6°
FARADAY ROTATION (8MHz, CONTINUOUS OBS.)			EQUIVALENT FREQ. 6.3MHz (ES)
SCINTILLATION (136MHz, CONTINUOUS OBS.)			
FARADAY ROTATION (136MHz, CONTINUOUS OBS.)	ETS-II SATELLITE (0°, 130.0°E)	UTSUNOMIYA (36.5°N, 139.9°E)	AZIMUTH 196.0°
			ELEVATION 47.3°
IONOSPHERE (1 - 20 MHz, EVERY 5 MIN.)		KOGANEI, TOKYO (35.7°N, 139.5°E)	

Fig. 1 Table

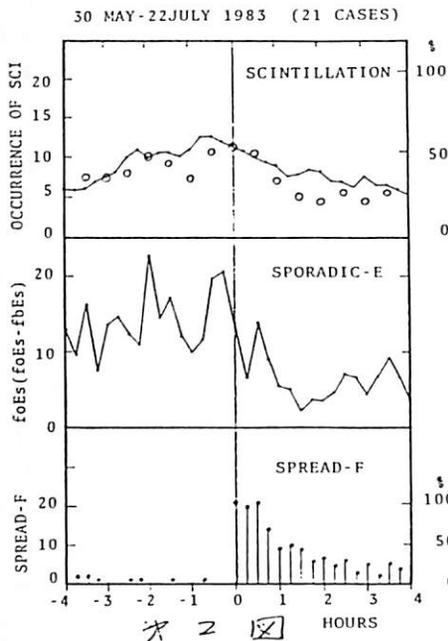


Fig. 2

は日中のように単純でなく、Esのみでなく従来からいわれているようにスプレッドFとの相関も認められた。

このような夜間の衛星シンクレーション因の複合関係を明らかにするため、本期間中系列的に発生した21のスプレッドF系列の開始時間をKey時間として、Es層及びシンクレーション発生時の平均的推移をFig. 2に示す。Es層はスプレッドF開始時(0時)のすぐ前にも数時間前から活動をしており、その活動の低下時前後にスプレッドFが始まっていることが認められる。このことは、EsとスプレッドFは、互いに独立した現象でないことを示している。

これらの現象間に一次的な関係を設定して導かれた経験式によって、シンクレーション発生率を算出した値を图中丸印で示した。観測とは良好一致を示すことが認められた。

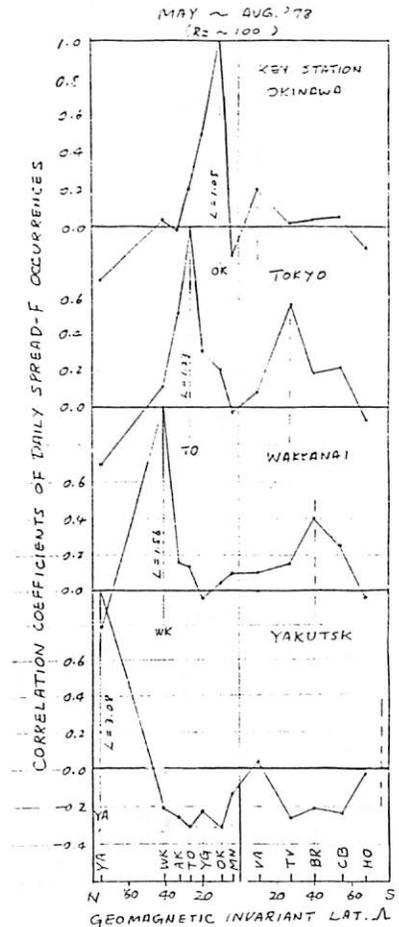
# スホラディックE層に伴う スプレッドF発生とその地磁気共軌性

新野賢爾  
電波研究所

静止衛星ETS-IIから発射される136MHzのビーコン電波による、シンチレーション及び全電子数観測結果の解析から、シンチレーションの原因は電離圏スプレッドF及びスホラディックE層の出現に伴うことが明らかになった。さらに、この二つの原因間に因果関係が認められたことが本研究の発端となった。

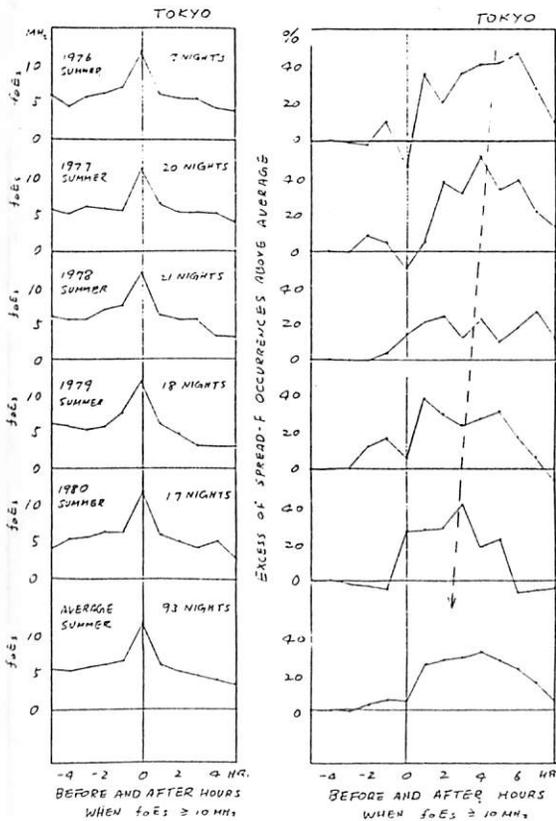
オ1図は東京のイオノグラムについて、夏の夜間、foEsが10MHzを超える時刻を0時として、Chreeの重ね合せを行ったものである。右側にスプレッドF発生率の平常値からの偏差を示す。年ごとに発生時間差が認められるものの、平均として1~7時間後に20~40%の増加が明らかである。

オ2図は、日本/豪州ロクターについて、スプレッドFの地磁気共軌特性を調らるるため、1978年5月~8月の期間(北半球の夏)について4つのKey局



オ2図

Okinawa ( $L=1.05$ ), Tokyo ( $L=1.23$ ), Wakkanai ( $L=1.56$ ), Yakutsk ( $L=3.08$ ) 二と、日毎のスプレッドF発生率の相互相関を示したものである。このうち、Tokyo, Wakkanaiについては南半球の共軌帯に当る Townsville, Brisbane においてそれぞれ0.6及び0.4の有意な相関がえられた。これらのことから、中緯度地域のスプレッドFは、夏半球に卓越する局地的なEs層生成に關する沿磁力線電流による上方F領域への擾乱のみならず、冬半球の地磁気共軌帯F領域への擾乱によって発生することが示唆される。



オ1図

— 遠距離短波回線への影響 —

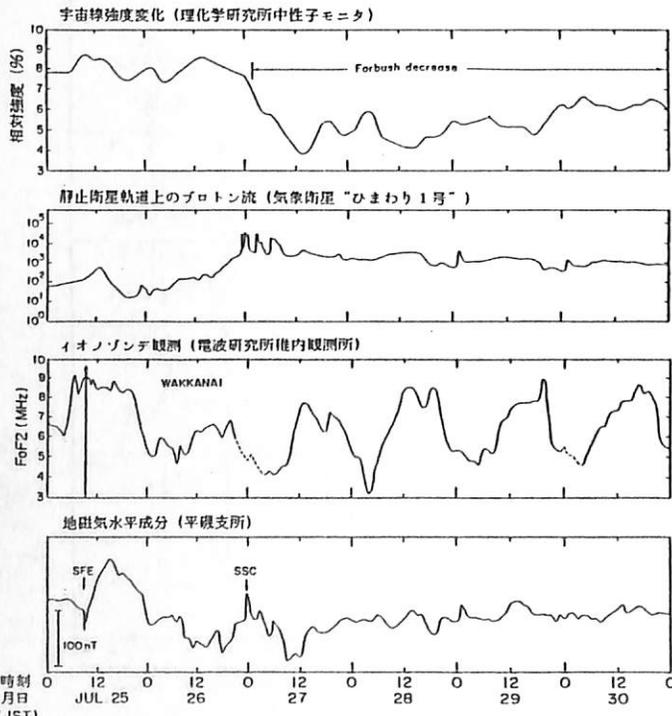
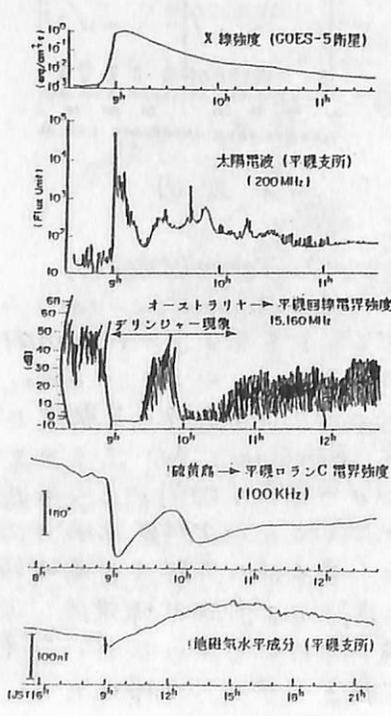
森 弘隆

電波研平磯支所

太陽活動は1980年以後下降期に入り、最近では黒点数も極大期の1/2に低下しているが、4月25日太陽面東縁に久しぶりに大きな黒点群が現われ、フレアを頻発しはげら生長し、25日08:56JSTに光学的重要度3B、X線強度X1.3.0という巨大なフレアを発生させた。これに伴って発生した太陽電波バーストもケタはずれに大きく、タイプII, 及びIVのスペクトル型をしていたので、地球周辺にかかりの擾乱が及ぶものと予想された。

平磯支所の観測によれば、フレア発生と同時に太陽電波(100M, 200M, 500M, 9500MHz)フラックスは急増し、地磁気記録計に明瞭なSFEが観測され、各短波回線は数10分間にわたってSWF(デリンジャー現象)の状態となり、また、UランC電波にも顕著なSPAが観測された(左図)。その後の地磁気記録によれば、26日23:49JSTのSSCによりフレアに

伴う磁気嵐が開始し、翌27日21:00JST頃終了した。この間の地磁気変化量は約17nTで、比較的小規模であった。SSCとほぼ同時に静止衛星軌道上の高エネルギープロトン(1.2-4.0MeV)流速が急増し、宇宙線強度はForbush減少を始めた(右図)。電離層観測は磁気嵐期間中の4月26日から28日まで全観測所で行われ、観測体例がとられ、電離層の緯度特性に関するデータが得られた。平磯支所観測された電離層の遠距離短波回線への影響は、極圏以下の通りである。北極圏周りのフェレ回線は4月26日から5月1日まで受信不能状態に陥り、WWV(ワト・コリンズ)回線は4月26, 27日受信不能となり、27日から徐々に回復に向かった。一方、WWVH(ハファイ)回線、及びオーストラリア回線はどの中、低緯度回線にはほとんど影響が現われなかった。



五十嵐善良、小川忠彦、田中高丈、山崎一郎  
(電波研究所)

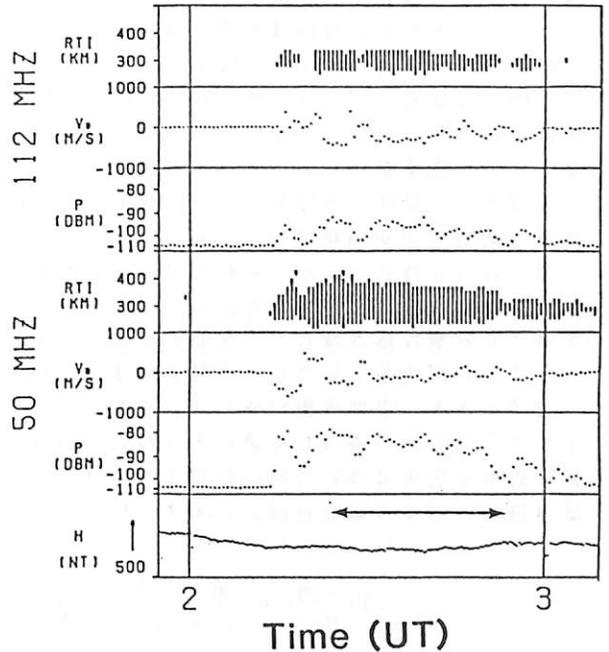
昭和基地のオーロラレーダは、1983年2月から、従来の50MHzに加え、112MHzの送信機による観測を始めた。これは、散乱体となるE領域のIrregularitiesの周波数依存性を明らかにする目的で設置された。散乱エコー強度及びドップラー速度を2波により比較観測した結果を述べる。

第1図に、2波の周波数を切替えて観測したデータサマリーを示す。アンテナは、50MHz・112MHz共にビーム幅約4度のコリニアアンテナを使用し、レーダの送信出力は2波共に約15kWであった。第1図は、磁南方向のアンテナを用い、スラントレンジ300Kmのエコー強度及びドップラー速度を示している。50MHz・112MHz共にエコーのある←→印の区間について比較した結果を第2図と3図に示す。

第2図のエコー強度の比較結果から、112MHzエコーの方が50MHzエコーに対し、約1.3dB程度受信レベルが低いことがわかる。これは、E領域のIrregularitiesの散乱断面積は、112MHzの方が50MHzに対し、小さいことを示している。

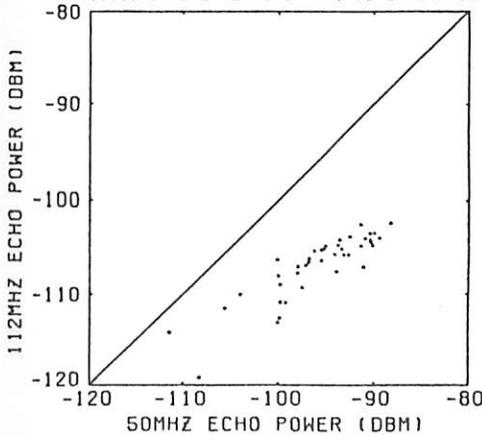
第3図にドップラー速度の比較結果を示す。50MHzに対し、112MHzのドップラー速度の方が、少し大きくなっている。

May 27, 1983



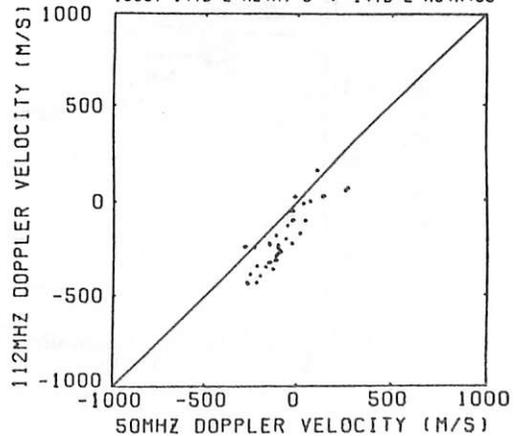
第1図 2波(50MHzと112MHz)の周波数を切替えて観測した結果、下の5MagH, エコー強度・ドップラー速度・RTI記録

DF014 BN=2495 → 2515 R=300KM GMS  
1983Y 1470 2 H24H7 S → 1470 2 H54H43S



第2図 50MHzと112MHzレーダのエコー強度の比較

DF014 BN=2495 → 2515 R=300KM GMS  
1983Y 1470 2 H24H7 S → 1470 2 H54H43S



第3図 50MHzと112MHzレーダのドップラー速度の比較

佐藤 亨・森本茂樹・深尾昌一郎・加藤 進

(京大・超高層) (京大・工) (京大・超高層)

京都大学超高層電波研究センターが滋賀県信楽町に建設中のMUレーダーは、今年度は完成時の3/4の規模で運用できるようになり、電離圏の観測が可能となった。マルチパルス法による自己相関関数観測のためのデータ取得・解析ソフトウェアが未完成であるため、現在は受信電力プロファイルの観測のみが行われている。

インコヒーレント散乱を用いる場合、電子密度は受信エコー強度に高度及び電子とイオンの温度比の補正を加えることにより得られる。図1に受信信号対雑音比の10分平均高度プロファイルの一例を示す。アンテナビーム方向は天頂(固定)、送信パルスは $32\mu\text{sec} \times 13\text{bit}$ バーカー符号、高度分解能は4.8km、IPPは10msecである。ソフトターゲットからの散乱強度は距離の2乗に反比例するので、図では高度300kmを基準としてこの補正を加えてある。高度110~160kmに見られる強いスパイク状のエコーは流星飛跡による散乱エコーと考えられる。高高度で分散が大きくなるのは、距離補正が大きくなるためである。

原理的には受信信号強度から直接電子密度を計算することが可能であるが、給電系の損失や受信機の利得の絶対較正が困難であるため、他のリファレンスを用いることが多い。一般にはアイオノグラムから得られるF<sub>2</sub>が用いられるが、送信電力と背景雑音温度が既知であればレーダー方程式から電子密度を決定することができる。MUレーダーは固体送信機を用いているため送信出力が安定であり、背景雑音も安定な銀河雑音が支配的であるので後者の方法が利用できる。図1の場合、電子・イオン温度比を2と仮定するとF<sub>2</sub>ピーク電子密度は $6 \times 10^5$  (/cc)となる。

電子・イオン温度平衡が成り立つと考えられる夜間のF<sub>2</sub>層ピーク値にこの方法を適用した結果、アイオノグラムから得られる値と10%以内の精度で一致が見られた。今後さらにこのシステムの精度や長期的な安定度について検討を加える必要があるが、マルチパルス法による電子・イオン温度比の観測値が得られるようになれば、アイオノグラムを必要としない電子密度測定が実現すると期待される。

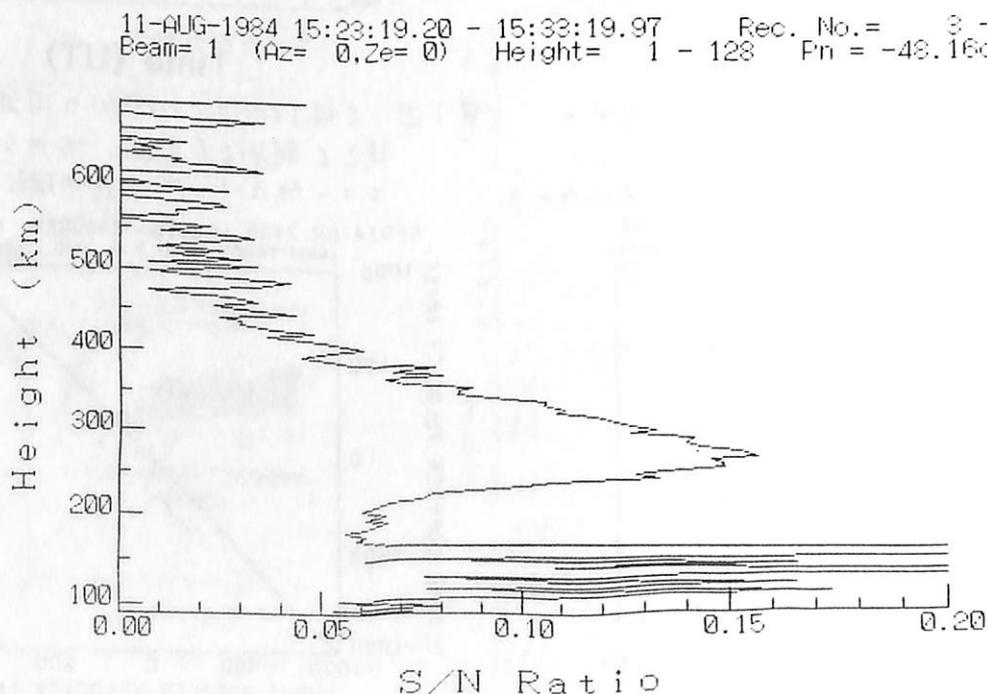
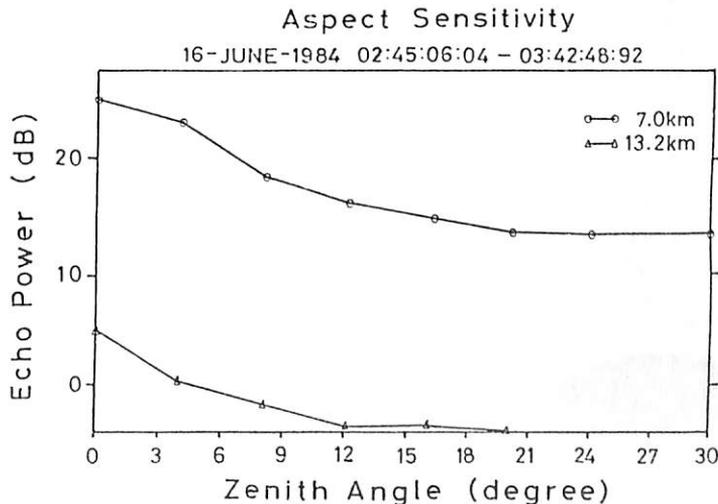


図1. 受信信号対雑音比の高度プロファイルの一例。

西田 肇夫、津田 敏隆、加藤 進（京大超高层）

京都大学超高层電波研究センターが建設しているMUレーダーは、既にシステムの約80%（レーダーの探査能力としては約60%）が完成し、本格的な観測が始められようとしている。MUレーダーの最大の特長はソフトウェアによってシステム全体を制御できるという点にあり、これによって多種多様な観測を行なえるが、その反面、制御項目が多岐にわたりプログラムが複雑になるという傾向も否めない。そこで観測法の開発を少しでも容易に行なえるよう、また、観測法の開発のためにMUレーダーを占有する時間をできるだけ少なくしてその運用効率を高めることができるようMUレーダーシミュレーターと呼ばれるソフトウェアシステムを開発した。このMUレーダーシミュレーターでは観測法の作成を行なえる他、タイミングチャートを中心としたハードウェアの動作の模倣や、その観測法によって得られる観測結果についてある程度予測できる情報の提供などを通じて、作成した観測法の検証が行なえる。

取得した観測結果の有効性を論じる場合には、SN比をはじめとして高度分解能、時間分解能、周波数分解能等、観測パラメーターから推定できるいろいろな項目がある。例えば、SN比に影響をあたえる要因のひとつにAspect Sensitivityがある。これは、一般に散乱体が等方性を持たず、異方性を有するために散乱電力が電波の入射角（=天頂角）によって変化するものである。レーダーで風速を測定する場合、天頂角を大きくとった方が風速の視線方向成分が増え、誤差を小さくすることができるが、一方Aspect Sensitivityにより天頂角を大きくとるとSN比が減少する。（下図）このため天頂角は両者の効果を考慮しながら選ばなければならない。その他、SN比は高度分解能、時間分解能等いろいろな項目とも関連している。例えば、パルス幅を長くしたり積分回数を増やすことでSN比を向上させることができるが、いずれの場合にも高度分解能、時間分解能がそれぞれ悪化する。従って有効な観測結果を得るためには、それぞれの項目を満足するような適当な妥協点を見出すことが必要であるが、MUレーダーシミュレーターではこの作業を簡便にすることを目的とする。本報告では、MUレーダーシミュレーターの動作の概説を通じて、いくつかの観測結果に基づき、これら観測法作成時に留意すべき点について述べる。



猪岡 保裕, 深尾 昌一郎<sup>†</sup>, 佐藤 亨, 木村 碧根<sup>†</sup>, 加藤 進  
 京大・超高層 †京大・工

MUレーダーアンテナモニターは、科学衛星『大空』に搭載された受信機で、我が国初の気象観測用大型ドップラーレーダーであるMUレーダーのアンテナパターンを測定することを目的としている。現在、木年末にスタートするMUレーダーの本格的運用に向けて試験的にデータを取得しており、MUMは順調に動作している。今回の報告では、MUMの動作原理、試験的に取得したデータ、及び、今後の問題点などを検討する。

京都大学超高層電波研究センターが、中・超高層気象観測を目的として建設しているMUレーダーには、この種のレーダーでは初めて分散型送受信方式が採用されており、アンテナビームの高速走査や、アンテナ面の分割使用が可能であるなど、従来のレーダーに較べて卓越した観測機能を有している。一方、この方式では各送信モジュールの位相制御を厳密にする必要があるなど、観測データの信頼性を確保するためには特に精密なアンテナパターンの測定が必要となる。

従来、この種の大型レーダーのアンテナパターン測定は、気球や航空機、電波星などを用いて行われてきた。MUレーダーではこれらの方法に加えて、さらに、科学衛星を用いて、定期的にかつ高精度な測定を行い、上述したMUレーダーの高度な観測能力に対応する十分な信頼性を得ることを目指している。

科学衛星を用いたアンテナパターン測定の利点は、定期的に測定が繰返せること、及び、一定期間の観測によって二次元的なパターンの全容が測定できることにある。測定の原理を図1に示す。MUMはMUレーダー周波数(46.5MHz)に対応した狭帯域の受信機で、MUレーダーから送信されるアンテナ較正用CW信号の受信強度を測定する。このとき、衛星の距離や姿勢の変化、その他種々の要因による影響を除くために、アンテナパターンが既知であるリファレンス用アンテナを設置し、そこから送信されるリファレンス信号(46.55MHz)との相対強度からアンテナパターンを算出する方法をとる。送信出力はいずれも300~400Wである。

図2に今年6月に取得した試験データの一例を示す。これは1回の衛星通過時に測定された受信強度の時間変化から、アンテナパターンの軌道に沿った断面を算出したものである。図中、細い実線は実際の測定データを示し、太い実線はMUレーダーアンテナパターンの理論計算値である。この測定ではメインビームを予測軌道に向けて測定を行った。一部、理論値より受信強度が弱くなっている部分は、MUレーダーの送信波に直線偏波を用いていることによるファラデー回転の影響が現れているものと思われる。8月からは円偏波を用いた測定も開始されたので、その結果も合わせて報告する。

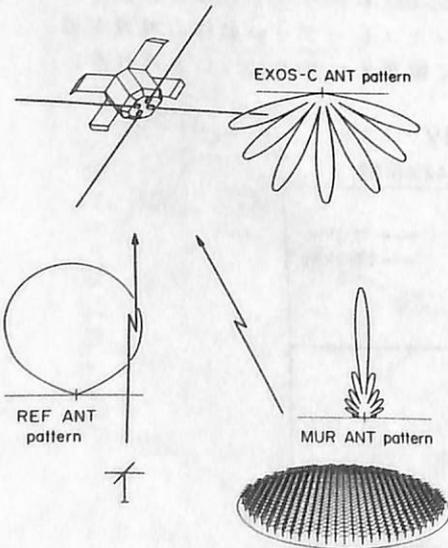


図1 MUMの測定原理。

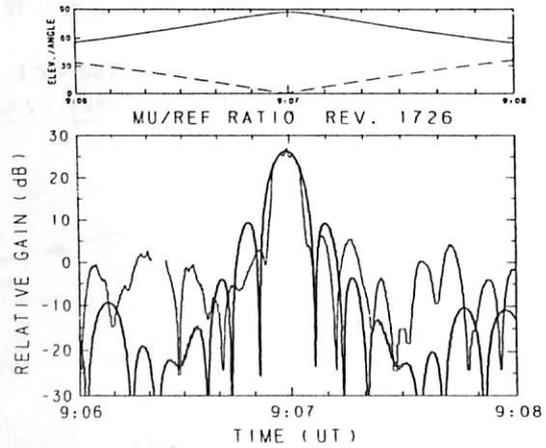


図2 MUM測定例。上枠中、実線は衛星のElevationを示し、点線は衛星とメインビーム方向のなす角を示す。

渡辺勇三 (宇宙科学研究所)

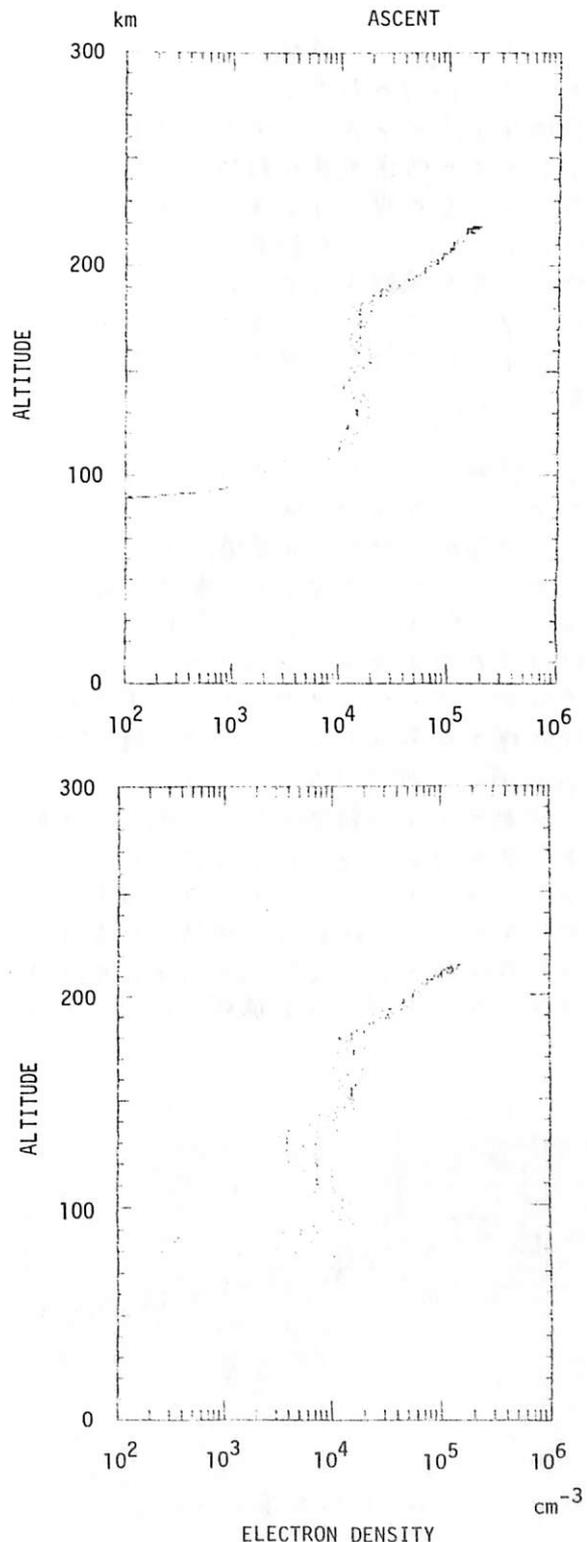
The rocket-experiment was carried out at Kagoshima Space Center (  $131^{\circ}04'E$ ,  $31^{\circ}15'N$  ) for measuring the ionospheric electron-density by the impedance-probe. The S-310-14 rocket was launched at 18:16:50 JST on 16, September in 1983 with both an apogee height of 217.8 km and a landing distance of 242.5 km.

The height profiles of the electron-density in both the ascending path and the descending path are presented in the right figure.

The observation was just prior to local sunset. The intermediate layer with a maximum electron-density of  $2.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  was observed at 157 km in the shallow E-F valley with a minimum electron-density of  $1.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  at the height region from about 140 km to about 180 km. E region between 90 km and about 130 km was formed in trinal layers. The nighttime distribution of the electron-density at E-F height region was modified by the dynamical drift-effect of the ionization due to the neutral atmospheric wind.

The wake-effect of the rocket was appeared with a periodic time, 34 second near apex region and in the descending path of the rocket-trajectory.

The result of the electron-density profile was in good agreement with that obtained from total integration of the energy distribution of the thermal electrons by the energy analyzer which was installed at this rocket ( by K.Oyama and H.Amemiya ).



宮武貞夫 九鬼孝夫

(電通大)

1. はじめに 飛行体による観測データのグラフィック処理は、その解析の極めて有効な手法である。一対大型計算機はターミナルとの伝送速度の制限からデータのグラフィック処理には必ずしも適しているとはいえない。そこで観測データ及びその解析に必要な情報をフロッピーディスクに移し、パーソナルコンピュータでデータのグラフィック処理を行うためのデータベースを開発した。

2 機能 このデータベースは主としてEXOS-BのNPW(〜3MHzまでのプラズマ波のスペクトル測定)のために設計されているが、スペクトル測定と類似の測定、たとえばインピーダンスプロセス測定等にはそのまゝ使うことが出来る。プログラムはPC9801BASICで書かれ、高速処理の必要とこころには機械語プログラムが用いられている。このデータベースは観測データに観測時刻、計測器の状態等と一定のフォーマットで記録した「入カファイル」からスペクトルのピークを検出し、それらのピークに識別名と解析に必要ないくつかの情報と付加した「出カファイル」を作成する。データベースは構成可能なソフトウエ

アパッケージは

- (1) 「入カファイル」作成パッケージ
- (2) 「入カファイル」編集パッケージ
- (3) 掃引開始点検出パッケージ
- (4) 「出カファイル」作成パッケージ
- (5) 「出カファイル」編集パッケージ
- (6) データ解析パッケージ

から成り立っており、(4)はスペクトルのピークと自動的に検出、記録する機能をもっている。(3)〜(5)は常に観測データとCRT上にグラフィック表示し、処理中のエラーに対して有効な処置をとることが出来る。Fig 1及び2にCRT表示の例を示す。このデータベースのもつピーク検出機能は、スペクトル中のピークを検出し記録するには1秒を要するが、これらはすべて自動的に実行われ明確なピーク検出の行われたいデータについてののみ人間の判断が必要となる。

3 おわりに 自動ピーク検出機能と、「出カファイル」に記録されたスペクトルの情報は、これまでデータ解析に多大な労力と要してきたEXOS-Bの波動データの解析に極めて強力な役割と果すことが期待される。

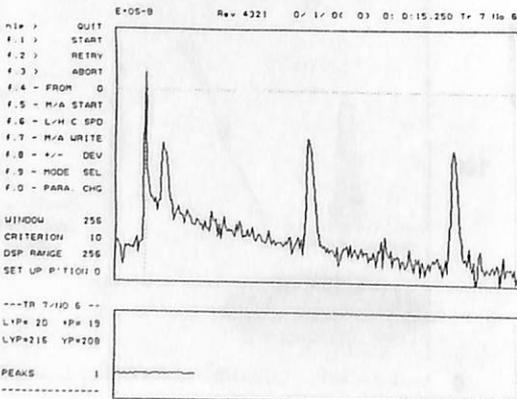


Fig 1 掃引開始点検出パッケージのCRT表示

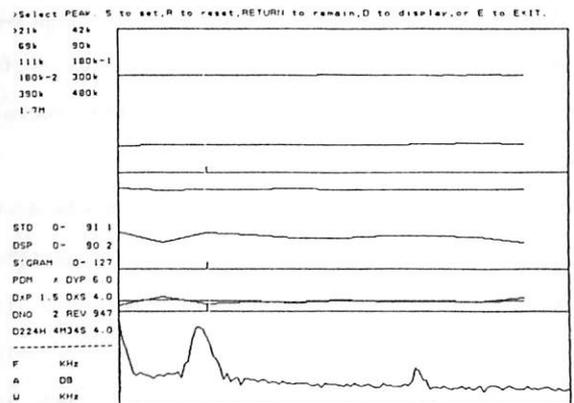


Fig 2 「出カファイル」作成パッケージのCRT表示

# 真空紫外光観測装置用校正装置の開発

金田榮祐\*、平尾邦雄\*\*

\* 天文学部地球物理研究施設、\*\* 宇宙科学研究所

真空紫外光による宇宙観測も、“極光”によるオーロラ観測に始まり、現在は、PLANET-A によるハレー彗星観測と目前に控へて居る状態にある。観測装置も、次々に、その性能を向上させて居る為、今般、新たに、専用の校正装置の開発を行って、この事態に対応する事とした。この校正装置は、その構成と下段左図に示す如く、被検体搭載用ジンバル付の真空紫外光モノクロコリメーターである。以下、主要各部の仕様概要を述べる。

### i). 真空槽及び排気系

真空槽は、その内部にジンバル及び、モノクロコリメーターのコリメーター鏡を装備する。内容積 ~ 1立米の横置き円筒形のタンクである。排気系は、“oil vapour” による汚染を極力避ける目的から、油拡散ポンプと分子ターボポンプ (TMP) に代へた構成とした。排気速度は、TMP 1500 l/sec. ローターポンプ (RP) 600 l/min である。到達真空度は、小型の被検体を入れて、ベキング無し状態で、 $\sim 1 \times 10^{-6}$  Torr である。

### ii). モノクロコリメーター

観測機器の性能向上に伴い、校正に必要な平行光束径も次第に増大して居る関係上、本装置での光束径は  $\sim 10$  cm とした。この条件に適合させる為、モノクロメーター

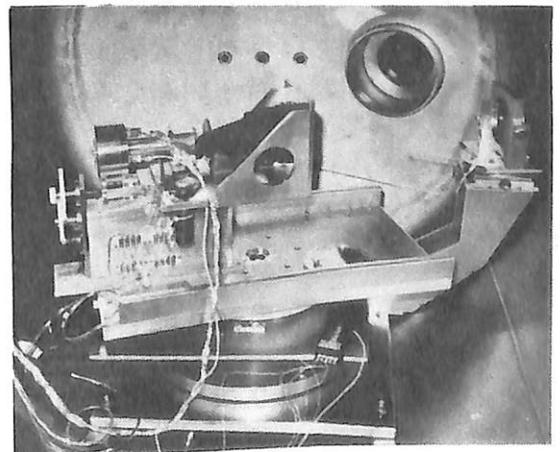
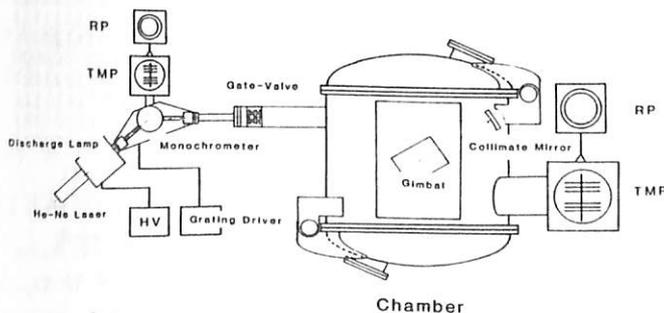
と、コリメーター鏡 (100 mm  $\phi$ ) の組合せて構成する事とした。良好な光束平行度を得る為には、モノクロメーターは、“ホログラフィック・トロイダルグレーティング” を使用したものを採用した。亦、同様の目的から、コリメーター鏡も焦点距離 2000 mm のものを採用した。これ等の仕様から、光束は約 1' の精度でコリメートされる事となった。

モノクロメーターの出力波長は 500 - 3000 Å の範囲をカバーし、波長分解能は、出入口のアーチャーの形状で変化するが、4 - 0.8 Å の範囲内である。

### iii). ジンバル

ジンバル構成は、箇々の被検体に依存する部分がある為、万能なものを用意する事は、原理的に不可能である。唯、基本的な2軸ジンバル付構成は装備した。下段右側の写真は、その1軸の回転台上に PLANET-A 搭載用真空紫外撮像装置 (UVI) で使用する望遠レンズと、その結像面位置の測定付構成を装着した状態を示して居る。

被検体・ジンバルの制御、モータリング並びに測定データ収録の為、真空槽のフレンジに約 130 回線のターミナルを装備してある。



# 静止衛星ひまわり(GMS)の光学観測と

## 地上-GMS間レーザー光伝送

有賀規, 荒木賢一, 林理三雄 (電波研)

極軌道衛星等の一般の周回衛星は, globalな地球観測を行うことに適しているのに対し, 静止衛星は地球上の地域での地球観測や通信・放送を常時行うことができるという特長をもっている。逆に, この地域内からは対象とする静止衛星を常時ほぼ同一方向に見ることが可能であるのが種々の応用が期待できる。

我々は地上からレーザー光を照射し, これを衛星上へ検出して衛星の姿勢を高精度に決定したり, 光伝搬を利用して大気の計測を行うことを目的として地上-衛星間レーザー伝送について理論的検討及び実験を行った。地上からのレーザー・ビーコンを周回衛星へ検出する実験は, 1000km高度の国産の技術試験衛星Ⅲ型(ETS-Ⅲ)を利用した実験により成功し, 同衛星の姿勢の三要素を高精度に求めることができ, 既に論文等と報告した。

この周回衛星を利用した実験の成果を基礎として, 静止衛星を対象とする実験を試みることにした。気象庁気象衛星センターの協力を得て, 静止気象衛星ひまわり(GMS)を利用し, 同衛星に搭載されているVISSR

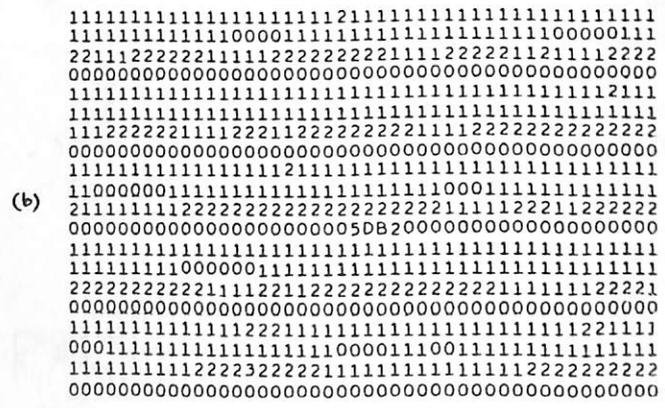
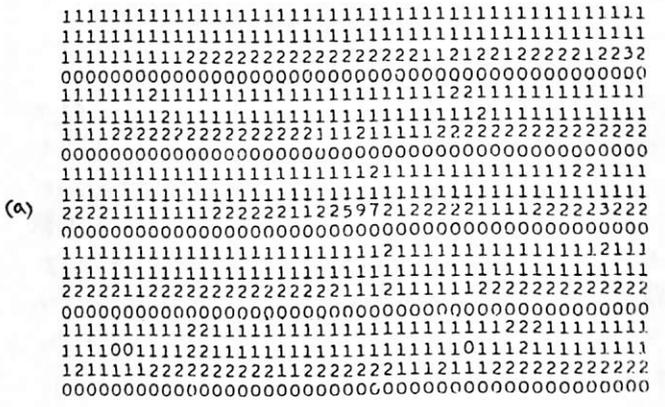
(Visible and Infrared Spin Scan Radiometer)の可視のチャンネルを検出器として用い, 地上からアルゴンレーザー(波長5145Å)を送信して検出する実験を昨年の秋から開始した。12月には地上-静止衛星間のレーザー光伝送に世界で初めて成功した。今秋からは赤外の炭酸ガスレーザーの伝送実験と同時に行う計画がある。この研究の波及効果としては,

- (1) 静止衛星の高精度姿勢決定及び地上-衛星間レーザー通信の基礎,
- (2) 地球観測衛星画像の日本周辺の高精度位置校正,
- (3) 地上-衛星間レーザー光伝搬を利用した地球大気の計測,
- (4) アンテナや観測器の高精度方向制御への

発展; 等があげられる。

また, GMSの光学観測の特殊な例として今年8月にはGMS-Ⅲのアポジ-モータ直火時の光学観測に成功した。望遠鏡と超高感度テレビカメラを組合せた光学システムにより噴射ガスが広がる様子を連続的にVTRに記録できた。約6R<sub>E</sub>の宇宙空間で, 40秒後には噴射方向にガスが200km近く広がり, 横方向にも50kmくらい広がり, 高速の拡散の様子が観測された。

これらの実験の結果について報告する。



B=11, D=13

付図. ひまわりのVISSRで検出した地上への光送信点の周りの可視の放射強度。

1983, Dec. 1 (a), Dec. 13 (b). 画像分解能 35mrad  
(a) レーザー光束 0.2mrad の場合 8°30'PM.  
(b) 同 0.1mrad 5°30'PM.

西田 篤 弘

宇宙科学研究所

磁気圏のプラズマはしばしば多数の成分をもっている。いくつかのイオン種が共存するというだけでなく、同じ陽子の中にも流速の異なる複数の成分が存在することもある。最近 Eastman et al (J. Geophys. Res., 89, 1553, 1984) が強調したようにプラズマ・シートの境界領域には地球向きの流れと、反地球向きの流れとが共存することが多い。このような場合にはプラズマ全体一つの平衡な速度分布に従っているとは仮定してモーメントを求め、平均流速や温度を計算するわけにはゆかない。Frank が用いている速度分布のプロットは有用ではあるが、82秒毎に1フレームを作るとすると1年間の枚数は38万枚にのぼり、又定量的な検討のための資料としていかにも不便である。

そこで、プラズマが多数の bi-Maxwellian 成分からなると仮定し、非線型最小二乗法の手法によって各成分のパラメータを決めることを考える。そのための準備として既知の分布を与えたときにこれほど位よく推定できるかのテストを行なっている。春の学会では、データの全体を複数の bi-Maxwellian で fit するという正攻法の結果を報告した。流れの Mach 数が小さい時にはこの方法は誤差が大きく、しかもしばしば overflow をおこす。今回は、流れに面する側と反対の側とは flux に大きな差がある\* という事実を利用し、それぞれの成分の flux が卓越する領域のデータだけをその成分の推定に用いて、より安定した推定を行なうことを検討する。

\*) 平均流速を  $\bar{v}$  とすると、 $\bar{v}$  方向と  $-\bar{v}$  方向の flux 比は、

$$\frac{\exp\left(-\frac{m(v-\bar{v})^2}{2kT}\right)}{\exp\left(-\frac{m(-v-\bar{v})^2}{2kT}\right)} = \exp\left(\frac{4m v \bar{v}}{2kT}\right) = \exp\left(4M\sqrt{\frac{E}{kT}}\right)$$

(ただし  $M$  はマッハ数、 $E$  は粒子のエネルギー) である。従って典型的なエネルギーとして  $E \sim kT$  をとると、 $M=0.2$  とも比は 2.67 となる。

# オーロラ粒子加速機構に関するシミュレーション実験

筒井 稔 長谷川 公平

(京都大学 超高層電波研究センター)

100eV程度の磁気圏プラズマ中の電子に対し、オーロラ発生時の流入電子が数KeV~10 KeVに適している事実に基づき、その加速機構として様々な提言がなされてきた。そして現在では極域の地上数千km~1万kmにかけてV型の電位構造が生じている事が通説となつてきているが、その電位発生機構は今も明らかとは言えない。プラズマ波発生による異常電気抵抗、静電的ショックそして2種プラズマの接合部による電気二重層等色々考えられ、それぞれ個々の現象のみ取扱った実験は別個に試みられているが、実際の磁場配位とそこに流れる電流系をもつた閉回路での実験は今も行われていない。我々はこのような実験系を実現させ、磁力線に沿った領域で電位配位を発生させパラメータを変化させた時の電位の変化や波動の発生等の実験的検証を行なう事を目的としている。

地球磁気圏が巨大な発電機であり、プラズマ粒子による電流が磁力線に沿って極地方に流入し、負荷としての極域電離層を通り、その後再び磁気圏にもどるといった状況におさまる。極域電離層上空に発生する電位ポテンシャルは、定電圧源と考えられる発電機によって磁気圏に印加される100kVの電圧のうち10kV程度が分配されたものと考えられている。そしてそのようにして発生した電位構造により粒子が加速され電離層をたどる。その電気伝導度を増加させ、その結果一層電位構造領域への配入電圧が増加されるというPositive Feed-Back機構が働くという考え方に基いて実験系を造り上げている(図1)。

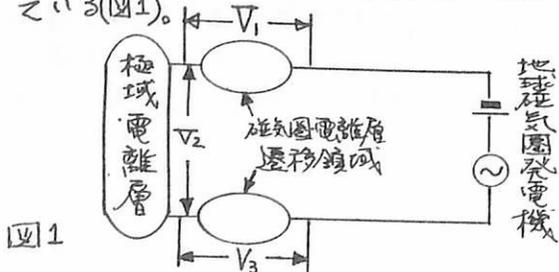
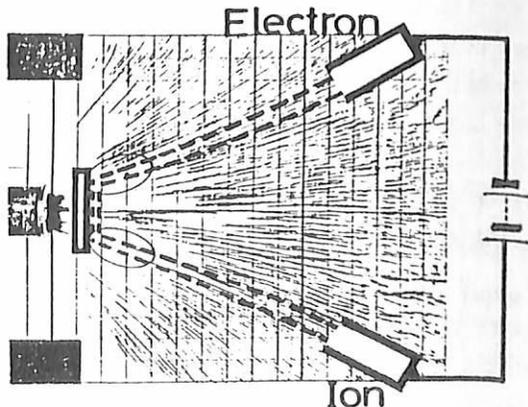


図1

図2はスペースシャッター内に配置したミラー磁場とそれに沿って流れる電流系からなる電気回路の模式図を示したものである。一方の磁力線から電子が注入され他方からイオンが注入される。図に示すための粒子源が挿入されており、その両者間に地球磁気圏発電機から発生した電圧に相当した一定電圧が印加されている。磁力線に沿って、これは等電位であるという条件からシャッター内は $10^{-5}$  Torr程度の真空度が保たれている。模擬電離層実現の困難さのため実験の初期段階として固体電解質を使う事にした。これは温度の変化により電気伝導度が変化する物質であり、これにより流入電流を変化させ電位に変化が生じるかどうかを調べる事を目的としている。

以上が実験系の概要であるが、現在は各種装置の開発段階である。これらはこの実験に適合したイオン源の開発であり、次に模擬電離層の開発である。更に入射粒子ビームの二次元空間分布の直視装置も開発中である。そしてビームの空間領域が明らかとなつた時、その領域での三次元電位分布を測定するための探針駆動装置(三次元)の開発も行っている。

この実験は緒についたばかりであり結果は出ていないが開発中の装置が完成すれば、V型電位構造の発生機構やそのパラメータ依存性等が明らかにするものと期待される。



長谷川 公平, 筒井 祐

京都大学 超高層電波研究センター

のビーム断面の測定に利用する事も出来るものと思われる。

我々の研究室では現在、オーロラ粒子の加速機構を解明すべく実験を続けているが、そこで重要な事は荷電粒子の空間分布とその振舞である。その為に電荷の空間分布を即時的にモニターする事が必要不可欠になってきた。理想的には空間全体を高速で走査できる事が望ましいが、現在はその2次元空間の直視装置を開発中である。

原理は極めて簡単で、図1に示す様に測定しようとする空間に探針をおき、その空間電荷の量でAB間の抵抗Rが変化する事を利用して、つまり端子Bの電位Vは、 $V = \frac{R}{R_0} E$  で表わせ空間電荷の量の違いが出力電圧の違いとして検出できる。

これを2次元面に拡張する為には図2に示す様にタングステン線を格子状に張り、格子点を順次走査することで平面内の空間電荷分布を知る事ができる。走査はX軸、Y軸方向に夫々マルチプレクサーを用いて行なう。図3に示す様に  $X_2, Y_2$  を選択した場合その交点のRを通して電流回路が形成される事になる。

この走査表示にはスキャナースコープという測定器が有力な武器となっている。このCRTには縦方向にはYの数だけ走査線が現われる様になる、2次元面がそのまま直視できる。夫々の走査線上でビームの存在する点Xでは回路における電位のみだけ山形を示す事になる。

試験的にタングステン線を5mm間隔とし32本×32本の格子網を用い電子銃からの電子ビームを検出した測定結果の例を写真で示す。写真1は電子銃の指向性が悪いのでそのままでは殆んど判別がつかないが磁場をかけてビームを収束させると写真2の様

に判別できる。この段階では感度に問題があるが現在更に分解能と感度を上げる為の改良を行なっている。この装置が確立すると、例えばスペースシャトルからのビーム放出実験の時

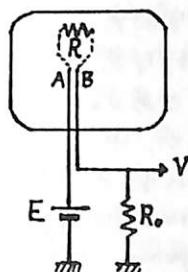


図1.

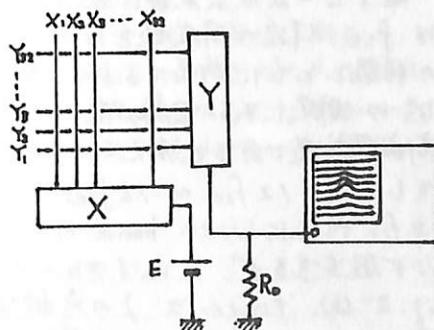


図2

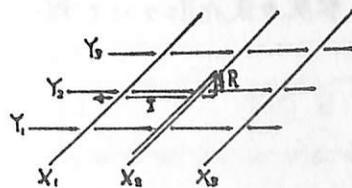


図3

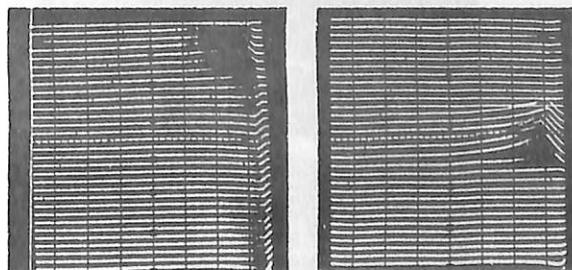


写真1

写真2

高橋邦明, 佐々木進, 河島信樹  
宇宙科学研究所

宇宙空間で飛翔体から電子ビームを放出したときに生ずる Beam-Plasma-Discharge 現象の室内実験をおこなっている。代表的な実験パラメータは表1のとおりである。

Fig. 2 (a) は、一様磁場中で、中性ガス中にパルスの電子ビームを放出したときの、beam-plasma 系に励起される波の  $f-t$  diagram である。電子ビーム放出直後に現われる波は  $f_{ce}$  付近の周波数を持ち、時間の経過とともに漸増するが、これはプローブ測定による密度の推定値から高減衰現象であると考えられる。そして  $f = 1.2 f_{ce} \sim 1.5 f_{ce}$  のときに  $2 f_{ce}$  付近に wide band の強いノイズが発生するが、これはプローブ電流 (Fig. 2 (b), trace 2) の急激な増大と対応しており、プラズマが大量に発生していることを示している。現在はこのような Beam Plasma Discharge に至る過程の電子温度、密度の変化について調べている。

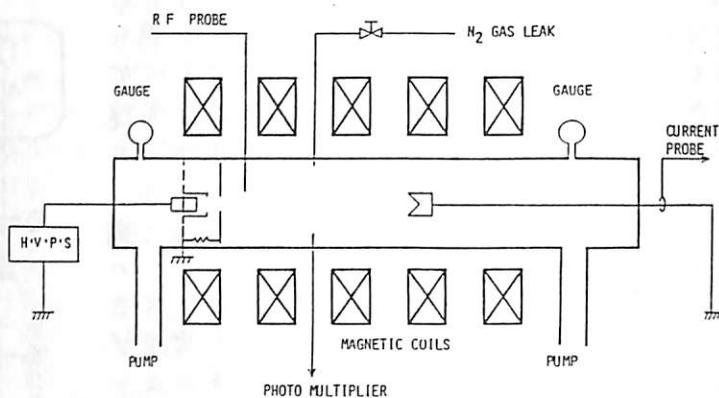
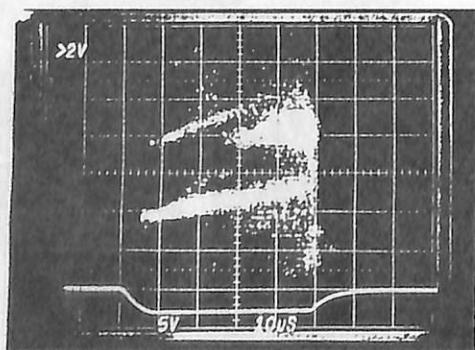


Fig. 1

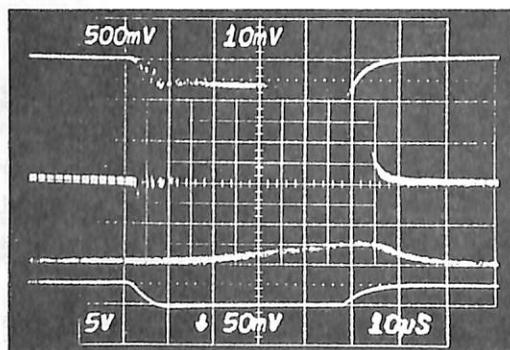
SCHEMATIC VIEW OF THE EXPERIMENT

圧力	$1 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-3}$ torr
ガス	Ar
磁場	40 ~ 3000 G
加速電圧	1 ~ 8 kV
相互作用長	0.5 ~ 0.9 m

表1



(a)  $f-t$  diagram



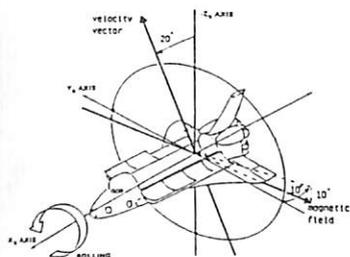
(b) trace 1 -- collector 電流. trace 3 -- 光  
trace 2 -- probe 電流. trace 4. 電圧

Fig. 2

柳澤 正久, SEPAC チーム  
(宇宙研)

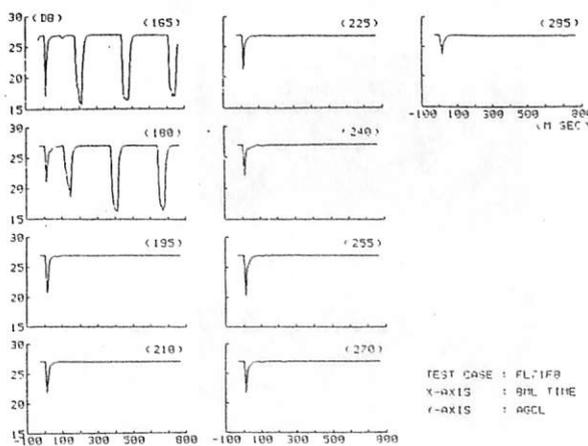
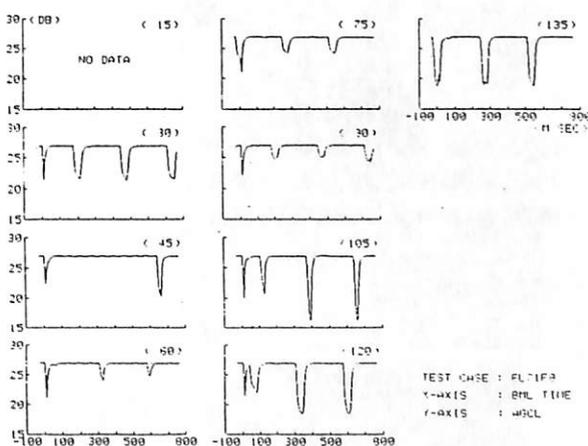
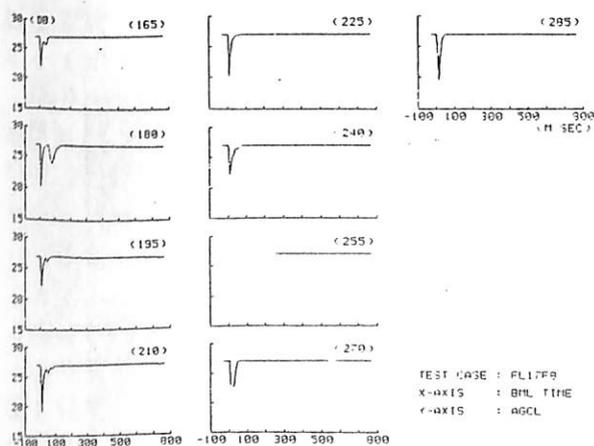
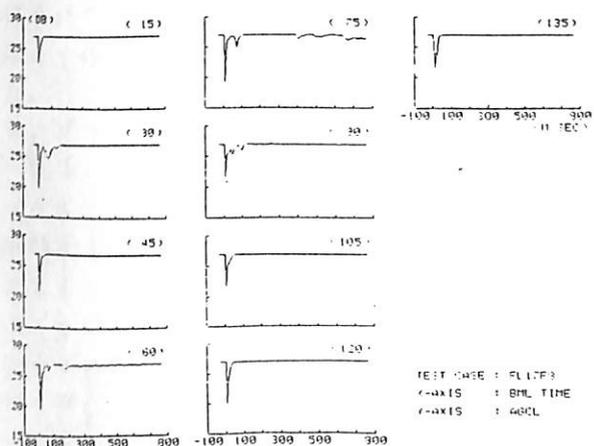
SEPAC の実験で, Ar プラズマをスペースシャトルの velocity vector と同じ方向に発射した場合に, 数 10 msec 遅れて, VLF の波が発生することから報告された。

下図に, その実験でのシャトルの姿勢を示す。velocity vector と磁場ベクトルを含む平面内では, シャトルは 5 分間に 2 回転し



ている。左下の 18 枚の図は, それぞれの Ar プラズマのショットについての VLF-AGC レベルを dB で示したもので, 右肩の ( ) 中の数字は, 実験開始からショットまでの時間を秒単位で示している。横軸は同じく時間であるが, ショットの瞬間を基準にしてミリ秒で表わしている。60, 75, 195, 210 秒後のショットは, プラズマを velocity vector と同方向に放出しており, 数 10 msec 遅れの VLF-AGC の減少, 即ち, 波の発生が見られる。

右下の 18 枚の図は, 同じく, 磁力線の垂直, velocity の方向に打ち出した場合であるが, 顕著な AGC の変動は見られぬ。(注: 電子ビームの向きは重複)。



矢守 章、河島信樹、佐々木進、赤井和憲、柳沢正久、大林辰蔵  
宇宙研

Space lab 1 における SEPAC 実験では 電子ビーム放射に伴う VLF (750 Hz - 10 kHz) と HF (100 kHz - 8 MHz) の波動計測が行なわれた。この中で電子ビーム実験のうち High Power Mode 実験ができなかったので HF 領域の電波の励起は観測できなかったが VLF は強い電波が観測された。第 1 図に示したように 励起された VLF 波は 1 kHz 付近にピークをもってなだらかに周波数と共に減少するスペクトルをもっている。このことは 励起された波動が乱流的になっていることを示しており更に特徴的なことは このスペクトルが ビーム電圧 3 keV ビーム電流 100 mA 以上では殆んどビームのパラメータに依ってあまり変化しないことである。

Space lab 1 における SEPAC 実験では このほか フランスのグループの電子ビーム実験との共同実験もおこなわれパルス電子ビーム放射に伴う波動励起の興味ある結果が得られている。

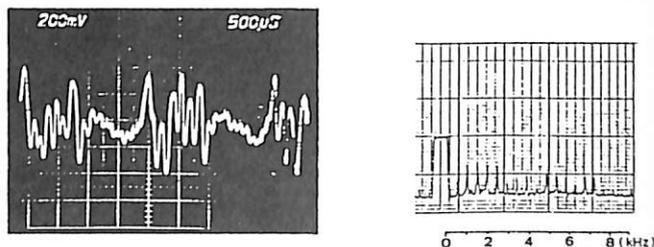


Fig.2

このような 電子ビーム放射に伴う VLF 波の励起が乱流的になることは 今迄にもロケット実験でも数多くみられており ある程度以上の強度の電子ビーム放射実験の 1 つの大きな特徴といえよう。

VLF SIGNAL SPECTRUM (64 sweeps averaged)

FO-7-1

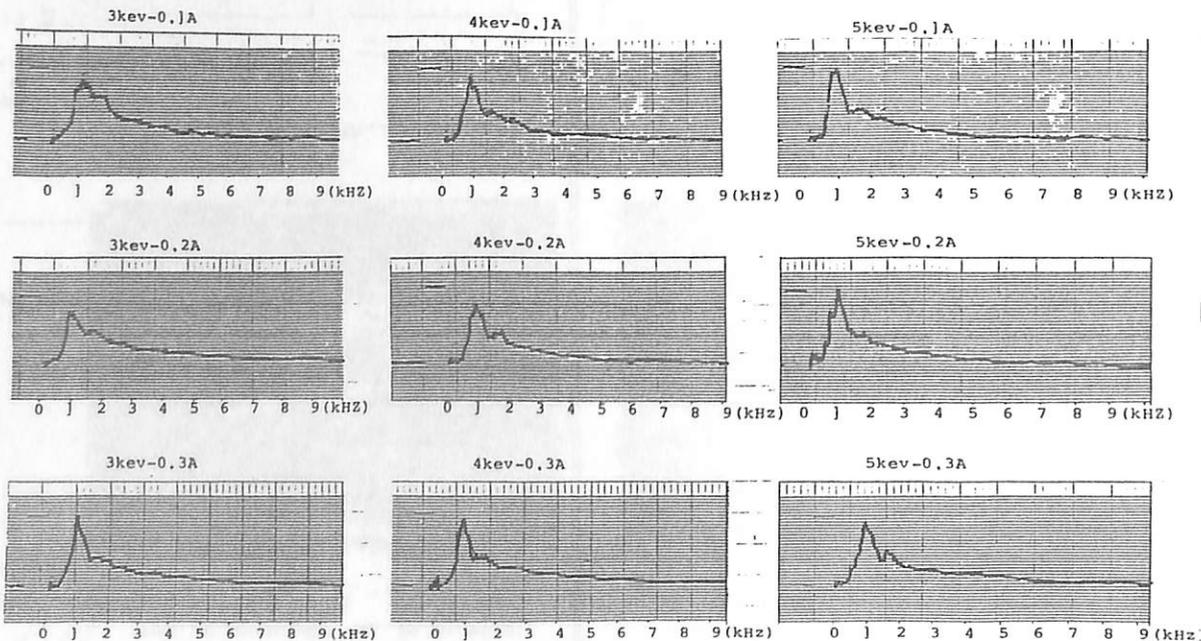


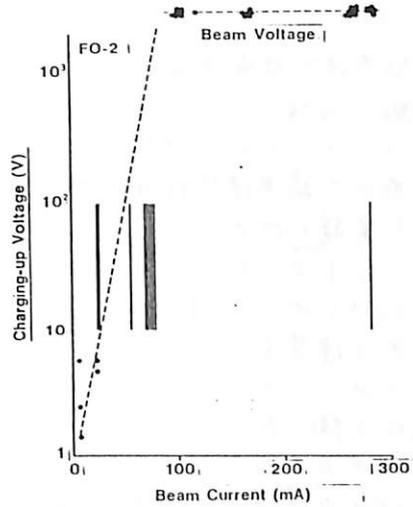
Fig.1

# SEFAC 実験におけるオービターの帯電と中和現象

佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵  
宇宙科学研究所

## 1. 電子ビーム放射による帯電現象の解析

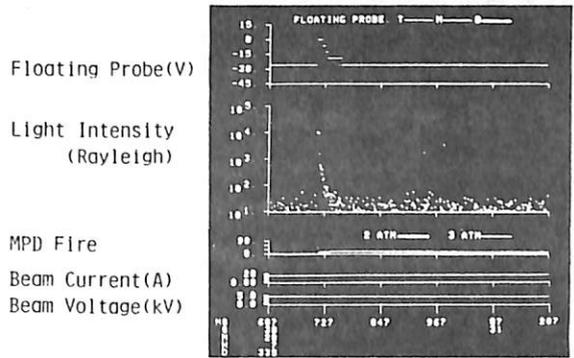
今回のミッションでは、合計4回の電子ビーム放射実験が行われ、最大5kV300mA(5秒間)のビーム放射が行われた。ビーム放射にともなうオービターの帯電状態は、リングミューアプローブ特性のシフト量、電子エネルギースペクトラムのピークのシフト量から定量的に求めるとともに、フローティングプローブ及びテレビカメラのデータも定性的な解析に用いた。オ1図に、帯電状態が最も強かった実験シーケンスについての解析結果を示す。この実験シーケンスでは、オービターの最大の導電部であるメインエンジンのかなりの部分がウエイフ内に入り、その結果極めて強い帯電状態が発生したと解析される。



オ1図

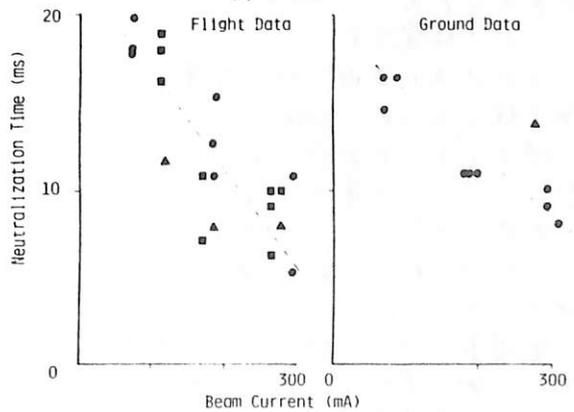
## 2. プラズマ放射による帯電中和現象

電子ビーム放射中、約 $10^{23}$ ヶのアルゴンプラズマを、1ms間放出し、その帯電中和効果を調べた。オ2図に、プラズマ放射にともなう帯電中和現象の一例を示す。プラズマが放射されると、フローティングプローブの信号はただちに0ボルトとなり、10~20ms中和状態が続いた後、20~100msでもとのレベルに復帰する。中和時間は、ビーム電流量に反比例し、その値は、実験室実験で得られたものと大差が認められない(オ3図)。このことは、中和時間は、極めてローカルな物理的メカニズムで決定されることを示唆している。一方復帰時間は、実験室実験の場合、1ms程度と短かいのに対し、宇宙空間では極めて長く、かつ帯電が強い程、長くなる傾向にある。このことは、復帰時間は、大きなスケールの物理的メカニズムで決まることを示唆している。現在中和及び復帰時間の特徴的性質を説明しうるような放出プラズマの拡散モデルを検討中である。



GMT (120 msec/div.)

オ2図



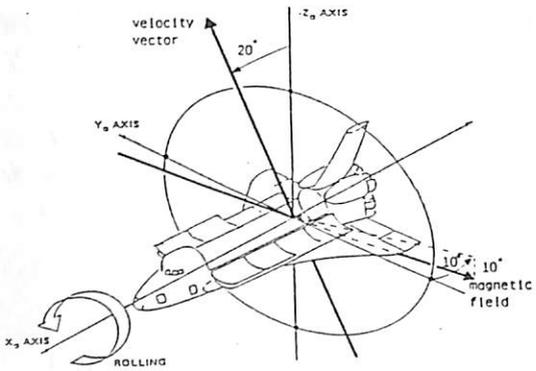
オ3図

# SEPA C 実験における臨界速度放電現象とガス放電現象

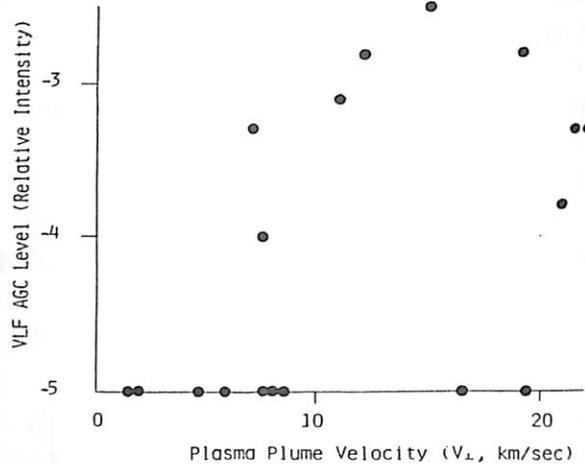
佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵  
宇宙科学研究所

## 1. 臨界速度放電現象の検証実験

今回のスペースラブ1号機 SEPA C 実験では、プラズマ加速器 ( $10^{19}$ ヶ /  $msec$ ) を用いて臨界速度放電現象の検証を目的とした実験が行われた。この実験では、オ1図に示すようにオービターをZ軸のまわりに回転させ、周囲の中性ガスに相対的なプラズマ速度を約  $8 km/sec$  から  $22 km/sec$  迄変化させて、それにもななりプラズマ現象の変化を調べた。シヤトルオービター高度の中性ガスの主成分は、酸素原子なので、Alfvénの提唱した臨界放電速度は、 $12.7 km/sec$  である。実験では、プラズマの磁場に垂直方向の平均速度が  $7 km/sec$  をこえた時、プラズマ放出後に、強い波動励起 (VLF帯)、とプラズマ密度の擾乱が最大  $200 msec$  にわたって観測された。オ2図にプラズマ放射後に観測された VLF AGC レベルの最大値とプラズマ速度との関係を示した。プラズマ擾乱をひきおこすための臨界プラズマ速度と、Alfvénの臨界速度とは大きな差があるが、放射されたプラズマの速度分布のひろがり、ひろがり角度を考慮すると、観測値は理論値に極めて近いものとなり、観測されたプラズマの擾乱はいわゆる臨界速度放電現象と関連したものであると考えられる。



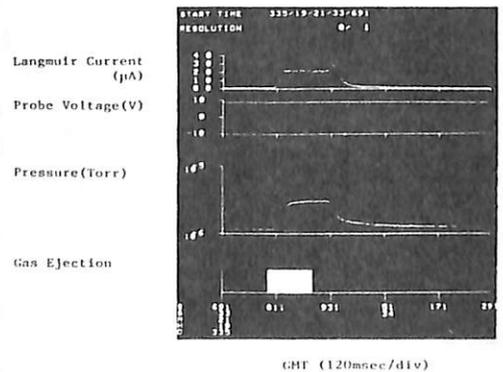
オ1図



オ2図

## 2. ガス放電現象

SEPA C 実験では、大量の中性ガス放出実験 ( $N_2$   $10^{18}$ ヶ /  $100msec$ ) も active 実験の一環として行われた。予想に反し、ガス放射にともなない大量のプラズマ ( $\sim 5 \times 10^{15}$ ヶ/cc) が生成されたことが見いだされた (オ3図)。同時に数  $keV$  迄の高エネルギー電子が検出され、プラズマ不安定性の励起による放電現象が励起されたものと考えられる。合計6回の実験中4回の実験シークエンスにガス放電現象が観測されオービターの姿勢と密接な関係があると考えられる。



GHT (120msec/div)

オ3図

前回の学会で平面で近似した斜め方向の磁力線に沿って電離層に入射する電流が電離層に及ぼす影響を調べたが、それを球面の場合(つまり地球規模の現象について考える場合)に応用し全地球的な(実際には南北の対称を仮定しているので北半球のみ)電離層の静電ポテンシャルと電流分布を求める。

モデルは地球双極子磁場の下で電離層を半径  $R_0$  の球面で近似し、 $R > R_0$  ではコールドプラズマからなる磁気圏、 $R < R_0$  では中性大気よりなる下部大気層とした。そして電流は  $R < R_0$  では双極子磁場  $B_0$  にそってのみ流れ、 $R < R_0$  では流れないものとした。(沿磁力線電流は磁気圏側では無限遠で閉じているとする。) また周波数が 10Hz 以下の低周波(直流の極限を含む)の現象を対象にし、誘導電流の影響は無視した。

$\hat{e} = R_0/B_0$ ,  $\hat{R}$  をそれぞれ磁力線方向及び半径方向の単位ベクトルとすると、 $R > R_0$  での沿磁力線電流はスカラー量  $j_{||}$  で

$$\mathbf{j} = j_{||} \hat{e}$$

とあらわされるが、 $R=R_0$  での境界条件より

$$\text{div } \mathbf{j} = (\hat{R} \cdot \hat{e}) j_{||} \quad (*)$$

となる。(ただし  $\mathbf{j}$  は電離層を流れる電流である)

この式は電離層面内の電流と磁気圏を流れる沿磁力線電流の結合が、タイボール磁場方向の単位ベクトルの  $\hat{R}$  方向成分に比例することを示している。

これまで多くの場合に行われてきたように磁力線が電離層に垂直だと仮定するのは、この式の右辺の係数  $(\hat{R} \cdot \hat{e})$  を 1 で近似することであり、中低緯度領域ではこれは正し

くない。(前回の学会で報告したように地上磁場への影響を考える場合には、磁力線が斜めになっているために沿磁力線電流の水平成分がつくる磁場が直接地上にあらわれる効果も考慮しなければならない。)

実際の解析は  $\mathbf{j}$  を電離層の電気伝導度テンソル  $\Sigma$  によって

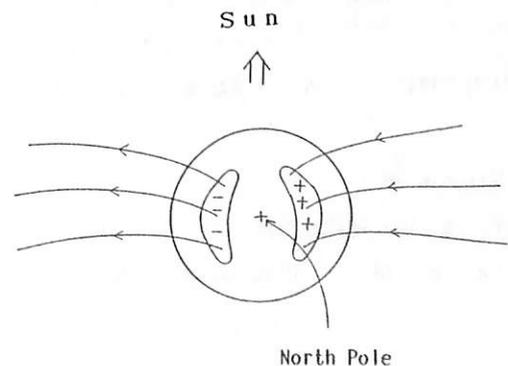
$$\mathbf{j} = \Sigma \mathbf{E} = \Sigma \nabla \Phi$$

とあらわし、 $\Sigma$  を与えてやることによって(\*)式を数値的に解く。

はじめに高緯度領域で  $(\hat{R} \cdot \hat{e}) = 0$  とした(つまり磁力線が電離層に垂直と仮定した)場合と磁力線の傾きを考えに入れた場合を比較し傾きによる影響を調べる。つぎに双極子磁場のモデルで赤道まで含めた全球について電離層のポテンシャル分布を決定し、高緯度領域に入射してくる電流が赤道付近の電離層電流とどのように結びつくかを調べる。

入射してくる電流は DP-2 電流系のような双極型の渦電流を念頭におき下図のようなポテンシャルを誘起するものを仮定する。

入射電流及び入射ポテンシャルの概念図



堀 尚子、玉尾 孜、三浦 彰 (東大理)

磁気圏から電離層に供給されたエネルギーは、

- (i) 電離層内での Joule dissipation
- (ii) 磁気圏への波によるエネルギー輸送
- (iii) 中性大気中へのエネルギー輸送

の形で再配分される。この際、プラズマβ値やイオンの有効質量が磁力線方向に変化していることを考える必要がある。さらに、扱う波の磁力線垂直方向の特性長が短くなるにつれ、波に伴う沿磁力線電場も考慮する必要が出てくる。そして、従来考えられてきたアルフベン波の効果の他に、イオン音波の効果を考えることが必要となる。前者は空間電荷の伝搬、後者は、運動量輸送に寄与する。今回は、

- 電離層高度での磁力線垂直方向の特性長 ( $l_{\perp}$ ) がどの程度短くなると、イオン音波が重要になるか、
- 電離層のポテンシャル分布を決める上で、イオン音波がどのように効くか、

について検討した。

電離層の密度は、一様な部分  $n_0$  と南北方向に周期的に変化する  $n_1$  からなり、外部から西向きの大規模電場 ( $E_c$ ) が加わることを想定している。この時、南北方向に分極電場 ( $\delta E_p$ ) を生じる。(図参照)

又、境界条件として以下の3つを用いる。

- 電流の連続 :  $\text{div } \mathbf{J}_1 = j_{||}$
- 電場の磁力線垂直成分の連続 :  

$$\delta E_p (\text{電離層}) = \delta E_{\perp}^A (\text{アルフベン波}) + \delta E_{\perp}^S (\text{イオン音波})$$
- 圧力の連続 :  $\delta p (\text{電離層}) = \delta p (\text{磁気圏})$

又、

$$\delta E_p = \alpha \frac{\sum_H}{\sum_P} E_0$$

で定義される結合係数  $\alpha$  を導入する。ここで、 $\alpha = 1$  は Coupling limit 相当し、沿磁力線電流は流れず、南北方

向に生じた空間電荷は、電離層内のペダーソン電流のみで解消されることを意味する。

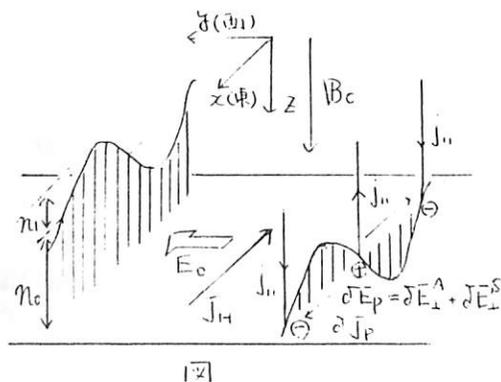
以上の結果、

$$\alpha = \frac{\frac{n_1}{n_0} \sum p (1 + i \frac{\sum}{\sum_H} K_{s,e})}{\sum p \{ (\frac{n_1}{n_0} + 1) + i \frac{n_1}{n_0} \frac{\sum}{\sum_H} K_{s,i} \} + \sum w}$$

但し、 $K_{s,e}$ 、 $K_{s,i}$  は、イオン音波の効果を現し、 $\sum w = (\mu_0 V_A)^{-1}$  でアルフベン波の wave conductance である。

上式の分子は空間電荷の生成を意味する。又、分母は空間電荷の解消を意味し、第1項は電離層内にペダーソン電流が流れる効果、第2項はアルフベン波に伴う沿磁力線電流の効果である。特に磁気圏の電子温度  $T_e^0 = 0$  場合、 $K_{s,e} = K_{s,i} = 0$  となり、アルフベン波のみを考慮した従来の結果と一致する。 $K_{s,e}$ 、 $K_{s,i}$  は、 $l_{\perp}$  が短くなるほど、低周波数であるほど、 $T_e^0$  が高いほど、大きくなる。そして、 $l_{\perp}$  が 100m 程度で、 $K_{s,e}$ 、 $K_{s,i} \sim 1$  となる。

本講演では、 $n_1/n_0$ 、 $l_{\perp}$  がイオン音波にどのように効くかを示す。



# 三次元反磁性DLF波動に伴う静電ポテンシャル, 粒子加速, 沿磁力線電流

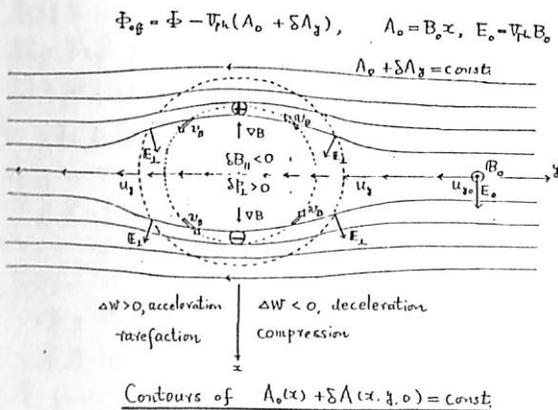
玉尾 孜  
(東大理)

最近、磁気圏内の高ベータ領域にある環電流、埃層、プラスマシート等々の反磁性(圧力変動と磁場強度変動の反位相)のDLF-波動が観測されている。一流体理想化MHD波の二次元伝播はアルビン波と磁気音波を分離する。

	アルビン波	低速磁気音波
磁場	$\delta B_{\perp} = \nabla A_{\perp} \times \hat{e}$	$\delta B = \delta B_{\parallel} \hat{e} + \delta B_{\perp}$
電場, $E_{\perp}$	静電場 $\text{div } E_{\perp} \neq 0$	誘導電場 $\text{div } E_{\perp} = 0$
垂直運動, $u_{\perp}$	非圧縮性	圧縮性
平行運動, $u_{\parallel}$	$u_{\parallel i} = 0$	$u_{\parallel i} = u_{\parallel e} = u_{\parallel}$
平行電流, $j_{\parallel}$	$j_{\parallel} \neq 0$	$j_{\parallel} = 0$
垂直電流, $j_{\perp}$	偏極電流 ( $\text{div } j_{\perp} \neq 0$ )	反磁性電流 ( $\text{div } j_{\perp} = 0$ )
圧力変動	$\delta p = 0$	$\delta p \neq 0$
反磁性	X	O
伝播特性	沿磁力線	~ 沿磁力線
エネルギー束	沿磁力線 ポインティング束	イオンビームエネルギー ポインティング束

一方、二流体的立場からは、磁力線沿いのイオンと電子が一緒に動く様に低速磁気音波は静電ポテンシャル電場が存在する筈がある。今回は、両モードの波動を結合して存在する場合について、ドリフト気体論の見地から考察した。

Fig. 1 局在化反磁性高密度プラスマ領域 ( $\delta B_{\parallel} < 0$ )



簡単のため、一様磁場  $B_0$  (z-方向)、一様圧力のプラスマ中を東西方向 (y-軸) に速度取り進み、x, z-軸方向には局在化した圧力変動(反磁性)を考へる。波に載った系では、変動量は時間に依らず、従って電場は静電場で表現出来る。

$$E = -\nabla \Phi_{\text{eff}} \quad (1)$$

$$\Phi_{\text{eff}}(R) = \Phi - \nabla_{\perp} (A_0 + \delta A_{\perp}), \quad A_0 = B_0 x$$

すなわち静止系での静電場、 $A_0$  は一様磁場  $B_0$  に関係するベクトルポテンシャル、 $\delta A_{\perp}$  は変動磁場  $\delta B_{\parallel}$  を表すベクトルポテンシャルである。1)より粒子の運動定数として

$$W = w + q \Phi_{\text{eff}} = \text{const} \quad (2)$$

$W$  は波系での粒子の運動エネルギーである。特に、 $\delta B_{\parallel} < 0$  (プラスマ inflation) の局在化変動の場合、静電場を除外し、電場ドリフト運動の流線及び圧力勾配ドリフト  $v_D$  を示す。これは電荷分離を生じさせるから、これを解消する様に静電場を生じ、沿磁力線電流を増大させることになる。特に図2。

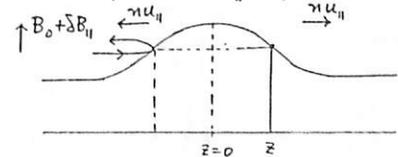
Fig. 2 Motion along a magnetic field line

moving condition:

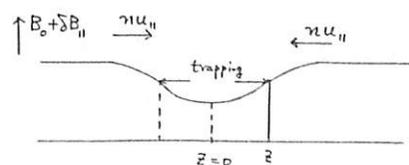
$$W - q[\Phi - \nabla_{\perp} (A_0 + \delta A_{\perp})] - q\mu(B_0 + \delta B_{\parallel}) \geq 0$$

$$W = W_0 - q \nabla_{\perp} A_0 (R_0)$$

(a) plasma depression,  $\delta B_{\parallel} > 0$ , (reflected + streaming)



(b) plasma inflation,  $\delta B_{\parallel} < 0$ , (trapping + streaming)



田中高史  
電波研究所

これまでも Birn, Kan, 十市 などによって2次元の磁気圏が計算されている、これらの計算に多少の改良を加え、任意の形状のマグネトポーズに対して、昼側、双極子、テイルをすべて含め、磁気圏の磁場分布を計算した。

解くべき方程式は  $-\nabla^2 A = j(A)$  であり、境界条件は (1) マグネトポーズ上で  $A = \text{const.}$  (2) テイルの断面 ( $X = \text{const.}$ ) で  $\frac{\partial A}{\partial X} = 0$ 。ここで  $j = \frac{\partial P(A)}{\partial A}$  :  $P$  圧力であり、 $j$  と  $P$  が  $A$  だけの関数となること、圧力バランス  $j \times B = \nabla P$  に対応している。これを解くのに境界要素を用いる。よく知られているようにグリーン関数の公式  $\int (u \nabla^2 v - v \nabla^2 u) d\Omega = \int (u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n}) d\Gamma$  から出発し、 $u = A$  とし、 $v$  として  $\nabla^2 v + \delta = 0$  を採用すると

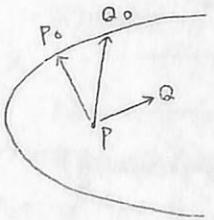
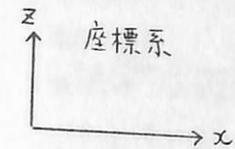
$u(p) + \int u(q_0) \frac{\partial v}{\partial n}(p, q_0) d\Gamma(q_0) = \int v(p, q_0) \frac{\partial u}{\partial n}(q_0) d\Gamma(q_0) + \int v(p, q) j(q) d\Omega(q)$   
となる。さらに  $P \rightarrow P_0$  としてポアソンの主値積分を用い、境界を要素にわければ、

$$C_i u_i(p_0) + \sum_j u_j(q_0) \int \frac{\partial v}{\partial n}(p_0, q_0) d\Gamma(q_0) = \sum_j \frac{\partial u}{\partial n_j}(q_0) \int v(p_0, q_0) d\Gamma(q_0) + \int v(p_0, q) j(q) d\Omega(q)$$

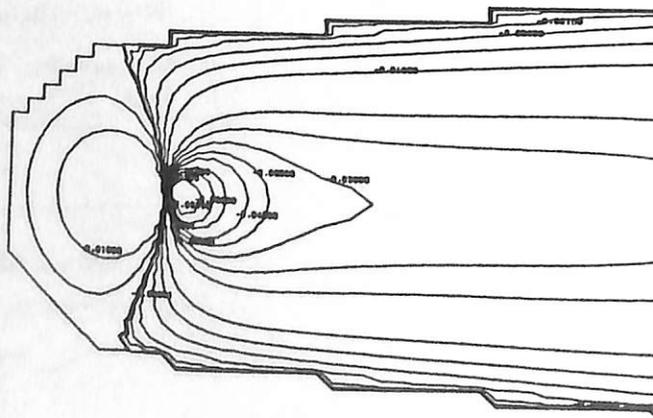
$$C_i = 1/2 \text{ (平面)}$$

となる。これはマトリクスで書けば、 $\tilde{u} = (u_i)$  として  $A \tilde{u} = B \frac{\partial \tilde{u}}{\partial n} + C$  となる。ある境界上では  $u_i$  もしくは  $\frac{\partial u}{\partial n_i}$  のどちらかがわかっているから、マトリクスを反転すれば問題が解ける。ここでマトリクスはマグネトポーズの形状のみに依存し、テイル電流には関係ないところが特徴であり、これにより、テイルにどんな電流を流しても計算は安定に行なわれる。

さて次に圧力バランスを考える。適当な  $j(x, z)$  を仮定し、 $A(x, z)$  を上の方法で計算する。つぎに  $A$  から  $j(A(x, z))$  を計算しこのプロセスをくり返す。もしもこのプロセスが収束すれば解が求まる。ここで  $j(A)$  すなわち  $P(A)$  の関数系は、任意である。これを決めるためには磁気圏対流と太陽風とのバランスを考えねばならないが、ここではまだ考慮していない。以上の計算でテイル電流を増加させると、昼側の erosion、カスプの低緯度シフトなどが生じる。下図に収束した場合の一例を示す。



座標記号の説明



計算結果の例  
(注)

マグネトポーズがなめらかでないのは等高線を描くソフトウェアのためであり、計算上ではなめらか。

井上雄二

京都産業大学・理学部計算機科学科

静かなアークの構造について述べる。

静かなアークの発生機構について、静電二重層による加速が最近有望視されているが、この過程は dissipative で静電二重層を形成するエネルギー源が必要である。オーロラ・アークに直結している沿磁力線電流系の内に、電流発生源と静電二重層が共存していると考えるべきである。静電二重層は単に電圧降下を局所化させる役割とするのみである。

静かなアークはある磁気殻に沿って方位方向に一様であると仮定する。付図に、アークに連結している沿磁力線電流系の断面を模式的に図示した。電流源は磁気圏の低緯度領域にある。正・負に帯電した磁気殻の間の電場  $E$  は可成り一様で、その大きさは  $12 \text{ mV/m}$  になり、荷電粒子は  $EXB$ -drift をし、方位方向に流れる。その速度は  $120 \text{ km/sec}$  になる。磁気圏尾部から侵入してきた陽子群は赤道面近傍に集中し、そこに高温・高圧部を形成する。その圧力勾配によって、陽子は磁力線に沿って赤道面近傍から南北両半球のオーロラ帯の電離層に向かって噴き出す。噴き出し速度  $v_{\parallel}$  は陽子の平均エネルギー  $\epsilon = 10 \text{ KeV}$  とすると、 $v_{\parallel} \approx 1.38 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$  となる。このように陽子は赤道面近傍から沿磁力線方向に噴き出しながら、方位方向に  $EXB$ -drift する。

高緯度に向うにつれて、 $EXB$ -drift 速度は急激に減速する。この加速度によって、磁気殻を横切る drift が出現する。その速度は

$$v = \frac{1}{\Omega_+} n \times (v_{\parallel} n \cdot \nabla) \left( \frac{c}{B} E \times n \right)$$

となる。ここで  $\Omega_+ = \frac{eB}{m_+c}$ ,  $n = \frac{B}{B}$  である。この drift は低電位から高電位の磁気殻に向って流れる、電流源を形成する。

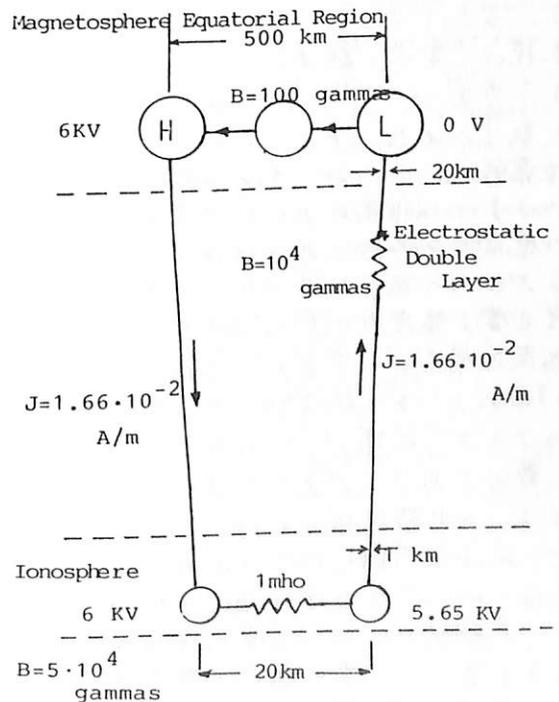
噴き出し領域の磁力線方向の厚さ  $l$  と陽子密度  $N_+ \approx 0.5 \text{ cm}^{-3}$  と仮定して、電流密度  $j = eN_+ v$  と積分すれば、赤道面近傍の単位中当りの電流量  $J$  が求められる。即ち、

$$J \approx \frac{e}{\Omega_+} v_{\parallel} \left( \frac{c}{B} E \right) N_+$$

これは  $l$  には殆ど依存しない、電子の寄与は無視出来る。電離層高度のアーク内の沿磁力線電流密度は磁束の圧縮比を考慮すれば、 $16.6 \text{ A/m}^2$  となり、観測値と一致する。

この機構によって、オーロラ・アークが磁気殻に沿って、方位方向に自己支持的に形成されて行く。

噴き出す荷電粒子は陽子のみでなく、電子も噴き出す。従って、中性のプラズマ流として噴き出すが、陽子は極域電離層に近付くと電荷交換反応によって拡散する。一方電子は拡散せず下向きに降下して、上向きに局所化された沿磁力線電流になる。その結果、極域電離層は不均質に荷電させられ、電気伝導度も不均質になる。これらの事項と関連させて、薄いアークの形成、電子の Inverted V - 加速を議論する。



芥沢洋一

広島大学理学部

地球磁気圏内部で起こる多くの現象は太陽風-磁気圏相互作用の結果であり、その発生機構を考へることは太陽と地球を結びエネルギーの流入経路を統一的に理解する上で重要である。オーロラ、特にサブストームに伴うオーロラ現象はその良い例であり、この現象をもたらす高エネルギー電子の加速機構を調べるのが今日の大きなテーマの一つともなっている。加速機構として最も良く調べられているのは電流駆動の電気的二重層(DL)であるが、筆者たちは磁気圏サブストーム時の磁気リコネクションに伴い磁気圏尾から地球に向けて放出される電流を運ばない高速アラズマ流によって沿磁力線電場の形成される可能性に着目し、数値シミュレーションを行なった。定常理論ではこの機構によってオーロラ電子加速に寄与する電位差が生じうることが既に示している<sup>1)</sup>ので、現在の目的は現実にこのような電位構造が生じうるかどうかを調べることである。シミュレーションでは次元の静電コードを使い、不均一磁場としてのミラー磁場によるカセ $-\mu \partial B_0 / \partial x$  ( $\mu$ は磁気モーメント)として取り入れた。アラズマ流は系の中央から恒常的に打ち込み、系の両端(電離層にあたる)には低温のアラズマ源を置き境界での電流が平均的にゼロになるよう応答させる。今回の報告ではアラズマ流のイオン温度と電子温度の比( $T_{si}/T_{se}$ )を2、その電子温度と境界でのアラズマ温度との比( $T_{se}/T_b$ )を25、ミラー比を10にとっている。初期のアラズマ状態( $t=0$ )は図1(a)に示すように静かであり、アラズマ流の侵入がない限りはこの状態を保っているが、 $t>0$ でアラズマ流を恒常的に打ち込み始めると、次第に図1(b)のような電位構造が形成されてゆき、最終的にはほぼ定常的な状態になることを見出した。電位構造の深さの時間発展の例は図2に示す。またアラズマ流速( $v_d$ )を大きくすれば形成される電位差も大

佐藤哲也

広島大学核融合理論研究センター

さくなるが、飽和する傾向を持つこともわかった。(図3) 電位構造と $1-B_0/B(x)$  ( $B_0$ は系中央の磁場)とを比較することによって(図4)、電位の空間的变化のスケールが磁場のそれに近いことが認められ、デバイ長を基本的スケール長とするDL等と異なる。その意味で電位構造はLarge-scaleである。このような電位構造によって加速される電子のエネルギーを現実の磁気圏に当てはめてみると数keVに相当するので、磁気リコネクションに伴うアラズマ流の侵入がオーロラ電子生成の役割を十分に担い得ると考えられる。

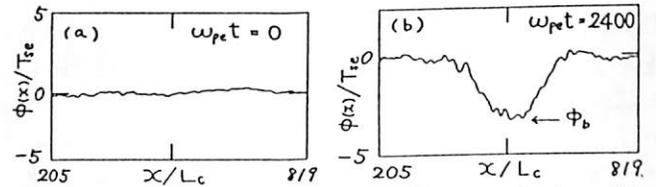


図1. 静電ポテンシャルの空間構造 (a) 初期状態, (b) ほぼ定常の時。L<sub>c</sub>はシミュレーションの単位グリッド長。

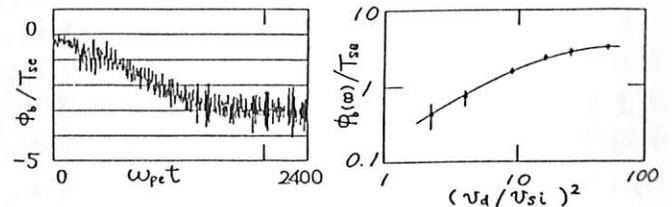


図2.  $\phi_b$ の時間依存性。 図3.  $\phi_b$ の定常値のアラズマ流速依存性。 $v_{si}$ はアラズマ流イオンの熱速度

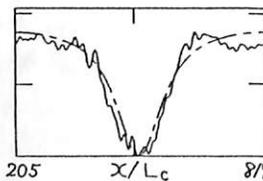


図4.  $\phi(x)$ と $1-B_0/B(x)$ の比較。縦軸のスケールは任意。

文献 (1) Sato, T., JGR 84, 7177, 1979

(2) Hones, E. W. Jr., Dynamics of Magnetosphere (ed. by S.-I. Akasofu), P. 525, D. Reidel, Boston, 1980

(3) Y. Serizawa, T. Sato, GRL 11, 595, 1984

H. Murata

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

The purpose of the present paper is to investigate poloidal Alfvén mode associated with compressional component such as storm time Pc 5 pulsations in dipolar coordinates. Storm time Pc 5 pulsations are a class of magnetic pulsations observed most frequently at the local afternoon during the main phase of magnetic storms, which have large m, propagating westwards, where m is the azimuthal wave number and m=25-50, and the period is approximately constant with latitude at any given time [Allan et al., 1982]. The waves are linearly polarized in a meridian plane with nearly equal compressional (fast mode) and transverse (poloidal Alfvén mode) components near the magnetic equator [Barfield and McPherron, 1978]. Recently, Walker and Nielsen [1984] report observations of a post-midnight high-m (m=30±3) Pc5 during a time of substorm activity by a Stare radar, in which the direction of phase motion of the oscillation is eastwards. This case may be similar to storm time Pc 5 except the sign of m.

We start from the observational evidence of  $B_{\phi} \approx 0$  near the magnetic equator, obtaining the polarization relations of the various quantities as shown below; from  $B_{\phi} \approx 0$ , we have from the linearized equation of Faraday's law (see previous paper)

$$\xi_{\phi} = [D(\mu, \nu) / h_{\nu} B] e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (1)$$

where  $D(\mu, \nu)$  is function of  $\mu$  and  $\nu$ , and at the surface of the earth ( $r=R_E$ ), i.e., at  $z \equiv \cos \theta = \pm(1 - R_E^2)^{1/2}$ ,  $\xi_{\phi} = 0$ , that is,  $D(\mu, \nu) = 0$  must be satisfied. If at the magnetic equator  $B_{\phi}$  is strictly zero,  $\partial D / \partial \mu$  must be zero at  $\mu = 0$ . Introducing a variable given by

$$I(\mu, \nu) \equiv B^2 \int D(\mu, \nu) / B^2 d\nu, \quad (2)$$

various quantities are given by

$$\xi_{\nu} = (im / h_{\nu} B) I(\mu, \nu) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (3)$$

$$\xi_{\phi} = (B / h_{\nu}) (\partial / \partial \nu) (I / B^2) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (4)$$

$$B_{\mu} = (-im / h_{\nu} h_{\mu}) [L(\partial / \partial \nu) B^2] / B^2 I(\mu, \nu) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (5)$$

$$B_{\nu} = (im / h_{\nu} h_{\mu}) (\partial / \partial \mu) I(\mu, \nu) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (6)$$

$$B_{\phi} = (1 / h_{\mu} h_{\nu}) (\partial / \partial \mu) [B^2 (\partial / \partial \nu) (I / B^2)] e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (7)$$

$$p_1 = (-im / B h_{\mu}) [( \partial / \partial \nu ) p_0] I(\mu, \nu) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (8)$$

where we use the condition of incompressible fluid,  $\nabla \cdot \xi = 0$ , which is replaced with  $\nabla_{\perp} \cdot \xi = 0$  for large |m|.  $(\xi_{\nu}; B_{\nu})$  is poloidal Alfvén mode and  $(\xi_{\phi}; B_{\mu}, B_{\phi})$  is

fast mode. They couple together due to an inhomogeneous background magnetic field of dipole. We may see from (3) that  $I(\mu, \nu) \propto h_{\nu} \xi_{\nu} \propto h_{\nu} E_{\phi} = \xi_{\phi}$ . Radoski [1967] used  $\xi_{\phi}$ .

Two components of the equation of motion are  $p_0 (\partial / \partial t) v_{\nu} = (B / \mu_0) (\nabla \times B_1)_{\phi} - (1 / h_{\nu}) (\partial / \partial \nu) p_1$ , (9)  $p_0 (\partial / \partial t) v_{\phi} = (-B / \mu_0) (\nabla \times B_1)_{\nu} - (1 / h_{\mu}) (\partial / \partial \mu) p_1$ , (10) where  $p_1$  is small pressure variation. Under large |m| condition, we obtain from (10) a simple relation given by

$$p_1 = - (B / \mu_0) B_{\mu}. \quad (11)$$

Then, we derive from (9)  $(1+z^2) \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{(1+z^2)} \frac{\partial}{\partial z} I \right] + \left[ \frac{\omega^2 \nu^2}{B^2 \beta_0 \mu_0 (1+z^2)} - \frac{(1+z^2)^2 \nu^2}{(1-z^2)^3} \left( \frac{\partial B^2 / \partial \nu}{B^2} \right)^2 \right] I = 0$ , (12)

where  $z \equiv \cos \theta$ . First two terms construct an equation of eigen value problem, which is same one as Radoski [1967], Cummings et al. [1969], and Orr and Matthew [1971] discussed. The last term of (12) is due to compressional component of the magnetic field  $B_{\mu}$  which these authors did not consider from the start of their works. If the background magnetic field is a dipole, this last term except minus sign is too large (about one order larger than the other) to construct wave form in (12), consequently. Storm time Pc 5 pulsations are observed during the main phase of magnetic storms, that is, these are excited at the time of increasing ring current. Therefore, the background magnetic field, especially at the outer magnetosphere, may strongly deviate from a dipole to nearly uniform one in local. Then we may observe HM wave there. The region that wave exists must satisfy the condition given by

$$\left[ \frac{\omega^2 \nu^2}{B^2 \beta_0 \mu_0 (1+z^2)} - \frac{(1+z^2)^2 \nu^2}{(1-z^2)^3} \left( \frac{\partial B^2 / \partial \nu}{B^2} \right)^2 \right] > 0. \quad (13)$$

In conclusion, it is suggested that poloidal Alfvén mode coupled to fast mode with large |m| may exist in dipolar coordinated under plasma pressure effect, and this situation becomes an eigen value problem if background magnetic field in the outer magnetosphere may deviate from dipole to weak inhomogeneous one due to ring current, which mainly develops during magnetic storms.

<sup>1)</sup>J.G.R., 87, 6163. <sup>2)</sup>J.G.R., 83, 739. <sup>3)</sup>G.R.L., 11, 259.

<sup>4)</sup>J.G.R., 72, 4026. <sup>5)</sup>J.G.R., 74, 718. <sup>6)</sup>P.S.S., 19, 897.

## 崩壊充満 (九大養)

他周波から高周波へのエネルギー  
upconversion を可能にする プラズマ  
レーザー効果は Type IIIバーストの発生  
(1), ATR への応用 (2), pc1 から ELF  
表の発生 (3), ホイッスレー表から 静電波  
バーストの発生 (4) 等 スペース・プラズ  
マに於て種々の現象の解釈に有効であ  
る。

プラズマ・レーザーに関する Review  
は文献 (5) も X カニズムは (6) を参照  
されたい。

さて、プラズマ・レーザー効果に於  
てエネルギー源である他周波表崩壊を定常的  
なものと見做す範囲では従来の多くの研究者  
の結果は一致している。即ち upconver-  
sion は可能であり、パラメトリック共振  
作用と同じオーダーの成長率を与える。

本研究では他周波表崩壊を非定常とし  
て扱った。非定常効果としては次の二つ  
が考えられる。

## a) Quasi-linear 効果

1) ゆゆる非共鳴粒子の効果もとり込  
んだ プラズマ・レーザー効果の解析

b) Nonresonant パラメトリック効果  
他周波と高周波モード間に Three  
Wave 共鳴が不成立の場合。

詳細については講義にゆずるが

a) については プラズマ・レーザーの成長  
率は不変であるが イオンからのエネルギー  
源が明らかにされた。

b) については近年 DuBois 等により研究  
されている (7)。プラズマ・レーザーの  
成長率と 同符号の附加項が新しく発生  
する。[しかし文献 (7) には 符号の error  
が存在している]

双方の成長率の比は

$$\frac{\gamma(\text{プラズマ・レーザー})}{\gamma(\text{Nonresonant})} \approx \frac{\nu}{\tilde{\nu}}$$

である。ここで  $\nu$   $\tilde{\nu}$  は夫々 線形、  
非線形の成長率 (他周波モードの) だ  
である。一般には  $\nu \gg \tilde{\nu}$  であるので  
非定常問題からの成長率は定常問題の  
それに比して小さいと考えられる。

## 文献

- 1) M. Nambu and P. K. Shukla, Ap. J. 271, L35 (1983)
- 2) S. Buzarbarika et al., Phys. Rev. 294, April (1984).
- 3) M. Nambu et al., to be published
- 4) S. Buzarbarika et al., G. R. L. 11, 508 (1984)
- 5) M. Nambu, Laser and Particle Beams, 1,
- 6) M. Nambu, J. Phys. Soc. Japan 53, 1594 (1984).
- 7) D. F. DuBois and P. Pesme, Phys. Fluids 27, 218 (1984).

大谷晋一・玉尾 孜 (東大理)

媒質に非一様性がある場合の、遅い磁気音波とアルヴェーン波との結合を、二流体磁気流体近似の範囲で考察した結果を途中報告する。

最近の数年間、衛星観測から、遅い磁気音波的な特徴とアルヴェーン波的な特徴とを兼ね備えた現象が報告されている。例を上げると、Storm time Pc5と呼ばれている現象、Plasma vortexと呼ばれている現象がある。

前者は、主としてStorm 時の午後側で観測されている現象であり、(磁力線に対して)垂直方向の磁場成分が振動しているという点ではアルヴェーン波的であるが、磁気圧とプラズマ圧とが反位相であるという点では遅い磁気音波的である。

後者は、夜側の磁気圏のかなり広い領域で観測されている現象である。ここでも、磁力線方向のプラズマの flow が存在するという点、及び、磁気圧とプラズマ圧とが反位相であるという点では遅い磁気音波的であるが、伝播方向と磁場のなす面に垂直なプラズマの変位が存在するという点ではアルヴェーン波的である。

以上の様な現象を説明するために、遅い磁気音波とアルヴェーン波との結合を考えることは、極めて当然であると思われる。しかし、ここで注意しなければならないのは、一様媒質中で一流体磁気流体力学で考えたのでは、低周波の三つのモード(アルヴェーン波、遅い磁気音波、速い磁気音波)は、完全に分離してしまって、結合しないということである。そのことは、分散式

$$\left(1 - \frac{\omega^2}{C_{sl}^2 k^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{C_I^2 k^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{C_F^2 k^2}\right) = 0$$

$$\left[ \begin{array}{l} C_{sl}^2 = \frac{(C_A^2 + C_S^2) \pm \{(C_A^2 + C_S^2)^2 - 4C_A^2 C_S^2 \cos^2 \theta\}^{1/2}}{2} \\ C_I^2 = C_A^2 \cos^2 \theta \\ C_A^2 = B_0^2 / \mu_0 n m_i, \quad C_S^2 = \frac{k_B T_i + k_B T_e}{m_i} \end{array} \right]$$

からも明らかである。そこで今回は、線形の範囲で、二流体磁気流体力学を用いて計算してみた。

媒質について仮定したことは、次の通りである。

- (1) 磁場は常にZ軸方向。即ち、曲率の効果は取り入れてない。
- (2) 媒質はX軸方向にのみ変化しているとし、擾乱の無い状態では、磁気圧とプラズマ圧とは平衡状態にあるとする。但し、媒質の変化する代表的な長さ(L)は、擾乱の代表的な長さ(l)に比べて十分大きいとする。即ち、

$$l \ll L$$

- (3) 圧力、その他は等方的とする。
- (4) 高ベータまで適用できることを前提とする。

計算は、各モード毎に、それを記述するのに特徴的な物理量を導入した。具体的には、アルヴェーン波に対しては静電ポテンシャル( $\Phi$ )とベクトル・ポテンシャルの平行成分( $A_z$ )、遅い磁気音波に対しては、ベクトル・ポテンシャルの垂直成分( $A_y$ )である。

三浦 彰・玉尾 孜  
(東大理)

磁気圏内でストーム時あるいはサブストーム時に観測される Storm time Pc5 の成因としてはいくつかの機構が提唱されてきたが、現実的な磁気圏の形状・パラメータを考慮したモデルはいまだに与えられていない。本研究では観測される Storm time Pc5 脈動が high- $\beta$  の磁気圏内に励起されるドリフトアルフベン波であるという仮説に基づき、現実的な磁気圏モデルに対してドリフトアルフベン波の固有値解析を行ない、得られたドリフトアルフベン波の特性を Storm time Pc5 の特性と比較検討する。

今回、固有値解析に用いた磁気圏のモデルは図1に示すもので  $\alpha = 3.25$  に位置する電離層でのジュール損失を含めて、図1中の磁力線 F の固有振動解析を行ない、東西方向に伝搬するドリフト波と guided ホロイダル波との結合の結果生ずるドリフトアルフベン波の  $\omega - k_{\perp}$  の関係について調べる。

電離層のペダーセン伝導度  $\Sigma_p = 10^{11}$  e.s.u. に対して Odd モードの第3次、5次高調波の  $\omega - k_{\perp}$  ( $k_{\perp}$  は東西方向の波数) の関係を示したものが図2である。固有方程式はバルーニング不安定の項を含むが図2の点線に示すように磁力線 F はバルーニン

グモードに対しては安定で電離層のジュール損失により成長率は負となる。おのおののドリフトアルフベン高調波に対して加速モード(A,B)と減速モード(C,D)が存在する。Evenモードに対しても同様に減衰するモードが見つかった。

A, B の加速アルフベン波は磁気圏内の圧力勾配が地球向き領域では西向きに伝搬し、大きな  $m$  ( $\gg 10$ ) を持ち、赤道面から離れた所では  $\sigma_{B_r}$  と  $\sigma_{B_{\theta}}$  は反位相を示し、 $\sigma_{B_r}$  と  $\sigma_{B_{\theta}}$  は同程度の大きさである。これらの特性は観測されている Storm time Pc5 の特性と一致する。今後、実際に励起されるモードが Odd か Even かを知るためにもバルーニングモードに対して不安定となる磁場形状を見つけ不安定なドリフトアルフベン波の特性を明らかにすることが必要である。

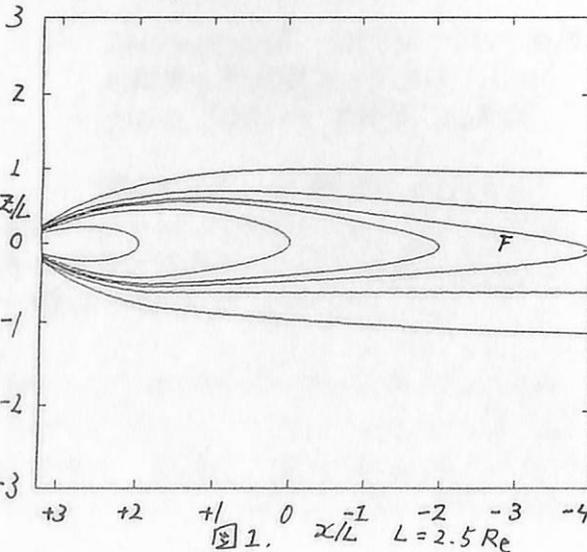
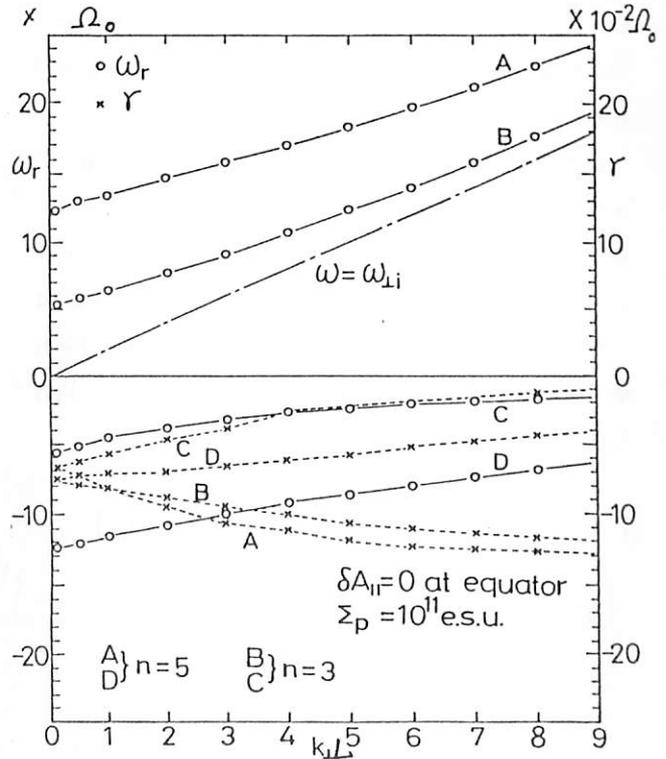


図1.



$\Omega_0 = 2\pi/T$  ( $T = 3380$  sec) 図2.

# 裸の非線型共鳴粒子の直接的効果としての (n + 1/2) ω<sub>c</sub> 現象

谷口 治 幸  
東 大・理

これまで (n + 1/2) ω<sub>c</sub> 狭帯域現象を、非線型半奇数 cyclotron 高調波共鳴と関連づけて研究してきた。単色静電波中の試験粒子軌道は、この共鳴でも相空間の島構造をつくり、非線型散逸源となる。これを、plasma の問題として扱うため、静電的 cyclotron 波の非線型 Landau 減衰の遷移行列要素の、新しい簡便で物理的な表式も導出された。しかし、可能な mode 結合 (ω<sub>1</sub> ± ω<sub>2</sub>) - (k<sub>1⊥</sub> ± k<sub>2⊥</sub>) v<sub>||</sub> = n ω<sub>c</sub> 全帯の中で、どうして特殊な ω<sub>1</sub> ≈ ω<sub>2</sub> ≈ (n + 1/2) ω<sub>c</sub> という2波放出(吸収)の非線型成長(減衰)率が特異に大きくなり、(n + 1/2) ω<sub>c</sub> 狭帯域現象として現われるのか。——本講義では、cyclotron 波の非線型 Landau 減衰において、仮想波の k<sub>⊥</sub> が 0 のばあいに遮蔽雲が効かず、非線型共鳴 ≪ 自己相互作用 ω<sub>1</sub> - k<sub>1⊥} v<sub>||</sub> = (n + 1/2) ω<sub>c</sub>、かつ、ω<sub>1</sub> ≈ (n + 1/2) ω<sub>c</sub> ≫ をする裸の粒子による散逸が支配的であり、行列要素の大きさが最大となるのが (n + 1/2) ω<sub>c</sub> 現象である、と結論づける。こうして奇妙な (n + 1/2) ω<sub>c</sub> 帯は、静電波/電磁波、random 位相/coherent を問わず、有限振幅の cyclotron 波にとって、全く自然な周波数帯となる。</sub>

2次分極 P<sub>κ</sub><sup>(2)</sup> = ∑<sub>κ=κ<sub>1</sub>+κ<sub>2</sub></sub> X̄<sub>κ, κ<sub>1</sub>, κ<sub>2</sub></sub><sup>(2)</sup> E<sub>κ<sub>1</sub></sub> E<sub>κ<sub>2</sub></sub>  
 が効かないばあいをみるのは簡単である。感受率 tensor X̄<sup>(2)</sup> は、無摂動軌道に沿う積分演算子 V̂<sub>κ</sub><sup>-1</sup> = -ω<sub>c</sub><sup>-1</sup> ∫ dφ' G<sub>κ</sub>(ω) G<sub>κ</sub><sup>-1</sup>(ω'),  
 G<sub>κ</sub>(ω) ≡ exp[-i ω<sub>c</sub><sup>-1</sup> { (ω - k<sub>||</sub> v<sub>||</sub>) φ + k<sub>⊥} v<sub>||</sub> sin(ψ<sub>κ</sub> - φ) } ],  
 κ ≡ (k, ω) = κ<sub>1</sub> + κ<sub>2</sub>, を含む。もし、線型固有波 κ<sub>1</sub> と κ<sub>2</sub> が駆動する非線型仮想波 κ の垂直波数 k<sub>⊥} = |k<sub>1⊥} + k<sub>2⊥}| が 0 であれば、逆 Vlasov 演算子 V̂<sub>κ</sub><sup>-1</sup> からは Landau 型共鳴 δ(ω - k<sub>||</sub> v<sub>||</sub>) しかえられず、cyclotron 型共鳴では 2次分極 (の非線型共鳴部) は 0 となることが判る。物理的には、線型波が E<sub>κ<sub>1</sub>⊥}, E<sub>κ<sub>2</sub>⊥} ≠ 0 でも、非線型波が E<sub>κ⊥} = 0 なら、これは cyclotron 運動の共鳴的变化</sub></sub></sub></sub></sub></sub></sub>

は起こさない。しかし、このような媒質の非線型性に由来する効果とは別の、裸の粒子の共鳴効果は残る。一般に、2次分極は、裸の共鳴軌道を遮蔽するよう作用し、行列要素はこの相殺効果により小さくなる。仮想波が k<sub>⊥} = 0 ならば、非線型 cyclotron 共鳴において遮蔽雲が効かず裸の軌道が露けになり、行列要素は大きくなりうる。更に、</sub>

- (i) 行列要素の対角成分 (ω<sub>1</sub> = ω<sub>2</sub>, k<sub>1⊥} = k<sub>2⊥}, k<sub>⊥} = k<sub>⊥}) のみが k<sub>⊥} = 0 を含み、裸の自己相互作用が可能である。</sub></sub></sub></sub></sub>
- (ii) ω = ω<sub>1</sub> + ω<sub>2</sub> ≈ n ω<sub>c</sub> を仮想波とする mode 結合は、分布関数の bulk な部分を共鳴粒子とする。

Fig. に、(i)(ii) の論点の図式を示す。自己相互作用 (ω<sub>1</sub> = ω<sub>2</sub>) と共鳴粒子の ω<sub>1</sub> こと (ω<sub>1</sub> + ω<sub>2</sub> = n ω<sub>c</sub>) を意味する直線群の交差点 ω<sub>1</sub> = ω<sub>2</sub> = (n + 1/2) ω<sub>c</sub> では、(i)(ii) の相乗効果により、行列要素は一般に特異に大きくなりうる。(ω<sub>1</sub> = ω<sub>2</sub> = n ω<sub>c</sub> は、強い plasma の resonance により除外されよう。)

(n + 1/2) ω<sub>c</sub> 狭帯域で、非線型減衰となるか (whistler 波; VLF 静電波?)、爆発的不安定となるか (VLF 静電波?; 融合炉中の静電イオン波)、については勿論、共鳴粒子 (v<sub>||} ≈ 0 ~ v<sub>th}</sub>) の free energy の有無 = 速度空間異方性因子が決定する。</sub>

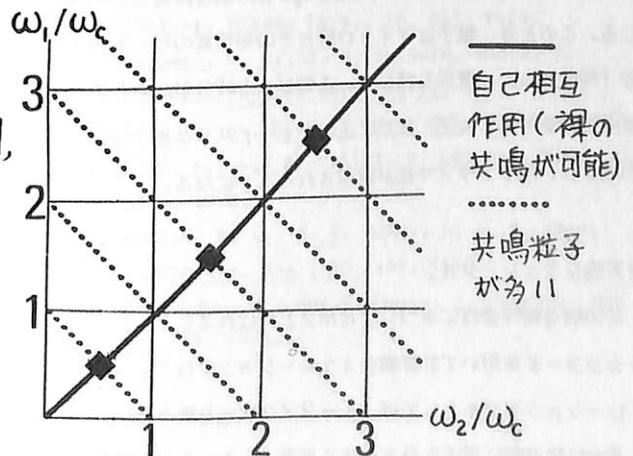


Fig. mode 結合における (n + 1/2) ω<sub>c</sub> 帯の位置

# マイクロ波によるプラズマ波非線形励起の 計算機シミュレーション

木村年成、 松本 紘  
京大・超高層 京大・超高層

## 序

宇宙太陽発電 (SPS) は、無公害で、かつ、太陽という無尽蔵に等しい、無料のエネルギー源を持つ発電システムであり、また今後ますます進展していくであろう宇宙開発に有力な発電方式と考えられている。SPSの実現に際して、考慮すべき問題として、マイクロ波ビームが電離層にどのような影響をあたえるかという問題がある。我々はこれに関し、マイクロ波ビームと電離層との非線形相互作用によって、プラズマ波がどのような非線形素過程を経て励起されるのかという問題を理論解析ならびに計算機実験を用い研究を進めてきた。今日はその途中結果を報告する。

## ラマン散乱

電離層プラズマ中を強力マイクロ波が伝搬すると、様々な種類の非線形後方散乱を受け得る。ここでは電子プラズマ波の励起に関係するラマン散乱を扱うこととする (図1)。この場合、散乱の過程には次の様に説明される。即ち、周波数  $\omega_0$ 、波数  $k_0$  のマイクロ波が伝搬するプラズマ中に、周波数  $\omega$ 、波数  $k$  の電子の密度振動が存在すると仮定する。このときマイクロ波によって電子が速度変調を受け、周波数  $\omega_0 \pm \omega$ 、波数  $k_0 \pm k$  の電流が発生し、周波数  $\omega_0 \pm \omega$  の側帯波電界が生じる。このとき、電子はマイクロ波とその側帯波のビート成分 (周波数  $\omega$ ) の電界を感じる。このビート成分が、もとの密度振動を増幅すれば、ここに正のフィードバックループが形成され、電子プラズマ波が励起されることになる。

## 計算機シミュレーション

このような物理過程に基づいて EM2 と呼ばれるシミュレーションコードを用いて計算機シミュレーションを行う。シミュレーションモデルとしては、1-2/2 次元を取り扱い、X 方向に等方的に電子を分布させておき、L モードの電磁波

を X 方向に伝搬させる (図2)。EM2 コードは、マクスウェルの方程式、運動方程式に基づいて電磁界、粒子の位置、速度について解き進めて行くものである。現在までのところ非線形波動-波動相互作用理論による解析が行われており、これによってラマン散乱による電子プラズマ波励起の成長率の定量的評価が成されている。ところが、プラズマ波励起後の飽和及び飽和後の現象については、より高次の非線形作用が関与してくるので理論的解析は非常に困難となり、飽和機構、及びその定量的評価はほとんど行われていない。計算機シミュレーションは、このような点を補うのに最適である。当報告では、計算機シミュレーションによってプラズマ波励起、飽和の、及び飽和後の素過程、定量的評価を行う。一般に、計算機シミュレーションに用いるパラメータでは現実の状態を忠実に再現することはできないが、基本的な物理過程を解明することで実際の電離層とマイクロ波の相互作用による現象を知る上で重要な手がかりが得られると考えられる。

図1

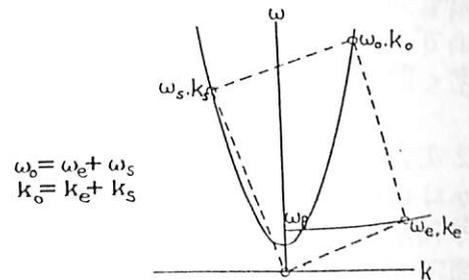
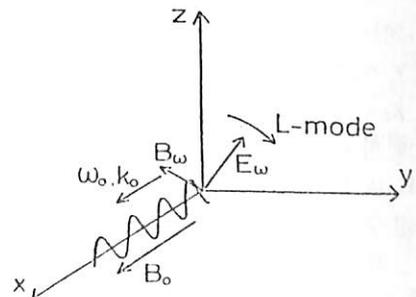


図2



松本 紘、 大村善治  
京大・超高層 京大・工

序

プラズマ中のサイクロトロン型波動-粒子相互作用は、スペース・プラズマ現象の研究にとって重要な素過程である。特に、地球磁気圏を始めとする惑星磁気圏、太陽風プラズマ中のとりどりの波動現象、粒子加速、粒子加熱現象のいずれにも強く関係している。

このサイクロトロン相互作用の研究の歴史は古く、核融合プラズマ、宇宙プラズマ研究の分野等で線形、準線形、非線形解析がこれまで数多く行われてきた。更に、磁気圏のように、不均質（非一様）磁場構造を持つプラズマ中でのサイクロトロン相互作用の特性も V L F トリガード・エミッションと関連して、研究されてきた。〔1) - 4)〕 非線形性と不均質磁場構造との組み合わせで決定される特性を、ここでは、N P I (Nonlinearity plus Inhomogeneity) 効果と呼ぶこととする。本講演では、この N P I 効果サイクロトロン相互作用の特性を理論的に検討し、スペース・プラズマの中で占める N P I 効果について考察することとする。

### N P I 効果

N P I 効果は単色又は、準単色波動の振巾が有限の大きさを持ち、不均質磁場中を伝搬する場合に引き起こされる。大振巾（準）単色波は共鳴速度近傍の速度を持つ粒子の一部（全部ではない）を自身のポテンシャル井戸の中に捕らえ、いわゆる捕捉粒子 (Trapped Particles) を作り出す。〔5)〕しかし、共鳴速度が不均質磁化プラズマ中では、変動するため、磁力線に沿って大振巾波が伝搬する場合、一種のポンピング作用が起こる。即ち、図 1 に示される様に速度空間上での粒子のポンピングが波動によって行われる。その結果、波動の下流では、速度分布関数の大きい歪みが発生し、均質プラズマ中の非線形特性とは全く異なる特性が示される事となる。

### N P I 効果による波動の成長・減衰率

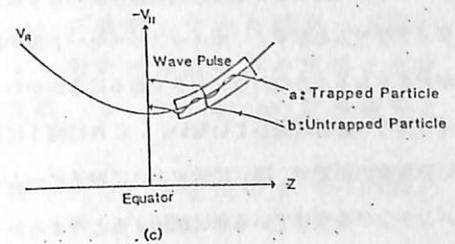
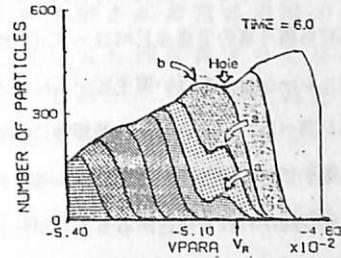
N P I 効果の結果、波動の成長・減衰率  $\Upsilon$  は

$$\Upsilon = \Upsilon_L + \Upsilon_{N P I} \quad (1)$$

と表される。 $\Upsilon_L$  は線形減衰・成長率、 $\Upsilon_{N P I}$  は N P I 効果によるものである。 $\Upsilon_{N P I}$  は捕捉粒子による寄与  $\Upsilon_{N P I}^T$  と非捕捉粒子による寄与  $\Upsilon_{N P I}^{UT}$  との和で示される。

$$\Upsilon_{N P I} = \Upsilon_{N P I}^T + \Upsilon_{N P I}^{UT} \quad (2)$$

講演では、(2) の具体的表式とこれまでの研究〔1) - 4)〕との比較検討を行う。



### スペース・プラズマにおける N P I 効果

本講演では、N P I 効果の一例として、トリガード・エミッションの示す特性を考察する。

### 参考文献

- 1) Karpman, V. I., J. N. Istomin, and D. R. Shklyar, Plasma Phys., **16**, 685, 1974.  
Karpman, V. I., J. N. Istomin, and D. R. Shklyar, Physica Scripta, **11**, 278, 1975.
- 2) Nunn, D. A., Planet. Space Sci., **22**, 349, 1974.
- 3) Roux, A., and R. Pellat, J. Geophys. Res., **83**, 1433, 1978.
- 4) Dowden, R. L., A. D. McKay, L. E. S. Amon, J. Geophys. Res., **83**, 169, 1978.
- 5) Matsumoto, H., and Y. Omura, J. Geophys. Res., **86**, 779, 1981.

競合関係と不安定敷居値

太村善治、松本 紘

京大・工 京大・超高層

ホイッスラーモード不安定の理論及び計算機シミュレーションの研究は数多く行われてきたが、その中で静電波の影響を取り入れたものは Bell and Buneman [1964] による線形理論が有るだけで、非線形な結合を含めた考察はなされていない。計算機シミュレーションに於いても、その多くは静電波を無視したコードを用いて研究が行われて来ている。

我々は静電波も扱う事のできるEMコード (KEMPO) を用いて計算機シミュレーションを行い電子ビームによるホイッスラー波の励起を調べた。その結果、予想外に強い静電波が励起されて、電子ビームの分布がゆがめられるため、ホイッスラー波の励起が妨げられる場合があることが分かった。

図1に静電波縦波のE<sub>x</sub>成分と図2に横波のE<sub>y</sub>成分の $\omega$ -kダイアグラムを示す。ホイッスラーモード波の線形成長率が大きくなるようなパラメータであるにもかかわらず、ホイッスラー波は成長していない。これは図1に見られる強い静電波の影響で、図3に示すように電子ビームが空間的にバンチングを受けている事に起因すると考えられる。

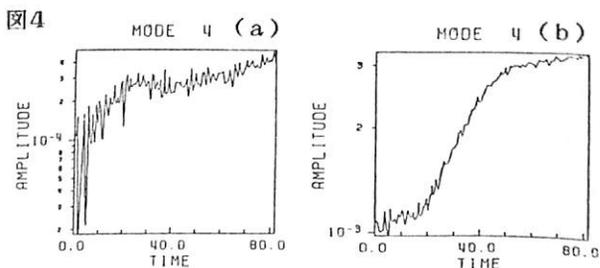
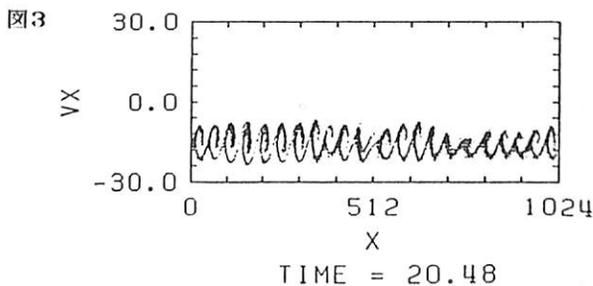
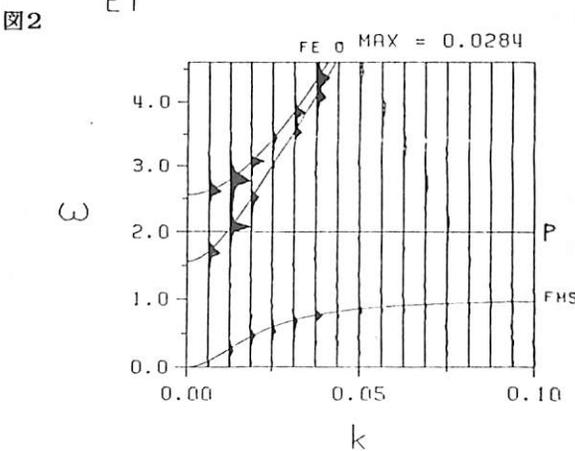
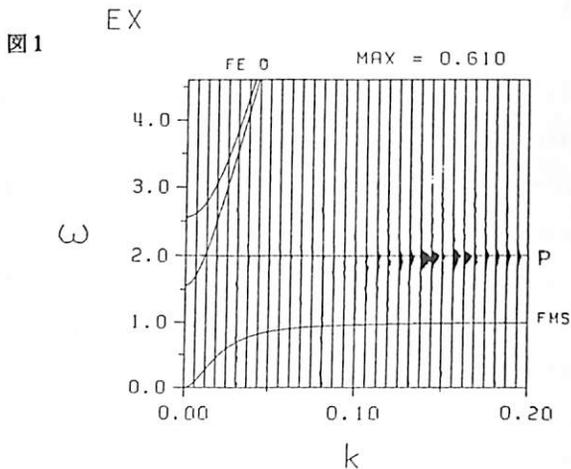
一方、初期値としてある一定レベルの強度のホイッスラー波を注入した時には、静電波の存在にもかかわらずホイッスラー波が成長することが確認された。図4に初期値としてホイッスラー波を入れた場合(b) と入れない場合(a) の波の時間発展を示す。Siple 実験 [Helliwell et al., 1980] に於いて磁気圏に注入されたホイッスラー波の増幅に関して敷居値が存在するという報告があるが、上記の静電波の影響もその一因と考えられる。

参考文献

Bell, T.F. and G. Buneman, *Phy. Rev.* 133, A1300, 1964.

Helliwell, R.A., D.L. Carpenter, and T.R. Miller,

*J. Geophys. Res.*, 85, 3360, 1980.



星野 真弘  
宇宙科学研究所

粒子コードを用いてプラズマ方程式を数値的に解く時は、大きさの著しく異なる特性周波数、特性波長、特性速度のために、数学的に硬直性を有する場合が多い。そのために時間ステップを小さくしたり、格子長を短くしたりしなければならない。たとえば低周波・長波長の現象の研究をする場合、安定に計算を進めるために、不必要な高周波や短波長まで計算する必要があり、膨大な計算時間を必要とする。このような問題に対しては陰的差分法が有利であり、Barnesのコード、VENUSコード、星野&寺沢コードなどがある。しかしながら陰的解法は計算手続きが非常に複雑であり、プログラミングにかなりの労力を必要とする。これに対して今回発表するのは、有理形Runge-Kutta法を用いた差分法で陽的解法であるにもかかわらず特性波長・特性速度に対して無条件安定であり、計算労力は従来陽的方法と同程度である。また、特性周波数に対しては陰的解法のように無条件安定にはならないが、従来陽的解法より安定である。さらに、この差分法は時間精度に関して2次又は4次精度で容易に計算出来る。

この方法を検定問題として Buneman Instability に適応してみた結果(下図)。非線形の過程まで記述できることがわかった。(1. 波の線形成長率の理論との比較、2. Electron, Ion の heating 率の理論との比較、3. Davidsonの計算結果との比較)

このコードは2次元化にも成功しており、今後はこのコードを用いて Reconnection のKinetic な性質を研究していく。

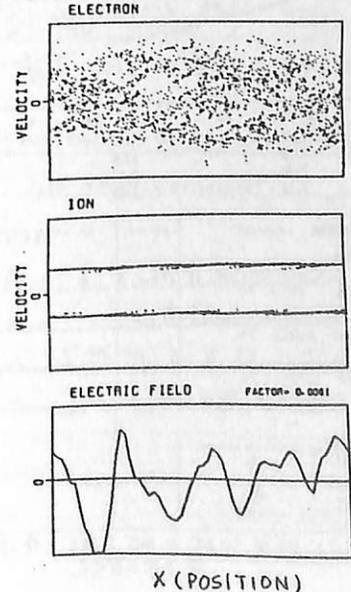
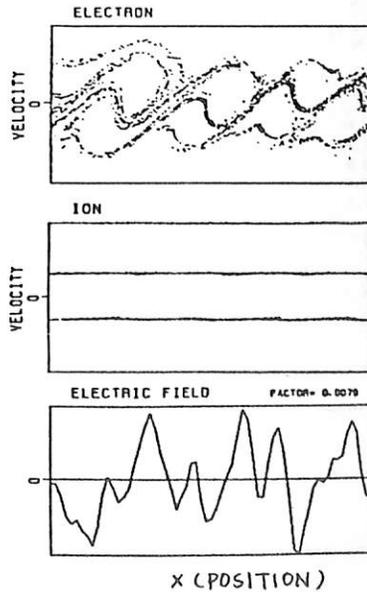
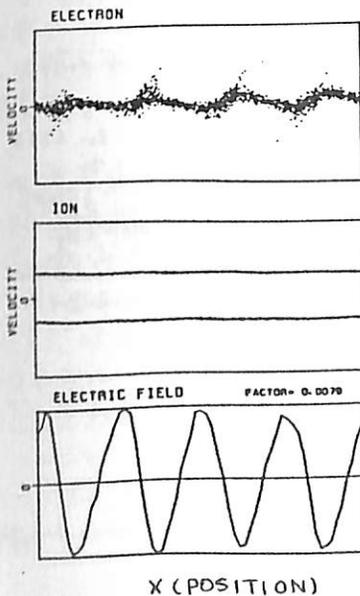
線形成長の段階

 $\omega \text{ pet} = 40$ 

非線形の段階 (I)

 $\omega \text{ pet} = 60$ 

非線形の段階 (II)

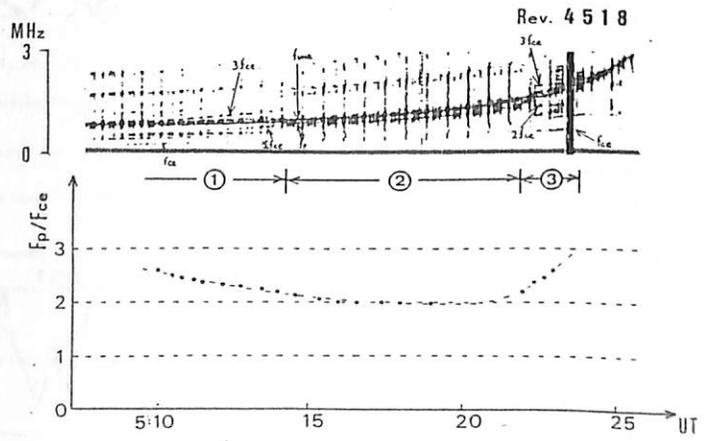
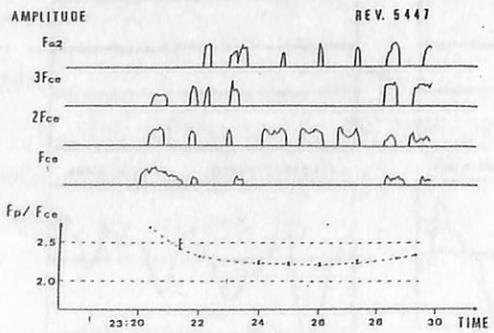
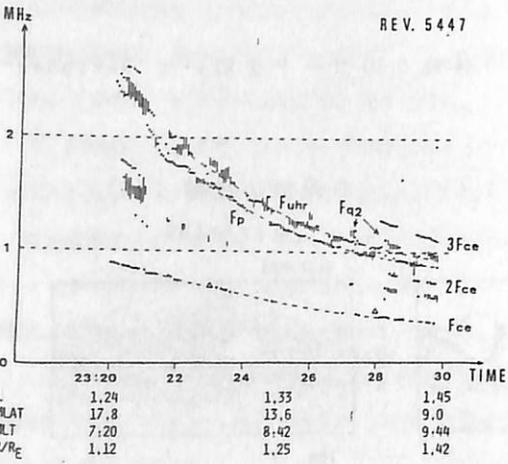
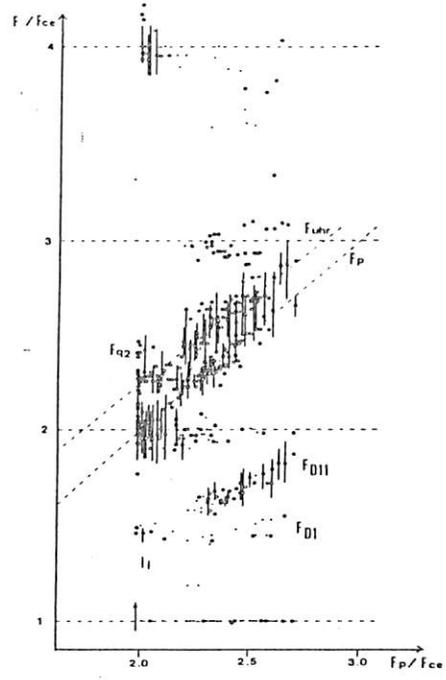
 $\omega \text{ pet} = 100$ 

# EXOS-B電子ビーム放出による波動励起

赤井和恵 河島虎樹  
宇宙科学研究所

科学衛星JIKIKENに搭載された電子ビーム放射装置(200V, 1mA MAX)を用いて、磁気圏プラズマ中に電子ビームを放出した時に励起されるプラズマ波動について報告する。プラズマ圏の内側( $L \leq 4$ )では電子ビーム放出によりプラズマ周波数( $f_p$ )及びupper hybrid周波数( $f_{UH}$ )がほとんど常に励起されている。また、特に高度の低い位置( $L=1 \sim 2, N_e \approx 10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ )においては、それ以外に電子サイクロトロン周波数( $f_{ce}$ )及びその高調波( $2f_{ce}, 3f_{ce}$ )、Burrstein modeでのgroup velocityが0となる周波数( $f_{Q2}$ )、及びhalf cyclotron harmonicsの波が電子ビームによって励起された。これらの波のAmplitudeは周辺プラズマの $f_{pe}/f_{ce}$ の値に強く依存しており、 $3f_{ce}$ は $f_{pe}/f_{ce} \approx 2.25$ において強く現われ、一方 $f_{pe}/f_{ce} \approx 2.0$ におい

ては、 $2f_{pe} \sim 4f_{ce}$ の波が $f_p, f_{UH}$ と同様に強い。half cyclotronについては、かなり強くband幅も広い $1.5 < f/f_{ce} < 2.0$ の波と、 $f \sim 1.5f_{ce}$ の弱い波の2種類ある。これはRF sounder実験で観測されたdiffuse resonanceと良く対応している。 $f_{D1}$ と $f_{Q2}$ は同時に現れ、 $f_{D1}$ に対する $f_{Q2}$ は顕著には現れていない。



鮎川 勝 ・ 巻田和男 ・ 国分 征  
(種地研) (拓殖大) (東大理)

昼間側オーロラの変動と輝度変化は主として IMF Bz 成分の Southward (Northward) turning 又は step-like な変動に關係している、あるいは夜間側の magnetic activity の方により良い対応関係があるとの報告がなされている (J.L. Horwitz & S.-I. Akasaka, 1977; R.H. Eather et al., 1979; P.E. Sandholt et al., 1980)。

筆者等は南極英基地の全天カメラ写真データをもとに昼間側オーロラの振舞いを調べ ①昼間側オーロラにはいくつかの形態的違いがある、②この形態的違いは、単に観測者とオーロラ発光域の位置関係のみに依存しているのではなく、オーロラ粒子の起源の異なりを示唆している様に思われる。③昼間側オーロラは、カスプ領域の情報を含んでいることが予想されるが、オーロラ形態の違いがカスプ領域を見極めようとする重要な情報を提供するものと観察される。④従って昼間側オーロラ活動からカスプ領域の位置及びその変動を議論するためには実際のオーロラ形態を吟味することが必要で、且つその形態に対する降り込み粒子の情報を調べていくことが重要である。本報告は以下の通りである。

昼間側オーロラの特徴を明らかにしているといふ言いがたいという立場から、南極英基地全天カメラ視野内に観測される auroral image data 全体の様相を詳細に調べ作業を開始し、同時に IMF Bz 変動を数種のタイプ分け(表1)を行いオーロラ活動との比較検討を試みた。その初期結果を表2に示す。今回はこの IMF 変動パターンと南極英基地全天カメラデータに見られる昼間側オーロラの様相の対比を定量的に観察し、併せて AE index との関係をも調べて報告する。

14:00 - 18:00 UT (10:00-14:00 MLT)			
	IMF Bz	Type	Bz Variation Type
1			Quiet Type
2			Bz > 0 Type
3			Bz < 0 Type
4			Clear Turning Type A
5			Clear Turning Type B
6			Multiple Turning Type
7			Fluctuation Type A (Bz < 2.5nT)
8			Fluctuation Type B (Bz > 2.5nT)
9			Slow Turning Type
10			Others

表1 IMF 変動のタイプ分け

South Pole Station : Geomagnetic Lat. 78.8°S

14:00 - 18:00 UT (10:00-14:00 MLT)		
Variation Type of IMF Bz	Aurora	Remarks
Bz > 0 Type	No	Bz = 4nT constant AE quiet
Bz < 0 Type	No	Bz = -4nT constant AE = 500nT
Bz < 0 Type	Yes	Bz variation, steplike AE ≤ 250nT
Multiple Turning Type	Yes	during the IMF Bz < 0
Fluctuation Type B	Yes	auroral intensity and shift good relation? ↑ fluctuation of Bz ↓

表2 IMF Bz のタイプとオーロラ対比の初期結果

一方昼間側オーロラ活動が IMF 変動に対応が良いのか、夜間側の magnetic activity に依存するののかということに関しては、カスプ領域の問題に触れたいとしても、未だ必ずしも明確な共通理解が得られるには至っていないのが現状である。

このことに関して筆者等は active event についての IMF Bz 又は AE index の比較からだけすれば、必ずしも一般的に

# サブストームに伴う地磁気脈動, 電子降下, 電離層電場の相互関係

藤井良一 (極地研), 小玉正弘 (山梨医大)  
河野 毅 (理 研), 小川俊雄 (京大理)

磁気圏サブストームの発達に伴う  $P_2$  型地磁気脈動の中, とくに高緯度帯では周波数範囲  $0.025 \sim 1$  Hz の  $P_1$  が一般的であり, 定性的には  $P_1B$  (バースト型),  $P_1C$  (連続型),  $P_1D$  (昼間型) などに分類されている。同時に, サブストームによって作り出された高エネルギー電子は放射線帯に流入し, 更に極域電離層へ降下して CNA の増加, オーロラ X 線バーストなどを起こす。この場合の多くは, 電離層の高い電離のため VLF 帯の地磁気脈動は地上では観測されない。

オ24 次南極観測隊による大気球観測中, 典型的なサブストーム ( $\Delta H \approx 1000$  nT) が発生し, 周波数範囲  $0.1 \sim 2$  Hz のバースト型地磁気脈動  $P_1B$  とオーロラ X 線バースト

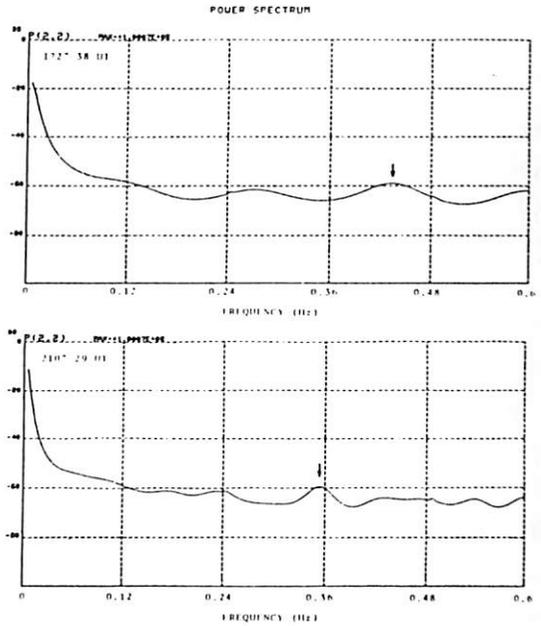


図 2

低緯度側への早い移動に起因するものと思われる。しかし更にくわしい解釈については, 昭和基地  $H_p$  によるプロトン情報, 中・低緯度帯の地磁気脈動, 人工衛星による磁気圏赤道面の粒子情報などについての検討が必要であろう。

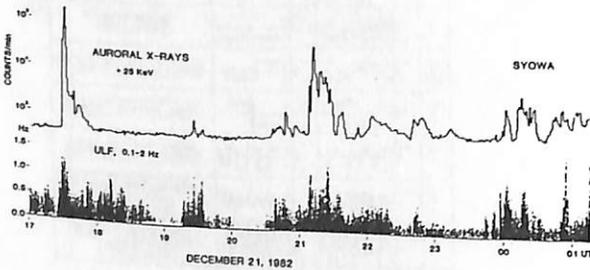


図 1

が殆んど平行して観測された (図 1)。パワースペクトル解析によると, X 線バーストも周期的変動を含み  $0.4$  Hz 前後にピークを示した (図 2)。この値が  $P_1$  の平均的な周波数と一致することから, 両者の成因に深いかわりのあることが推定される。

更に同じ気球によって同時観測された電離層水平電場の方向は, X 線バーストの開始時刻 1727 UT を境として南から北へ大巾に変化した (図 3)。このことはオーロラ帯が広がって極側から赤道側へ移動したことを意味する。図 1 に見られる地磁気脈動および X 線両バーストの急激な立ち上りは, 時間的変動というよりは粒子降下領域の

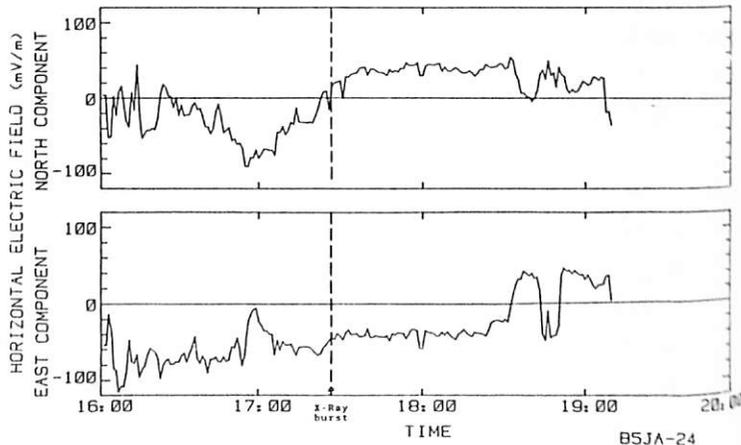


図 3

巻田和男(拓大), 国分 征(東大理)

一般にカスプ領域が昼間側付近(12hMLT)に存在していることはparticle field aligned current或いはvisual auroraの観測から裏付けられているわけであるが、このカスプ領域が夕方或いは朝方側にどの程度広がって存在しているのかという点についての研究は余り行われていない。DMSP satelliteのデータによると昼間側にはelectron number densityのpeakが50eV以下(DMSP satelliteのdetectorでは50eV以下のenergyは測定出来ない)でその値が $10^7$ (el/cm<sup>2</sup>.s.sr.eV)以上の強い降り込み現象が見られる。この特徴的な降り込み領域は従来何人かの人々により指摘されてきたカスプ領域に対応するものと思われるが、実は夕方(～18hMLT)や朝方(～06MLT)においても昼間側のカスプ領域に降り込んでいると思われる粒子と似たような電子スペクトルを示す入射領域[但しこの領域ではelectron number fluxのpeakが100eV程度で $10^6 - 10^7$ (el/cm<sup>2</sup>.s.sr.eV)とカスプ領域のprecipitationに比べややhardでfluxは少し低い]が見られることがわかってきた。このようないくつかの例については1984年の春の学会で筆者等が報告してきた。

ところでplasma sheet particle originのkeV electronが入射するsoft zoneが存在していることが知られているがこのsoft zoneにはここで問題としているcusp like precipitationの他にsun-aligned arcを引き起こすprecipitationがある。このsun-aligned arcに伴うelectronのspectrumは、number fluxのpeak 200eV - 500eV付近に見られそのpeak valueは $10^6$ (el/cm<sup>2</sup>.s.sr.eV)程度で、cusp like precipitationに比べてややenergyが高くfluxが低いようである。

我々は夕方或いは朝方のsoft zoneに見られる、より低いエネルギーの入射領域を取り出し、cusp like precipitation regionと呼び、それが昼間側のカスプ領域よりのびてきたものであろうという仮定のもとに、この領域の広がりを地磁気活動やIMFとの関連において調べてみた。このcusp like precipitationがdawn, dusk sideで良く見られるのは多くの場合地磁気活動度の低い時であり、IMFは北向きであると思われる。このような状況下でのカスプの形状がIMFが南向きのactiveな状況下といかなる違いを示しているのかを調べることは磁気圏の構造を探る上で重要であろうと思われる。

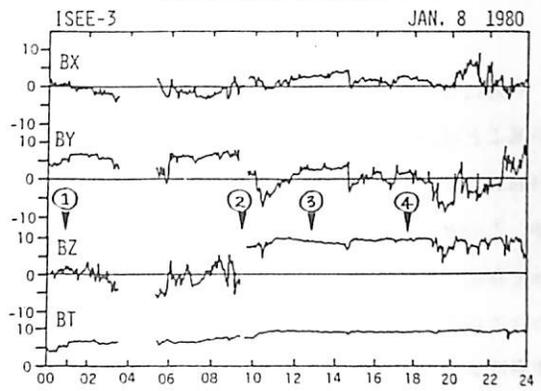
# オーロラプロトンおよび電子降下領域の空間分布

宮岡 宏  
(国立極地研究所)

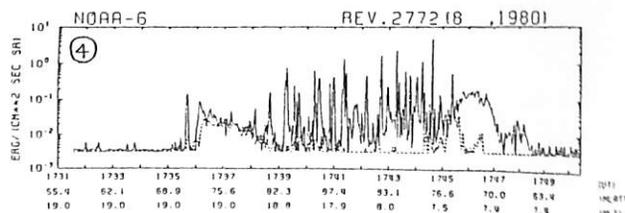
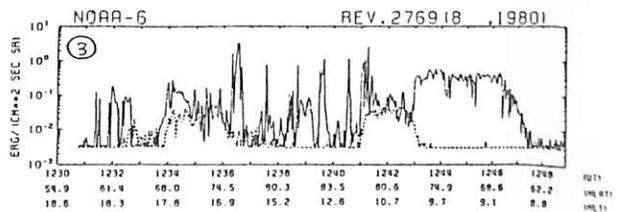
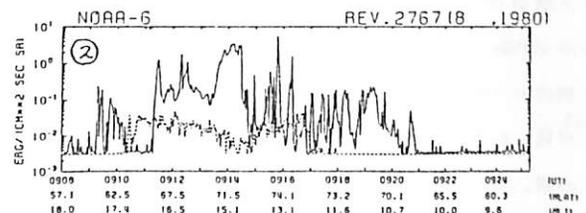
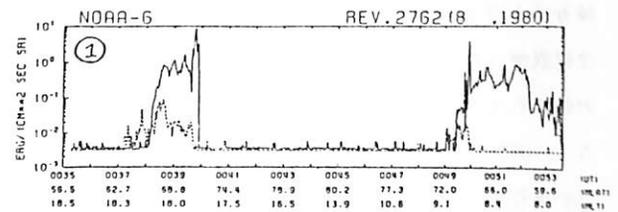
これまでオーロラ降下電子の空間分布については、DMS P等の衛星観測データを用いた精力的な解析が行われてきているが、オーロラプロトンについては、掃天フォトメータ(Hp)による地上観測を除いてあまり実施されておらず、その様相は電子と比べて明確ではない。ここでは、今回、極地研オーロラデータセンターにて入手したTIROS/NOAA衛星によるオーロラプロトンおよび電子(エネルギー: 0.3~20 keV)の観測データを用いてそれぞれの降下領域の基本的様相ならびにIMFに対する依存性について解析を行ったので報告する。

第2図にIMFの $B_z$ 成分が北向きで安定して持続していた1980年1月8日(第1図参照)に北半球において観測されたオーロラプロトン(破線)ならびに電子(実線)の降下エネルギーフラックスを示す。衛星軌道はいずれも夕方側(18-19 MLT)から朝側(7-9 MLT)に周回するもので、IMFの変動に伴いオーロラオーバルおよび極冠域への粒子流入の様相が顕著に変化している。その特徴は、(i)  $B_z$ が0付近の時(①)オーバルは低緯度側へ広がっているが、プロトンは夕方側で電子降下域の低緯度側に、また朝方では高緯度側境界付近に降下している。(ii)  $B_z$ が北向きで安定すると(③, ④)、プロトン降下域は夕方では電子とほぼ同じ領域となるが、朝方ではやはり電子の高緯度側に存在している。この時、縮小した極冠域内には、多数のスパイク状の電子降下が観測されるが、これに対応したプロトンの降下は認められない。

オーロラプロトンおよび電子の降下分布には、以上のような基本的な差異が認められるが、さらにMLTによる分布の違い、粒子エネルギーへの依存性ならびにIMFの $B_z$ 以外の成分に対する依存性等については、講演にて報告する。



[第1図]



[第2図]

# 磁気圏尾部におけるサブストーム効果

桜井 亨  
(東海大工)

友村 清  
(東海大工)

ISEE 1および2 両衛星による磁場データを使用し、磁気圏尾部(15~10RE)での真夜中近傍の substorm に伴う磁場変動を解析した。解析では、特に地上で観測される substorm onset 時の P2 型磁気波動とそれに続く substorm 効果による磁場擾乱との対応に注目して調べた。その結果つぎの様な事が 明白となった。

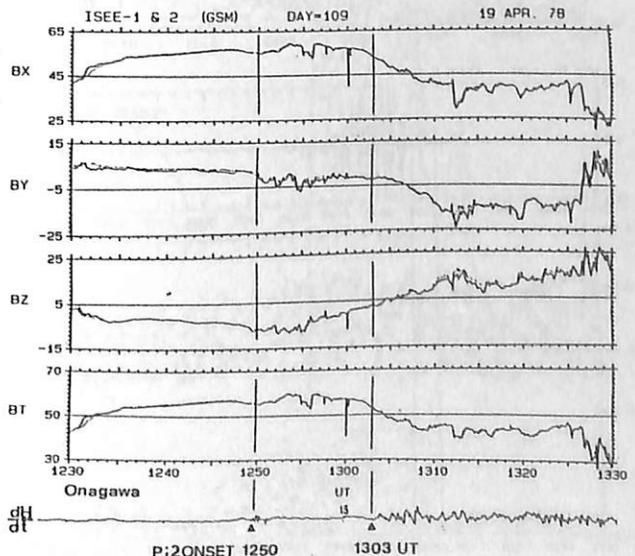
5). 2つの人工衛星, ISEE 1および2でのこれらの変動の到達時間差, および、振動の位相差から plasma sheet の expansion および current shell 中の振動は、それぞれ 速度(10~50kms) および(250~500kms) で伝搬していると推定される。

以上の結果、磁気圏尾部では、地上の P2 に対応する波動現象が、地上の onset と前後で見られる場合が少なく、onset 後 10~20分して plasma sheet の expansion に伴うと考えられる 磁場の急激な変動が見られる。これは substorm 時の電離層と磁気圏を結ぶ Field-aligned current が plasma sheet の boundary 領域に shell 構造をなして存在しており、その plasma sheet の expansion に伴って移動することを示唆していると考えよう。

また、この current shell には周期 50~100秒の電磁流体力学振動が存在している。

下図は解析の1例である。

太線... ISEE 1, 細線... ISEE 2.



1). 地上の P2 に対応する時刻での磁気圏尾部磁場変動には特に対応が認められる様な顕著な波動的変動は見られない場合が多い。これは 静止軌道衛星観測と地上 P2 との 高い確率での対応と比較すると極めて悪い対応であると言える。

2). 磁気圏尾部では  $B_z$  の負から正への変化が 地上の substorm onset に対応して起っている。

3). 磁気圏尾部では、substorm onset 後 10分から 20分して、急激な磁場変動 ( $\Delta B_x < 0, \Delta B_z > 0, B_y$  の極性変化) が起る。この磁場変動で特に顕著な事は、 $B_y$  の極性変化 即ち 極性逆転が起っていることであり、これは plasma sheet の expansion に伴って かなりより密度の高い電流が current shell となって、satellite を通過したためと解釈されよう。

4). この current sheet 中に、周期 50~100秒前後の振動が存在している。

# Substorm に伴う $\pi 1$ 脈動

加藤愛雄  
(東北大. 名誉教授)

利根川豊  
(東海大. 工)

1974年8月にカナダ北極圏にある Cambridge Bay (CB) ( $\phi = 76.8^\circ$ , 昼間時に所謂 Cusp 領域下にある) と極光帯にある Fort Smith (FS) の2ヶ所で地磁気脈動の同時観測を行った。この間多くの substorm に伴う  $\pi 2$  脈動の記録を得た。この  $\pi 2$  脈動については当時既に発表した。特に注目したいのは  $\pi 2$  が Fort Smith で発生して (即ち substorm の onset 時) から約 10~20 分後まで Cambridge Bay の脈動が活発になり、且つ長周期の  $\pi 5$  を伴っていることである。今回は短周期部分の脈動に着目して 0~1 Hz の周波数帯についてダイナミックスペクトルを取って解析を行った。

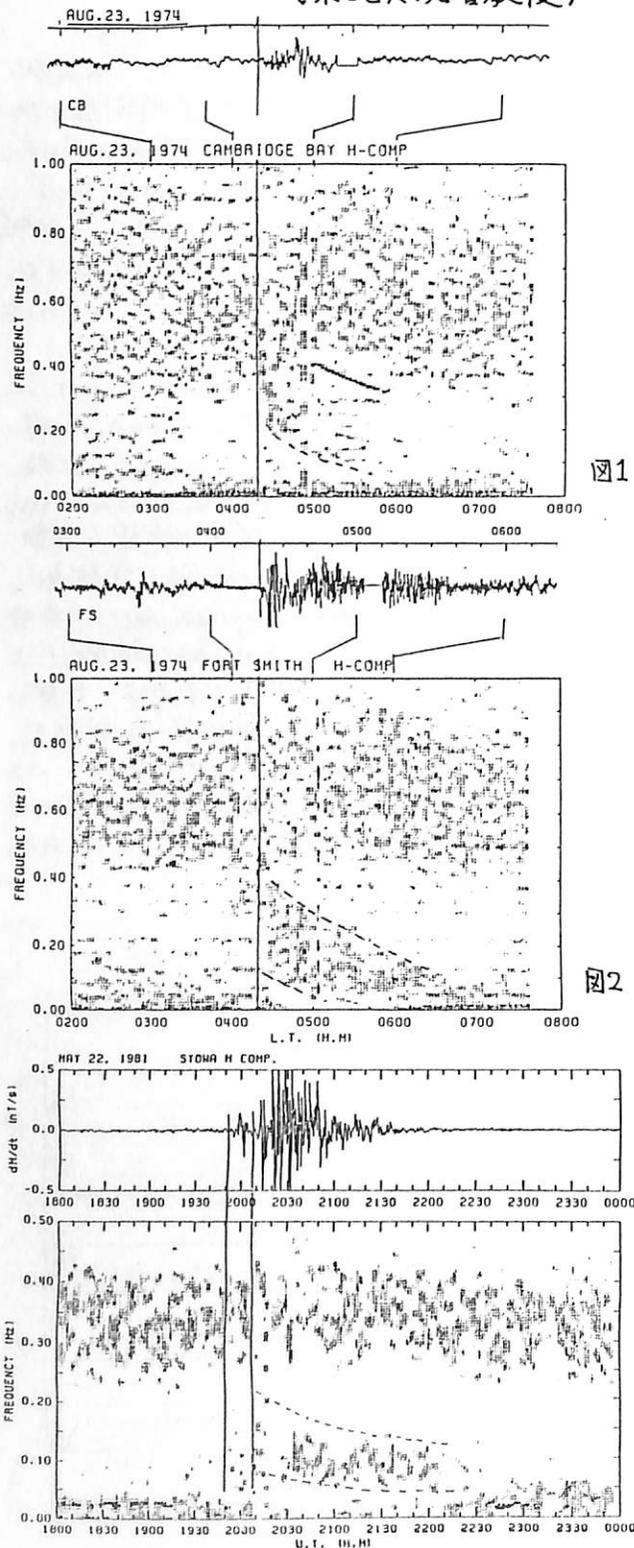
図1

図1及び図2は1974年8月23日に Cambridge Bay と Fort Smith で記録された脈動のダイナミックスペクトルである。Fort Smith では図に明らかなように substorm の onset と共に 0.4~0.1 Hz のあるバンド中 (図中に点線で示した) を持った短周期脈動が発生し、その周波数が時間と共に減少して行く。同時刻の Cambridge Bay でもほぼ同じ傾向が見られるが、特に 05~07 LT には鋭いスペクトルピークを持ち、そのピーク周波数が時間と共に減少する IPRP (Intervals of pulsations with rising periods) 型の脈動が観測されている。図3は南極昭和基地での1981年5月22日の記録の解析である。この場合は 0.25~0.1 Hz のスペクトルバンドの周波数が時間と共に減少している。

図2

以上示したように、短周期脈動のダイナミックスペクトル解析により、substorm に伴う  $\pi 1$  脈動の周波数の時間変化が見い出された。講演ではさらに詳細な解析結果についても報告する。

図3



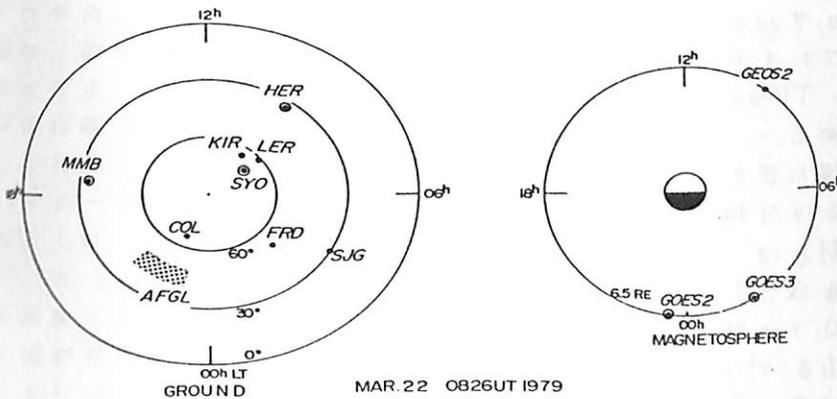
Psc 型磁気脈動の出現特性

桑島正幸 (地磁気観測所)

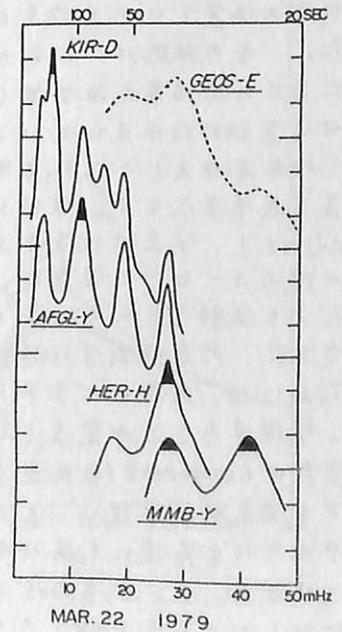
SSCは地上および磁気圏内に種々の擾乱を引き起こす。その一つにSSCに伴って出現する磁気脈動があり Psc と呼ばれる。Psc の特徴は地上および磁気圏の広い領域にわたって同時に出現することである。このため Psc は磁気圏の物理的状態をさぐる手段になりうる現象として注目されてきた。Psc の存在はすでにIGBTの当時から知られており、Saito and Matsushita (1969) 等によりIGBTの地上観測網の資料による研究が進められている。その後IMS 期間においては地上の観測点網に加えて、人工衛星によって磁気圏において直接 Psc を観測できるようになり、その特性が急速に解明されつつある。

静止衛星による観測資料を利用した Psc の研究は日本の研究者を中心に最近精力的に進められてきた(永野, 1982, 1984; 桑島, 1984)。静止衛星高度において観測されるのは Psc 4-5 帯の現象であり、これについては出現特性および発生伝播機構がかなり解明されてきた。一方、上にも述べたように Psc は広い領域にわたって出現し、しかも Psc の周期は発生領域において異なることが知られている。

高緯度および磁気圏の静止衛星高度で Psc 5 が出現していると同時に、日本のような中低緯度で周期が5~10秒の Psc 2-3 が出現していることを前回の学会で報告した。どのような機構で Psc 2-3 が発生して、それがどのような伝播として日本のような中低緯度に到来するかについては、現在でもまだ十分には解明されていない問題である。今回の発表は、図1に示すような観測点網の資料をもとにした解析結果を中心とする。その一例を図2に示す。高緯度では周期数100秒の Psc 5 が、中緯度では周期100秒の Psc 4 が、そして低緯度では Psc 2-3 が同時に出現している。今回は昭和基地、IGS, Hermanus の子午線に沿って高緯度から低緯度に分布する測点に特に注目して研究を進めた。



(図1)



(図2)

國武 学  
(電波研)

Pi burst (PiB) は, irregular な短周期成分を持つ, duration が数分の地磁気脈動で, substorm の onset 付近に, 極域で起こる。

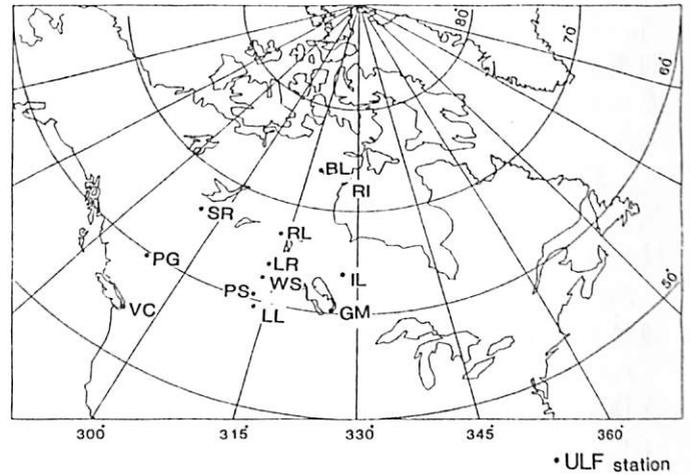
今回は, PiB のモデルを推察するために PiB の振幅の距離による減衰の特性を調べた。r をソースからの距離として, 振幅の減衰の傾向が, 例えば  $\frac{1}{r}$ ,  $\frac{1}{r^2}$ ,  $e^{-kr}$  ... などという特性から, モデルとして, line current 的なものか, point source 的なものか ... などを推測するわけである。

減衰特性を得るためには, まず右図の各観測点毎に ULF データの中から PiB 現象をスペクトル解析し, ある周波数帯での振幅値を得て, その数 station におたるプロットから, 振幅の空間的分布プロファイルを作る。距離による減衰特性を得るためには, ソースの位置の推定が必要である。しかし, 減衰形式が未知な場合, ソースの位置を推定するのはかなり困難な事である。そこで便宜上, 一つの位置基準として, オーロラの位置というものを導入することにした。その根拠は, 以前ケーススタディ的に, PiB の振幅最大推定域(ソース域)とオーロラの位置との対応が良いという結果を得ている(80年春の学会)ことにある。オーロラ位置を基準原点とし, 振幅分布プロファイルを adjust し, 減衰特性を求めることにした。この際のオーロラの位置は, all sky TV カメラにより撮影されたデータから, 求める。

さらに, PiB の減衰特性を明確に把握するためには, 各種のパラメータにより分類し, 整理することか望ましい。例えば, 周波数や component (南北成分 or 東西成分) による, 減衰特性の違い, また, オーロラの形状や向きによる違い (狭い領域にあるか? or アーク状か? アーク状ならば, その方向は東西に対しどのくらい傾いているか?) ... 等。その他, PiB は一つの event 内で, 初期には卓越周波数帯が存在しやすく, その後スペク

トル中に卓越周波数が見えなくなっていく傾向がある(82年秋の学会)。このようなスペクトル特性の変化に対し, 振幅の距離による減衰の形式においても変化が表われるかどうかを調べるべきである。

このようにして得られ, 整理された, PiB の振幅の距離による減衰特性について報告する。



1. はじめに スペクトル構造の違いや、出現特性、磁気嵐との関連などから、P c 1 脈動はいくつかのサブタイプに分類されている(周期性HMエミッション、HMコーラス、IPDPなど)。P c 1 脈動の発生機構としては、磁気圏プラズマ内の荷電粒子流によるビーム不安定性や、温度異方性によるサイクロトロン不安定性、および、プラズマ圏内の冷めたいプラズマと放射線帯の高温プラズマとの相互作用によるサイクロトロン不安定性などが考えられてきた。前回(1)(2)(3)は、有限振幅のイオンサイクロトロン波に位相捕捉される陽子の振舞いを、双極子磁界の場合について調べた。今回は  $\text{He}^+$  が存在する場合について、位相捕捉距離が波の振幅とピッチ角によつて、どのように変化するかを調べた。

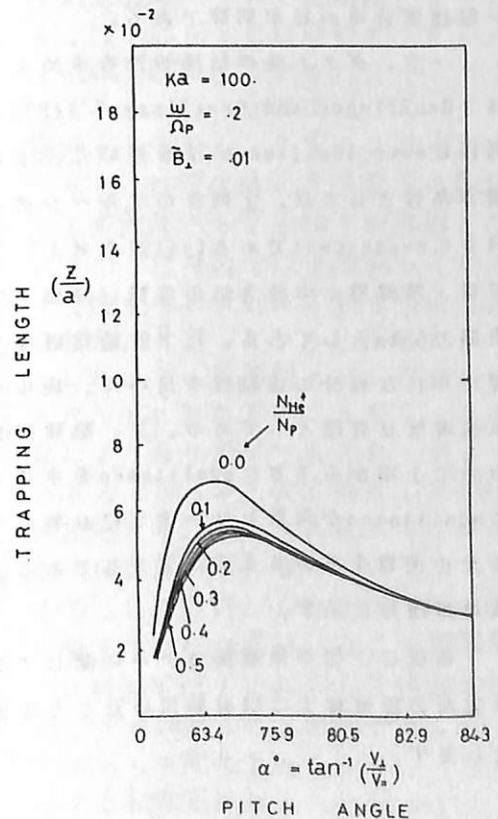
2. 最大捕捉距離 磁気圏の磁界を双極子で近似すると、赤道面付近で成長したイオンサイクロトロン波束は、磁力線に沿って電離層へと伝搬する。電離層に近づくにつれて、磁界の強さが大きくなるので、赤道面付近で、イオンサイクロトロン波束に位相捕捉されていた陽子も、捕捉されなくなる。どの辺まで陽子が、イオンサイクロトロン波束に捕捉されるかは、波の振幅とピッチ角、および周波数に依存する。第1図は、波の振幅を双極子磁界の0.01倍と仮定した場合の、赤道面からの陽子の捕捉距離をピッチ角の関数として示したものである。陽子と  $\text{He}^+$  との数密度の比をパラメータとして計算した。

たとえば、 $\omega / \Omega_p = 0.2$  の場合について、 $N_{\text{He}^+} / N_p = 0.1$  のとき最大捕捉距離として、 $1.46 \times 10^3$  (km) の値が得られる。但し、 $a = 2.548 \times 10^4$  (km) と仮定した。

3. 結論  $\text{He}^+$  が存在する場合には、最大捕捉距離が、 $\text{He}^+$  が存在しない場合に比較して減少することがわかる。 $\text{He}^+$  の密度が増加するにつれて、最大捕捉距離は減少する。即ち、 $\text{He}^+$  の存在は陽子がイオンサイクロトロン波に位相捕捉されることを妨げる効果をもつことがわかる。

#### 参考文献

- (1) 樋口喜啓; 地球電気磁気学会講演予稿集(第73回) P. 223 (1983)
- (2) 樋口喜啓; 電気学会プラズマ研究会資料, EP-83-8
- (3) Y. HIGUCHI; Chapman Conference on Waves in Magnetospheric Plasmas, Kona, Hawaii (1983)



藤田 茂 (気象庁 地磁気観測所)

今まで簡単なモデルを用いて地磁気脈動のダクト伝播を研究してきたが、今回は標準電離層モデルを用いたダクト伝播特性を考える。

用いた電離層モデルは高度1000kmまでしか定義されていないIRI-78モデル (Rawer, et. al. 1978; Rawer 1984) を、そのまま高高度域まで拡張し、アルベン波速度が最大となる所を上方境界とするようなモデルである。例として、低太陽活動期 (黒点数=0) での冬季昼間の日本付近のアルベン波速度 (図 1) 及びホール・ペダーセン電気伝導度の絶対値 (図 2) の高さ分布を示す。このときの上端の高度は2320 km である。F層下部のアルベン波速度分布の谷が明瞭である。

一方、ダクト波の伝播特性を求める方法は、Greifinger and Greifinger (1973) と同様にwave admittance 法を用いた。上端の境界条件としては、上向きアルベン波と上向きにevanescentであるfast波を考え、下端では、電離層と中性大気境界 (昼間で50km、夜間で65kmとしてある。) で波動電磁場の境界に平行な成分の連続性を用いた。地中の電気伝導度は有限としてある。又、数値計算において上端から下方にadmittanceを求める際にadmittanceが発散しないように必要に応じてその逆数を求めるように工夫してある。結果は講演時に示す。

最後に、標準電離層モデルに関して電波研究所の松浦博士に御援助頂いたことを感謝致します。

参考文献

Rawer et al. (1978)

International Reference Ionosphere

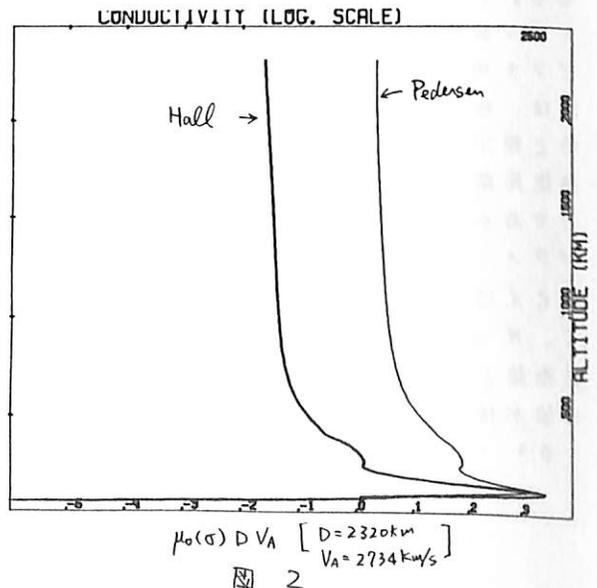
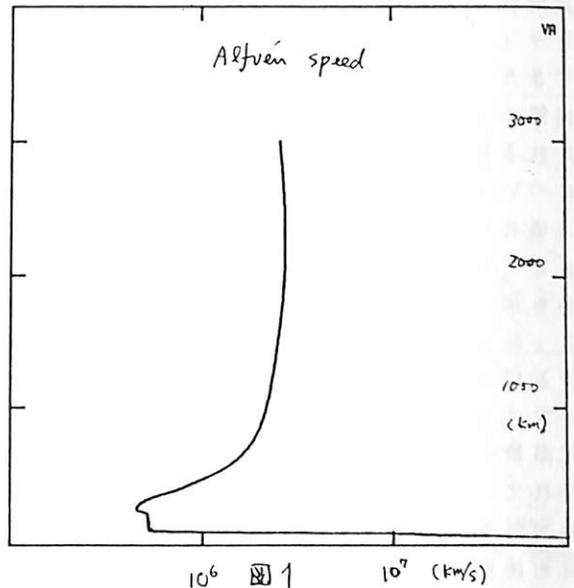
1978

Rawer (1984)

Note concerning the International Reference Ionosphere, J.A.T.P. 91

Greifinger and Greifinger (1973)

Wave guide propagation of micro-pulsations out of the plane of the geomagnetic meridian, J.G.R. 4611



# QP放射とペリオディック放射の共役性

松戸 孝<sup>(1)</sup>, 佐藤夏雄<sup>(2)</sup>, 福西 浩<sup>(2)</sup>, 国分 征<sup>(3)</sup>, 芳野赴夫<sup>(1)</sup>

(1)電気通信大学 (2)国立極地研究所 (3)東京大学理学部

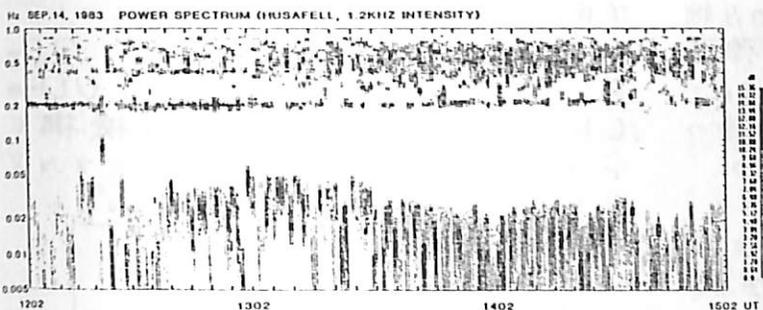


図1 1.2 kHz検波強度のパワースペクトラム  
フサヘル(アイスランド)

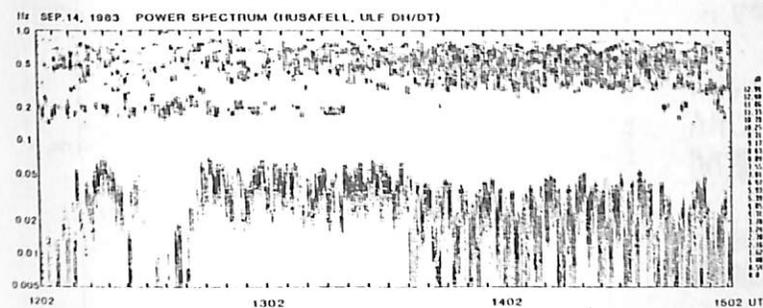


図2 地磁気脈動H成分のパワースペクトラム  
フサヘル(アイスランド)

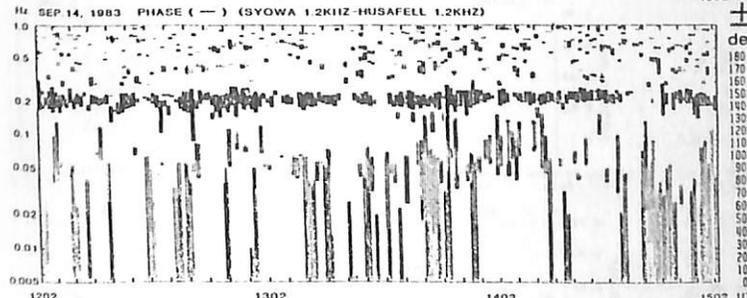
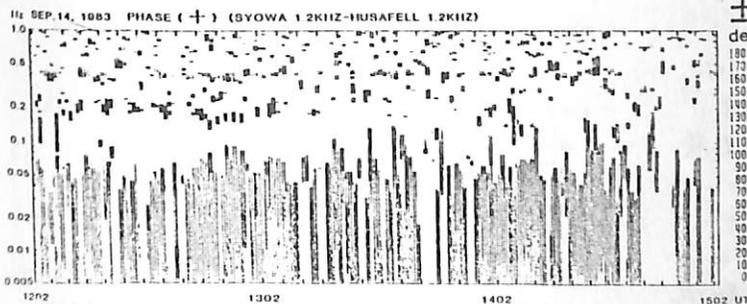


図3 昭和基地とフサヘルとの間の1.2 kHz検波強度の位相差(コヒーレンシーが0.5以上を表示、昭和基地側に対しフサヘル側が進む(+)か、遅れる(-)かを示す。)

## 1. はじめに

1983年9月に、アイスランドのフサヘルと昭和基地において、共役点観測が実施された。その中で9月14日の昼間(UT)に観測された、QP放射とペリオディック放射(以下PEと略記する)について解析した。

## 2. 解析結果

図1はフサヘルを検波強度のパワースペクトルである。昭和基地側もほぼ同じスペクトル構造を示す。0.2 Hz付近のバンドはPEの周期に対応し、時間に対しその変動が一定である。約0.03 Hz以下のバンドはQPの周期に対応し時刻が進むにつれて長周期となっている。図2は図1と同時刻のフサヘルでの地磁気脈動H成分のパワースペクトルである。図1とほぼ同じスペクトル構造をしている。まず0.2 Hz付近のバンドは、PE発生時の共鳴粒子の散乱による電離層への電子降下が原因と思われるが、13時22分以後消滅しているので、PE発生の波動粒子相互作用領域が午前側に片寄っていると思われる。0.05 Hz以下の長周期のバンドは、QPのバンドに対応することから、この脈動によりQPが作り出されていると思われる。図3は共役点間の1.2 kHzの位相差を示す。PEは共役点でほぼ逆相QPはほぼ同相になっていることがわかる。しかし詳しくみると、PEの南北共役点での位相差は、QPの周期変化(13時30分頃)に対応して逆相(180°)から遅れ始めることがわかる。

これらの関係をカラーディスプレイによる位相解析によって明らかにする。

# QPエミッション, 地磁気脈動, CNAパルスーションの相互相関解析

佐藤 夏雄  
(極地研)

利根川 豊  
(東海大・工)

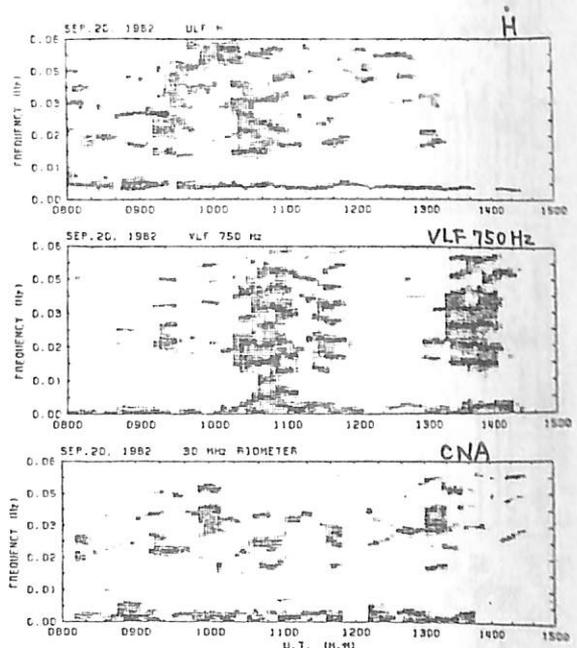
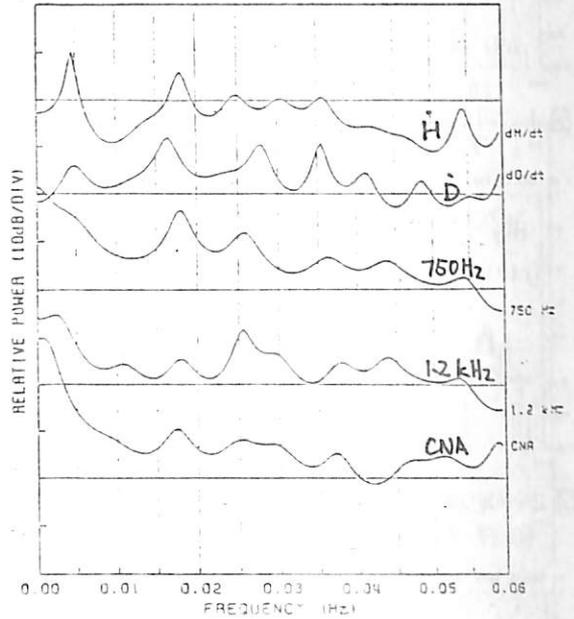
QPエミッションは、磁気圏内の圧縮性の電磁流体波によって VLF 強度が変調を受けて発生すると考えられている。また、QPエミッション発生時の波動-粒子相互作用によって生じた電子降下に対応すると考えられる CNA の変動が、しばしば観測される。従って、QPエミッションの発生機構を調べる為に、その関連現象である地磁気脈動、CNAパルスーション等との関係を詳細、且つ定量的に解析することが重要である。

我々は、昭和基地で収録された地磁気脈動、VLF検波出力、CNA等デジタル記録を用い、各現象間のクロススペクトルを求め、パワースペクトル、相関係数、及び位相差のダイナミック解析を行った。各現象間の位相解析では、周波数及び時間に対する位相変化を調べる為に、位相情報も色分けしてダイナミック表示した。その結果、QPエミッションとULF波動間の位相差に直線的な周波数依存性が見られ、QPに対してULF波動が20秒程度遅れて地表に到達する事が明確に示された。また、QPエミッションは、CNAパルスーションに対して約90°位相が進んでおり、この場合は、位相差の周波数依存性は見られなかった。

図1及び図2は、昭和基地で観測された典型的なQPエミッションと、ULF、CNA変動のパワースペクトルである。11h UT以前では、QPに対応して同周波数帯のULFが観測されており、このQPはType 1に属するものであるが、図から明らかのように、両者のスペクトルピークは必ずしも一致していない。これは、地上で観測されるULF波動と磁気圏内でVLFの変調を起している

波動が異なる事を示唆している。従って上述の様な解析から、QPの発生機構を考える場合、ULFやCNAパルスーションの発生機構も含めてより詳細な検討をする必要がある。

SEP. 20, 1982  
1030-1050 UT



## 第 II 会 場

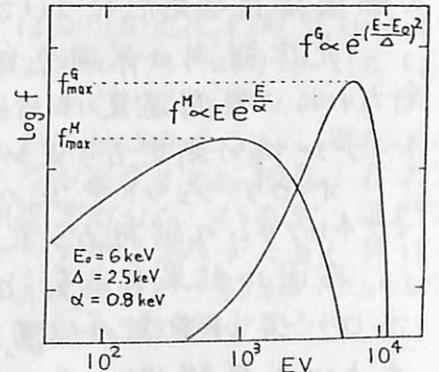
( II-1 ~ II-70 )

# オーロラ電子およびオーロラジェット電流 による中性大気加熱

梶田 健, 上山 弘  
東北大学・超高層

オーロラ電子降下時における電離層電子密度を計算し, 降下電子から中性大気への直接的なエネルギー配分率と, 電離層電流によるジュール加熱率とを比較した。降下電子のエネルギースペクトルとしては, *discrete* および *diffuse aurora* を念頭において, ハードな *Gaussian type* とソフトな *Maxwellian type* の2通りを仮定した(オ1図)。降下電子の計算においては, 電子の多重散乱およびエネルギーの離散的減衰を考慮した輸送方程式を, *discrete ordinate* 法 (*double-Gauss 4-stream approx.*) で解いた。

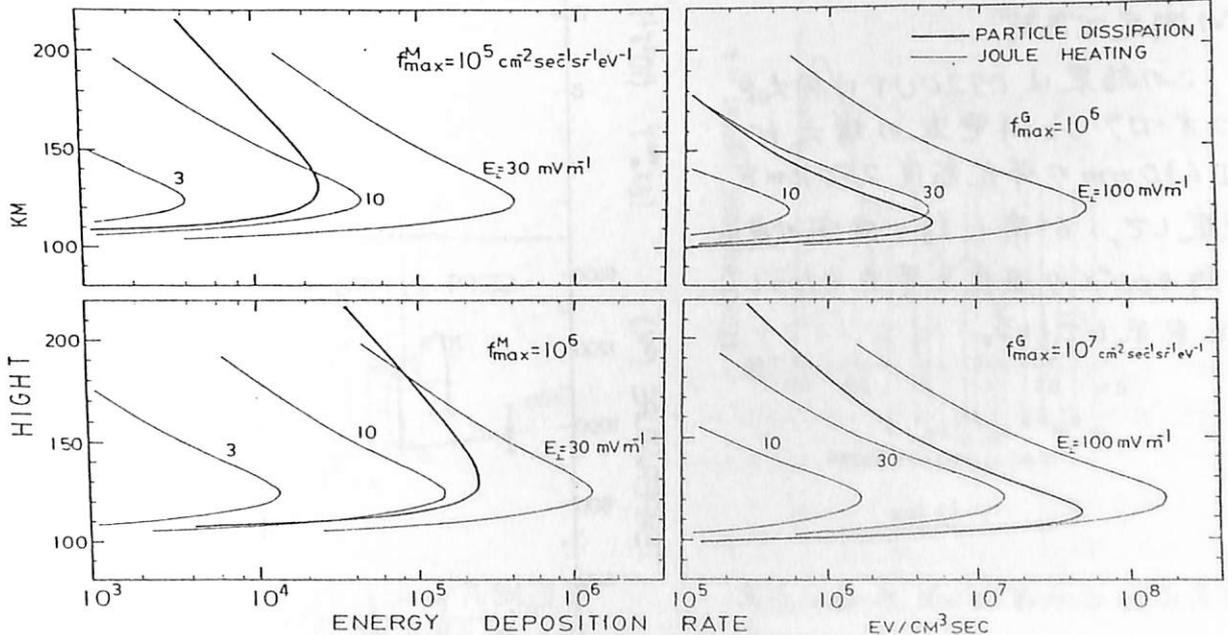
降下電子による直接加熱率の高度分布は入射スペクトルに大きく依存する。今回の計算例では, ハードな入射電子の場合, 高度約110 kmに鋭いピークをつくり, ソフトな入射の時は, 約130 kmにゆるやかなピークをもちた分布となる。一方, ジュール加熱率の分布においては, その基本的傾向は同様であるが, 入射電子に対する依存性は, 粒子の直接加熱ほど大きくはない。その結果, ハードな入射電子の場合, ジュール加熱のピークの方が降下電子によるものより約10 km高いが, ソフトな入射電子の場合には, この位置関係は逆にになっている。観測によれば, ジュール加熱の積分量が, 粒子加熱のそれを数倍上まることが知られている (eg. Alm et al, 1983, JGR, 88, 6275) が, F層では, 粒子加熱が支配的になる可能性がある。



オ1図. 入射電子スペクトル

ソフトな入射電子の場合

ハードな入射電子の場合



オ2図. 入射電子によるエネルギー配分率およびジュール加熱率

オーロラ活動による熱圏中性大気温度の変化

岡野章一, 市川敏朗  
(東北大理) (岐阜歯大)

オーロラ・ジェット電流によるジュール加熱とそれに伴う熱圏中性大気の反応は、地上からの光学観測による熱圏温度の測定と、光学観測地点に近い子午線に沿った磁力計で得られる磁場記録の解析によるオーロラ・ジェット電流の位置、強度の推定を用いて調べることができる。

本講演では 1978年9月2日(世界時)の比較的孤立したオーロラサブストーム出現時の熱圏温度の変化について述べる。

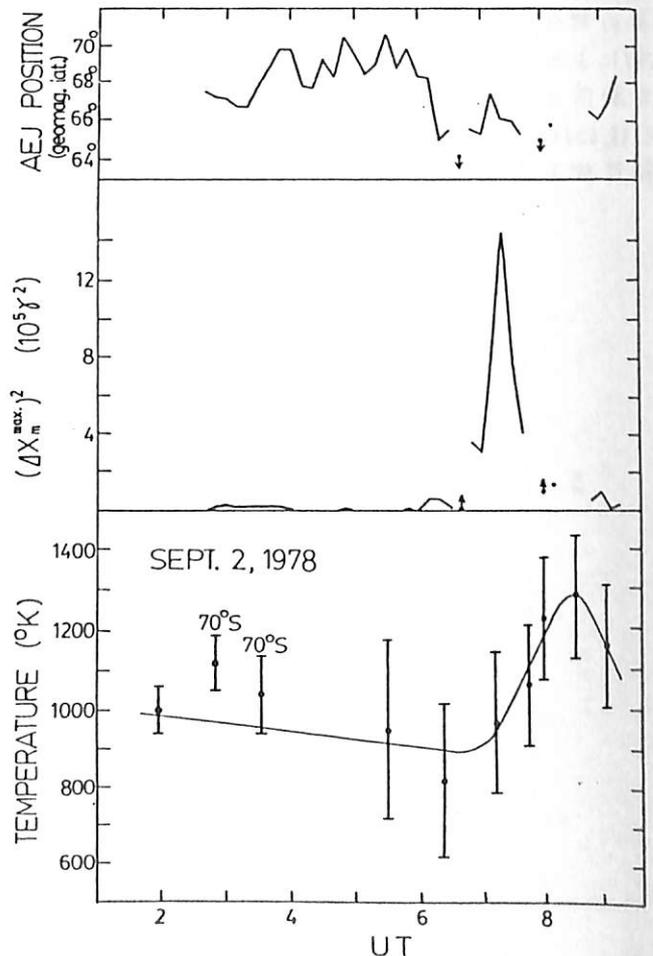
光学観測は米国東部 ニューヨーク州 オルバニー (42.68°N, 73.65°W) において行われ、熱圏温度は 15cm 径のフアブリー-ヘロー干渉計を用い OI 630nm 輝線のドップラー幅の測定から求められた。

オーロラ・ジェット電流の位置および強度は IMS フォトファイルチェーンのマグネトグラム解析から求められた。

右図に結果を示す。上段よりオーロラ・ジェット電流の位置、強度および光学観測で求めた熱圏温度の変化である。

熱圏温度は図中天頂角 70°S と示されたもの以外は天頂角 70°N での測定である。

この結果は 0720 UT に極大をもつオーロラ・ジェット電流の増大が、OI 630nm の発光高度 250km を仮定して、6°南に約1時間の遅れで約 400°K の温度上昇をもたらしたことを示している。



# 特に励起された窒素ガスによる 熱的電子の加熱について

小山孝一郎, 平尾邦雄, 中村健<sup>†</sup>  
宇宙科学研究所 \* 武蔵工業大学

高度100 Km付近においてなぜ電子温度が中性ガス温度より高いのかの議論は古く1960年代にさかのぼる。私達はこの問題を解決する事に取り組んできたが、

1982年2月に行われたロケット実験によって励起された中性ガスから電子がエネルギーを得ていると思われる結果を得た。

二次高調波法によって得られた電子エネルギー分布にはいくつかのピークが見られる。これらは主に励起された窒素分子と熱的電子の相互作用の結果である事については過去二回にわたって本学会で報告したが今回はこの実験に関する最終的な報告を行うと同時に特に振動励起窒素ガスによる熱的電子の加熱について報告する。

二次高調波法およびマイクロラングミューアプローブの結果から次のような事がわかる。

高度100 Km ~ 120 Kmにおいて電子エネルギー約0.3 eVまで約600~900 Kの温度を持つ電子のグループがあり0.3~0.6 eVでは平均1200 K程度の電子温度を持つオニのグループが存在する。0.6 eV付近からオニのグループの電子群がありこれは $N_2$ 振動励起レベルの0.514 eV ( $2 \rightarrow 0$ ) によるものではないかと思われる。(1 $\rightarrow$ 0)に相当する電子エネルギー0.259 eVではより低い電子にかくれて顕著なピークあるいはカーブのひすみはみえない。更にエネルギーが高くなるると今までに報告したような主に $O_2$ に関連するいくつかのピークがあらわれる。ピーク中は温度の上昇と共にひろがる。電子のエネルギー約24~25 eV付近から電子の数は急激に減少する。

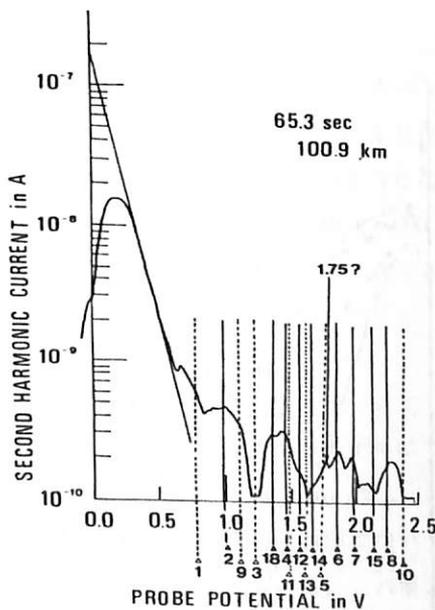


図1

高度100.9 Kmにおける二次高調波電流。横軸に示された数字は何らかの形でピークが現れたエネルギーを示す。

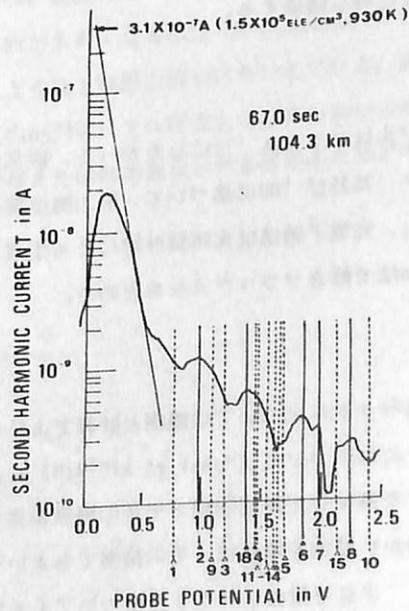


図2

高度104.3 Kmにおける二次高調波電流。

門倉 真二 , 小川 利純 (東大理) , 向井 利典 (宇宙研)

0. はじめに

磁気共役点からやってくる、いわゆる共役点光電子は、冬季薄明時の熱圏の熱源や電離源として重要である他、O I 6300A、O I 7774A や He I 6680A の日出前増光の励起源として知られている。この共役点光電子効果の解明を目的として、宇宙研によりK-9M-54号機、および同76号機が、打ち上げられた。(以下 54号機、76号機と略す。)

表1 ロケット観測パラメーター

	date	time	$T_{\infty}$	$\chi$	$\chi_c$
54号機	76/01/15	0600	780K	105°	90°
76号機	83/01/15	0540	950K	108°	95°

これらのデータ解析はほぼ終了している。本講演では観測で得られた電子スペクトルと下のように行なった数値計算の結果を比較し議論する。

1. 計算

中性大気モデルはCIRA '72にしたがった。磁気共役点はIGRF '75及び'80に基づいて、磁力線追跡を行なってきめた。光電子輸送は太陽紫外線による生成を基にTwo Stream法で解きフラックスをもとめた。

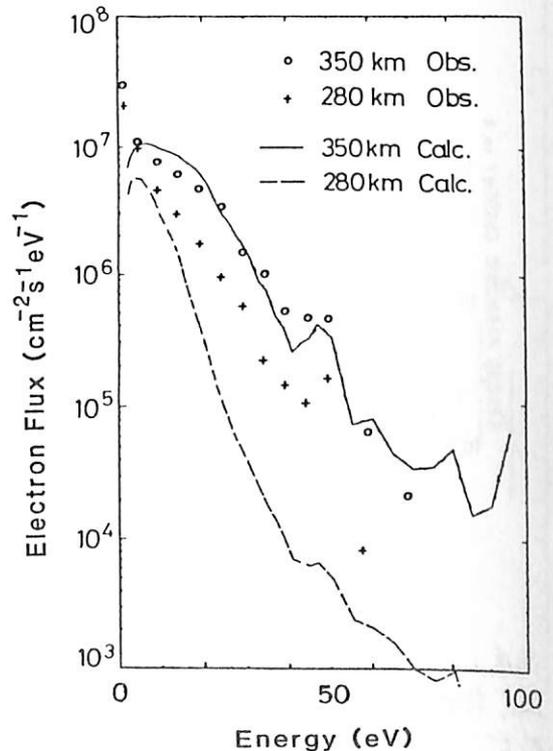
2. 結果

54号機のスペクトルについては観測と計算でよい一致を得た。尚、これについてはMukai et al(1978)により、上端データを基にした連続制動モデルの結果が得られているが、細かい構造を除けば、その結果でもよい一致をえている。76号機のスペクトルについても大気上端付近では観測結果はほぼ合っているのに対し300km以下では計算値の方の減衰が目立っている。エネルギー毎に、fluxが大気上端部の1/eになる高度を調べると表2のようになる。こうして高度に40km程のずれを考

えると、観測と計算でつじつまが合うことがわかった。この高度差は①原子酸素O(光電子フラックスのロスに効く衝突の主な相手)の密度が全高度に渡って、CIRAモデルの1/2程になったとすること相当する。又、もし、300kmの高度で1/2のO密度を与えるように $T_{\infty}$ のみをかえるなら②76号機打ち上げ時の $T_{\infty}$ を750Kとせねばならない。CIRA '72からのずれとしては、①、②どちらにしても例外的な条件である。しかし、「明け方、共役点光電子の流入が始まって間もなく」という特殊事情ではありうる事と考える。

表2 1/e 高度 (km)

E(eV)	7.5	16.1	24.0
Calc.	280	325	340
Obs.	250	280	300



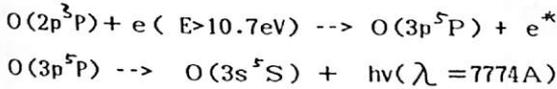
# OI7774A の観測と数値計算

門倉 真二 , 岩上 直幹 , 小川 利弘 (東大理)

## 0. 序

磁気共役点からやってくる、いわゆる共役点光電子は、冬季薄明時の熱源や電離源として重要である他、OI 6300A、OI 7774A や He 10830 A の日出前増光の励起源として知られている。この共役点点光電子効果の解明を目的として、宇宙研により K-9M-76号機が打ち上げられた。(以下76号機と略す。) この76号機によりOI 7774A大気光が、初めてロケット観測された

OI 7774Aは



の過程で励起、発光する。励起エネルギーが10.7 eVとOI 6300Aの2 eVよりもずっと高いため、共役点光電子の効果調べるのに適している。ここでは観測結果と数値計算の結果について述べる。

## 1. 測定

測定は、広帯域(半値幅63A)及び狭帯域(同10.8A)のフィルタをつけた、二連の放射計により行われた。解析の結果、OI 7774A放射率は図のような高度変化を示した。上昇時(○印)2R、下降時(×印)4Rの全放射率があり1/2になる高度は340km付近である。

## 2. 計算

数値計算は前講演「共役点光電子 — ロケット観測と数値計算の比較」と同じモデルにより光電子スペクトルを得、Jackman et al (1977, JGR, 82, 5087)による励起断面積を用いてO(3p<sup>5</sup>P)の生成率を得ている。これをロケット高度より上で積分したものを図に実線で描いた。但し、下端での強度は25Rと観測値より1桁程も大きいいため0.2倍した値で示す。

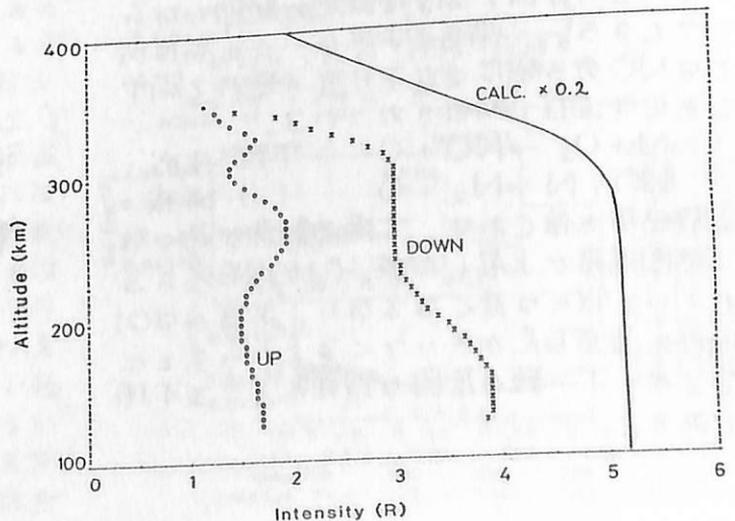
強度が1/2になる高度は380kmである。また共役点の太陽天頂角 $\chi_c$ がロケットの移動や時間の経過によって変わる効果は、観測の終わりごろで初めの15%増程度となった。

## 3. まとめ

(1) 光電子スペクトルを比較した場合、76号機による観測と計算で40km程のずれを仮定すると合ったが、OI 7774Aの強度が1/2になる高度で比べてみても同じ位のずれが認められる。従って、観測値は光電子スペクトルとOI 7774Aでconsistentである。

(2) 観測でみられた上昇時と下降時の違いは、計算では得られなかった。これについては、観測の誤差も含め検討を要する。

(3) 観測に比べ計算では、強度が1桁程も大きい。計算値が大きくなるのはChristensen(1975, PSS, 23, 831)による地上観測の場合にもいっている。光電子フラックスの絶対値にそれ程重大な差異のないことから主な原因は与えた励起断面積が大き過ぎるためと考えられる。

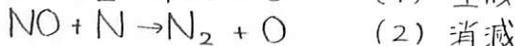
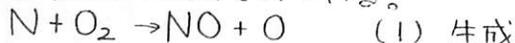


岩上直幹 小川利紘 近藤 豊  
 (東大理) (東大理) (空電研)

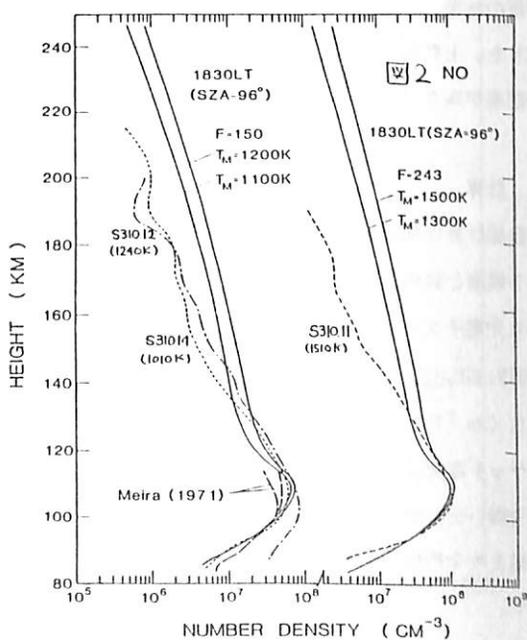
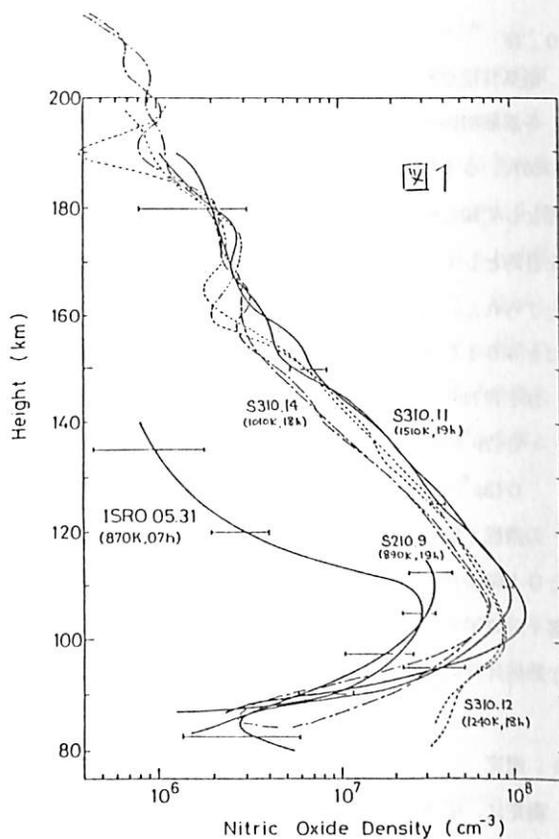
1973年以來現在までの11年間に、中低緯度では計5例の熱圏NO分子密度分布を得ることができた。この間太陽活動は1976に極小、80年に極大を経過して現在再び極小に向いつつあり、これら5例の測定結果には太陽活動度に伴う変化が明瞭に現れている。

図1に5例の測定結果をすべて示す。ISRO 05.31の実験がインドのツンバで3月の朝に行なわれたことを除けば、他はすべて内の浦で夏の夕方に行なわれた。Jacchia (1977)の方法による実験当日におけるその地奥での最大外圏温度も添えて示した。図2にS310.11, 12, 14号機で得られた結果をモデル計算によるNO分子密度分布と比較して示す。以上3例の実験は1981, 82, 83年9月と太陽活動が極大から減衰してゆく時期に行なわれた。

極小期におけるNO分子密度は $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ であるのに対し、S310.11, 12, 14号機による結果の極大値はそれぞれ12, 9,  $7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ で定量的にもモデル計算値との一致は良い。しかし高度130km以上では、モデルと実測の一致は悪くなる。この不一致は太陽活動が最も高かった11号機の例で最も著しく、太陽活動度が中程度以下だった14号機の例ではほぼ誤差の範囲にはいつしてしまう。理論によれば、この高度域ではNO分子密度は以下に示す極めて簡単な光化学過程で制御されている。



実験結果を信じれば、太陽活動度が高くなり熱圏温度が上昇した時、(1)が現在考えられている程には速くなるなり、あるいは(2)以外の消滅反応がきいてくるということになるが、不一致の原因は現在のところ不明である。



渡部重十、大冢寛、高橋忠利 (東北大理)

1. 序 科学衛星「ひのとり」に搭載されたインピーダンスプローブによる電子密度計測の結果、電離層上部で電子密度分布の不規則な構造が多数観測見い出されている。これらの不規則な構造は、いくつかのタイプに分類することができる。この中で Quasi Periodic Plasma Bubbles (QPB) と呼ばれている準周期的にプラズマバブルが現われる現象については、Gravity Wave の関係について前回の学会で報告した。本講演では、さらに QPB についてオーロラにちなう極域擾乱との関係について行った検討結果の詳細について報告する。

2. Quasi Periodic Plasma Bubbles (QPB) の観測

QPB とバックグラウンドの電子密度の波動状変動について、ひのとり衛星によって多くのデータが得られているがその一例を図1に示す。QPB の間隔と電子密度の波動状変動の波長とがよく一致していることがわかる。この一致は電子密度の変動がバブルを生成させる一つの原因になっていることを示唆している。波動状変動は Gravity Wave によるものであり、この Gravity Wave の生成域は極域にあると考えられているが、すでに TAIYO 衛星に搭載されたインピーダンスプローブもこの事実を見い出している (Oya et al, 1982)。我々はここで極域での磁気擾乱の指数である AE index とひのとりによって得られた QPB との関係を考えてみた。その結果を図2, 3に示す。図2に示すように極域現象と赤道域でのプラズマバブルの生成が明らかに関係している場合がある。この時極域擾乱から約2時間の遅れをとまなう赤道域ではアップルトン・ア/マリーが発達しさらにプラズマバブルが生成されている。この時間差は極域から赤道域へ約1 km/sec の速さで極域擾乱が伝播したものと考えられる。また図3に示すように、極域での擾乱と赤道域でのプラズマバブルの生成との間に関係が

見い出せない例も観測される。このような例は図2でみられるほど密度の急激な減少は示さないが、準周期的な構造を明らかにしている。この結果は、準周期的な構造をつくる Gravity Wave が極域だけでなく赤道域でも生成されていることを示唆している。

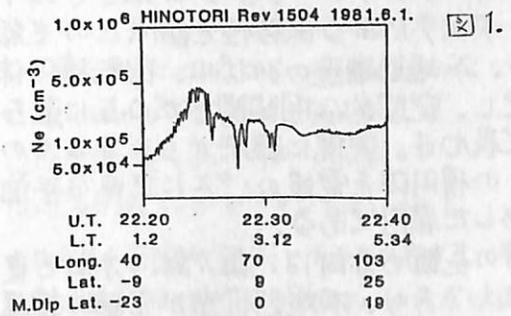


図1.

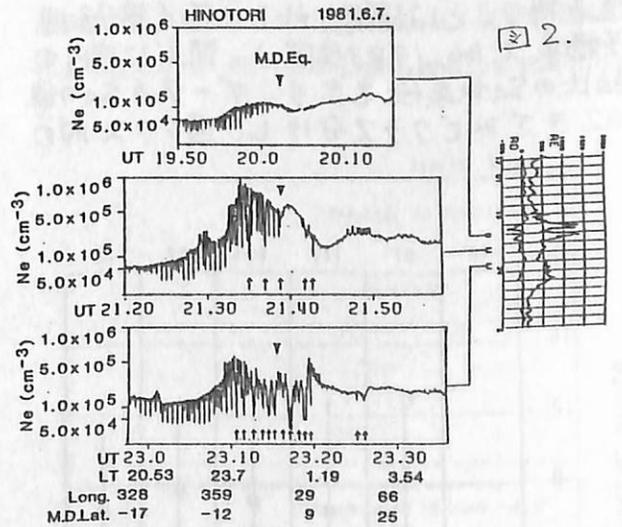


図2.

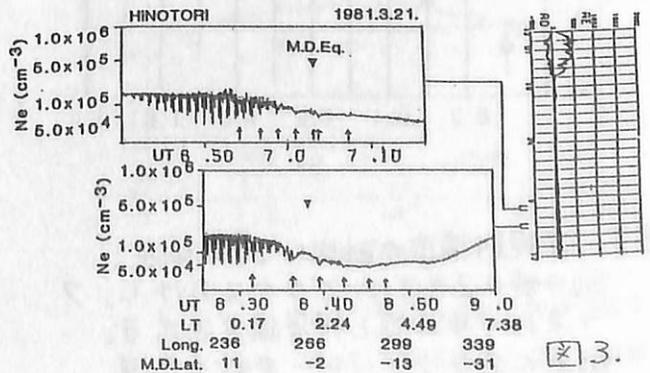


図3.

熊谷 博、  
(電波研・平磯)

小川 忠彦  
(電波研)

VHF帯の衛星電波シンチレーションの観測について、以前から報告している。近接した3点にアンテナを置き、同時受信した信号の相関処理を行うことにより、電離圏不規則構造のドリフトや形状を知ることができる。今回は夏期夜間のシンチレーション(7例)について、不規則構造の形状を求め、シンチレーションの強さ( $S_4$ インデックス)による依存性を調べたので報告する。不規則構造の形状は、回転楕円体を仮定し、空間的な相関関数が0.5に落ちる点で表わす。実際に観測から求まるものは、この楕円体を電波のパスに垂直な平面に投影した楕円である。

楕円の長軸の方向は、磁力線の方向と良く一致しており、不規則構造が沿磁力線構造を持つことは確認されている(第73回予稿集 E-46, 1983参照)。図1に楕円の軸比の $S_4$ 依存性を示す。データを $S_4$ の値0.2きざみでクラス分けし、各クラス内の

平均値と標準偏差を示す。図上に各クラスのデータ数を示す。図1から、 $S_4 \sim 1.0$ 以下では、軸比は $S_4$ とともに増加するが、軸比が8付近で飽和に達していることがわかる。 $S_4 > 1.0$ で見られる減少は、データ数も少なく、有意かどうかわからない。磁力線と電波のパスのなす角度( $15^\circ$ )の関係から、実際の不規則構造の軸比は、図1に示した楕円の軸比のさらに $1/\sin(15^\circ) \sim 3.9$ 倍である。以上から、強いシンチレーションほど、長く発達した沿磁力線不規則構造により引き起こされることがわかる。

図2に楕円の短半径(不規則構造の横方向の大きさ)の $S_4$ 依存性を図1と同様の形式で示す。短半径は200m前後を示し、 $S_4$ の増加とともに減少する傾向が見られる。強いシンチレーションは、電子密度の疎密が大きく、より小さなサイズの不規則構造により引き起こされると考えられる。

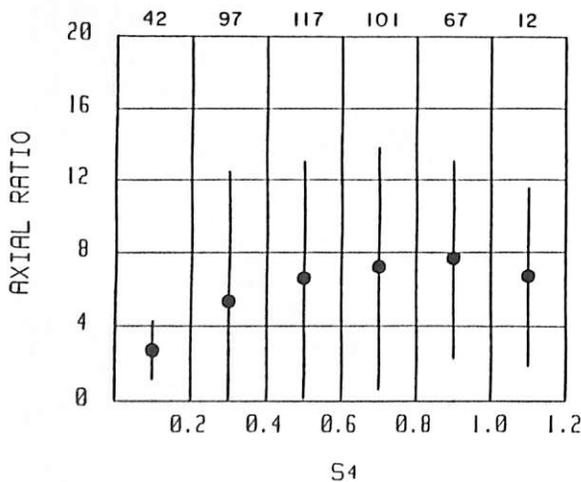


図1. 不規則構造の軸比の $S_4$ 依存性。  
 $S_4$ の値0.2きざみでクラス分けし、クラス内の平均値と標準偏差を示す。図上に各クラスのデータ数を示す。

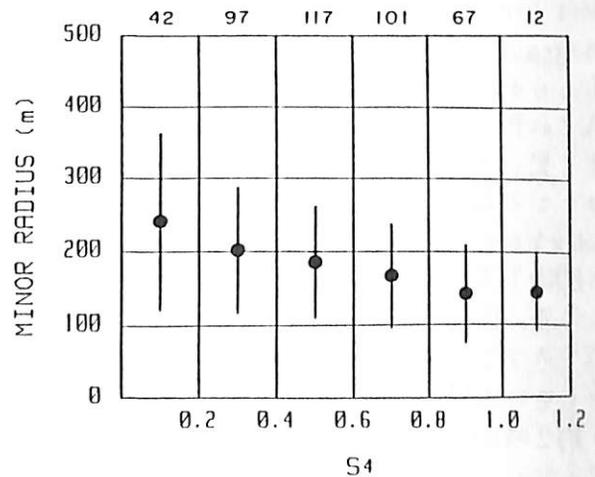


図2. 不規則構造の短半径(横方向の大きさ)の $S_4$ 依存性。説明は図1と同じ。

丸山 隆, 松浦延夫

(電波研)

Rayleigh-Taylor型のプラズマ不安定によって生ずる赤道域の電離層不規則構造は、イオノグラム上ではスプレッドFとして観測される。電離層観測衛星(ISS-b)のデータから、赤道スプレッドF(ESF)について次のような季節-経度特性がわかっている<sup>(1)</sup>: ESFが多く発生するのは、

- (1) 北半球の冬には、地球磁場の偏角が西に大きい経度(大西洋),
- (2) 北半球の夏には、偏角が東に大きい経度(太平洋),
- (3) 春秋分には、偏角の小さい経度(インド洋)である。

一方、Rayleigh-Taylor不安定については、電離層F領域における磁力線方向の高い導電率とプラズマの大きい拡散速度とから、不安定性の評価において、Pedersen導電率及び再結合係数に沿磁力線積分値を用いるのが適当である。このとき、二つのパラメータは高度が下がると指数関数的に増大するから、熱圏中性大気風の磁気子午面成分(赤道横断風)によって風下側の半球で電離層高度が下がれば、二つの沿磁力線積分値は増大し、その結果、不安定性が抑制される。<sup>(2)</sup>

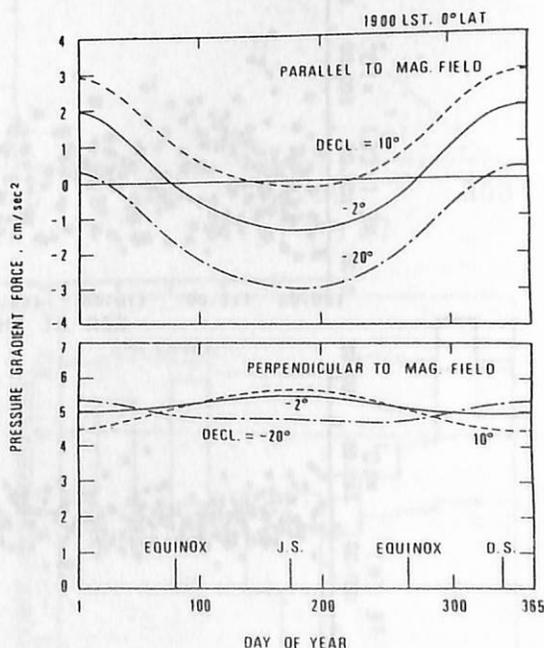
一般に、電離層F領域の高度での中性大気風は、第一近似として(1)大気圧力勾配の水平成分、(2)Coriolisの力、(3)イオン抗力の均衡によって定まる。これらの力は、適当なモデルを用いて、局所的に計算することが可能である。しかし、赤道(磁気赤道と地理赤道は一致すると仮定)においては、Coriolisの力及び子午面内のイオン抗力は消失するから、わずかでも磁気子午面内に圧力勾配があれば、中性大気風の速度は無限大となる。この不都合は粘性項の省略にある。今回は、第一段階として圧力勾配とESFの発生特性とについて定性的な比較を行った。

熱圏大気の密度と温度はMSISモデルから、ISS-bの観測期間に合わせて、F10.7インデックスを170、また、Apインデックスを4として計算した。磁気偏角の値( $\delta$ )を $20^\circ$  W(大西洋付近の磁気赤道上の値に対応)、 $10^\circ$  E

(同様に太平洋に対応)、 $2^\circ$  W(インド洋に対応)と置いて求めた大気の単位質量当りに働く圧力勾配力の磁力線に平行な成分と、直交する成分について、季節変化が下の図に示されている。図は19hLSTのもので、力の方向は平行成分( $F_{\parallel}$ )については北向きを正に、直交成分( $F_{\perp}$ )については東向きを正にとってある。 $F_{\perp}$ が季節を通じてあまり大きく変化しないのに対して、 $F_{\parallel}$ の季節変化は大きく、おおむね、夏半球から冬半球へ吹くように符号が変わる。この時、 $F_{\parallel}$ の絶対値が小さくなるのは、

- (1)北半球の冬( $\delta = 20^\circ$  W; 大西洋),
- (2)北半球の夏( $\delta = 10^\circ$  E; 太平洋),
- (3)春及び秋( $\delta = 2^\circ$  E; インド洋)である。

これらは、ESFが発生し易い季節及び経度と一致する。逆に、上の三つの場合以外では $F_{\parallel}$ が大きくなり、強い赤道横断風が現われ、Rayleigh-Taylor不安定が抑制されると考えられ、ISS-bによるESFの観測結果を説明出来る。



(1)第73回講演会講演予稿集

(2)第74回講演会講演予稿集

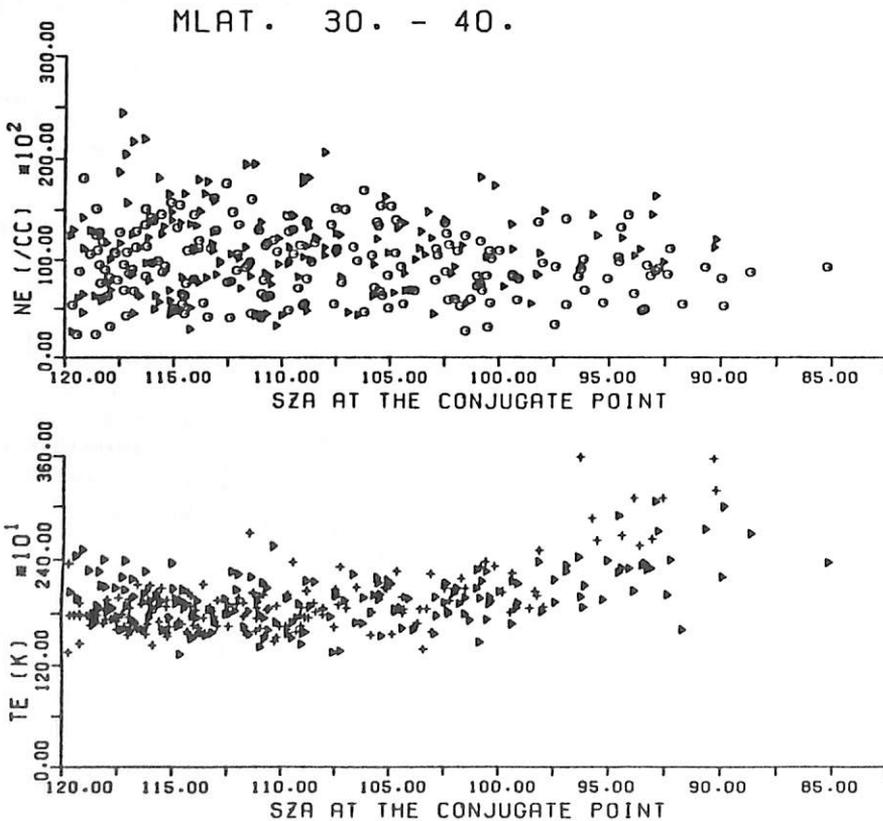
# ISS-b で観測された磁気共役点日出効果

佐川 求一  
電研研

冬期の電離層では日出の直前に磁気共役点の日出が起るので、そこで生成された光電子が反対半球へ輸送されて冬半球側の電離層に影響を与える。この効果の観測は主に地上からのレーダやロケット・人工衛星での直接観測によってなされてきた。夜間の電離層への低エネルギー電子 ( $E \leq 10\text{eV}$ ) の流入はプラズマ温度の上昇、電離生成率の増加をもたらす。即ち電子温度の上昇や電子密度の増加が観測対象となる。

この報告では1978年に打上げられた電離層観測衛星 (ISS-b) の観測データが広くかつ均一な時間的・空間的領域をカバーしていることを利用して統計的に磁気共役点日出効果を検討した結果を述べる。使用したデータは1978年4月から1980年3月の期間のもので、主にRPAによって取得された電子温度・密度について検討した。

下図は横軸に磁気共役点 (高度300km) での太陽天頂角をとって電子温度・密度をプロットした結果である。観測高度は約1100kmで、衛星を通る磁力線に沿って両半球の高度300kmの点の太陽天頂角を計算し、衛星側の半球の点が日陰 ( $SZA < 107^\circ$ ) の条件を満足する観測データのみを扱っている。電子温度は  $SZA \approx 105^\circ$ 、即ち磁気共役点の日出、から明確な温度上昇を示している。この温度上昇は輸送されてきた光電子がプラズマ中の電子と相互作用した結果と考えられる。一方電子密度は有意な変化を示していない。これは電離生成率の増加はもと高度の低い領域で重要であるが、観測高度では無視できることを示している。



巖本 巖, 佐川 永一

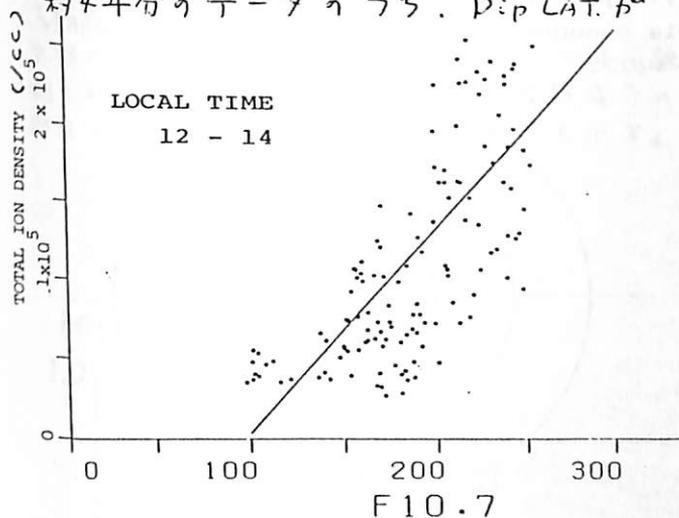
電波研究所

§1. 序

N<sub>m</sub>F<sub>2</sub> (又は f<sub>o</sub>F<sub>2</sub>) と太陽活動度 (R<sub>z</sub>, 又は F<sub>10.7</sub>) とが正の相関関係にあることはよく知られ、電離層のモデルの多くにこのことはとり入れられている。これまで多くの衛星観測はあるが、トップサイドのイオンと太陽活動度との関係についてはほとんど報告がない。本報告では ISS-b 衛星のデータを用いてイオン密度と F<sub>10.7</sub> との相関関係を調べた結果を述べる。

§2. 方法

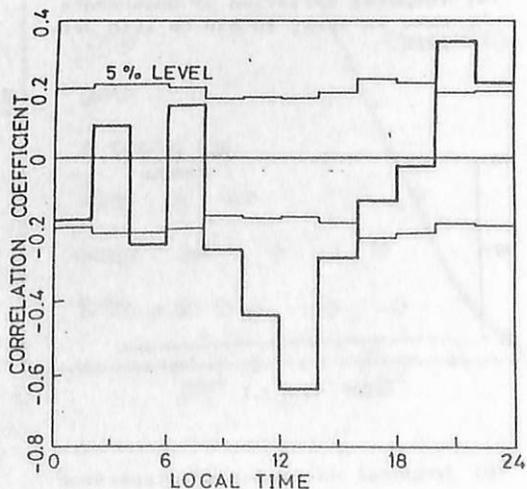
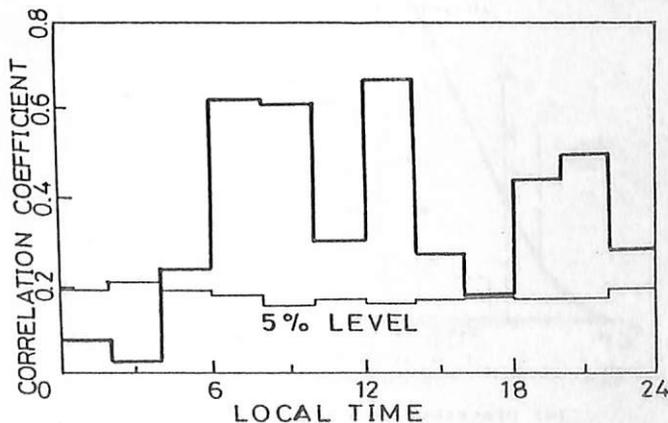
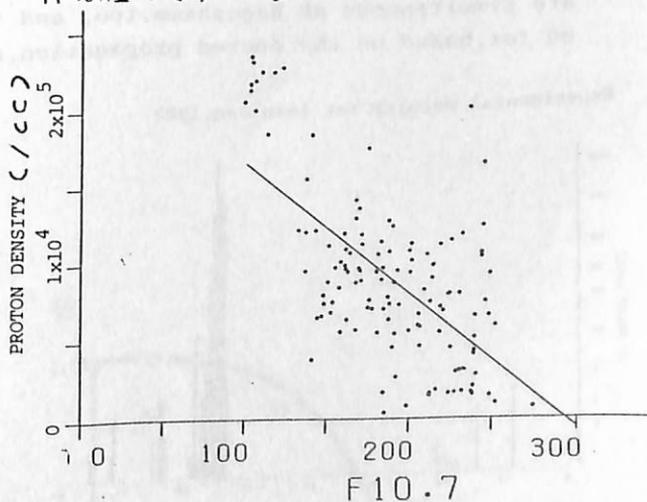
約4年分のデータのうち、Dip LAT. が



15°以下、K<sub>p</sub> ≤ 4 のものとローカルタイムの時間の幅で分けて F<sub>10.7</sub> に対して密度をスクエアドットし回帰分析を行った。

§3. 結果

右図はプロトン、左図は全イオン (ΣO<sup>+</sup>) の12~14時のプロット及び相関係数を示す。全イオンは予測されるように正の相関を示すがプロトンは正午付近のみで負の相関をもつことがきめられている。(H<sup>+</sup>については全時刻で正相関である。) この結果は(少なくとも高度1100KMでは)太陽活動最大期ではH<sup>+</sup>は極めて少くなることを示している。



低緯度昼間ホイスラノグラフト伝搬

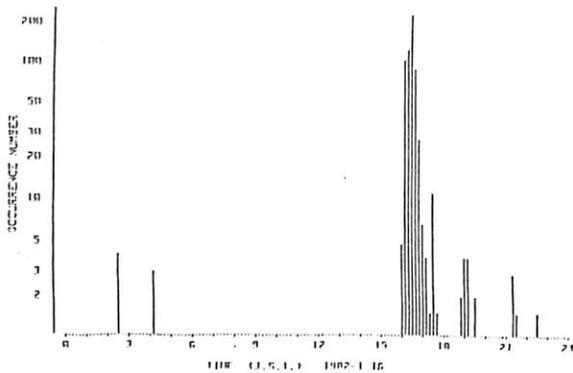
(方探測定による)

早川 正士 田中 義人  
名大 空電研

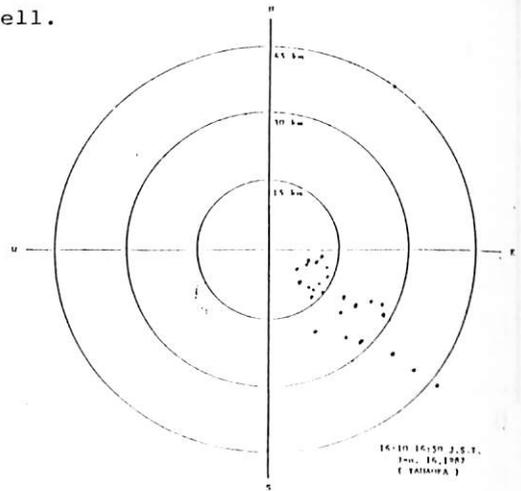
長田 健次  
中部大 電子工学科

The purpose of the present paper is to discuss the propagation characteristics of daytime whistlers at low latitudes by making use of the data from the automatic direction finding at Yamaoka (geomag. lat. 25°N) and the synoptic routine data of the multi-station network at Kagoshima (20°), Sakushima (24°), and Moshiri (34°). Two daytime whistler events with extremely enhanced occurrence on 16th and 15th January, 1982, are examined in details, and then the ionospheric exit points determined by the direction finder at Yamaoka are found to remain very stable for less than two hours such that the diameter of their distribution is less than 60km, this experimental fact being strongly indicative of ducted propagation. An intercomparison of the whistler spectra at the four stations for those events has indicated that whistlers emerged near Yamaoka and Sakushima tend to propagate in the Earth-ionosphere waveguide towards higher latitudes and are observed at Moshiri with their frequency component cut off at frequencies below the tweek cutoff frequency. Further, very weak corresponding whistlers are simultaneous at Kagoshima, too, and this phenomenon is satisfactorily accounted for, based on the ducted propagation, as well.

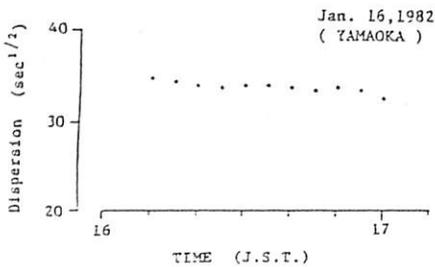
Experimental Results for 16th Jan. 1982



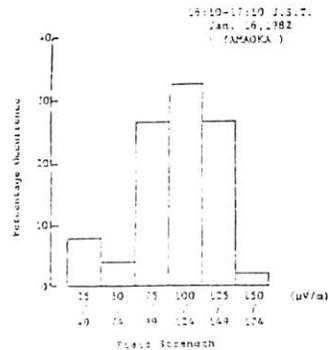
(a) Temporal variation of occurrence rate in every 10 min on 16th Jan. 1982.



(c) Distribution of ionospheric exit points of whistlers during 16h 10-16h50m.



(b) Temporal variation of dispersion



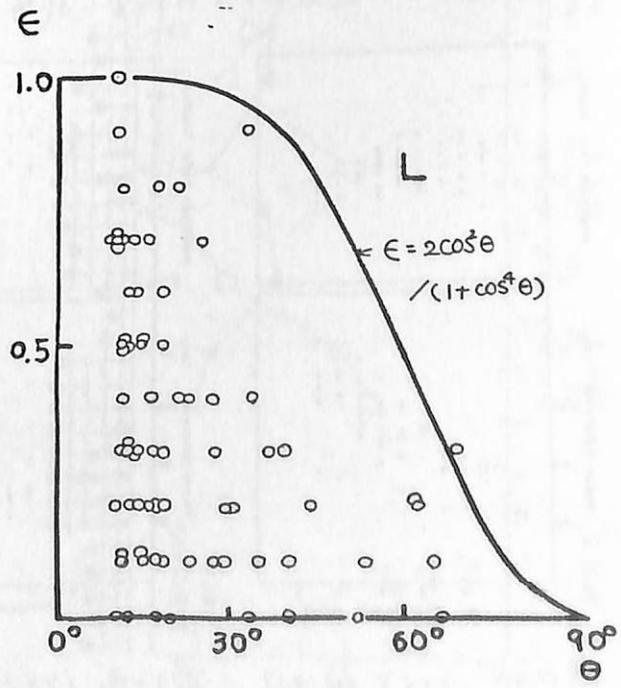
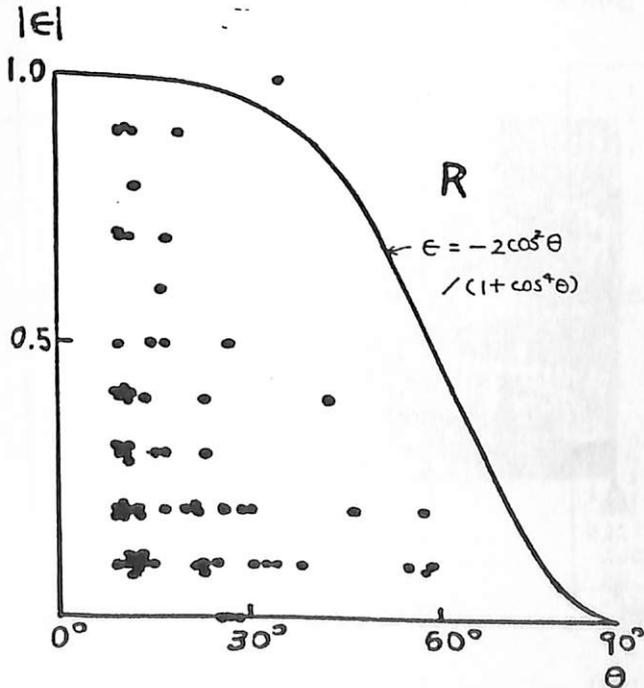
(d) Distribution of the electric field intensity of whistlers

中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭  
電波研究所

前回の学会においては 1. ホイッスラーの全バンドが R (右廻り偏波)、L (左廻り偏波) のものがある。 2. ホイッスラーのパワーと偏波とは関係が余りない。 3. R 廻りでは周波数が高いと偏波率が大きく L 廻りでは偏波率が小さい。 4. 全般的に大きい偏波率のものは天頂近くから到来し、到来天頂角が大きくなると偏波率が小さくなる傾向があることを示した。今回は到来角  $\theta$  と偏波率の関係が  $(R-L)/(R+L) = \cos^2 \theta$  ( $|E| = 2\cos^2 \theta / (1 + \cos^4 \theta)$ ) なる理論式 とどの程度一致するかについて比較する。

下図は 1979 年 ~ 1980 年に沖縄で観測された 30 のホイッスラーの周波数成分の到来天頂角 ( $\theta \geq 10^\circ$ ) 対  $E$  の観測値を示す。

理論式を得るに当たっては (1) 電離層の下端は急峻である。 (2) 屈折率は充分大きい。 (3) 入射波は円偏波である、この仮定がなされており、下図の理論式と観測値の不一致は上記のいずれかの仮定が沖縄のホイッスラーについて成立しないことを示すと思われる。 R 廻りと L 廻りの間には大きな差は下図に見られぬ。



島倉 信, 岡田敏美, 田中義人, 早川正士  
 (千葉大工) (名大 空電研)

母子星で観測されるホイツスラの分散値は  $40 \text{ sec}^2$  が最も優勢で、ほぼ右廻り偏波である。これに比べて分散値が  $40 \text{ sec}^2$  よりかなり大きく、より高緯度で電離層を透過したと考えられるホイツスラは直線偏波に近い。このことは普通管伝ぱんの効果として理解できる。しかし、母子星近傍で電離層を透過したと考えられる分散が  $40 \text{ sec}^2$  のホイツスラであっても周波数によってその偏波状態が異なり、高い周波数帯で直線偏波に近い事がある。1983年10月1984年の1月14日両日、母子星観測所で観測された19時24分から各2分間の分散  $40 \text{ sec}^2$  のホイツスラについての解析結果についての報告する。従来のスペクトル解析からはわからず、偏波の周波数依存性を調べることによりそのみ理解出来る興味深い結果が得られた。特に、(i)(ii)(iii)はグット構造および透過残構に属し、(iv)(v)は電離層透過位運および観測点までの伝ぱん残構

に属する情報と考えることができる。  
 (i) 2分間の短い時間であり、ホイツスラの偏波特性は様々である。  
 (ii) 分散が同じ、即ち path-length が同じであり、同じ周波数帯での偏波状態は各ホイツスラによって異なる。  
 (iii) 各ホイツスラの偏波は様々な周波数依存性をもつが、おおむね一定の範囲で変化する。  
 (iv) 分散が同じでも、この観測日時によって周波数依存性が異なる。  
 図1-aは周波数が高くなるほど直線偏波に近づくことを示しており、普通管伝ぱんの効果が認められる。図1-bは、周波数依存性が少なく、より観測点近くで電離層を透過したものと考えられる。図2は図1-bに示されるホイツスラのうち強度の強いものをこの周波数依存性を示している。

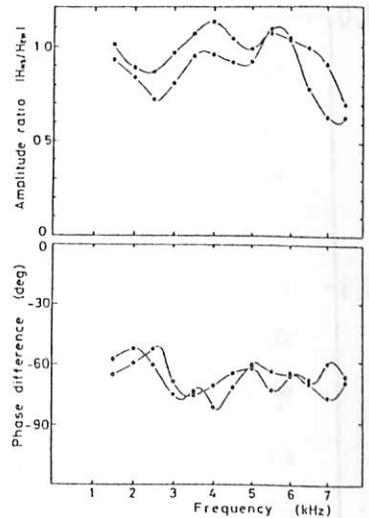
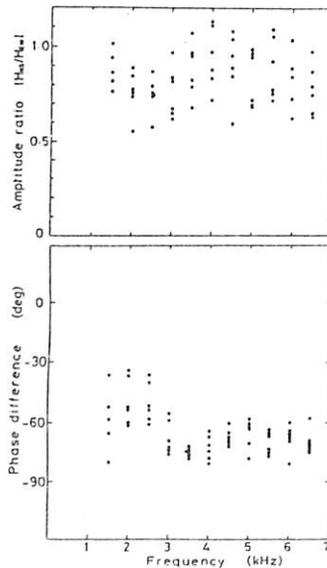
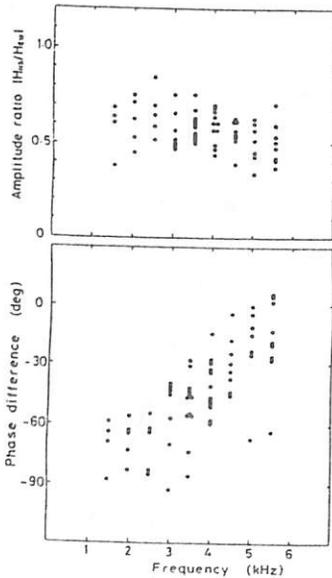


図1-a 1983年1月14日  
 19時24分~26分(JST)

図1-b 1984年1月14日  
 19時24分~26分(JST)

図2 図1-bのうち強度の強いものの周波数依存性の例

# ISIS, ISS-b 衛星によって観測された

## イオン・ホイストラと粒子

渡辺 成昭、恩藤 忠典、巖 本 巖  
電 気 研 究 所

ELF帯の波動，特にイオン・ホイストラはイオンと作用し、そのダイナミックスペクトルパターンは逆に、イオン分布の情報をもたらしてくれる。

すでに、イオン・ホイストラはダクトであり、導管であり、磁力線にきつめてよく沿って伝播する事を報告した。人工衛星が地球の磁力線を真っ切る時、その磁力線を伸ばした赤道上のイオン分布（高度分布）を一種のパッシブ・リモートセンシングの様に明らかにしてくれる。又、異なる磁力線上のイオン密度比分布が推測される。

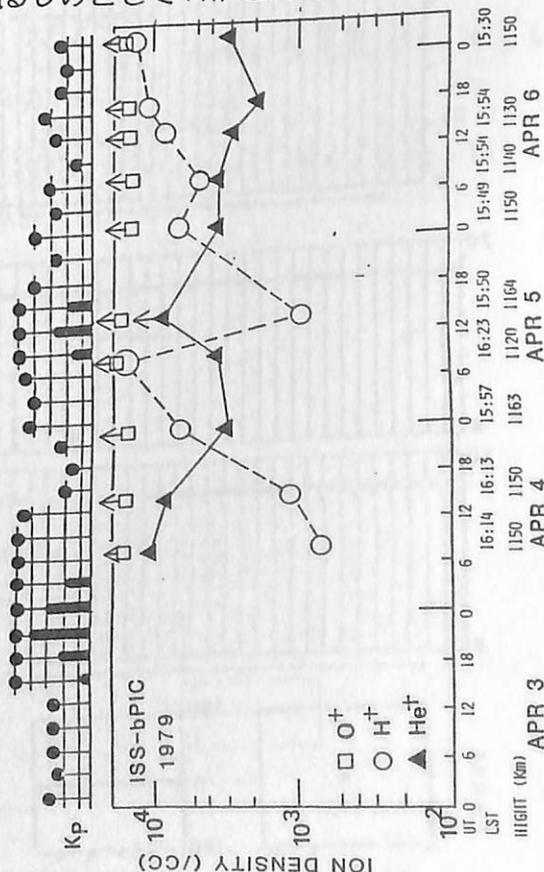
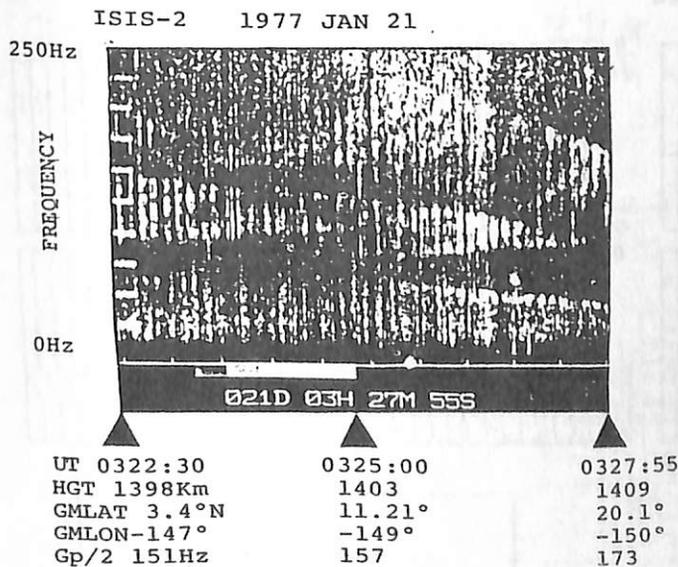
下図は、衛星が高緯度に向かって飛んでいる場合で、途中磁気緯度 11°、不変磁気緯度 26° 付近で急にプロトンが電子数に比して増加したと思われる例である。（あるいはプロトンが減少し、急に回復した場合）

この様にして、ISIS衛星を用い赤道帯イオン・ホイストラよりプロトン分布を

求める事が出来る。一般的に、磁気嵐の時は、その前後に比べ、プロトンの密度比は著しく著ちる。

ISS-bの質量分析器で、プロトン分布を求めると、低緯度、1100 Km前後では  $N(O^+) > N(H^+) > N(He^+)$  である。しかし磁気嵐の時は（下図参照）

$N(O^+) > N(He^+) \gg N(H^+)$  あるいは  $N(O^+) \gg N(He^+) > N(H^+)$  となる。著しく  $N(H^+)$  が低下し、従ってプロトンの密度比も落ちて、ISISのイオン・ホイストラからの結果と良く合う。この他、ダクト、バブル(?)の効果を示すパターンがあり、時間圧縮したイオン・ホイストラは、大まかな電離層構造を知るものとして有用と思われる。



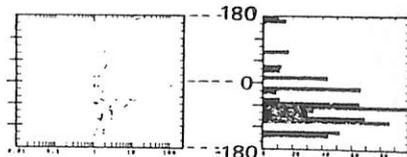
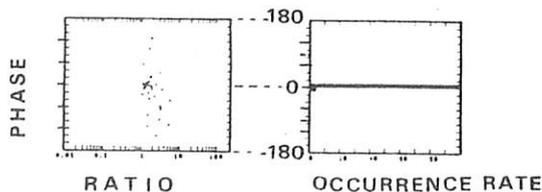
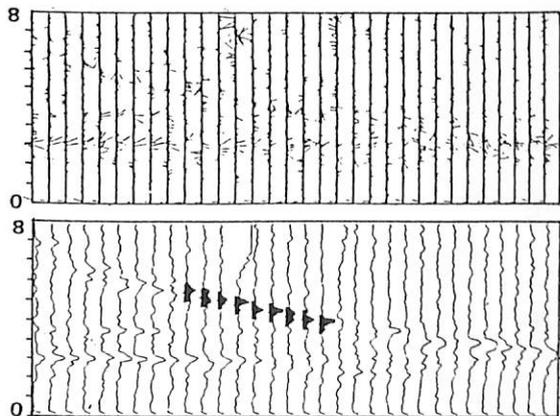
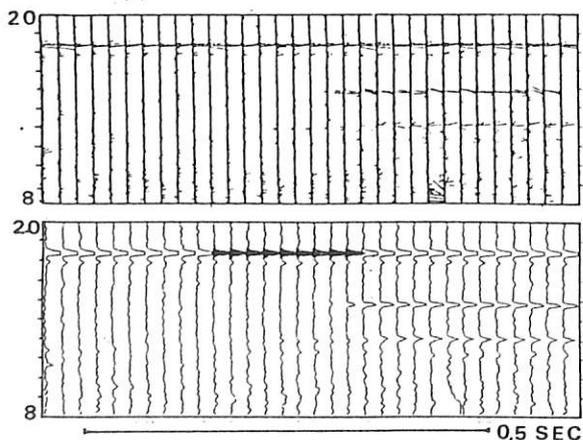
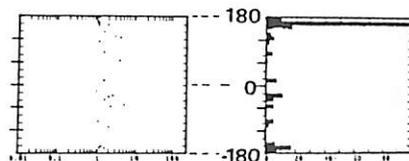
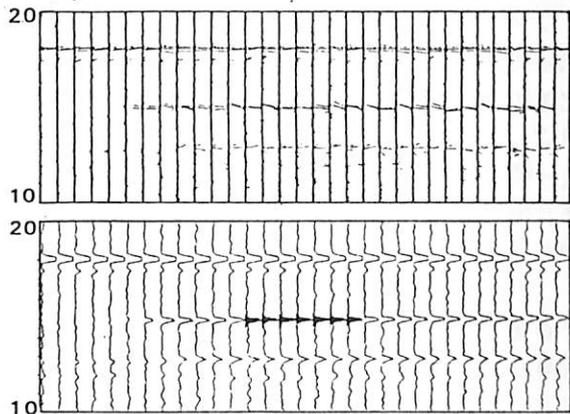
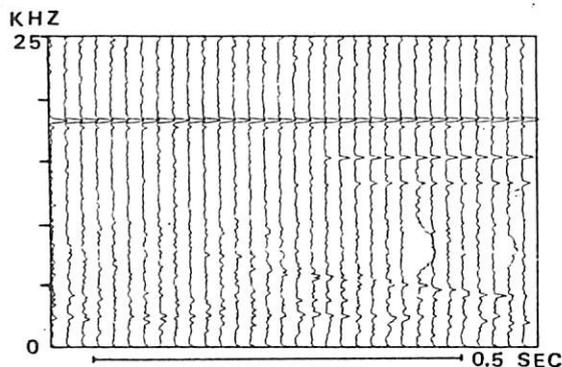
名古屋大学 空電研究所 岡田敏美, 早川正土, 田中義入

**目的:** 衛星や地上観測で得られる大量のデータを計算機と対話的に処理することにより解析のスピードアップを計る。同時に、最終的に必要反物理量を視覚的効果を高めた形式で表示するシステム(ソフトウェア体系)を開発する。

**対象:** ELF ~ VLF帯電磁波動の周波数、空間スハフトル分析 および同時観測データ諸量(プラズマ密度、電場、磁場)との相関。

**システム設計における検討事項:** (1) 入出力データ構造と記録媒体、異種計算機内での互換性 (2) メモリサイズと解析速度 (3) 出力表示形式 (4) その他。

**初期プログラムによる解析例:** 最初の試みとしてVLF電磁波の空間互成成分の位相差、振幅比のダイナミックスハフトルを求むる部分プログラム(Version-1)を開発した。これはVLFエミッションなどの偏波と伝播方向を求めると役立つ。今後は必要反部分プログラムを追加し、システムとして拡張していく予定である。  
 (下図の説明は講演にて行う。)



オーストラリア・バードビル磁気共役電波におけ

るデッカ電波(英環, 85.7 kHz)の受信一速報

田中義人, 早川正士, 西野正徳, 岡田敏幸, 加藤泰男, 若井尊  
名古屋大学工学部

我々は北海道中子星(L=1.59)近辺か  
らLF電波を放射し, 低緯度磁気圏(内部  
放射線帯)内における波動・粒子相互作用  
解明のための能動実験を計画している。

- ⇒ 計画実施のためのスケジュール;
- (1) 磁気共役電波におけるLF電波磁気圏内伝  
播波(ダフト伝播波)の受信, 共役電周  
辺の電磁環境等の調査
- (2) LF電波の波動・粒子相互作用による  
増幅(linear Amplification)の確認
- (3) 放射電波の放射
- (4) 放射電波のパワーアップ, 非線形現象  
(ASE)の研究,

に逐つて, 1953~1954年(1), (2)の  
解明のために(材研査)海外学術調査を行  
つた。

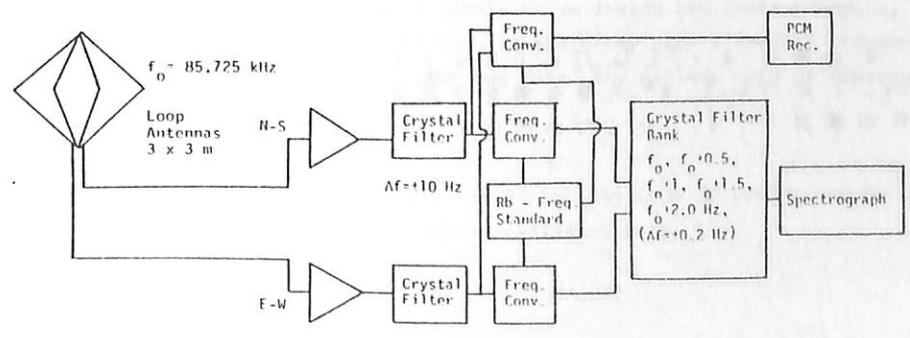
本年, 6月23日~9月15日,  
オーストラリア・バードビル地域  
(25.7°S, 139.4°E)で行ったLF帯のデッカ  
電波(北海道業環局, 85.725 kHz,  
1.2 kW, CW)の観測に関する報告を  
報告する。

観測にあつても, 電離層波(地表-電離層  
間)の導波管伝播波)よりも微弱な, 磁気圏  
内伝播波を検出することが出来た。

- (a) N-S, E-W 成分( $f_0: 85.725 \text{ kHz}$ ) 成分  
の同時受信, それ等のドップラ-偏移成分  
( $f_0 \pm 0.5, \pm 1.0, \pm 1.5, \pm 2.0 \text{ Hz}$ )の受信
- (b) 波の偏波の確認
- (c) 磁気圏時における波の増幅作用  
(linear Amplification)の確認,  
を計測し,
- (1) 日出, 日没時に N-S, E-W 成分の同時増大  
が認められ, 波の増幅を確認した。
- (2) 日没時,  $f \leq 0.5 \text{ Hz}$ , 日出時,  $f \geq -0.5 \text{ Hz}$   
のドップラ-偏移が認められる。
- (3) 磁気圏(6月13日 Mag. storm)に伴つて,  
範囲における N-S, E-W 成分の顕著な増大  
が認められ, ~20 dB の磁気圏内  
における増幅を疑はれると思はれる。
- (4) 増幅の時間変化は  $\leq 1$  秒程度, と  
見られる。

以上の如く, 極めて有意義なデータを得  
た。  
今後, 得られたデータの詳細な定量的  
検討を行うと共に, 電波の放射について  
計測を進行させたい。

Magnetospheric Propagation Modes of Decca Waves  
Received at Birdsville, Queensland Australia.



宇宙科学研究所

鶴田 浩一郎

町田 忍

1979年にカナダで実施したVLF 多点観測データを使って電離層下面での波源の位置形状の推定を行ったので報告する。使用した観測点は下図中の7点

(A B C D E F G)である。今回はもっとも仮定が少なくすむ方法即ち偏波情報を使わないで波源の推定を行うことにした。まず7点での  $B_x, B_y$  二成分の観測値を使って偏波に無関係な量  $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  を作る。7ヶの  $B$  の値  $B_1 \sim B_7$  にもっともよく一致するような波源の位置と大きさを推定するわけである。ここで二つの仮定を行う。第一は、波源は中心  $(X_c, Y_c)$  のまわりにガウス分布的な強度分布をしていると仮定する。即ち波源の形  $S$  は

$$S(x, y; X_0, Y_0) = A \exp \left\{ -\frac{(x - X_0)^2}{D_x^2} - \frac{(y - Y_0)^2}{D_y^2} \right\}$$

とあらわされるものと仮定する。これで波源中の任意の点での強度が  $X_0, Y_0, D_x, D_y$  及び  $A$  の5つのパラメータで記述できることになる。次に波源中の任意の一点  $(x, y)$  から観測点まで波が伝わるあいだに波の強度は距りの二乗で減少していくと仮定する。この仮定で  $i$  番目の観測点での波の強度は

$$Y_i(X_{obs}, Y_{obs}; X_0, Y_0, D_x, D_y) = \iint S(x, y, X_0, Y_0) \cdot \frac{dx dy}{H^2 + (x - X_{obs})^2 + (y - Y_{obs})^2}$$

で記述されることになる。実際の計算は  $X_c, Y_c,$  及び  $D_x, D_y$  を適当なメッシュ点に分けて4次元のパラメータ空間を作り、この中で次の残差が最小となるパラメータ値を求めるということになる。残差  $R$  は

$$R^2 = \sum_{i=1 \sim 7} (AY_i - Y_{obs,i})^2$$

で与えられるが、 $A$  の値は  $A = \sum Y_i Y_{obs,i} / \sum Y_i^2$  より求まるので4つのパラメータ即ち  $(X_0, Y_0, D_x, D_y)$  について  $R^2$  の最少値をさがすことに帰着する。発表では、  
1. 仮定の妥当性の検討      2. いくつかの例について波源の性質について論ずる予定である。

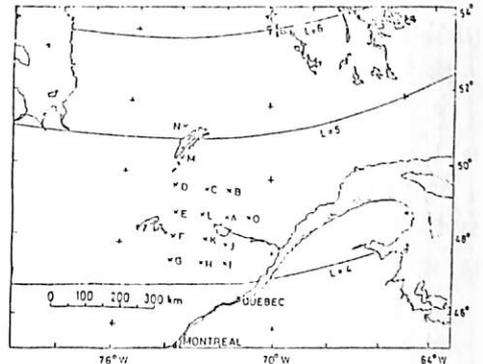


Figure 1 Map showing the locations of the observing sites. The twelve sites, A to L were operated from July 10 to July 28. The seven stations M, N, D, E, F, G and O were used in the later period, July 28 to August 11.

多点方探による朝方VLF放射の諸特性  
(欧州観測結果)

早川 正士<sup>1</sup>, 田中 義人<sup>1</sup>, S. S. Sazhin<sup>2</sup>, 岡田 敏美<sup>1</sup>, 栗田 尚哉<sup>3</sup>  
1. 名大空研, 2. レニングラード大, 3. 現在川崎重工

The storm-time medium-latitude VLF emissions are believed to provide valuable information on the emission generation mechanism (wave-particle interactions) and also to be a powerful tool for the study of the injection of plasma-sheet electrons into the magnetosphere and of magnetospheric structure in the vicinity of the plasmapause.

In order to improve our understanding on the generation and propagation mechanism of those medium-latitude VLF emissions and also on the related magnetospheric phenomena, we carried out two-stationed spaced direction finding measurements for mid-latitude emissions during the three northern winters between 1976 to 1979. Two stations were (1) Brorfelde in Denmark ( $L \sim 3$ ) and (2) Chambon-la-Forêt in France ( $L \sim 2$ ).

Initial analyses of the data during the last year's campaign (November 1978 to February 1979) have been briefly described in Hayakawa et al. (1981) and the use of direction finding results has enabled them to classify the observed emissions into several categories. The most popular one among them is the "plasmapause-associated VLF emissions", which take place in close association with geomagnetic disturbances around the plasmapause and which is the subject of the present paper. Their main occurrence is concentrated in two different local times; one at dawn (L.T.  $\sim 6$ h) and the other in the pre-midnight (L.T.  $\sim 22$ h). The present paper is concerned with the emission in the former L.T.'s, while the emissions in the latter L.T.'s will be discussed elsewhere.

#### SUMMARY OF THE RESULTS AND DISCUSSION

Based on the present analyses we have deduced the following fundamental features of mid-latitude VLF emissions.

- (1) The emissions observed at Brorfelde and Chambon-la-Forêt are consisted of two bands; one is ELF ( $f \lesssim 3$  kHz) and the other is VLF ( $f \gtrsim 3$  kHz) which is the subject of the present paper. The VLF emissions are identified as being of the hiss-type.
- (2) The VLF emissions seem to be generated during geomagnetic disturbances; in other words, in close association with substorms. Their occurrence is highly concentrated in the L.T. sector around 6h (dawn-side).
- (3) The ionospheric exit region of those emissions have been determined by the direction findings at the two stations, which has yielded that the emissions are widely distributed in the ionosphere in a latitude range from the plasmapause to a lower L shell ( $\sim 2.0$ ) and they have penetrated the ionosphere at any point in the extended latitude range. However, the region of the maximum intensity, being a strong indication of the generation latitude is likely to be inside the plasmapause.
- (4) The most important property for VLF emissions is that they show a regular frequency drift; the frequency increases for the events analysed, but one case. The maximum rate of frequency increase is  $\gtrsim 2.0$  kHz/hr.

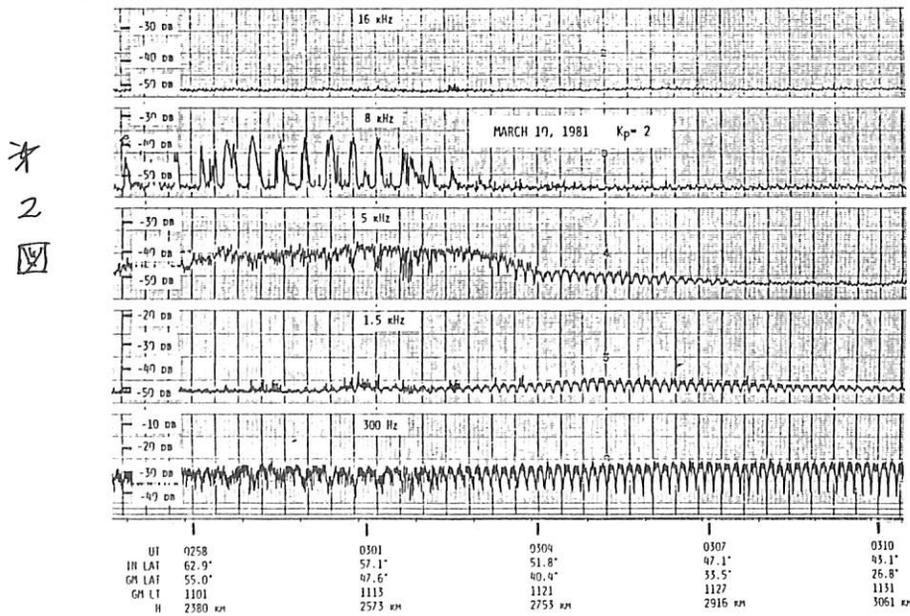
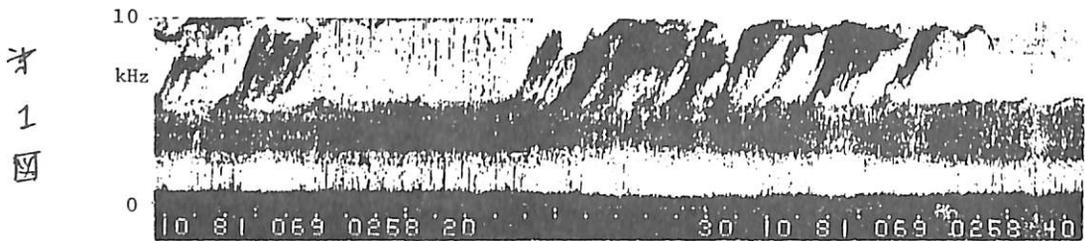
It is found that the quasi-linear process of the electron cyclotron instability can account for almost all of the properties elucidated above, very satisfactorily.

恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭 (電波研究所)

1981年3月10日 0256-0302 UT(磁気地方時 1050~1116)に、ISIS-1号によって高度 2244~2635 km 間でオ1図のスペクトルにあるように、約2秒間に周波数が5 kHzから10 kHzへ上昇する Riser 電波放射が観測された。

この電波放射は12~13秒間継続するが、オ2図の狭帯域の強度データに見られるように、この電波放射群は磁気不変緯度  $\Lambda = 67.1^\circ \sim 55.3^\circ$  ( $L = 6.61 \sim 3.02$ ) の間で、25~27秒間毎に繰返して周期的に7回観測された。オ1図はライザー放射が3~5 kHz 間の背景雑音から成長しているように見られる。この区間の地磁気活動度は、 $K_p = 2 \sim 2$  であり、AE 指数変化は 0530 UT からの小擾乱と 0915 UT におけるサブストームの開始と一致しており、

3月10日の0256~0302 UT間の地磁気変化は極めて静かであった。周期的発生がよく発達した 0258:30~0301:20 UT に対応する  $\Lambda = 61.9^\circ \sim 56.5^\circ$  ( $L = 7.52 \sim 3.28$ ) の磁力線の赤道面から地表までの長さとは、夫々 33,156 km, 22,339 km である。この4倍の発生間隔の26秒で割ると、磁力線に沿っての見掛けの伝搬速度が、夫々、 $61.9^\circ$  で  $5.10 \times 10^3$  km/s,  $56.5^\circ$  で  $3.44 \times 10^3$  km/s である。これはホイストモード波がエュー(た)とするには余りにも遅い。HM波の伝搬速度のオーダーである。従って HM波がライザーの発生領域を磁力線に沿って同じ向きに通過するたびに、3~5 kHz の背景雑音から、ライザー放射が誘起されるとすれば、周期的発生を説明できるであろう。



恩藤忠典、相京和弘 (電技研)

NASA ISEE 客員プログラムによつて、NASA/GSFC の宇宙科学データセンターから提供された、ISEE-1 のプラスマ波多チャンネルサマリーデータを用いて、AKR とオーロラ・ヒスとの同時発生を調べた。

このサマリーデータは、5.6 Hz ~ 311.0 kHz 間の 2010 の狭帯域強度データからなり、毎日一枚のデータシートによつて示され、欠測部分を除いた 24 時間分の強度 VS 時間(又は場所)のデータを含んでいる。

ISEE-1 号は 1977 年 10 月に打上げられ、その軌道の遠地点は、地心距離が  $23.2 R_E$  (地球半径)、近地点が 280 km、軌道傾斜角が  $28.8^\circ$  である。1978 年 9 月 ~ 1979 年 12 月の間に ISEE-1 によつて観測されたデータを統計的に解析し、南極昭和基地で観測された ISIS トップサイドイオグラムによる AKR との比較も行った。

AKR (オーロラ・キロメートルワック放射) と VLF ヒス (主にオーロラ・ヒス) とは共に極光帯に降下する電子によつて発生すると言われている。しかしその発生高度は異なる。AKR は夜側のオーロラ活動に伴うものの外、昼側の極カスプ域でも観測されている (相京等, 1982)。ISEE-1 号のサマリーデータを用いて、311.0 kHz, 178.0 kHz, 100.0 kHz, 56.2 kHz の強度増大がある場合を AKR の発生とした。又 10.0 kHz, 5.62 kHz, 3.11 kHz の強度増大がある場合を、オーロラ・ヒスの発生とした。

AKR は自由空間伝搬モードで電離圏で反射される以外、それ以上高では自由に伝わる。しかし、オーロラ・ヒスはホイッスルモードで磁カ線に沿つて伝搬するため、その強度の衰減は、主に肉磁カ線域で観測されると思われる。

1978 年 9 月 ~ 1979 年 12 月までの ISEE-1 によつて観測された強い AKR 117 例の内、52% (61 例) は地心距離  $10 R_E$  以上で AKR が観測され、VLF ヒスを伴っていないかった。又  $10 R_E$  以上で AKR が VLF ヒスを伴う場合は 0% であった。

$10 R_E$  以内で観測された AKR については、19% (22 例) が VLF ヒスの同時発生を伴い、29% (34 例) は VLF ヒスが極めて弱いか又は VLF ヒスの発生を伴っていないであった。AKR と VLF ヒスとの同時発生が意外に少ない。

# 昭和基地で収録されたデジタルデータを用いた ELF-VLFエミッションの統計的特性

伊藤 弘道<sup>\*</sup> 渋谷 仙吉<sup>\*</sup> 前沢 潔<sup>\*</sup> 佐藤 夏雄<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> 山形大学理学部

<sup>\*\*</sup> 国立極地研究所

昭和基地で収録されたデジタルデータを用いて、1981年6月から1983年1月までの期間についてELF-VLFエミッションの日変化、季節変化、 $\sum K_p$ との相関等について電算機による統計的解析をおこなった。

ELF-VLFエミッションの上記の項目についての統計的解析は従来多くの報告がなされているが(Ungstrup and Juckerott, 1963; Kokubun, Hayashi and Oguti, 1969; Makita, 1979)、それらはペンレコーダー等のアナログデータからエミッションの有無を人間が判断して統計処理をおこなうため、統計結果に個人差が生じたり、アナログデータではフラックスの絶対強度を正確に知ることがむづかしいため、エミッションの継続時間を調べるうえで誤差が累積されるなどの問題を持っていた。これらの問題はデジタルデータを用いることで、絶対強度を簡単に求めるため解消された。

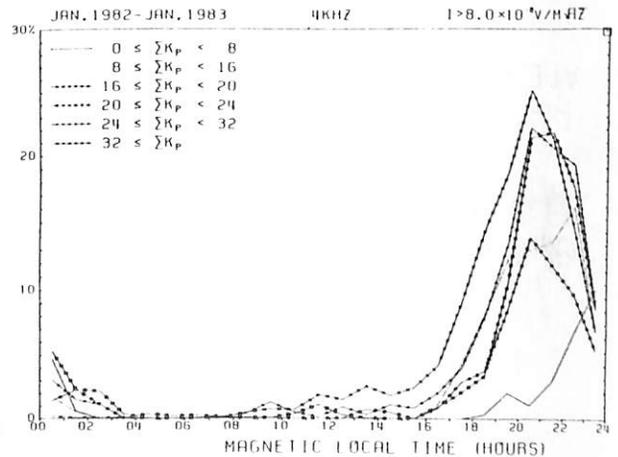
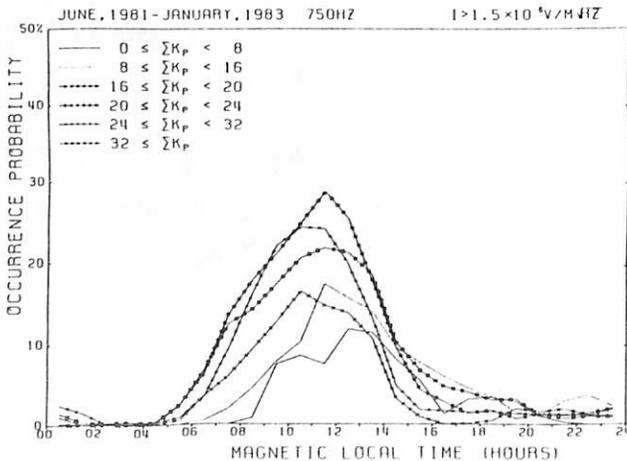
しかし、ELF-VLFエミッションのデータには空電の影響が現われたために、直接これを解析に用いることは出来ない。

そこで空電を含んだデータからエミッションを抽出するために次のような操作をおこなった。

1) 2秒サンプリングデータを6秒間におたって最低値をとり、さらに60秒間の平均値をとって解析データの最小単位とする。

2) 電界強度にthresholdをもうけ、これを越えたデータをエミッションとみなす。thresholdの値は、空電の出現が夜間や夏に多い(Kamada and Tokuda, 1971)という特性をもつことから、エミッションの日変化、季節変化を求め、空電の影響が大きいことを確かめて決定した。

こうして得られた結果のうち、750Hzにはpolar chorus、4kHz以上の周波数領域にはaurora hissが顕著に現われ、過去に報告された統計結果とも一致することがわかった。このことはデジタルデータを用いた統計処理方法の有効性を示すものである。しかし、さらに現象の細かい特徴を議論しようとする場合には、データの分散やデータ量によるゆらぎなどから信頼性を考慮しなくてはならない。



# 飛翔体で観測される LHR 現象 (2)

## — イオンビーム及び Conics との関係 —

倉橋克典  
名大 空電研究所

LHR (低ハイブリッド共鳴) 現象はロケット・衛星観測において様々な形で観測されており、観測領域も電離層から惑星間空間に至るまでの広い領域に及んでいる。しかし観測結果は一般に、他のプラズマ波観測の場合と同様、多くの複雑な効果を含んでおり、そのため励起機構や背後のダイナミクスとの関係が明らかでない場合が多い。そこで本研究では、各領域で観測された結果を可能な限り調べて相互を比較することにより、個々の観測結果を理解し、同時にこれらを組み合わせてスペースでの LHR 現象の本質を理解しようという手法を取っている。前回の報告<sup>(1)</sup>ではこの視点に基づき、電離層、磁気圏、及び惑星間空間の各領域で観測された LHR 現象の形態を分類し、各々の特徴を述べ、波が励起するための基本条件、並びに運動系での観測のパターンを決める要因、等について概要を報告した。今回の報告では問題点をしぼり、磁気圏のダイナミクスと深い相関を持つ極域と磁気圏尾部、並びにこれらを結ぶ沿磁力線上で観測された結果についてより詳しく調べ、LHR 現象と深い相関を持つイオンビーム(流れ)、Conics との関係について述べる。

一般に電離層の中低緯度で普通に観測される LHR 現象が飛翔体の近くでの局所的な現象であると考えられるのに対し、極域や磁気圏内で観測される LHR 現象は磁気圏の境界域の特性や粒子(プロトン, O<sup>+</sup>イオン, 電子)の流れ、加熱(加速)と言ったダイナミクスを反映した形で観測される。そして大きな粒子の流れの速度  $V_F$  (≫ 飛翔体速度) に対し LHR 周波数  $f_{LHR}$  は

$$f_{obs} = f_{LHR} (1 + k \cdot V_F)$$

の形にドップラーシフトを受けて観測されると考えられる。 $V_F$  が拡がりを持つ時には  $f_{obs}$  は幅を持って観測される。例えば磁気圏尾部で Imp 8 衛星により観測された現象<sup>(2)</sup> では  $f_{LHR} = 3 \sim 10 \text{ Hz}$ ,  $k = 0.2 \sim 5 \text{ km}^{-1}$ ,  $|V_F| = 500 \sim 1500 \text{ km/s}$  (プロトン) に対して  $f_{obs} = 10 \sim 600 \text{ Hz}$  と算定される。磁気圏での LHR 波は一般に広帯域の静電雑音に包含された形で観測されているが、これにはドップラーシフトの効果が含まれていると考えられる。

Conics はオーロラ帯の上空で地球磁場と垂直な方向に加速されたイオンが磁気ミラーの力により上方に追いやられることから生じる現象で、電離層イオンの磁気圏への流出の問題と関連して現在注目をあびている現象である。この場合、垂直方向へのイオンの加速機構については異論のあるところであるが、オーロラ電子によって励起された広帯域の低ハイブリッド波の turbulence の相互作用に起因する可能性が強い。類似した現象は磁気圏のいくつかの境界域の沿磁力線上でも生じる可能性がある。詳しくは講演で述べる。

### 参考文献

- (1) 倉橋, オ75回地球電気磁気学会報告(昭59)
- (2) Gurnett et al., JGR 81, p. 6059 (1976)

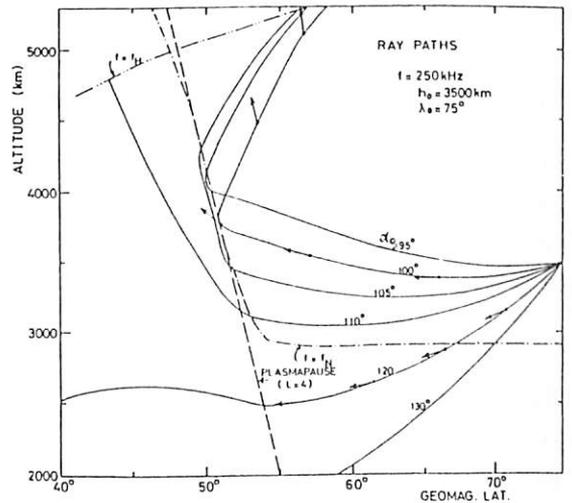
# ISIS-1 により観測される極域磁気圏内Zモード放射の伝搬

相京和弘, 思藤忠典, 永山幹敏

郵政省電波研究所

南極域のISIS-1のサウンダデータには高高度(遠地点3500km付近)で広帯域のZモード放射が見出される。観測例は非常に少ないが、主な特徴として、プラズマ周波数 $f_p \sim 50\text{kHz}$ の低電子密度の極冠域で広く観測され、スペクトルの空間変化は少なく、地方時依存性は殆どないことが挙げられる。第1図はZモード放射の受信例で上側にサウンダAGC電圧(F.F.部は250kHzの周波数変調信号強度、他は0.1~2.0MHzのスペクトラム)を、下側にアンテナ回転面に投影した地磁気ベクトルと受信アンテナとの角度 $\theta$ 及びF.F.部の振幅変化にフィットさせた $|\sin(\theta-\delta)|$ の曲線を示す。F.F.部の時間率が小さく振幅極小時のアンテナ角を正確に決定できないが、 $\delta \approx 90^\circ$ 又は $270^\circ$ のときであることがわかる。この時、衛星はカートホイールモードにあり、簡単のため、第2図のように、スピン軸は紙面に垂直であり、地磁気 $\vec{B}_0$ 、電界法線ベクトル $\vec{n}$ 、伝搬ベクトル $\vec{k}$ が同一面内にあると仮定し、式、 $\tan(\theta-\delta) = (1-n^2/P)\tan\theta$ 、但し、 $P=1-(f_p/f)^2$ 、 $f$ :周波数、 $n$ :屈折率、にジョイロ周波数 $f_H$ と $f_N$ を与えてアンテナ点での伝搬ベクトルの方向を決定する。 $f_H=0.45\text{MHz}$ とすると $f_N$ が0.05~0.1MHzで $\theta$ は $95^\circ \sim 110^\circ$ であり、仰角

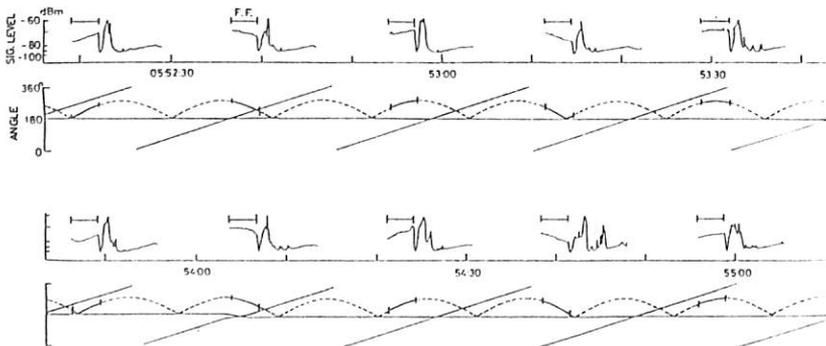
$E \approx -80^\circ$ とすれば鉛直上オロウの伝搬ベクトル方向 $\alpha_0$ は $105^\circ \sim 120^\circ$ の値となる。第3図はスタート英高度3500km、地磁気緯度 $75^\circ$ として、伝搬ベクトル角 $\alpha_0$ を $95^\circ$ から $130^\circ$ に変えたときの電波通路の計算例(2次元)である。一点鎖線で $f=f_N$ が示されているようなプラズマホーズが考慮されたモデルでは対象の初期伝搬ベクトル角で、その効果は著しいことがわかる。他のスタート英についての解析結果は講演時に仰する。



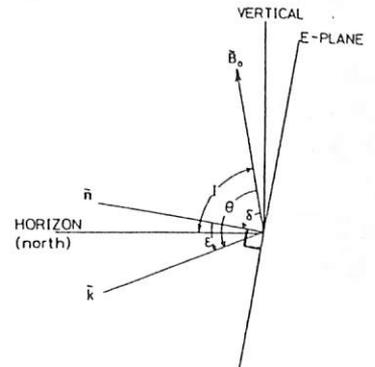
第3図. 送信英E(周波数 $f_0=3500\text{km}$ ,  $\lambda_0=75^\circ$ )し、伝搬ベクトルを変化させた時の電波通路。

ISIS-1 SOUNDER AGC VOLTAGE & ANTENNA ORIENTATION

0552 - 0555 UT AUG 24, 1976 SYOWA  
F.F. = 250 kHz



第1図. ISIS-1サウンダAGC電圧に現れたZモード放射の例とクトルとの関係。地磁気・アンテナ角の変化。F.F.部は250kHz 波の振幅変化。



第2図. 電界法線ベクトル、伝搬ベクトル及び地磁気ベ

# ISIS衛星で観測された

## トリガード・エミッションの Slope

松尾敏郎\*・木村磐根\*・山岸久雄\*\*

\* 京大・工

\*\* 国立極地研究所

ノルウェーの Aldra (L=5) から送信されたオメガ信号はノンダクト伝搬で南半球の ISIS-I, II 号衛星によって広い緯度にかたって正, 負にドップラーシフトした信号として観測され, 又このドップラーシフトした信号によってエミッションが励起される領域と考えられている磁気赤道での Wave Normal Direction はドップラーシフトの緯度変化特性を ray tracing で説明する事により推定された<sup>(1)</sup>。今回は広範囲にかたって観測されたトリガード・エミッションの Slope (= df/dt (kHz/sec)) がほぼ一定であるという特徴がみかったので, この特徴を中心に報告する。

スロープについては衛星観測ではノンダクト伝搬した North Dakota からのオメガ信号を受信した ISEE-1 の報告<sup>(2)</sup>と地上観測では Plasma sphere 内で発生したエミッションの Slope は 2~4 (kHz/sec) であるのに対して明らかに外側を伝搬してきたサイポル信号による Slope は ~10 (kHz/sec) であったという報告<sup>(3)</sup>がある程度である。解析に使った VLF data は 1982 年 2 月までの約 6 年間にわたって観測された 962 パスでこのうち 23 パスはトリガード・エミッションが観測され, このうち 8 パス分のデータについて前述の現象が認められた。この 8 例の特徴は

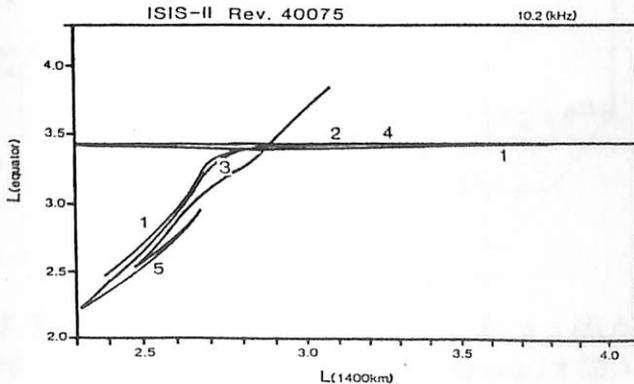
- (a) 同一のパスでは Slope は比較的広範囲で観測されたパスでもほぼ一定である。
- (b) パスが異なる(観測日・時が異なる)とスロープはパスごとに異なる。
- (c) 8 例のうち 6 例までは 2~4 (kHz/sec) で 2 例は 6~8 (kHz/sec) であった。

などがあげられる。(a) の観測事実からトリガード・エミッションの磁気赤道上での発生領域の広がりはいくちも考えられるが, Slope を決める上で大きな要因と考えられている赤道での電子密度及びジオイコ周波数<sup>(4)</sup>は発生領域の広がりがいちもこれらの値も変化し Slope も一定とはならない(a)を説明できる。

1979 年 11 月 28 日に ISIS-II で観測されたオメガ信号の詳細な伝搬特性が調べられたが下図に示す如く Aldra から送信された信号が赤道上のどの L 値を通過し, ISIS-II のどの位置で観測されたかを示した図である。四面上の 1, 3, 5 及び 2, 4 は Large Negative doppler shift と positive doppler shift に 4 4 4 4 対応する branch である。2.6 < L < 2.8 では正, 3 < L < 3.5 では正及び負のドップラーシフトした信号からエミッションがトリガーされているので, このパスの場合広い緯度にかたってトリガード・エミッションが観測されたにもかかわらず赤道上の L=3.4 近傍のごくせまい領域を通過する事が明らかに存った。

文 献

- (1) Matsuo, Kimura and Yamagishi ; Mem. Natl. Inst. Polar Res. Spec. Issue. (Submitted)
- (2) Bell, Inan and Helliwell ; JGR. 1981, Vol 86, 4645-4670
- (3) Carpenter and Miller ; JGR 1983, Vol 88, 10227-10232
- (4) Helliwell ; JGR, vol 92, 1967



齋藤 尚生 (東北大・理)

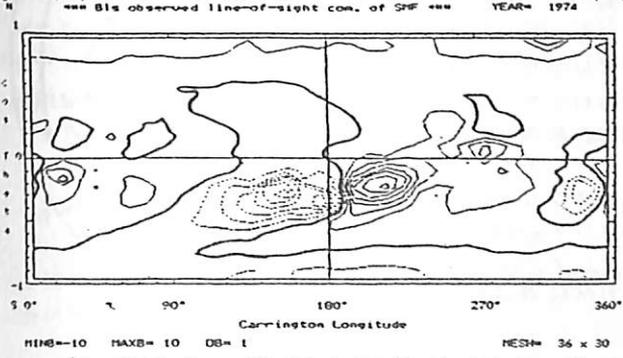
〔目的〕 比較天体磁気圏学においては、多種多様な天体に「共通する」磁気圏の法則性を見出すことと、夫々の天体の個性に応じた「相異の」法則性を見出すことが重要である。我々の銀河系内だけでも $10^4$ 個以上あると言われる磁気圏の中で、Heliosphere は地球磁気圏と類似しながら solar cycle variation をするほど、極めて個性的であり、観測資料も多い点から、比較磁気圏物理学の好対象である。Heliosphere の構造は、corona 上部の source surface における magnetic sector boundary の形状で決定されるので、最近 photosphere と corona 上部の間の磁場分布 model が急速に発達し、それにもとづく計算データも沢山蓄積された。これらデータと日食時に観測された太陽コロナの形態を個々に比較することによって model の正しい点及び問題点を探ることを本講演の目的とする。

〔データ及び方法〕 photosphere 磁場の細構造 (spot, plage 等、Solar Geophys. Data)、中構造 (Mt Wilson magnetograph 他)、疎構造 ( $H\alpha$  Dark filament, Stanford magnetograph)、solar equivalent dipole 反転計算値 (Saito 他)、source surface 磁場 (Wilcox, Marubashi 他)、 $\sim 1$  AU での solar wind data (人工衛星 data, Svalgaard's prehistoric data)、その他から解釈した磁場三次元分布と、皆既食時の corona の形 (1947 ~ 現在) を比較する。

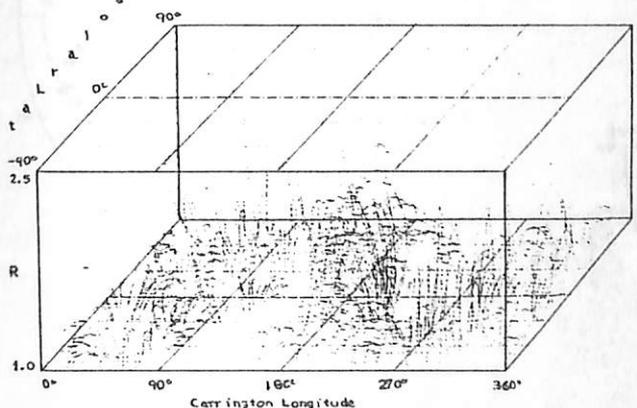
〔結論〕 次のように解釈すると、磁場の立体分布と corona の形態がより良く一致することが判明した。corona の構造を polar plume のように太さの余り変わらない ray と、急激に細くなる helmet に分け、更に見かけ上同一の helmet も、偶 type と奇 type に分類する。このうち solar sector boundary に跨るのは奇 type のみで、残りのふたつは boundary に対して  $\oplus$  側又は  $\ominus$  側のみ分布する。この偶奇の分類は、active region との比較からも正しいことが確かめられた。尚、計算された sector boundary と奇 type helmet の位置のずれは、太陽磁場構造の解釈に新しい示唆を与えるものと思われる。

袴田和幸 ・ 中部大工

1974年、惑星間磁場は非常に安定した2-セクター構造を示した。したがって惑星間磁場の源である太陽磁場もまた、この期間、比較的安定した構造を持っていたであろう。そこでこの期間の光球磁場の観測値を重ね合わせ、時間的、空間的に安定した大規模な太陽磁場の構造を求める。図1は1974

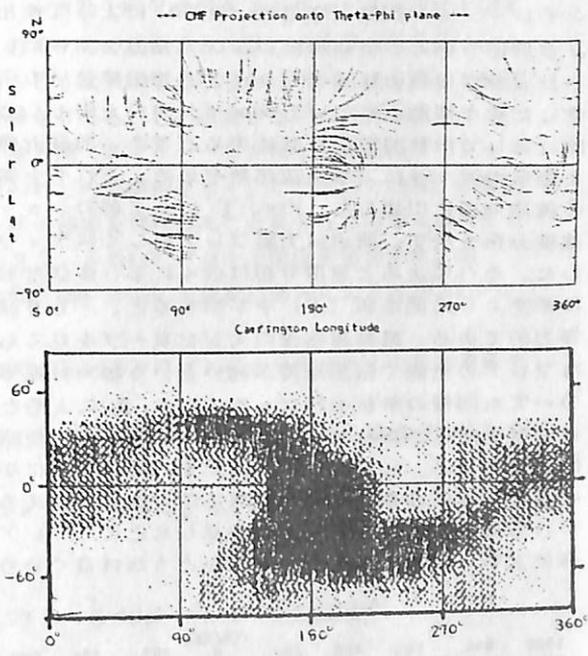


年の光球磁場の視線方向成分 ( $B_p$ ) の平均的な分布である。実線は  $B_p > 0$ 、破線は  $B_p < 0$  の領域を示し、太い実線は  $B_p = 0$  の磁気的中性線を示している。緯度  $-30^\circ$ 、経度  $180^\circ$  付近に強い双極性磁場領域がある。この平均光球磁場を用いて、(1) 太陽磁場がスカラーポテンシャルで表わされ、(2) ソースサーフェイスと呼ばれる半径  $2.5 R_\odot$  の球面より外では磁力線は動径方向を向く、という仮定のもとに描いた、太陽磁場の三次元構造を図2に示す。太陽

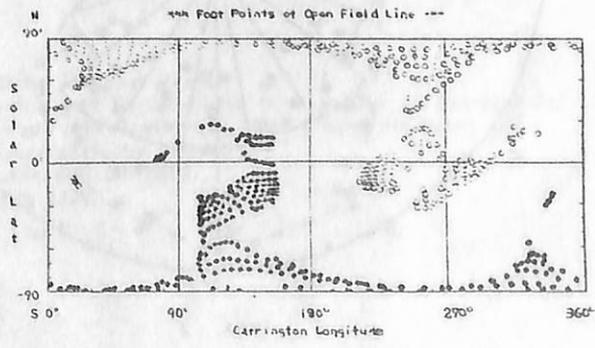


表面上の  $10^\circ \times 10^\circ$  の格子点から出発する磁力線で閉じたもの (CFL: Closed Field Line) を描いた。図3はこのCFLを  $\theta$ - $\phi$  平面に、

投影したものである。図4は1974年のK-



コロナの平均的輝度分布である (Rickett & Coles, 1982)。コロナの明るい (図中の黒い) 部分は、図3のCFLの構造と非常に良く似ている。コロナ中のプラズマが太陽面付近で閉じた磁力線に捕捉されているのであろう。コロナの輝度が  $180^\circ$  の子午面付近で高いのはこの付近の強い双極性磁場の影響であろう。図5はソースサーフェイス上の  $10^\circ \times 10^\circ$  の格子点を通る開いた磁力線の根元の分布図である。白と黒は磁場の動径成分の符号の正負に対応している。これらの分布は図4の白い部分 (コロナホール) に良く対応しているように見える。



# 1978~1981年における惑星間ショック 波の3次元的速度分布

渡辺 晃, 柿沼隆清  
名大空電研

今太陽活動極大期、1978年8月より1981年5月までの間に、シンチレーション観測（空電研、UCSD）によって検出された惑星間ショック波20例について、伝播速度の3次元分布を調べた。方法は、観測されたポストショック領域の流速をショック波の伝播速度の下限と考え、それに1.2を乗じた値を観測点におけるショック波の上限とした。更に伝播速度は日心距離に対して指数関数的に減速すると考え、地球近傍における人工天体による太陽風のデータにより減速係数を求め、それを全領域に適用して1 AUにおける速度分布に引直した。Fig. 1 に7個のショック波の経度方向における速度分布を示す。原点は太陽フレアもしくはフィラメント消失の日面経度とした。それによると速度分布は個々により多様な形を示す。しかしFig. 2に示すように測定値（点）を平均すると、 $\pm 50$ 度の範囲で伝播速度はほぼ等方的である。最高速度側のエンベロップを見ても、良く言われているようなフレアの東側で伝播速度が高いという傾向は見られなかった。緯度方向についても同様の解析を行なった。Fig. 3によると、個々のイベントとしては緯度方向につぶれた、いわゆるoblateな形状を示すショック波がかなり観測されている。しかしFig. 4に見られるように平均的にはフレアの緯度を中心として $\pm 30$ 度の範囲で等方的であると言える。しかしフレアの北側における観測点が少ないので、一見したところフレアの南側の方が伝播速度が高いといった傾向が有意であるかどうかは良く分らない。

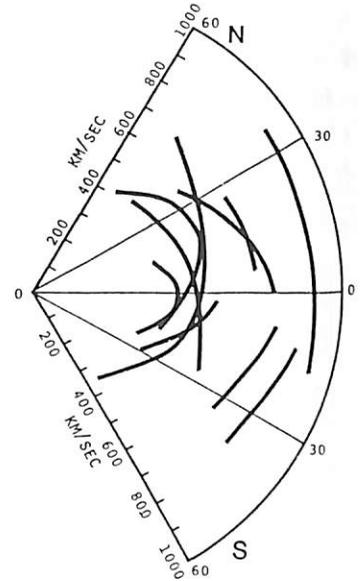


Fig. 3

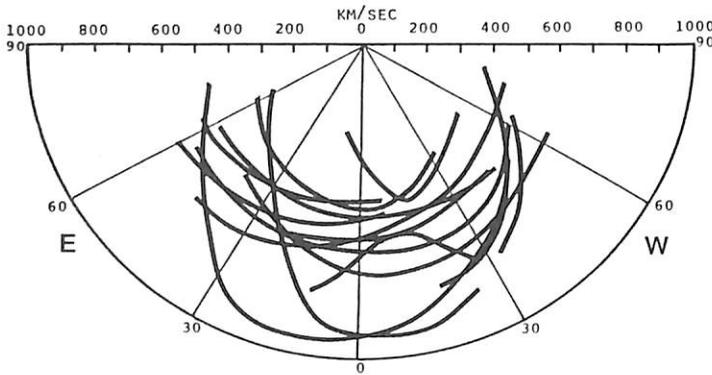


Fig. 1

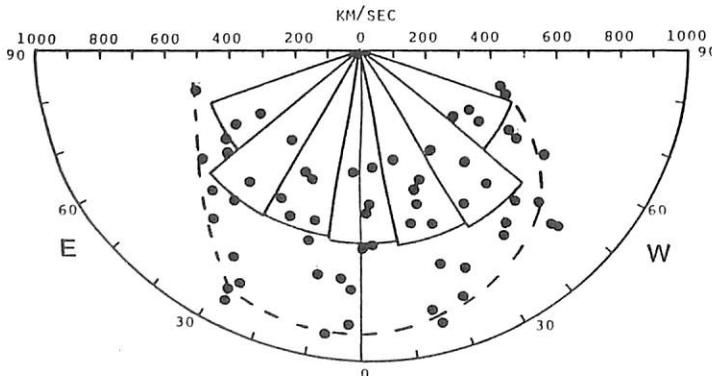


Fig. 2

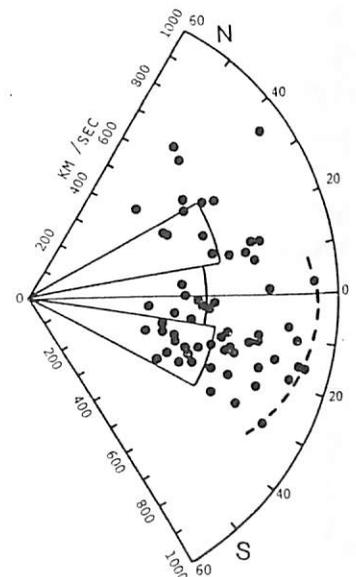


Fig. 4

## Bow Shock による粒子加速 - ISEE3 による観測 -

寺沢 敏夫 (宇宙研)、M. Scholer (マックスプランク)、  
及び ISEE-3 データ解析チーム\*

地球前面の Bow Shock 上流域にほぼ定常的に存在する数十 KeV ~ 百数十 KeV の高エネルギー・イオンについては ISEE 衛星群の打ち上げ以来、多くの解析がなされてきた。このイオンの起源としては、上流側の散乱体 (イオン・ビームが自ら励起した低周波の MHD 波動) と Bow Shock 面もしくは下流側の散乱体 (Shock 面を通して輸送された上述の波動) との間に働く一次 Fermi 過程による加速機構を考えることが定説となりつつある。

本講演では、今まで観測の行なわれていなかった、地球より後ろ側 ( $X = 0 \sim -50 \text{ Re}$ ) の朝側 ( $Y = -40 \sim -60 \text{ Re}$ ) の上流域における高エネルギーイオンの初めての観測例を示す。この観測は ISEE3 が磁気圏尾深遠部 ( $X \sim -200 \text{ Re}$ ) から地球付近へ戻る途中、上述の領域を飛行したことによって可能になったものである (図 1)。図 2 に 1983 年 9 月 24 日から 10 月 1 日までの 30-36 KeV プロトン強度変化を示す。磁場データから、ISEE3 は 9 月 25 日後半より 10 月 1 日午前 2 時の間、Bow Shock 上流域にあったことが示される。観測結果をまとめると、これらのプロトンは、

- (1) 強い磁力線に垂直方向の流れを示す。この流れは太陽風内の  $E \times B$  ドリフトにより運ばれていると考えて理解できる。
- (2) 図 2 に見られる強度変動は磁力線方向変化と密接に関連している。強度が最大となるのは磁場の経度角が  $300 \sim 330^\circ$  の範囲にあるときである。

これらの観測結果は、より地球に近い上流域で加速されたプロトンが太陽風によって流されて来ていると考えて説明可能である。

図 1. ISEE3 の軌道

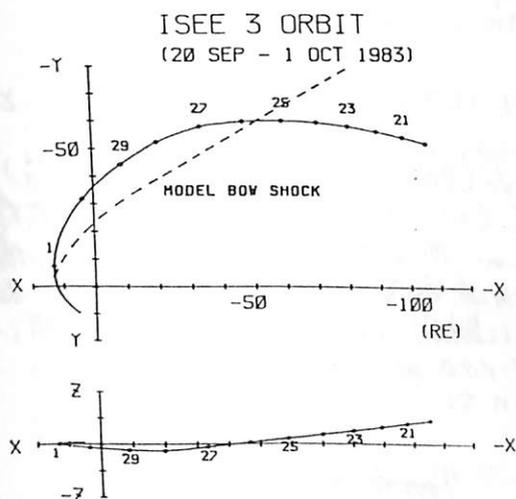
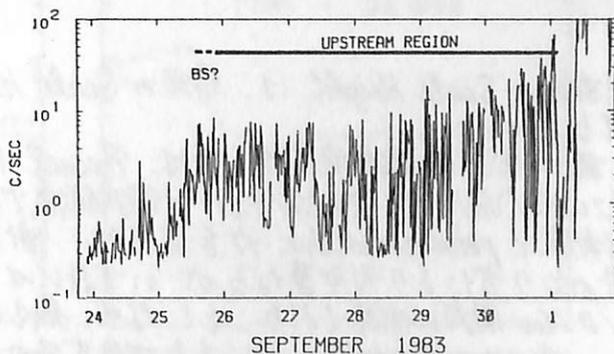


図 2. 30-36 KeV プロトンの強度変化

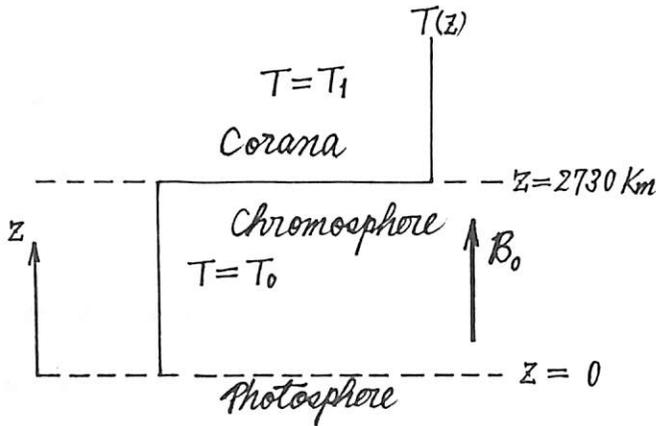


\* ISEE 3 Data Analysis Team:  
F.M. Ipavich and G. Gloeckler (University of Maryland),  
D. Hovestadt and B. Klecker (Max-Planck-Institut fuer  
extraterrestrische Physik),  
T. R. Sanderson (ESTEC),  
E. J. Smith (JPL)

# 重力場下の磁気流体波による $\alpha$ 効果と 粒子加速

並川富一, 浜端広充, 和田博之  
大阪市大理

重力場下の磁力線方向に伝播する磁気流体波による  $\alpha$  効果, ponderomotive 力を計算し, 太陽面での粒子加速 (太陽宇宙線) に応用した。使用した太陽大気のモデル (Uchida and Sakurai 1975; Scheuer and Thomas 1981) を下図に示す。



温度:  $T_0 = 4500 \text{ K}, T_1 = 2 \times 10^6 \text{ K}$

磁場:  $B_0 = 10^3 \text{ G}$

密度:  $\rho(z) = \rho_0 \exp(-z/H_0)$

$\rho_0 = 5 \times 10^7 \text{ g/cm}^3$

$H_0 = 136.5 \text{ Km}$  (Scale Height)

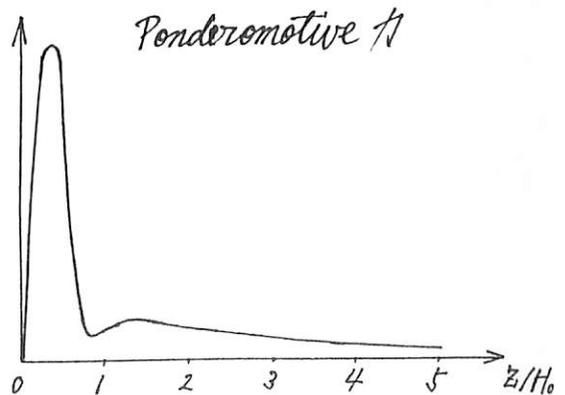
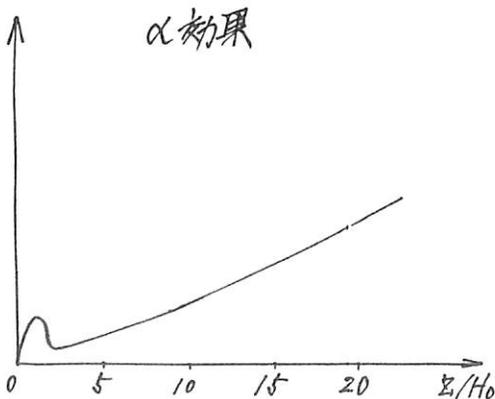
音速  $C_0 = 7.9 \text{ Km/s}$

Alfvén 速度  $v_A = v_{A0} \exp(z/2H_0)$

$v_{A0} = 4 \text{ Km/s}$

真空磁場の Scale Height は, 密度の Scale Height に比べて大きく  $B_0 = \text{const.}$  とみなせる。

磁力線沿いの磁気流体波の解は, Bessel 関数  $J_0(2\omega H_0/v_A), J_1(2\omega H_0/v_A), Y_0(2\omega H_0/v_A), Y_1(2\omega H_0/v_A)$  の線形結合で表わせ ( $\omega$ : 角周波数), 高度  $z$  に依存した  $\alpha$  効果と ponderomotive 力を生ずる。計算結果の一例を下図に示す。図は, 境界条件のとり方により多少異なるが, いずれにせよ,  $\alpha$  効果電場 ( $\sim 4 \text{ volt/m}$ ) により粒子は  $10 \text{ Mev}$  程度に加速されることになり, 最も頻りに観測される太陽宇宙線を説明し得る。又, ponderomotive 力によるプラズマの加速は  $100 \text{ m/s}$  程度である。

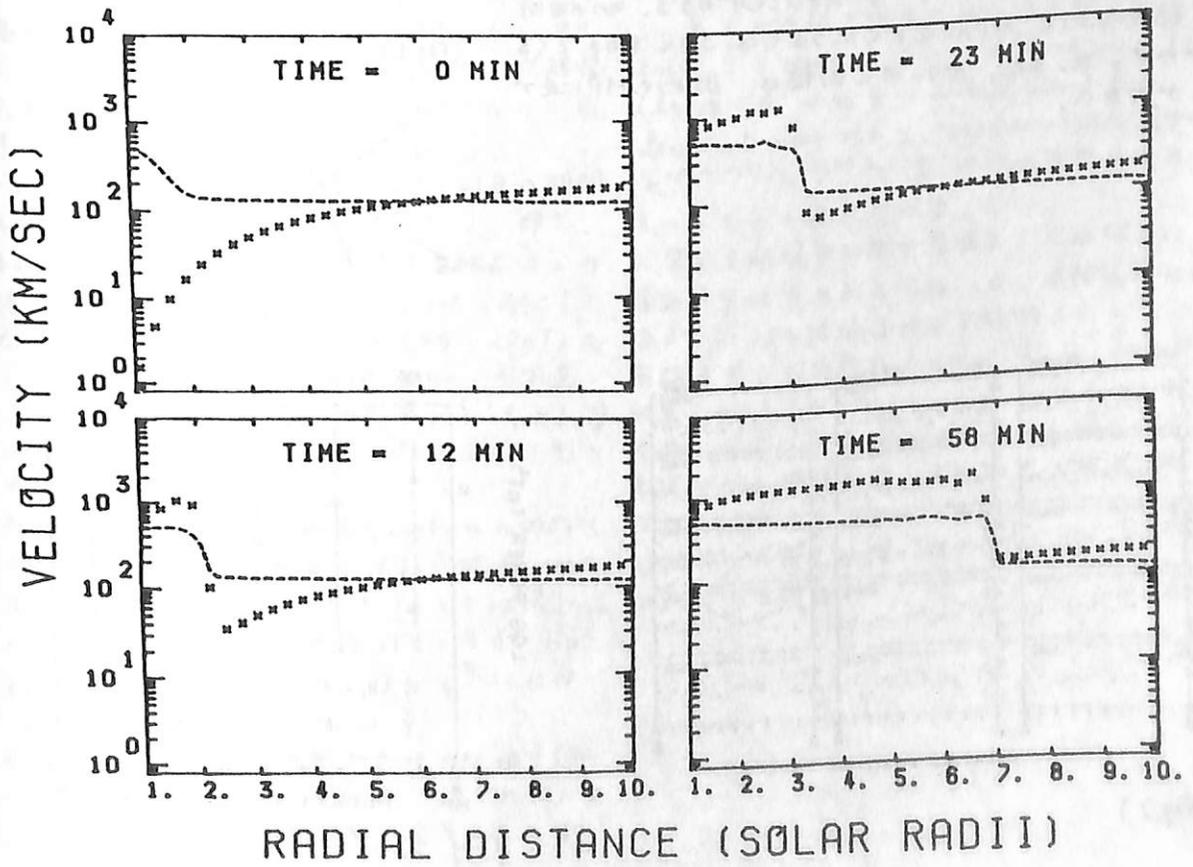


# 惑星間空間衝撃波の生成機構

齋見治一  
名大空電研

惑星間空間衝撃波は太陽フレアに伴う衝撃波として太陽大気下部で生成され、九大惑星間空間へと拡がって行く。この間、電波では、II型バーストとして観測される。この衝撃波の生成機構は分かっていない。一般には、太陽表面で、太陽フレアによって引き起こされる何らかの電磁流体的不安定から生成されるのであろうと推測されているが詳しい解析はないようである。

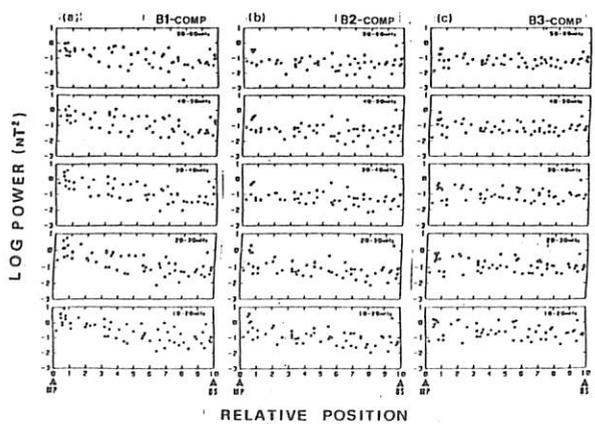
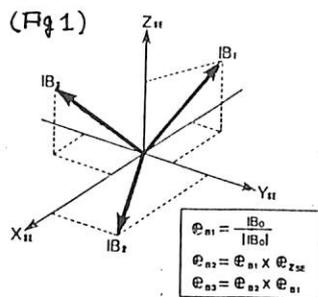
我々は太陽風の生成についてこれまで調べて来たがその結果、太陽から遠方での境界条件として、圧力が十分小さければ、太陽風は必然的に超音速流となること、従って、critical 点もしくは安定で、流速は必ずここを通らねばならないことが確認された。これと関連して、表記の問題については以下のことが明らかとなった。即ち、惑星間空間衝撃波は電磁流体的不安定から生ずるのではなく、フレアにより太陽大気下部の温度が上昇した時、その温度に対応した新しい太陽風定常解が拡がって行くことになり、この時、新旧の太陽風定常解の境が衝撃波となる。下図に太陽表面が138万度の時の太陽風定常解で、表面温度が( $\Delta R \sim 0.5 R_{\odot}$ )にわたって1桁上昇した時、しかもその高温が長時間持続した時の1次元シミュレーションの結果を示す。なお、2次元MHD解析も進行中である。(図で破線は音速を表す)



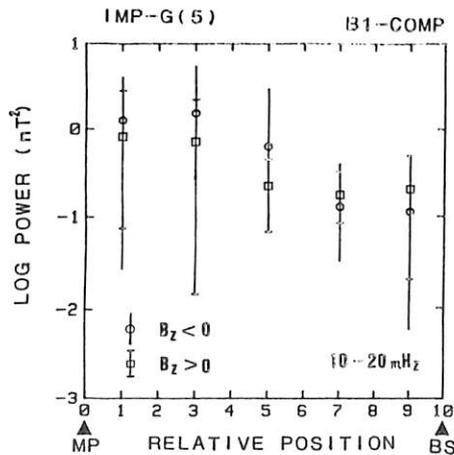
反村 清, 桜井 亨  
(東海大. 工)

春の学会では、IMP-5の磁場データを用いて、Magnetopause (MP) から Bow Shock (BS) までの Magnetosheath 内の相対的位置に対する Pc 3-4 周波数帯 (10-100 mHz) の積分パワー ( $m^2$ ) と平均磁場と Wave normal vector ( $\vec{k}$ ) とのなす角 ( $\theta_{KB}$ ) の空間的特性について述べた。今回は、低緯度 (IMP-5の軌道特性 (Inclination  $\sim 83^\circ$ ) から Outbound pass の時) における磁場の各成分ごとの特性を見るために Fig. 1 に示すような磁力線座標系を用いて解析を行った。磁力線座標系は、 $\vec{B}_1$  は、平均磁場方向を示し、 $\vec{B}_2$  は、 $\vec{B}_1 \times \vec{z}_{SE}$  で、 $X_{SE}-Y_{SE}$  平面に平行であり、 $\vec{B}_3$  は  $\vec{k} \times \vec{B}_1$  であるような座標系である。従って  $\delta B_1$  は Compressional mode,  $\delta B_2, \delta B_3$  は Transverse mode をそれぞれ表わしている。Fig. 2 には、相対的位置に対する積分パワーの変化が各成分ごとに示されている。10-60 mHz 帯を 5 段階にわけて表わしている。B1 成分は、全バンド帯で MP に近づくにつれてパワーが増加する傾向を示している。しかし B2, B3 成分は、低周波数バンド帯 (10-30 mHz) では、 $\chi$  のような傾向は見られるが、 $\chi$  以上の高周波数バンド帯では、見られない。また B3 成分は、10-30 mHz 帯では、B2 よりも大きいが、30 mHz 以上の周波数帯では、ほぼ同程度のパワーである。Compressional mode (B1) と Transverse mode (B2, B3) のパワーの変化は、BS 近傍では、同程度の大きさであるが、MP に近づくにつれて、Compressional mode のパワーが Transverse mode よりも  $\sim 1$  オーダーほど大きくなる。

今回はさらに、IMF 依存性についても解析を行った。Fig. 3 には、 $\chi$  の解析例を示す。IMF (Magnetosheath 内の平均的磁場方向を意味する) が Southward ( $B_z < 0$ ) の時の方が、Northward ( $B_z > 0$ ) の時よりもパワーが大きくなる傾向は、BS 近傍よりも MP に近づくにつれては、きりと表われてくる事がわかった。また、パワーの変動幅は、BS よりも MP に近づく方が大きい。



(Fig. 2)



(Fig. 3)

# II-33 地上多矣で観測される $P_2$ 脈動と GOES 2 で観測される磁場変動

との関連性について.

湯元清文・斎藤尚生・赤祖父俊一  
(東北大・理) (アラスカ大)

$P_2$  地磁気脈動の発生機構は substorm の発生機構と深く関係しており、substorm に伴う 3次元電流系の形成時に励起されるのか、それとも、transient な earthward flow による励起されるのか未だ結論に達していない。又、auroral field line 上に発生源があると考えられる  $P_2$  脈動が、この様な mode で何処を通って低緯度まで伝播してきているのか、その伝播機構も永年の未解決の問題として残されている。

我々の研究 group はこれらの問題を解決すべく、1981年1月-2月に環北太平洋多矣観測 [COL ( $L=5.6, \lambda=147.9^\circ W$ ), SGC ( $1.8, 118.0^\circ W$ ), EWA ( $1.15, 158.1^\circ W$ ), ONW ( $1.3, 141.5^\circ E$ )] を行った。これらの地上の磁場 data に、Alaska chain data と SGC の子午線面に近い静止軌道の GOES 2 ( $L=6.67, 106.7^\circ W$ ) 磁場 data を加え、3次元空間的な  $P_2$  に関係する磁場変動の発生及び波動特性を明らかにすることによって以下の様な  $P_2$  の発生・伝播機構を解明する手懸を得ることができたと報告する。

[A-1]、1981年1月25日から2月21日の期間地上の多矣観測と同一の  $P_2$ 、即ち substorm 37 events に対応する GOES 2 の磁場変動は、Field Aligned Current (FAC) に起因すると思われる磁場変化 ( $SB \sim 25 nT$ ) を伴う場合 (9 events) と、FAC がはっきり見えない不規則な微小磁場変動 ( $SB_{||} \leq 1 nT$ ) のみ観測される場合 (28 events) とに区別された。

[A-2]、地上で同一の substorm に対応する GOES 2 で観測される 3次元電流系には  $K_p$  依存性が存在する。 $K_p \geq 3$  のときは substorm に伴う FAC が  $L=6.6$  でも観測されるが、 $K_p \leq 2+$  の磁気活動度が小さくなると FAC に伴う磁場変化が観測されない。

[A-3]、地上多矣で同一の  $P_2$  振巾 ( $SB \leq 2 nT$ ) は、静止軌道で観測される FAC に重畳した磁場変動 ( $SB \sim 5 nT$ ) より小さいが、

FAC を伴わない  $P_2$ -like な磁場変動の compressional 成分の振巾 ( $SB_{||} \leq 1 nT$ ) よりは大くなる傾向にある。

[A-4]、地上で観測される bay 成分と  $P_2$  振巾の比に対して、磁気圏内で観測される FAC とそれに重畳した変動の比の方が 1 order 程大きい。

以上の解析結果から、以下の様な事が結論された。

[I-1]、substorm に伴う 3次元電流 (FAC) は、 $K_p \geq 3$  以上の磁気活動度になると  $L=6.6$  以内の内部磁気圏に、 $K_p \leq 2$  になると  $L=6.6$  以遠の外部磁気圏に形成される。

[I-2]、substorm に伴い GOES 2 の静止軌道で観測される FAC に重畳する磁場変動は局在した空間的変動であり、低緯度  $P_2$  とは直接対応していない。

[I-3]、磁気圏における  $P_2$  波動は、屋側  $P_2$  に見られる様な磁気圏内の磁力線を横切って伝播する mode でなく、auroral field line (もしくは FAC の発生した field line) 上の localized mode であり、evanescent 的に  $[Y \propto e^{-\beta_1(x-x_0)} \cdot e^{i(k_y y + k_z z)}]$  内部磁気圏に侵入しているものと推察される。

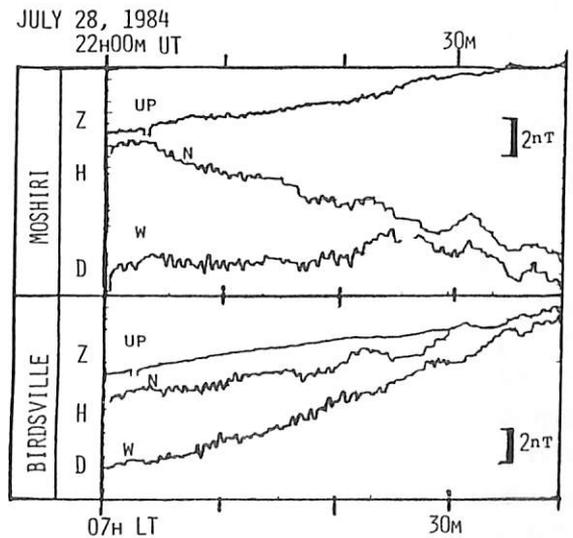
$P_2$  を励起する発生機構までを結論づける傍証までは得られていないが、伝播機構に関する [I-3] の結論は地上で観測される  $P_2$  を解釈する上で有益なことである。data 解析結果 [A-3 & A-4] は、auroral field line の定在振動の成分が卓越して発生した場合磁気圏赤道付近の磁場変動の方が地上で観測される  $P_2$  の振巾より小さく、それ故に、磁気圏中と地上との  $P_2$  の対応付けが難しくなる  $P_2$  model とも無矛盾ではない。

斎藤尚生・湯元清文・田村忠義・田中義人・西野正徳・加藤森男  
 ( 東 北 大 ・ 理 ) ( 名 大 ・ 空 電 研 )

我々研究 group は昼側 Pc3 地磁気脈動の発生及び伝播機構を明らかにする為に、新しい ULF 磁波測定装置 rulfmeter を開発し、過去の海外学術調査による多点同時観測を行って来た。第1次の経度で 100 度も離れた [COL (L=5.6,  $\lambda=147.9^\circ W$ ), SGC (1.8,  $118.0^\circ W$ ), EWA (1.15,  $158.1^\circ W$ ), ONW (1.3,  $141.5^\circ E$ )] での環北太平洋観測から、汎世界的同時に観測される Pc3 の 20 分程度の活動度は IMF の cone angle  $\theta_{XB} = \cos^{-1}(B_x/B_{IMF})$  に左右され、特に低緯度 Pc3 周波数と IMF 強度との相関性が良いことが明らかにされた。又、この期間の GOES 2 (L=6.67,  $106.7^\circ W$ ) 磁場 data との比較研究から、低緯度 Pc3-4 の source wave となり得る十分な振幅・有限周波数を持つ compressional wave が磁力線を横切って内部磁気圏に伝播しているものと結論された。この compressional wave は理論的に磁気圏内の複数の振動 mode ( $\omega_A^i$ ,  $\omega_{TF}$ ,  $\omega_{CE}$ ) と結合振動するものと考えられている (Yumoto & Saito, J.G.R., 1983)。次に、女川観測所の磁気共役点に近い Australia の TSV (L=1.29,  $\lambda=146.8^\circ E$ )・BVR (2.12,  $145.1^\circ E$ ) の第2次中低緯度南北観測から、低緯度 Pc3 波動特性には地時 (LT) 依存性があり主として 3 つの卓越 mode に分類されることを示された。朝方前に南北両半球の 3 地所で観測される Pc3 の波形はほぼ一致し、同期した磁場変動を示す。0600-1100 LT に観測される Pc3 には低緯度磁力線 (L $\approx$ 2.1) 定在振動の波動を示すものが多い。日中から午後にはより南北両半球で観測される Pc3 活動度はほぼ一致するが、数分程度の wave-packet 構造までは一致していない。第3次の Indonesia 日食時の南北両半球中低緯度 5 点 [ONW, TSV, BVR, CEP (L=1.11,  $\phi=7.135$ ,  $\lambda=111.6^\circ E$ ), CNL (1.06,  $25.0^\circ W$ ,  $121.2^\circ E$ )] 観測から、経度で 10° も離れると日中に観測される低緯度 Pc3 の 1 時間程度の活動度は一致するものの、数分程度の wavepacket 構造は 5

地点とも異なり複雑になっている場合が多いことが明らかにされた。このことは、日中から午後に発生する低緯度 Pc3 が夜側 Pc2 と異なり特徴波長が経度で 10 度以内か電離層高度と同程度であるのか、もしくは複数の周波数成分をもつ波動の重ね合せに起因することを示唆しており、中低緯度 Pc3 の伝播機構について電離層や地下の CA 効果を含めた詳細な理論及び観測研究が更に必要であることを再認識させるものである。

以上 3 回の海外多点同時観測結果を踏まえ、我々研究 group は低緯度 Pc3 の波動特性を更に明らかにすべく、1984 年 7 月 10 日から 9 月未の期間 Australia-日本の磁気共役点に近い [Moshiri (L=1.48,  $\lambda=142.3^\circ E$ ), Birdsville (1.50,  $137.4^\circ E$ )] での第4次南北両半球磁波同時観測を計画実行している。第1回は rulfmeter の ordinary 出力 ( $\Delta H, \Delta D, \Delta Z$ ) に観測される朝方 Pc3 の 1 例である。本構文では、MSR、BSV で観測された Pc3 波動特性の LT 依存性・磁気共役性について Pc3 伝播機構の観測から報告する。



( 第 1 図 )

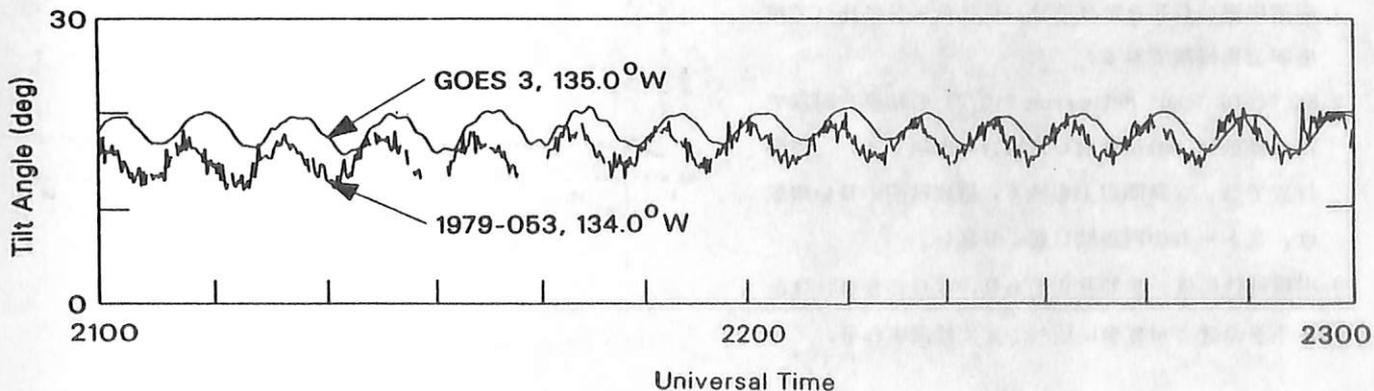
AZIMUTHAL PROPAGATION AND FREQUENCY CHARACTERISTIC  
OF COMPRESSIONAL Pc 5 WAVES OBSERVED AT GEOSTATIONARY ORBIT

Kazue Takahashi      Paul R. Higbie      Daniel N. Baker  
University of California, Los Alamos National Laboratory

Energetic particle data from the 1977-007 and 1979-053 satellites and magnetic field data from the GOES 2 and 3 satellites have been used to study eight compressional Pc 5 wave events observed at geostationary orbit during 1979. All the events occurred on the dayside and most of them were observed during the recovery phase of a geomagnetic storm. By using the data from two of the satellites which were close to each other, we measured the azimuthal phase velocity  $V_\phi$  and azimuthal wave number  $m$  for selected intervals. For all these intervals the waves propagated westward in the spacecraft frame, and we obtained  $|V_\phi| = 4 - 14$  km/s and  $|m| = 40 - 120$ . Furthermore, harmonics of a local standing Alfvén wave were often present simultaneously with a compressional Pc 5 wave. The frequency of the compressional wave was typically 25% of that of the second harmonic of the Alfvén wave. This frequency characteristic may be a result of a coupling between a compressional wave (drift-mirror mode) and a fundamental standing shear Alfvén wave.

The figure below shows an example of field tilt angle variation associated with a compressional Pc5 wave. Note the  $\sim 90$  s signal delay between the two satellites, which implies  $\sim 10$  km/s propagation of the wave to the west.

1979-053 and GOES 3, 1979 November 14



国分 征, 樋口知之, 石田十郎 (東大理)

高緯度地域でしばしば観測される Pc 4-5 帯の脈動は、マグネトポーズにおける Kelvin-Helmholtz 不安定性に起因する磁力線の定在振動を考えられる。しかし、最近ではこれらの Pc 4-5 がサブストームと密接な関係を持つと考え、Pc 4-5 のエネルギー源をサブストームに求めようとしている研究者もいる。一方サブストーム、或いはストームに伴う particle injection と直接関連すると考えられる Pc 5 帯脈動として stormtime Pc 5 と呼ばれる圧縮性の波動がある。これは、最初 ATS 1 の観測から見出されたものであるが、その後 GEOS 2 の観測により particle oscillation の様相も明らかになってきた。この圧縮性脈動は地上での振幅は小さく、地上観測を基にした研究は非常に難しい。ここでは、GEOS 2, 3 のデータを用い、圧縮性脈動の代表的なものとして、統計的な特性を調べるとともにスペクトル構造の解析も行う。

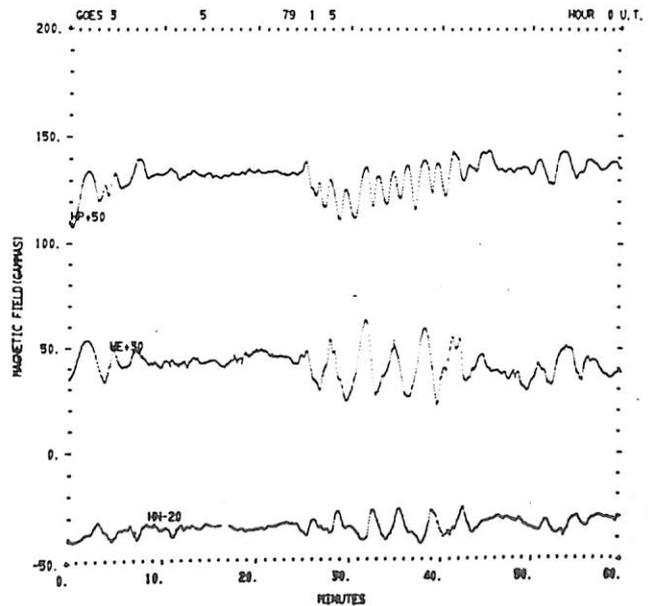
GEOS 3 は、135W におかれ、磁気緯度は 4.7、GEOS 2 は 1979 年 1 月まで 75W (約 11.5°) にあったが、その後 105W (9.3°) 付近に移された。GEOS 2 のデータは 1983 年 5 月までであるので、5 年以上のデータの取り扱いが出来る。GEOS 3 のデータとして 1978 年 7 月から 1980 年 8 月までが利用できる。

出現特性

1. 赤道に近い GEOS 3 では、GEOS 2 に比べて頻度が 2 倍程度である。
2. Barfield and McPherron (1972) の結果と同様でこの脈動は Dst が発達した場合に出現する。昼間付近で 2, 3 時間以上も続く、継続時間の長い現象は、ストームの回復期に起こり易い。
3. 出現特性には、季節変化があり、GEOS 2, 3 と冬季のほうが夏季に比べてよく観測される。

この季節変化は、磁気赤道の季節的移動によるものと思われる。即ち、北半球側にある衛星に対して、冬季には、磁気赤道が近づくので、この脈動が赤道に中心をもつとすれば、冬季に観測されやすくなることが期待できる。GEOS 2 と 3 での出現確率の差も、赤道からの距離によるものと考えられる。

この圧縮性脈動の特徴の一つは、偏波が磁気子午面に平行に近いことであるが、スペクトル構造に興味ある特性が見付かった。これは、圧縮性成分の周期が動径成分の周期の 2 倍を示すものが、冬季にしばしば観測されることである。出現頻度は GEOS 3 の方が高い。このスペクトル構造の解析結果についても報告する。



—超長周期 Ps6, 10 ~ 40分の場合—

北村 泰一 長谷川 康生

九州大学 理学部

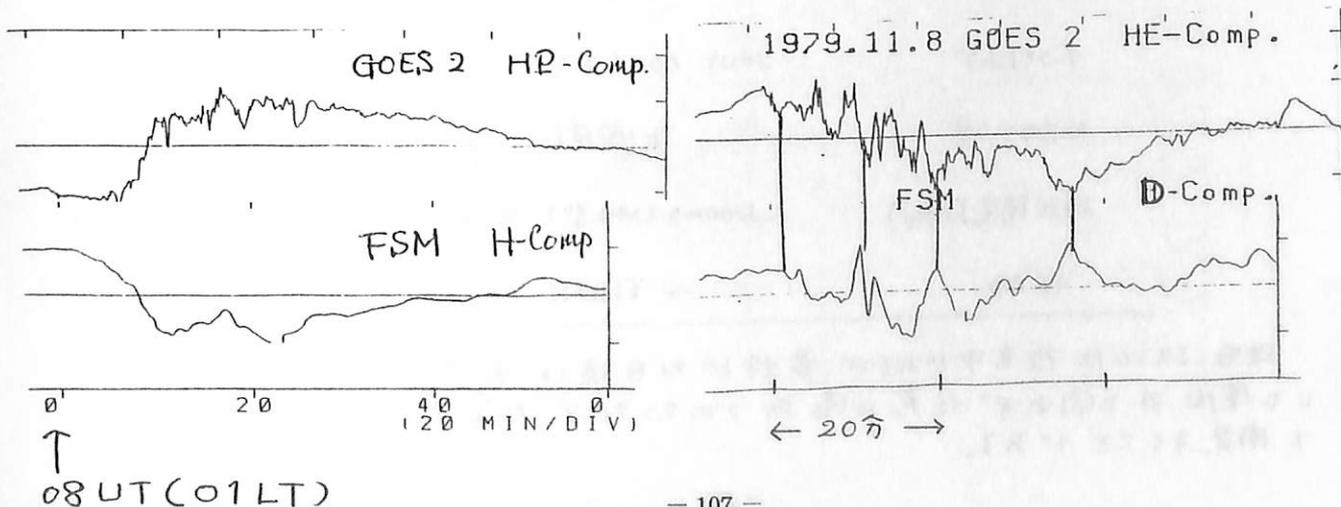
サブストームに伴って地上では様々な周期の磁気擾乱が観測される。そのうち極地方でのみ見られる、振幅数100γ、周期数10分におよぶ Ps6 (斎藤1976) と呼ばれる巨大脈動は未知な部分が多い。これは Pi2 と同じ過渡現象的な減衰振動で、普通数振動で消滅する。この Ps6 は、特別なものを別にして、多くの場合それが出現するときの環境が悪く (即ち、サブストームの時に出現する他の多くの現象とともに出現するので、ノイズの中に埋もれたS/Nの悪い現象、という意味)、その形状が他の脈動に比較して不整脈であるため、果して意味のある現象かと疑うむきもあった。また、仮に自然現象としても、それが発生する場所も地球近傍であるのか、磁気圏内であるのか不明であった。こうした状況にあって、Ps6が、地上の緯度のわずかな差異によって、周期が互いに異なる (1983年、秋田学会) ことから、筆者達は Ps6 は磁気圏内部に発生し、magnetic shellに沿って忠実に地上に伝搬する HM Wave であると推論してきた。今回、地上 IMS ネットワークのデータと、GOES 2, 3 のデータを解析する体制が整ったので、その第一として Ps6 周期のものについて、地上と衛星高度の変化を比較し、従来の推論を確認した。結果は、

(1) サブストームについて、衛星の HP (地球の回転軸の方向成分) と地上の H 成分との関係は大変密である。サブストームのブレーカッパは、衛星の HP 成分で予言できるといってもよいほどである。この HP の変化は、磁気圏赤道面の電流強度の急変に対応する。1例を1図に示す。ただし、この図では HP と H の時間軸を約7分ずらせてある。即ち、この変化は衛星位置で先に発生し (当然のことながら)、地上へ約7分の後到着する。その伝搬速度は約100 km/sec である。

(2) 衛星の HE (地球方向成分) と地上の D 成分との対応もよい。2図にそれを示すが (時間軸はやはり7分ずらせてある)、この場合、HE 成分には短周期成分の変化が重畳しているので少々みにくい、それでもいくつかのピークが対応しているのが見られる。このような長周期 (10 ~ 30分) のものでも、地上と衛星高度とで、磁界ベクトルの方向が90°回転しているのも面白い。

以上のことから、

- ① 地上のサブストーム時にみられる Ps6 的变化は、磁気圏での変化がそのまま地上に伝搬してきたものである。その伝搬速度は~100 km/secの程度である。
- ② 従ってサブストーム時の不規則な Ps6 的变化も、オーロラ高度で発生したノイズばかりではない。
- ③ これらの変化は主としてトランスバースで、magnetic shellの表面に沿ってかなり忠実に伝搬してくる。このことは、少し緯度が異なると対応がみられなくなることもわかる。講演時には、物理的な諸性質にも言及する予定である。



II-38 マイクロプロセッサをベースとした、高い時計精度を持つデジタルデータロガーの開発  
坂 翁介, 立原 裕司, 北村 泰一 (九大理)

オーロラ電流系のみならず、脈動電流系の解明には地上に設置される磁カ計群の存在は欠かせないものである。今までの多点観測では各点での偏波解析から、理論の助けを得て、電離層電流系の解明がこころみられてきた。しかし最近では位相・振幅分布から直接電流系を推測しようとして試みられてきている。位相・振幅分布は偏波主軸・回転分布の別の表現ではあるがそこから得られる情報はすつと多い。

我々はこのような観測を可能にする高い時計精度を持つ「軽薄短小」型デジタルデータロガーを開発した。2つのタイプを開発した。1つは時計精度をNHKの時報シグナルに求めもう1つはそれを標準電波の秒シグナルにもとめた。

現在「NHK型」3台が九州内で、「標準電波型」1台が南米ペルーのホワカヨで稼働中である。

Systemは次の様な仕様を持つ。

電源	+12V バッテリー70-ティンク"
消費電流	~500mA (-部のみCMOS)
チャンネル	3
サンプリング時間	3sec
テープレコーダ	SONY カセットテープ x 4
収録データ量	4回分
時計精度 (/day)	<1000ms (NHK型), <100ms (標準電波型)
価格	~¥110K

現在システムは改良中であるが、最終的な目標は太陽電池を電源として屋内・外を問わず任意の場所でのセッティングが容易に可能なSystemを開発することである。

小口 高, AUVグループ

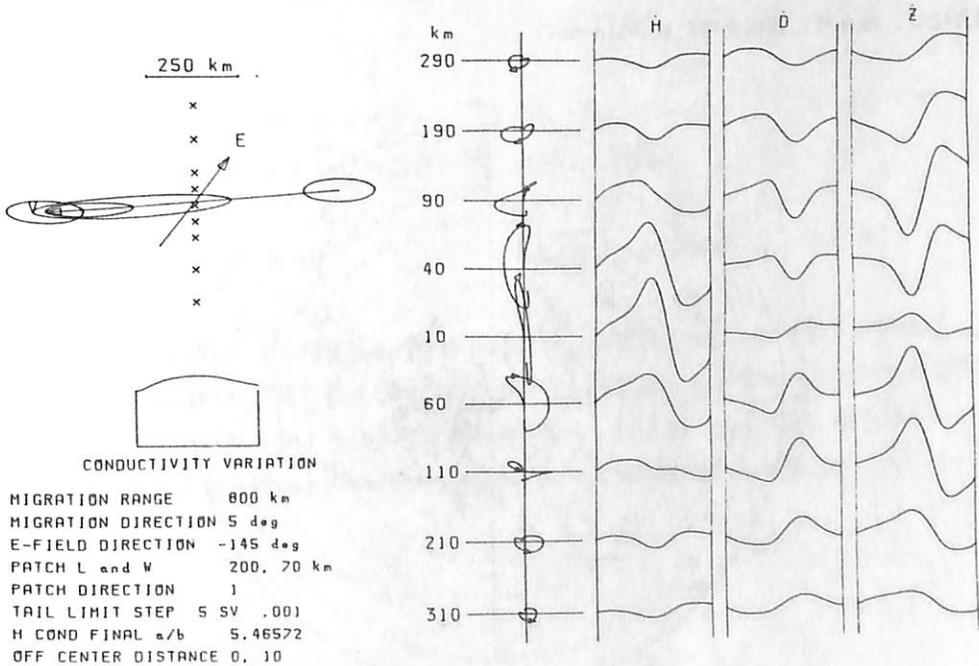
東大理, 九大理, 京大理, 名大空電研, 拓殖大

地上多点観測はその規模にもよるが従来の少数点観測に比べて研究上の質的な変化を含むものと考えられる。一つは、人工衛星観測との比較によって波や粒子等の伝搬性の現象について因果関係を推定する上で本質的な重要性を持つという点であって、現象の物理を固定するために最も基本的な情報を与えるものである。即ち、現象の時間・空間変動の分離、及び伝搬時間等の推定には不可欠の要素といってよい。

多点観測は、また有効なmeshサイズを選択することによってそれ自身でも現象の物理機構に迫り得るものと考えられる。例えば、50km - 100kmのサイズの観測網で U L F 測定を行うことによって限られた条件の下ではあるにしてもオーロラストリーミングや伝搬に伴う電流系の生成、移動消滅等も推定することが可能になる。

下図は典型的なオーロラストリーミングに伴う磁場変動の例である。この図から明らかなように、地上における磁場変動の波形及び、3成分の位相はオーロラストリーミングの真下あたりで空間的に著しく変わることが期待される。

従来の観測は観測点間の間隔が広過ぎたためにこのように細かい波形や位相変化のチェックはまだ充分に行われていないが、観測でこれが確認できれば上記のような電流系の推定は地上多点観測からだけでもかなりの確度で推定できることが判かる。



林 幹治 AUVグループ

東大理, 九大理, 京大理, 名大空電研, 拓殖大

地球磁気圏内のプラズマ現象の物理機構には波長の短いさまざまな波の関係したマイクロ不安定が重要な役割を果たしているものが多い。これらのマイクロ不安定のシステムはオープン系であるためにシステム外部からのエネルギー流入や、又粒子や波の散逸を抜きにしては物理機構の核心に迫ることが困難である。

実際、例えばサブオーロラ帯から中緯度にかけての領域で磁気圏から電離圏レベルへ入射する電子群は、いわゆる脈動性オーロラのバッチ構造によって見られるような中規模の構造を持っているが、このような中規模の構造とマイクロ不安定、及び、更に大規模なオーロラ活動に伴う粒子のインジェクションとの関係等は磁気圏からの粒子入射の問題を解く上で極めて重要な鍵であるにもかかわらず今まで余りよく調べられているとは言えない。

この種の問題の研究には、人工衛星によるプラズマ状態のinsituの観測とともに地上における波動及び粒子入射の多点観測が極めて有効である。観測網のmeshの大きさは研究対象によるが上記のように入射粒子を中心とする観測の場合には、極光帯、亜極光帯に細かいmeshの

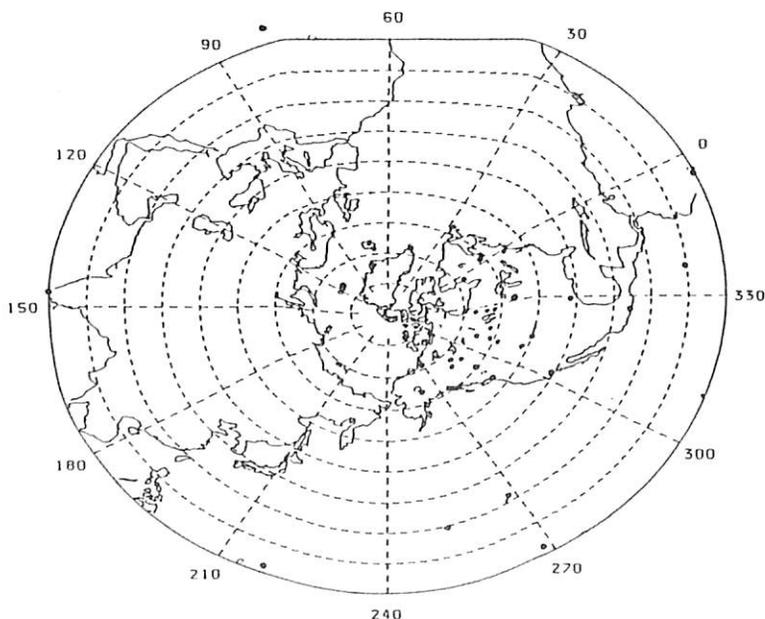
観測点を配置し、中緯度及び極冠域ではやや疎いmeshとし、また赤道域では地球をとりまく数点での観測が有効と考えられる。

観測項目としては上記の考察から

- induction magnetometer
- fluxgate magnetometer
- VLF receiver
- riometer
- aurora TV camera

等が考えられる。

極光帯に観測の中心を置き、極冠、中緯度及び赤道地域までをカバーすることによって磁気圏全体のエネルギーの流れの中でどのようなマイクロ不安定がどのあたりでどういう効果を及ぼしているのかの全体像を得ることができよう。又、それとともに磁気圏全体にまたがる大きなスケールでの現象の伝搬機構等における諸問題についても新しい知見をもたらすものと期待される。図は現在計画中の超多点観測網の一例である。



山本達人 AUVグループ

東大理, 九大理, 京大理, 名大空電研, 拓殖大

限られた人員で30-40点に及ぶ超多点観測を効果的に実施するためにはその観測器機に対しては一点観測におけるものとは本質的に異なる考慮が必要となる。その主な点は

- 1) 輸送費節減のため小型軽量化が極めて重要
- 2) 長時間の資料取得及び解析の簡素化を考えた記録システム
- 3) 現地の人に保守を依頼するため使用の簡素化が必要
- 4) 適当な電源が得られない地域での長期記録のための省電力化
- 5) 細かい観測網を組むために放置型のカプセル化を計る

などである。

現在の所、観測項目のうちinduction magnetometer, fluxgate magneteter, data logger, VLF receiver, テレビカメラ等について上記 1) - 3) について検討し試作の上現地において1984年8-9月にそれらのテストを行った。

因みに現在使用しているinduction magnetometer, fluxgate magnetometer, data loggerの寸法・重量は以下の通りである。

1. U L F センサー	50φ x 830mm	重量	2.6kg x 3
	アンプ	270 x 170 x 70mm	" 1.6kg x 1
	FMデータレコーダー	175 x 118 x 95mm	" 1.3kg x 1
2. Fluxgate Magnetometer センサー	200φ x 170mm	"	3.5kg
	アンプ	330 x 200 x 160mm	" 4.4kg
3. データロガー(14ch)	234 x 230 x 200mm		4.3kg

上記器機は性能的にはほぼ満足すべきものと認められるが一層の小型軽量化が望ましく、又、項目 4) - 5)の省電力化及び放置型のカプセル化に関しては更に検討を要する点が多い。尚データロガーは14chまで拡張可能であり、地磁気三成分の他、狭帯域のV L Fの波動の強度変動を数chとriometer, photometerなどの同時記録を考慮している。

石田 十郎、林 幹治

(東大理)

誘導磁力計の絶対感度測定方法としては、ソレノイドコイルを使う方法、空芯センサーとの相互比較を行う方法などがあり、またセンサー間の相対的な感度校正にはセンサーのインダクタンスを比較する方法が知られている。(林、1980、1983)

今回の地上超多点観測に使用する誘導磁力計を製作し、その感度特性の測定に際し、多数の誘導磁力計の測定結果からインダクタンスの測定による相対校正により精度よく感度を求められることが示された。

・インダクタンスの測定

2チャンネルのスペクトルアナライザーを利用し、図1に示す等価回路の伝達関数を求め、直列共振周波数f1、並列共振周波数f2を読み取り、インダクタンスLs、浮遊容量Csを次式により決めることができる。(図2)

$$1 - (2\pi f_2)^2 \cdot L_s \cdot C_s = 0$$

$$1 - (2\pi f_1)^2 \cdot L_s \cdot (C_s + C_e) = 0$$

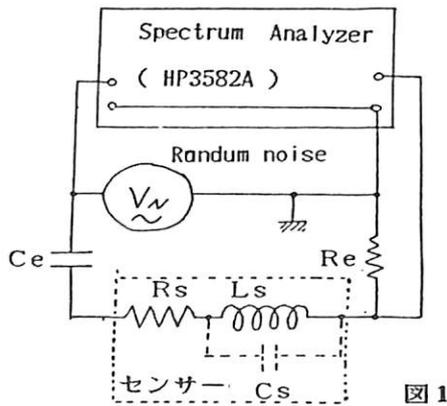


図1

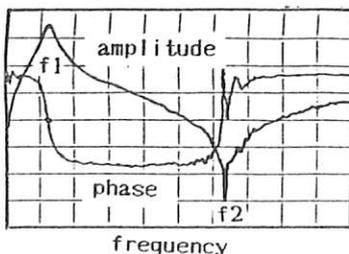


図2 伝達関数の測定例

・絶対感度の測定

図3に示すような構成でソレノイドコイルを使い、感度測定を行なった。

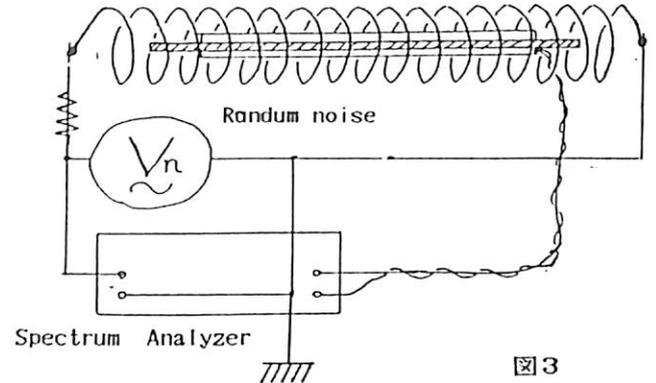


図3

上記の方法により求めた絶対感度とセンサーのインダクタンスを比較した結果、センサーのインダクタンスの測定のみから±1%の精度で感度の相対的校正が出来ることがわかった。

今回製作した誘導磁力計はコアの長さが75cm及び1mのものでそれぞれの特徴は以下に示す通りである。

		75 cm	1 m
直流抵抗	Rs	8.6 kΩ	5.5 kΩ
浮遊容量	Cs	250 pF	400 pF
インダクタンス	Ls	3.7 kH	4.1 kH
絶対感度 at 1Hz		78 μV/nT	137 μV/nT

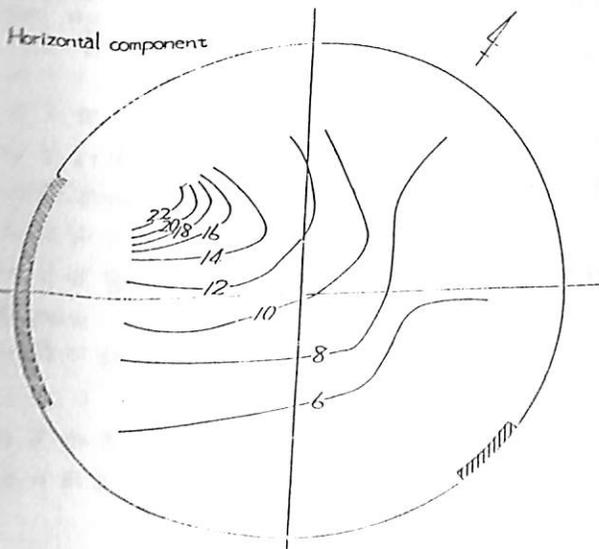
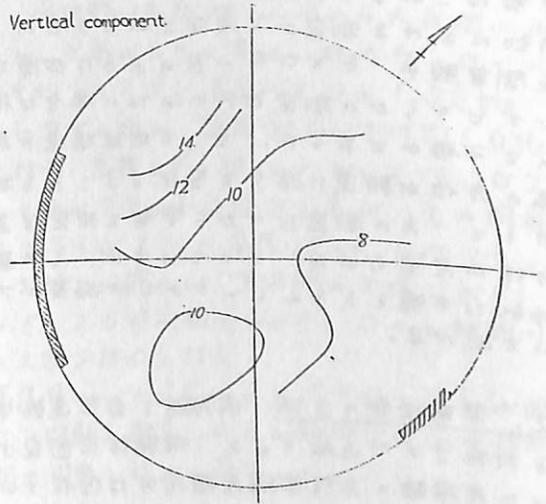
林 幹治, 「誘導型磁力計」、磁場精密測定、52-60,1980  
 林 幹治, 「誘導磁力計の校正と非線形性」、磁力計の開発と応用、5-13,1983

藤原一晃, 小田木切, 平野孝文, 青山巖

東海大・工

新しく建設中の宇宙研相模原キャンパス内環境試験棟に磁気試験用シールドルームが完成した。今回、この内部の磁気シールド効果を調査する機会があり、その結果を報告する。シールドルームは高透磁性合金を使用した内半径3mの球形のもので、全体では3重殻構造となっており、設計段階では静磁界に対して約60dbの減衰が期待されている。しかし、組立や消磁方法等により、内部の磁界分布は必ずしも一様とはならず、今回の調査はその状態を知るためのものである。

下図はフラックスゲート磁力計による鉛直及び水平成分を球の中心を通る水平面での分布を示した例であるが、各成分共に最大約20.mT、最小約5.mT内におさまり、外部磁界に対して、 $1/1000$ 以内の設計値は満足している事がわかる。尚、詳細については講演の中で述べる予定である。



飛翔体の姿勢決定法(2)

宮武貞夫 上田裕子 (電通大)

1. はじめに 観測ロケットなど飛翔体の姿勢はこれまで太陽の方位と地球磁場の同時刻における測定から決定していたが、夜間実験や EXOS-B のように故障などでどちらかの測定が行われない場合は極めて不確かであった。そこで地球磁場や太陽の方位が軌道に沿って変化することを利用して一方の測定だけから姿勢を決定する方法が考えられた。ここでは主に、その具体的な手順とシミュレーションの結果について述べる。

2. 姿勢決定の方法 飛翔体を自由運動する物体コマで近似すると、飛翔体に固定された座標軸の赤経赤緯座標成分は保存される角運動量  $M$  の方向  $\alpha_M, \delta_M$  と  $M$  と  $Z$  軸とする慣性系でのオイラー角  $\theta, \phi, \psi$  を用いて表すことができる。

一方軌道上の地球磁場  $B$  の方向  $\alpha_B, \delta_B$  と  $B$  と  $Z$  軸とする座標系でのオイラー角  $\alpha, \beta, \gamma$  を用いて表すことができるので、このら2つの赤経赤緯座標  $\Lambda$  の変換行列が等しいとみくと任意の時刻で成り立つ5つの未知数  $\theta, \phi, \alpha_M, \delta_M$  を含む式が得られる。このらは原理的には5つの異なる時刻における式から決定できるが、磁場測定の誤差等を考え

ると、

$$F = \sum_{i=1}^N |A(t_i) \sin(\dot{\phi} t_i + \phi_0) + B(t_i) \cos(\dot{\phi} t_i + \phi_0) + C(t_i) - \cos \theta_B(t_i)|$$
 を評価関数とし  $F$  を最小にする未知数の組を探する方法をとった。ここには

$$A(t_i) = \sin \theta (-\cos \alpha_B \cos \delta_B \sin \alpha_M + \sin \alpha_B \cos \delta_B \cos \alpha_M)$$

$$B(t_i) = \sin \theta (\cos \alpha_B \cos \delta_B \cos \alpha_M \sin \delta_M + \sin \alpha_B \cos \delta_B \sin \alpha_M \sin \delta_M - \sin \delta_B \cos \delta_M)$$

$$C(t_i) = \cos \theta (\cos \alpha_B \cos \delta_B \cos \alpha_M \cos \delta_M + \sin \alpha_B \cos \delta_B \sin \alpha_M \cos \delta_M + \sin \delta_B \sin \delta_M)$$

$\alpha_B, \delta_B$  は IGRF から、 $\theta_B$  は磁場測定から求むことができる。具体的には、5つの未知数のうち  $\theta$  と  $\phi$  は測定データからおよその値がわかること、また  $\theta_B$  が極値となる時の  $\theta$  と  $\phi$  が与えられることから他の3つの未知数は  $\theta$  と  $\phi$  の1つずつで表すことができることを考慮し、図1に示す手順で未知数を決定した。

3. 結果 およそ10分の5つの未知数の値と  $\alpha_B, \delta_B$  および  $\theta_B$  の計算値を与えて行ったシミュレーションの結果を表1に示す。

表1. 真値との差

	$\theta$	$\phi$	$\alpha_M$	$\delta_M$	$\alpha_B$	最大誤差の%
真値	0.3490	0.1035	0.5235	1.0471	0.6981	
1	$0 \times 10^{-4}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$2.8 \times 10^{-4}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$3.0 \times 10^{-4}$	$10^{-4}$
2	"	$0.3 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-2}$	$7.0 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{-2}$	$10^{-2}$
3	"	$0.2 \times 10^{-4}$	$3.5 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-3}$	$3.7 \times 10^{-3}$	$10^{-3}$

初期値  $\theta = 0.3490$   $\phi = 0.10346$  標本点 1  $t = 0-400s$  13個 7周期  
2  $t = 10-130$  13 2  
3  $t = 1-13$  13 1/5

この結果から、姿勢決定のために用いるデータは標本数が等しいならば短時間ほど精度が良いことがわかる。これは評価関数を見てもわかるように初期値として与える  $\phi$  の誤差が  $F$  に対して7倍さして影響するたもと考えられる。しかしあまり短いと磁場の変化が小さい過ぎ、評価関数が明確な最小を示さないこととなる。

このらと考慮すると、太陽の方位を用いて EXOS-B の姿勢は  $10^{-4}$  (rad) 程度の誤差で決定できるものと考えられる。

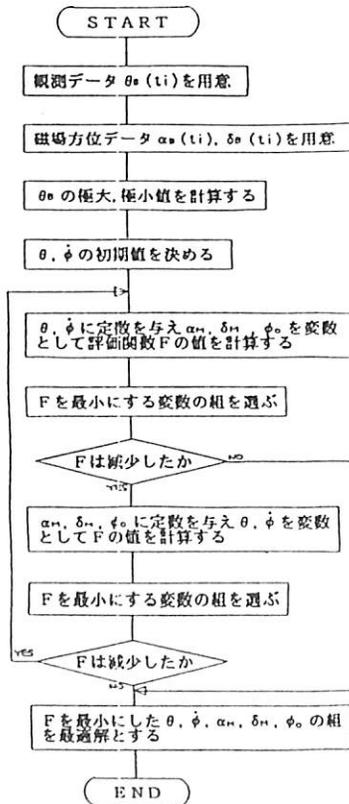


図1. 姿勢決定の手順

遠山文雄, 永井孝美, 中本政実  
(東海大・工)

### 1. はじめに

1983年8月29日に打上げられたS-520-6号機のロケットは, マイクロ表と電離層プラズマとの相互作用を観測する実験(MINEX)を主体とする親子ロケットとロケットの基本計器部(CI)を防水回収する回収部から成っている。

打上げの397秒後の高度130kmでPI部と分離された回収部はそれまで約1~2°の周期80秒の首振り運動が同期約2秒のニュートーションを起して大気圏への突入となる。回収は585秒のパラシュート開傘により成功した。着水までの姿勢測定は地磁気式姿勢計(GA)および太陽センサ(DSS)が搭載されたが, 太陽センサはロケット壁面の塗料が高温のため流れ, センサ受光のスリット部をマスクしてしまい, 太陽センサデータは得られなかった。そのためGAによるデータにより解析した結果を報告する。

### 2. 地上校正試験

打上げに先立ち, 回収部のGAの地上での校正が現地で行われ, 磁気バイアス量のチェックがなされた。野外の磁気的に勾配の小エ竹場所でマッピングを行い, 回収部ロケットを回転台にのせ, ロケット機軸まわりとそれに直交する方向のテレメータを通した回転データをとった。それによるセンサ部でのロケット本体が他のPIからの影響は感度において, X成分-12%, Y成分+18.5%, Z成分+30%であり, 直流バイアス量はX成分3500γ, Y成分3200γ, Z成分15400γもの比較的大きいものであった。

### 3. 姿勢結果

回収部は高度75km位から大気圏に再突入し姿勢が大きく変化し始める。ロール軸まわりのスピンはそれまでの1.35Hzから減少し始め, 高度30kmでは約1.0Hzとなる。高度48~23kmにおいては, ロケット軸がフラットスピンを呈し, その同期は $2.5 \pm 0.2$ 秒で高度18kmではフラットスピンを停止し, 逆方向のスピンが約1.5~2.5秒同期で始まり, ロール軸回りのスピンは0となる。高度7kmでパイロットパラシュートが開き, 機軸を鉛直にロール軸回りに2.4秒同期で回転し再び落下した。

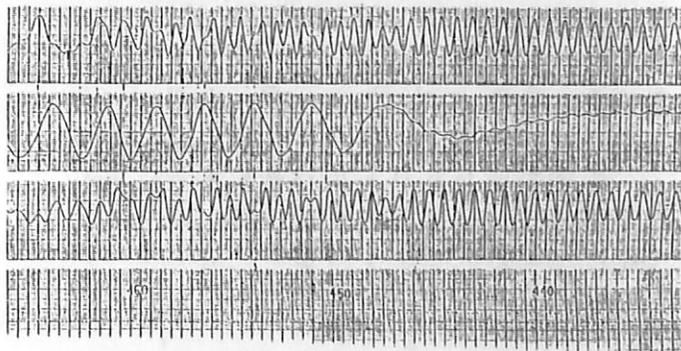


図 GAセンサ三成分の再突入直後の出力波形  
(X+440~460秒)  
(上からZ, X, Yの順)

遠山文雄・青山 巖・菅藤忠二郎  
東海大・工学部

磁力計の較正に欠かせない一様磁界発生コイルには、これまで主に Helmholtz coil が用いられてきたが、コイルの中心部の一様性がより良い Scott coil を試作し、プロトン磁力計センサに取付け、気球に搭載して成分測定を試みた。今回は Scott coil と9月初に予定されている気球実験についての速報である。

Helmholtz coil は一対の円形コイルで、コイル半径( $a$ )だけ中心をへだてて位置させたもので、中心から約 $\pm 0.2a$ の領域では中心磁界の $\pm 0.1\%$ 以下の偏差で均一な磁界が得られる。しかしこれを二重にしたコイル、即ち半径の異なる対のコイルを内外に位置させたコイルは Scott coil と呼ばれ、内外のコイル径の比によって多少異なるが $\pm 0.1\%$ 以下の偏差で均一な領域は外側コイル半径 $b$ とすれば約 $\pm 0.35a$ に広がる。(図1, 2) この様なコイルは気球等の搭載やポータブル用の小型化が要求される磁界発生コイルとして便利である。

今回製作したコイルは外半径275mm、内半径200mmで重量約4.6kgで、その中心部にプロトンセンサを置き、コイルをジンバルで吊って気球に搭載した。

今年9月初に打上げ予定で、プロトン磁力計は0.1nTの分解能をもち、センサおよびコイルとジンバルを含めた重量は15kgである。長時間観測のため24AHの電池と電気部も含めた重量は20kg、測定サンプリング周期は10秒である。地上からのコマンドにより、任意に Scott coil へのバイアス電流がON/OFFでき、気球が水平飛行にわたるまでの垂直成分測定を行なおうとするもので、約740nTの鉛直方向のバイアス磁界を発生させる。地上での動作ではバイアス磁界との合成磁場測定のためには0.2nT位で非常に高い均一性が得られている。

気球の中れによるセンサ部の中れで、コイルの鉛直方向の保持や成分測定精度の点で多少問題はあるが10nT程度の精度で可能であろう。Scott coil はまたフラットゲート磁力計の較正用としても有効であり、室内用コイルも製作中である。

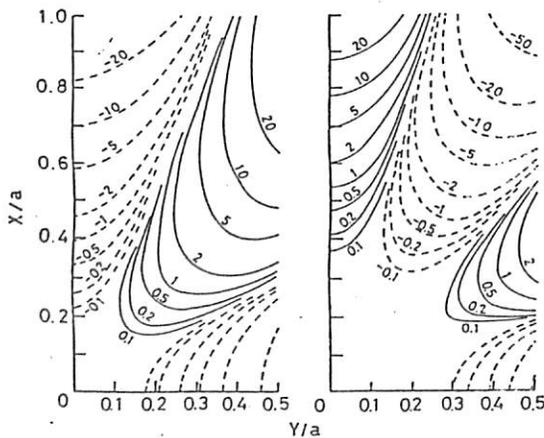


図1 コイルの軸方向成分の均一性(%)  
(左が Helmholtz coil 右が Scott coil)

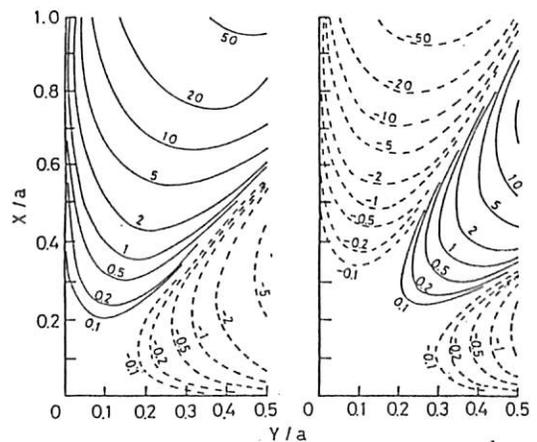


図2 コイルの径方向成分の均一性(%)  
(左が Helmholtz coil 右が Scott coil)

宇宙科学研究所

鶴田 浩一郎

早川 基

中村 正人

我々はイオンビーム及び電ビームをトレーサーとして使用する電場計測法の開発を行ってきたが、解決を要する技術的課題を未だ多く残している。今回はそのうちの一つであるビームの打出し方向制御（ビームトラッキング）についての検討結果を報告する。検討は計算機の中に実際の計測環境を設定して計測器のモデルを作り行っている。

トレーサービームは観測環境に与える擾乱をできるだけ小さくするという観点から、なるべく弱いものでなければならない。数キロメートルの距離を走って再び飛翔体に戻ってくるビームのカウントレートは低高度の人工衛星で $10^4/\text{sec}$  Deep Spaceの人工衛星 $10^3$ 程度まで下る可能性がある。このような低カウント数のもとで $t \sim 10^{-5} \sim 10^{-6}$  (Bにより異なる)の精度の飛行時間計測を行うためにビームにコーディングを施して相関解析を行なう必要がある。相関解析に必要な長さのデータを得るためにはビームがその間正しい方向に打ち出されていなければならない。ビームの打出し方向は磁場と電場の両方に垂直な方向であるが電場の方向は測定すべき量であってこれは不明である。従って戻りビームの中の情報を使って打出し方向の閉ループ制御を行わなければならない。閉ループ制御にも、ビームフラックスが小さいことから、相関解析が必要となり一種のジレンマにおちいることになる。

しかし、このジレンマは量的なものであり適当な制御方式を考えることができる見通しがついた。講演ではその結果について報告する。

以下に4つの計測環境（ロケット実験、EXOS-D、TAIL、太陽風）での計測に関する諸量を表にまとめて記しておく。ロケット及びEXOS-Dでは100nAのリチウムイオンビーム（0.5KeV）、TAIL及び太陽風では電子ビーム（0.5KeV）、またイオンビームは $1^\circ$ の拡がり電子は $0.5^\circ$ の拡がりを持つものとし、検出器の有効面積は $1\text{cm}^2$ としてある。

	ロケット実験	EXOS-D	TAIL	太陽風
磁場	0.4 ガウス	4000 nt	10 nt	5 nt
ジャイロ周期	11.5ms	115ms	3.57ms	7.14ms
ジャイロ半径	210 m	2.1 km	7.4 km	15km
戻りフラックス	$10^7/s$	$1.7 \times 10^4/s$	$10^4/s$	$2.5 \times 10^3/s$
必要な時間精度	230 ns	$24.5 \mu s$	$2.74 \mu s$	$11 \mu s$
必要なデータの長さ ( )内は時間	1(230ms)	4(0.1ms)	1300(3.6ms)	1300(14ms)

電場計測 - エネルギー - 分析可能な

広角・大面積粒子計測器

早川 基・鶴田浩一郎・中村正人

(宇宙研)

ブーメラン法では射出した荷電粒子が再び戻って来るまでの時間及び方向から周辺の電場・磁場を求めている。この為に宇宙空間においてブーメラン法を実施する際にはいくつかの条件を満足する必要がある。それらの条件とは、

1. 十分な回帰粒子数がある事
2. 回帰粒子と周辺プラズマとのS/Nが良い事
3. 任意の方向に粒子ビームを射出できる事
4. 任意の方向からの回帰粒子を検出できる事
5. 粒子ビーム自身が時刻情報を持つ事

である。これらの条件からブーメラン法に用いる粒子計測器としては、大有効面積、広視野角であり、かつエネルギー分析又は質量分析が可能なものが要求される。ブーメラン法では磁場の弱い所では荷電粒子として電子を用いる。この場合、質量分析はS/Nの改善に役立つので、エネルギー分析により周辺プラズマと区別する事を考えている。粒子計測器の性能としては、有効面積1m<sup>2</sup>以上、視野角2πか、エネルギー分解能50eV以下を目標に開発を行っている。現在検討中のモデルを図1に示す。このモデルは2枚の半球型メッシュグリッド・ポテンシャル・アナライザーと成っており、また内側の半球型メッシュとその内側の半球とで静電型エネルギー・アナライザーを構成している。この2つのアナライザーによってエネルギー分析を行い、出口にある静電型ミラーで粒子を検出器に集めるようになっている。この型の計測器の諸特性について講演で報告する。

INCIDENT DETECT	THEATA: 0.0 (DEG)	ENERGY: 500.0 (EV)	MASS: 7	MIN: -59.6 (MM)
FLIGHT TIME (100N SEC)	AREA: 3.96 (CM*CM)	AVE: -19.0 (DEG)	MAX: 0.0 (DEG)	MIN: 24.0
PARTICLE ENERGY (EV)		AVE: 26.2	MAX: 29.7	MIN: 2633.4
		AVE: 2695.3	MAX: 3478.5	

AREA/GRID	RMAX: 101.0 (MM)	ZMAX: 140.0 (MM)	DR: 1.0 (MM)	DZ: 1.0 (MM)
GROUND POTNL:	0.0 (V)	RADIUS: 100.0 (MM)	LENGTH: 5.0 (MM)	
SUPPRESS	400.0 (V)	RADIUS: 90.0 (MM)		
INNER SPHERE	355.6 (V)	RADIUS: 70.0 (MM)		
REF MESH	355.6 (V)	Z (BTM): -19.3 (MM)	Z (TOP): -10.0 (MM)	R (FOC): 60.0 (MM)
REFLECTER	530.0 (V)	Z: -23.0 (MM)		
COLLECTER	-3000.0 (V)	RADIUS: 30.0 (MM)		Z: 5.0 (MM)

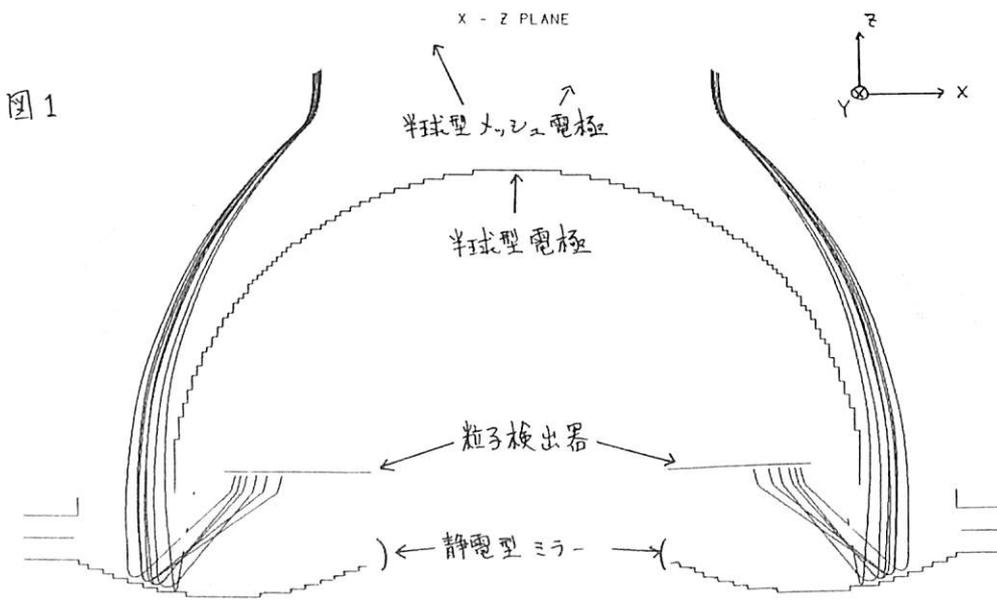


図1

Z軸となる角が0°の粒子(エネルギー500eV)で検出器に到達するものの軌道(Y=0)の断面図)

図で点線はメッシュ電極を、実線は電極を表す。



ブーメラン法による電場測定は、打ち出した荷電粒子がイオン銃から出て、再びロケット（又は衛星）に戻ってくるまでの時間をもとに電場を導出する方法を採っている。この時間を測る為には、打ち出されるbeamに打ち出しの時刻情報をのせてやらねばならない。我々は、beamに modulation をかける事によりこれを解決しようとしている。具体的な時間導出法は他の講演にゆずり、ここではbeamに modulation をかける方法について述べる。

beamの modulation は beam の on、off によって行なわなければならない。codeの最小単位を  $1 \mu\text{sec}$  ( $1 \text{MHz}$  の modulation) とすると、beamの立ち上がり、立ち下がりには数  $10 \text{nsec}$  が要求される。今  $500 \text{eV}$  の Li イオンを使うと仮定すれば、これはイオンが約  $5 \text{mm}$  すすむ時間である。

Beamの on、off を行う方法は4つ考えられる。以下に挙げると、

- 1) イオン源の温度を上下させ、イオン放出率を変化させる
- 2) イオン源の直前にある円孔レンズの電位を上げて potential 障壁を作り、イオン放出をおさえる
- 3) 加速電極を on、off して beam の on、off を行なう
- 4) beamの径路に modulation 専用の電極を置き beam の chopping を行なう

これらの内、1) は  $1 \text{MHz}$  の速さで温度の上昇下降を行なう事は無理と考えられるから除外される。3) は高圧の電源を高速で on、off する困難さがある。さらに電極自身が  $15 \text{mm}$  の長さを持っており、先に挙げた立ち上がり、立ち下がり時間に beam の進む距離を大きく越えている為、数  $10 \text{nsec}$  の立ち上がり、立ち下がりが期待できなくなる。4) の方法を用いるとすると、電極の長さを  $5 \text{mm}$ 、電極の Gap を  $4 \text{mm}$  と仮定し、 $20^\circ$  beam の方向を変える為には  $300 \text{V}$  の高圧が必要となる。この高圧の on、off の困難さはもとより、この電位がレンズシステム側にしみ出す事を考えると（たとえ、シールドするにしても、レンズシステムの再設計が必要となる）採用は難しいと言わねばならない。従って、我々に残されているのは2)の方法である事がわかる。

イオン源の直前にある円孔レンズは、発散しようとするイオンを一方向に束ねる為の strong lens であり、その電位は、イオン源と殆ど同じに設定されている。この部分の電位分布はイオン放出率に大きな影響を与える事がわかっており、このレンズの電位を  $1\%$  上げるだけで beam は放出されなくなる。従って、この  $1\%$  の電位変化をかける事で beam modulation が行なえると考えられる。この場合、高圧全体を on、off する必要はなく、又、レンズの厚さも  $1 \text{mm}$  なので立ち上がり、立ち下がりの問題もおこらない。

この方法において困難さを生ずる可能性があるとするれば、それらは

- 1) beam を off にした時、円孔レンズとイオン源の間にイオンが溜まり、そのスペースチャージによって Potential 障壁がくずれる事
- 2) beam を off から on にした時、1) で述べたスペースチャージによって放出特性がすぐに復活する保障が無い事

である。2) とは逆に溜ったイオンが一時的に多量に放出される事も考えられ、これが beam を off にしていた時間に依る可能性もある。以上の点は、実際に真空 chamber 中で実験を行なって確認する必要がある。この結果については、学会で報告される。

石田 喜雄、菅野 常吉、斎藤 俊子  
 福島大・教育 有朋学園 福島医大・教養

IGYの時のデータを用いて、 $T_{mn}$  (宇宙線中性子強度日変化の極大時刻(地方時))の世界分布が時間的に変化し、太陽の活動期には西に傾き、太陽の静穏期に東方にもどるというこゝとを予想し、その後、IGC, IQSY, 及びIASYの時のデータについての追試で確認された(オ7回, 中8回, オ9回, 中13回, 及びオ17回のI.C.C.R.)。

この結果、次の様な結論が示された。

- (1)  $T_{mn}$  は、太陽面活動が激しくなると共に、中・低緯度地域では前進し、両極地域と南太平洋地域では、逆に遅れる傾向がある。
- (2) 地球の外部では、太陽面活動が激しいときは、磁力線が西方に曲中ラれ、太陽面活動が静穏になると東方にもどる傾向がある。

今回は1971年~1975年の間のデータについて追試したところ、やはり上述の傾向が確認されたこゝとを報告する。

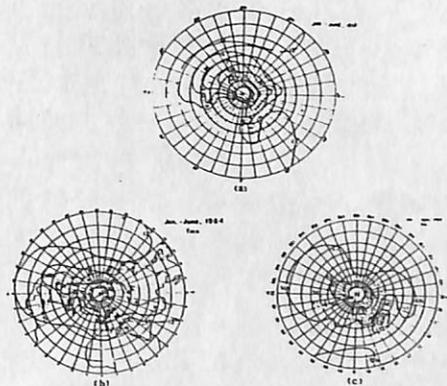


図2. 北半球における  $T_{mn}$  の contours. (a) 1958年上半期, (b) 1964年上半期, (c) 1969年上半期。

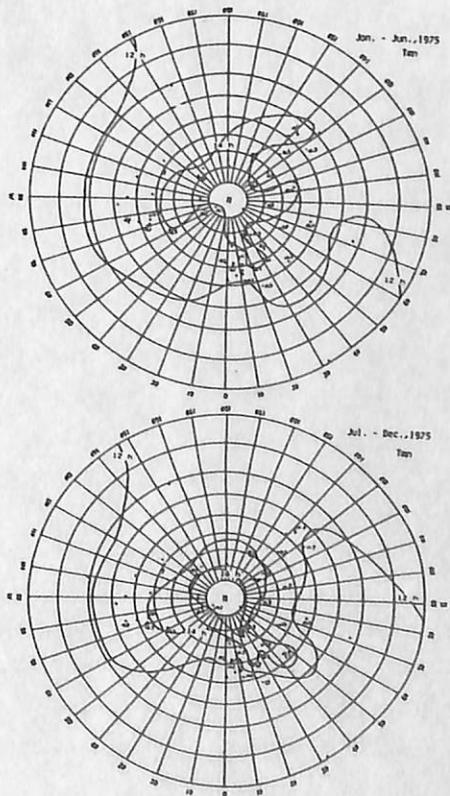


図3. 北半球における  $T_{mn}$  の contours. 上は1975年上半期, 下は1975年下半期。

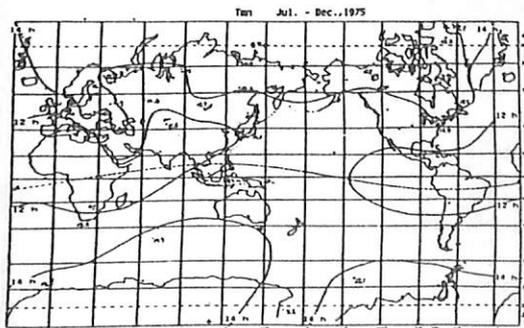
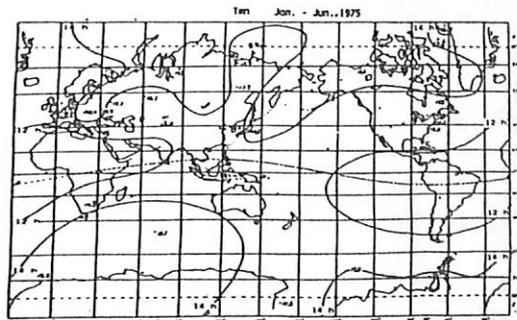


図4.  $T_{mn}$  の contours. 上は1975年上半期, 下は下半期

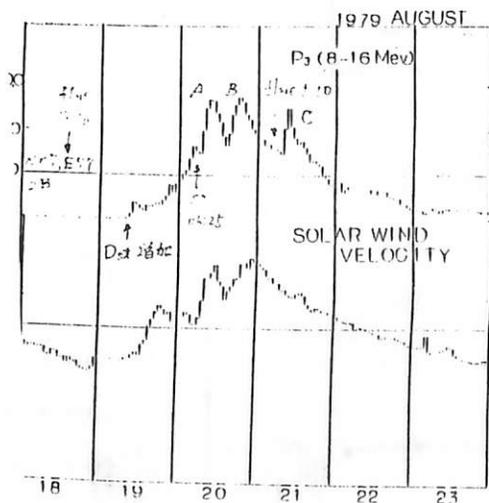


須田友重, 河野毅, 和田雅美  
 気象研 理研 理研

衛星での粒子線観測が始まった初期に, Bryant et al. (1962) は 27 日週期で数回の増加を示す現象を観測した。この現象の一番始めのものは、太陽フレアとの関連があったがそれ以降のものには、対応する太陽風現象がみられなかった。このことはフレア以外の原因による、粒子線の加速を推測させる。Mc Cracken et al. はこのような太陽風現象との対応より、地球上での地磁気嵐等の現象との関連の強いものとして、Energetic Storm Particle (ESP) を定議した。

下図は 1979 年 8 月 18 日から 23 日までのひまわりで測った、P<sub>3</sub> チャンネル (8-16 MeV) での増加現象とそれに対応する太陽風速度を示している。フレアは 18 日 14 時 06 分に 77°E で M3 のものがあり、それによる地磁気嵐は 20 日の 06 時 25 分の急始磁気嵐が対応するとみられる。P<sub>3</sub> の増加は 19 日 9 時に始まっており、同時に D<sub>st</sub> の増加 (Kerguelen でのみ 08 時 59 分の SC を報告している) があり又、太陽風速度の増加がみられた。A, B の増加にも太陽風速度の増加が対応しており、全体として太陽風によっての伝搬がみられる。フレアによる太陽粒子の伝搬には、同時に生じた Shock wave との相関のよいものも多く、この場合衛星では SC 付近に粒子線強度の最大がみられる。この図では、粒子線の強度の変動は、太陽風との相関がよく、太陽粒子が太陽風の構造に同調した modulation を受けたものとみられる。

C で示した増加には 21 日 5 時 50 分の太陽フレアが対応しており、Scatter Free の現象として報告されている。



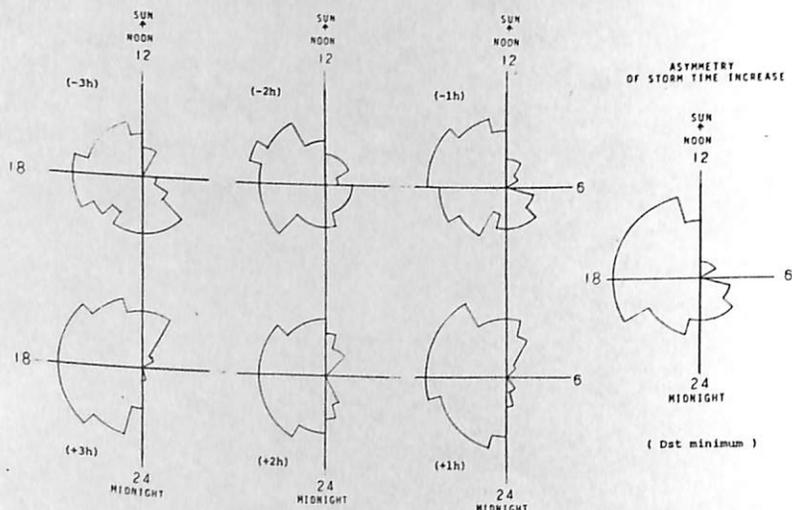
奥谷晶子, 和田雅美  
理 研

前回に引続き, 磁気嵐の時の宇宙線強度増加とその非対称性について, 汎世界的な中性子観測資料を解析した結果について報告する。

今回は, 地磁気インデックス  $D_{st}$  が最小となる前後の非対称性を調べた。

$D_{st}$  - minimum 前後3時間づつの非対称性の位相を図1に, 振巾を図2に示す。この向, 位相と振巾はほぼ一定である。図3は6例の磁気嵐時宇宙線強度増加で, 黒丸が観測された平均の増加を, 実線はその振巾を表す。理論より期待される値 (白丸\*1, 実線\*2) とほぼ一致する。

図 1



\* 1. Kondo, I.; Rep. Ionos Space Res. Japan, 15, 319 (1961)

\* 2. Flückiger, E.O., D.F. Smart, and M.A. Shea; J. Geophys. Res. 88, 6961 (1983).

図 3

THE OBSERVED STORM TIME INCREASES AND THE THEORETICAL EXPECTATIONS

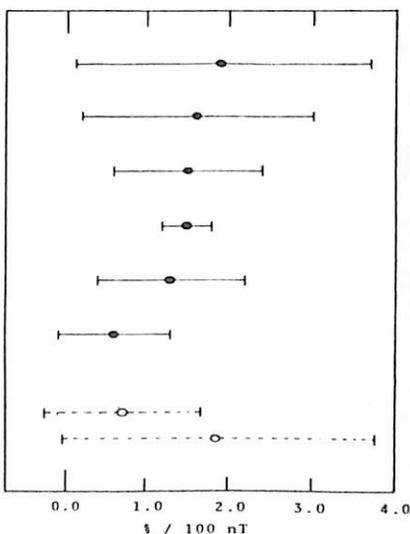
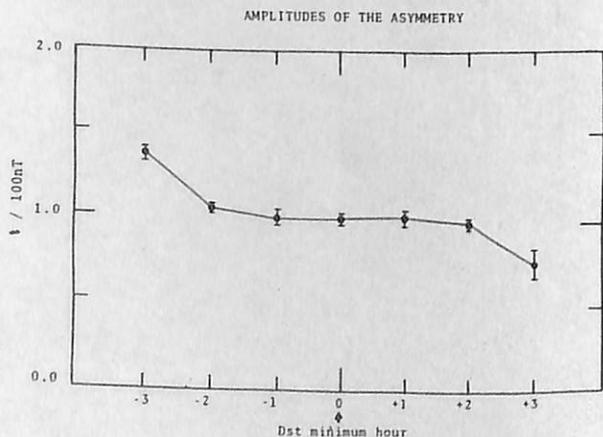


図 2



門倉 昭・西田 篤弘  
(宇宙科学研究所)

前回と同様に、2次元太陽圏内を擾乱域を走らせることにより、宇宙線密度分布の変化の計算結果について発表する。前回は擾乱の中でのIMFの変化については考慮しなかったが、今回は、衝撃波面を不連続面として考え、Rankine-Hugoniotの関係を用いて、IMFのφ成分が衝撃波面を通過して増大することも考慮し、擾乱域の中の太陽風速度の変化、擾乱域の巾などを、Suda & Wada(1979)の観測りに従って与えたときの密度変化を計算する。

講演では、密度分布の変化にドリフトの果たす役割、その結果としての地球レベルでの密度変化、太陽時異行性、南北異行性の変化、FDのRigidityスナップアウトなどについて発表する。又、観測される密度(強度)変化を再現すべく、定常状態における平均自由行程、擾乱域におけるその変化、のparameter surveyも行ってみようとしている。

• 擾乱の中のIMF

$$\begin{cases} B_r' = B_r \\ B_\phi' = \frac{r_F}{r} \cdot \frac{V_s - V_\omega(r_F)}{V_s - V_\omega'(r)} \cdot B_\phi(r_F) \end{cases}$$

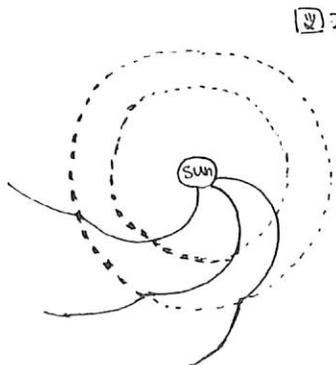
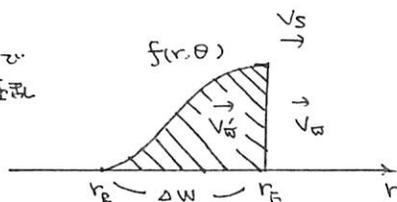


図2 IMFの形 (モデル線)

図1. 今回の計算で仮定した擾乱



- $f(r, \theta) = (1 - A \cos^2 \theta) \sin^2 \left( \frac{r - r_F}{\Delta W} \cdot \frac{\pi}{2} \right)$   
A=1
- $V_\omega' = V_\omega (1 + 0.2 \cdot f(r, \theta))$ : 太陽風速
- $\lambda' = \lambda (1 - \Delta \lambda \cdot f(r, \theta))$ : 平均自由行程
- $\Delta W = 0.6 \text{ A.U.}$
- $V_s = 530.0 \text{ km/s}$

# 宇宙線日変化異方向性の方向

北村正臣  
気象研究所

宇宙線太陽時日変化異方向性の方向性  
 $T_{\text{max}} = \text{sid}$ , このままでは逆に東に傾いてあるが  
 これらの数々の方向については未だ必ずしも  
 明らかではない。ここでは中間子及び中性子  
 成分の観測資料を用い、異方向性のあつた  
 2 方位の組合せについて各々の方向分布を求め  
 る目的の解析を行う。

異方向性を  $X_j$  ( $j=1, 2, \dots$ ) とおくと,  
 $X_j = k_j e^{i\theta_j}$

と記述出来る。ここで  $T_j$  は異方向性  $X_j$  の方向  
 とする。また地球磁場による modulation を  
 考慮し、異方向性  $X_j$  に対する観測長  $l$  における  
 Coupling constant  $C_{lj}$  とおくと

$$C_{lj} = A_{lj} e^{-\lambda l_j}$$

と表わすこと、

従つて、地球  $l$  における観測される宇宙線  
 日変化  $S_e$  は次の様になる:

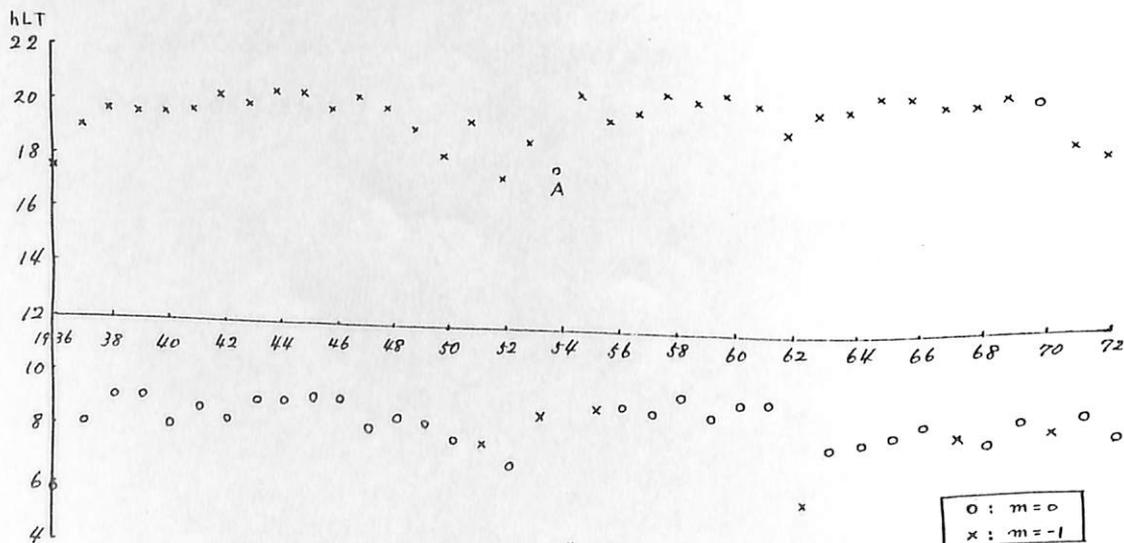
$$S_e = \sum_{j=1}^n C_{lj} X_j$$

$C_{lj}$  は異方向性のエネルギー・フラクショナル・モジュレーション  
 及び上限値 ( $\mu$ ) に依存する。

ここでは  $m$  及び  $\mu$  の種々の値に対する  $C_{lj}$  と  
 観測値  $S_e$  ( $l=1, 2, \dots, 5 \approx 70$ ) を用い、  
 最小自乗法により、観測値に最もよく合う値を求めた。

下図は解析の一例で、異方向性の数は 2 と  
 し、結合、中間子成分より求めた異方向性の方向分布  
 図表。横軸は年、縦軸は異方向性の方向  $T$   
 である。この図では無限に、若干の変動はあつた  
 方向  $T_1$  及び  $T_2$  と  $20$  及び  $10$  方向の分布  $T_1 = 10$  及び  
 $T_2 = 20$  方向である。

図中の EP は  $m=0$  と、X EP は  $m=-1$  とした  
 $\mu$  の値は夫々変動している。又、1954 年前後には  
 日変化最大時刻が著しく前進して時期であるが、この  
 時期にはフラクショナル・モジュレーションが、図中 A の  
 付近に異方向性の強度も著しく減少している。



# NAMS Solar Anisotropy 1978-83

名大理 上野裕幸 藤井善次郎 長島一男  
信大理 森 覺

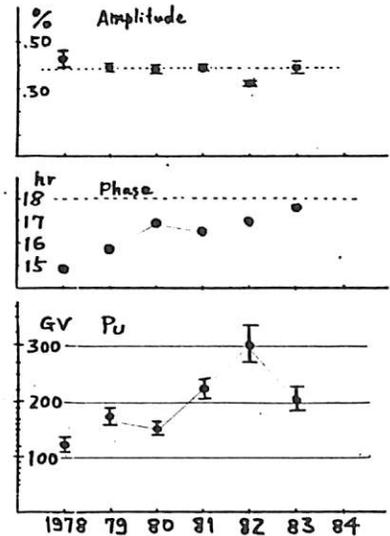
名古屋中間子計 (60 GV)、三郷地下中間子計 (150 GV)、坂下地下中間子計 (350 GV) で観測した 太陽時日変化について、データ解析を進めている。

1978-80年: 太陽活動極大期では、下図のようになり、 $P_u = 150$  GV で説明できる。1981-83年では、下右図のように坂下の観測値が増大し  $P_u = 270$  GV になっている。この計算を毎年した結果が右図で、振幅は殆ど一定であるが、 $P_u$  が大きく変化している。

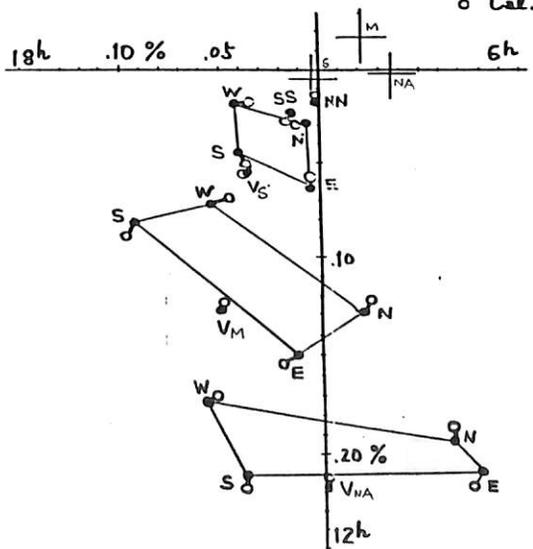
原因としては、いろいろ考えられるが決定的な証拠はない。

1. 太陽極磁場の逆転
2. 地球近傍での磁場構造の変化
3. 太陽磁気圏の構造の変化

Solar Ist. 1978-83

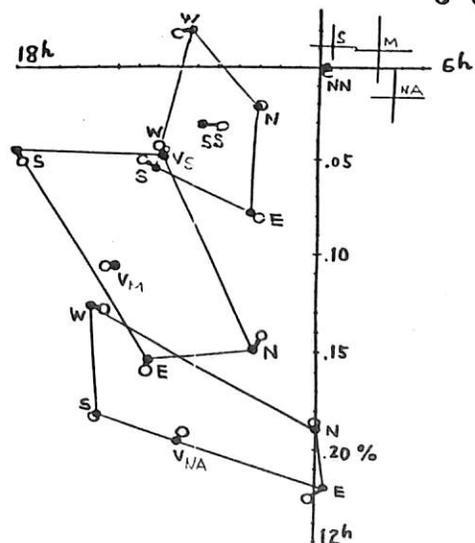


NAMS Solar Ist 1978-80



$0.377 \pm 0.016 \%$ ,  $15.8$  hr,  $P_u = 150$  GV  
 $\sigma = 0.0054 \%$

NAMS Solar Ist 1981-83



$0.320 \pm 0.010 \%$ ,  $17.0$  hr,  $P_u = 270$  GV  
 $\sigma = 0.0050 \%$

DISCOVERY OF PULSATING DECA-METRIC RADIATION SUGGESTING A SUPER BLACK HOLE  
 AT THE GALACTIC CENTER  
 ---RESULTS FROM THE OBSERVATIONS OF  
 DECA-METRIC RADIATIONS

H. OYA and A. MORIOKA

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

In the data of the decametric radiation from the direction of the Galactic center, there are pulsating components whose periods are 160 msec at about 24 MHz, and 110 msec at about 28 MHz; the period  $T$  (msec) is expressed empirically as

$$T = 160 - 12.5(f - 24),$$

as the function of the frequency  $f$  (MHz). The pulsating components are detected from FFT of the received signal  $S(\omega)$  which shows the difference from the spectrum of the random noise  $N(\omega)$ . The analysed  $\{S(\omega) - N(\omega)\} / N(\omega)$  value shows remarkable coincidence with the inferred pulse spectrum  $P(\omega)$  (see Figure 1 and 2). Therefore it is concluded that the signal includes the pulsating component in addition to the random noise components. This pulsating components can only be detectable when the frequency dispersion corresponding to 3.6 msec/30 Hz to 4.1 msec/30 Hz is compensated through the delay compensation circuits. This frequency dispersion in the Galactic plasma corresponds to the distance of 10 kpc, suggesting that the source is at the Galactic center.

To give interpretation for the observed power of  $4 \times 10^{34}$  erg/sec, only within the decametric wavelength range, a possible solution is a rotating black hole model whose maximum possible mass is  $2 \times 10^3 M_{\odot}$ . In this case, the decametric radiation is observed in outer space as the result of the extremely large red shift being affected by the intense gravity field near the black hole surface.

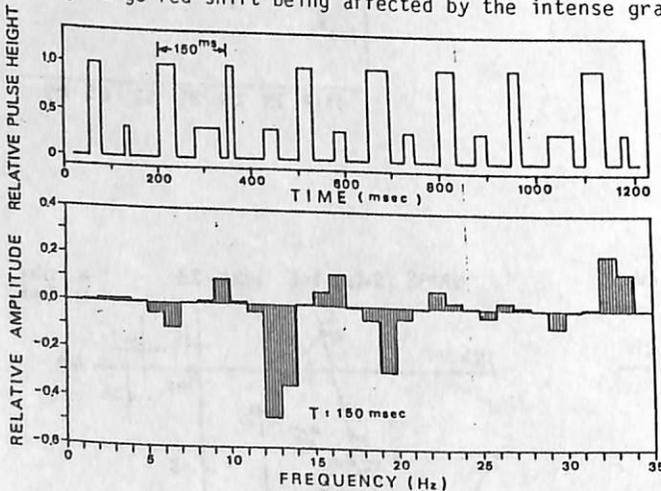


Figure 1.

Figure 1. Calculated  $P(\omega)$  for a pulse train given in the top panel.

Figure 2(a) Comparison of observed and calculated  $p(\omega)$  for conditions given in the diagram.

Figure 2(b) Same with Figure (a) for the different conditions given in the diagram.

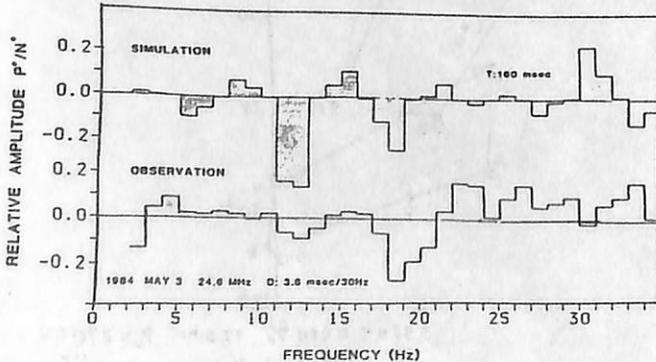


Figure 2(a)

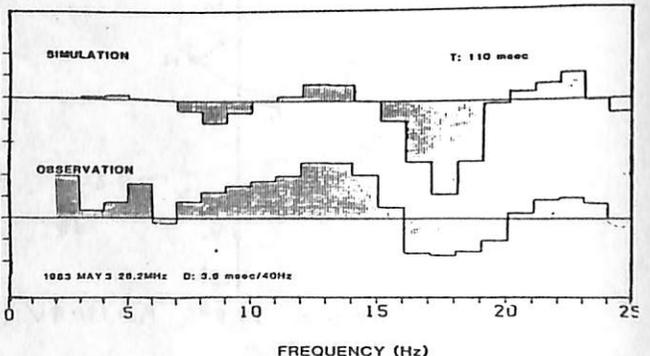
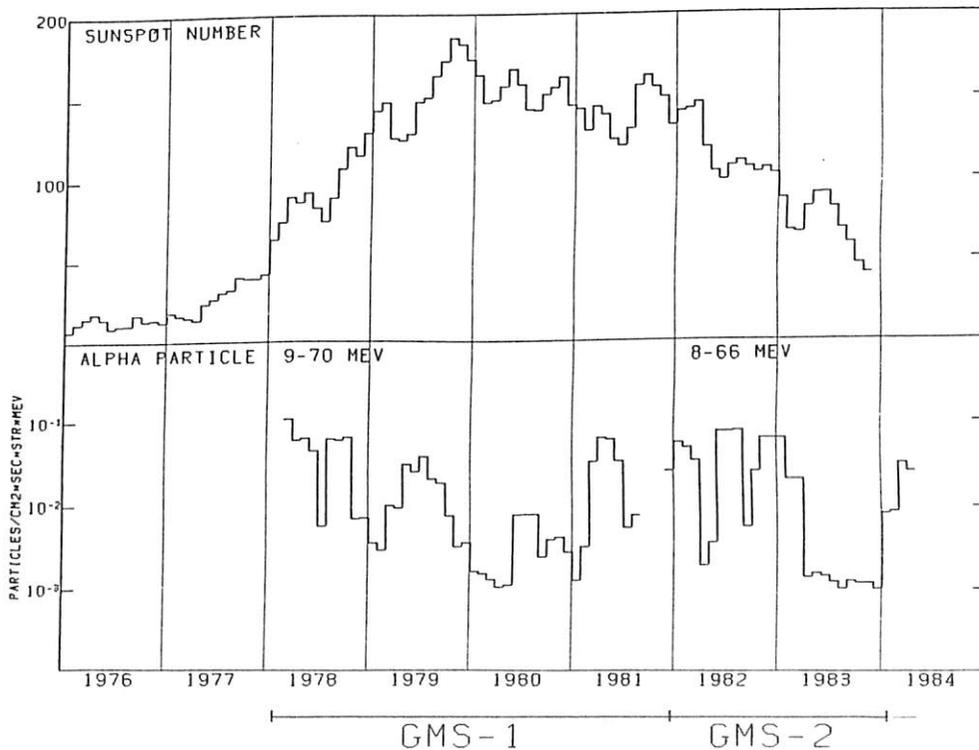


Figure 2(b)

長井嗣信 河野 稔  
 気象研究所 理化学研究所

気象衛星ひまわり (GMS) に搭載されている宇宙環境モニター (SEM) は、1978年2月以後、静止軌道上において高エネルギーのプロトン、アルファ粒子、および、電子の連続観測をおこなっている。1981年12月20日まではGMS、以後、1984年1月20日まではGMS-2、以後、1984年6月30日まではGMSとなり、再びGMS-2による観測となっている。最近の太陽黒点の極小は、1976.5年であり、極大は1979.9年とされており (理科年表)、GMS/SEMによる観測期間は、Cycle 21の極大期に相当する。9-70 MeV (GMS) および8-66 MeV (GMS-2) のアルファ粒子のフラックスの変動から、太陽からの粒子の長期的変動を明らかにすることができる。

このエネルギーレンジのアルファ粒子は、静止軌道周辺に常に存在するわけではなく、プロトンとともに Solar Particle Eventsとして観測される。個々のSolar Particle Eventでは、これらのアルファ粒子は、数時間のうちにピークに達するような増加を示すことは少なく、一日以上かかってピークに達し、数日かかって減少していくことが多い。この期間におけるアルファ粒子の長期的変動に見られる最大の特徴は、1980年にあるフラックスminimumである。これは、粒子的にはフレア-の数が少ないことにもよるが、どのフレア-も小さかったことによる。1980年は、太陽磁場の逆転の起きた年とされる。太陽黒点数は、154.6を示しており、前年の1979年には155.4、次の年の1981年には140.5を示している。従って、粒子のフラックスの変動は、黒点数の変動と大きく異なっている。一方、IMPやISEE等の衛星による測定された太陽風の速度と磁場強度は、1980年に極小を示しているが、全体的な傾向は、必ずしも一致していない。



太陽大気中の ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ について

桜井邦朋

(神奈川県大学工学部)

太陽大気中における ${}^3\text{He}$ の相対存在量を、分光学的に調べることは難しく、今までのところ、 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の比について、その上限が押しつけられているに過ぎない。地球化学的な分析結果をのぞいて、現在、この比は $4 \times 10^{-4}$ とされているが、太陽大気の場合についても、この数値が一般に採用されている。

ところが、太陽宇宙線中の ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の比についてみると、変動が著しく、確定するに列うないことが明らかである。ただひと注意すべきことは、太陽宇宙線の場合にあつては、この比の下限値がほぼ一定しているという事実である。これらの高エネルギー粒子を発生するフレアの太陽面上の位置に、この下限の値が無関係であることは、この比がフレア領域における ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の相対存在比に同定できる可能性を示唆している。

現在のところ、この ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の比は、ほぼ $1 \times 10^{-3}$ と与えられることが明らかで、現在使用されている存在比 $4 \times 10^{-4}$ に比べて2.5倍だけ大きくなつている。先に与えられたような解釈が妥当であるならば、太陽大気中の ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の比が、原始太陽星雲中でのこの存在比を表しているのと同じ推論が、成り立つことになる。

# Type III バーストにより求められる 惑星間空間電子流の特性

三宅 亘・大宮 寛  
(東北大・理)

科学衛星「じきけん」により、ヘクトメートル波帯からキロメートル波帯にかけての Type III バーストが観測され、バーストの成長・減衰の特性時間、および強度のピーク値に着目して解析した結果<sup>(1)</sup>、以下の性質が明らかとなっている。

- (A). Type III バーストの減衰の特性時間 ( $t_d$ ) は成長のそれ ( $t_e$ ) より長く、平均として 3.5 倍程度である。
- (B). Type III の周波数が下がるとともに、成長・減衰の特性時間は長くなる。
- (C). バースト強度のピーク値 ( $I_p$ ) は成長の特性時間 ( $t_e$ ) と逆相関の関係をもち、減衰のそれ ( $t_d$ ) とは関連がない。又、1 つの周波数でみる限り、成長と減衰の特性時間の間に関係はない。

我々は一次元・無磁場の条件で適当な分布関数  $f(v, z, t)$  を与え、線形理論の範囲でプラズマ振動の成長・減衰を調べ、上述のバーストの特性と比較検討を行った。基本式は、分散式:  $\omega = \omega_p (1 + \frac{v^2}{2c^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2})$ 、共鳴条件:  $\omega = \omega_{ce}$ 、分布関数:  $f_0(v, z, t) = \frac{1}{\pi} \{ f_g(v, z, t) + f_F(v, z, t) \}$ ,  $f_g = A \cdot \exp(-\frac{v^2}{2c^2})$ ,  $f_F = B \cdot \exp(-Cv - (\frac{z-vt}{\sigma})^2)$  の 3 つである。このモデル計算から次の事が判明している。

- ・粒子の実空間におけるひろがり  $\sigma$  を定める定数  $D$  をビームの前面と後面で等しくしたモデル(図1点線)では  $t_e < t_d$  の条件は生じず、最大ビーム点の後面でのスケール  $D$  が大きいと仮定すると(図1実線)、観測事実が説明される。
- ・放射周波数の距離変化は太陽からの距離  $x$  を電子密度分布から予想されるものより大きめに仮定すると、バーストの時間スケールが拡大する。これは同じ  $t_e, t_d$  の値に関して十分大きな  $I_p$  を与えることとなる(図2参照)。

これらの事実に関連しては、 $\downarrow A, U$  近傍での惑星間空間電子流に関して類似した性質が、観測されている。ここでは解析したものが、0.3 A.U. 以内ですぐにこの性質を持つことを示唆しているわけ、粒子流の加速・伝搬を考へるうえで興味深い重要な結果といえる。

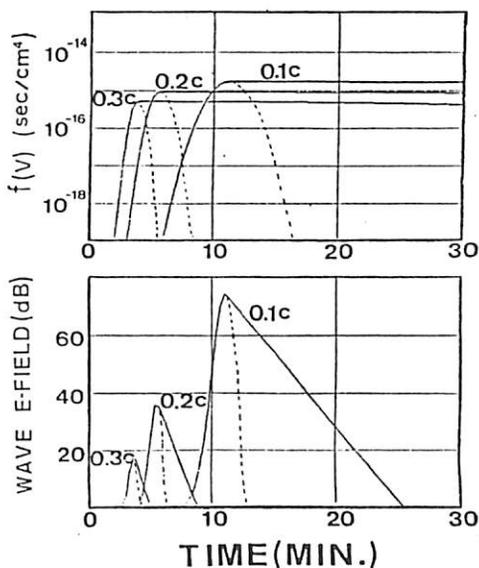


図1.  $x = 2 \times 10^7$  km における粒子分布の時間変化(上図)と、プラズマ振動の強度の変化(下図)の一例。c は光速を示す。

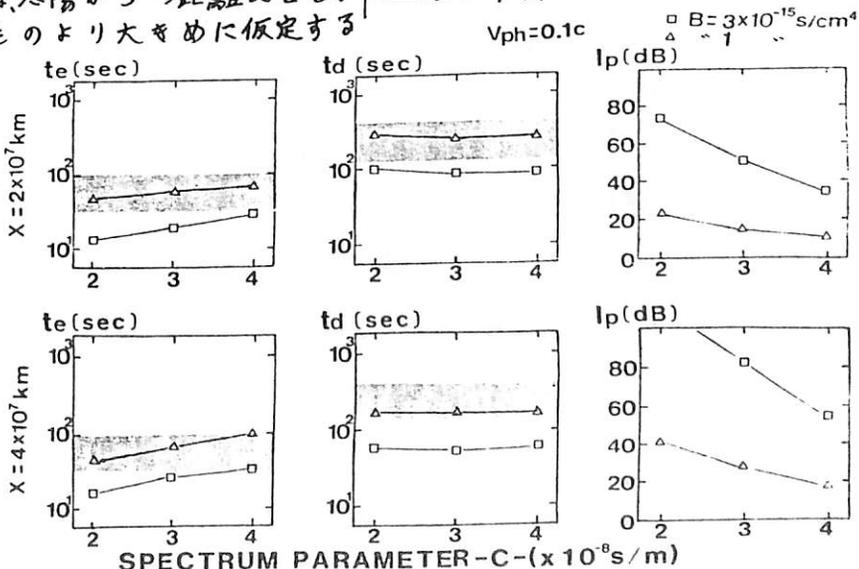


図2. ハッキリしてある領域が観測値。波の伝相速度は 0.1c。

# 宇宙物質中に誘導された宇宙線生成核種の熱変成(II)

山越和雄  
(東大宇宙線研究所)

野上謙一  
(独協医大物理教室)  
そのうち、 $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ の様子を  
下図に示す。

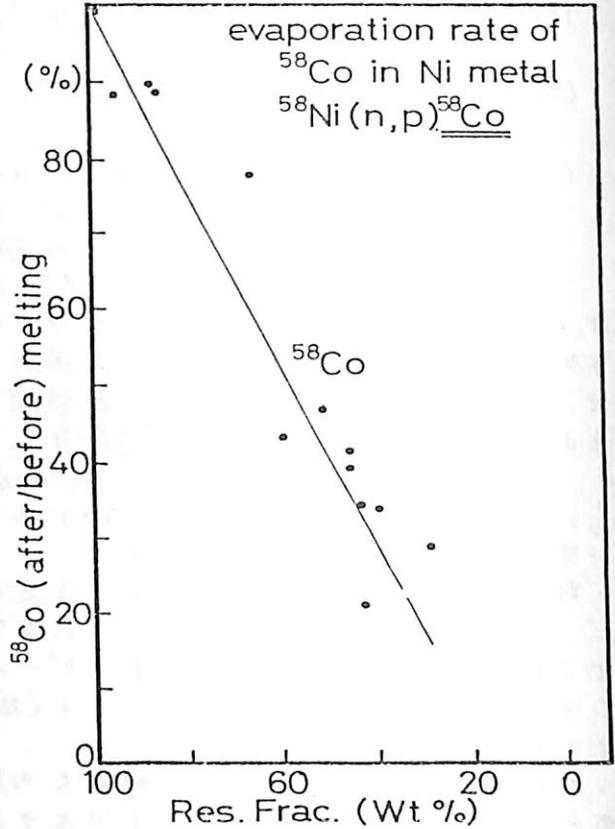
前回(83年秋)のポスターセッションでの発表では、鉄相中に誘導された $^{54}\text{Mn}$ (312日),  $^{51}\text{Cr}$ (27.8日)の熱蒸散に於いて、preliminary な報告を述べた。その後、測定誤差を増やしたことで、新しく、ニッケル相中の $^{58}\text{Co}$ についてデータを採りこみ、その結果を報告する。

研究の狙いは、小型の宇宙物質(宇宙塵)が大気圏に突入して摩擦、発光する際、融点を越え、母体物質が溶融する同様に、その子で、ダスト内部に、宇宙放射線による核反応を通じて誘導された生成核種が、どのように濃縮、蒸散を行うか、すなわち、室内実験でシミュレーションを行う必要がある。

鉄や、石質隕石の標的の高エネルギープロトン照射可能なことは、現実に近い代わり、恐らく高いバックグラウンドを伴う。今回は、高速中性子による照射で、

- $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$  (312.5日)
- $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$  (27.8日)
- $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  (70.8日)

をそれぞれ標的物質中に誘導し、 $\sim 40\text{m Torr}$ の真空で溶融実験を行い、残存量比との放射能をグラフとして求めた。



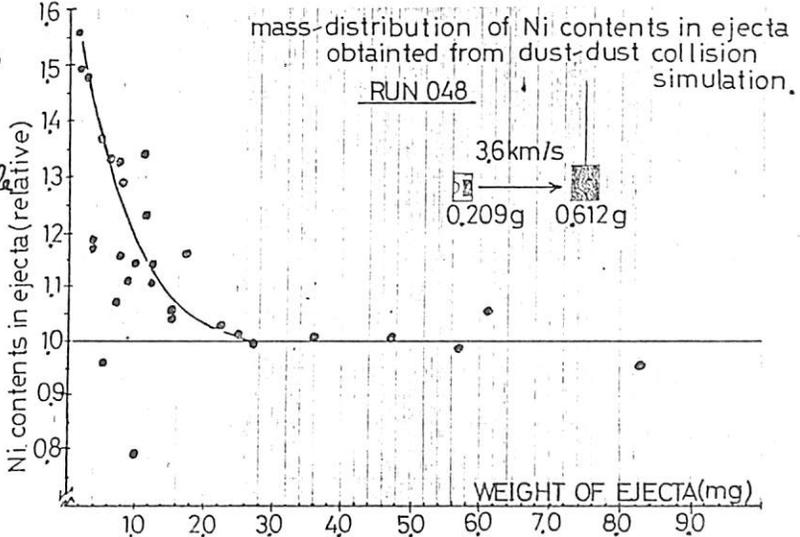
中性子照射は、1mm厚のCdカプセルに入れ、metal chipを、東海4号炉で40hrの照射で行った。実験の詳細については講演で触れたい。

又、研究の次の段階として、高速衝突による核反応生成核種の生成について、準備している。(宇宙空間でのdust-dust衝突の場合の生成のシミュレーション等)

# 惑星間塵の相互衝突による化学組成変化

山越和雄 (東大宇宙線研究所), 藤原顕 (京大理), 浅田裕朗 (大工試)

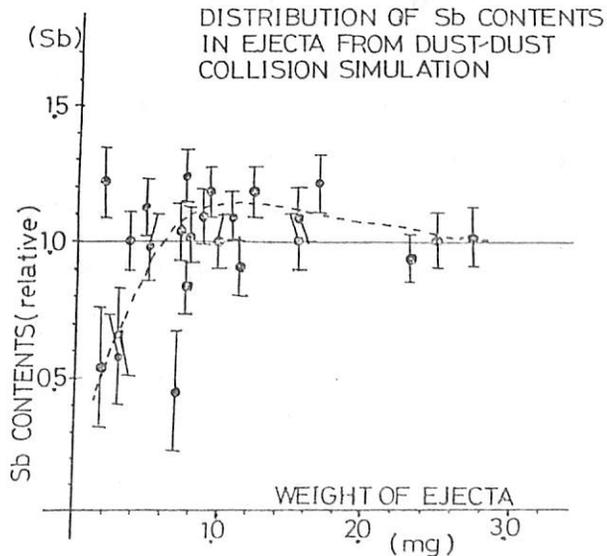
83年春の講演会(港通大)で、  
 ダストと顆石の相互衝突による  
 反跳物の化学組成変化につ  
 いて報告したが、今回は、同じ  
 SUS 304 から共通して, projectile  
 と target と作り, impact した  
 結果として散ら debris の化学  
 組成を, 中性子放射線分析  
 法(INAA)を求めた。  
 興味ある測定結果のうち、  
 Ni と Sb の結果を右に



掲げる ejecta のサイズの小さい部分に、Ni と逆相関、Sb と正相関の  
 みならず、共々 2~3 mg で、原料物塊の組成に戻っている。この 2~3 mg と  
 いうのは、「特性量」で、dust-target との重量、組成に依存するかどうかは、  
 今後の数多いテストで確かめなければならない。更に  $10^{-6}$  秒の短い反応時間中に  
 元素の異動(濃縮、逸散)が行きわたるメカニズムは、最近、その解明が始め  
 られはばかりである。

石質顆石の分類に於て、shocked chondrites と呼ばれる、明らか衝突による  
 鉱物種変化が観察される H, L4~6,  
 LL といい分類(化学組成の差異と密  
 接に結びついている)自体が、母天体の  
 衝突の程度を考えられる研究が進み  
 始めている現在、この種の基本的な  
 シミュレーション実験は今後大きな課題  
 を背負っている。

なお、衝撃実験は、京大物産系二の  
 二段式軽ガス gun で行い、INAA は、  
 東海2号炉及び、立大原子炉にて行う。



足原修, 山本哲生  
宇宙研

従来, 彗星核からガスとともに氷粒子も放出されていると言われてきた。氷はその中にダストをとじこめており, コマにおいて氷が蒸発した結果が, 観測されているダストと考えられる。氷の観測は長らく成功しなかったが, 最近Bowell彗星 (Campis et al., 1983) とSernis彗星 (Hanner, 1984) でやっと検出報告がでた。

われわれは, 彗星核から蒸発してくる水分子もまた, 核の周辺で微小な氷粒子に再凝縮することを見出した。核表面からの水分子の蒸発率  $Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{21}$  のとき, 再凝縮が起る。ハレー彗星に探査機が最接近する時点における氷の凝縮の描像を求めた。

主な結果は以下のとおり。

(1) 粒子半径は約10 Åである。

(2) 凝縮は, ダスト表面にではなく, 気相での homogeneous nucleationを通じて起る。したがって, 生成される氷粒子は pure iceである。凝縮温度  $T_c = 156$  K, 平衡温度  $T_e = 188$  Kを得た。 $T_c$  の値より, 氷の結晶構造は部分的に amorphous と見られる。

(3) 彗星核半径を  $r_0 (= 3$  km), 核からの距離を  $r$  とすると, 凝縮は  $r/r_0 = 1.16$  において起る。その後, 氷粒子は太陽光によって加熱され蒸発するが,  $r/r_0 = 87.7$  まで生きのびる。寿命は 590 s である。実距離では氷粒子の拡がりは, 核から 260 km にまで及ぶ。この大きさは GIOTTO の最接近距離の 1/2 に達する。

(4) このような氷粒子からのスペクトルを求めた。通常のダストと同様に, スペクトルは可視域における散乱成分と赤外域における熱輻射成分との2成分からなる。赤外域での熱輻射温度は 144 K である。可視域におけるスペクトルは粒子サイズの小ささのため, 通常のダストのそれに比べて紫外側にピークをもつ。ピーク波長は 3000-4000 Å 付近である。

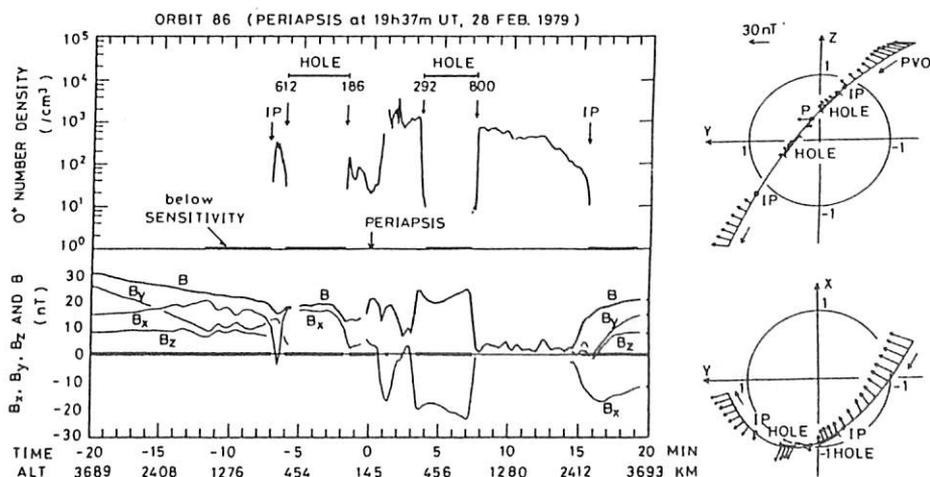
# 金星のイオノポーズ近辺の磁場構造

丸橋 克英  
電波研究所

第74回講演会では、金星電離層の穴と金星電離層周辺の磁場構造についての統計結果を報告した。今回は代表的なデータ例を示すことにより統計結果を補強する。下の図は軌道番号86で観測された $O^+$ イオン密度と磁場のデータを示している。この軌道はIMFが非常に安定していた時期にあっており、Kivelson and Russell (1983)により磁場構造の対称性に基く議論がされている。この例や他の同様なデータに見られるイオノポーズ近辺の磁場構造の特徴として次の諸点が指摘される。

- (1) イオノポーズに近づくに従って磁場はX方向(太陽風の方)に向き、イオノポーズ付近では、ほとんどX軸と平行になる。その向きは $Y < 0$ の領域で $B_x > 0$ 、 $Y > 0$ の領域で $B_x < 0$ となる。(IMFのXに垂直の成分の方向をY軸にとってある。)
- (2) イオノポーズに近づくに従って小さい $B_z$ 成分が現われるがその向きは $Y < 0, Z > 0$ 及び $Y > 0, Z < 0$ の象限で $B_z > 0$ 、 $Y > 0, Z > 0$ 及び $Y < 0, Z < 0$ の象限で $B_z < 0$ となる。但し、赤道面( $Z=0$ )では $B_z=0$ となる。
- (3) 赤道面付近では、イオノポーズ近辺の磁場はX方向と平行になると同時にその強度が強められる。
- (4) X-Z面付近でイオノポーズを衛星が横切ると特徴的な $B_x$ の反転が観測される。

上記の特徴はすべて統計結果にも見られるものであり、太陽風の磁場が金星の電離層によって変形されたと考えて合理的に説明される。



橋本弘藏・M. L. Goldstein\*

(京都大学工学部・\*NASA/GSFC)

木星電波のSパーストの周波数ドリフト率は、イオの磁力管の根元の電離層でミラー反射した上方に進む単一エネルギーの電子によるサイクロトロン放射によるものと考えられてきた。すなわち、電子の通路sに沿ったサイクロトロン周波数 $f_H$ の時間変化がドリフト率であるから、

$$df/dt = df_H/dt = df_H/ds \cdot ds/dt = v_{\parallel} \cdot df_H/ds.$$

これによると、周波数の上限にあたる反射点近傍では速度が遅いのでドリフト率も小さくなる。ところが最近の観測によると、周波数の上限でもドリフト率は上昇しつづけることが明らかになり、電子は電離層で加速されて初速を持っていなければならないことになった<sup>1)</sup>。本稿では、電子による放射周波数はサイクロトロン周波数であるとする地球までRモードの波は伝搬できないので、むしろRモード遮断周波数  $f_R = f_H/2 + 0.5 \sqrt{(f_H^2 + 4f_p^2)}$  に近い(少し上)と考えた。すなわち  $df/dt = v_{\parallel} \cdot df_R/ds$  となる。電子密度の分布としては、Pioneer 10によるものを用いた。最大のプラズマ周波数 $f_p$ は高度1200 kmにおいて2.7MHzであり $f_p/f_H < 0.1$ である。こうして求めた結果を下図に示す。5本の曲線は反射点でのピッチ角依存性を示しており最下部の実線より順に90°、70°、50°、30°、0°に対応している。破線で結ばれた丸印は観測例<sup>2)</sup>であり、かなり良くあっている。放射周波数はサイクロトロン周波数に非常に近いが、電離層の電子密度の変化はドリフト率に大きな変化を及ぼす。そしてプラズマ周波数とサイクロトロン周波数の比が最大、すなわち電子密度の最大点近傍でドリフト率が最大になる。さらに観測をより良く説明するための条件についても検討を加える。

参考文献

- 1) H. D. Desch, R. S. Flagg, and J. May, Nature, 272, 38-40, 1978.
- 2) R. S. Flagg and H. D. Desch, J. Geophys. Res., 84, 4238-4244, 1979.

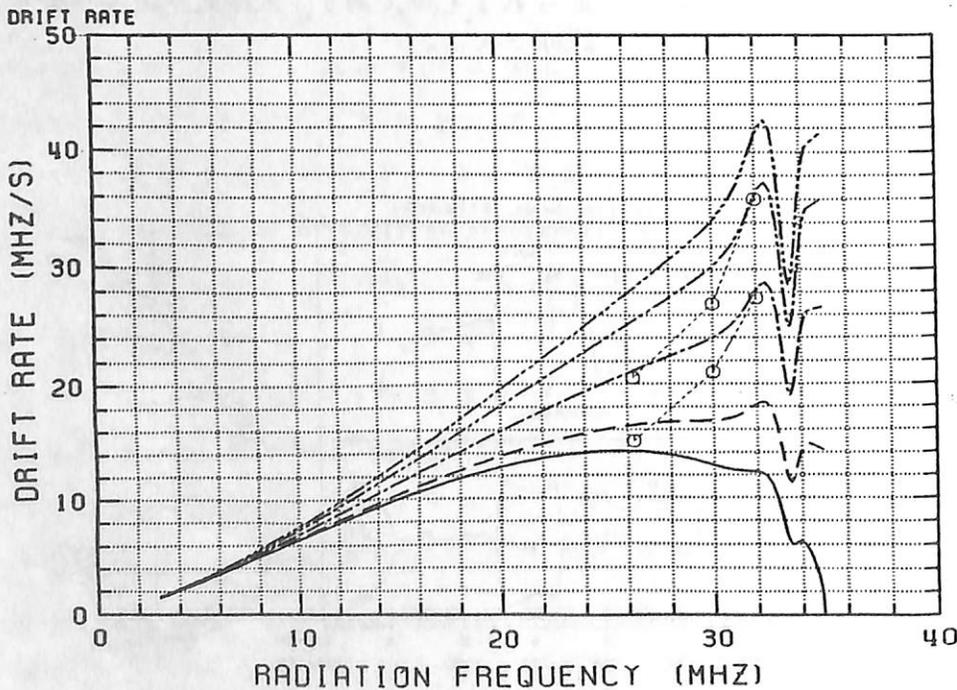


図 ドリフト率の周波数依存性 (Rモード遮断周波数で放射されると仮定)

木星イオ・トラス中の重イオン加熱の  
計算機シミュレーション

山田 徹、 松本 紘、 M. Ashour-Abdalla、大村善治  
京大・超高層 京大・超高層 UCLA・IGPP 京大・工

はじめに!

木星のイオ・トラスは、内外二つの部分に分かれていて、内側は低温なので Cold-Torus、外側は比較的高温なので Warm-Torus とよばれている。Voyager 1 号の観測等によれば、トラスは  $S^+$ 、 $O^+$ 、 $H^+$  などの粒子より成っており Warm-Torus は 40-50 eV の温度を持っている。本研究の目的は、この  $S^+$ 、 $O^+$  イオンの加熱機構を計算機シミュレーション及び理論的考察によって説明することである。重イオンが軽イオンの自由エネルギーによって加熱される研究はこれまでに幾つか行われているが、今回は重イオンが多種類の場合について考察しており、また自由エネルギー源の軽イオンのホット成分とコールド成分の比をパラメータとして考察している。

モデルとシミュレーション・コード

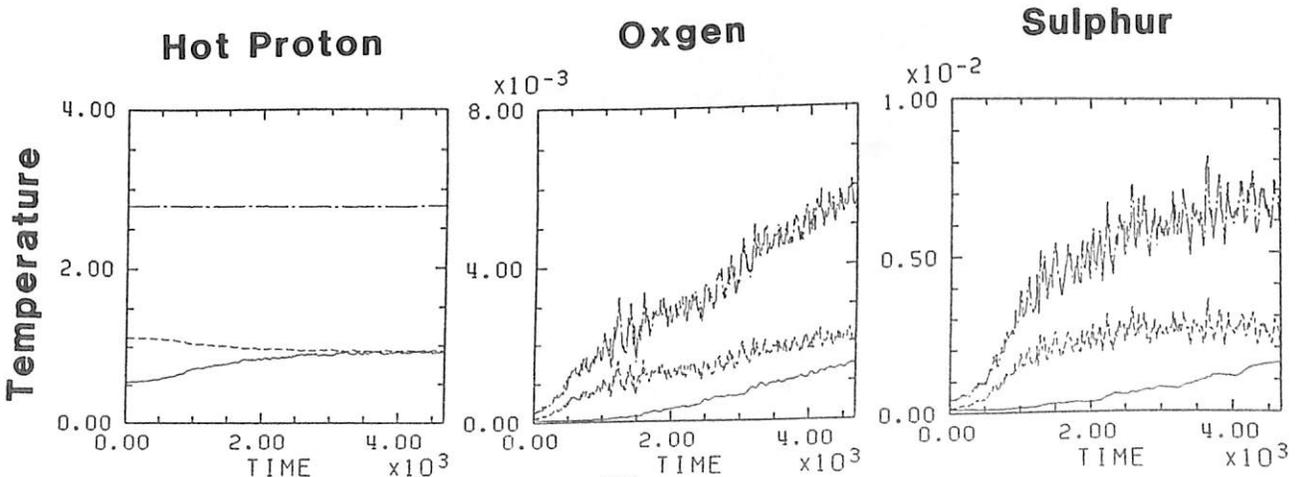
イオ・トラス中のプラズマを電子・Cold  $H^+$ ・Hot  $H^+$ ・ $O^+$  イオン・ $S^+$  イオンの5成分プラズマとする。加熱機構は、イオンに關した波動-粒子相互作用によるものとし、サイクロトロン共鳴による不安定性を調べるために平行伝搬モデルを採用する。使用するシミュレーション・コードは、電子は流体・他は超粒子で扱う Hybrid-code (KEMHO: Kyoto Univ. Electro-Magnetic Hybrid code) を使用する。今回は、外部磁場を X 軸にとる 1-2/2 次元モデルを考える。

シミュレーション結果

結果の一部を示す。自由エネルギー源であるホット  $H^+$  の異方向性が減少するにつれて  $O^+$  イオン及び  $S^+$  イオンが加熱されていくのが見られる。この場合の分散関係は、イオウのモードが卓越し、線形理論から予測される酸素のモードは見いだされていない。また、重イオンの加熱は、まず  $O^+$  イオンが先に加熱されて  $S^+$  イオンの加熱はこれより遅れている。

参考文献

- 1) Bagenal, F., and J. D. Sullivan, J. Geophys. Res., 86, 8447, 1981.
- 2) Tanaka, M., and C. C. Goodrich, submitted to J. Geophys. Res., 1984.
- 3) Omura, Y., M. Ashour-Abdalla, K. Quest, and R. Gendrin, submitted to J. Geophys. Res., 1984.



V L B I 観測システムの開発

今井一雅・堀井泰宏・里見尚志  
高知工業高等専門学校・電気工学科

1. はじめに

木星デカメートル波放射機構を解明する上で、放射源の位置や形状・時間的な放射源の転移といったものは、非常に重要な情報である。これらを測定するには、干渉計が使われており、分解能に関係する基線長により長基線干渉計 (L B I) ・超長基線干渉計 (V L B I) 等と呼ばれている。この V L B I 観測は、1960年代後半から1970年代前半まで、精力的にいくつかの研究機関で行なわれており、地球上で行なう限界と思われる8000Km程の基線まで観測が行なわれている。しかしながら、従来の V L B I 観測方式では数分といった短時間の干渉にも大変な時間と労力が必要とされ、観測上の大きな制約となっている。そこで筆者らは、最大2時間と長時間の干渉を実時間で行なうことのできる、新しいタイプの観測システムを開発したので報告する。

2. VTR方式のPCMプロセッサを用いたV L B I 観測システム

筆者らの観測システムは、実時間干渉を長時間行なうために、高精度で複数台同期運転が可能なVTRを使用し、しかも時間的なジッタを吸収しデータの同時性を保証することのできる表1のような仕様のPCMデジタルオーディオプロセッサを用いている。図1に各観測点に設置される記録システムの構成を示す。これからわかるように、PCMプロセッサのCH1には木星デカメートル波受信機のIF信号が記録される。またVTRのオーディオトラックには時刻合わせ用のJ J Y信号を記録している。なお、記録系の基準クロックは衛星放送TV電波のカラーサブキャリアにより、V C X Oで生成している。図2は、干渉システムの構成である。VTRには、共通の同期クロックを外部から入力しており、これにより60マイクロ秒の精度で並列同期運転が可能である。なお、時刻を合わせるためには、VTRのオーディオトラックに記録されているJ J Y信号をもとに、片方のVTRの同期クロックをオフセットさせることにより頭合わせすること

になる。再生されたCH1のIF信号は、アナログ乗算器により干渉する。以上の説明は、2地点の場合であるが3地点の干渉についても考え方は同様であり、この場合 Closure Phase 法により、伝搬途中の位相のゆらぎを打ち消し、放射源の位置の転移を直接検証することが可能となる。

3. むすび

以上のような観測システムで、VTRのテープの上限である2時間の長時間干渉が可能となった。家庭用のVTRや、PCMオーディオプロセッサそして衛星放送受信機を組み合わせたこのような安価な観測システムは、色々な基線の多地点干渉計網を構築する上で非常に有利ではないかと考えている。

表1 PCMプロセッサの概略仕様

信号形式	NTSC TV方式準拠
符号形式	EIAJ標準フォーマット(14ビット)および16ビットフォーマット
オーディオチャンネル数	2チャンネル
標準化周波数	44.056kHz
量子化ビット数	14ビット直線量子化、16ビット直線量子化
周波数特性	10~20,000Hz±0.5dB
ひずみ率	0.007%以下(14ビット)、0.005%以下(16ビット)
ダイナミックレンジ	86dB以上(14ビット)、90dB以上(16ビット)
チャンネルセパレーション	80dB以上
ワウ・フラッター	測定限界以下
誤り訂正方式	CRCCおよびパリティによる誤り訂正と補正

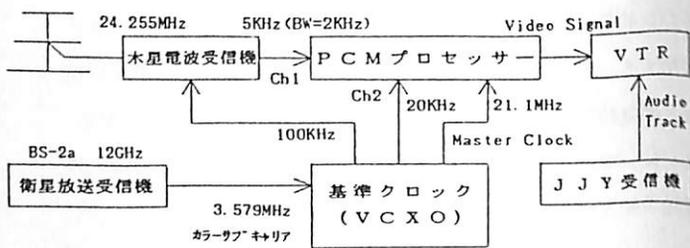


図1 木星デカメートル波V L B I 記録システム

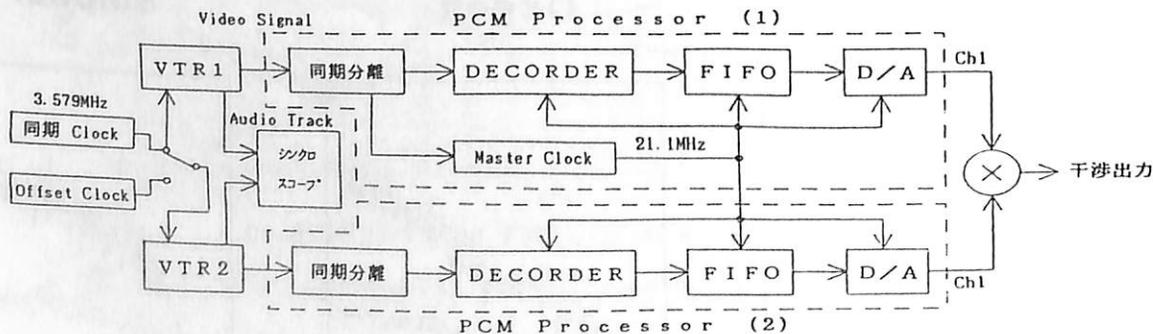


図2 木星デカメートル波V L B I 干渉システム

近藤哲朗、栗原則幸、金子明弘、兩谷 純

(電波研・鹿島支所)

1. はじめに

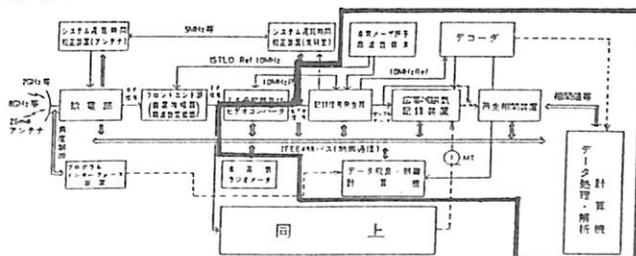
木星デカメータ波放射の放射源および偏波特性を直接に観測する手段としては干渉計を用いる方法が有効である。そこで電波研究所で開発されたK-3型VLBI(超長基線干渉計)システムを利用した木星デカメータ波観測システムを製作し、木星デカメータ波放射の試験観測を行なった。観測は1984年5月22日から開始し、現在(1984年8月15日)までに9回の観測を行なった。そのうち木星デカメータ波放射を1回受信することができ、今回製作したシステムで木星デカメータ波放射の受信が可能であることが確認できた。

2. 観測システム

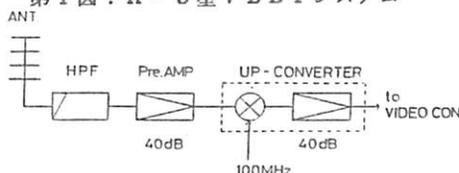
第1図にK-3型VLBIシステムのブロック図を示すが、K-3型VLBIシステムはSバンド(2GHz帯)とXバンド(8GHz帯)の電波を受信するVLBIシステムである。受信された電波は100MHz~520MHzの中間周波数に変換され、さらにビデオ変換器により、0~2MHzのビデオ帯域の周波数に変換される。ビデオ帯に変換された信号は記録信号発生器(フォーマッター)により、1bitサンプリングされ時刻符号も付与されたのち、レコーダーで記録が行なわれる。木星デカメータ波放射観測システムにはビデオ変換器以降(第1図で黒枠で囲った部分)を利用している。ビデオ変換器の入力周波数範囲は100MHz~520MHzであるため、デカメータ波帯の周波数を増幅しビデオ変換器の入力周波数範囲に変換するフロントエンド部(第2図)を製作した。アンテナは市販の4素子八木アンテナで、21MHz帯と28MHz帯の受信が可能である。東西方向に約60m離して2本のアンテナを垂直に設置した。それぞれのアンテナは互いに直交する偏波を受信するように、エレメントの方向は南北方向(Xアンテナ)および東西方向(Yアンテナ)に向けている。

3. 試験観測結果

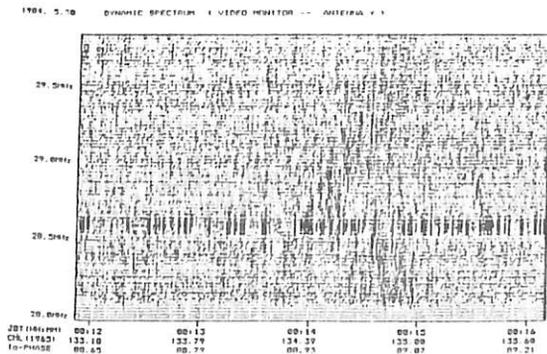
5月22日から現在までに、イオ依存性の電波源を中心に9回の観測を行ない、そのうち木星デカメータ波放射は1回受信することができた。第3図にビデオ帯でモニターしたダイナミックスペクトラム例を、第4図に相関処理をして得たクロススペクトル例を示す。00h14mから00h15mにかけてデカメータ波放射現象が受信されている。第3図で28.6MHz付近に見られる現象は通信であるが、1bitサンプリング後のデータでは $2/\pi$ にSNRが劣化するため、この通信の影響はクロススペクトラム上では周波数軸方向の黒い線となって見えている。



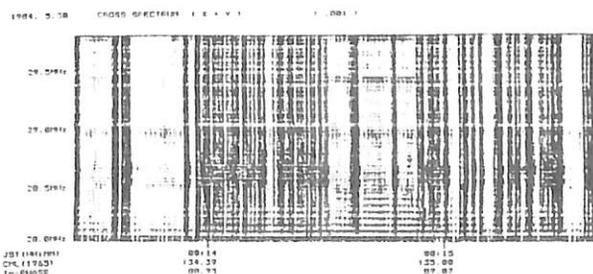
第1図. K-3型VLBIシステム



第2図. デカメータ波帯フロントエンド部



第3図. ダイナミックスペクトラム (ビデオモニター)



第4図. 1bitサンプリング後のクロススペクトラム

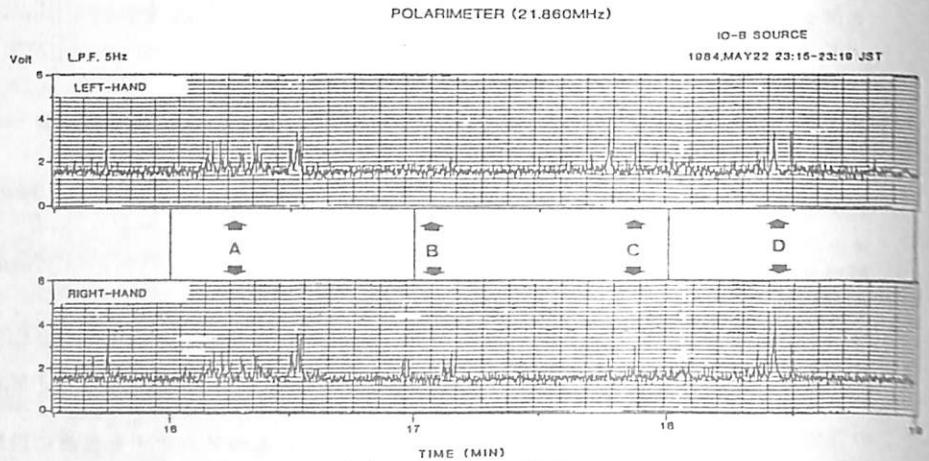
の観測(IV)

～偏波特性との対応

徳丸 宗利, 大家 寛, 森岡 昭  
(東北大 理)

5. 序 木星磁場を介する衛星イオと極域電離層の相互作用を、より詳細に解明する為、我々は75km干渉計を用いて木星デカメータ電波の発生源の特性を探ってきた。その結果、'83年の観測で、イオに関連した電波源では、10~20分の時間スケールでFRINGE位相の「Switch」が観測された。これは、イオを横切る磁力線に沿った南北両極域の電離層付近に発生源があり、その南北の電波源が10~20分の間隔で交互に活動度を増すというモデルで説明が可能である。しかし、一般に一基線の干渉計観測だけからは、伝播路の効果を取り除くことはできず、上記のモデルは一意的であるとはいえない。ここで、偏波特性も同時に観測することで、このモデルをより確実に実証しようとして試みたが、その結果について報告をする。

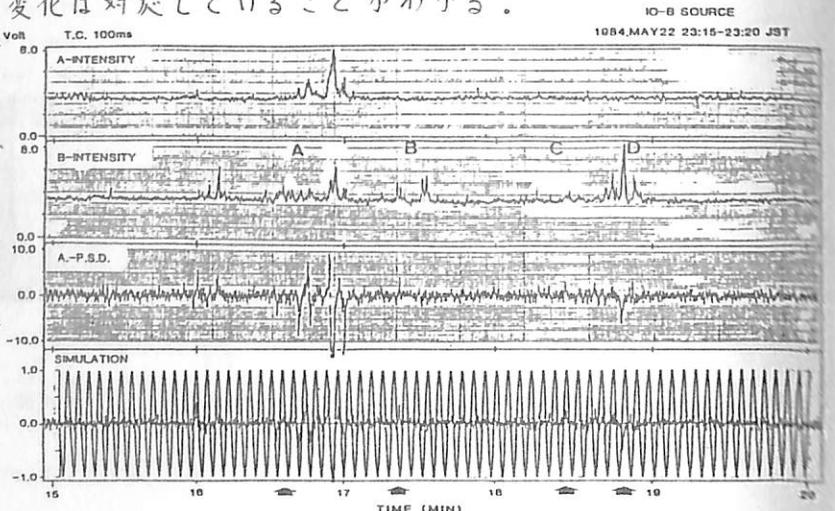
5. 偏波特性との対応 偏波計と干渉計の同時観測は現在その例が少なく、確実に実施されたものは84年5月22日の現象に対するものである。これは典型的なイオ依存性電波源(L<sub>o</sub>-B)からのもので、右旋偏波バーストと左旋偏波バーストが存在する(図1参照)が、解析の結果は、この右旋、又は左旋の優勢になる時間が10~20分の間隔で交互に入れ替ることを示している。ここで、発



[図1] 偏波計の観測結果

生源でR-X, L-θ mode のいずれか一方が選択的に発生すると仮定すると、観測されたバーストの偏波の違いは発生源の磁場の極性の違い、即ち南北半球の違いに対応している。偏波計の観測結果に対応する、75km干渉計の観測結果を図2に示す。ここで、図1のAは左旋のバーストはAのバーストのFRINGE位相とは異なる、た位相であることを示している。つまり、偏波の変動と発生源の位置の変化は対応していることがわかる。

5. まとめ 偏波計と干渉計の同時観測から、南北電波源が交互に活動している様子が確かめられた。今後、さらに、このような例を集める必要があるが、イオ依存性電波源の振舞いはイオからのエネルギー供給が間欠的で、かつ南北で10~20分間隔を繰り返して交互に行なわれていることを示唆している。



[図2] 75 km 干渉計の観測結果

# 第 Ⅲ 会 場

( Ⅲ-1 ~ Ⅲ-61 )

当舎 利行  
東大・理学部

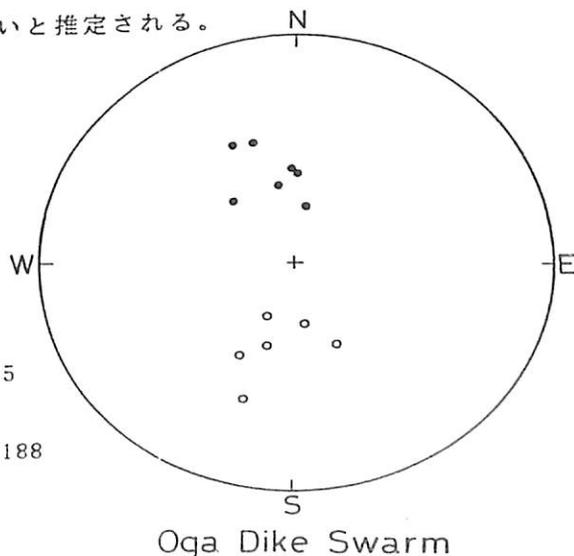
東北地方・中新世以降の古応力場の変遷は、岩脈などを用いて研究が行われてきた。佐藤ら(1982)は岩脈・鉍脈の方向などから中新世に応力場の方向が、東北地方北部において、NNW-NE方向からNE方向に変化したことを指摘した。放射年代の報告例が少ないことからこの応力場変化の時期は地質年代でしか与えられていないが、前期中新世から中期中新世にかけてとされている。綱川・竹内(1983)は東北地方南部の岩脈群のK-Ar年代測定を行い、22Ma前後にNW方向からN方向に $\sigma_{Hmax}$ の方向が変化したことを示した。従って、東北地方の北部と南部でほぼ同時期に時計回りの応力場の変化があったと推定できる。しかし、応力場の方向がその両地域において異なるという問題は今後の検討の余地が大きい。

東北地方・中新世の火成岩並びに堆積岩の古地磁気学的研究から、前期中新世の岩石の磁化方位は現在の北極に対してNE方向を示すことが指摘されている(当舎, 1983; 乙藤ら, 1984)。このNE方向の磁化方位は中期中新世の岩石には見い出せないことから、前期中新世と中期中新世の間に反時計回りの回転が東北地方に生じたことが推定できる。この東北地方の回転と応力場の変化はほぼ同時期の現象と予想されるが、その関連を明確にするために東北地方北部の岩脈の古地磁気方位を測定した。

東北地方、男鹿半島には西海岸沿いにNE方向の岩脈群が数多く見られる。14地点の岩脈から試料を採取してその残留磁化方位を測定した。1地点を除く他の13地点から正帯磁、逆帯磁両方の磁化が測定され(下図)、正帯磁に直した時の磁化方位は( $I = 59^\circ$ 、 $D = -3^\circ$ 、 $\alpha_{95} = 8^\circ$ )となった。

岩脈群の放射年代は現在までのところ明らかにされているとは言い難いが、その磁化方向・岩質(今田, 1974)などから東北地方の反時計回りの回転以後、中期中新世に貫入したものと予想される。従来、日本列島の応力場の変化はフィリピン海プレートや太平洋プレートの運動・沈み込み状態の変化などに関連づけて議論されているが、中新世・東北地方に見られる古応力場の時計回りの変化は東北地方の反時計回りの回転によって引き起された可能性が高いと推定される。

- 佐藤ら(1982) : 構造地質研究会誌, 27, 55-  
 綱川・竹内(1983) : 科学, 53, 624-  
 当舎(1983) : 日本地球電磁気学会予稿集, 165  
 乙藤ら(1984) : 日本地質学会講演要旨, 118;  
                   日本地球電磁気学会予稿集, 188  
 今田(1974) : 地質雑, 80, 81



II-2 神奈川県西部、足柄層群の古地磁気

小山真人（東大震研）・天野一男（茨大理）

神奈川県西部の酒匂川沿いには、海成の礫岩を主体とし厚さ6000m以上にも及ぶ足柄層群が分布している（図1）。微化石群集の検討によれば、同層群の堆積はすべて第四紀前期-中期に行なわれ、しかもその間に2000mにも及ぶ隆起を経てきている（石川ほか, 1983地質学会講演要旨）。また、同層群は神縄断層・平山断層を始めとする多くの断層によって切れ、地層は一般に急傾斜(20°-90°)で、堆積後の第四紀に生じた著しい変形の様式が明らかにされている（天野ほか, 1983, 1984, 地質学会講演要旨）。本層群に古地磁気学的手法を適用することは、より詳細な地質時代の対比および構造運動の様式（特に水平回転をとまなうもの）を明らかにする上で重要であり、ひいてはほぼ同時代に陸化・火成活動の性質の変化（石英安山岩・玄武岩質→安山岩質）の生じている伊豆地塊（小山, 1982, 静大地球科学研報, 7）の本州への衝突の様式を論じられる可能性がある。

今回、演者らは足柄層群中の10地点28層準からシルト岩および砂岩の試料を採取した（図2）。また、合せて同層群中に貫入する安山岩岩脈を6地点から採取した。これらの測定結果について報告を行なう。



(図1)

(図2)

		層序	(層厚)
更新世 群 層 群		駿河礫層	
		塩沢層	2300m+
		畑層	1000m ~ 1500m
		瀬戸層	1500m±
		根石層	700m+
中新世		断層	
		丹沢層群	

▲ 試料採取地点

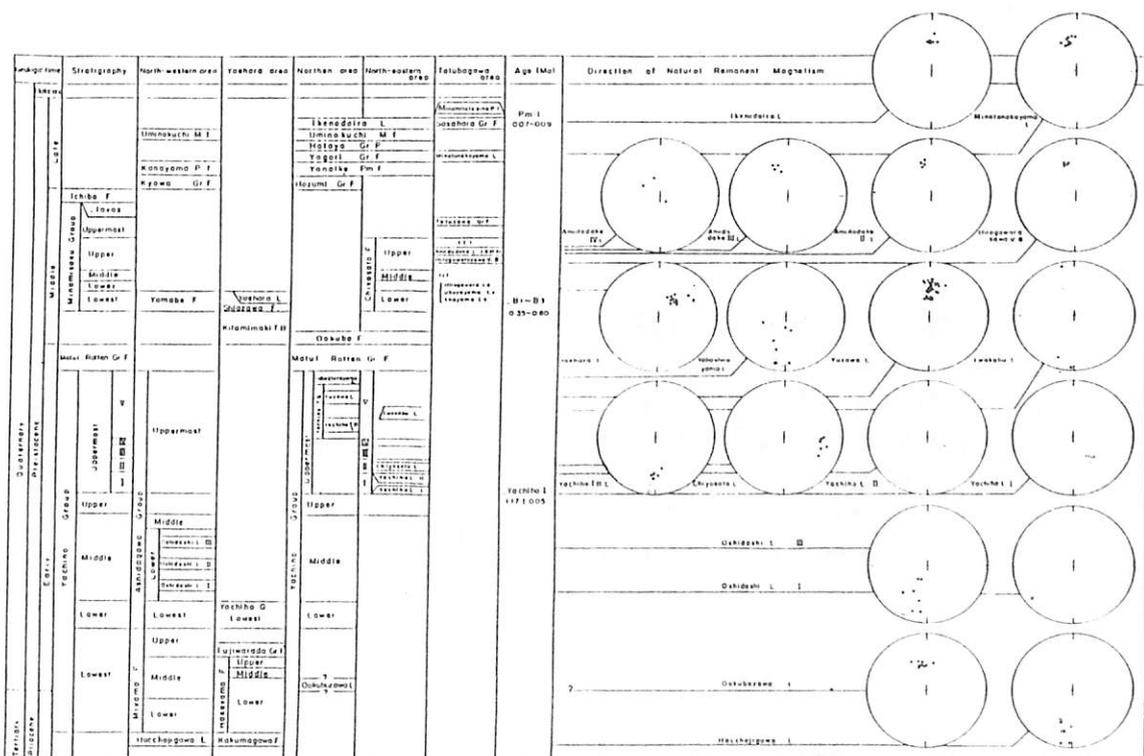
近藤洋一・百瀬寛一

(野尻湖博物館) (信州大理)

八ヶ岳山麓には、多量の火山噴出物、湖成堆積物よりなる鮮新-更新統が広く分布しており、最近詳細な地質層序が確立されている(八ヶ岳団体研究グループ, 1982)。とくに八ヶ岳北東麓~北麓には多くの熔岩層が挟在しており層位のはっきりした古地磁気試料を得るためには絶好のフィールドである。筆者らは、これらの層序にもとづき、試料の採取測定をし、古地磁気層序の再検討を行なった。測定には無定位磁力計を用い、代表的な熔岩層はパイロットサンプルにより段階的熱消磁、 $J_s-T$  曲線の測定等を行ない、磁化の安定性を検討した。採取した熔岩層の層準は18層準でその自然残留磁化方位を下図に示す。

これらの結果明らかになったことは、

1. ハ丁地熔岩(鮮新統)から八柱山熔岩(下部更新統・八千穂層群最上部)までが逆帯磁している層準で松山逆磁極期に対比される。
2. 松山期中に挟在している湯沢熔岩、太久保沢熔岩は正帯磁しており両熔岩とも段階的熱消磁に対して磁化は安定である。
3. 八千穂熔岩Iは K-Ar age で  $1.17 \pm 0.05 \text{ Ma}$  (Kaneoka et al. 1983) を示し、層位学的に湯沢熔岩より下位の地層である。したがって湯沢熔岩は Jaramillo event に対比される可能性が大きい。
4. 太久保沢熔岩は、下限が不明なため層準が確定できないが、八千穂熔岩Iより下位の地層であることは確実であることから Olduvai event に対比される可能性がある。



八ヶ岳周辺に分布する熔岩層の層序と磁化方位

# 北陸層群の古地磁気 (予報)

伊藤康人・鳥居雅之  
(京大理)

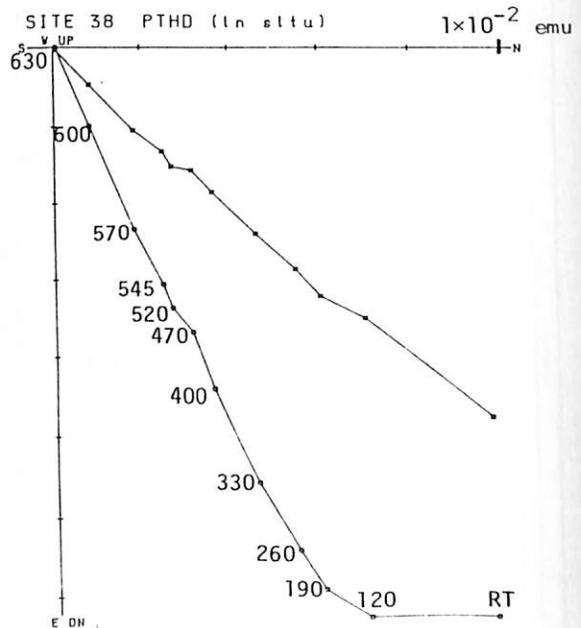
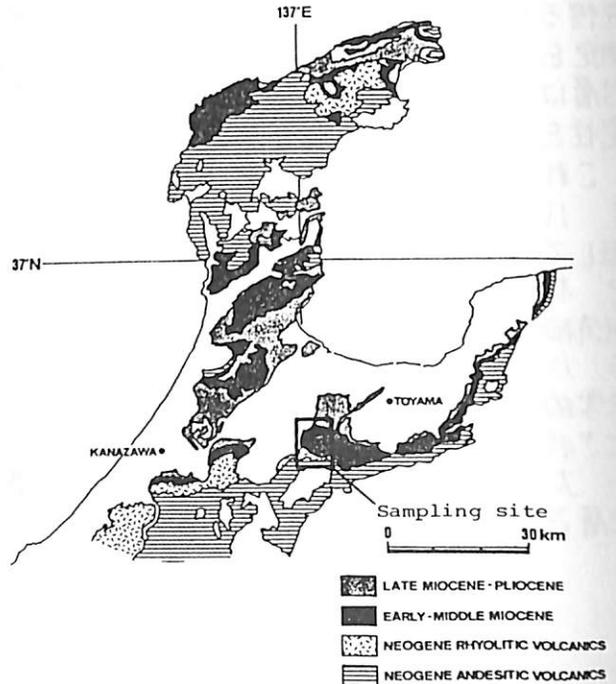
富山県八尾地域に分布する中新統についての残留磁気測定結果について報告する。当地域は富山県婦負郡八尾町の西方の丘陵地帯にあたり、グリーンタフと呼ばれる火山岩類及び、それを覆う海成中新～鮮新統が広く分布し、一括して北陸層群と呼ばれている。

近年、古地磁気学的研究により西南日本が中期中新世に急速に時計回りの回転運動を行なったことが知られるようになった。これは主として山陰や瀬戸内の火山岩類及び瀬戸内層群より得られたデータに基づいている。従って中部日本がそれらの地域と同一のブロックとして回転したかどうかは、同時代の残留磁気方位を比較することによって改めて検討しなければならぬ。

北陸層群は、火山岩類に関してはK-Ar法やフィッシュン・トラック法による放射年代測定が行なわれ、16 Ma前後の年代値が得られている。また、それを覆う海成層は浮遊性有孔虫などの微化石の検討によりBlowのZone N.8～N.10に対比されると考えられる。したがって、北陸層群の残留磁気方位を測定して、下部から上部への方位の変化を検討し、他地域のデータと比較することは中部ブロックの運動を知る上で重要であろう。

測定試料は、北陸層群下部の火山岩類よりの層準、上部の海成層より凝灰岩あるいは泥岩の試料を33層準から得た。各サイトでは4～10個の定方位試料を採集した。残留磁気の測定は超伝導磁力計とスピナー磁力計を用いて行ない、パイロット試料の交流消磁・熱消磁によって残留磁気の安定性を検討した。その結果、いくつかのサイトで初生均と考えられる安定な磁気成分を見出すことができた。図はその一例であり低温で消磁される不安定な成分を除いては単成分の磁化であった。傾動補正後の磁気方位は、北陸層群下部で東偏の傾向を示し

ており、上部ではほぼ現在の方角と一致する。これは時計回りの回転運動によるものである可能性がある。



石川尚人, 鳥居雅之 (京大・理)

紀伊半島の存部には田辺層群, 熊野層群などの海成の中新統が分布している。最近和歌山県日高郡南部町で, 田辺層群下部層の礫岩層に貫入した安山岩脈の岩脈が発見された(図1; 三宅他, 準備中)。この岩脈は中約3mで, ほぼ水平の礫岩層に垂直に貫入している。岩脈は高マグネシウム型という特徴を有し, 比較的新鮮な試料を得ることが可能であった。古地磁気測定の結果, この岩脈の貫入時期を推定するために証拠を得ることができたので報告する。

段階的消磁実験の典型的な例として, 交流消磁(図2), 熱消磁(図3)に示す。二次磁化成分は1成分に付と想われ, 交流消磁では150~200 Oeで, また熱消磁では400°C前後で除去することができた。しかしながら, この試料については熱消磁を高温部(500°C以上)まで実行するとまわめて強い残留磁化を獲得してしまうことがわかった。この事実は, 図2の交流消磁による残留磁化ベクトルが原方位に向って集束するのに対して, 図3の熱消磁では原方位よりはずれることによつて示されている(高温部での磁化の増加による変化は図に示している)。このような現象は消磁炉中の残留磁場の下での熱

元反応に起因している可能性が強い。

幸に交流消磁によつて十分に安定な磁化成分を抽出できたと判断されたので, その結果を採用する。 $D_m = -127.8^\circ$ ,  $I_m = -48.6^\circ$  ( $K = 39$ ,  $N = 5$ )が150 Oeでの値である。単一の岩脈より得られた結果であるから, この値は必ずしも意味のある古地磁気方位と断言することはできない。しかしながらこの方位は, 15Maに起つた西南日本の回転以前の西南日本の示す方位と互に一致している。一方岩脈に貫入している田辺層群下部はBlowのN8に対比されていることから, この岩脈の貫入時期を西南日本の回転の直前と推定することは十分可能である。

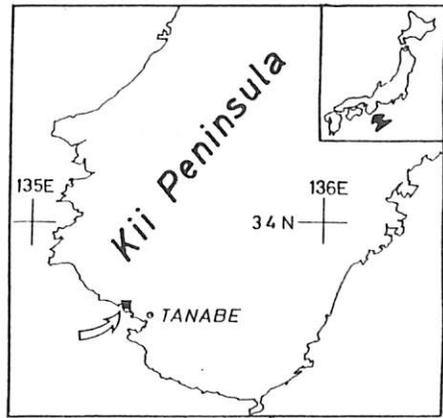


図1 Sampling locality

残留磁化の獲得を示していると考えられる。反射光の下での顕微鏡観察とEPMAによる分析の結果からは, Tiに富むラメラのほりにタリマグネタイトが多数存在すること, ごくわずかではあるが硫化鉄も存在することとを判明している。従つて高温部での熱残留磁化の獲得はタリマグネタイトの高温酸化, もしくは硫化鉄の影響による環

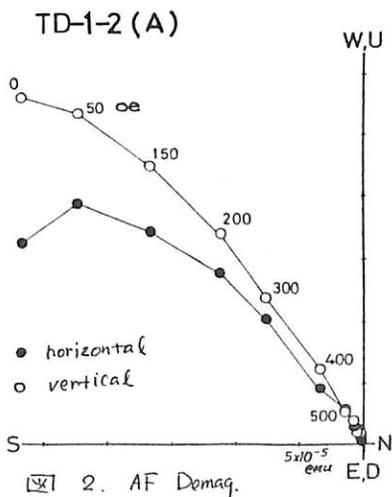


図2. AF Demag.

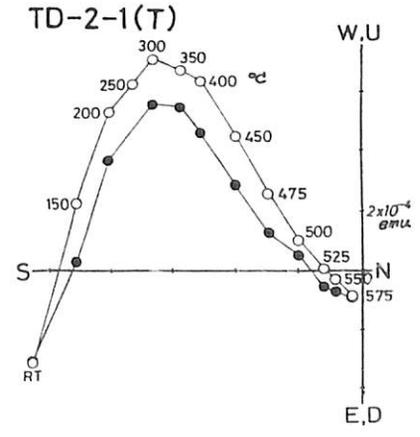


図3 Thermal Demag.

村田史之

兵頭政幸

井口博夫

前田保夫

神戸大・自然科学

神戸大・低温センター

神戸大・理

神戸市教育研

本試料は「神戸市自然史」の発行に際して神戸市教育研究所、前田保夫先生が六甲アイランドで行ったボーリング(図1)の試料の一部をお借りしたものである。層相は深さ21mまで埋め立て土があり、以下32.5mまでが粘土で、これは大阪層群直上の完新世のもので(以下Ma13とする)、最下部は約10000年前と考えられる。なおこれにはアカホヤ火山灰は見えていない。32.5~76.0mの中間部はシルト~砂レキを1サイクルとするサイクリックな互層であり、途中にアイラ火山灰を含んでいる。76.0~84.9mは大阪層群最上部海成粘土層(Ma12)の上部である。ボーリングはMa13が固定式ヒストンサンプラー、中間部・Ma12がトリアルチューブサンプラーで行われた。磁気測定用試料はMa13ではコアをタテ半分に割ったものの片側からポリカーボネート製キューブを専用の採取器で押し込んでサンプリングし、中間部・Ma12ではコアの外側を一部削った後サンプリングを行った。試料はMa13から355個、中間部から803個、Ma12では223個の合計1381個を採取した。

試料はNRMを測定した後、Ma13とMa12はすべての試料に50、100、150 oeの段階交流消磁を施し、中間部は上部の一部試料には600 oeまでの段階交流消磁と、下部550試料には150 oeの交流消磁を施した。ここではMa13とMa12のNRMの伏角と磁化強度を示す(図2)。本試料は他にも年代測定を始めとする多角的な研究が現在行なわれており講演時にはその結果も含めて従来本研究室で実施したボーリングから得られた地磁気変化曲線との対比も試みる予定である。

図1

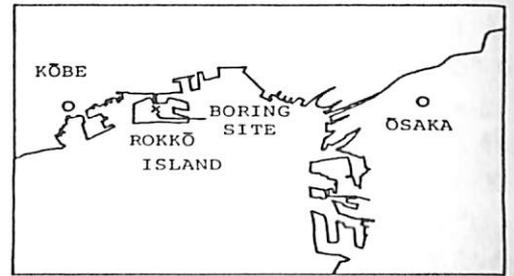
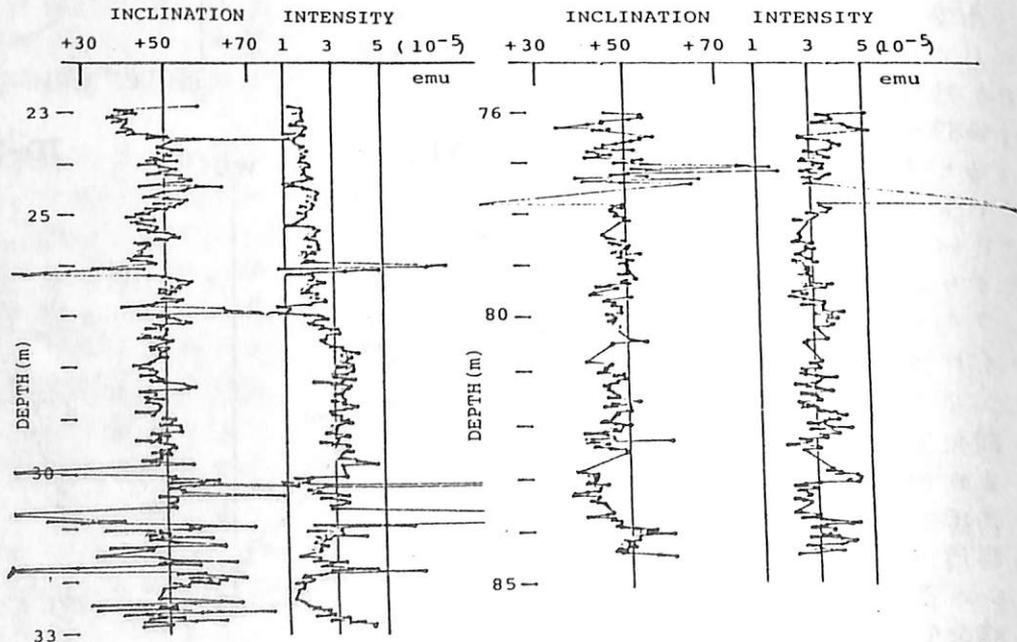


図2



広岡公夫・榎木威保・酒井英男  
富山大学理学部地球科学教室

地磁気の永年変化は、遺跡焼土の熱残留磁化の測定によって過去 2000 年間については相当詳しく調べられており考古地磁気法として窯跡などの年代推定に応用されている。しかし弥生中期以前の時代に関しては、年代推定を行うための地磁気永年変化の標準曲線が未だ確立されていないため、この方法を適用することができない。

今回は、堆積残留磁化を測定し、更に古い時代に遡って地磁気永年変化を明らかにすることを試みた。神奈川県二宮町の中村川右岸に露出する第四紀完新世の下原層の古地磁気測定を行ったところ、安定でまとまりの良い磁化方向を得ることができたので、その結果を報告する。

このあたりは標高約 25 m の平坦面をなしており、畑になっている。表土の直下には弥生中～後期の土器が出土しているので約 2000 年前に堆積した地層であることがわかる。この平坦面を中村川が削り込んで約 17 m の崖をなして露出している。河面とはほぼ同じ高度の標高 8 m の層準の放射性炭素年代は 8230 ± 180 B.P. である (Sekimoto and Endo, 1980)。標高 20.5 m の層準にはアカホヤ火山灰が発見されているし、それより下位の 5 層準で年代決定がなされており、6250 B.P. から 7750 B.P. の値が出されている。

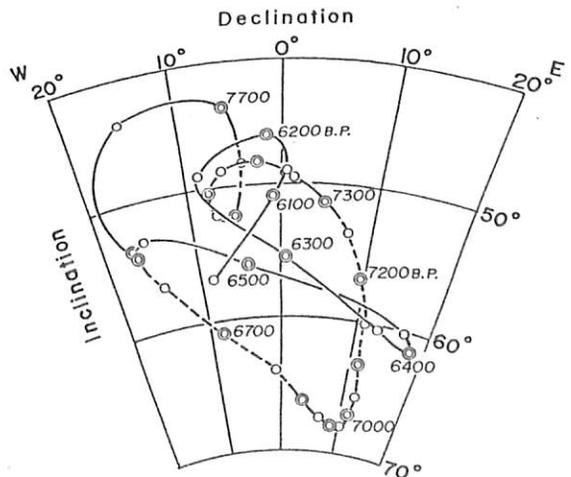
古地磁気測定試料は標高 13.5 m から 21.5 m の間の 21 層準から採取した。各層準で 10 から 12 個の試料を 22 mm 立方のプラスチック・キューブを打ち込んで採っている。標高 18 ~ 20 m のれきまじり粗砂の層準ではプラスチック・キューブでのサンプ

リングは困難なので、考古地磁気で用いている石膏で固めて取る方法によった。

各層準は大略等間隔でサンプリングしているので、堆積速度が一定であるとする 150 年毎に試料を得ていることになるが実際には堆積速度は相当変わっているため年代推定には放射性炭素年代値を用いて推定している。その結果、層準毎の年代差は、20 年から 360 年にわたっている。

今回の測定によって得られた地磁気永年変化は 7800 年 B.P. から 6000 年 B.P. の間の 1800 年間にわたるものである。偏角・伏角の変化は第 1 図のようになった。7500 年 B.P. 頃と 6900 年 B.P. 頃は変化の速度が遅いものに対して 7700 年 B.P. 頃と 6500 年 B.P. 前後は変化が非常に速いという特徴のあることが図からよくわかる。

この永年変化曲線を用いれば、考古地磁気法による縄文前・中期頃の年代推定が可能となる。



第 1 図 完新世堆積物の古地磁気測定から得た 7800 年 B.P. ~ 6000 年 B.P. の地磁気永年変化

# 深海産 遠洋性粘土の残留磁気

山崎 俊嗣

(地調・海洋地質部)

深海産堆積物は、珪質/石灰質微化石を含む珪質/石灰質粘土(又は軟泥)と、それらを全く含まない遠洋性粘土・ゼオライト質粘土とに二分できる。珪質/石灰質堆積物は安定な残留磁気を保持している、二次磁化の影響は小さく10mT程度の交流消磁で容易に除けることが知られている。一方、遠洋性粘土では、微化石による年代決定が困難であるため、古地磁気学的手法による年代決定が望まれるにもかかわらず、交流消磁では除くことのできない二次磁化の影響を強く受けて、初生磁化方位を求められないものが多くあることが知られている(KENT & LOWRIE, 1974等)。

白嶺丸GH83-3航海では、12°~14°S, 158°~160°Wのペンリン海盆で4~8m長のコアを採取した。同地域は、CCD以深かつ、赤道付近の高生物生産量帯からはずれず、珪質/石灰質微化石を全く含まない遠洋性粘土がきわめて遅い速度(1m/Ma程度)で堆積している。これらの多くは二次磁化の影響を強く受けている。多くのコア中にはマンガラストを伴う顕著なハイエイタスが認められ、これは3.5 KHz S.B.P. 記録で追跡できる。このハイエイタス直下1~2mの堆積物は、深海産表層のそれとしては異常なほど固結している。この部分は特に強く二次磁化の影響を受けている様である。

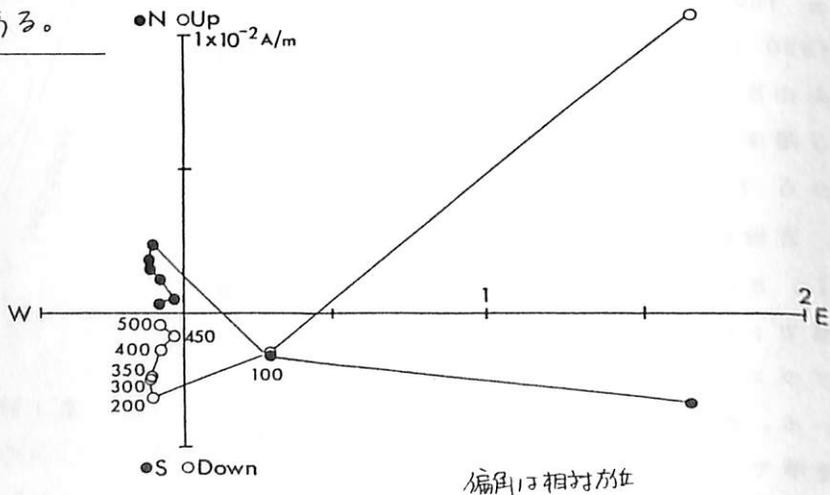
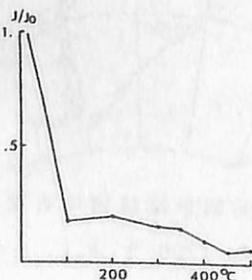
特徴を要約すると、

- ① 多くの試料は、現地球磁場方向の、強い二次磁化成分を獲得している。これらの多くは、10mT程度の交流消磁では除くことはできず、むしろARM成分を獲得するため、方位は発散する。また、実験室内の地球磁場で瞬時にVRMを獲得し、超伝導磁気計の磁気シールド内で5分位で急速に減衰する。
- ② 段階熱消磁を行なった結果(図)、上記の強い二次磁化は300°C程度の熱消磁で有効に除かれ、初生磁化と思われる高伏角の正逆帯磁方向に分離した。ハイエイタス以深では、サンプル採取点の現在の緯度から期待される伏角( $I \approx 20^\circ$ )よりほかに深い伏角(40~60°)が得られた。ハイエイタスの上の堆積物の年代はPliocene~現在と考えられることとあわせて、このハイエイタスが大きな時間間隙を持つことがわかり、イタオリスから、ハイエイタス以深の年代は、Oligocene以前と推定されることと矛盾しない。

上記の磁気的性質は、中国黄土層の磁性(鳥居他1983; Heller & Tungsheng, 1984)と、堆積環境が全く異なるにもかかわらず、極めて良く似ている。

(図) 遠洋性粘土の段階熱消磁例

(P411 317cm  
13°06.16'S, 159°18.01'W, 水深5220m)



新妻信明・藤井 昇 (静岡大理)

**試料** 房総半島中部の養老川支流の柳川および鹿野山南部の鹿野山林道没い: この地域は海溝・海溝・海溝型の三重会合島の北西部に位置しているため1000年に3m, すなわち, 1年に3mmもの速度で堆積した半深海性の砂岩・泥岩互層が露出している。

**検討期間** 90万年前～70万年前: Jaramillo Event から Brunhes - Matuyama 境界 (73万年前) を含む期間。

**測定方法**

1. 古地磁気: 中川ら (1969), Nitsuma (1971), 新妻 (1976) の既採取試料の他に, 鹿野山林道から10m 間隔で新たに採取した試料を小山・新妻 (1983) に従い15mT で交番磁場消磁後, リングコア型フラックスゲート回転磁気計にて測定を行なった。

2. 炭素・酸素同位体比: 同位体比測定用質量分析機 MAT 250 の試料ガス導入部に改良を加え, 有孔虫殻1個体でも測定できるようにして, 測定を行なった。測定には底生有孔虫 *Bulimina aculeata*, *Rectobulimina bifrons*, *Bolivinita quadrilatera* および, 浮遊性有孔虫 *Pulleniatina obliquiloculata* を使用した。同一試料から拾い出した有孔虫殻(同一種)の標準偏差は炭素・酸素両同位体比とも0.15～0.24%であった。

**古地磁気層位学**

Jaramillo Event から Brunhes - Matuyama 境界には短期間の正磁極を有する4層位の Events が存在する。これらは, 中川ら (1969) において既に見い出されていた2層位の Events を含んでいる。Brunhes - Matuyama 境界部の古地磁気は, これまで採取した試料すべてについて測定を行なったが, 本質的には, Nitsuma (1971) の結果とは異なっている。

**酸素同位体比層位学**

堆積物の残留磁気獲得には depth lag が存在するため, 深海底堆積物では酸素同位体比層位学と古地磁気層位学との対応を直接知ることはできない。今回扱った堆積物は堆積速度が大きいため depth lag があってもその年代差は100年程度と短かいため, はるかに高い精度で対応を知ることが出来る。

Brunhes - Matuyama 境界は, 海進期にあっており, その途中で一時的に温暖化した層準に相当していることが分かった。この酸素同位体比の変化は, Emiliani (1978) がカリブ海において確立した酸素同位体比層位の stage 20 と stage 19 の境界に對比できる。

**生物量の変化**

炭素同位体の変化から地磁気逆転層準では, 生物量が急激に減少したことが示唆された。この減少量は現在の全生物量の40%にも及び, これだけ多くの生物量が減少したとすると, 大気中の炭酸ガス量が急激に増加したものと予想できる。

酸素同位体比によって示された逆転層準における一時的温暖化は, この大量に放出された炭酸ガスによる温室効果によるものと考えることが出来る。

これらの結果は, 静岡大学地球科学研究報告 10, 110-128 (1984) 「酸素・炭素同位体比測定による地球磁場逆転に伴う環境および生物量変化の解析」に報告している。

船木 實 吉田 勝 永田 武  
極地研 大阪市立大 極地研

1979-1980年にかけて、共著者である吉田 勝（大阪市立大学）は、西南極、エルズワース山脈で、米国籍とともに地質学的調査を行ない、定方位岩石試料を採集した。またこの際では、英国のD.R. Wattsが古地磁気学的研究を行なっている。

エルズワース山脈は、HERITAGE RANGE 及び SENTINEL RANGEからなり、その中心は南緯79°、西経54°である。南極大陸の山脈の配列を見ると、南極横断山脈と、南極半島からマゼラン海峡に続く高地は、おおよそ平行であるが、両者の間にあるエルズワース山脈は、それに対して直交する方向に格闘している。それゆえ、エルズワース山脈が、東南極大陸から分離回転して現在地に来たという説と、西南極大陸の一部であるという説がある。Watts(1983)によれば、石炭代初期の堆積岩を持つNRMの偏角は、東南極のそれに対して、反時計回りに90°回転していることを報告し、前者の説を支持している。

本研究に共した岩石試料は、本来地質学的研究のために採集されたものであるため、1地域から採集された試料数は極めて少ない。しかし、地層の上下関係や岩脈の分布などは詳細に調べられている。試料は、合計44個、いずれも、石膏で固定された岩塊から採集された2.5cm中の円柱試料である。試料は交流消磁5000℃まで、あるいは熱消磁を580℃まで行ない、NRMの変化を調べた。その結果、少なくとも28試料は安定なNRMを持つ。まだ測定結果の十分な検討は行なっていないが、現時点では次のような結論が得られている。

1. 古生代初期の堆積岩及び貫入岩の中には、地層補正することにより、Watts(1983)と同じ結論を推定される残留磁気を持つ岩石もあるが、これと独立する方向の残留磁気もあり、複雑である。
2. 二畳紀の試料と考えられている岩石は、正帯磁を示し、堆積年代やその後を受けた熱的影響を再考する必要がある。

横田 義 夫

木会会員 (昭和11年 京大産気工学科卒)

プレートの構造がどの様にしてできたのであるか、又その後のプレートの移動の原動力は何であるかについて検討してみようとする。まず、プレートの出来方を見事に示しているといわれているモデル実験の形(Olden & Brune 1972)と(吉井敏雄ほか(1979))に詳しく説明されている、そしてその実験の中でのプレートが生成される過程の中で、その生成されて来たプレートに引張る力について種々と異なったものが考えられているが、北アメリカ大陸が超大陸ゴンドワナ大陸から分離したのが地球磁場による力であると考えられることから、プレートの新しい生成に貢献する力は地球磁場による力であると考えられる。これは、私が前回の講演(III-49)で説明した「大陸移動と地球磁場との関係」の中で大陸の移動が地球磁場による力によって行なわれているとした仮説の表1の中で南Bの変化について検討して見ると、まず、この南Bの変化は、北アメリカ大陸が地球磁場による力を受けて回転、移動した中で大陸がPを中心として回転した角度を示すものと考えると、氷紀後期までの南Bの減少は、大陸の中心Oが、前の紀のP Oより東方へ回転したことを表わし、ジュラ紀以後の南Bの拡大は、大陸の中心Oが前の紀のP Oより西方へ回転したことを表わしていると考えられる。そしてこの西方へ向けての回転はジュラ紀ゴンドワナ大陸の崩壊後の北アメリカ大陸が、それまで結合していたアフリカ大陸から地球磁場による力を受けて引き離されたことを示しており、これはOlden-burg & Bruneに見る実験の中の力に相当し片方から引張った時の力に相当するものと考えられる。そしてその結果はこの実験の中で考えられていると同様に、二つの大陸の間に中央海嶺が出来、この中央海嶺からアセノスフェアが出て、次々と浸透して固いクリノスフェア、すなわちプレートに成

り、このプレートが中央海嶺に近いと二つでは抜ける、離れるに連れてその厚さと増してゆくことになり、この事は実際の海底地殻の調査で確かめられており、而も実験の中で中央海嶺を中心にした対称にプレートは成長し、その中央海嶺の形は一直線ではなく、引張る力と埃が引く力、すなわち中央海嶺と互いに横ずれしてトランスフォーム断層を形づくっているところが見られている。この変化はとりま、北西大西洋に見られる変化であり、この変化から北アメリカプレートは、この大西洋の海嶺からつくられる上に、北アメリカ大陸の西方へ向けての回転による引張る力によって北アメリカ大陸移動の力とを近づけて成長していきながら移動する。結局、プレートは地球磁場による力と関係を持って地球磁場の回転の方向に形成される超大陸の崩壊後の大陸のあとを近づけて成長し、そのために地球表面は各大陸の移動によって成長した、~~そのために地球表面は各大陸の移動によって成長した~~ プレートによって覆われるというものと考えられる。唯もし大陸が地球磁場の回転によって、その途中で移動の方向を変えたことが有った場合は、それはそれで作られるプレートはその大陸の下に沈み込み、その後それはそのプレートの沈み込みがプレートの引きずりによる力を受けて移動を続けるテーブルトップと見て考えられる。

# DSDP Leg 92 Site 597 玄武岩の EPMA 分析

西谷 忠 師  
(秋田大学 鉱山学部)

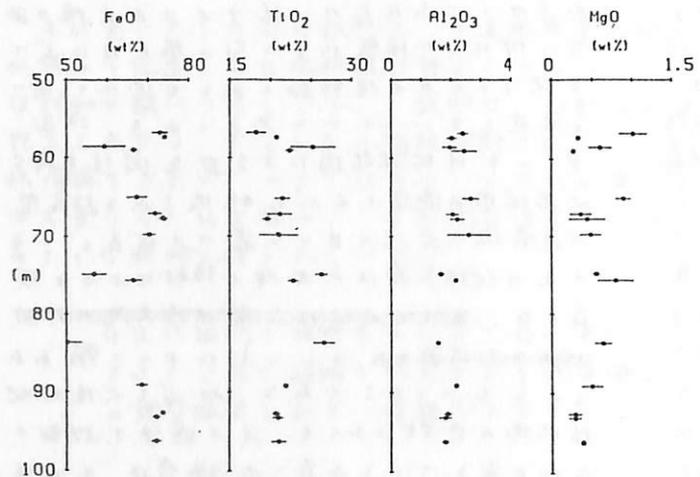
DSDP, 第92次航海, Site 597C から玄武岩試料 25 を選び出し, 204 ポイントの EPMA 分析を行なった。測定した成分は FeO, TiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MgO, MnO, CaO, SiO<sub>2</sub> および K<sub>2</sub>O の 8 成分である。定性分析で Na, V, As, S の成分は検出できなかった。

試料の深さは海底下 56.8 m から 132.6 m の範囲である。100 m より深い部分の試料ではイルメナイトのラメラが観察できた。100 m より浅い部分の試料に対する各成分の平均値(重量パーセント)を深さの関数

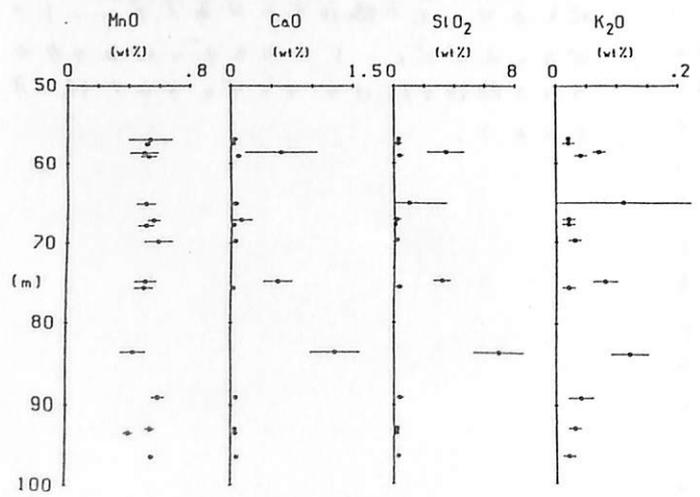
としてプロットしたものを図 1, 図 2 に示す。

得られた FeO, TiO<sub>2</sub> の値から Fe/Ti 比を計算し, チタノマグネタイト系列の  $x$  の値を求めたものが図 3 に示してある。平均の  $x$  として  $0.68 \pm 0.12$  が得られた。

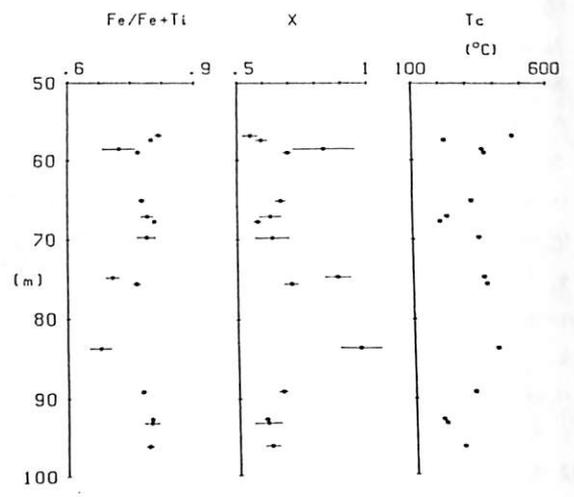
熱磁気分析も同時に行なって, キュリー点を求めた。飽和磁化の温度変化から, 低温酸化作用を受けている典型的な試料と共に, ほとんど低温酸化作用を受けていない試料もいくつかあった。図 3 にキュリー点の値もプロットしてある。



(図 1)



(図 2)



(図 3)

村田史之

神戸大・自然科学

13種類の酸性～塩基性の火成岩からの試料で帯磁率、TRM、ARM、SIRMを測定し、反射ケンド鏡で粒子サイズを測定した。結果は図1に示すように磁性粒子断面積総和(大きな粒子の量を反映する)と $\chi$ とは強い相関があり、 $\chi$ は大きな粒子に依存しているが、TRMとは弱い相関しかなく、TRMは大きな粒子に担われていないことが示された。一方TRMとSIRM、ARMは強い相関がある(図2)。つまり $\chi$ のみが大粒子に依存し、他のSIRM、TRM、ARMは依存していない。ここで注目されるのはTRMと、従来大粒子が担うとされたSIRMとの相関が強いことで、これはDay(77)から編集した図3のようにTRM、SIRMとともに粒子サイズに対する磁化強度の倍率が等しいことでもわかる。

これを堆積物の相対地球磁場強度推定のための規格化にあてはめると、磁性粒子がTRM起源とした場合、ARMを用いて規格化するのもSIRMを用いるのも同様に有効であり、 $\chi$ を用いるのは大粒子に依存することから不相当であると考えられる。これを実際の試料に対して実験してみた。試料はハリマ灘沖で採取されたもので最上部を除く156試料について $\chi$ 、SIRM、ARMを測定した(図4)。この結果3つともほとんど同一の傾向を示し差は少い。これはこの試料の粒子サイズ分布が上部から下部まで大きな変化がなく、供給源からの供給状況も変化の少ないことを示している可能性がある。このように $\chi$ とSIRM等のパラメータとを組み合わせることで磁性粒子に関する新たな情報を得ることが可能である。

図1

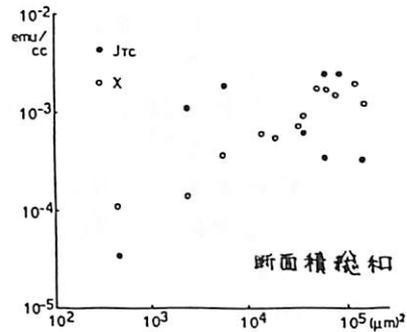


図2

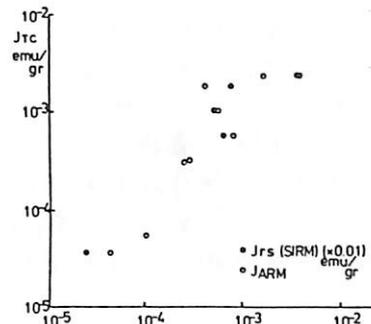


図3

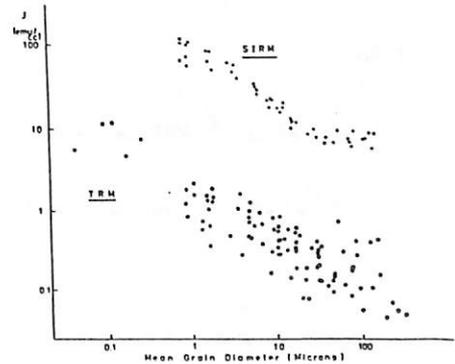
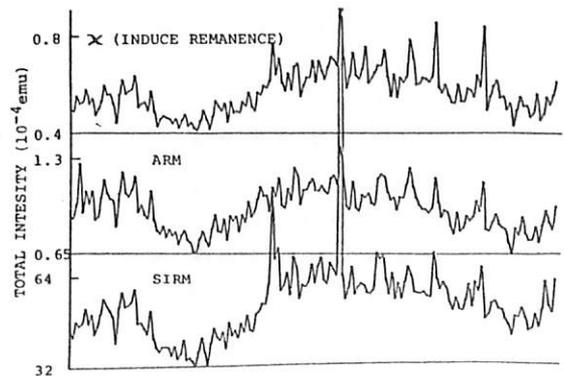


図4



## Ir測定

滝上豊, 山越知雄, 井上照夫

(東大宇宙線研) (東大核研)

宇宙塵などには、Irが濃集しているものも多く、Irは宇宙物質の1つの指標とされている。そこで、地球に降りそそぐ宇宙物質の量の時間的変化をみるためには、年代のわがった試料のIrの含有量を調べていけば、わかるはずである。その目的の試料の1つとして、深海底コアがあげられる<sup>(1)</sup>。化石や磁気変化から推定年代のわがった試料のIr含有量を調べてゆくが、数Ma前までの試料においては、はっきりとIrが濃集している例は報告されていない。我々も海洋研、白鳳丸で採れた5.5MaのコアやDSDPの試料12つについて、Irの測定の手備をすすめている。

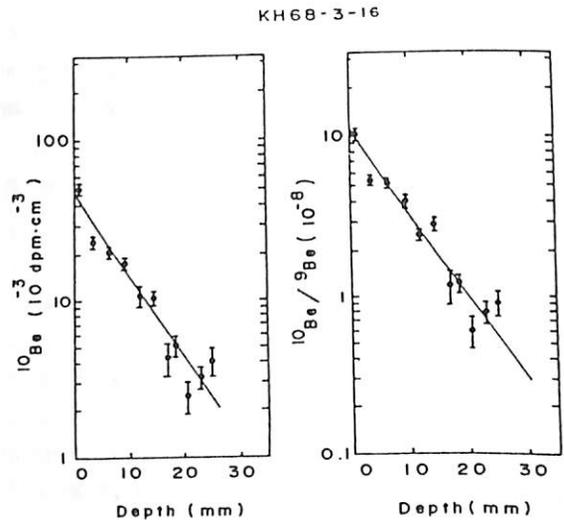
また、同様の試料として、マンガンノジュールがある。 $^{10}\text{Be}$ の測定結果より、マンガンノジュールも年代をおって、徐々に生長してきたことがわがっている。(図1)<sup>(2)</sup>我々は、太平洋より採られた6個のマンガンノジュール中のIr含有量の測定を行なった。

各マンガンノジュールの表面から、だんだんと削ってゆき、その試料を放射化学分析法によりIr測定を行なった。各試料はマンガンノジュール層の0.1~数mm厚に対応している。

結果は、Irが大きく濃縮している層は見つからなかつた。データに若干のバラツキが見られるが、これは、試料中のIrの不均一性を表わしているのかもしれない。しかし、マンガンノジュールへのIrの取り込み機構がわがっていないことや、試料の削り幅が大きすぎたなどの問題点が残されているので、コア試料と比較検討しながら、今後も研究を続けていきたい。

## 参考文献

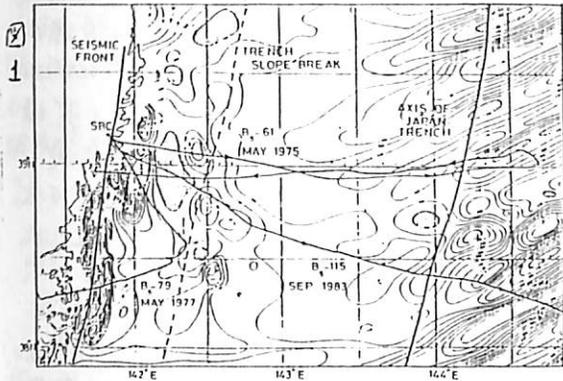
- (1) F. T. Kyte et al. Nature 209 (1981)  
 (2) T. INOUE et al. Geochem. J. 17 (1983)



(図1)  $^{10}\text{Be}$ が時間(表面からの深さ)とともに減っていく様子を表わす。尚、各試料の一番古い部分の年代は3~8Maである。

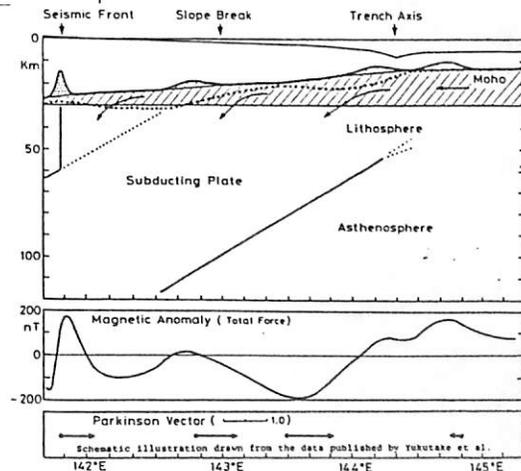
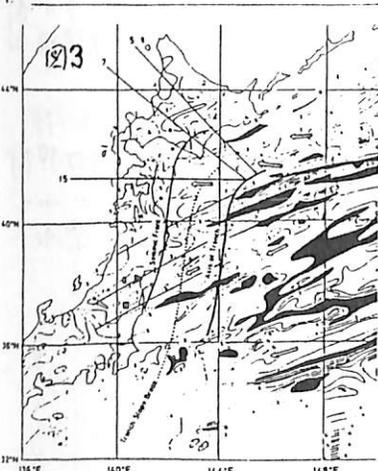
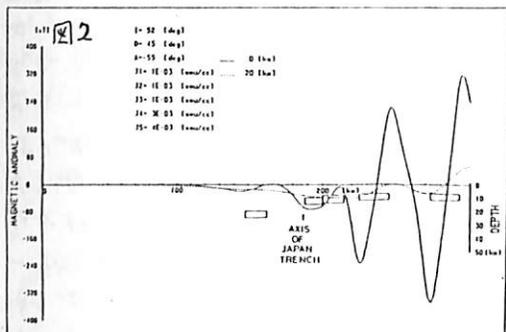
# 地球電磁氣的現象より見た太平洋プレートの 日本島弧下へのめぐり込みについて

加藤 愛雄  
(東北大学名誉教授)



1983.9月 大気球に搭載したプロトン磁気計によって日本海溝を横切つて、西太平洋の縞状磁気異常帯を斜に飛翔し高度20千で全磁気異常を観測した。これとこの航跡上の海上での全磁気異常と比較して、この地域での地下の磁氣的構造を明らかにした。図1はその航跡。図2は日本海溝周域での解析に用いたブロックシミュレーションの一例である。

- 一連の解析結果から次の結論を得た。
- (1) 日本海溝東方域の太平洋プレート内の縞状磁気異常は磁性物質( $J=3 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3} \text{ emu}$ )が深さ10千附近に縞状に配列されている。
  - (2) 日本海溝域でプレートと共に磁性物質が落ち込み一部が海洋地殻に附加されている。
  - (3) 海溝面斜面の上縁附近には磁性物質が地殻下に附加されていることによる磁気異常が観測される。
- (4) 三陸沿岸附近は太平洋プレートの地殻下へのめぐり込みの



西端で、所謂サイ5スミックフロントに一致して顕著な磁気異常がある。以上により太平洋プレートは図3に示したように太平洋縞状磁気異常の方向にもぐり込んでいる。図3にそのめぐり込み方向を示した。

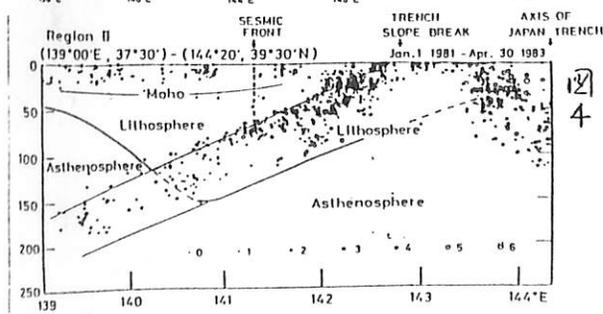


図4はその一つの線上での微小地震の分布図である。これにさきと著者等が東北日本異常帯電気導率分布から求めたAsthenosphereの分布を記入するとめぐり込み面の下面と一致する。図5は以上の結果から画いた太平洋プレートのめぐり込みモデル図である。

山崎断層における1984年5月30日,  $M=5.5$ 地震に関連して観測された電気抵抗の変化について

山崎断層電磁気研究グループ 佐反則彦・塩崎一郎・大塚成昭・桑富一彦  
 京大信義 神戸大理 神戸学院大 和歌山大理工

1984年5月30日に、山崎断層の南側、護国断層上の植木野に震度を有する  $M=5.5$  の地震が深さ 20 km で発生した。比抵抗連続観測を行っており、ウズズクからの震元距離は約 3 km であつた。

この地震の前後で、比抵抗の E-W 成分 (断層に平行な側線) にかなり明瞭な異常変化が観測された。その図は、1983年1月から1984年7月までの比抵抗の年変化を示したものである。毎日、夜間0-1時の平均値をプロットしてある。

E-W成分を見れば、3月中旬より比抵抗値は約30%減少し、5月初め頃より増加に転じ、地震発生の1日前から急激に増加し、その後も増加を減少、最大500%増加を遂げた。この変化は約2週間で元に戻った。地震後の大きな変化は、その図では表わされていないので空白にした。地震発後の拡大をその図に示した。地震直後の1日は欠測である。

断層に直交する N-S 成分には、明瞭な変化は見られない。詳細に見ると、2月頃より僅かに6%ほど減少し、地震発直後のやがに回復していったように見える。しかし N-S 成分は、もともと季節変化が15%ほどあり、今回の変化が地震に関連したかどうかは不明である。なお、その図で、E-W成分の値の一部がクリップされているが、これはアンプゲインが飽和して、出力が制限値を越えていたことに由来する。

今回の抵抗変化の原因は検討中であるが、地下数100m程度の水が断層に滲透したと思われる。

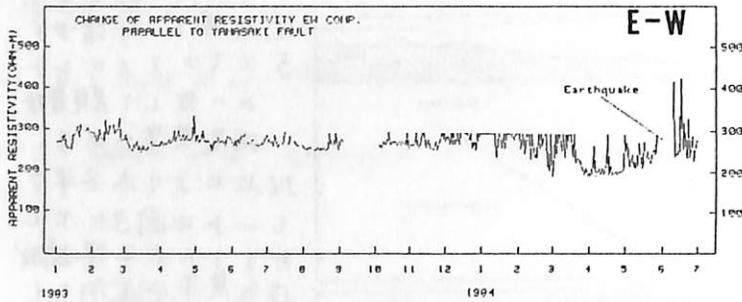
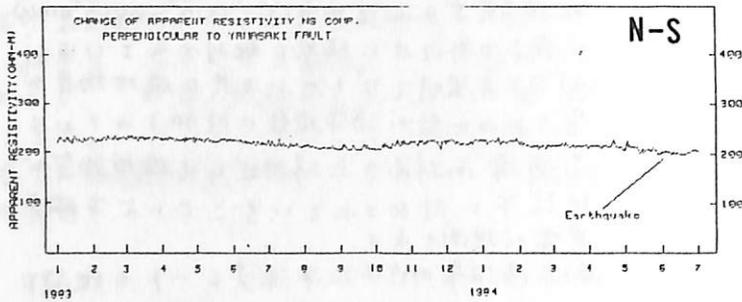


図-1

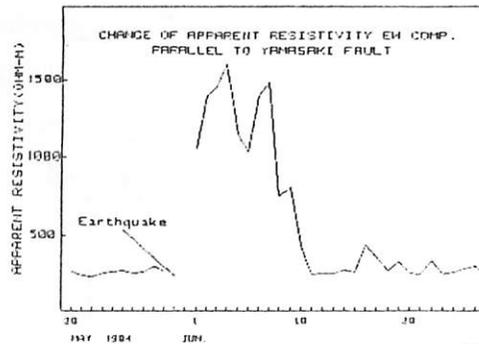


図-2

# 山崎断層における1984年5月30日, M=5.5

## 地震に関連して観測された磁場の変化について

山崎断層電磁気研究グループ

住反則孝・塩崎一郎・領木邦浩・東富一雄  
京大 飯養 神戸大理 京大 飯養 秋田大 飯山

1984年5月30日に、安富町ウスダクの観測点から震央距離約3km(南)深さ20km, M=5.5の地震が発生した。セシウム磁力計による水平磁気勾配の観測結果と、磁気測量の結果について述べる。

平均値をプロットしてある。これによれば、地震発生約2ヵ月前3月末頃から勾配が約10%増加し、地震発生まで続いた。地震後、約1日経過後から、勾配は正常値へ戻った。この間の毎時の変化を才2図に示した。

以上の変化は、同じ場所でも観測している比抵抗E-W成分(断層に平行な測線)に現れた異常変化と調和的である。ヒューズ磁気による変化と思われるが、co-seismicな変化は無く、応力緩和による磁化が変化した可能性が有り。

### 1) 水平磁気勾配

断層の南側、断層に直交する方向に、60m離れた2つのセンサーを設置し、2ヵ月の全磁気量を0.1mTの精度で計測している。才1図は、1983年1月から1984年7月末までの磁気勾配の永年変化を示したものである。毎日、夜間0~1時の

### 2) 磁気測量

地震発生の2日後に、16ヵ所の磁気量で磁気測量を行った。震央の南側(約1km)の磁気量C-3では1983年7月の値にくらべて4mT減少していた。この磁気量では、1週間後、2週間後と繰り返し測定したところ、ほぼ1ヵ月後には、変化は消失した。

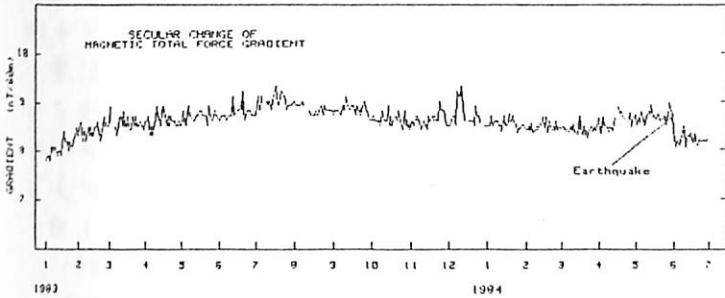


図-1

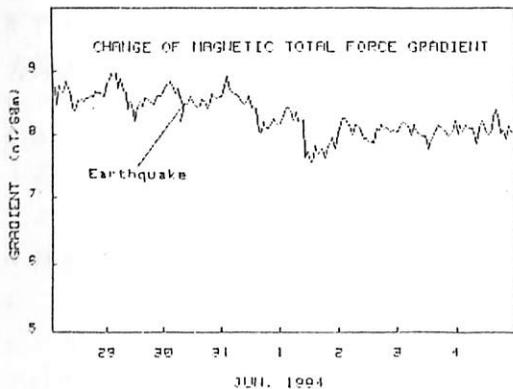


図-2

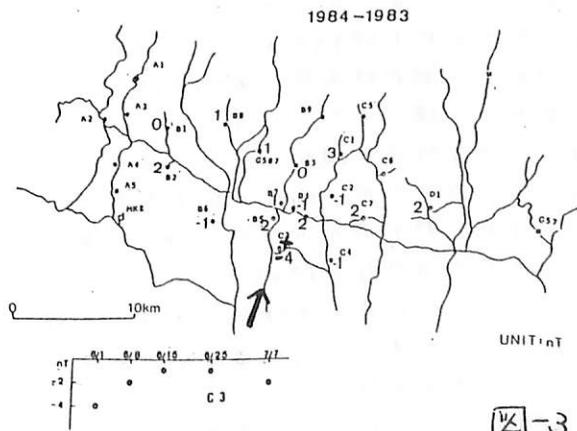


図-3

山崎断層電磁気研究グループ (吉野登志男・行武毅, 東大震研)

山崎断層うすづくに掘られたボーリングが孔 $130^{\phi}$ mm, 深さ20mの観測井で, 電気検層法による電気抵抗の時間変化の測定を1979年10月より実施している。1984年5月30日山崎断層のM5.5の地震で地震の前日の1日で約2%の比抵抗変化が観測されたので, このことについて報告する。

観測井は山崎から福崎へ向って延びるS70°E方向の断層線上の, 山崎から約7kmの所にある。また山崎からは護持へ向って延びるS50°E方向の断層があり, 今回の地震の震央はこの断層線上である。観測井から南西へ数kmの所である。この観測井の底部に図1に示すように電気検層用の鉛電極を鉛直方向に設置固定した。地上の電流電極 $I_0$ と坑井内の電流電極 $I_1$ に同期10秒の矩形波で10mAの一定電流を1日のある特定の時間帯のみ送信器より流し, 同じく坑井内の電位電極間 $V_3-V_2$ の電位を記録計で測定することにより, 電位電極の深さでの地層の比抵抗の時間変化を求めている。

図2は地震前後の4月20日~6月30日の見かけ比抵抗の時間変化を示したものである。●印は1日毎の見かけ比抵抗である。測定時間は毎日1時45分から2時15分の30分間である。測定時間帯での測定値の平均値とその日の値とした。5月2日から5月14日にかけて約2%増加し, その後ほぼ一定の水準にあったが, 地震の起る直前の5月30日午前1時45分から2時15分と地震発生後の5月31日午前1時45分から2時15分との間で約2%の見かけ比抵抗の増加が観測された。その後10日間ほとんど変化は見られず一定値が続いた。

観測井の近くでは, 水平方向に電流を流し断層の見かけ比抵抗変化を測定しているが, 断層の平行な方向の見かけ比抵抗が増加に転じたのが5月初旬である。観測井内の見かけ比抵抗が増加し始めた時期と一致

しており, 5月初旬の見かけ比抵抗の増加は, 地震の前兆的变化であった可能性も否定できない。

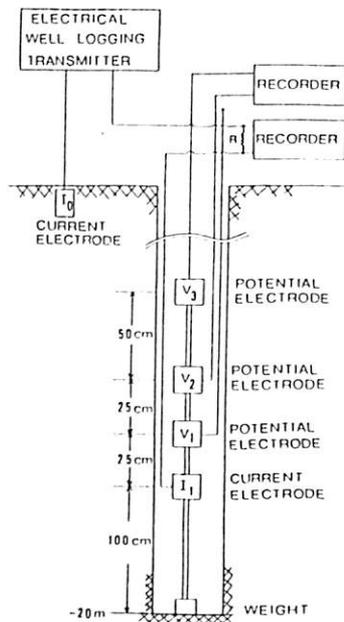


図 1

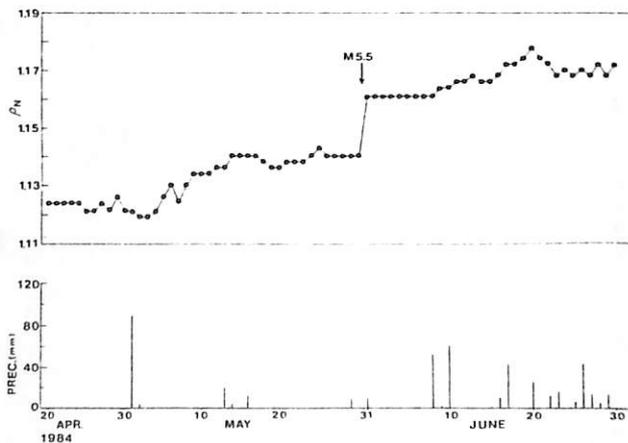


図 2

# 断層破砕帯における自然電位の時間変化

## — (1984.5.30) 山崎断層直下の地震の場合 —

宮腰潤一郎

鳥取大 教養

兵庫県南西部

とほぼ東西に延びる山崎断層は我国における第一級の活断層として各種の地球物理学的観測が行われている。

我々はその中の電磁気グループの一員として自然電位(地電流)の連続観測を実施してきた。図2は電極を設置した地下観測トンネルを示す。

電極は1983年頃から安定になり降水に対しては殆んど変化を示さない。(図3, ●)

1984年5月30日,

ほぼ断層直下に震源とする  $M=5.5$  の地震

が発生した。図4は1984年の夜間値の変化を示す。安定であったE-1は4月中旬頃からやや変化が目立つ様になり約50mVの顕著な変化を示した。従って今回の地震の発生をみている。図3の○は4月中旬以後の降雨時の電位変化を表しているが、地震発生直前の変化である◎は図5に見られる様な明らかな降雨とは無関係に生じた変化である。E-2には殆んど変化がみられぬことからこの変化を生じた原因は恐らくC2電極の電位上昇によるものと思はれる。

この様な特異な変化を生ずるメカニズム

としては震源域と周辺部との間を流動する深部地下水による流動電位を考慮することができよう。(参考文献)

R.F. Corwin & H.F. Morrison, *Self-Potential Variations Recording Earthquakes in Central California*, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 4, 1977.

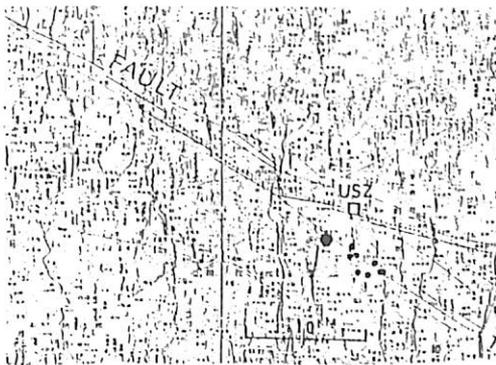


図1. 主震, 余震分布 (鳥取県小地名観測点) □: 観測点

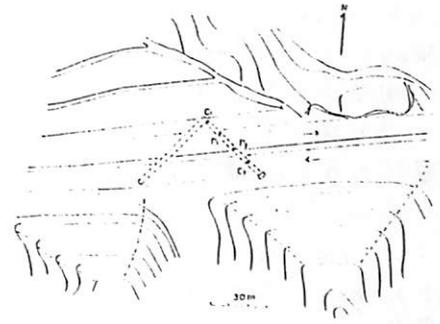


図2. 観測トンネル, E-1; C1~C2 E-2; C1~P2

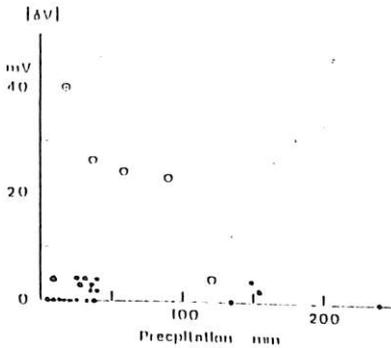


図3. 降雨時の自然電位変化

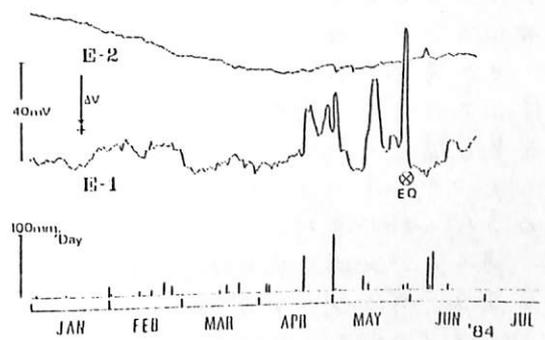


図4. 自然電位の変化 (夜間値の平均)

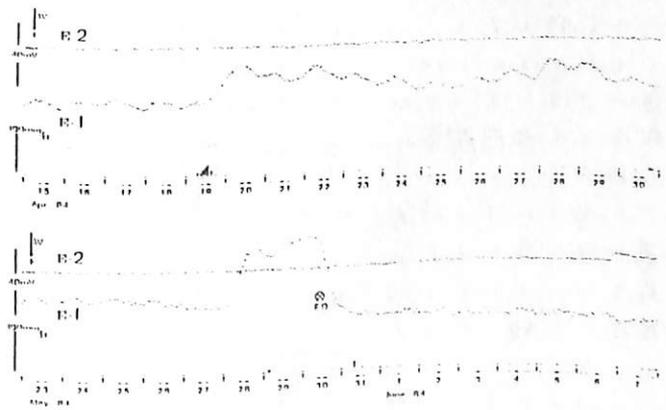


図5. 自然電位の変化例, 上: 4/15~30 (毎時間値) 下: 5/23~6/7

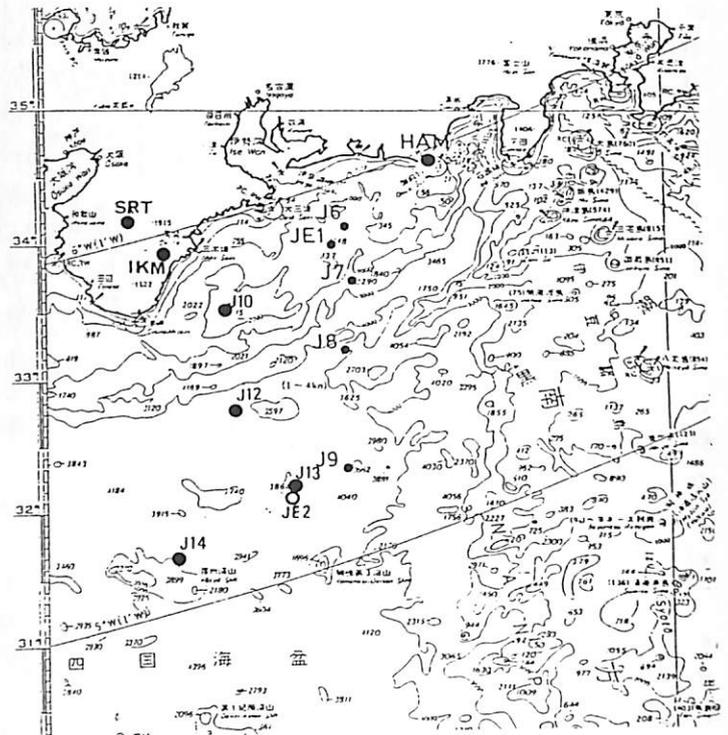
行武 毅<sup>1)</sup>・須川 爾朝<sup>2)</sup>・浜野 洋三<sup>3)</sup>・歌田 又司<sup>1)</sup>・中川 一郎<sup>1)</sup>・浅川 栄一<sup>1)</sup>・堀口 晶夫<sup>3)</sup>・  
笹井 洋一<sup>1)</sup>・小山 茂<sup>1)</sup> 1)東大地震研 2)東大海洋研 3)東工大理

1983年の4-5月には、南海トラフを横切つて、ほぼ東経137.5°線上に南北に海底磁力計(第1回のJ6-J9)および海底電位差計(JE1)で地磁気および電位差変化の連続観測を行った。

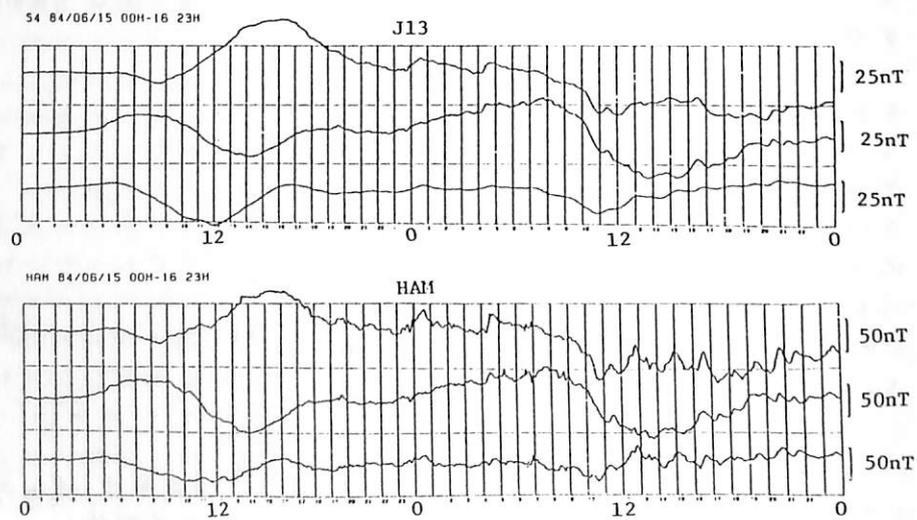
今回は、1984年6月1-3日に第1回のJ10-J14に磁力計を、JE2に電位差計を設置し、7月22-24日に回収作業を実施した。J10点の磁力計1台を除き回収に成功した。磁力計はリングコア型合成フラックスゲイト磁力計、電位差計は銀・塩化銀電極を用いた短スパン水平型合成電位差計で、磁力計電位差計とも自己浮上方式である。

また海底で観測を実施している期間、陸上では坂岡の固定観測のほか、紀伊半島の猿谷(SRT)および池瀬(IKM)でもフラックスゲイト磁力計による合成変化の臨時観測を行った。

得られた地磁気変化の一例を第2図に示す。第2図の上図はJ13における1984年6月15日-17日の合成変化である。下の図は同期間の陸上の観測点HAMにおける記録である。一見してわかることは、海底のJ13における合成とも短周期変化の相違が小さいことである。海水による遮蔽効果が効いているためであろう。しかし1時間程度の周期になるとH,Dのみならず、Z成分にも僅かに変化が認められる。海底構造の水平方向の不均衡が示唆されたものと考えられる。



第1図 観測点分布。J10-J14:磁力計, JE2:電位差計。(J6-J9, JE1は1983年の観測点)



第2図 J13およびHAMにおけるH,D,Z成分変化(1984年6月15日0時-16月17日0時)

# 宮城県北部異常について

瀬戸正弘, 北村保夫  
(東北工大)

春の学会で報告した様に, 東北日本中央東部に位置する宮城県において41ヶ所で地磁気三成分変動の観測を行なった結果, 第1図に示す様に宮城県北部地域に地磁気磁気同期変動異常が存在する事がわかった。

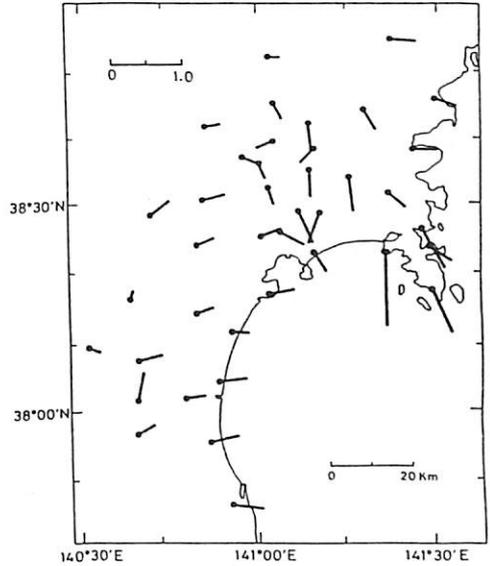
同時に行なった地上での全磁力測定から, 既に航空磁気測量から存在が知られていたに随って全磁力異常を第2図の様に確認する事ができた。この全磁力異常は地上で+600nT以上に達し, 航空磁気測量(高度1200m)の結果でも+400nT以上に達するかなり大規模なもので, 細長い帯磁物体が上部マントル(深さ30km)から地殻内10kmにまで侵入していると仮定すると, 概略を説明できる。

宮城県北部地域はまた, 微小地震の頻発する地震活動域でもあり, 産力も異常を示す事から, これら全ての地球物理学的現象を含めて「宮城県北部異常」と呼ぶ事を提案したい。

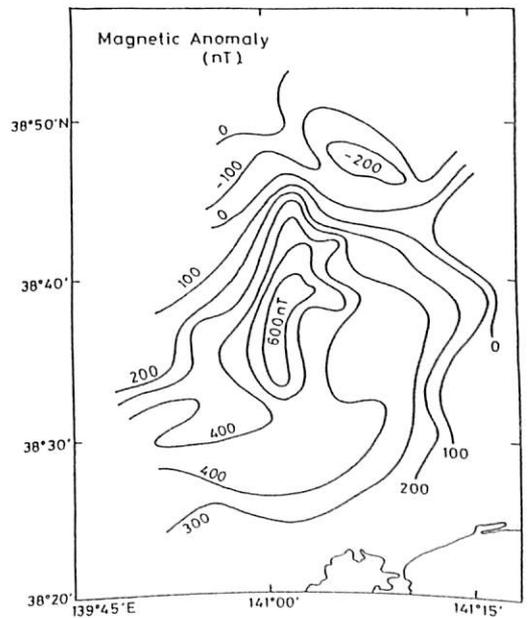
第3図は地震活動域(丸い点線), 全磁力異常域(+500nT以上)および同期60分と4分の変換周数から求めたインダクションバクトルを示している。一変換線の長方形は全磁力異常の原因となる帯磁物体の

位置を示している。

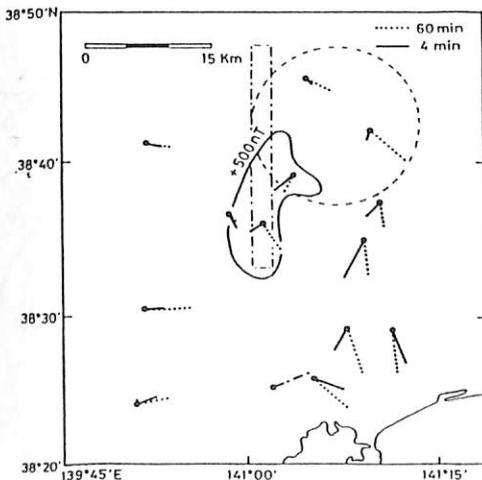
誘導では, これらの現象の関連について検討した結果を報告する。



第1図



第2図



第3図

河村 謙 原田 朗, 徳本 哲男, 山本 哲也, 中川 一郎

(気新地震火山部) (地磁気観測所) (東大地震研)

埼玉県深谷市の櫛挽断層及び江南断層に於ける、プロト=磁針による全磁気と VLF-MT 装置による地下の見かけ比抵抗の測定を実施した。

全磁気は柿岡を基準に測らる。櫛挽断層に於ける全磁気観測により 40~50 m 程度の幅の約 80 m の幅が得られた。しかし、この地点に於ける比抵抗観測では、有意な変化は見られなかった。これは、櫛挽に於ける一般に比抵抗は低く、数 10 Ωm ~ 100 Ωm であるため、VLF の周波数 (174 KHz) での skin-depth はせいぜい 20~30 m 程度であるため地表に堆積物があり、しかもこの比抵抗が小さければ VLF-MT 装置では地下深くまで探るとはかたき存在は明瞭な変化が見出せなかったと思われる。

江南断層に於ける断層線に直交する 3 本の測線と並行測定した。この比抵抗に顕著な変化が観測された。一般に、断層の破砕帯には土が入りやすいため比抵抗は断層線の周辺より低く存在する。3 本の測線でも、この位置にもかかわらずかたき破砕帯の両側に於ける比抵抗の値は G.P. が本子。図 1 に例として真中の測線の観測結果を載せる。0 m 地点が西側である。これは実際上断層はほぼこの西側の比抵抗が異なるに於ける。この場合は、東側は西側より土地が軟らかく、この堆積物の影響を考慮してはかたき。ある日は、破砕帯が地下に斜めに走っている可能性もある。この場合、これは地下では東側へ走っている破砕帯の近比抵抗は外に於ける見かけ比抵抗が低く存在すると考えられる。また全磁気も、破砕帯に於ける少し G.P. してはかたき見入るが、これは上の 2 つの可能性が考えられる。しかし VLF-MT 装置は磁針を讀み取った西側の約 10 m であり、東側の比抵抗値を示す。これは、西側の地下構造が一様である、東側は一様であるを推察される。破砕帯が東に斜めに走っているとはかたき、これは矛盾するこの比抵抗値の G.P. は堆積物によるものと思われる。

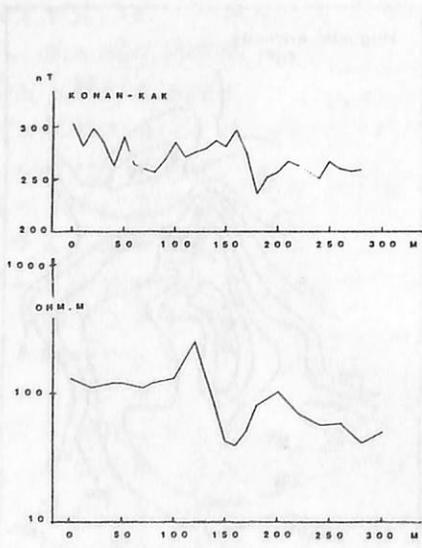


図 1

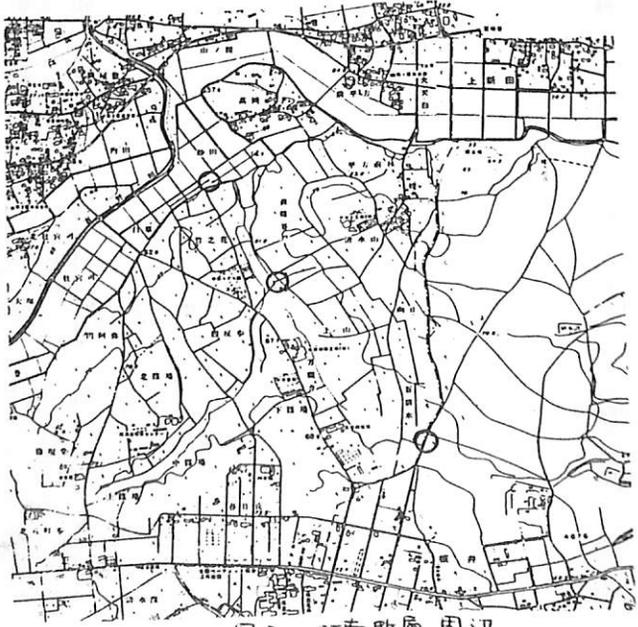


図 2 江南断層周辺

○ は値比抵抗部

原田朗, 大地洗, 桑島正幸, 伊藤秀美, 福井史雄, 藤田茂, 徳本哲男, 山本哲也  
(地磁気観測所)

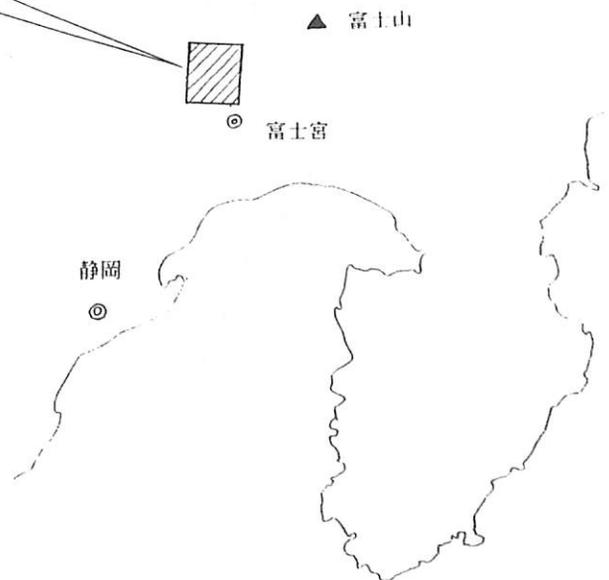
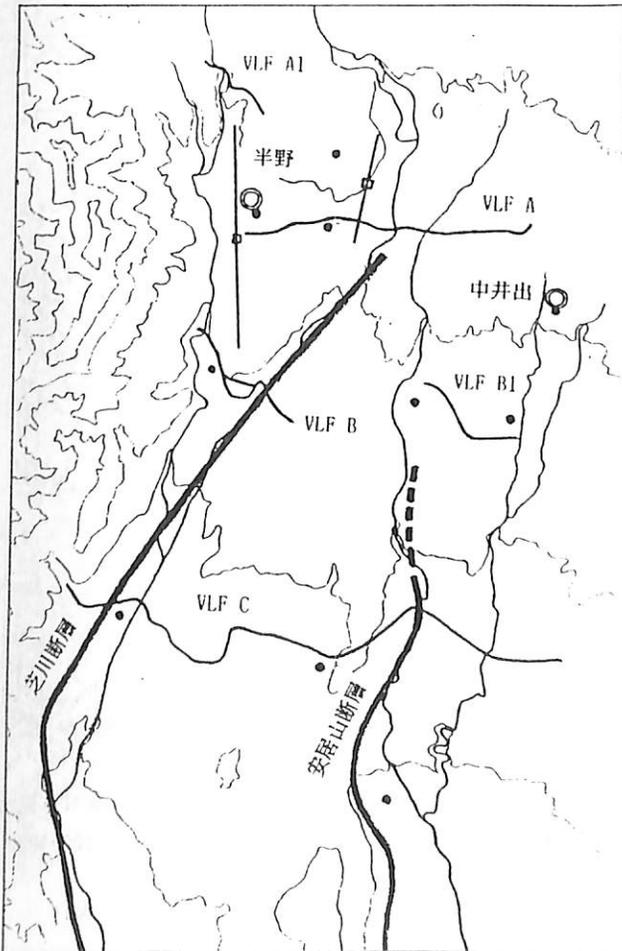
富士宮市西部の芝川断層, 安居山断層付近の地球電磁気的特性を明らかにするために、1984年2月から3月にかけて、地磁気・地電流・VLF・ELF・電気探査などの観測を行った。これらによって得られたデータの解析は現在も継続中であるが、これまでに得られている結果を紹介する。

地磁気, 地電流毎分値の観測は、半野と中井出の2点で行なわれた。地電流には人工擾乱がかなりある。周期数分から数十分の変化に対するこの地域の見かけ比抵抗は $2\text{K}\Omega\text{m}$ 程度である。また、変化の周期が長くなるにつれて見かけ比抵抗が大きくなる傾向をもっているようである。

VLF (17.4kHz) による浅部比抵抗の調査は、5測線について行なわれた。それにより、地質と見かけ比抵抗との間により対応がみられることがわかった。また、芝川断層では、断層と関連があるのではないかと考えられる低比抵抗帯が見出されたものの、複雑な地質構造と伏流水の存在のために明確な結論は得られていない。

ELF帯(シューマン共振)の磁場・電場の観測は、10測点(图中黒丸)で行なわれた。いずれの測点においても人工擾乱がかなり混入している。この地域のELF帯の電場変化は、南北方向に卓越する傾向があるようである。

シュランベルジャー法を用いた電気探査は2測線(图中直線)で行なわれた。両地点とも地下およそ100mまで比抵抗は上昇し、数 $\text{K}\Omega\text{m}$ に達する。それ以深は数十~数百 $\Omega\text{m}$ 程度である。半野測線では、伏流水の影響と考えられる比抵抗曲線の急激な下降がみられる。表層地質や火山岩屑、伏流水などのために複雑な地下構造となつていることが予想される。



半田 駿・鈴木 亮, 田中良和

(佐賀大・教養), (京大・火山研)

フラックス・ゲート型磁力計による阿蘇火山周辺での観測結果については前回(1983年度 秋期学会)で発表した。この観測は現在も継続中であるが、阿蘇外輪山の北西のMAKと、カルデラ内部のNANで、インダクション・ベクトルの方向が逆転することが明らかになった(図1)。これは、ほぼ京都大学・火山研究所を中心とした幅2.5km程度の良導体が、カルデラ南部をほぼ東西に走っていることを示唆している。このCAは極めて短周期(1分以下)でのみ見られるので、その位置は地殻のごく浅部にあると推定される。もう少し詳細な阿蘇カルデラ内外の、浅部の比抵抗分布を得るために、ELF-MT法による探査を実施した。

第2図は、1984年7月31日~8月2日の3日間に実施したELF-MT探査の結果である。探査方法は従来通りで、地電流の南北成分及びその直交磁場成分を観測、波形をアナログ積分して結果をパネルに表示、30個読み取り平均値を見掛けの比抵抗とする。機器の動作チェックも兼ねて、2ヶ所の温泉湧出口付近で測定した明らかに周囲と比較して低比抵抗となること分かる。なお比抵抗は全域に渡って小さい。中央火口丘、外輪山では殆どの場合、周波数と共に比抵抗が急増し、表層が高抵抗(おそらく溶岩のため)である事を示す結果を得た。第2図で特に顕著なのは中央火口丘の南半分が低比抵抗となっている事である。この低比抵抗地域はフラックス・ゲート観測でのCAの位置となんらかの関係があると思われる。これがどのような分布をしているかは興味のある所である。

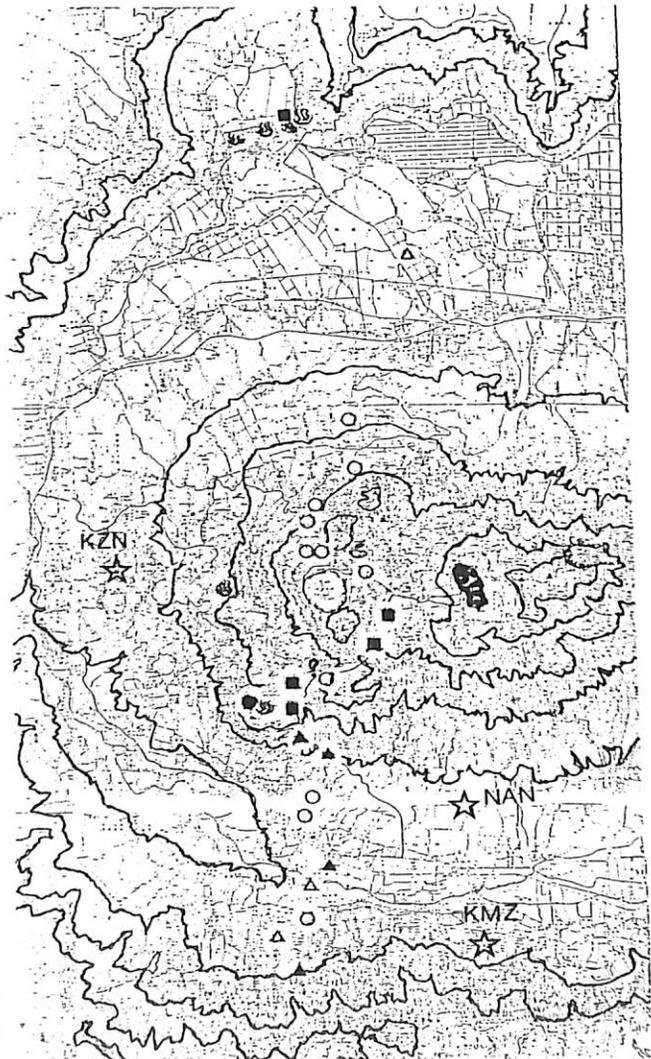


図2 見掛けの比抵抗分布(8Hz)。地電流NS成分  
 ● 3-10 ■ 10-30 ▲ 30-100 ○ 100-300  
 △ 300-1000Ω・m  
 ☆フラックス・ゲートの観測点 火口  
 等高線は200m 毎。

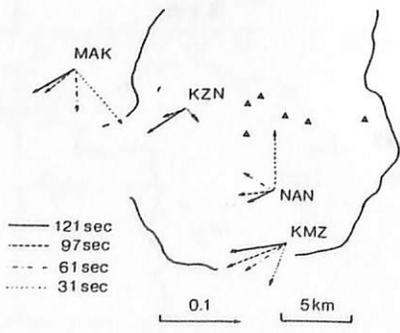


図1 インダクション・ベクトル分布

塩崎一郎・住友則彦・大塚成昭・領木邦浩・工井恵治・山村耕造  
(神戸大理)(京大教養)(神戸学院大)(京大教養)(京大理)(神戸大理)

1984年7月28日~8月末日にかけて、兵庫県宍粟郡安富町栃原において、地磁気・地電流観測を実施した。ここは、山崎断層の北方約5kmの地点にあたる。この観測の目的は、次の2点である。

①VLF, ELF, 地磁気脈動およびサブストーム等の広い周波数帯にわたり、マグネトテリリクス法の解析を行い、地殻の鉛直方向の比抵抗構造を調べること。

②山崎断層には、幅広い低比抵抗帯が存在し、これが断層破碎帯に相当するのではないかと考えられている。この幅を確認する

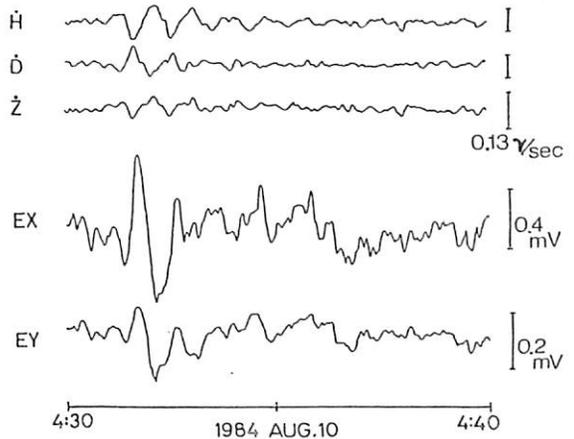
ために、その比側でのインタグション・ベクトルの周期依存性を調べること。

表層部の比抵抗は、VLF帯では、約300Ωmであった。またELF帯(8Hz)では、スカラー比抵抗として、約10kΩmを得た。地磁気脈動(数10秒)について、 $\frac{\partial H}{\partial t}$ は、正となっている。他の周波数帯については、現在解析中である。

なお、山崎断層は、ほぼ中国自動車道に沿っているとされている。



「観測点位置図」



「インタグション成分および地電流2成分の記録例」

# 電車ろうえい電流の測定による被覆断層位置

## 推定の試み

土井忠治・住友則彦・領木邦浩・塩崎一郎・野木義史

(京大 理)(京大教養)(京大教養)(神大 理)(神大 理)

前回まで、電気鉄道による漏洩(ろうえい)電流の性質について報告した。そのときあわせて、その解析結果より被覆断層の位置を推定できる可能性があるとして述べた。

今回調査した桂川・宇治川・木津川の三川合流点は、重力探査によって断層の存在が示唆されている場所である。また、地形的にも天王山・男山を結ぶ線上に位置しているので、西山断層系の一部に入ると考えられている(図1)。さらに、1984年5月5日と起きたM4.3の地震の震源はこの断層線上にあると推定されているので、断層位置の明確化に興味を持たれる場所である。

我々は土地権微動観測ケループとともに同一測線上で漏洩電流および微動の観測を行った(図2)。そのとき得られた電位差変化の記録の一部を図3に示す。

モニター点(M)に対する各測点(SP)の10<sup>-7</sup>スベクトルの比は図4のようであった。この結果から、断層はSP4とSP5の間に存在すると推定した。このことは微動観測の結果および重力探査による示唆と調和的であった。

なお、この測線に沿ってULF探査や電気探査(AB/2=150m)を行ったが、断層の存在を明示するデータは得られなかった。このことから、地下の基盤のすれは少くとも150mより深いところでは生じているものと思われる。

図 1

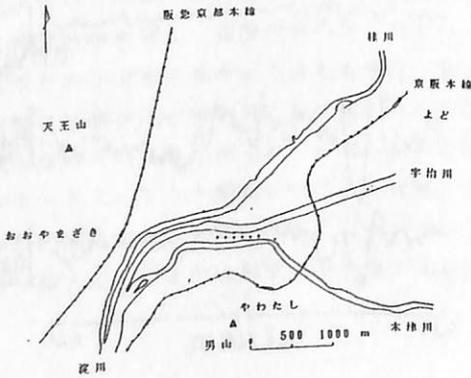
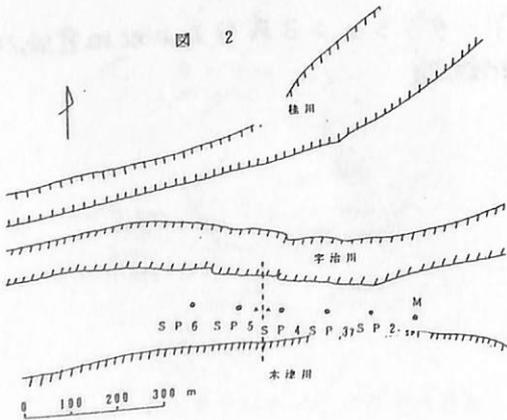


図 2



0 100 200 300 sec

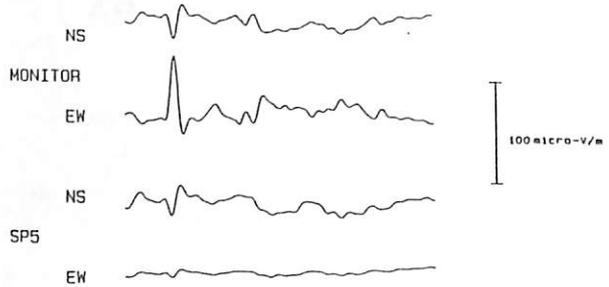
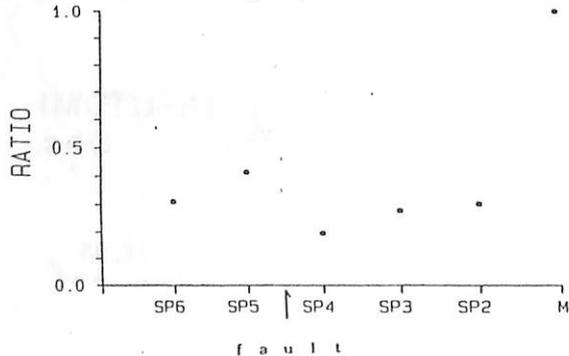


図 3

図 4



D. C. McCollor, T. Watanabe, W. F. Slanson and R. M. Sizer  
Geophysics & Astronomy Dept., Univ. of B. C. B. C. Hydro.

送電線電流による交番磁場を利用した  
電磁探査を行うに地下電気伝導度を推定する  
ことは不可能であるか？ 本研究の  
課題である。

研究に使用した送電線は B. C. Hydro の  
幹線の一つで、Vancouver 市東方にあり、  
数十軒にわたり畧東西方向に走行している。  
この送電線の北側に隣接する約 10 軒の  
方の領域にあり、送電線電流による磁場の  
観測を行った。この領域は UBC の演習林  
とこの地に相接する州立公園とをカウパー  
の 2 つの内部に送電線の施設がなく、研究目的  
に適している。

観測した量は垂直磁場成分であり、  
記録器を固定測定器完全系は 30 Hz ~ 10 kHz  
の周波数帯をカバーする。観測の  
主要結果は以下の通りである。

(1) 観測磁場のスペクトルは、60 Hz 及び  
その第七高調波の 2 つの奇数高調波成分、即ち  
180 Hz, 300 Hz, 420 Hz に卓越している。こ  
れは送電線電流の直接観測結果と一致  
している。

(2) 磁場強度の送電線からの距離との  
関係。

(2a) 大勢は以下の如くである。60 Hz  
磁場の強度は、距離に反比例して  
居る。他の 3 つの高調波成分は、  
送電線の近くでは距離に反比例して  
居るが、遠方では距離の三乗に逆比例  
している。逆比例から逆三乗比例に移行  
する点 (crossover point) は周波数に依  
存し、周波数の高い程送電線に近い。

(2b) 上記の一般的な傾向から  
anomaly があり、その size (大きさ) は  
周波数に依存するが、その位置は一定に  
居る。anomaly の地質構造は関係に  
ない模様がある。

Priestley-Wait は半無限導体(一枚)  
に平行な直線交番電流による磁場の解析的  
解を求めた。級数解と観測結果  
の対比を調べた。後で Wait は、半無限  
導体の表面に測定した垂直磁場成分は、  
(直線交番電流が導体表面のどこに存在  
する場合は) 強度は source current の 2.2 倍  
に等しい。この結果は上記の観測結果  
(2a) と合致する。更に送電線からの遠方  
距離では 2.4 倍の逆三乗比例関係と理論に  
合致する。Wait の解析的解から、逆三乗  
比例関係は、導体の厚さを生じてくる。  
逆三乗比例関係が得られた。更にこれは  
Priestley-Wait の表に示す半無限導体の  
逆比例関係領域に入る。逆三乗比例関係  
領域の移行点 (crossover point) は理論的  
には 2.4 倍、3 の source current の距離  
倍の、skin depth の  $\sqrt{2}$  倍に等しい。  
この理論的結果は観測結果(2a)  
と合致するが、結果は 10<sup>7</sup> ohm-metre の  
導体である。

Priestley-Wait の理論は送電線から  
垂直な水平成分磁場の解析に用いられ  
る。次の結果は予想通り(地下伝導度  
は一定と仮定して)。

- 送電線の位置は一定で、水平成分磁場の  
強度は一定である(距離に無関係)。
- 送電線から交番電流の距離は、強度  
は距離の自乗に逆比例する。
- 強度一定領域から逆自乗比例領域  
への crossover の距離は、垂直成分の  
導体と同じ、skin depth の  $\sqrt{2}$  倍である。  
以上の理論的結果は、水平成分磁場を  
利用して、送電線電流磁場の探査  
が可能であることが示唆されている。

## 歌代 慎吉

東京理科大学理学部

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の磁気測量に携帯用プロトン磁力計を用いて実施した。筑波山は関東平野では孤立した山で高さ876mある。地質学的には非常に詳細に調べられているが、地球物理学的には余り調査がなされていない。そこで磁気測量を行って地磁気の分野から筑波山の内部構造を調査した。筑波山にはロープウェイ及びケーブルカーが運転されているので直流電流による磁場のため磁気測定が不可能かと考えられたが、実際測定を行った結果両者共ケーブル線及び軌道には電流は全く流せず、頂上にある巻上機のモーターの電流による影響のみであった。従って磁気測定値にはケーブルカー及びロープウェイの影響は全く入らなかった。測定数は筑波山及びその周辺で約80点である。測定期間中は磁気嵐は無く静穏であったので柿岡にある気象庁地磁気観測所の標準磁気儀(KASMMER)によるFの毎分の値を用いて日変化等、外部磁場の補正を行った。そして筑波山の磁気異常を求めた。その結果伊豆大島や九州、樺島のようり玄武岩や安山岩による顕著な磁気異常は見当らなかった。然し頂上付近とその南側斜面にかけ2100mTの負の異常が、又頂上の北西斜面に30mTの正の異常があることが解った。この磁気異常が磁化の方向を計算から求めた結果、現在の地球磁場と逆方向に帯磁していることが解った。又地質図と対比した結果筑波山及びその周辺は花崗岩で構成され磁性は極めて弱いが頂上付近は変成岩が露出しているのので上記磁気異常は筑波山の中心部の変成岩の磁性により生じたものと考えられる。

そこで露出岩石を Sampling して岩石の磁化の方向を調べ上記の磁気異常の原因を研究するため目下リングコア型フラックスゲート回転磁力計を製作中である。

木藏義守, 渡辺修夫, 田口善弘, 田中秀文, 大志万直人, A.M. Isikara  
 (東工大・理) (日大・文理) (イスタンブール大)

前回(春の学会)では、北アナトリア断層帯西部の地震空白域付近の電磁気的構造について報告したが、今回はその続きとして、断層のクリープで有名な İsmetpaşa 付近の電磁気的構造をとりまとめて報告する。

全磁力異常、低比抵抗帯、自然電位異常については、すでに断層との関連において紹介してあるが、今回はこのうち、全磁力異常と ELF-MT のデータ解析・モデル計算から求めた構造をまとめて考察してみたい。

İsmetpaşa No.1

この測線は、クリープゾーンの延長線上に対して直交しており、図1の下図の左側の矢印が断層クリープを表していると考えてよい。この直上で非常にローカルな磁気異常が見つかった。この磁気異常は図のように幅6m程度のdike状物体に起因するらしい。また、このdike状物体の

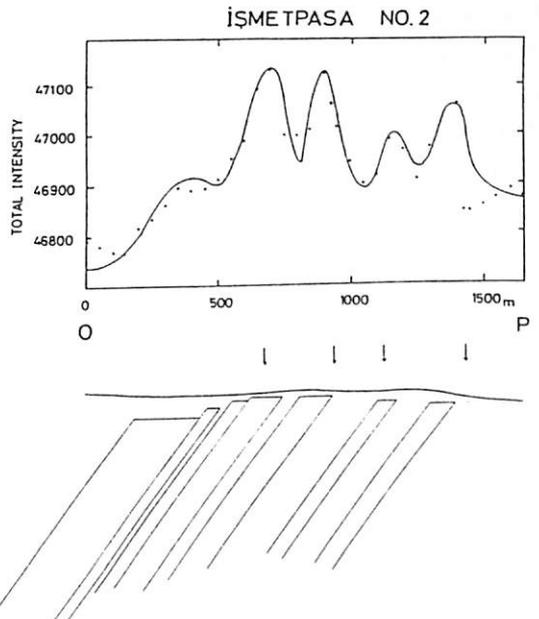
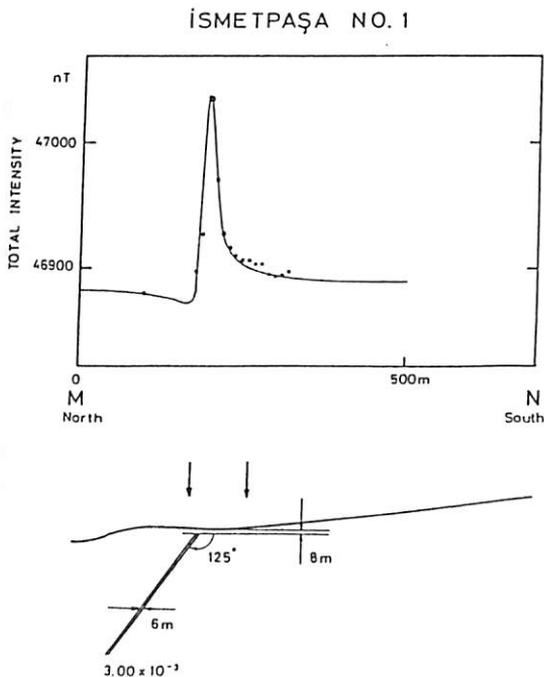
北側に低比抵抗帯が存在するが、ここではMT観測を行っていないので、深部構造はわからない。

İsmetpaşa No.2

この測線は İsmetpaşa No.1 の地点から数km西に離れた所であり、4本の活断層線が見られるという典型的な活断層地域である。図2に示すように4つのピークをもつ全磁力異常は、幅100m程度の数枚のdike状物体によって説明できる。İsmetpaşa No.1 との結果から考えて、これらは実はもっと幅の狭いものの集合と考えた方がよいのかもしれない。この結果は、前回報告した地震空白域での磁気異常の解釈に対しても、貴重な情報を与える。すなわち、幅数百メートルのdike状物体は、実はもっと狭い数枚のdikeから成っているのかもしれない。また、ELF-MTの結果は、このdike状物体の比抵抗は全般に低いことを示している。

図1

図2



宮腰潤一<sup>\*</sup>, 西田良平<sup>\*</sup>, 岡田昭明<sup>\*\*</sup>, 中川一郎<sup>\*\*\*</sup>, 東敏博<sup>\*\*\*</sup>

<sup>\*</sup>; 鳥取大教養, <sup>\*\*</sup>; 鳥取大教育, <sup>\*\*\*</sup>; 京大理

鳥取県西部に位置する大山火山は第四紀洪積世末期に活動と停止し、いわゆる死火山であるが中国地方の最高峰として西日本に著名である。

この山に関する研究は従来専ら地質学サイドから行われ、その形成過程は「古期大山」と「新期大山」に分けられている。しかしながらその間のカルデラ形成の有無、規模の問題等未だ不明の点も多く残されている。そこでこれらの点と地球物理学的な手法で明らかにする為の地域一帯において全磁力、重力の測定を行った。図1に測定と行った路線

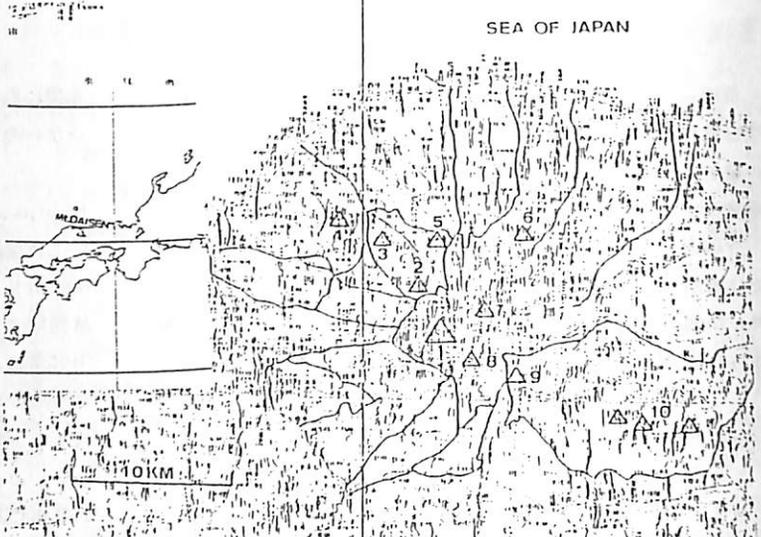


図1. 大山火山(群)及び測定路線位置図  
1; 彌山(大山), 2~9; 寄生火山群, 10; 蒜山

分布及び大山火山の主峯(彌山)の寄生火山とこれている周辺の火山を示す。これらの火山を形成する岩体の帯磁については著者の1人岡田による研究がすでに行われ、図中のNo.3 飯戸山は逆帯磁であり他は正帯磁であることが知られている。全磁力の測定間隔は最大1km, 合計250点, 日変化の補正は鳥取のデータを用いている。測定は1983年11月と1984年7~8月の2つの時期を行った。未だ全磁力のコンタ一回を描くには至っていないが彌山を通る南北方向の測定路線の値を用いて全磁力値の南北断面を2図に示した。

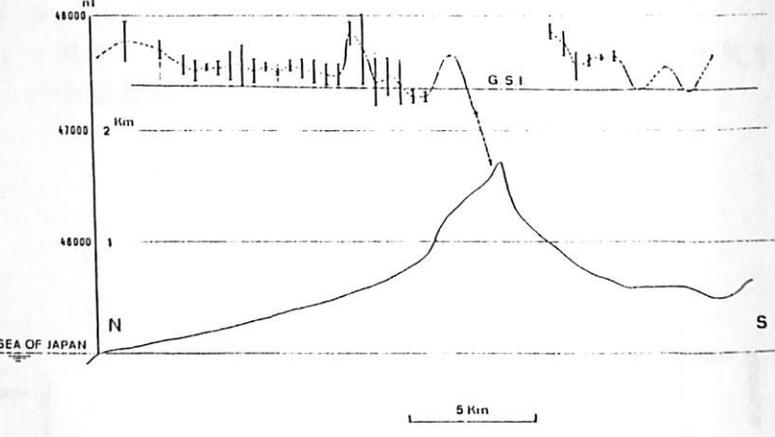


図2. 全磁力値南北断面, G.S.I.; 航空磁気測量値(国土地理院のIS)

2 図中, 彌山山体上の点以外は近傍の地形の影響を避けるため平坦地を選んではいるが彌山の北側には明瞭な高異常と低異常帯が存在する。彌山の南側に関しては北側よりやや全体的な勾配が小さくなっている様に見える。東西断面に関しては、彌山の西側, 全尾谷附近の緩傾斜地を南北に6km以上延びる低異常が見出された。彌山の東方向では短波長の異常が顕著である。

重力に関しては1983年度の測定点数約70点, 今年度8月末に補充測定と行うのでこれらの結果については発表する。

田中 穰, 広石 一男, 安藤 真一, 阿部 馨  
 国土地理院

国土地理院における航空磁気測量は、1965年WMS計画以降の1967年以来、高度3000m、5km×10kmメッシュ、位置精度±1km(陸上)、±10nTで測定を実施してきた。全国をカバーするのに14年を要しこの程ようやく1982年10月に鹿野山を基準に1975.0全磁力磁気図を作成し刊行した。

この図を作成したデータから眼視位置と測定データの良好なものを約1000選り出し下記2次式を求めた。

$$F_{3000m} = 46970 + 519\Delta\varphi - 249\Delta\lambda + 2.1\Delta\varphi^2 + 0.6\Delta\lambda^2 - 1.7\Delta\varphi\Delta\lambda$$

$$\Delta\varphi = \varphi - 37^\circ \quad \Delta\lambda = \lambda - 138^\circ$$

これを用以て異常図を作成し理図と比べたところ下記のような異常帯或は縞模様があることがわかった。

特に北海道中南部から三陸沿岸にかけて

の縞模様は aseismic front か否か議論のありとこである。

しかしこれらの結果は地形の影響が取り除かれていないため随所にその影響を含んだ異常帯がみられる。このことを逆に考えれば、日本列島の地形にある種のフィルターをかけたGlobalな像を取り出したことになり日本列島の構造をよく反映した結果となっている。このためか最近の大地震はこの縞模様沿りに起っているようである。

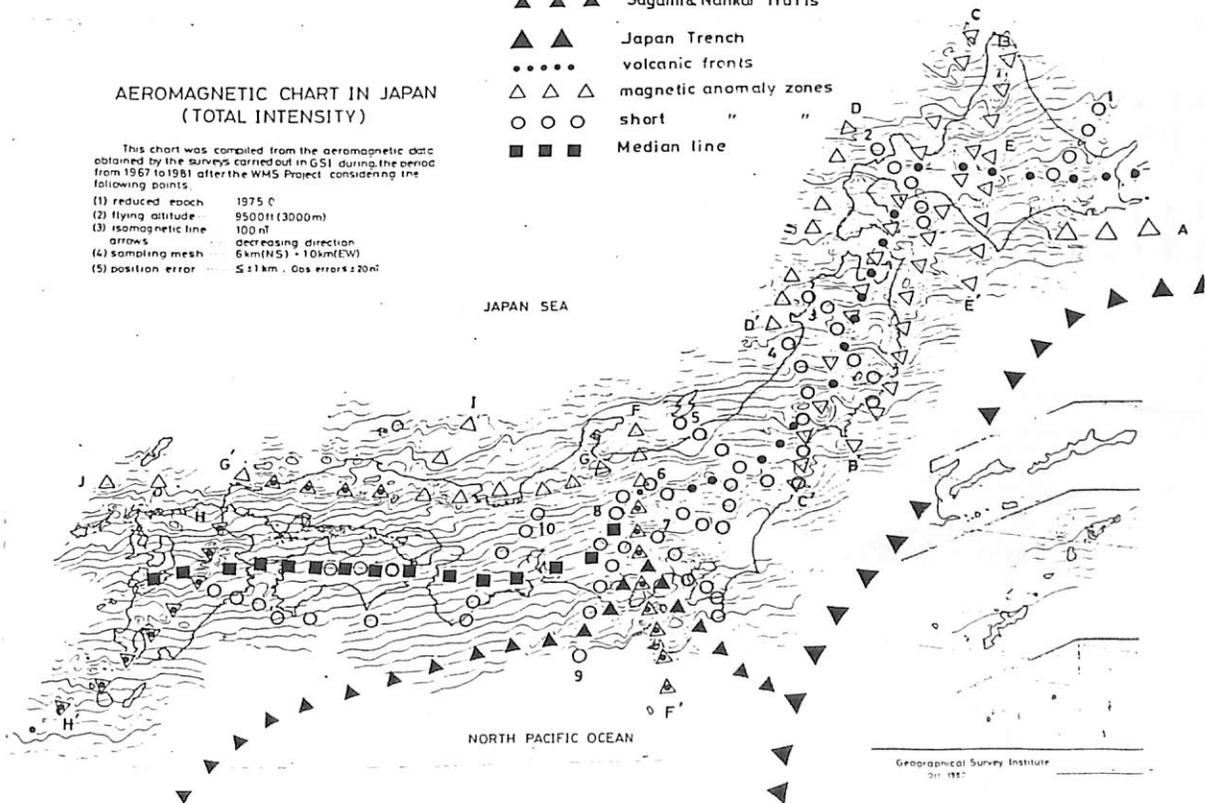
これを更に確かめるため目下高度5000mで南関東地方を1984年2月に飛行し、異常図を作成してみた。これらの結果と今後の国土地理院の航空磁気測量について、若干報告する。

AEROMAGNETIC CHART IN JAPAN (TOTAL INTENSITY)

This chart was compiled from the aeromagnetic data obtained by the surveys carried out in GSI during the period from 1967 to 1981 after the WMS Project considering the following points.

- (1) reduced epoch 1975 C
- (2) flying altitude 9500ft (3000m)
- (3) isomagnetic line 100 nT
- (4) sampling mesh 6km(NS) - 10km(EW)
- (5) position error ±1 km, Gas error ±20 nT

- ▲ ▲ ▲ Sagami & Nankai Truffs
- ▲ ▲ Japan Trench volcanic fronts
- △ △ △ magnetic anomaly zones
- ○ ○ short " "
- ■ ■ Median line



# 第一鹿島涌山の磁気構造

植田義夫  
海上保安庁水路部

第一鹿島涌山の磁気異常は、山体の広がり比べ地磁気異常の波長が長いのが一つの特徴である。3次元 Talwani (1965) の方法を用いた解析結果では山体頂部は磁性の弱い岩体から構成されると推定される。一方、第一鹿島涌山が海溝軸付近で沈み込んでいるとみられる。隆起部について、同様の構造が推定され、両者の磁気構造が逆位的に結びあうものであることを示唆している。(植田, 1982)

第一鹿島涌山周辺の磁気異常を見ると、海山固有の異常に海洋性磁気異常が一部重畳している特徴を示す (Fig. 1)。この付近の海溝軸については、現在のところ完全な固定が行われておらず、Hata (1973) のプレート・テクトニクス・モデル、海溝軸の年代は示されていない。ここでは、海洋性磁気異常も考慮に入れ、第一鹿島涌山の磁気構造を推定するために、2次元モデルによる解析を試みた。その結果を報告する。

解析断面は  $142^{\circ}40'$  (A),  $142^{\circ}30'$  (B) に沿う NS 断面で (Fig. 1), A は第一鹿島涌山の山頂部、B は海溝軸付近にみられる隆起部を横断する断面となっている。解析は、海山に向かう隆起部と、海溝軸の原因とみられる海洋性地殻を考慮し、各層の帯磁率を求めた。第2図には、このようにしたものの解析結果の一例である。

この結果から、第一鹿島涌山にみられる長波長異常を理解するためには、単に①山頂部が非磁性構造を有すること、②海溝軸と重畳するもの、などの説明だけでは十分で、Fig. 2a に示すように、山体表面下の磁気基底の凹凸を考慮する必要がある。

第一鹿島涌山周辺海域の地磁気異常

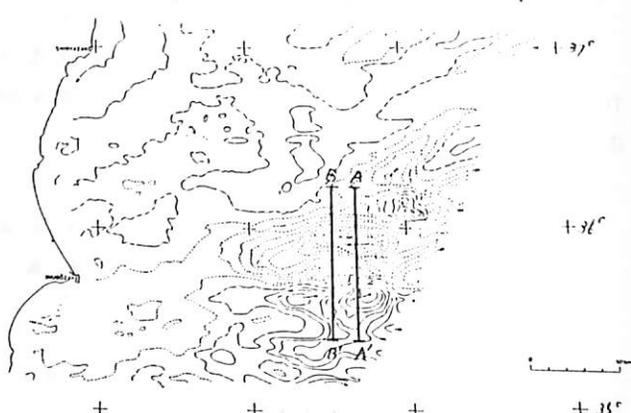


Fig. 1 (大島他, 1981)

第一鹿島涌山の 2次元磁気構造モデル (断面 A-A')

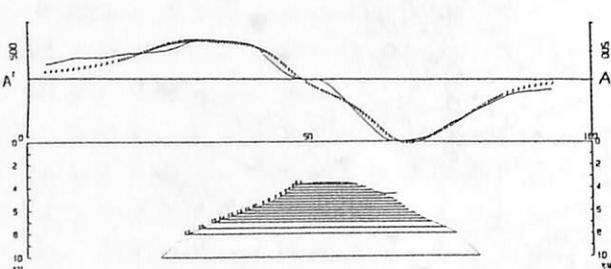


Fig. 2a

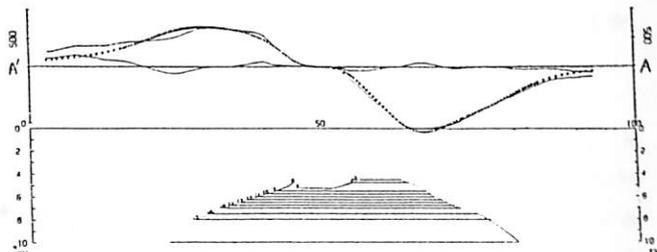


Fig. 2b

参考文献

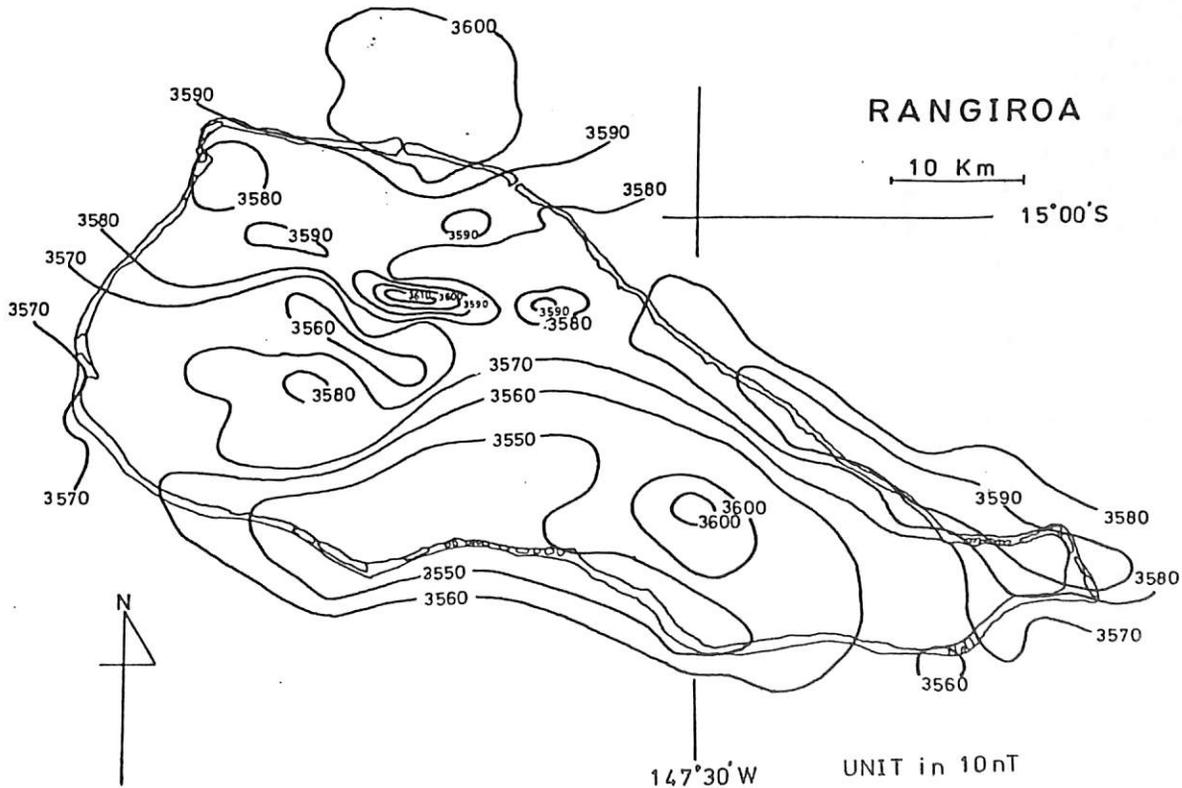
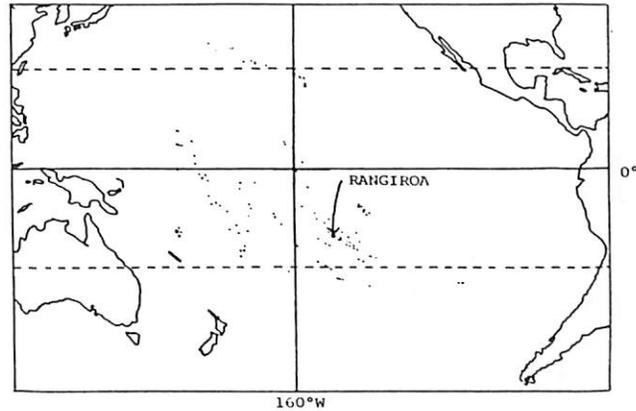
大島章一・登崎隆志・小野寺根枝・藤井俊明・植田義夫: 1981 水路部研究報告 No. 16, 25-45  
植田義夫: 1982 水路部研究報告 No. 17, 13-30

井口博夫・伊勢崎修弘・松田准一・松原由和\*・山口寛\*・安川克己  
 神戸大理\*・神戸大自然科学

1983年10月27日～11月4日, 11月20日～24日にかけて,  
 ツアモツ諸島ランギロア環礁(仏領ポリネシア)において,  
 地球磁場を測量した。ランギロア環礁(15°S, 147°40'W)は  
 ツアモツ諸島の北西端に位置し, 東西約80km, 南北約40kmの  
 非常に大きい環礁である。

礁湖内では全長約7mの木製モーターボートを使用して,  
 プロトン磁力計及びリングコア磁力計により, 全磁力及び鉛  
 直成分を測定した。磁力計のセンサーは, モーターボート前  
 部に立てた4mのアルミ製のポールに装着した。位置は, 衛  
 星航法装置を主として, 電磁ログ及び磁気コンパスによる推  
 測航法により決定した。礁湖外では外洋ヨットを使用して,  
 プロトン磁力計により全磁力を測定した。センサーは, 手製  
 の塩化ビニール製の耐水容器に入れ, 船尾より曳航した。位  
 置は, レーダー及び衛星航法装置により決定した。

ランギロア環礁の位置及び全磁力分布を図に示す。北に  
 正, 南に負の大きなピークと短波長のピークがいくつかみら  
 れる。これらの磁気異常は, サンゴ礁下の火山体の磁化に起  
 因すると考えられる。



1960年代末の secular change  
impulse について水野浩雄  
国土地理院

J. Ducruix et al は、観測所の年平均値にもとづいて、1960年代末、ヨーロッパの  $\dot{\gamma}$  に secular change impulse が生じたことと指摘した。すなわち、 $\dot{\gamma}$  が 1年当り  $2 \text{ mT/year}$  程度減少していたのが 1969年頃から 1年当り  $4 \text{ mT/year}$  程度の増大に急転したというものである。彼らはこれを supplementary westward drift で説明できるとした。

しかし、ほぼ同じ時期にアメリカ及びカナダの観測所の年平均値にも次のような急速な変化が認められる。これらと総合すると、この impulse は、北大西洋からカナダ東部に広がる地域に負の  $\dot{\gamma}$  の focus が、1970年前後に突然成長と開始したことによると解釈した方がよいと思われる。

まず、St. Johnes の  $\dot{\gamma}$  は 70年以降 1年当り約  $14 \text{ mT/year}$  で減少している。これはその南方の Fredericksburg における、それ以前から続いていた  $\dot{\gamma}$  の減少と上回る速さである。Ottawa, Great Whale River の資料とも考慮に入れると（いずれも 1970年以前の資料が少い）、この急激な減少は 1970年に開始したものと推察される。一方、San Juan の  $\dot{\gamma}$  は長年減少とつづけてきたが、1970年から明らかに増加に転化した。Paramaribo もそれとつづけていっている。大西洋中央部に中心ともち、長年存在しつづけてきた負の  $\dot{\gamma}$  の巨大な focus は、1970年から急に南側で decay しはじめ、代りに北側で成長しはじめたと考えよう。

その結果、Fredericksburg の  $\dot{\gamma}$  は増大から減少に転じた。これは、北側で負の  $\dot{\gamma}$  が強化しはじめ、南側で弱まりはじめたことによると理解でき、San Juan の  $\dot{\gamma}$  もまた、それに相応した変化を示している。また Newport の  $\dot{\gamma}$  は 1970年から 1年当り約  $5.5 \text{ mT/year}$  の減少を示している。ここでは 1966年以降の観測（おなじみ）; Meanook, Victoria の  $\dot{\gamma}$  も援用すると、1970年前後に  $\dot{\gamma}$  の trend の急変が生じていたことと推察できる。これも、その東側に負の  $\dot{\gamma}$  が急に成長とはじめたことによるものである。

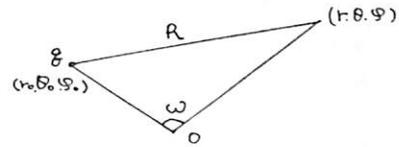
さらに成長とはじめた負の  $\dot{\gamma}$  の領域は、おそらく北大西洋の  $\dot{\gamma}$  の大部分にひろがっているのであろう。このために J. Ducruix et al が指摘したヨーロッパにおける  $\dot{\gamma}$  の増大への転化がもたらされたものと考えられる。J. Ducruix et al が指摘した impulse には賛否両論があるが、以上の考察は secular acceleration の急変が実際にあったことを示唆している。

なお変動の時期について J. Ducruix et al は 1960年代末としているが、上記の資料からはむしろ 1970年であって、 $\dot{\gamma}$  の新しい focus の成長開始は大西洋側からはじまりカナダ東部へとひろがっていたのがおもしろい。

地球磁場の極性逆転の物理的意味を考えるモデルとして結合円板ダイナモを用いる場合に、前回までの方法では個々の円板における磁場の変動が、もしくは系全体の変動としてそれらの和をとったものについて考えてきた。今回は、結合円板ダイナモを赤道平面上に環状に配置して、磁場のポテンシャルを球函数展開することにより、その変動を Gauss 係数の変化としてとらえてみる。

球座標  $(r_0, \theta_0, \varphi_0)$  に置かれた単磁荷  $q$  によるポテンシャルは、

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{q}{R} = q \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \omega) \frac{r_0^n}{r^{n+1}} \quad (r_0 < r) \\
 &= q \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \epsilon_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_{nm}(\cos \theta_0) P_{nm}(\cos \theta) \cos m(\varphi - \varphi_0) \frac{r_0^n}{r^{n+1}} \\
 &\quad \left[ \epsilon_m = \begin{cases} 1 & \dots m=0 \\ 2 & \dots m=1 \end{cases} \right] \\
 &= q \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta_0) P_n^m(\cos \theta) \cos m(\varphi - \varphi_0) \frac{r_0^n}{r^{n+1}}
 \end{aligned}$$



と展開することができる。この磁荷による Gauss 係数への寄与を、 $\Delta g_n^m, \Delta h_n^m$  とすると、 $a$  を地球半径として

$$\begin{aligned}
 V = \frac{q}{R} &= a \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n \left\{ q \frac{r_0^n}{a^{n+2}} P_n^m(\cos \theta_0) \cos m \varphi_0 \cos m \varphi \right. \\
 &\quad \left. + q \frac{r_0^n}{a^{n+2}} P_n^m(\cos \theta_0) \sin m \varphi_0 \sin m \varphi \right\} P_n^m(\cos \theta)
 \end{aligned}$$

であるので、

$$\begin{pmatrix} \Delta g_n^m \\ \Delta h_n^m \end{pmatrix} = q \frac{r_0^n}{a^{n+2}} P_n^m(\cos \theta_0) \begin{pmatrix} \cos m \varphi_0 \\ \sin m \varphi_0 \end{pmatrix}$$

となる。

従って、個々の円板を、 $(r_0, \theta_i, \varphi_i), (r_0, \pi - \theta_i, \varphi_i)$  に置いた  $\pm q$  の磁荷の組と考えると、 $N$  円板ダイナモ系による Gauss 係数は、

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} g_n^m \\ h_n^m \end{pmatrix} &= \frac{r_0^n}{a^{n+2}} \sum_{i=1}^N q_i \left\{ P_n^m(\cos \theta_i) - P_n^m(\cos(\pi - \theta_i)) \right\} \begin{pmatrix} \cos m \varphi_i \\ \sin m \varphi_i \end{pmatrix} \\
 &= \begin{cases} 2 \frac{r_0^n}{a^{n+2}} \sum_{i=1}^N q_i P_n^m(\cos \theta_i) \begin{pmatrix} \cos m \varphi_i \\ \sin m \varphi_i \end{pmatrix} & n+m = \text{odd} \\ \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} & n+m = \text{even} \end{cases}
 \end{aligned}$$

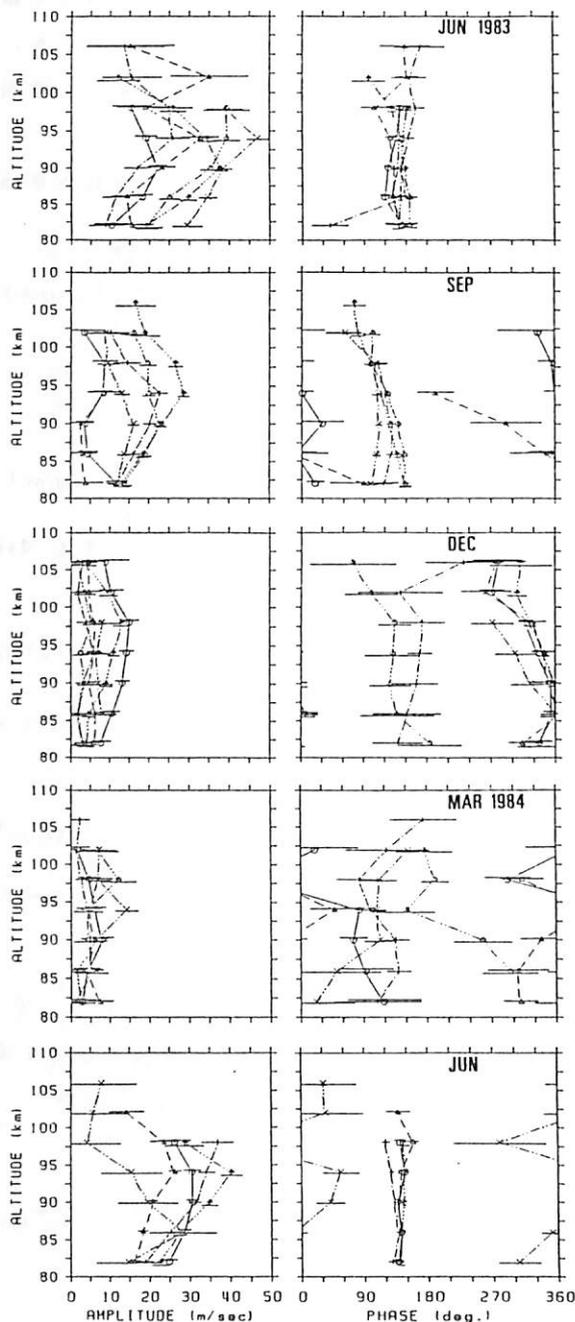
となるので、各円板の磁場に応じた時系列  $q_i(t)$  を代入することにより、Gauss 係数の変動が求まる。  $n+m = \text{even}$  の項が 0 になるのは、結合円板ダイナモを、単純に赤道平面上に配置したためである。

津田 敏隆, 中村 卓司, 山本 衛, 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1983年5月から1年余りに亘って、ほぼ連続的に観測を続けており大量のデータベースができあがりつつある。これをもとに前回の学会では平均東西風、南北風の季節変化や長周期の波動の振舞を報告した。その後、カナダの Saskatchewan 大学の Manson の呼掛けによって世界各地のレーダー観測結果をまとめ、従来良く用いられてきた CIRA 1972 モデルとの比較がなされたので報告する。我々の他にこの計画に参加したのは Poker Flat(65°N), Saskatoon(52°N), Durham(43°N), Atlanta(35°N), Puerto Rico(18°N), Kiruna(68°N), Garhy(47°N), Monpazier(44°N), Christchurch(44°S), Adelaide(35°S), Townsville(20°S) の各レーダーである。

また本年12月に京都で開催される予定の ATMAP では同様の観測結果の比較を大気潮汐について行なうことになっている。右に示したのは1983年6月-1984年6月の期間の一日周期の大気潮汐波の東西成分である。兩年の6月には高度95km付近で振幅が30-40m/sec となり東向き最大位相は10LT に対応し位相変化は余りないという傾向が繰り返されている。9月のプロファイルは夏期のものに近いが、12月には振幅が全高度で15m/sec 以下となり位相も夏期の値に対して反転することになった。3月には振幅は更に小さくなり、位相は複雑な変化を示す。



小川 忠彦, 田中 高史, 五ヶ嶺 喜良  
(電波研究所)

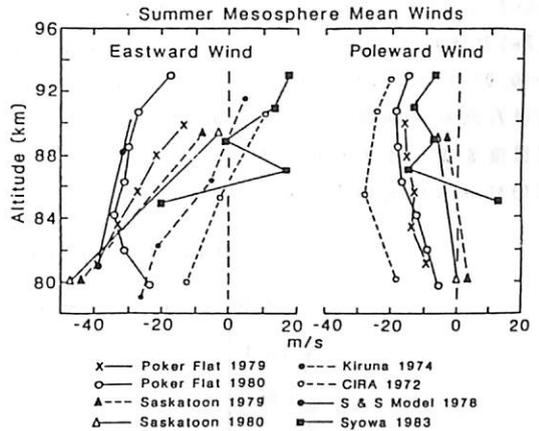
MAPの一環として、50 MHz ドップラーレーダ実験が1982年2月に昭和基地で始まった。レーダは70-110 km高度の中性風を観測する流星モードとE層のirregularitiesを観測するモードを有している。アンテナビームが2方向(GMS及びGFSビーム、交差角約33°,ビーム幅約4°)にあるので、風の2次元ベクトルが求まる。1982-83年の間で、後者のモード運用の意向をめぐって、流星モードが運用された。前々回の本講演会では、1982年12月30日-83年1月15日(夏期)の連続データを用いて中性風の平均的様相を明らかにした。すなわち、(1)流星エコー出現数は6~7/LTで最大、21/LTで最小、(2)エコーは70-110 km高度に出現し、88~90 kmに出現ピークがある、(3)90 km付近の南北平均風は赤道向きで、約10 m/sである(オ1図)、(4)一日及び半日周期の風系が(オ2図)、等である。(3)に関して、われわれの結果は北半球での結果と一致する。

1983年5月20日-6月23日(冬期)の中の4日間について同様の解析を行なった。夏期に比べて、(4)エコーの出現時刻、高度は大差がない、(5)南北平均風は10 m/s以下で、90 kmより上で赤道向き、以下で極向きである、(6)東西平均風はオ1図の傾向に似

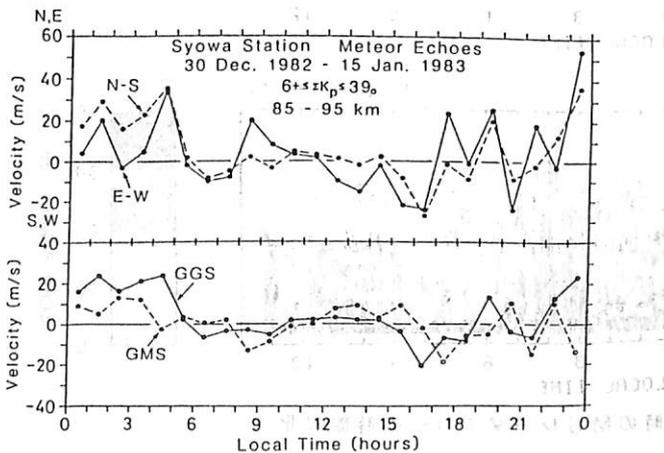
ているが、大きさは10 m/s以下である、(7)オ2図と同様に、一日及び半日成分がありそうである(オ3図)。

問題点 (1)レーダビーム幅が狭いため(~4°)流星エコーの捕えく率が悪い、(2)90 km以上では強い電場のために流星飛跡が中性風の方向にドリフトしない可能性がある(ΣKpの大きさに分けて、風系を議論する必要がある)。

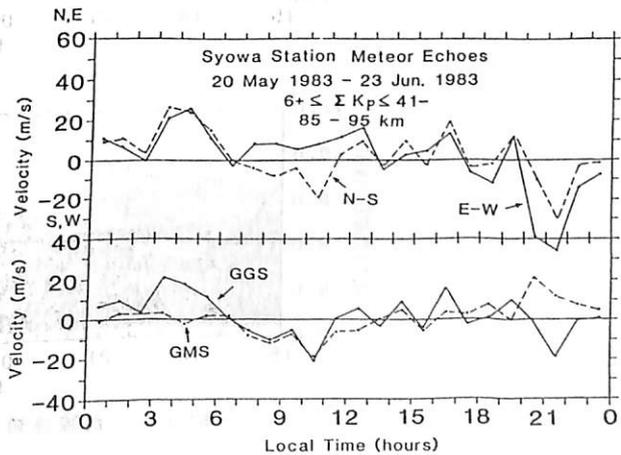
1984年にはレーダを流星モードで運用する回数を増しているのので、データの蓄積をまっして、更に解析を進めたい。



オ1図 南北及び東西平均風(夏期)の観測結果の比較



オ2図 夏期の観測結果(85-95 kmの平均)



オ3図 冬期の観測結果(85-95 kmの平均)

若杉耕一郎<sup>1</sup>・松尾優<sup>1</sup>・深尾昌一郎<sup>2</sup>・木村磐根<sup>2</sup>・佐藤亨<sup>3</sup>・加藤進<sup>3</sup>

<sup>1</sup>京都工芸繊維大学 工学学部・<sup>2</sup>京都大学 工学部・<sup>3</sup>京都大学 超高層電波研究センター

中層大気(高度10-100km)からのVHF帯電波の散乱は、乱流による大気の屈折率変動によって知られている。また、対流圏では水蒸気の影響も無視できず、気象状態によって大気の性質がおおきく変化する。我々はVHF帯のMUレーダとともに、マイクロ波帯の二周波気象レーダを用いることにより、VHF帯電波の散乱特性、降雨等との気象現象の影響を調べている。本報告では、MU及び二周波レーダによる前線の同時観測をもとにその散乱特性について報告する。

観測は1984年6月19-20日に行った。MUレーダの観測モードは、8ビームのVAD法を用いた。アンテナビーム方向は天頂角、方位角を(Az, Ze)で表わすと、(0,0)-(0,15)-(60,15)-(120,15)-(0,0)-(180,15)-(240,15)-(300,15)であった。天頂方向を2回測定しているのは、パラメータの推定精度をよくするためである。C/KUバンドレーダのビームは天頂方向に固定されている。

図1にMUレーダエコーの時間変化をしめす。今回の観測では、東西に延びた寒冷前線が日本上空を南下した。信楽のMUサイトでは20日午前4時前後に前線が上空を通過した。この時間帯には雷をともなった降雨がみられ、その降雨エコーは10km程度までたっていることが、二周波レーダの観測データから確認されている。図1から前線通過前後で、MUレーダのエコーの性質が異なっているのわかる。すなわち、通過まえでは天頂方向のビームのみに安定な層状のエコーがみられるが、通過後にはエコーの構造はビーム方向によらずほぼおなじとなっている。したがって、前線通過までは比較的安定であった大気が、前線の通過によって均質化されたことが、レーダ観測からは推測される。二周波レーダによる降雨構造の観測と関連させて、VHF帯電波の散乱特性を検討する。

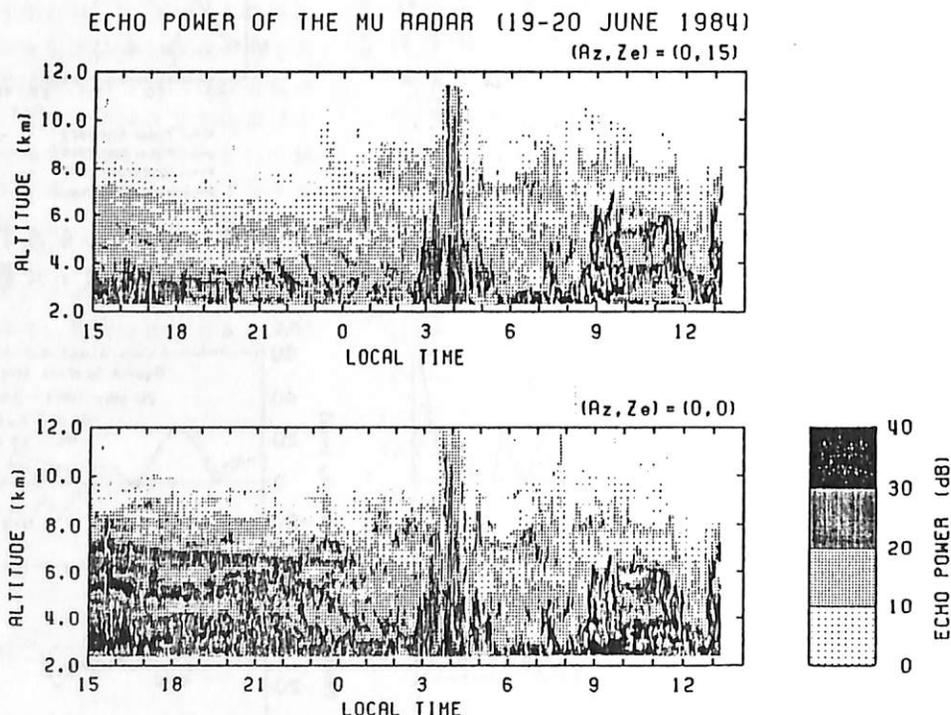


図1. 前線通過時のMUレーダエコーの時間変化

山本 衛、津田 敏隆、加藤 進 (京大超高層)

本年度中に完成の予定であるMUレーダーは、現在361本(完成時475本)のアンテナによって観測を行なっている。MUレーダーはアンテナビーム方向を高速に切り替えられる特徴を持っており、これによって風の3次元的な構造をとらえることが可能である。しかしながら約50km~100kmに亘る中間圏高度の観測においては、夜間の電子密度の低下により観測は日中に限られる。

MUレーダーから約400m西に京都大学流星レーダーがある。これは1977年に建設され、以来観測を続けてきた。特に1983年5月から現在まで1年以上に亘る東西方向の連続観測を行なっている。流星レーダーの観測高度範囲は80km~110km程度であり、これはMUレーダーの観測高度範囲と重なっている。また両者の観測領域間の水平距離は百数十km程度である。流星の発生頻度が夜明けに最大、夕方に最小となることから、流星レーダーは地方時の18時を中心とする3~4時間を除いて連続的に観測することが可能であり、この点においてMUレーダーにまさっている。従ってMUレーダーによる精密な観測と流星レーダーによる連続観測を組み合わせることによって相互のデータを補完し、中間圏領域の風の垂直構造を詳しく解明できると考えられる。

今回我々は1984年8月14日から16日にかけて行なったMUレーダーと流星レーダーの初めての協同観測について報告する。MUレーダーの観測パラメータを下表に示す。高度範囲は60kmから98.1kmであり、高度分解能300m、アンテナビーム方向は天頂角10°の北向き及び東向きと垂直上方の3つである。流星レーダー観測は東西方向で行なった。

#### MUレーダー観測パラメータ (1984年8月14日~16日)

送信周波数	46.5 MHz
送信電力	750 kW (peak)
ビーム方向	東向き、天頂角10° 北向き、天頂角10° 垂直上方
I P P	800 μsec
高度範囲	60 - 98.1 km
パルス圧縮符号	16 bit コンプリメンタリ符号
サブパルス幅	2 μsec
コヒーレント積分回数	30 回/方向
インコヒーレント積分回数	10回
距離分解能	0.3 km
時間分解能	約 2 分

# MUレーダーによる風ベクトルの VAD観測

深尾昌一郎・阿部徳太郎・木村磐根・佐藤亨・津田敏隆・加藤進  
(京大工) (京大超高層)

1. はじめに MUレーダーは諸外国の大型レーダーで行われている集中形送受信方式に対し、各アンテナ素子がそれぞれ小型のパワーアンプを備えた分散型送受信方式を採用し、アンテナビームの高速走査を実現した。本稿では、以前に報告(第74回日本地球電気磁気学会, 昭和58年秋)した予備的な観測に引きつづき、高速走査機能を検証するために試みたVAD (Velocity Azimuth Display) 法による風ベクトルの観測結果を報告する。

2. 観測諸元 観測は1984年6月28日午前10時から約48時間にわたって行われた。高度範囲は5-24 km、高度/時間分解能はそれぞれ150m/約1.5分である。

3. VAD法による風速場の測定 一般にVAD法はアンテナビーム天頂角を一定に保ち、方位角方向に一定速度で回転させながら観測を行なうものである。視線方向速度を方位角に対して描くと(VAD表示)、一様な風速場が存在する場合には正弦波となる。その振幅と位相から水平風の大きさと方向が、DC成分から鉛直風の大きさが、定められる。また、純粋な正弦波からのひずみを検出することによって風速場の空間的不均一を推定することも可能である。本観測では、アンテナビームを天頂角( $Z_e$ )  $15^\circ$ 一定に保ったまま、北から右廻りに16方向を走査した。ビーム走査は1方位/11PPの速さである。約1.5分毎に得られるドップラーパワースペクトルの一例を図1に示す。スペクトル密度最大がほぼ風速の各方向成分を表す。北向き( $Az=0^\circ$ )と南向き( $Az=180^\circ$ )、或いは東向き( $Az=90^\circ$ )と西向き( $Az=270^\circ$ )のスペクトル形状は、いずれも互いに零ドップラー軸に関して対称である。これは風速場が一様な場合に期待される特徴である。一例として高度7.53-9.70 kmにおけるVAD表示を図2に示す。最小二乗近似した正弦波はほぼ観測データ上にあることから、風速場はビーム走査範囲内で、この時間帯、ほぼ一様であったと推定される。東西、南北及び鉛直風は、この高度範囲でそれぞれ7.5、1.3、及び0.2  $m s^{-1}$  (上向き)程度と推定される。4. まとめ MUレーダーは大型レーダーで初めてVAD観測に成功した。講演では、風速の時間・空間変化についても論じる予定である。

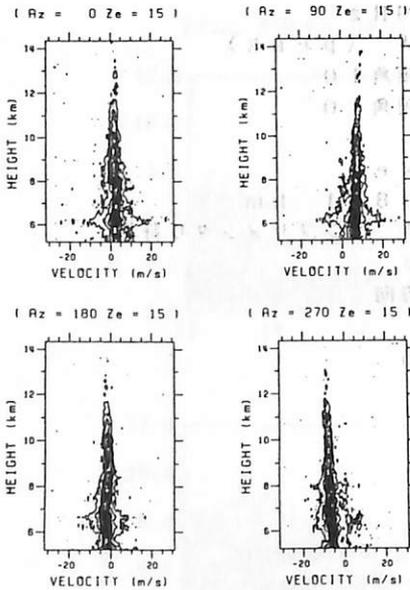


図1 VAD法によるドップラーパワースペクトル。  
1984年6月28日23:05:14  
-23:06:46LT に得られた。

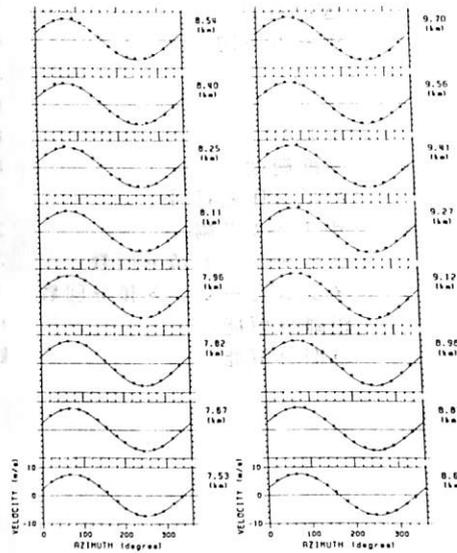


図2 図1の時刻のVAD表示。

稲葉 基之 ・ 深尾 昌一郎 ・ 木村 磐根 ・ 佐藤 亨 ・ 加藤 進  
京大・工 京大・超高層

京都大学超高層電波研究センターが、滋賀県甲賀郡信楽町(34.85°N, 136.10°E)に建設中のMUレーダーは、ほぼその建設工事を終え、いよいよ本年末からの本格的な観測を待つばかりである。MUレーダーの最大の特徴はビームを1 I.P.P.毎に走査する点にあり、このビーム高速走査性を生かしたデータの取得が期待されている。以下では、MUレーダーの約75%を用いて対流圏・下部成層圏の大気観測を行った結果について報告する。

主たる観測の諸元は表1に示す通りである。観測は晴天下の、1984年6月1日から6月2日にわたる、約18時間行なわれた。高度5.4kmから24.5kmの対流圏及び下部成層圏について、高度分解能150m、時間分解能1分20秒弱で大気からの散乱パワースペクトルが得られた。ビームは4方向、すなわち天頂及び天頂角15°で北、東、西方向に向けられた。これにより3次元的な風速が定まり、風の立体的なプロファイルが明らかになる。

表1： 観測の主要諸元

観測日時	1984年06月01日18時50分 -1984年06月02日13時00分
送信周波数	46.5 MHz
送信電力	760 kW (尖頭値)
アンテナ開口面積	7500 m <sup>2</sup>
ビーム方向 (Az, Ze)	(0, 0) (0, 15) (90, 15) (270, 15)
I.P.P.	400 μsec
高度範囲	5.4 km - 24.5 km
パルス圧縮	16-bit complementary code
サブパルス幅	1 μsec
高度分解能	150 m
時間分解能	約1分20秒

右図1に示したのは、本観測で得られたエコースペクトルから推定された風速の高度プロファイルである。レーダーによる観測の時間分解能は1分20秒弱であるが、風速の各高度におけるゆらぎが大きいため、約1時間についての平均風を示した。これを見ると鉛直風は極めて小さく(図1-(a))、東向き(図1-(c))の水平風が卓越していることがわかる。3次元的な風速ベクトルを推定するには本来3方向のビームで十分であるが、本観測ではビームは4方向に向けられ、冗長性を持たせた。これにより風速の空間的変動についても論ずることが可能である。

今回は風速のほか、パワースペクトルの強度、及び幅についても検討を加える。

1-JUN-1984 22:50:00  
- 23:43:06 LT

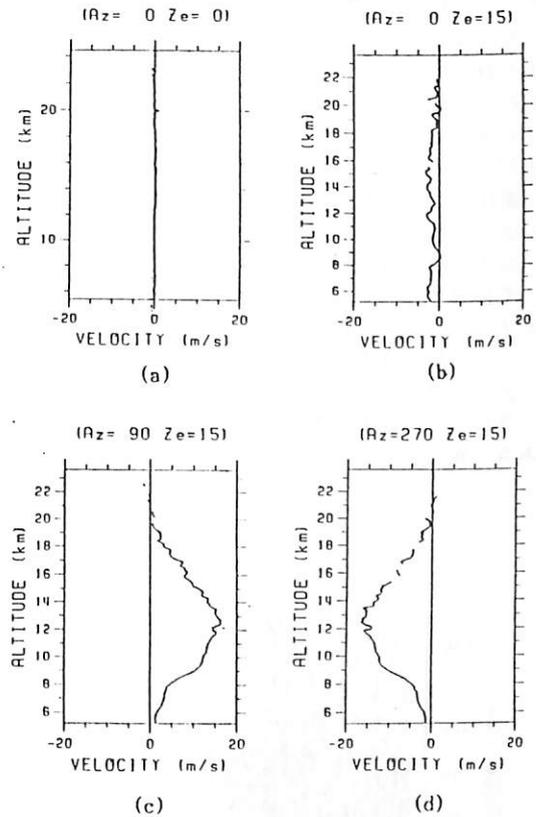


図1： 1984年6月1日の22:50:00-23:43:06に観測された視線方向の風速成分。  
(a)鉛直方向, (b)北向き, (c)東向き, (d)西向き

森本 茂樹・深尾 昌一郎・佐藤 享\*・木村 賢根・加藤 進\*  
 京大 工学部 \*京大 超高層

滋賀県甲賀郡信楽町に建設中のMUレーダーは、昭和58年度中に屋内の全機器と屋外のアンテナ及び送受信部の約75%が完成し、現在稼動中である。本報告では、MUレーダーを用いて初めて中間圏を観測した結果について述べる。

表1に観測の主要諸元を示す。観測はほぼ一昼夜にわたって行なわれた。風速ベクトルの3成分を求めるためにビーム方向は、天頂・北向き・東向きとの3方向とした。MUレーダーの送信周波数(46.5MHz)では、流星飛跡からの散乱エコーが多く見られる。したがって、流星エコーも同時に観測するため、高度範囲は60kmから下部電離圏に及ぶ136kmまでとした。また、流星エコーを時間的に識別するために、約1分の時間分解能で観測を行った。

図1に、受信電力からノイズレベルを引いた散乱電力強度の時間及び高度変化を示す。右側はその時間平均である。高度約65~80kmの範囲に日中、時間的にほぼ連続して、散乱電力の強い部分がある。これは乱流による散乱エコーであると考えられる。また、高度約85kmより上で細いスパイク状のエコーが見られるが、これは流星によるものと考えられる。高度約90km付近で多く、また、明け方に多いという流星エコーの特徴をよく示している。

以上は散乱電力強度についてのみ述べたが、受信信号スペクトルから得られる情報としては、

- 1) 散乱電力
- 2) 風速
- 3) スペクトル幅

がある。報告ではこれらのパラメータの時間及び高度変化、さらに、各パラメータ間の相関について検討を加える。

表1 観測の主要諸元

観測日時	1984年6月20日20時30分-22日01時00分 (約28時間半)
送信周波数	46.5 MHz
送信電力	760 kW (尖頭値)
アンテナ開口面積	7500 m <sup>2</sup>
ビーム方向 (Az, Ze)	(0, 0), (0, 10), (90, 10)
IPP	1300 μsec
高度範囲	60-136 km
パルス圧縮	16-bit complementary code
サブパルス幅	4 μsec
高度分解能	600 m
時間分解能	約1分

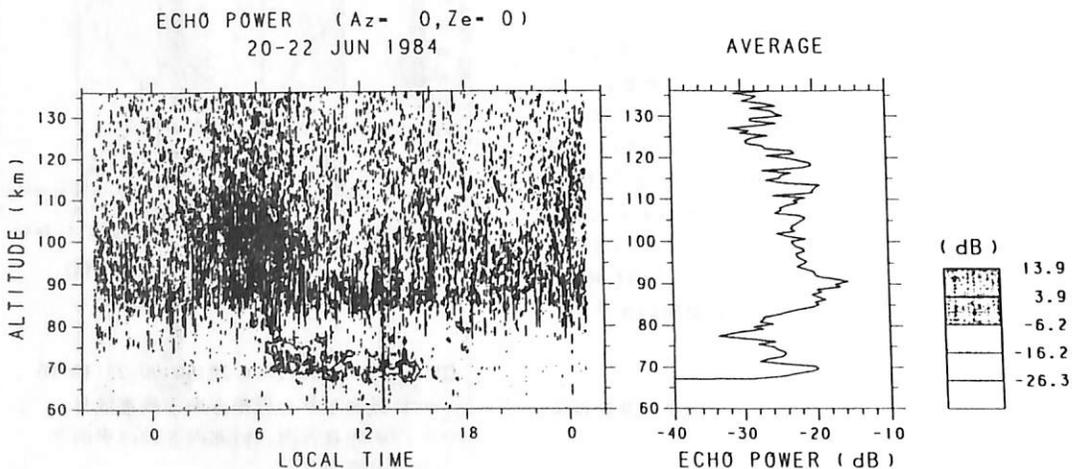


図1 散乱電力強度の時間-高度変化(左)と平均高度分布(右)

Susumu Kato (Kyoto University), B. D. Salsley (FOAA), J. Blamont (CNRS), J. M. Forbes (Boston University), H. A. Geller (NASA), I. Birola (Kyoto University), R. A. Vincent (University of Adelaide) and R. F. Woodman (Instituto Geofisico del Peru)

The following resolution was drafted among us IAP study Group 6 in Hamburg 1983 to be adopted at SCOSTEP Committee in Graz 1984:

CONSIDERING the great scientific importance of understanding the special dynamical characteristics of the equatorial middle atmosphere -- like equatorial waves, breaking of tides, gravity wave non-linearities and critical level interactions -- and

CONSIDERING further the paucity of data and poor understanding of the above dynamical processes which have a vital influence on middle latitude atmospheric processes, it is RESOLVED that one or more Equatorial Atmosphere Observatories be set up as early as possible through the joint effort of interested scientific groups. A typical observatory would comprise at the very minimum a relatively sensitive MST/ST radar, a sensitive lidar and a partial-reflection system. It is further RESOLVED that the observatories be set up with  $\pm 5^{\circ}$  of the geographic equator at a suitable location like the midwestern Pacific or the  $75^{\circ}$  meridian. Such a chain would benefit from existing latitudinal chains of middle atmosphere observing stations.

CONSIDERING the valuable scientific information that can be gathered at other near-equatorial locations, it is RESOLVED that a major scientific effort should be made to intensify the observations at all other low latitudes by setting up additional facilities if necessary.

Preliminary considerations point to the desirability of establishing one or more equatorial observatories (comprising, at the very minimum a relatively sensitive MST/ST radar, a sensitive lidar, and a partial reflection system) either in the area of the central-western Pacific or near the  $75^{\circ}$  meridian. Either location would benefit from a meridional chain of already-existing facilities, i.e., meteor radars at Kyoto and Khabarovsk, partial reflection radars in Adelaide, Christchurch and Scott Base, the MST radar at Kyoto and the ST radar at Adelaide for the central-western Pacific site; and incoherent scatter/MST/ST radars at Jicamarca and Arecibo for the  $75^{\circ}$ W site. Either chain would yield a unique data set (a zeroth-order, non-orographic data set in the latitudinal limits of the equatorial extensive orography at  $75^{\circ}$ W near the Andes). The western Pacific and/or a data set incorporating extensive orography at  $75^{\circ}$ W near the Andes). The equator to assure accurate measurement of equatorial wave morphology.

### III-44 アレシボUHFレーダーによる中層大気の観測

津田 敏隆 , 広瀬 一雄 , 加藤 進 (京大超高層)

既存の大型レーダーの中では、アンテナ・ビーム走査が比較的容易なアレシボUHFレーダーを用いて VAD (Velocity Azimuth Display) 観測を実施した結果を報告する。アレシボレーダーは地上に固定された直径約300mの球面反射鏡とその上に吊された1次放射器から成り、この1次放射器の位置を機械的に動かすことで主ビーム方向を変えることができる。本実験では天頂角を $15^\circ$ に固定し、方位角を $15^\circ$ ずつ変化させたが、1周8方向を観測するのに約1時間を要した。この実験から大気波動の微細構造を明らかにすることは困難であるが、東西・南北の水平の2風速成分を明らかにし、Wind Shear と電波の散乱強度、散乱エコーのスペクトル幅の相関を明らかにすることができる。ここでは、1983年6月2日、10日、11日に数時間に亘って行われた対流圏・成層圏観測の結果を紹介する。

6月10日の観測の中から11:50~12:50までのビーム1周の間の高度17.5 kmにおけるVAD解析を行ったところ、最小二乗近似した正弦波は、ほぼ観測データ上にあることから、風速場は、ビーム走査範囲内で、この時間帯ほぼ一様であったと推定される。東向き、北向き、及び、上向きの風は、それぞれ、4.4、14.9、及び、0.2 m/s と推定される。同じく6月10日の11:50~17:00の平均の観測結果の東西・南北の2水平風速成分、散乱強度、Wind Shear、散乱エコーのスペクトル幅を調べてみると、Wind Shear 値とスペクトル幅には非常に強い相関があることがわかる。また、散乱強度とこれらの間にも強い相関がある。図は、6月10日のWind Shear 値の時間変化を追ったものである。(併せて、散乱強度の強い高度が示されている。) 風系がこの時間帯を通してほぼ一定であったので、Wind Shear 値の時間変化を追ってみてもさほど大きな変化はない。Wind Shear の瞬時値の大きな所が高度16 km、20 km、21~22 kmに存在するが、常に散乱強度が強い高度17~18 kmには瞬時値の飛び抜けて大きな所がない。平均的にはWind Shear 値の大きい所で散乱強度も強いのだが、散乱強度とWind Shear 値の時間変化を追ってみると Wind Shear の瞬時値が大きい所で必ずしも散乱強度が強いわけではないようである。さらにまた、温度のデータが手に入ったので、これを用いて Richardson Number を求め、散乱強度と比較してみる予定である。

10 JUNE 1983

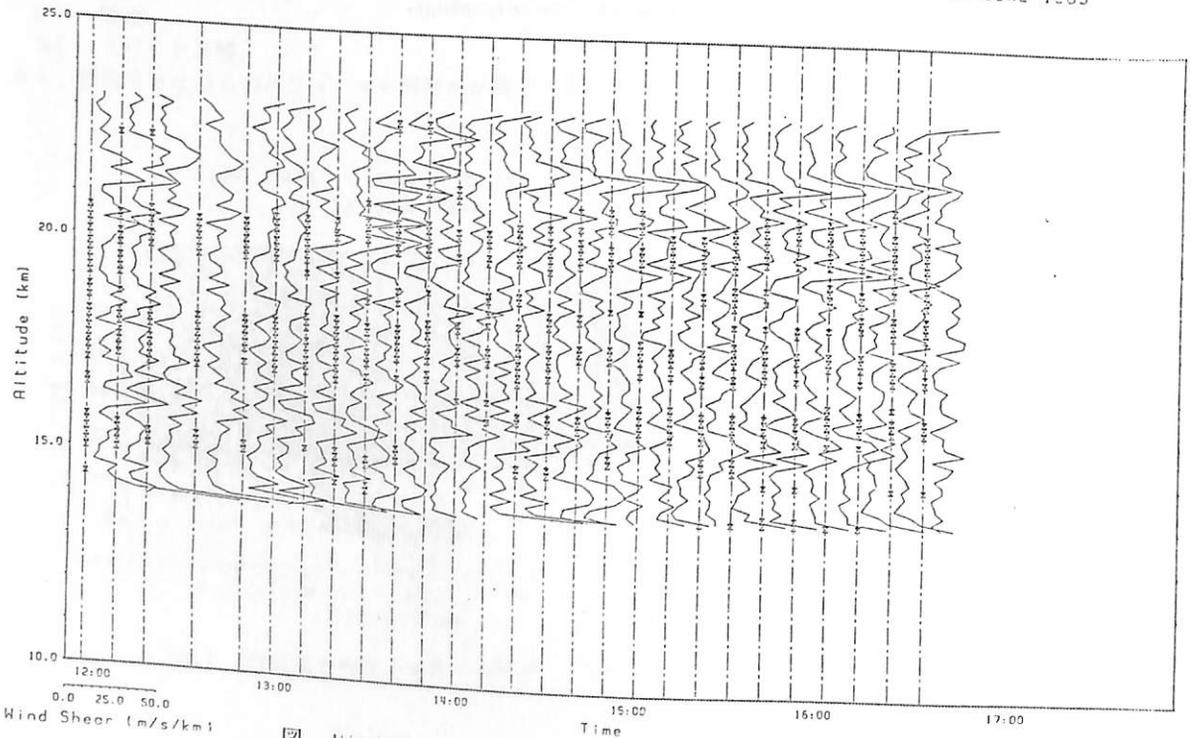


図 Wind Shearの時間変化 (X印は散乱強度の強い所)

アレシボレーダーにより観測された  
下部成層圏内部重力波の鉛直構造

前川 泰之<sup>1)</sup>、 深尾 昌一郎<sup>2)</sup>、 佐藤 亨<sup>1)</sup>、 加藤 進<sup>1)</sup>  
 1) 京大超高層、 2) 京大 工

大型レーダーは、優れた時間及び高度分解能で連続して中層大気(10-120kmの領域)の運動を測定出来るので内部重力波などの比較的時スケールの短い大気の振動を観測する手段として大変有効である。内部重力波は、下層大気から中層大気へ運動量を運ぶ役割を担うものとして、近年注目を集めつつある。しかし、中層大気中の内部重力波の鉛直構造や鉛直伝搬特性には依然として不明な点が多い。特に波動と平均流との間の相互作用を観測により明らかにすることは、中層大気全般の風系を考える上でも大変重要である。

京都大学とアレシボ観測所のグループにより、アレシボUHFレーダー(18.4°N 66.8°W)を用いた上部対流圏及び下部成層圏の高分解能観測が、1979年から1981年にかけて数回行なわれた。これらはいずれも2-3日間をわたる連続観測であり、観測高度範囲は5-30kmである。本報告では、観測された風に見られる周期数~数十分の短周期振動について解析した結果を述べる。

図1に、1980年1月22日に観測された天頂から斜め10°東向き視線方向速度の変動分と変動幅(左)、及び観測期間中の平均風(右)の一例を示す。等速度線は $0.2\text{ms}^{-1}$ 、陰影を施した部分は視線方向で下向の速度を示す。観測の時分解能は1分、高度分解能は150mである。また平均東西風(右)は東向きを正とする。高度約16km以下の上部対流圏では、シアの強い特定の高度(8 km及び15km付近)を除いては変動の時間、或は鉛直スケールは比較的大きい。これに対し、高度約16km以上の下部成層圏では、全般的に見て微細な鉛直構造を持つ変動が卓越することが分かる。講演では、これらの変動分の周期及び鉛直波長を、時間及び高度に関する2次元スペクトル解析を行い明らかにする。また短周期振動と平均東西風、或はより時スケールの長い内部重力波との間の相互作用について議論する。

LINE-OF-SIGHT WIND VELOCITY

22 JAN 1980

FLUCTUATION ZONAL WIND

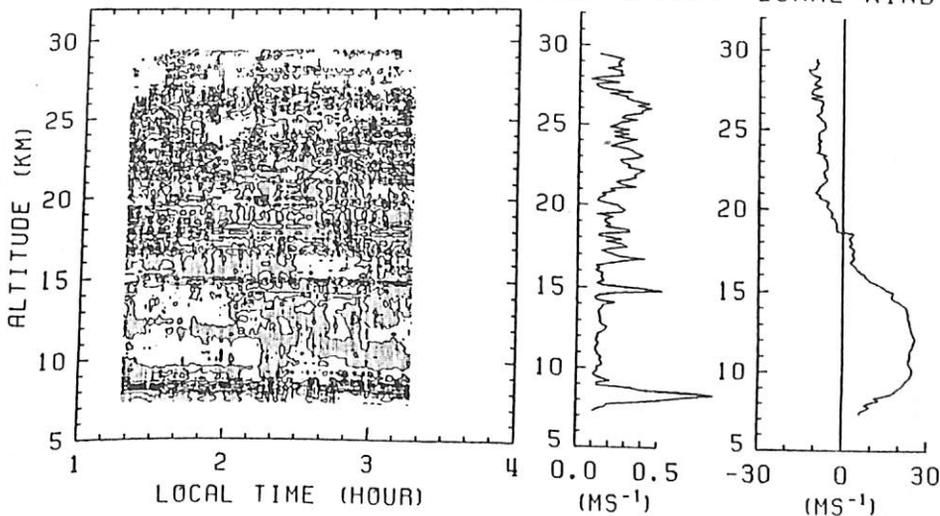


図1. 天頂から斜め10°東向き視線方向速度の変動分と変動幅(左)、及び観測期間中の平均風(右)の一例。等速度線間隔は $0.2\text{ms}^{-1}$ 、陰影を施した部分は視線方向で下向の速度を示す。平均東西風は東向きを正とする。

津田 敏隆, 加藤 進

京都大学・超高層電波研究センター

前回および前々回の学会で陸地上にのみ熱源が存在する場合に励起される一日周期の大気潮汐波の数値計算の結果を示した。その後、熱源が最大となるLocal Timeについて考察を行った。例えば水蒸気による太陽放射の吸収の場合には熱源は12LTに最大となり、これに付随した温度変化は18LTに最大となることが知られている。我々の数値計算結果をHaurwitz(1965)の地表での気圧変動と比較したところ、熱源に付随した温度変動が1GLTとした場合の最も一致する結果(上)と観測(下)を示すが、等圧線はそれぞれ20Paおよび0.2mmHgとである(Tsuda and Kato, 1984)。

今回の報告では一日周期の大気潮汐波の励起に関するまとめを行なうと共に、同様の手法で計算した半日周期大気潮汐波に関する報告も行なう。

Haurwitz, B., *Archiv. Met. Geophys. Biokl.*, A14, 361-379, 1965.

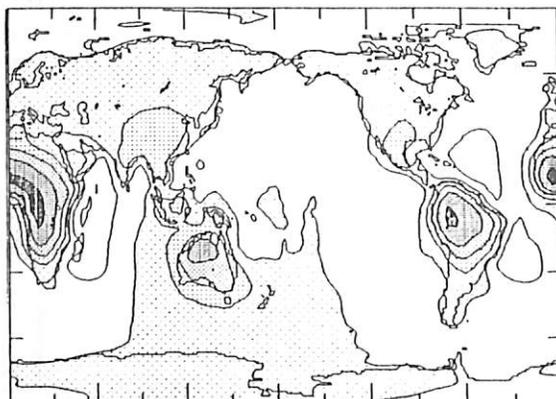
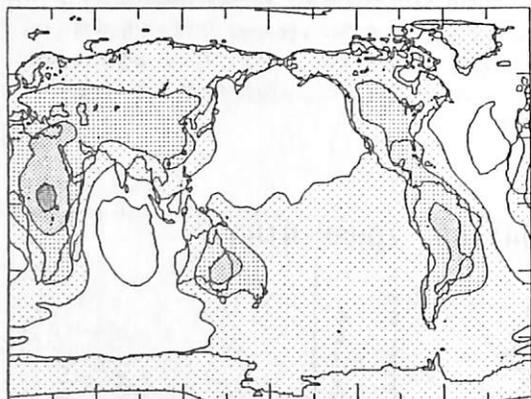
Tsuda, T. and S. Kato, 1984, Diurnal non-migrating tides by the heat source localized on land, submitted to *J. Atmos. Sci.*

SIN COMPONENT

COS COMPONENT

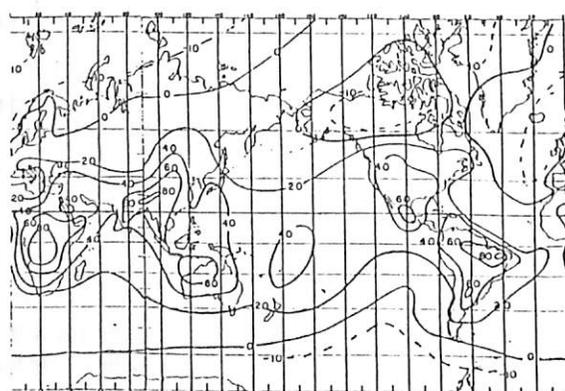
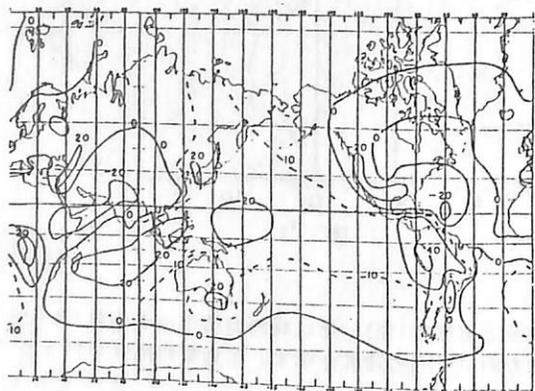
Z = 0.0 (KM)

Z = 0.0 (KM)



0 60 120 180 240 300 360  
LONGITUDE

0 60 120 180 240 300 360  
LONGITUDE



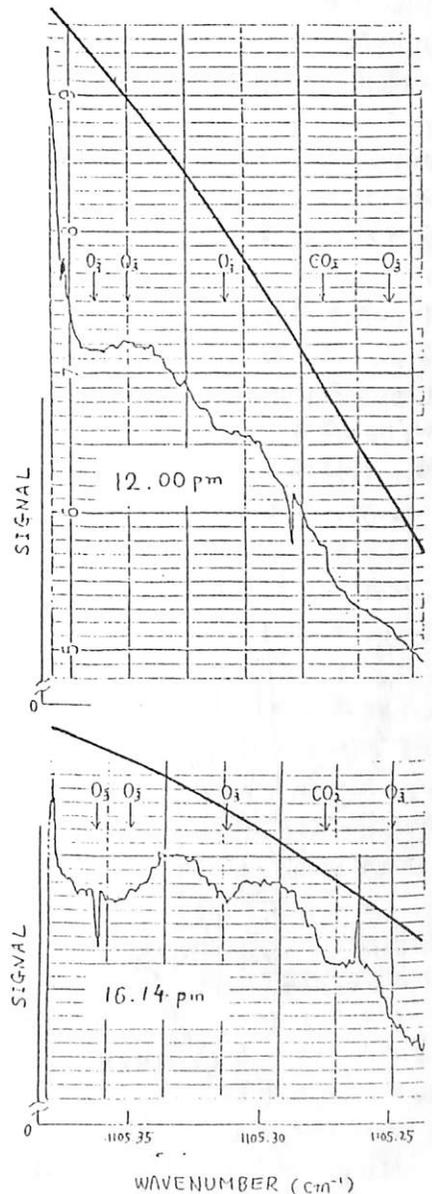
# 赤外域レーザーヘテロダイン分光計の開発

上山 弘, 市川敏朗, 岡野章一, 富田ニ三彦  
 (東北大理) (岐阜歯大) (東北大理) (東北大理)

太陽赤外光の吸収を利用した成層圏微量成分の測定は長い歴史をもち、吸収物質の同定と同時に定量測定にも用いられてきた。しかしながら従来の光学的分光器によっては個々の回転線を分離してラインプロファイルを測定することは不可能である。単一のオゾン吸収線をレーザーヘテロダイン方式による超高分解能 ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^5$ ) で測定し、反転法によりオゾンの高度分布を求める可能性が Menzies (1976) によって指摘されて以来、この測定方式の確立を目指して活発な研究が行われてきている。

本講演では我々が開発中の波長可変半導体レーザーを用いた太陽赤外光レーザーヘテロダイン分光計の開発の現状を報告する。

装置の詳細は講演において紹介すが、レーザー発振波長を掃引することによって  $1105 \text{ cm}^{-1}$  付近の大气吸収スペクトルを測定した preliminary な結果を右図に示す。単一モードのレーザー出力が波数とともに増加することによりスペクトルは左上りの曲線になっている。図中の滑らかな曲線は吸収がない場合のラインであり、また予想される吸収線の位置と吸収物質を AFGI (1980) の吸収線データを参照して示してある。太陽高度が低くなると吸収が増加すること、および信号光(太陽光)を遮断すると出力信号がなくなることから大气吸収スペクトルのヘテロダイン信号であることが確認された。



# CO<sub>2</sub> レーザヘテロダイン検出法による

## 赤外太陽光の受信

石津美津雄, 板部敏和, 林理三雄

郵政省 電波研究所

電波研究所では、地球成層圏対流圏内の大気汚染物質を計測することを目的に、赤外ヘテロダイン検出方式のラジオノータを開発している。この検出法の特徴は、 $10\mu$ の波長域に於いて唯一、量子限界に到達できる高感度にある。さらに、ヘテロダイン受信の特性である高分解能、おまじ、集光系の回折限界に等しい視野角を有するなど、他の分光法と比較して、異色な点が多い。しかし、この方式のシステムを試作するには、技術的に未解決の問題点も残されている。そのため定常的に動作している高感度システムは、世界的にもまだ実現されていない。

最大の課題点は、局発レーザとしてCO<sub>2</sub>レーザ以外に、良い特性のものがないことにある。同調可能システムにするために、半導体レーザを使用したのが、出力パワー、発振モードの問題がある。次に、信号光を集光して効率良くヘテロダイン検波できるように、集光系の最適化がある。これには、理論的解析がかなり以前から発表されているが、試作実験データは、着者の知るかぎり、ほとんど発表がない。我々は、解析結果を実験的に確かめるため、CO<sub>2</sub>レーザを局発に用いて、光学系の試作を行った。その結果、実験データと理論的一致し、量子限界に近い感度を得て、太陽赤外光のヘテロダイン受信に成功した。

システムの配置を図1に示す。レーザは、シルバニア950Bをガスフロー型に改造したもの、ミキサはNERC社の帯域100MHz、量子効率70%、有効面積 $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ のものを用了。集光鏡は、収差とNewton干渉を除くため、軸はずし放物面鏡を用了。

図2は、略定数1秒のディンケ型ラジオノータとして、太陽光を受信した信号である。太陽中心から半径方向に視野は移動している。S/N比260が得られ、ミキサの感度は $2.8 \times 10^{-19} \text{ W/Hz}$ と見られる。これは量子雑音の14倍の大々である。

今後、IF帯域の1GHz以上の広帯域化、IFスペクトル解析装置の開発、半導体レーザの使用により、大気圏リモートセンシングができるシステムを試作する。

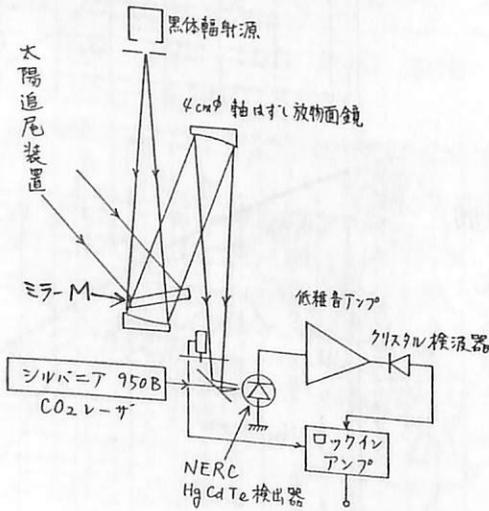


図1. システムブロック図

ミラーMは太陽観測時のみ使用する。

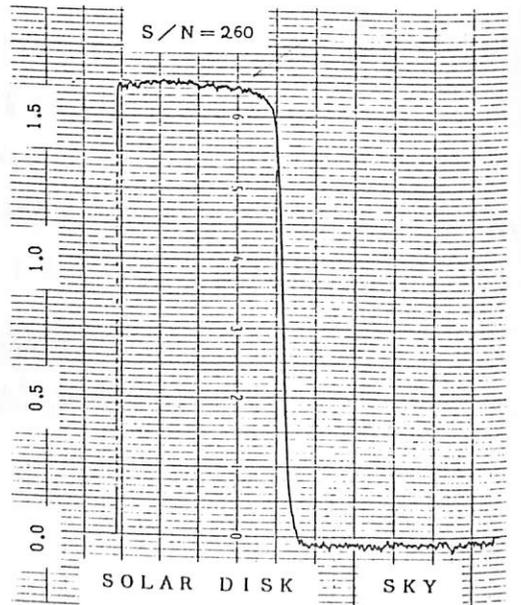


図2 太陽赤外光のヘテロダイン信号  
波長はCO<sub>2</sub>P20(9.552 $\mu$ m).

# 小型航空機搭載 CO<sub>2</sub> レーザレーダシステム

板部敏和\*, 浅井和弘\*\*, 石津美津雄\*, 林理三雄\*, 五十嵐 隆\*

\* 郵政省 電波研究所      \*\* 東北工業大学

広域にわたる下部対流圏のオゾン測定用航空機搭載 CO<sub>2</sub> DIAL (差分吸収型 CO<sub>2</sub> ライダー) の開発を行っている。開発中の DIAL システムは、大都市の大気汚染域から、バックグラウンドにあると考えられる非汚染域までを飛行しながら、その間のオゾン分布を連続的に測定できるものを目指している。測定の際に、高度分布も測定できるように、ライダーのターゲットとしては大気中の微粒子からの散乱を利用する。今回は、搭載用の最初のシステムとしての微粒子によるミ-散乱を測定する一波長の航空機搭載ライダー装置及びそのミ-散乱受信地上テストの結果を報告する。

ライダーの搭載用航空機としては、8人乗りのエアロコマンダを考えている。この航空機の中央部の床に、航空写真撮影用の50cm中の穴があり、ライダーの送信光学系はこの穴の上に地上向きに設置されてい

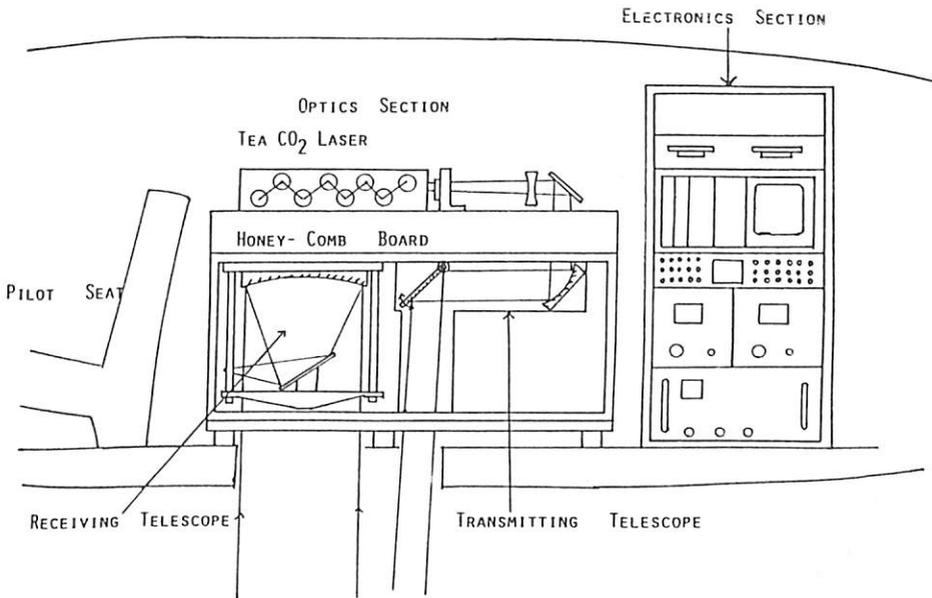
る。図に、航空機に設置したシステムの構成を示している。30cm中の受信鏡及び CO<sub>2</sub> レーザ等すべての光学系は、厚さ6cmのハネカム板の上と下に取り付けられている。このハネカム板は、高さ60cm 巾50cm 長さ100cmのアルミ製のアングルの上に固定されている。CO<sub>2</sub> レーザレーダの光学系での問題は、赤外光検出器 (Hg CdTe) の素子の大きさ (d ≦ 1mm) が小さいため、送信レーザの散乱光をこの素子内にすべて集光させるのが困難な点にある。今回の装置では、送信ビーム 0.5mrad、で、0.5km以上離れたところからの散乱光すべてを集められるように設計した。CO<sub>2</sub> TEA レーザは、自作のものであり、300mJ の出力で安定して使用できる。

データ処理系は、CAMAC モジュールで構成され、検出器からの信号は、デジタル化されて、フロッピーディスクに収録される。

システム制御は、DEC

LSI-11で行われる。

地上テストは、搭載用光学系全体を垂直に立てて行い、設計とおりのミ-散乱が受信できることが分った。今後このシステムを用いて対流圏エアロゾルの赤外散乱特性の飛行実験を行うとともに、もう一波長のレーザを整備して、航空機搭載 DIAL システムを作り上げることにしている。その計画の概要についても報告を予定している。



航空機搭載 CO<sub>2</sub> レーザレーダ構成

# 南極成層圏エアロゾルのライダー観測 (I)

## 冬期増大現象

岩坂泰信

名古屋大学水圏科学研究所 / 国立極地研究所

南極中層大気の総合観測のひとつとして1983年に南極昭和基地にライダーが設置され、24次南極観測隊の手によって運用が開始された。運用状況等に関する報告は他にゆづり、今回観測中でおぼろげな現象のひとつとして *winter enhancement* について報告する。

冬期極成層圏内にきわめて濃度の高いエアロゾル層が出現することは、人工衛星観測によって見まされた (McCormick, 1981)。Satellite による観測では水平距離 1000 Km にわたる積分値をまとめており、垂直方向にどのような構造をもっているか又温度場とどのような対応をしているか、詳しい観測がなされてきた。

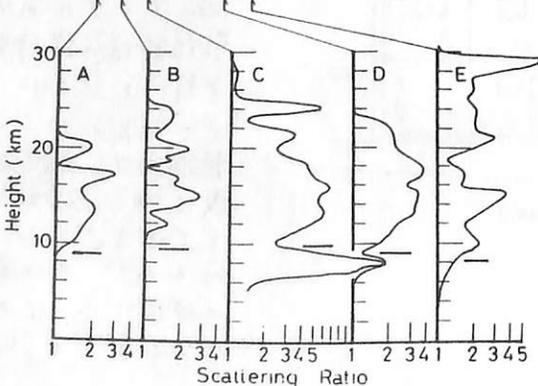
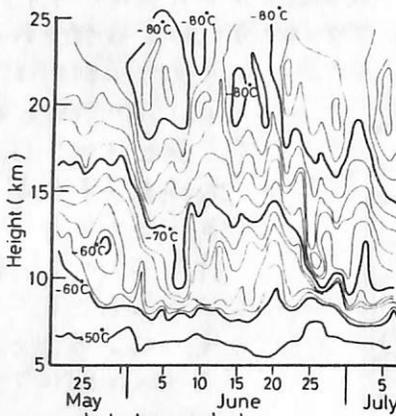
さしつかえなく、この現象について系統だっライダ-観測を実施することになった。

図の上半分は、昭和基地で行われている気象のゾンデ観測をもとに作った。温度場の変化を示している。下半分はそれぞれ散乱比である。6月はじめに冷たい空気がふさわれ、それに対応するものの6月2日の観測結果 (C) は、強く *enhance* したエアロゾル層の状態を示している。

一連の結果から  $-80^{\circ}\text{C}$  以下の冷たい大気条件のもとでは、強く *enhance* されるエアロゾル層がみられる。

ブロードにひろがる形で *enhance* されている層は、温度場とは直接対応しないが、ある程度低温条件が、一度生成したエアロゾルの消滅を小さく役目をしていることから、間接的な形で *enhancement* を形成する要因となっている。

会場では、あわせて *nucleation rate* 及び *aerosol* の *growth rate* についての討論を行う。



- A: May 25
- B: May 29
- C: June 2
- D: June 12
- E: June 15

村岡良和  
(兵庫医大・物理)

前回の講演で、電離圏D領域でみられる冬季異常が中間圏での惑星波の発達に密接に関連していることをNimbus 6号のPMR (Pressure Modulator Radiometer) による赤外放射の観測結果を用いて示した。他方、ロケットなどによる観測では風や温度などの気象学的要因が冬季異常に対して重要視されていた。従って、中間圏で惑星波が発達したとき、それに伴う風と温度の擾乱がどのような様相を示すがが問題になる。成層圏では惑星波に伴う風と温度の擾乱が位相差をもっていることは理論的にも確かめられている事実であるが、中間圏ではNewtonian冷却に加え、内部重力波の破砕に起因すると考えられているRayleigh摩擦による惑星波の減衰のためその関係は変化する。

今回の講演では、簡単なRayleigh摩擦係数を含ま力学モデルを用いたHolton and

Wehrbein (1980) の結果から得られる中層大気中の惑星波の構造を、PMRによる観測結果と比較しながら冬季異常における惑星波の役割について議論する。図1には、惑星波によって励起されたgeopotential height (Φ) と温度(T) の分布が中間圏 (~0.01 mb) と成層圏 (~1 mb) とにおいて示されている。成層圏では明らかに位相差があるΦとTの関係が惑星波の伝搬と共に変化し、中間圏ではほとんど一致するようになる。PMRによる温度分布の観測結果との比較から、このような関係は大まかには正しいと思われる。そうすると、図2に模式的に示してあるように日本付近で観測される冬季異常が惑星波の発達による中間圏での温度の上昇だけでなく北風とも関連していると考えられる。

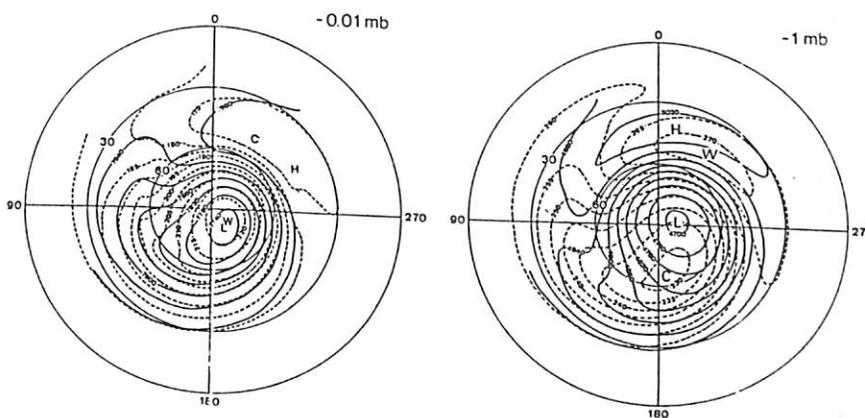


図1  
—— Φ(dm)  
----- T(K)

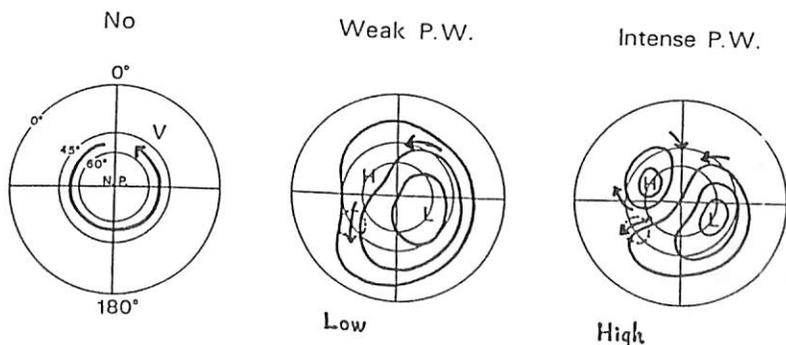


図2  
中間圏での惑星波の発達に伴う、Φ分布の変化と冬季異常との関係

## continuum emission のロケット観測

中村正年 渡辺隆 高野元春 (筑波大学物理学系)

内ノ浦より打ち上げられた S-310-10号機 (Aug. 24, 1981, 21:00 JST) 及び K-9M-75号機 (Sep. 13, 1982, 21:30 JST) により、われわれは近赤外夜間大気光  $O_2(0-0)$  atmospheric band, OH Meinel bands 及び continuum emission の観測を行なった。これらの観測については速報をすでに宇宙観測シンポジウム<sup>(1)</sup>に報告しているが、その後解析が進んだので、その結果を報告する。

i)  $O_2(0-0)$  atmospheric band

今回得られた  $O_2$  発光層はその中心高度が 93.5 km (S310.10), 95 km (K9M.75) であり以前の観測 (Watanabe et al 1981)<sup>(2)</sup> の平均値 94 ± 1 km に一致した結果となっている。今回新たに、発光率プロファイル中に高度 92 ~ 3 km で肩を持つ構造が見い出され、また発光率が最大となる高度は発光層の中心より 1 ~ 1.5 km 高いこと、発光のプロファイルは上下に非対称であることが判明した。この構造は主に O 原子密度の高度分布の構造を反映しているものと思われる。

$O_2(0-0)$  atmospheric band が  $O + O + M \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^-)$  + M の 3 体衝突反応により生成されると仮定し、観測で得られた  $O_2(0-0)$  atmospheric band の測定データより O 原子密度の高度分布が求められた。得られた O 原子密度は高度 96 km に極大をもつ Oftermann et al (1981)<sup>(3)</sup> や Dickinson et al (1974)<sup>(4)</sup> の測定に一致する。またこの O 原子密度分布を用いて計算した  $O_3 + H$  反応による OH Meinel bands の高度分布は今回の観測結果に良く一致することがわかった。

## ii) OH Meinel bands

以前のロケット観測 (Watanabe et al 1981) で得られた発光層の中心高度は平均 90 ± 2 km であり、今回の観測では平均 89 km であった。  $O_2(0-0)$  atmospheric band 同様 OH Meinel bands の発光層も高度が一定であることが判明した。OH Meinel bands の発光のプロファイルが上下に非対称であること、及

び発光率プロファイルの形状が観測毎にかなり異なる結果を今回の観測で得た。

OH Meinel bands の励起機構としては、 $O_3 + H \rightarrow OH(V' \leq 9) + O_2$  が主な励起機構であることがわかってきているが、 $HO_2 + O \rightarrow OH(V' \leq 6) + O_2$  の反応も寄与するという指摘があるのでこれを調べるために K9M.75 による OH(6-2), (7-3) Meinel bands の同時測定が行なわれたが、この band の発光率プロファイルは良く一致し、 $HO_2 + O$  の反応が  $OH^*$  の生成に関与するかどうかをこの二つの bands の同時測定から決めることはできないと思われる。

## iii) 連続大気光

近赤外連続大気光が OH(6-2), (7-3) Meinel bands の back-ground として得られた。この近赤外連続大気光層は高度 98 ~ 120 km に存在し、また発光率ピーク高度は 101 ~ 102 km であり、Witt et al (1974)<sup>(5)</sup> の測定の見視連続大気光層に比べかなり高い。

東大理小川氏のグループ<sup>(6)</sup> による S310.12 による薄明時の NO 分子密度の測定<sup>(7)</sup> によれば NO 分子密度のピーク高度が 100 km にあるので、これを用いて  $NO + O$  反応による発光高度分布を求めると、そのピーク高度は観測された近赤外連続光に一致することがわかり、われわれの観測した近赤外連続大気光が  $NO + O$  反応に伴う発光である可能性が非常に強いことがわかった。

## 参照文献

- ① 宇宙観測シンポジウム 昭和 57 年 P 283
- ② 宇宙観測シンポジウム 昭和 58 年 P 176
- ③ J. Geophys. Res., 86, A7, 5715, 1981
- ④ Planet. Space Sci., 27, 747, 1979
- ⑤ Nature, 252, 289, 1974
- ⑥ Planet. Space Sci., 27, 341, 1979
- ⑦ 宇宙観測シンポジウム 昭和 59 年

上層大気の酸素原子と夜光 (V)

熱圏最下部における冷却率増加モデル

斎藤 文一  
新潟大理

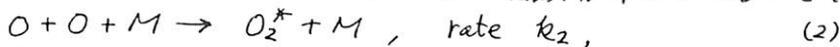
これまで長期間にわたる、北半球中緯度の夜光  $5577\text{\AA}$  の強度変動を調べた。解析の結果、変化形に二種類あることがわかり、この中第2種の、大振幅形の成分は、極めて特徴的出現特性があること等について発表して来た。

夜光強度の変化については、これまで多くの考察が発表されているが、上にあげた第2種の成分まで満足するものは見当らないようである。

夜光強度は、volume emission rate  $i$  /  $\text{cm}^3 \cdot \text{s}$  について

$$i = \frac{[O]^3 [M] k_2 k_3 \epsilon}{Q_1 Q_2 / \tau_2} \quad (1)$$

で与えられる。なおここでは Barth 機構が採用されている。Barth 機構は以下の式によるもので、これが観測される emission rate の高度分布によく合っている、



(1)式では(2)反応の結果  $O(^1S)$  励起に有効であるものの割合、 $Q_1, Q_2$  は quenching rate 等である。

(1)式から、 $[O]^3$  の項から見て、 $\partial[O]/\partial z$  ( $z$  は高度) の形、とりわけ発光層高度と発光層厚の変化が、強度変化に対して最も有効であることが明らかである。

これを説明するたのに、風速への影響、拡散項の取り扱いを含めて、熱圏最下部に local に発生した冷却率の増加の効果もモデル化して説明を試みた。これまで温度効果という、反応係数の変化というに止まっていた。

参考文献

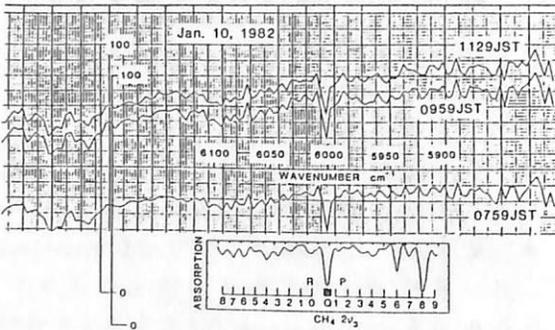
R. J. Thomas. J. G. R. 86, p. 206 (1981).  
 J. F. Kastig, et. al. J. G. R. 86, p. 9641 (1981).  
 B. F. Gordiets, et. al. J. G. R. 87, p. 4504 (1982).

# 太陽赤外吸光による大気メタンの測定

小川利紘(東大理)・鈴木勝久(横浜国大)・高野元春(筑波大)

大気中のメタン濃度が経年的に増加していることが徐々に明らかとなっている。われわれは、1980年より大気微量成分測定の可能性をしらべるために、筑波大学構内で時折太陽赤外放射スペクトルの観測を実施していたので、この観測で得られた太陽赤外スペクトルから大気メタンの吸収を抽出することを試みた。

観測にはマイケルソン・フーリエ干渉分光計を用いたが、旧型のため分解能は約  $5\text{ cm}^{-1}$  である。InSb 検出器を使い  $1\text{--}5\mu\text{m}$  の波長範囲のスペクトルを測定した。この波長域にはメタンの強い吸収帯  $2\nu_3$  があるが、強すぎた低分解能の測定には適さない。 $2\nu_3$  帯 ( $6000\text{ cm}^{-1}$ ) は水蒸気や二酸化炭素の吸収の少ない窓領域なのでメタンの分析には好適である。なお  $5\text{ cm}^{-1}$  程度の分解能では P 枝、R 枝の回転線ひとつひとつの吸収定量にはやや困難なので、Q 枝の吸収を分析することにした。

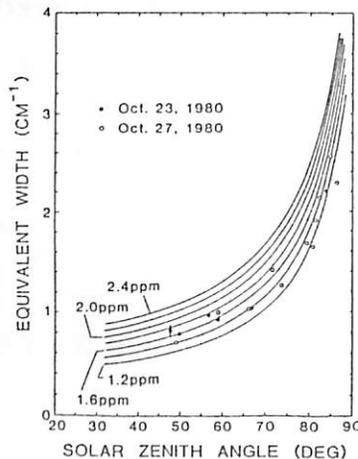


測定スペクトルから Q 枝吸収の等積幅を求めるとき誤差を与えるものは、測定信号雑音の他に、大気吸収のないゼロ吸収レベルの設定誤差、Q 枝に重畳する水蒸気の吸収などである。ゼロ吸収レベルは、Q 枝周辺のメタンの吸収線のない箇所をもとに、太陽吸収線の強さが一定になるように決めた。水蒸気の吸収は、P 枝の短波長側にある比較的強い吸収線の測定強度をもとに補

正を加えた。観測は晩秋～初冬の晴天日であったので、水蒸気吸収の補正は高々 10% であった。等積幅の総合的な測定誤差も 10% 程度以下と思われる。

$2\nu_3$  帯 Q 枝は回転量子数 10 までの回転線が固定され、諸定数は AFGL 1982 版のデータファイルにまとめられている。しかし、この線強度値は約ファクター 2.5 小ささるので、Margolis (1973) の値を使った。Q 枝の回転線の吸収はかなり強く、実際上すでに吸収線の飽和が起っている。したがって、ロレンツ線輪廓のその部分の重なりを考慮に入れ、 $0.01\text{ cm}^{-1}$  ステップで吸収を計算する。メタン濃度は一定混合比を与えるが、大気は球面成層とし、気温・気圧の高度分布を考慮する(標準大気を使う)。回転線のロレンツ幅が気温・気圧で変わるものと、回転分布が気温に依存することを現実の大気に近いモデルで計算すると、標準温度・気圧の一般大気モデルによる計算よりも、吸収線の飽和の度合いが大きくなり、測定値により近づくことを確かめた。

いくつかのメタン濃度を与えて、太陽天頂角対吸収線等積幅の曲線を計算し、測定値と比較してメタン濃度の値を求める。1980年10月の測定では  $1.6 \pm 0.2\text{ ppm}$  と、対流圏の平均値の代表値と一致する結果が得られた。



測定精度向上のためには、P 枝 R 枝の回転線を分析できるように分解能の良い測器が必要であるが、低分解能でも Q 枝を使えば実用の可能性は十分あることが判明した。

# 流星雨に伴うナトリウム層の変化

## 一定量的な考察

富田ニ三彦 上山 弘

東北大学 理学部 超高層物理学研究施設

ライダー観測によって得られる中間圏ナトリウム層の変動が、中性風によつた空間的な構造の変化を見ているのか、あるいは、その場所におけるナトリウムの生成・消滅による変動を観測しているのか、一点での観測によつては、それを判別することが難しい。しかしながら、いずれの場合であっても、図1のオリオン座流星群の期間中に見られるような、ナトリウム層の変化が、流星雨と深く係っていることは、統計的解析から明らかである。(表1)

夜半過ぎに密度が増加したナトリウム層と、流星雨の影響のない定常状態のナトリウム層の両者に対し、モデル計算を行う

ことにより、(1) 各々のナトリウム層を維持するために必要なナトリウム原子(又は酸化ナトリウム分子)の注入量とその高度分布、(2) 流星雨の影響、(3) 観測している変動が、ナトリウムの生成・消滅による変動であると仮定した場合の、流星からのナトリウム原子のdeposit量とその高度分布がわかる。上に述べた(3)に関しては、以前、極く短時間のナトリウム原子の増加に対し、既に試みている(図2)が、化学反応の係数などについて新しいデータを採用し、ナトリウム層の時間的変動に対する、流星雨の影響を定量的に解析した。

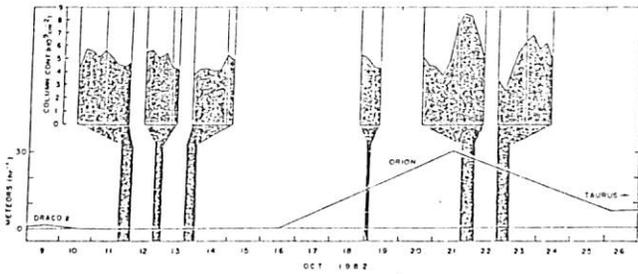


図1

表1

	METEOR SHOWER		
	ON	OFF	TOTAL
I	7	2	9
II	5	6	11
III	6	3	9
IV	4	18	22
TOTAL	22	29	51

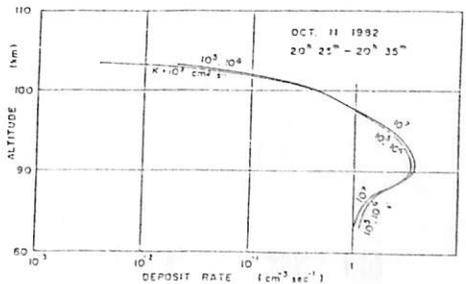
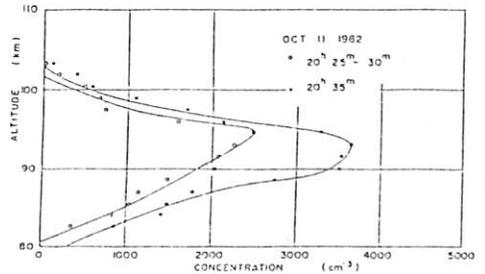
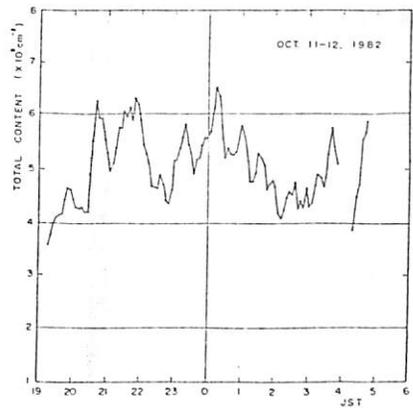


図2

# 下部成層圏における負イオンのモデル計算

川本洋人 小川俊雄  
(京大理)

成層圏における正負の大気イオンの質量分析は、1970年代後半から行われているが、その理論モデル化はようやく最近になって始められた。ここでは高度領域15-30kmにおける負イオンの化学反応過程のモデルを作成し、それからの組成比を計算した。負イオンは宇宙線による電離によって生成し、正イオンとの相互再結合とエアロソルの付着によって消滅するとした。計算は各成分の生成と消滅が平衡しているとして signal flow graph 技法を用いた。化学過程には、電子、27種類の負イオン、16種類の中性気体成分と76個の化学反応を考慮した。

計算の結果得られた組成比のうち、主要な8種の負イオンについて観測結果と比較した(図1)。

1.  $\text{NO}_3^-(\text{HNO}_3)_\ell$  ( $\ell=1,2,3$ )型のイオン。  $\ell=2$ (188AMU)のイオンが主で観測値とほぼ一致する。 $\ell=1$ (125AMU)のイオンは観測値より約1桁小さい。観測値が下層ほど大となるのは質量分析計内での cluster break-up によると解釈されている。 $\ell=3$ (251AMU)についても量的には約1桁程度観測値より小さいが、高度変化の形は両者ほぼ一致する。

2.  $\text{HSO}_4^-(\text{HNO}_3)_m$  ( $m=1,2$ )型のイオン。  $m=1$ (160AMU)より  $m=2$ (223AMU)のちが多い。両者とも上層で観測値より大きくなる。

3.  $\text{HSO}_4^-(\text{H}_2\text{SO}_4)_n$  ( $n=1,2,3$ )型のイオン。これら(195AMU, 293AMU, 391AMU)は約30km付近で高さと共に急増し、成層圏エアロソルの生長を示唆する。

これら主要なものの以外の微量イオンの組成比についても報告する。

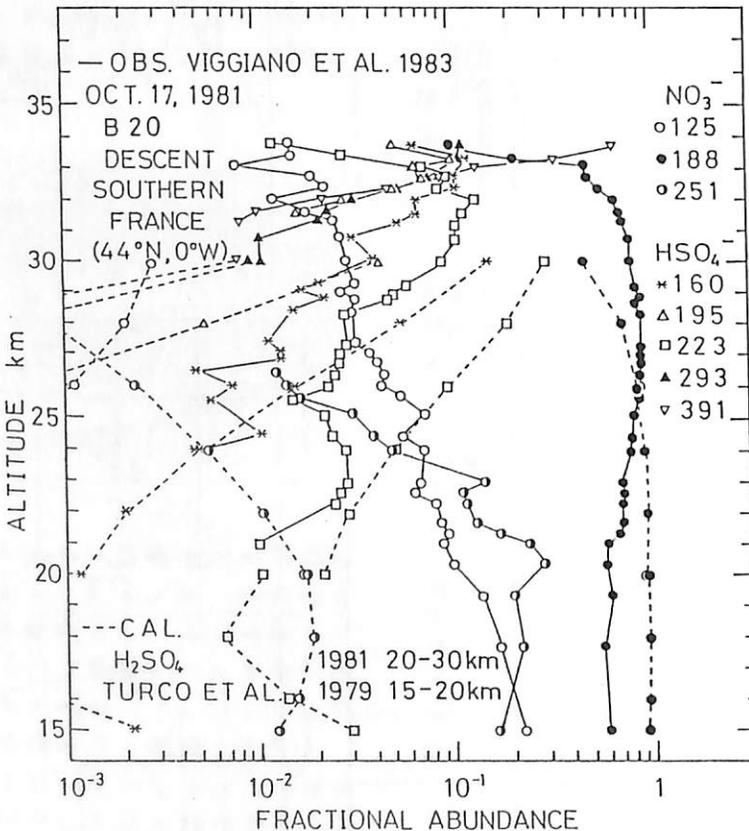


図1. 主要な8種の負イオンのモデル計算結果と観測結果との比較。

# 対流圏 NO<sub>x</sub> 混合比の季節変化

近藤 豊・岩田 晃・森田恭弘・高木増美・W. A. Matthews  
(名古屋大学空電研究所)

(PEL, DSIR, NEW ZEALAND)

I.序 我々はこれまでに1983-1984の冬期に航空機を用いて30°-43°Nの間でNO, NO<sub>x</sub>(NO+NO<sub>2</sub>)の濃度の観測を行なって来た。これらの結果を統合すると観測事実として以下のことが結論される。

また③は、30°Nまで南下して高度2-8kmの間でNO, NO<sub>x</sub>濃度が測定された。また④⑤は19°Nまで南下し、広範な緯度分布が得られた。

1) 30-35°Nの太平洋上で観測されたNO<sub>x</sub>混合比は3-8kmの高度での2ppbの一定値を取る。NO混合比は3kmで20pptで7kmで40pptに達するという高度依存性を持っている。

II結果 図1, 2に①-③の日に得られたNO, NO<sub>x</sub>の混合比の垂直分布を示す。冬期の観測結果と比べ異なる点は、

2) 成層圏から対流圏に侵入して来たair mass中で測定されたNO<sub>x</sub>濃度は約0.2ppbである。

1) 3月では6km以下でNO<sub>x</sub>混合比は0.3ppbと約1.5倍になっている。NO濃度は50pptと高い値を示している。

3) 日本海上の35-43°Nの領域でNO<sub>x</sub>濃度は緯度と共に増加し約40°Nで最大1ppbに達する。

2) 5月にNO濃度は3-6kmの間で約0.2ppbと冬期の値にかなり近い。しかしNO濃度は4-7kmで約10pptとかなり低くなっている。ただし8km付近及び3kmレベルでは40pptとなっている。

これらの結果は、

3) 3月9日の結果で7kmより上でNO<sub>x</sub>濃度は0.05-0.1ppbに減少しているが逆に22日の結果では0.5ppbと増加している。この原因については更に検討が必要である。

a) 対流圏中でのNO<sub>x</sub>の垂直輸送とNO<sub>x</sub>の化学時定数との関係

b) 対流圏NO<sub>x</sub>の緯度分布(特に東アジア領域での)

c) 対流圏と成層圏の力学的couplingとNO<sub>x</sub>に及ぼす影響

といったテーマについての詳しい情報を与える。

今回はこれとは別に1983-1984の春一夏にかけて測定されたNO<sub>x</sub>濃度の測定結果について報告する。

II観測 春の観測はすべてチャーターされたセスナ404Eを用いて行なわれた。この場合キャビンは加圧されておらず、測定器はambient pressureの下で動くこととなる。

夏の観測はMAPの中でMERLIN IVを使って行なわれた。現時点で詳しい解析は行なわれていない。観測日は、

① 1983年 3月9日

② 1984年 3月22日

③ 1984年 5月8日

④ 1984年 8月7日

⑤ 1984年 8月8日 の5日間である。①, ②は比較的海岸に近い太平洋上で

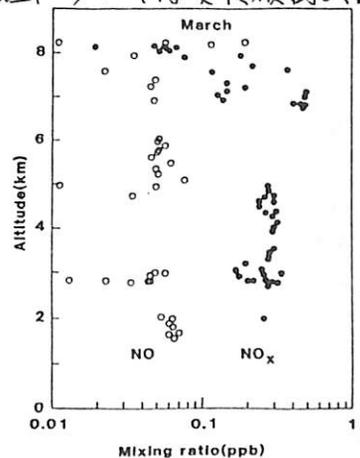


図1

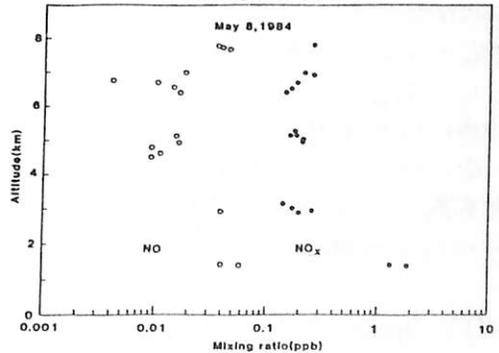


図2

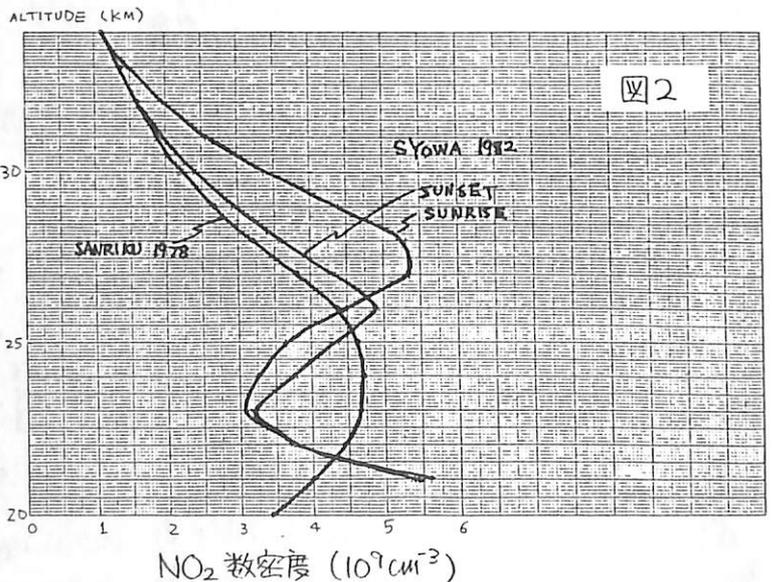
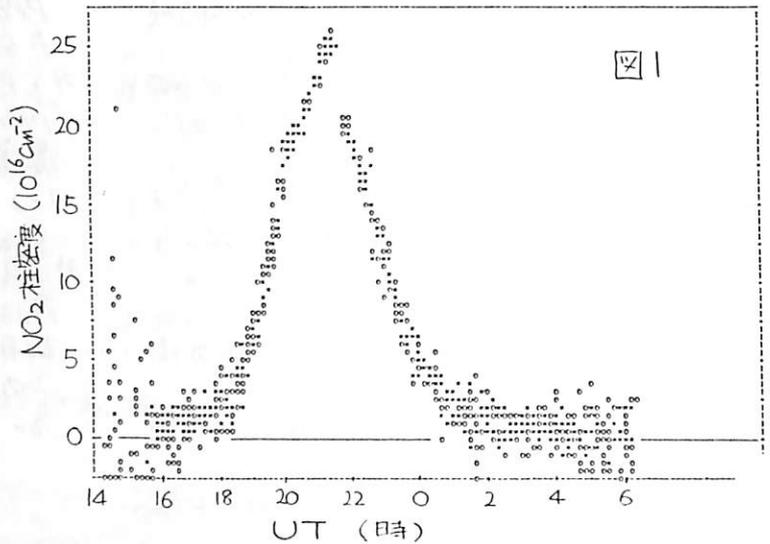
# JARE 23 大気球実験による成層圏NO<sub>2</sub>測定結果

岩上直幹 小川利徳 紫崎和夫 藤井良一  
 (東大理) (東大理) (東大理) (極地研)

極域成層圏におけるNO<sub>2</sub>の分布・変化には中低緯度とは異なる次のような要因が作用しているはずである(1)日照条件, (2)大気循環, (3)宇宙線・極光粒子による生成。南極では, これまでにも数例の地上観測結果が報告されているが, 大気球による密度の垂直分布の測定はおそらく例がない。

実験は5000 m<sup>3</sup>の大気球を用い, 1982年11月24日に行なわれた。放球は1408 UT, 100分後に高度27.5 kmに達し, その後徐々に下降した。2115 UT, 気球から見た太陽高度角が極小(-2.1度)となり, この時刻の前後4時間で最も重要な部分のデータが得られた。この時気球の高度は25.4 km, 昭和基地の北方200 kmにあった。測定方法は可視分光法で, 詳しくは文献[1]を参照されたい。

図1に測定されたNO<sub>2</sub>柱密度の時間変化を示す。1600 UTまでのデータの乱れは上昇時のゆれ, 0400 UT以降の乱れは受信レベルの低下による。図1のデータから導いた数密度の高度分布を図2に示す。2115 UT以前のデータからの結果(SUNSETと表示)および以降からの結果(SUNRISE)を1978年三陸での気球実験結果と比較すると, (1)密度極大の高度が異なる(2)23 kmに極小がある(3)日出時のほうが日没時と比べ密度が大きくなるなどの点に気付くが, それらの統計的有意さおよび大気物理的意味については現在検討中。



文献[1] Ogawa et al. J. Meteorol. Soc. Jpn., 59, 410, 1981.

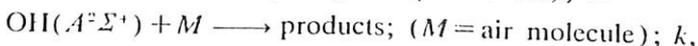
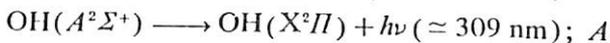
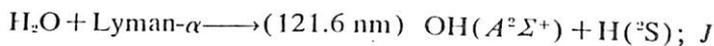
# 南極成層圏の水蒸気測定

岩坂泰信, 斎藤 定, 小野 晃  
名古屋大学水圏科学研究所

世界的にみても水蒸気量の測定例は、ほとんど対流圏に過ぎられており、成層圏高度ではきわめて例が乏しい。筆者らは、ここ数年間、水蒸気分子の光解離反応を利用して水蒸気計を試作してきた。幸い、24次南極観測隊による気球による観測が実施され、南極成層圏の観測には、2~3番目のデータが得られた。

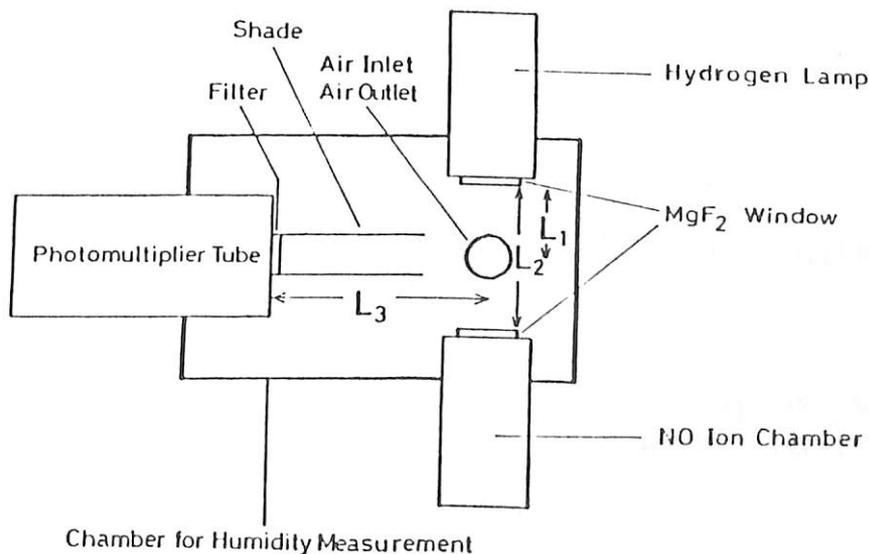
ここでは、今までの経過と南極での放球観測の様子、観測結果の中間的な報告を行う。

光化学反応は、



where

- $J$  : photodissociation rate,
- $A$  : transition probability,
- $k$  : deactivation rate constant.



で与えられる。

H<sub>2</sub>Oの Lyman  $\alpha$  lineの強度の程度は、NO ion chamberで測定されるが、この検査が有効なのは、高度3 kmぐらまでであった。以後は光源の安定性とモーターをよきために用いられる。

OH(A<sup>2</sup> $\Sigma$ <sup>+</sup>)の fluorescence 光は、photon counting法により強度をモニターする。この方法では、気球がバーストする高度(17 km)まで有効であった。

空気の流通路等に問題があったが、現在 Tropopause のすぐ上で 1 ppm, 12 km で 0.7 ppm 15 km 以上で 7 ppm の値を得ている。

15 km 以上の高湿度はだだおかしな値であり、空気の流入口の設計等に問題があったと考えられる。

# 南極昭和基地での大気NO<sub>2</sub>全量地上観測(Ⅱ) — 季節変化 —

柴崎和夫  
(東大理)

昭和基地で取得したスペクトル・データの解析を進めている。春の学会で報告したように、観測は1983年3月～1984年1月の11ヵ月間行った。表1に全ての観測実施日と条件(日出, 日没等)を示した。観測日は通年に亘り、均等に分布してはいるが、特に6, 7月両月は合わせて3日しかない。また春～夏にかけては日出時の観測に限られている(装置設置上の制約のため)。けれどもNO<sub>2</sub>量の季節変化を求めることは可能である。

Noxon (1979) の報告にあるように成層圏NO<sub>2</sub>量は顕著な季節変化(夏に極大, 冬に極小)を示すと考えられる。今回の観測では対流圏内NO<sub>2</sub>も含めたNO<sub>2</sub>全量を求めている。しかしながら, 中緯度の自然状態の対流圏NO<sub>2</sub>量は0.1ppbv程度 (Shibasaki and Ogawa; 1981) であり, sourceのない極域ではさらに少ないと予想している。従って観測値はほぼ成層圏NO<sub>2</sub>量と考えて良いであろう。現在までの予備的な解析によると'夏に多く冬少い'という変化が確かに見出せる。

極夜(日照の全く無い時期)での観測はこれまでに全く興味があったところである。予備的な結果では検出限界以下( $< 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )であり, 大気中での光化学過程が進み窒素酸化物は  $\text{NO}_x \rightarrow \text{NO}_2 \rightarrow \text{NO}_3 \rightarrow \text{N}_2\text{O}_5 \rightarrow ?$  と形を変えていると思われる。

講演ではより詳細な解析結果を報告する。

### 参考文献

Noxon (1979); J.G.R., 84, 5067.  
Shibasaki and Ogawa (1981); J. Meteorol. Soc. J., 59, 429.

表1) 南極でのNO<sub>2</sub>観測日一覧

Month Day	1983											1984
	Mar.	Apr.	May	June	July	Aug.	Sep.	Oct.	Nov.	Dec.	Jan.	
1		△					○ ●					
2		○ ● △		△					○			
3		○ ● △						○ ●				
4		○ ● △						○				○
5		● △								○		
6		○ ●		○				○				
7		○										
8		●		○ ●								○
9	●	●										○
10	○ ●			○								
11		●										
12		○										
13		○ ●										
14		○		○				○ ●				
15								○				
16				●				●				○
17				○ ●								
18				●								○
19												●
20					△							
21			●									●
22												
23						●		○ ●			○	
24	○ ●			○ ● △				○				●
25	● ▲			○ ● △								
26	○							○				
27		○						○		○		
28								●				
29				○ ● △								
30												
31												

○ Sunrise ● Sunset △ Moonrise ▲ Moonset

# ライダーによる成層圏エアロゾルの偏光特性の測定法

岩坂泰信

名古屋大学水圏科学研究所

散乱現象に伴う、偏光特性の変化は散乱体の形状に因するさまざまな情報をもたらしにくれる。名古屋大学では、1980年春以来、成層圏エアロゾルの偏光解消度とモナリングしてきた。しかし従来の偏光解消度の算出は、レーリー散乱成分とミー散乱成分の分離がなされはじま行われており (IWASAKA & HAYASHIDA, 1981; HAYASHIDA et al., 1984) 場合によっては、誤った判定をみちびく恐れもある。

今回、ライダーによって得られた後方散乱光から、粒子状物質の偏光解消度を算出するスキームを提案する。また、これを1982年の1年間のデータに適用し、エルチチン火山噴火による成層圏エアロゾル層の構造に与えた影響について考察した結果を述べる。

全偏光解消度  $D$  は (空気分子と粒子の寄与を含む)、

$$\beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$$

で与えられる。ここに  $\beta_m / \beta_p$  ( $m$  は molecule,  $p$  は particle と示す) が  $\beta_{m\parallel} / \beta_{p\parallel}$  等しいと仮定する (この仮定の妥当なことは観測からも示される) と  $D$  と  $D^p$  (粒子の偏光解消度) の関係がみらひける。その結果を図に示す。

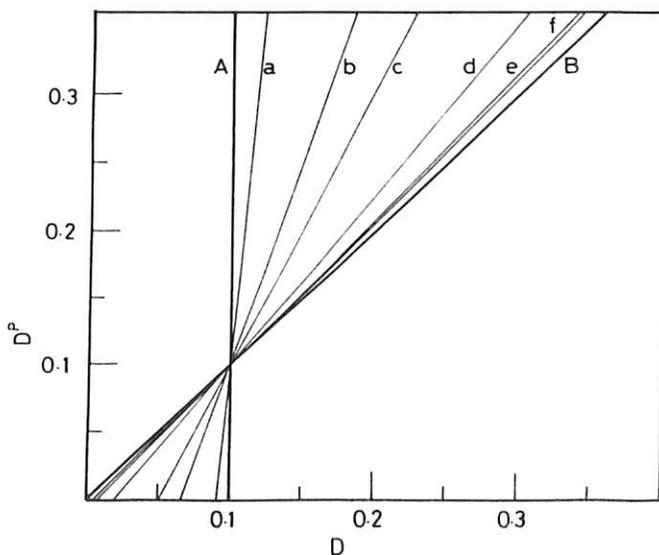
A: Aerosol Free の極限

B: 後方散乱光から得た Aerosol による極限

a ~ f はそれらの中間状態の場合。

従来の観測は (明確な形では言っていないが)  $D^p \approx D$  として、観測結果を解釈していたため、エアロゾル濃度が低い場合 (例えば図の a, b) には大きな解釈の誤りかき生れることになる。

エルチチン火山の影響に因する結果は会場にて発表する。



# ポスターセッション

( P-1 ~ P-12 )

牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之, 内藤一郎  
立教大. 理

地球上層大気 50~80 km 領域のオゾンを観測するために, おおぞらに搭載された, 中間圏オゾン観測装置 IRA は 1.27  $\mu\text{m}$  光用と 15  $\mu\text{m}$  光用の 2 つの放射計から成っている. オゾン分布導出には 1.27  $\mu\text{m}$  のデータを用いるが, そのときの観測視野方向を決定するために  $\text{CO}_2$  からの 15  $\mu\text{m}$  放射をとらえる必要がある. 光学的厚さが厚い  $\text{CO}_2$  15  $\mu\text{m}$  放射は, 大気外縁をスキャンしたとき, 下層大気からの放射量 (20 km 以下ではほぼ一定) から上層大気に対応する放射量 (60 km 以上ではゼロ) へと変化し, その変化量 (出力信号の変化の勾配) が最大となるところが高度 40 km に相当している. 衛星から提供される姿勢データだけでは IRA が地球大気の外縁を観測しているかどうかは, 決定できないが, 15  $\mu\text{m}$  光測定用の 4 素子から成るサ-ミスタボロメ-ツアレイから得られたような time profile を個々のセンサーが示すことで判断できる. さらにこの 4 素子の time profile の違いから, 同時に観測を行っている PbS array 20 素子からの高度の情報を得ているかが決定できる. 現在まだ中間圏のオゾン分布を得るに至っていないので, 姿勢に関する  $\text{CO}_2$  15  $\mu\text{m}$  放射の情報を中心として,  $\text{O}_2$  1.27  $\mu\text{m}$  放射の time profile もあわせて紹介する.

# 「大空」による紫外大気散乱光 観測とオゾン密度分布

鈴木勝久\*, 小川利紘\*\*, 門倉真二\*\*  
\*横国大, \*\*東大理

「大空」衛星によって得られた紫外大気散乱光の強度分布とオゾン密度の関係について報告する。測定装置(BUV)および観測方法については、すでに84年春の学会で報告してある。

84年3月中旬の高圧投入後、順調に観測が行なわれているが、衛星全日照時には観測できないことや(BUVの視野に地表面が入らない)、その他の運用の関係から、観測日数は8月末までで50日程度である。

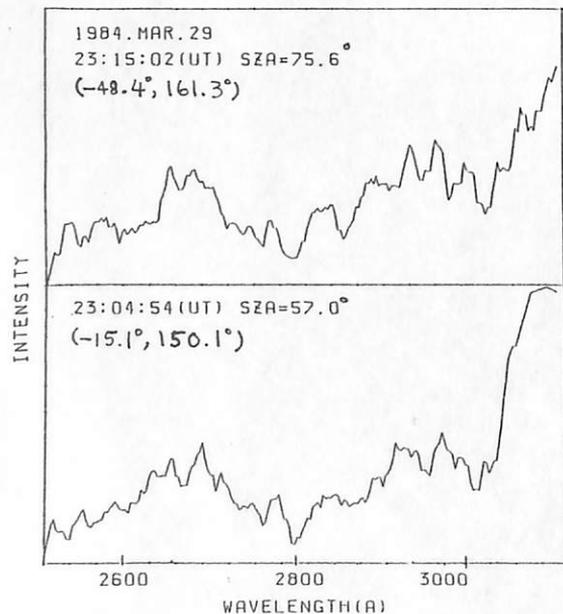
現在までのデータ解析の結果以下のようことが分った。

1. 観測から得られた紫外光スペクトルと、Kruger & Minznerの中緯度オゾンモデルを用いた計算強度は、相対値、絶対値とも、2500 ~ 2900Å付近でよくあっている。(下图参照)

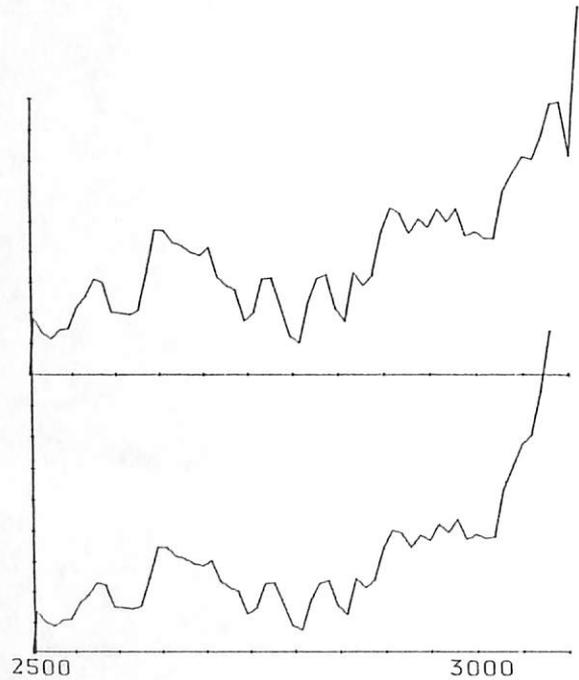
2. 3000Åを越えると、測定値が計算値に較べ大きくなる。原因の一つに、20 ~ 30 km 付近のオゾン分布がモデル計算に用いた分布からずれていることが考えられる。

3. 周回毎に得られる強度変化の太陽角依存性は、計算値と平均的にはよくあうが、こまから時間変化(ほぼ緯度変化に対応)が見られた。

4. 3100Å付近の散乱光は、大気中の散乱光と地上付近まで透過した光の反射光の両方が含まれていることが分った。地上付近からの反射光の寄与は、観測値の約15%程度である。



1掃引毎に得られるスペクトル。掃引時間は約600ms。約15Å程度のスルーシフトをしてある。緯度・経度の値は視線が地表面と交わる点の位置。



左の測定条件の時のモデル計算のスペクトル。強度は絶対感度で補正してあるので直接左のスペクトル強度と比較できる。

# 「大空」による電力線放射観測

富沢一郎, 芳野勉夫  
(電気通信大)

この観測は、地球に張りめぐらされた電力線システムから放射される電磁エネルギーの強度および分布を測定することを目的としている。今まで、筆者らの行った電磁大気球、ロケットを用いた観測では、観測地域が限られており、また、長期的な変化については求められていない。これに比べて、衛星では電離層による減衰はあるが、広範囲の地域を、長期に渡って観測できる利点がある。しかし、衛星観測と他の観測手段とは互いに補完的な役割を担っている。

観測装置は、ループアンテナおよび50, 55, 60Hzの狭帯域フィルタから成っており、電力線放射の基本周波数である50, 60Hzの磁界強度と、55Hzの背景雑音強度と比較して示す。

実際の観測は、システムの問題から遅れたが、本年6月1日に開始した。以後約3ヶ月間観測を行っている。

しかしながら、データレコーダからの干渉のため、電力線放射観測がリアルタイムのみに限られてしまい、現在のところ日本およびヨーロッパおよび南極のデータしか得られない。

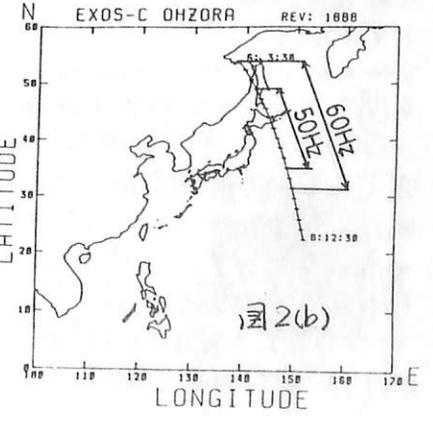
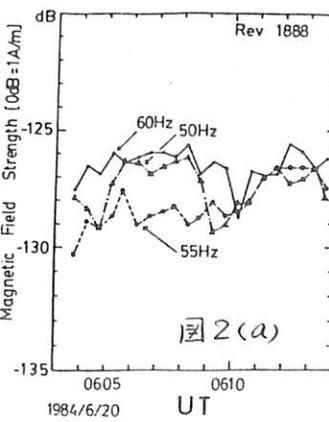
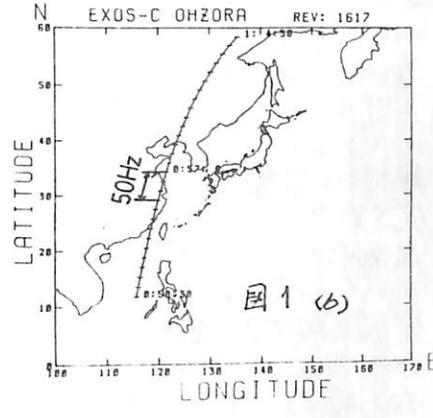
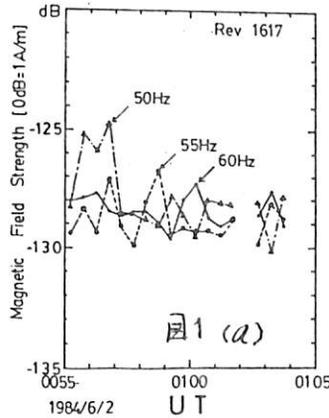
図1および図2に「大空」で観測された50, 55, 60Hzの磁界強度の時間変化を示す。そのときの衛星直下点の位置を地図上に示す。磁界強度は、干渉除去処理後の30秒平均値を示している。

図1は、1984/6/2, Rev. 1617の観測値で、0055~0107 UTの間50Hzの磁界強度が(55, 60Hzの値より)3dB強くなっている。この後は増加は起らなかった。このときの衛星の位置は、図1(b)の中で、

50Hzと記述している。従って中国の正海陸境の電力線放射を観測したものと考えられる。中国の電力線周波数は50Hzであるが、60Hzが増加しているのは、当然と言え、

一方、図2は、1984/6/20, Rev. 1888の観測値で、50Hzの強度が0605~0608の間、55, 60Hzの強度が0604~0609の間にかけて、背景雑音である55Hzの強度と比較して約3dBの増加を示している。この後の0610~0614では、背景雑音の増加により区別がつかない。このときの衛星の位置は図2(b)に示すとおり、北海道から、日本の東方海上にかけての場所に対応することから、この増加は日本列島の起源をもつものと考えられる。日本では50, 60Hzの両周波数を使用していることから、図1との違いが生じたものと考えられる。

今後、さらに多数の観測を行うことにより、強度分布、長期変化を調べて行く予定である。



成層圏エアロゾル・オゾンの観測

高木増美 近藤豊 岩田晃  
(名古屋大学空電研究所)

オゾンの吸収によるものでこの図はほぼオゾン分布を反映したものと考えて良い。42 km以上ではデータのばらつきが大きくなり、信頼性は下がる。3月以降、南北両半球にわたり観測を実施しつつある。今後のデータ取得と並行して、詳細な解析が必要である。

1.序 1984年2月に打ち上げられた EXOS-C (おおぞら) に搭載された太陽放射計により、成層圏エアロゾル、オゾンの観測が行われている。測定原理は衛星から見て太陽の日出、日没時に大気を斜めに横切って通過してくる太陽の光の吸収量から両者の垂直分布を測定しようとするものである。エアロゾルの観測には  $1 \mu m$ 、オゾンの観測には *Chappuis* 帯の中心である  $0.6 \mu m$  の波長の光を利用している。

2.観測例 図1 に3月中旬頃、南半球高緯度の真で得られた solar occultation 時の視線方向に沿った大気の透過率の高度分布を示す。高度の決め方は後で述べる。ある高度から5~6 kmの間に急速に透過率 (T) が減衰していることが分かる。この減衰量はレイリー散乱の減衰よりはずか大きくエアロゾル以外の物質では説明できない。この透過率に相当する optical depth  $\tau = -\ln T$  を求めたのが図2である。図2で optical depth の急増がエアロゾルにすると考えれば、この頃の *lidar* の観測から、その付近の高度22-23 kmと推定される。ここでは当面このようにして高度を決めれば、最終的には軌道姿勢データから高度を求める必要がある。高度の推定の誤差は2-3 kmあるものの20 km以下での大きな optical depth は静電帯のエアロゾル量では説明できず、エルケケ火山噴火の影響の一端を示していると思われる。同様の手続によって求めた  $600 \text{ nm}$  の optical depth の垂直分布を図3に示した。ただし高度は中緯度オゾン分布より求めた optical depth より推定したため高度誤差は  $\pm 2 \text{ km}$  である。これは連続した3 rev の観測による南半球の高緯度でのデータである。22-42 kmの間では、3つのデータは良く一致し、データの再現性は良さそうである。この高度領域では optical depth のうち80%程度は

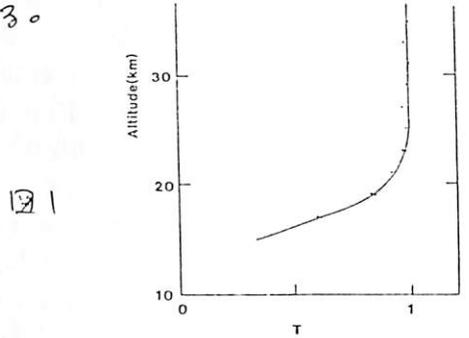


図1

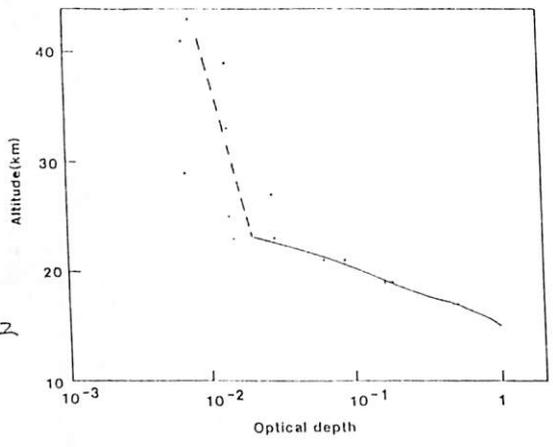


図2

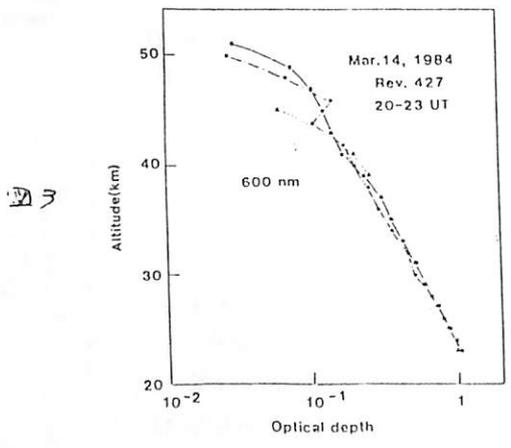


図3

# EXOS-C(おおぞら)PPSにより観測された プラズマ構造と擾乱

小原 隆博, 大家 寛, 森岡 昭  
(東北大学・理学部)

1. はじめに 科学衛星EXOS-C(おおぞら)搭載のプラズマサウンダー(PPS)の観測の目的は電離層プラズマ構造と、その擾乱現象の解明にある。即ち、降下粒子がそのエネルギー解放過程で引き起こすプラズマ大気への擾乱現象を、極域及びスラジル磁気異常帯で詳細に観測する。更に、プラズマ不安定が関与する、プラズマバブル等の電子密度不規則構造をサウンダーにより立体的に観測する。本講演では現在までに得られている観測データを基に、その成果の現状を報告し、今後期待される成果への準備とする。

## 2. 極域擾乱現象

2.1 粒子降下とスプレッドF 粒子降下域における電離層では、激しい波動粒子相互作用の結果、プラズマ波動が励起される。昼側のカスプ(クレフ)域に対称して得られたアイオノグラムを1図に示すが、 $f_p < f < f_{UHf}$  と  $f_{zS} < f < f_p$  の2つの周波数帯域で波動が観測されている他に、行星高度よりはるかに高い領域で生成されたと判断されるホイッスラーモード波が伝播して受信されている。ここで注目しているのはこれら粒子降下にかかわる諸現象に照準して、行星近傍には、同時に激しい密度ゆらぎが生成されている事である。(スプレッドFの受信から判断)。これは極域における電子密度の分布の不規則構造の形成には、粒子降下が直接関与している事を明瞭に示すデータとなる。

2.2 AKRの漏洩 さて、その事実は予測され一部ロケット観測も行なわれて来たが、下側へ漏洩するAKRをEXOS-Cではさらに明瞭に観測している(2図参照)。非常に激しく時間変動をする点が注目されるが、この事はAKRの激しい息つきを物語る事実として重要である。

## 3. 電離層プラズマ構造

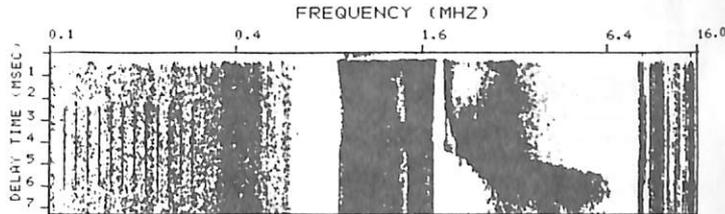
3.1 大域的構造 電離層の大域的な構造として、赤道異常、中緯度トラフ、冠領域の比較的高い密度分布と言った諸構造がサウンダーエコーの解析から得られている。同時に求められ、電子密度のスケールハイトの解析からは、電離層の緯度に対する温度分布

も決定されるが、高緯度ほど温度が高いと言う傾向をしめし、又、オーロラ粒子降下域に熱源があることをしめしている。

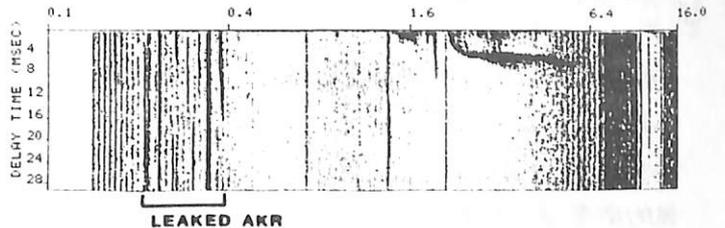
3.2 不規則構造 電子密度不規則構造をしめす例を3図にしめす。観測は、鹿児島上空(M.L.T. ≈ 23h)で行なわれたが、電波の散乱源が不均一に分布する事をしめすエコー群が明瞭にとらえられている。この散乱源は電子密度の増加を伴うプラズマスロットと考えられる。

4. おわりに EXOS-C搭載のPPS観測は、現在順調に続行されて良質のデータが取得されつつあるが、単に静的状態のプラズマ密度分布ばかりでなく、粒子降下をはじめその結果として生ずる波動粒子相互作用がプラズマ構造に及ぼす物理的プロセスを明らかにしうるデータが得られている事が特に重要である。

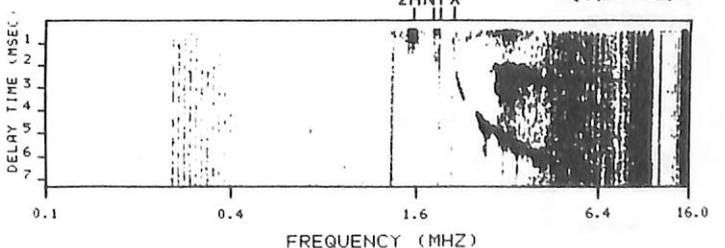
DATE 84.06.14 REV. 1803 MODE 1  
UT. 12:54:25 OG 0082 BIT H (第1図)



DATE 84.06.26 REV. 1507 OG 403C  
UT. 16:49:55 FREQUENCY (MHZ) (第2図)



DATE 84.05.16 REV. 1372 MODE 0  
UT. 14:37:20 OG 1004 BIT H (第3図)



# EXOS-Cによる電離圏観測

## —衝撃波と帯電効果

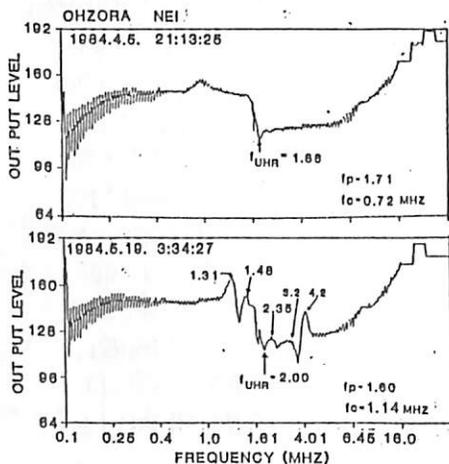
文家 寛, 渡部 稔十, 森岡 昭, 高橋 忠利 (東北大理)

**1.序** おおそらに搭載されたインピーダンスプローブによって、赤道域から極域にいたる全地球的な電子密度の分布が得られている。このインピーダンスプローブは0.1 MHz ~ 16 MHzで掃引、その掃引データをすべて地上に送信する。したがって、「でんぱ」「たいぶ」「ひのとり」衛星で行ってきた衛星上での自動検出による UHR 周波数のデータ、以外にも広い範囲の情報が得られ、興味ある現象がいくつか見い出されている。図1の上図は周波数掃引インピーダンスデータの一例である。UHR 共鳴が 1.86 MHz で検出されるが、この UHR 共鳴周波数とサイクロトロン周波数とから、±3% 以内の高い精度で電子密度を決定することができる。

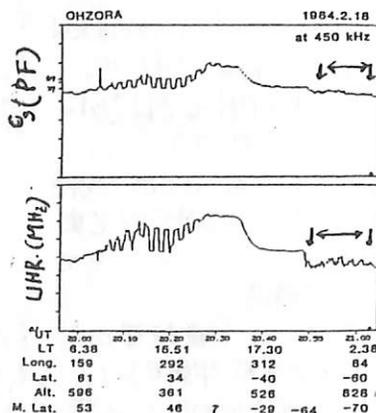
**2. 静電的衝撃波** 図1の下図は65ノットのアンテナ4本を伸展した後のインピーダンスプローブの掃引データであるが、静電的プラズマ波に起因するいくつかのピークが検出されている。これは中緯度 20°~60°で観測され、衛星の姿勢に強く依存していることが判明している。これらの波はその周波数の間隔がサイクロトロン周波数に近いことから、衛星の周囲に生成されたバースタイン波であると考えられる。アンテナによって電離層のプラズマ中に静電的衝撃波が発生し、それにともなって生成したバースタイン波をインピーダンスプローブは受信していると考えられる。PPSによる観測もこの事実と一致している。

**3. 帯電効果** 極域から赤道域に至るUHR周波数とインピーダンスプローブのシース容量値を

に示す。データが矩形になっているのは2つのインピーダンスプローブを8掃引ごとに切りかえ、しかも片方のプローブが衛星のWakeの中にあるためである。トランプから極域に入るところで見られる。20:50 UT~21:05 UTにおいてUHR周波数では明らかにWakeの構造が見えているにもかかわらず、シースの容量値ではWakeの構造が見られない。このような例は極域でよく見られる。この領域がオロラベルト領域付近で衛星がオロラ電子によって強く帯電し、シース容量が拡大し、衛星の周囲のプラズマ密度の変動に対し、敏感に反応しなくなったためと考えている。



第1図  
0.1~16 MHzにわたるインピーダンス計測例



第2図  
全域にわたるUHR周波数とシース容量の観測例。←→の範囲が同題の領域である。

# EXOS-C NEIによる電離圏観測 (I)

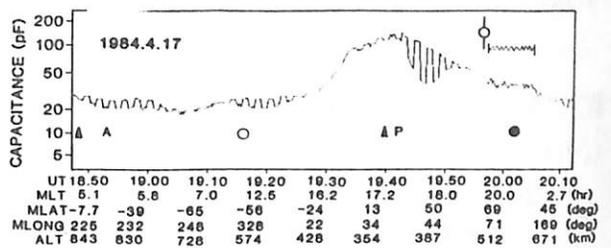
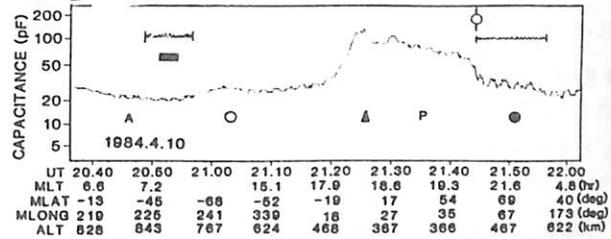
高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛, 渡辺勇三  
(東北大・理) (宇宙研)

第75回学会で EXOS-C (おおぞら) - NEIによる電離圏電子密度観測の初期データに関する速報を行った。その後、観測は順調に続けられており、5月16日 PPS ANT.の伸展をまって本格的なオーガナイズド・コマンド (OG) による運用が始まり、データの蓄積が行われている。本報告では NEI 機器の運用の概況と、データ処理の現状及びこれまでの観測によって得られた結果を報告し、そのデータに関して、電離層の構造の面から考察する。

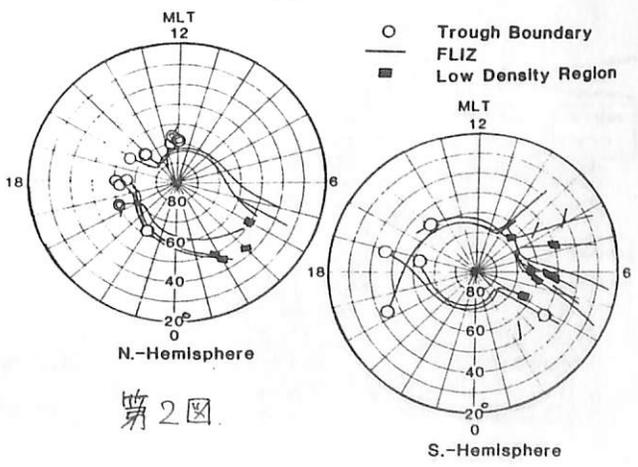
衛星「おおぞら」に搭載された NEI 観測は前回の報告で触れたように種々の計測モードを準備しているが、これまでの計測は主として、ショートプローブによる、100kHz~16MHzをFull掃引するモードで観測が行われている。現在までに得られている観測データは、運用の制約上、Local Time 分布には偏りをもつが、空間的には赤道域から極域に至る地球電離圏を広くカバーしており、それぞれ電離圏構造に関し多くの興味ある結果を示している。

第1図にミス容量値 (プローブをとりまくイオンミス容量を低い周波数で計測したもの) のサマリプロットの例を示した。これらのデータは夫々ほぼ1周回にわたる電離層の軌道に沿った電子密度分布を示しているが、極域においていくつかの特徴ある分布を示している。即ち、階段状の Trough 境界 (○), broad な Trough (low density region ■), 密度 irregularity の卓越する領域 (mm) 等である。更に、この図には示されていないが、オーロラ域での密度の enhancement, Trough の赤道側境界域に、時折見られる電子密度の enhancement 等の現象も観測されている。

第2図は、これらの擾乱構造が観測された領域を Polar map のかたちで示している。密度 irregularity の領域が極域に広く分布している様、又 trough の形態が Local Time によって明確に異なっていることが分る。図中、Trough 境界を○印で示したものは、その赤道側境界域で電子密度の enhancement が認められる例である。この密度の enhancement は Topside でのプラスマ温度の上昇によると考えることが出来るが、このことは Trough の赤道側境界域に磁力線を介してつらなるプラスマポーズ内側での加熱メカニズムの存在を示唆している。



↑ 第1図



第2図

# EXOS-C (おおぞら) 惑星プラズマサウンダー (PPS) による波動総合観測

大家寛 森岡昭 小京隆博  
東北大・理

1. 目的 EXOS-C (おおぞら) に搭載された惑星プラズマサウンダー (Planetary Plasma Sounder) は地球電離圏を電波で探査することにより極域ならびに赤道域の電離圏の擾乱の観測を行い、電離圏と超高層大気の相互作用の解明を波動粒子過程に重点を置いて推進することを目的としており、次のサブテーマをもつ。

- (1) 極域から赤道域における電離圏プラズマ分布構造と擾乱の観測
- (2) 極域ならびにブラジル磁気異常帯での粒子降下とプラズマ波動現象の解明
- (3) 太陽および惑星プラズマ波動観測

2. 観測 観測モードは大きく (a) サウンダーモード (SPW) 及び (b) 受信モード (NPW) の2つに分けられる。第1回に PPS 装置のブロックダイアグラムを示す。

EXOS-C 衛星打上げ後3ヶ月経たず5月16日65ノートインターロクトバイシウムアンテナ4本が完全に伸展され、波動の総合観測が開始された。観測装置は極めて順調に動作し良質のデータが取得されている。

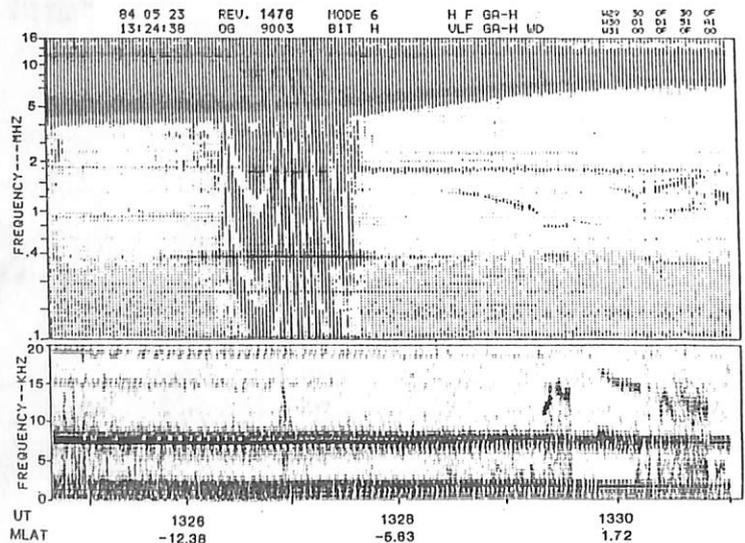
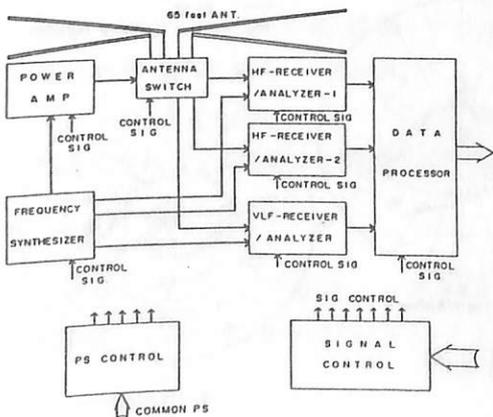
3. 初期観測結果の概要 赤道から極域にわたる電離圏レベルでの波動観測から電離圏プラズマとプラズマ波動に関する興味深いデータが得られつつある。第1表および第2表に現在までの Active (SPW) 及び Passive (NPW) での観測成果を示す。なお第2回にはブラジル磁気異常帯で観測された粒子降下にもともなう波動励起の例を示す。

## 第2表 Passiv Mode (NPW) の観測成果

- 1. Local Emission (粒子降下に関する現象)
  - ・ブラジル磁気異常帯での波動励起
  - ・サブオーロラ帯での波動励起現象
  - ・オーロラ帯での VLF (Hiss, コーラス, ソーサ)
- 2. Leaked AKR の観測
  - ・ホイッスルモード AKR
- 3. Electrostatic Shock Wave の観測

## 第1表 Active Mode (SPW) の観測成果

- 1. 自然プラズマ波の励起プロセスの検出
  - ・AKR
  - ・静電波
- 2. 電離圏プラズマ構造と擾乱の検出
  - ・極域スプレッドF
  - ・中緯度プラズマバブル/ブロック
  - ・大域的プラズマ構造
- 3. 能動プラズマ波励起
  - ・非線型効果





# 'お、そら'に於ける電子温度測定速報

小山孝一郎, 鈴木徹<sup>\*</sup>, 平尾邦雄, 安原文彦<sup>\*\*</sup>  
 宇宙科学研究所 <sup>\*</sup>武蔵工大 <sup>\*\*</sup>中京大教養

'お、そら'には基本的なプラズマ物理量の一つである電子温度を測定するセシウム4つ, 太陽電池パネルの先端に取り付けられている。セシウムは直径120mm厚さ1.6mmの円板プローブでかつ円板は2つの半円にわけられ, 一方の半円に30KHzの高周波電圧を印加し, 他方は単に浮動電位を検出する。これら2つの電極から取り出された信号は差動DCアンプへおくりこる。これによってプラズマ中の雑音, 衛星電位の変動等(つまり消され純粋に電子温度に係る浮動電位の変動分)を取り出される。4つのセシウムは二つの高周波電圧発生器によってそれぞれ2つ対になく駆動される。印加された高周波電圧の振幅は500mVおよび250mVでそれぞれの高周波振幅に相当する浮動電位の変動分をアンプ, 4ワード使っており出す。PCMモードによって4つのセシウムのうち2つのセシウムのデータしか取り出し得ない場合があるが, 4つのセシウムによっていつでも一つのセシウムがたまにだけ常時衛星の作るノイズをさけて擾乱を受ける。プラズマ中の電子温度を測定できるように衛星の運用を考慮している。従って衛星の位置によって一つの電極面が磁場に垂直他方の電極が水平になる事があり, これによって精密ではなすが, 磁場に平行, および垂直な成分の電子温度を測定する事ができる。またセシウムの一つからは衛星を基準としてセシウム電極の浮動電位を検出したワードがでており, これによって衛星まわりの擾乱の具合を大体知る事ができる。セシウムとソリアンプのケーブル長が最短長で2mあり, このために $5 \times 10^3$ 以下の電子密度ではHigh bit rate では波形の歪みが生じ測定ができておるが, Low bit rate では今の所, データが取れているようである。データの永年空間分解能はHigh bit rate では1Km, Low bit rate では8Kmである。

データの質によって(は)数%分と移動平均して最終的なデータの質は向上するが空間分解能は落ちる。現在特に極域に於いて解析を行っておりある。論文として公表するには他の測定データと合わせる必要があり, 時間を要するが本講演では現在まで得られたいくつかの現象を紹介する。

# “大空”衛星による低エネルギー粒子の観測

## — Dayside Region —

何井利典, 榎谷信幸, 久保治也, 松本治弥, 伊藤富造, 平尾邦雄  
 (宇宙研) (神大工) (宇宙研) (神大工) (宇宙研) (宇宙研)

### 〔概要〕

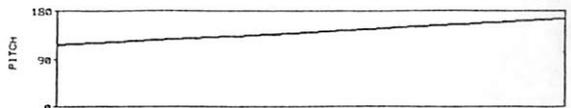
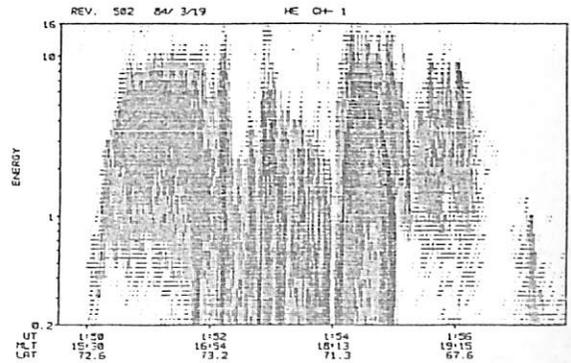
EXOS-C衛星の観測は順調に続けられ、多くの興味深いデータが取得されている。我々はデータ解析としてDayside Regionから開始し、降下イオンのデータにおいて二つの現象を発見した。他のRev.のデータとの比較、理論的検討を現在おこなっており、詳細は学会で報告する。以下にその現象を説明する。

#### (1) Rev 502 Dusk Side Region

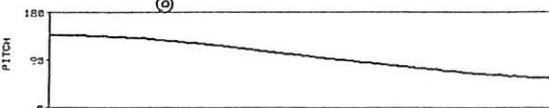
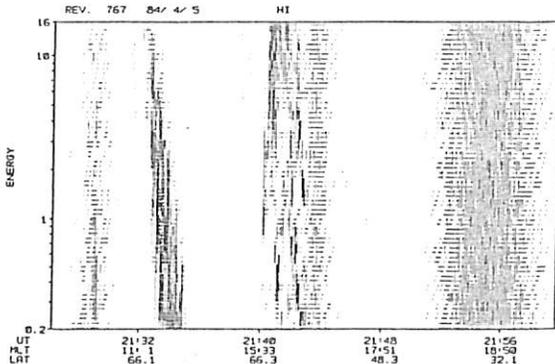
オ1図に降下電子、オ2図にオ1図と同時刻の降下イオンのE-tダイアグラムを示す(縦軸:測定エネルギー, 横軸: UT, Magnetic Local Time, Invariant Latitude, 下図にPitch角を示す)。衛星はAuroral Ovalを斜めに横切ったものである。降下電子は1:52~1:55間に典型的なInverted Vが観測され、低緯度側にはDiffuse Auroraを横切ったと思われる。一オイオンのE-tではInverted Vが観測されたエネルギー帯の降下イオン(\*)がぬけている様子をSpectrumを示した。

#### (2) Rev 767 Midday Region (オ3図)

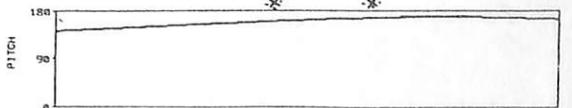
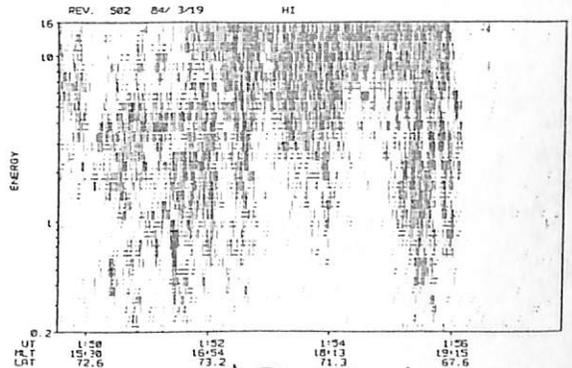
カスプ付近を横切った際、Auroral Ovalの低緯度側で降下イオンのピークが低エネルギー側にシフトした(⊙)この時高エネルギー粒子の降下はHEPで観測されておらず、Diffuseな降下イオン(21:30と21:40~21:44)とは異なるプロセスで降下してきたものと考えられる。(21:56付近はアラジアン・アノミー)



オ1図 Dusk Side の降下電子



オ3図 Midday の降下イオン



オ2図 オ1図と同時刻の降下イオン

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

ブラジル アノマリー: 「大空」衛星の観測目的の一つである南大西洋地磁気異常帯における高エネルギー粒子の測定について, これまでに多くのデータを得ることができた。電子(0.19-3.2 MeV), 陽子(0.64-35 MeV)は第1図に示すように南極のオーロラ領域と続いており, 粒子のflux(counts/sec · sr · cm<sup>2</sup>)も非常に高い領域であることがわかった。衛星スピン時(84年4月11日)には2つのセンサー(S-1, S-2)のうちS-1は磁場と直交し, S-2はS-1に90°方向を向き毎分0.7回スピンをしていたので, 図に示すようにピッチ角分布の観測を行うことができた。この図からは判断しにくいですが1スピンにつき左右対称な山が2つ見られ, 粒子は磁力線に90°方向に運動しているのが多くトラップされていると見てよい。

北極における電子の異常減少: 84年5月22-29日の間に北極オーロラ領域で電子が通常と比較して~1/100程に減少するのが観測された(第2図)。図のS-2の場合について陽子(35-70MeV)とHe(4-13MeV)の観測結果と比較すると電子の減少時にHeのみが増加するという逆の相関があり, 磁気尾部あるいは太陽活動との関連を示唆している。とくにHeの増加は太陽活動と密接に関係している所以他の衛星のデータと比較すると興味ある結果が得られる(図の他の記号はエネルギーの低い電子, 陽子, エネルギーの高いHe等を示す)。

Australian Arc?: 南緯 25° - 30° の間に粒子密度が急に~100倍程増加する地域がある(第1図の左側の小さいピーク)。これは南太平洋またはAustralia上空において常に見られ, 「大空」の観測高度では南北~1000km, 東西に~10000km?も広がっているのがわかった。ピッチ角分布の測定結果から判断すると幅の狭い領域に粒子がトラップされていると考えられる。

第1図. 84年 4月11日(20.47.36-22.12.56 UT)の観測。S-2にはスピンの影響が見られる。

第2図. 84年 5月25日の北極地域における観測。電子が異常に減少している。

