

学会保管用

第68回講演会

講演予稿集

昭和55年11月5日～11月7日

於 名古屋サンプラザ

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第68回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和55年11月5日(水)～7日(金)

講演会場 名古屋サンプラザ TEL 052-774-0211

第Ⅰ会場 1階 橋

第Ⅱ会場 2階 藤

第Ⅲ会場 3階 葵

懇親会場 名古屋サンプラザ 2階 松

9 10 11 12 13 14 15 16 17 18

11月5日 (水)	Ⅰ	磁気圏	EXOS-B		磁気圏波動Ⅰ	磁気圏嵐	評議員会
	Ⅱ	低緯度 ULF脈動	測定器 開発実験		主磁場・ 地磁気異常	電気伝導度・ テクノマグネティ ズム	
	Ⅲ	宇宙線Ⅰ	宇宙線Ⅱ		中層大気Ⅰ	中層大気Ⅱ	
11月6日 (木)	Ⅰ	高緯度 ULF脈動	国際協同 観測	特別講演・総会 (第Ⅰ会場)			懇親会
	Ⅱ	ISS-b	電離圏				
	Ⅲ	希ガス・隕石	測定器				
11月7日 (金)	Ⅰ	磁気圏理論Ⅰ	磁気圏理論Ⅱ		磁気圏波動Ⅱ	磁気圏波動Ⅲ	
	Ⅱ	電波計測	セント・ヘレンズ 噴火の大気圏 効果		中層大気Ⅲ	木星磁気圏	
	Ⅲ	岩石磁気・ 古地磁気Ⅰ	古地磁気Ⅱ		太陽・地球関係		

各講演は指定時間を守る(講演時間10分, 討論時間3分)。

ポスターセッション参加講演は講演番号にPが附加されている(講演時間5分)。

ポスターセッションは随時ですが11月5日午前中に集中的に開催します(3階渡り廊下)。

第1日 11月5日(水) 09:00-12:03

第I会場

磁気圏	座長	前	沢	湧 (名大理)
I-1	MAGSAT プロジェクト研究班, <u>桜井治男</u> , 藤井良一, 江尻全機(極地研), 飯島 健, 福島 直(東大理)			MAGSAT の磁場データのリダクション及び関連現象 の研究(I) (09:00-09:13)
2	<u>藤井良一</u> (極地研), 飯島 健(東大理), T. A. Potemra (APL/Johns Hopkins Univ.)			Field-aligned current の電離層電気伝導度依存性と 電離層電流との結合 (09:13-09:26)
3	福島直, <u>飯島健</u> (東大理) 藤井良一, 桜井治男(極地研) T. A. Potemra (APL/Johns Hopkins Univ.)			Observation of field-aligned Currents by MAGSAT(速報) (09:26-09:39)
4	<u>早川基</u> , 西田篤弘(東大宇宙研) E.W. Hones, Jr. (LASL)			磁気圏尾部における高速プラズマ流の温度 (09:39-09:52)
5	<u>早川基</u> , 西田篤弘(東大宇宙研) E.W. Hones, Jr. (LASL)			磁気圏尾部におけるプラズマ流の空間的スケール (09:52-10:05)
6	<u>羽田亨</u> , 西田篤弘(東大宇宙研)			夜側磁気圏に現われる Counter-streaming beam の特 性 (10:05-10:18)
7P	<u>寺沢敏夫</u> (東大宇宙研)			テアリング・モード不安定の数値シミュレーション(II) (10:18-10:23)
8P	<u>長井啓介</u> , 松本絃(京大工)			一次元MS-Code による電磁流体波, 波動-粒子相互 作用の計算機シミュレーション (10:23-10:28)
9P	<u>大村善治</u> , 松本絃(京大工)			コーヒーレント非線形ホイッスラー相互作用の計算機 シミュレーション (10:28-10:33)
(休憩	10:33-10:45)			
EXOS-B	座長	大	家	寛 (東北大理)
I-10	遠山文雄, 青山巖, 高橋隆男, <u>村松祥二</u> (東 海大工)			科学衛星「JIKIKEN」の姿勢変化 (10:45-10:58)
11	<u>小玉正弘</u> (山梨医大), 奥谷晶子(理研)			オーロラX線利用によるロケット飛翔姿勢の決定 (10:58-11:11)
12	<u>奥谷晶子</u> (理研), 小玉正弘(山梨医大), 和田雅美(理研)			ロケット高度における極域高速電子のふるまい-II (11:11-11:24)
13	<u>久保治也</u> , 向井利典, 河島信樹(東大宇宙研)			“JIKIKEN”(EXOS-B)による荷電粒子の観測 (11:24-11:37)

I-14 大家寛, 小原隆博 (東北大理)

15 河島信樹, 牛越淳雄, 村里幸男 (東大宇宙研)  
大家寛, 森岡昭 (東北大理), 松本紘 (京大工)  
宮武貞夫 (電通大), 江尻全機 (極地研研)

じきけん (EXOS-B) SPW 実験により検出される磁気圏プラズマの流れ (11:37-11:50)

磁気圏における電子ビーム放射実験-W

(JIKIKEN-CBE)

(11:50-12:03)

第1日 11月5日(水) 09:00-12:08

第II会場

低緯度ULF脈動

座長 北村 泰一 (九大理)

II-1 坂翁介 (九大理), AUVプロジェクトチーム,  
九大理, 東大理, 東大宇宙研

ポールダと阿蘇に於る脈動の同時比較

(09:00-09:13)

2 坂翁介, 糸長雅弘, 下泉政志, 北村泰一  
(九大理)

低緯度脈動 (Pc3, Pc4) に対する電離層効果 (阿蘇に於る長期観測の結果)

(09:13-09:26)

3 糸長雅弘, 坂翁介, 下泉政志, 北村泰一  
(九大理)

低緯度脈動 (Pc3, Pc4) の偏波特性

(09:26-09:39)

4 下泉政志, 坂翁介, 糸長雅弘, 北村泰一  
(九大理)

地磁気脈動に対する大地の電磁誘導効果

— Model 計算 —

(09:39-09:52)

5 下泉政志, 坂翁介, 糸長雅弘, 北村泰一  
(九大理)

低緯度地磁気脈動に対する電離層効果 (II)

(大地からの反射波の問題)

(09:52-10:05)

6 奥沢隆志 (電通大)

Identification of Mixing Frequency Components in Geomagnetic-Field Data by Multiplicative Homomorphic Filtering

(10:05-10:18)

7 外谷健, 河村諒, 桑島正幸 (地磁気観測所)  
福西浩, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研究所)

中低緯度及び高緯度における Pc1脈動の特性の対比

(10:18-10:31)

(休憩 10:31-10:40)

測定器開発実験

座長 国分

征 (東大理)

II-8P 加藤愛雄, 齊藤尚生, 湯元春文, 田村忠義  
(東北大理), 瀬戸正弘, 赤間芳雄 (東北工大), 永徳昭人, 山内美佐子 (東北大理)

出力方式を改良した RING-CORE磁力計による昭和55年度大気球磁場観測

(10:40-10:45)

- II-9P 小川徹, 北野正雄, 藪崎努 (京工大)
- 10 齊藤尚生, 湯元清文, 田村忠義  
(東北大・理)
- 11 青山巖, 石井洋, 西口正幸, 山河仁 (東海大工)
- 12 南繁行, 堤四郎, 竹屋芳夫 (大阪市大工)
- 13 小山孝一郎, 細谷和美, 平尾邦雄 (東大宇宙研)
- 14 平尾邦雄, 河島信樹, 小山孝一郎, 佐々木進渡辺勇三, 八木康之, 赤井和憲, 中井豊, 大林辰蔵 (東大宇宙研)
- 15 渡辺勇三 (宇宙研) 江尻全機 (極地研), 大林辰蔵 (宇宙研)
- S-310-5号機による電離層電流系の観測 (IV)  
(10:45-10:50)
- 微分型磁力計の開発  
(10:50-11:03)
- リングコア型フラックスゲート磁力計の開発  
(11:03-11:16)
- 図的处理による逆電位トラップ (R.P.A) のイオン温度算出法 (11:16-11:29)
- Geomagnetic field dependence of electron collection in the accelerating probe region  
(11:29-11:42)
- K-9M-69号機及び S-520-2号機による Tethered Payload Experiment  
(11:42-11:55)
- インピーダンスプローブによる観測計画  
(11:55-12:08)

第1日 11月5日 (水) 09:00-12:03

第Ⅲ会場

宇宙線 I

座長 村上 一 昭 (名大理)

- III-11 安江新一, 森覚 (信大理), 一之瀬匡興 (信大教養), 芽野基, 神谷敏行 (信大理)
- 2 森覚, 安江新一 (信大理)
- 3 上野裕幸, 藤井善次郎, 榊原志津子, 藤本和彦, 長島一男 (名大理)
- 4 北村正亟 (気象研)
- 5 和田雅美, 今井加代 (理研)
- 6 石田喜雄, 菅野常吉 (福島大教育), 齊藤俊子 (福島医大教養)
- 7 村上 一 昭, 藤井善次郎, 山田良実, 榊原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦, 長島一男 (名大理) 近藤一郎 (東大宇宙線研)
- (休憩 10:31-10:45)
- 松代における地下宇宙線強度変動の観測  
(09:00-09:13)
- 宇宙線太陽時日変化異方性の22年変化  
(09:13-09:26)
- 坂下一地下宇宙線観測  
(09:26-09:39)
- 宇宙線日変化異方性の長期変動  
(09:39-09:52)
- 宇宙線強度11年変化, 最近の傾向  
(09:52-10:05)
- 宇宙線長期変動と太陽活動度について-I  
(10:05-10:18)
- 南半球における小空気シャワーの連続観測計画  
(10:18-10:31)

宇宙線-II

座長 長島一男 (名大理)

- |        |   |   |
|--------|---|---|
| III- 8 | <u>奥谷晶子</u> , 和田雅美 (理研)                                   | 宇宙線強度の南北異方性<br>(10:45-10:58)                |
| 9      | 須田友重 (気象研), 和田雅美 (理研)                                     | 宇宙線変動の南北異方性と空間磁場<br>(10:58-11:11)           |
| 10     | <u>藤本和彦</u> (名大理), 小島浩司 (名保衛大),<br>村上一昭 (名大理), 長島一男 (名大理) | IMF Secfor Bonndary と宇宙線強度<br>(11:11-11:24) |
| 11     | 村上喬 (名大理)   | 惑星間空間における宇宙線の流れと惑星間磁場の方向<br>(11:24-11:37)   |
| 12     | <u>長島一男</u> , 森下伊三男 (名大・理)                                | 相互スペクトルによる宇宙線強度変化の解析<br>(11:37-11:50)       |
| 13     | <u>石田喜雄</u> (福島大・教育), 森覚 (信州大・理)                          | 宇宙線中性子強度日周変化IV<br>(11:50-12:03)             |

第1日 11月5日(水) 13:00-17:20

第I会場

磁気圏波動-I

座長 鶴田浩一郎 (東大宇宙研)

- |       |   |  |
|-------|---|--|
| I-16P | <u>木村磐根</u> (京大工)                           | JIKIKEN衛星/Siple Station共同実験におけるサ<br>イプル局信号の伝搬特性<br>(13:00-13:05)       |
| 17P   | <u>守倉正博</u> 松本紘 木村磐根 (京大工)<br>向井利典 (東大宇宙研)  | JIKIKEN衛星/SIPLE STATION共同実験<br>—電子のピッチ角異方性—<br>(13:05-13:10)           |
| 18P   | <u>松本紘</u> , 木村磐根 (京大工)                     | JIKIKEN衛星/SIPLE STATION共同実験<br>—波動と粒子の相関— (13:10-13:15)                |
| 19P   | <u>佐々木主税</u> , 木村磐根 (京大工)                   | JIKIKEN衛星/Siple Station 共同実験で観測され<br>た赤道面付近における波動異常現象<br>(13:15-13:20) |
| 20P   | <u>橋本弘蔵</u> , 木村磐根 (京大工)                    | JIKIKEN衛星DPLによって観測されたプラズマポー<br>ズと波動異常現象 (13:20-13:25)                  |
| 21    | <u>山下亨子</u> (名古屋市立保育短大)<br>田口一夫 (鹿児島大学水産学部) | オメガ電波 (13.6kHz)のサイクルスリップについて<br>(13:25-13:38)                          |

- I-22 岡田敏美, 都竹愛一郎, 岩井章(名大空電研) 電算機によるVLF解析—その1—ホイ斯拉の解析  
(13:38—13:51)
- 23 太田健次, 江口博之(中部工大) 自動観測結果によるホイ斯拉の特性(II)  
(13:51—14:04)
- 24 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光  
(電波研) 低緯度ホイスラー到来方位の観測—III  
(14:04—14:17)
- 25 渡辺成昭, 恩藤忠典, 巖本巖, 上滝實(電波  
研) イオンホイスラーの南北非対称伝搬  
(14:17—14:30)
- 26 山岸久雄(極地研), 本間峰一(電通大) 人工衛星ISISにより観測されたELFヒスの低域カ  
ットオフ特性(14:30—14:43)
- 27 恩藤忠典, 渡辺成昭, 中村義勝, 村上利光  
(電波研) ISIS衛星で観測された中緯度のレーザー放射  
(14:43—14:56)
- (休憩 14:56—15:10)

磁気圏嵐

座長 上出洋介(京産大)

- I-28 向井利典(東大宇宙研), 金田栄祐(東大理),  
平尾邦雄(東大宇宙研) KYOKKOで観測された inverted - V 構造の特徴  
(15:10—15:23)
- 29 金田栄祐(東大理), 向井利典, 平尾邦雄  
(東大宇宙研) KYOKKOで観測されたサブストームの様相  
(15:23—15:36)
- 30 巻田和男(拓殖大学), 鮎川勝, 平沢威男  
(極地研) 谷口治幸(東大理) オーロラと地磁気変動から見たオーロラ電流との対比  
(15:36—15:49)
- 31 中井仁(大阪府立牧野高校), 上出洋介  
(京産大) 大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係(I)  
(15:49—16:02)
- 32 小川俊雄, (京大理), 川本洋人(現在東北大  
大理) 磁気擾乱時の中緯度の電場変化  
(16:02—16:15)
- 33 桜井亨(東海大工), R.L.Mcpherron  
(UCLA) Substorm associated magnetic pulsations, pi  
bursts, observed at synchronous orbit  
(16:15—16:28)
- 34 長井嗣信(地磁気観) 静止衛星高度の磁場変動  
(16:28—16:41)
- 35 国分征(東大理) 静止衛星高度におけるサブストームの様相  
(16:41—16:54)
- 36 家森俊彦, 前田坦(京大・理) サブストームの周期的発生の一つの解釈  
(16:54—17:07)
- 37 笹村義孝(京産大理) 環電流のサブストーム強度への影響(I)  
(17:07—17:20)

第1日 11月5日(水) 13:00-16:55

第II会場

主磁場・地磁気異常

座長 河村 諒 (地磁気観)

- II-16 河野長(東大理), 柳沢正久(東大宇宙研) Preliminary Report of MAGSAT Data Analyses  
MAGSAT 研究班 (13:00-13:13)
- 17 歌代慎吉(海上保安大) 日本近海に於ける地磁気積年変化について  
(13:13-13:26)
- 18 河村諒 小池捷春(地磁気観) 全磁力地域差の補正について  
(13:26-13:39)
- 19 宮嶋衛次, 西田泰典, 前川徳光(北大理) 有珠山およびその周辺の磁気測量—その2—  
(13:39-13:52)
- 20 西村博次, 兵頭政幸, 井口博夫, 伊勢崎修弘, 大東島での地磁気異常(航空磁気測量の結果から)(II)  
安川克己(神戸大理), 河野芳輝(金沢大理) (13:52-14:05)
- 21 笹井洋一, 石川良宣(東大震研) 1980年伊豆半島東方沖地震(M6.7)に関連した全磁  
伊豆半島地磁気グループ 力観測 (14:05-14:18)
- 22 大志方直人, 藤森義彦, 田中秀文, 本蔵義守 伊豆半島西部地域における全磁力観測(8)  
(東工大理) (14:18-14:31)
- (休憩 14:31-14:45)

電気伝導度・テクノマグネティズム

座長 住友則彦(京大教養)

- II-23 本蔵義守(東工大理), 伊勢崎修弘, 安川克己(神戸大理) 南大東島における地磁気変化異常(1)—観測結果—  
(14:45-14:58)
- 24 本蔵義守(東工大理), 伊勢崎修弘, 安川克己(神戸大理) 南大東島における地磁気変化異常(2)  
—モデル計算と観測結果との比較—  
(14:58-15:11)
- 25 森俊雄, 松本英照, 沢田可洋, 中礼正明, 田中康裕, 田望(気象研) 東海沖海底地震計の給電々圧変化と地磁気変化  
(15:11-15:24)
- 26 田中穰(地理院) 地磁気地域差から検出した tectonomagnetic secular variation (15:24-15:37)
- 27 佐野幸三, 仲谷清(地磁気観) 柿岡におけるCA変換関数の地震に関連した時間変化  
(15:37-15:50)
- 28 歌田久司(東大震研) MT法および Schlumberger 法における1次元構造解析法について(15:50-16:03)
- 29 乗富一雄(秋田大鉦山), 行武毅(東大震研), 山崎断層における磁場3成分の観測  
半田駿, 住友則彦(京大教養), 宮腰潤一郎 (16:03-16:16)  
(鳥取大教養)



- II-30 乗富一雄(秋田大鉦山), 行武毅(東大地震研究所), 吉野登志男(東大地震研究所), 住友則彦(京大教養), 半田駿(京大教養), 宮腰潤一郎(鳥取大) 山崎断層における比抵抗連続測定について (16:16-16:29)
- 31 吉野登志男, 行武毅(東大震研) 電気検層法を利用した井戸の中の比抵抗連続観測 (16:29-16:42)
- 32 半田毅, 玉田攻, 住友則彦(京大教養) ELF-MT 探査法による花折断層の比抵抗構造 (16:42-16:55)

第1日 11月5日(水) 13:00-17:20

第Ⅲ会場

中層大気-I

座長 高木増美(名大空電研)

- III-14 早川幸男, 松本敏雄, 水野智久, 村上浩, 野口邦男(名大理), 宇山喜一郎(東大宇宙研) 近-中間赤外大気光のロケット観測 (13:00-13:13)
- 15 村松久史, 広田道夫, 牧野行雄(気象研) 赤外干渉分光器による大気中微量成分の観測 (13:13-13:26)
- 16 長澤親生, 内海通弘, 広野求和(九大理) 中間圏ナトリウム層の一次元モデルとライダー観測 (13:26-13:39)
- 17 広野求和, 長沢親生(九大理) 中間圏ナトリウム層密度の日出時急増の考案 (13:39-13:52)
- 18 内野修, 前田三男(九大工), 柴田隆, 広野求和, 藤原玄夫(九大理) XeCl レーザ・レーダによる成層圏オゾン観測(II) (13:52-14:05)
- 19 近藤豊, 高木増美(名大空電研) Chappius 帯の吸収を利用した成層圏オゾン測定 (14:05-14:18)
- 20 近藤豊, 高木増美(名大空電研) R. Reiter, H. Jäger (Institute for Atmospheric Environmental Research, Germany) 成層圏大気電気伝導度, イオン, 及びオゾンとのライダーとの同時観測 (14:18-14:31)
- 21 小川利紘(東大理), 渡辺隆(筑波大物理) 内之浦上空の中間圏オゾンの季節変化 (14:31-14:44)
- 22 富田二三彦, 上山弘, 大沼利弘, 岡野章一(東北大理), 十文字正憲(八戸工大) Observations of the Atmospheric Sodium Layer by a Tunable Dye Laser Radar

(休憩 14:57-15:10)

- III-23 岩坂泰信(名大水圏研/国立極地研) 極域中層大気の水蒸気量とエアロゾル分布  
(15:10-15:23)
- 24 鈴木勝久(東大理) 高高野元春(筑波大物理) マイケルソン干渉分光計による大気微量成分の測定-I  
(15:23-15:36)
- 25 岩上直幹(東大理) 自己吸収セルを用いたNO大気光測定(自己吸収の不完全性に起因する誤差について)(15:36-15:49)
- 26 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理) 薄明時のOH大気光  
-L-3H-9号機解析結果-  
(15:49-16:12)
- 27 竹内郁夫(詫間高専数), 三沢清敏(防大物理) OH(6-2) bandの強度と回転温度の短周期振動  
(16:02-16:15)
- 28 中村正年, 大嶋新一, 高野元春(筑波大物理), 牧野忠男(立教大理) 大気光強度の空間分布の観測  
(16:15-16:28)
- 29 奥田光直(弘前大教育), 山下栄, 平良賢剛, 新垣秀雄(琉球大工) 酸素緑線低緯度大気光(16:28-16:41)
- 30 岡野章一(東北大理), J.S.KIM(SUNYA) Observations of Sar arcs during Geomagnetic Storms in September 1978  
(16:41-16:54)
- 31 中村純二(東大教養), 大地登(岐阜大教養) K-9M-70号機によるTMA発光雲  
(16:54-17:07)
- 32 長野勇, 満保正喜, 深見哲男, 難波宏司, (金沢大工), 平尾邦雄(東大宇宙研) K-9M-67号機によるD層電子密度の測定結果  
(17:07-17:20)

第2日 11月6日(木) 09:00-12:16

第I会場

- I-38 永野宏(岐阜歯大), 鈴木亮(佐賀大教養) Pi3 Magnetic Pulsations Associated with Substorms: 1. near Midnight  
J.S.Kim(SUNY), M.Sugiura(NASA/GSFC)  
(09:00-09:13)
- 39 永野宏(岐阜歯大), 鈴木亮(佐賀大教養) Pi3 Magnetic Pulsations Associated with Substorms: 2. in the Morning and Late Evening  
J.S.Kim(SUNY), M.Sugiura(NASA/GSFC)  
(09:13-09:26)

- I-40 鈴木亮(佐賀大教養)永永野宏(岐阜歯大)  
J.S.Kim(SUNT), Masahisa Suqiura  
(NASA/G SFC) Pi3脈動の統計的研究  
(09:26-09:39)
- 41 桑島正幸(地磁気観測所女満別出張所) 極光帯におけるPi 2脈動の波動特性  
(09:39-09:52)
- 42 石津美津雄, 坂翁介, 北村泰一(九大理),  
福西浩, 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研) 昭和基地とアイスランドで観測されたPc1及び  
unstructured Pc1-2 band pulsationの偏波解析  
(09:52-10:05)
- 43 福西浩(極地研), S.Perraut(CRPE) L=6付近のULF波動の共役性, I.Pc1脈動のGEOS  
一地上共役性(10:05-10:18)
- 44 平沢威男(国立極地研究所) SCおよびSI型地磁変動に伴うPc1, Pi1  
(10:18-10:31)
- (休憩 10:31-10:45)
- 国際協同観測 座長 平沢威男(極地研)
- I-45 林幹治(東大理) Campaign Party of aurora,  
ULF, VLF in Canada, (東大宇宙研),  
(九大理)(UBC), (U.Vic) 多点観測(Jan, Feb 1980, CANADA)による地磁気  
脈動Pc1の特性  
(10:45-10:58)
- 46 坂翁介, AUVプロジェクトチーム, 九大理,  
東大理, 東大宇宙研 ベイカーレイク及びランキンインレットに於る地磁気  
脈動の特徴(10:58-11:11)
- 47 小口高(東大理), AUVプロジェクトチーム 脈動型オーロラに伴う地磁気脈動  
(11:11-11:24)
- 48 永田武, 平沢威男(極地研) 昭和基地-アイスランド地磁気共役点における南北共  
役性(11:24-11:37)
- 49 江尻全機, 鮎川勝(極地研) スウェーデン・エスレンジにおける大気球観測  
(11:37-11:50)
- 50 上出洋介(京産大), 赤祖父俊一(アラスカ  
大) IMS(国際磁気圏探査)チェーン磁場データ解析  
(11:50-12:03)
- 51 大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 長友信人,  
二宮敬, 後川昭雄, 佐々木進, 柳沢正久  
(東大宇宙研), 江尻全機(極地研), 工藤  
勲(電総研) スペースシャトル搭載用粒子加速器及び関連観測機器  
の開発・研究の現状  
(12:03-12:16)

第2日 11月6日(木) 13:30-17:00

第I会場

特別講演

- 1. 秋葉録二郎(東大宇航研) 宇宙工学の将来と夢
- 2. 長島 一男(名大理) 太陽系磁気圏と宇宙線

総会

懇親会 (18:00-20:00)

第2日 11月6日(木) 09:00-12:16

第II会場

ISS-b 座長 羽倉幸雄(電波研)

- II-33 猪木誠三, 松浦延夫(電波研) ISS-6 AGCデータによる  $f_0F_2$  の推定(1)  
-最低混信周波数と  $f_0F_2$  の関係-  
(09:00-09:13)
- 34 上瀧實, 加藤仲夏, 杉内英敏(電波研) 電離層上側におけるHF帯混信地図  
(09:13-09:26)
- 35 丸橋克英(電波研) Replenishment of the Outer Plasmasphere  
A Key Factor Determining Plasmapause  
Signatures at Ionospheric Heights  
(09:26-09:39)
- 36 宮崎茂, 佐川永一, 森弘隆, 小川忠彦(電波研) ISS-b-RPAによる高度1100kmのイオン密度の  
緯度変化特性(09:39-09:52)
- 37 巖本巖, 水津武, 佐川永一(電波研) ISS-bによるイオン組成の季節変化の観測  
(09:52-10:05)
- 38 相京和弘, 丸山隆, 上滝實, 永山幹敏, 山西  
光夫(電波研) ISS-bテレメトリ電波の遅延時間差による電離層全  
電子数の推定(2)遅延時間差のモデル計算  
(10:05-10:18)
- 39 藤田正晴(電波研鹿島), 新野賢雨(電波研),  
小川忠彦(電波研平磯) 静止衛星電波の電離層シンチレーションの周波数依存  
性と電子密度不規則構造の推定  
(10:18-10:31)

(休憩 10:31-10:45)

## 電 離 圈

座長 加 藤 進 (京大工)

- II-40 富澤一郎, 芳野赴夫(電通大) EXO, 8-Cによる電力線放射観測計画  
(10:45-10:58)
- 41 伊藤富造(東大宇宙研), 大家寛(東北大理) 科学衛星 EXOS-Cによる観測計画  
EXOS-C研究班 (10:58-11:11)
- 42 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) Is Te equal to Tn at the heights of 100 to  
120 km? (11:11-11:24)
- 43 前田佐和子(京産大) The breakdown of the WKB approximation in the  
behavior of upper thermospheric gravity  
waves  
(11:24-11:37)
- 44 中山泰雄, 前田坦(京大理) 熱圏対流とエネルギー高度分布との関係  
(11:37-11:50)
- 45 前田憲一(京都産業大学理学部) 磁気赤道電離層ダイナモ(11:50-12:03)
- 46 前田坦, 荒木徹, 鈴木亮, 亀井豊永(京大理) MAGSATデータによる変化磁場の解析  
(12:03-12:16)

第2日 11月6日(木) 09:00-12:14
--------------------------

## 第II会場

## 希ガス・隕石

座長 百 瀬 寛 一 (信州大理)

- III-33 本田勝彦(東大理), 佐藤和郎(東大震研) 岩石破壊の際の希ガスの放出—その2—  
(09:00-09:13)
- 34 小嶋稔(東大・理) 地球の一次大気存在  
—— 地球内部の希ガス状態からみた ——  
(09:13-09:26)
- 35 中沢清, 水野博, 林忠四郎(京大理) 地球原始大気存在と原始希ガスの地球内部への溶解  
(09:26-09:39)
- 36 兼岡一郎(東大理) 隕石の $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代と岩石タイプの関係  
(09:39-09:52)
- 37 永田武(極地研) 石質隕石熔融殻の残留磁気  
(09:52-10:05)
- 38 船木實, 永田武(極地研), 百瀬寛一(信州大) ALHA 76009(L6) Chondriteの堆積残留磁気  
(10:05-10:18)
- (休 憩 10:18-10:30)

## 測 定 器

座長 新 妻 信 明 (静岡大理)

- III-39 室井勲(大阪府科学教育センター) 球形コイルの磁場とその測定法(10:30-10:43)
- 40 堂面春雄(山口大教育物理) 無定位磁力計の感度について(10:43-10:56)
- 41 瀬戸正弘(東北工大), 齊藤尚生(東北大理) リングコア型飛翔体部品残留磁気高速測定装置  
赤間芳雄, 早坂孝(東北工大) (10:56-11:09)
- 42 河野長, 浜野洋三, 当舍利行(東大理), 西谷忠師(秋田大鉾山) Paleomagnetic Processor 5. スピナー磁力計による測定とデータ処理(11:09-11:22)
- 43 友田好文, 藤本博己, 内山昭憲(東大海洋研) 海底における地磁気の全磁力の測定  
江村富男, 中埜岩男(海洋センター) -測器の開発と試験-  
(11:22-11:35)
- 44 上嶋正人(地質調査所) 深海プロトン磁力計のテストについて  
(11:35-11:48)
- 45 大志万直人, 藤森義彦(東工大・理) マイコンを用いたプロトン連続観測用記録装置  
(11:48-12:00)
- 46 友田好文, 藤本博己, 内山昭憲(東大海洋研) 船上からの地磁気全磁力の精密観測  
中埜岩男(海洋センター) (12:01-12:14)

第3日 11月7日(金) 09:00-12:03

## 第I会場

## 磁気圏理論I

座長 佐 藤 哲 也 (広大核融合)

- I-52 大塚聖, 三浦彰, 玉尾孜(東大理) 磁気擾乱に対する電離層効果: 固有値解析  
(09:00-09:13)
- 53 並川富一, 細谷靖史, 浜端広充(阪市大理) ホール効果を考慮した $\alpha$ -効果(09:13-09:26)
- 54 並川富一(阪市大理) 無衝突プラズマ中のAlfvénによる $\alpha$ 効果電場, 磁気乱流拡散係数, ポンダモーティブ力とサブストーム  
(09:26-09:39)
- 55 田中基彦(東大地物研), 佐藤哲也(広大核理論) 外部エネルギー源のあるときの磁気中性面マイクロ不安定と異常抵抗(09:39-09:52)
- 56 鷺見治一(名大空電研), 坂井純一(富山大工), 西河謙一(名大プラズマ研) ティアリングモードにおける渦の効果とフレアー発生機構(09:52-10:05)
- 57 荻野竜樹(名大空電研) 流体モデルによるビーム不安定とポテンシャル二重層の計算機シミュレーション(10:05-10:18)
- 58 西田篤弘(東大宇宙研) Neutral Sheetの構造とダイナミクス  
(10:18-10:31)

(休 憩 10:31-10:45)

磁気圏理論Ⅱ

座長 西田篤弘 (東大宇宙研)

- I-59 寺沢敏夫, 羽田亨 (東大宇宙研) ダブル・レイヤー加速電子による電磁波放出  
 —— Merlose 理論の再検討 ——  
 (10:45-10:58)
- 60 佐藤哲也 (広島大核融合), 奥田英雄 (ブリ  
 ジストン大), 長谷川晃 (ベル研) イオン音波ダブル・レイヤー  
 (10:58-11:11)
- 61 佐藤哲也 (広島大核融合), 長谷川晃 (ベル研) 外部駆動リコネクション対テアリング不安定  
 (11:11-11:24)
- 62 早川幸男 (名大理), 平尾邦雄, 西田篤弘 木星のX線放射  
 (宇宙研) (11:24-11:37)
- 63 南部充宏 (九大教養) プラズマからの異常制動輻射のメカニズム  
 (11:37-11:50)
- 64 南部充宏 (九大教養) 木星電波の発生機構  
 (11:50-12:03)

第3日 11月7日(金) 09:00-12:03

第Ⅱ会場

電波計測

座長 小川 徹 (京大工)

- II-47 佐藤佳朗, 早坂孝 (東北工大) HFドップラー観測とその周波数解析  
 (09:00-09:13)
- 48 柴田喬, 奥沢隆志 (電通大) 中規模TIDの速度分散特性 (09:13-09:26)
- 49 北村泰一, 竹生政資, AUVプロジェクトチ  
 ム (九大理, 東大理, 東大宇宙研) オーロラ帯電離層内のGravicy Wave  
 <ランキンにおけるHFドップラーデータから>  
 (09:26-09:39)
- 50 北村泰一, 竹生政資 (九大理) 福岡におけるドップラースペクトラム  
 (09:39-09:52)
- 51 五十嵐喜良 (電波研), 小川忠彦 (電波研・  
 平磯) 昭和基地におけるオーロラドップラーレーダ観測  
 (Ⅱ) Irregularities の発生と消滅過程  
 (09:52-10:05)
- 52 前田力雄, 竹内鉄雄, 古関照男 (電波研) 電離層斜め観測の予備実験  
 (10:05-10:18)

1-53 石嶺剛, 具沼昭司(電波研), 越前谷喜松, 小角鉄弥, 森哲造(電波研秋田) VHFレーダによる Sky-wave Backscatter 観測結果について (10:18-10:31)

(休憩 10:31-10:45)

セント・ヘレンズの噴火の大気圏効果 座長 広野 求和 (九大理)

1-54 小川徹, 辻井常男, 筒井稔(京大工), 一ノ瀬琢美(同志社大工), 佐藤佳朗(東北工大) セント・ヘレンズ噴火による T I D の HF ドップラー観測(10:45-10:58)

55 小川忠彦(電波研平磯), 新野賢爾(電波研), 熊谷博(電波研平磯), 藤田正晴(電波研鹿島), 高橋達(電波研) セントヘレンズ火山爆発に伴う電離層全電子数の変動 (10:58-11:11)

56 Y. Iwasaka, A. Kobayashi and S. Hayashida (Water. Research Institute, Nagoya University) On the decay of stratospheric aerosol content enhanced by volcanic eruption (11:11-11:24)

57 藤原玄夫, 柴田隆, 久々宮成助, 広野求和 (九大理) Sierra Negra 及び St. Helens 火山の噴火による成層圏エアロゾルの変動(11:24-11:37)

58 岩坂泰信, 林田佐智子(名大水圏研) 成層圏エアロゾルの急増と St. Helens 火山噴火 (11:37-11:50)

59 高橋文徳, 平尾邦雄(東大宇宙研) 成層圏水蒸気とエアロゾルの気球観測(V) -セントヘレンズ火山爆発の影響について- (11:50-12:03)

第3日 11月7日(金) 09:00-12:16

第Ⅲ会場

石磁気・古地磁気Ⅰ 座長 伊藤 晴明 (島根大理)

1-47 田中秀文(東工大理) 考古地磁気学で求めた双極子モーメントへの非双極子磁場の影響(09:00-09:13)

48 乙藤洋一郎, 桂郁雄, 笹嶋貞雄(京大理) 堆積物の残留磁化と乾燥(09:13-09:26)

49 佐藤高晴(阪大教養) ESRによる深海底堆積物の年代推定 (09:26-09:39)

50 兵頭政幸, 安川克己(神戸大理) 木崎湖堆積物の残留磁化(09:39-09:52)

51 広岡公夫(富山大理) 更新世後期および完新世テフラの古地磁気 (09:52-10:05)

52 林田明(京大理) 陸上の地層に記録された後期更新世の地磁気の逆転 (10:05-10:18)



Ⅲ-53 上嶋正人 (地質調査所)

GH79-1 で得られたピストンコア堆積物の磁性について (10:18-10:31)

(休憩 10:31-10:45)

古地磁気Ⅱ

座長 広岡公夫 (富山大理)

Ⅲ-54 上嶋正人, 中尾征三 (地質調査所)

GH80-1 航海におけるピストンコアの残留磁化について (10:45-10:58)

55 新妻信明 (静岡大理)

メキシコ沖中米海溝地域における深海底掘削 (Leg) により得られた堆積物の古地磁気

(10:58-11:11)

56 船木實 (極地研)

南極, テーラー谷の Basalt の古地磁気

(11:11-11:24)

57 伊藤晴明, 時枝克安, 野津幸夫 (島根大理)

中部地方第三紀花崗岩の古地磁気 (11:24-11:37)

58 登内正治, 小林和男 (東大海洋研)

静岡, 伊豆半島地域の岩石磁気学的研究

(11:37-11:50)

59 渋谷秀敏, 笹嶋貞雄 (京大理)

美濃帯南部トリアスジュラ系の古地磁気

(11:50-12:03)

60 桂郁雄 (京大理), 西田潤一 (大谷大), 笹嶋貞雄 (京大理)

丹波帯中古生層の古地磁気 (12:03-12:16)

第3日 11月7日(金) 13:00-17:07

第I会場

磁気圏波動Ⅱ

座長 松本

紘 (京大工)

I-65 町田忍, 鶴田浩一郎, 池田慎, 寺沢敏夫, 西田篤弘 (東大宇宙研)

ステーション・ネットワークによるVLF電波の強分布 (13:00-13:13)

66 町田忍, 鶴田浩一郎 (東大宇宙研)

ステーション・ネットワークによるVLF birecti Finding (13:13-13:26)

67 鶴田浩一郎, 町田忍 (東大宇宙研)

VLFデータから電力線ノイズを除去する一つの法について (13:26-13:39)

68 栗田敬司, 早川正士, 大津仁助 (名大空電研)

磁気嵐時の中緯度帯VLF放射と電子ドリフト (13:39-13:52)

69 橋本弘蔵, 木村磐根 (京大工)

1/2 fHより上での狭帯域VLF放射 (13:52-14:05)

70 大家寛 (東北大理), 小野高幸 (極地研), 三浦悟 (東北大理), 平沢威男 (極地研)

K-9M-67号機によるプラズマ波動波数計測 (14:05-14:18)

I-71 筒井稔, 松本紘, 木村磐根(京大工)

72 小川忠彦(電波研平磯), 森弘隆, 宮崎茂  
(電波研)

73 松尾敏郎, 木村磐根(京大工)

(休憩 14:57-15:10)

磁気圏波動Ⅲ

座長 福田

宇宙空間プラズマ中における電子ビームによるプラズマ波励起とその機構(14:18-14:31)

オーロラ中の静電プラズマ不安定-S-310JA-7  
測定結果-(14:31-14:44)

S-310JA-5号ロケットによるオーロラヒス到来方向の測定(14:44-14:57)

浩(極地研)

I-74 小野高幸, 平沢威男(極地研)

昭和基地で取得されたトップサイドイオノグラムのデータ解析(15:10-15:23)

75 宮岡宏, 大家寛(東北大理)

極域電離層における高周波プラズマ波動-粒子相互作用(Ⅱ)(15:23-15:36)

76 森岡昭, 大家寛(東北大理)

Auroral Kilometric Radiation and  
Magnetospheric Substorm

(15:36-15:49)

77 巻田和男(拓殖大)

AKRと auroral hiss との同時観測データの比較  
(15:49-16:02)

78 利根川豊, 加藤愛雄, 桜井亨(東海大工)

Resonant oscillations of magnetic pulsations in  
the period range from 40 to 150 seconds observed  
at synchronous orbit by ATS-6.(16:02-16:15)

79 湯元清文, 斉藤尚生, 永徳昭人(東北大理),  
上出洋介(京都産業大)

Pi2の波動特性に及ぼすIMFとAEの効果  
(16:15-16:28)

80 山本達人, 小口高(東大理), AUVプロジェ  
クトチーム

Pulsating Auroraの特性的構造  
(16:28-16:41)

81 國武学(東大理)

多点観測によって得られたPiburst脈動の特性(Ⅱ)  
(16:41-16:54)

82 國武学(東大理)

フリッカリングオーロラの特性(Ⅲ)(移動速度の解  
析)(16:54-17:07)

第II会場

中層大気—III

座長 伊藤 富 造 (東大宇宙研)

- II-60 麻生武彦, 野々山徹, 加藤進(京大工) 大気潮汐波の計算機シミュレーション(1)  
(13:00-13:13)
- 61 谷井純, 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤進(京大工) 流星高度における太陰潮汐  
(13:13-13:26)
- 62 伊藤礼, 麻生武彦, 津田敏隆, 加藤進(京大工) 流星高度における二日周期波動の観測  
(13:26-13:39)
- 63 深尾昌一郎, 佐藤亨, 西本修一, 加藤進(京大工) 大型レーダーによる中層大気観測の高度分解能に関する一考察(13:39-13:52)
- 64 若杉耕一郎(京工織大), 深尾昌一郎, 加藤進(京大工)(京大工) 大型レーダーによる大気乱流の高分解能観測  
(13:52-14:05)
- 65 佐藤亨(京大工), R.F.Woodman(アレシボ観測所) アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の高分解能観測(14:05-14:18)
- 66 深尾昌一郎, 佐藤亨, 前川泰之, 加藤進, 津田敏隆(京大工), 広田勇, 福山薫(京大理) M.P.Sulzer(Arecibo Observatory, NAIC) Long-Period Mesospheric Oscillations Observed with The Arecibo Radar: A Preliminary Result  
(14:18-14:31)
- 67 Toshitaka Tsuda, Takehiko Aso, Rei Ito, Toru Nonoyama, Jun Tanii, Akihiro Iguro and Susumu Kato (Kyoto, University) Meteor Radar Observations at Kyoto (IX)  
(14:31-14:44)
- 68 芳野赴夫, 田中信也(電通大), 福西浩(極地研) MAP期間の南極における気象衛星観測計画  
(14:44-14:57)
- (休憩 14:57-15:10)

木星磁気圏

座長 大林 辰 蔵 (東大宇宙研)

- II-69 大家寛, 渡部重十, 高橋忠利(東北大理) 金星イオノポーズの理論と観測の対比  
(15:10-15:23)
- 70 青山隆司(宮城職訓短大), 大家寛(東北大理) 木星磁気圏境界領域の構造— Internal shock in Jovian Magnetodisc (15:23-15:36)
- 71 西田篤弘, 渡部行男(東大宇宙研) 木星磁場の赤道面上での半経験モデル  
(15:36-15:49)
- 72 西田篤弘, 渡部行男(東大宇宙研) 木星磁気圏プラズマの強制回転に伴う電離層加熱  
(15:49-16:02)
- 73 大家寛, 近藤哲朗, 森岡昭(東北大・理) The Energy Sources of Jovian Decametric Radio Waves (16:02-16:15)

II-74 近藤哲朗, 大家寛 (東北大・理)

木星デカメータ波出現のDE (地球の木星面投影緯度) 依存性 (16:15-16:28)

75 森岡昭, 宮下清子, 近藤実, 大家寛 (東北大  
理)

木星デカメータ波の周波数スペクトル特性  
(16:28-16:41)

76 三浦俊一, 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大  
理)

木星デカメータ波のダイナミックスペクトラムにおけ  
る中規模微細構造の解析 (16:41-16:54)

77 今井一雅 (高知高専)

惑星間空間シンチレーション起源の木星電波 Modu-  
lation Lane について (16:54-17:07)

第3日 11月7日(金) 13:00-

第III会場

太陽-地球関係

座長 村山

(名大理)

III-61 白木正規 (気象庁地磁気観測所), 柳原一夫  
(気象庁観測部)

最近のU-Measure について

(13:00-13:13)

62 桜井邦朋 (神奈川大工)

太陽活動の $10^4 - 10^5$ 年に亘る長期変動と地球環境

(13:13-13:26)

63 前沢洌 (名大理)

今サイクルの太陽磁場反転について

(13:26-13:39)

64 斉藤尚生 (東北大理), 瀬戸正弘, 早坂孝  
(東北大工), 湯元清文 (東北大理)

二半球モデルによる1979-1980年における太陽磁  
気圏反転プロセスの解釈

(13:39-13:52)

65 丸橋克英 (電波研), 石井隆広 (電波研平磯)

The Relation of Open Magnetic Structures of  
Solar Corona to Geomagnetic Disturbances

(13:52-14:05)

66 芳沢克明, 前沢洌 (名大理)

地磁気擾乱に及ぼすIMF効果のLocal Time依存性

(14:05-14:18)

67 大家寛, 宮岡宏, 森岡昭 (東北大・理)

JIKIKENにより観測されたType III太陽電波バース  
トと太陽圏プラズマ (14:18-14:31)

太陽風中の磁気流体波 (14:31-14:44)

68 並川富一, 浜端広充 (阪市大理)

中間赤外黄道光のロケット観測

(14:44-14:57)

69 早川幸男, 松本敏雄, 水野智久, 村上浩, 野  
口邦男 (名大理), 宇山喜一郎 (東大宇宙研)

名古屋サンブラザへの交通および会場案内

名古屋サンブラザ

名古屋市名東区猪高町藤森字藤の木 85-1

電話 (052) 774-0211

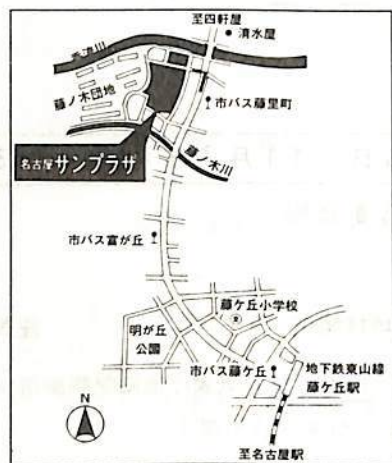
(i) 交通

地下鉄東山線名古屋駅 ————— 藤ヶ丘駅  
(約25分)

藤ヶ丘駅 ———— (徒歩約10分)  
                  (市バスにて約3分, 藤里町下車すぐ)

※ タクシー利用の方は地下鉄「星ヶ丘」駅で下車  
されると便利です。

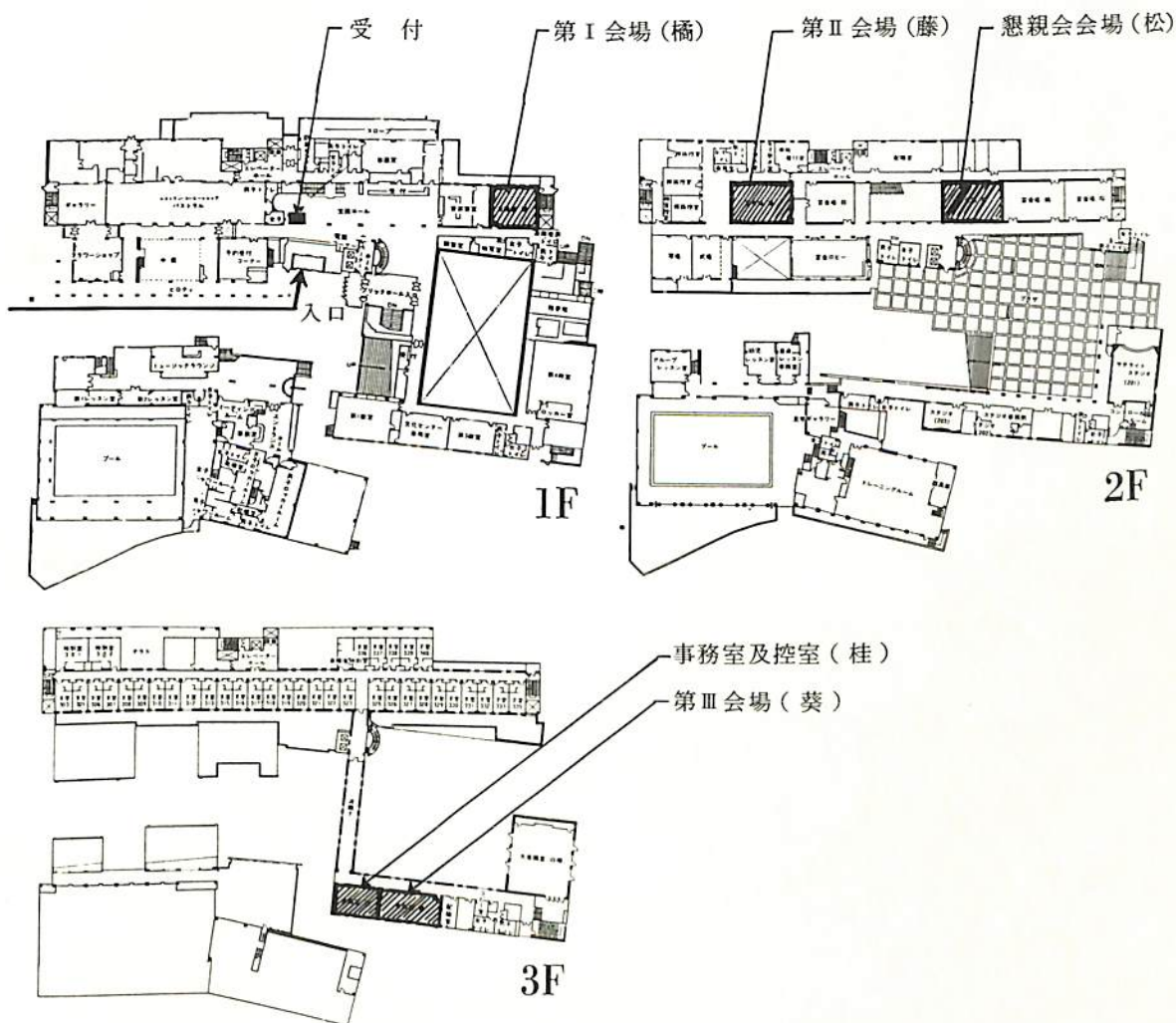
(星ヶ丘~会場: 乗車料金約1,000円)



(ii) 会 場

第Ⅰ会場	1階	橘		
第Ⅱ会場	2階	藤		
第Ⅲ会場	3階	葵		
懇親会会場	2階	松	日時	11月6日(木) 18:00~20:00

〔見取図〕





# 第 1 会 場





# I-1 MAGSATの磁場データのリダクション および、関連現象の研究(I)

MAGSATプロジェクト研究班  
 榊井治男, 藤井良一, 江尻全機, 飯島健, 福島直  
 (極地研) (東大理)

MAGSAT衛星は1979年10月30日、極軌道(軌道傾斜角 $96.8^\circ$ , 高度 $350-560\text{ km}$ )に打ち上げられ、地球磁場ベクトルおよび全磁力を測定した(春季学会I-44参照)。この衛星は常に $6-18\text{ LT}$ の軌道をとるため、真昼および真夜中付近のMLTのデータが比較的少ないという点はあるが、以下のような今までの衛星にない利点を持っている。

- i) 精度がよい。Vector データ  $3\text{ nT}$ , 全磁力  $1\text{ nT}$  (磁力計誤差および姿勢決定誤差含む)。
- ii) データのサンプリング間隔が短い( $1/16\text{ sec}$ )ので、FAC等の微細構造( $\sim 1\text{ km}$ )や、脈動等の波動現象を研究できる。
- iii) データ記録が連続的なのでオーロラ帯は勿論、ポーラキャップや低緯度までの現象を研究できる(DAWN-DUSK, 南北のFACの比較等)また、地上の観測点で得られたデータと比較しやすい。

## データリダクション

NASAから送られてきたオリジナルMT(デジタル)に収められているデータは、Vector, Scalarの磁場値および軌道情報であるが、軌道情報は地球から春分点方向をX軸、地球-太陽軌道面内にY軸、その面に垂直方向(北)をZ軸とする右手系座標系で記述され、磁場データはトポセントリック座標系(地理北:  $x$ , 東:  $y$ , 地球中心方向:  $z$ )で表わされている。これらの座標系から、位置としては地理座標および地磁気座標に、磁場成分は地磁気座標に変換し、データベースを作成した。その結果得られたReference field (MAGST(3/80))を差し引いた磁場変動の例を図1に示す。

## 初期の結果

- i) 図1からも分るようにオーロラ帯付近にはFAC現象が観測される。その電流方向や電流強度もreasonableである。
- ii) 大規模なFACの上にオーロラ帯に伴うと思われる微細構造があることが分る。
- iii) 全磁力分布図を図2に、軌道図を図3に示す。ブラジリアン磁気異常帯等が高度 $300-500\text{ km}$ でも確かめられる。

講演ではFAC現象と地上観測点群(昭和基地等)で得られたデータとの比較等を報告する。

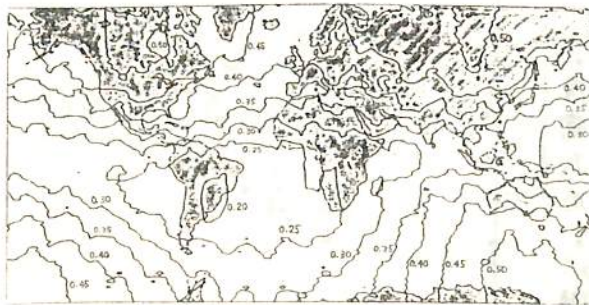
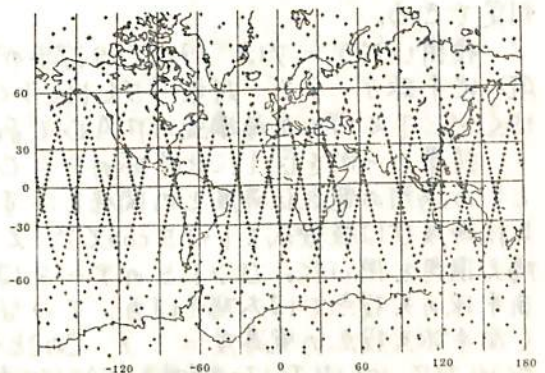
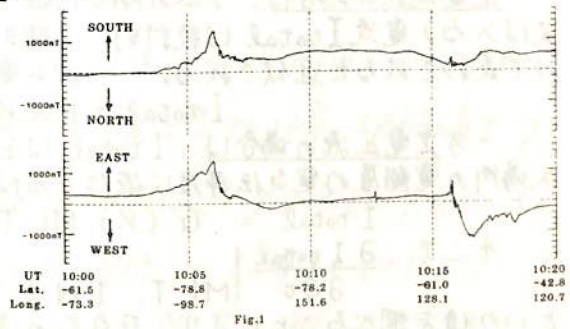


Fig.2 TOTAL MAGNETIC FIELD CONTOUR MAP

Fig.3 SATELLITE ORBIT MAP

Field-aligned current の電離層電気伝導度

依存性と電離層電流との結合

藤井 良一, 飯島 健\*, T.A. Potemra\*\*

極地研究所 \* 東大理 \*\* APL/Johns Hopkins Univ.

沿磁力線電流 (FAC) は二つの異質な領域、磁気圏と電離層との電磁氣的結合により生ずるもので、磁気圏では磁気圏中を地球磁場と垂直に流れる電流と電離層ではやはり地球磁場と垂直に流れる電離層電流と結びついている。沿磁力線電流と磁気圏は電離層電流等を電離層は磁気圏の大規模なプラズマの運動等を各々コントロールしている。

この沿磁力線電流の発生機構を探り、磁気圏や電離層のダイナミクスに与える影響を知るためには、沿磁力線電流の種々の特性を磁気圏と電離層との結合という点を考慮して調べなければならぬ。従来は磁気圏の活動度が沿磁力線電流に与える影響等の研究即ち磁気圏が沿磁力線電流に対して、与える影響に対してどのような働きをするかという点に研究の重点が置かれてきた。しかし沿磁力線電流が磁気圏と電離層との結合の所産であることを考慮すれば、電離層 (の電気伝導度等) が沿磁力線電流に与える影響に対して磁気圏に対してどのような働きをしているかという点を解明しない限り、沿磁力線電流の発生機構等についての十分な理解は得られない。今回の研究では、従来の研究方法とは異なり、後者の電離層が沿磁力線電流に与える影響という点に研究の主眼を置いて以下に述べる研究を行い、発生機構に対する考察を行った。

FAC の発生機構としては種々のものが考えられるが、発生源の性質として大きく分けると定電圧源と定電流源がある。今回の解析では実際の FAC 源がこのうちのどちらにより近いかに焦点を絞った。

定電流源の場合には、1本の閉じた磁力線について考えると、南北両半球に流れ出る (又は入る) 電流  $I_{total}$  は統計的には磁気圏の活動度と、FAC の流れ込んでいる領域のみで表わされると近似される。即ち電離層の電気伝導度にはよらない。

$$I_{total} = F (Kp, MLT, INV)$$

一方定電圧源の場合には、 $I_{total}$  は上記のパラメーターの他に考えている FAC の流入場所の電離層の電気伝導度に依存するはずである。即ち

$$I_{total} = G (Kp, MLT, INV, \sigma_t), \sigma_t: \text{南北両半球の電気伝導度の和}$$

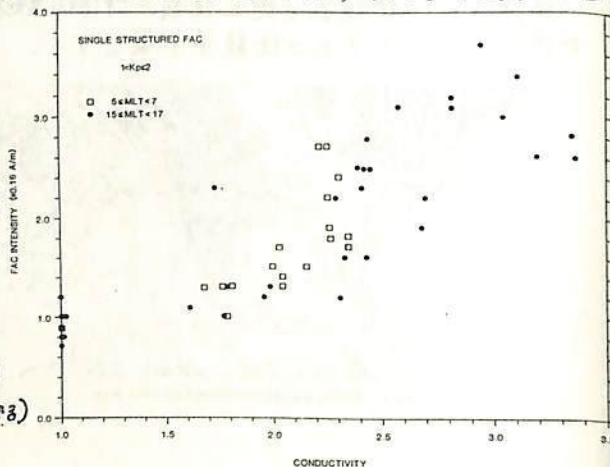
そこで  $\frac{\partial I_{total}}{\partial \sigma_t}$

$$\frac{\partial I_{total}}{\partial \sigma_t} \Big|_{MLT, INV, Kp = \text{一定}}$$

という値を調べることにより、FAC の源が定電流源か定電圧源のどちらにより近いかを判定できる。

使用したデータは、1976, 1977年の TRIAD 北半球データで、対象は  $5 \leq MLT < 7$ ,  $15 \leq MLT < 17$ , 単層構造の FAC である。

結果の一例を図1に北半球の FAC 強度とその場所の電気伝導度との関係を示す。電気伝導度  $\sigma$  は経験式  $(1 + 1.5 \cos \alpha)^2$ ,  $\alpha$ : 太陽天頂角を用いた。  $\sigma > 1.5$  のデータはその南半球共役点では太陽光は当てない。(南半球共役点の電導度 = 1) このことから  $5 \leq MLT < 7$ ,  $15 \leq MLT < 17$  の単層構造の FAC は比較的静かな時は定電圧源とよんでいることがわかる。(詳細は講演で発表)



# Observation of field-aligned currents by MAGSAT

福島 直, 飯島 健 (東大・理)

藤井 良一, 松井 治男 (理地研)

MAGSAT衛星は、地球磁場三成分を精密に測定する目的で、米国NASAが、1979年10月3日に遠地点561 km、近地点352 km、周期93.26分、軌道傾斜角96.76°で打上げた衛星である。1979年11月2日より1980年6月27日地球磁場三成分を6 nT以下の精度で約500 m間隔で地球全球にわたって測定を行った。MAGSAT衛星データを利用して国際共同研究に我が国の研究班も参加して認められたこと、その研究目的の一つは磁気圏内磁場力線電流の研究にあり、連続的に解析結果を発表した。NASAが到着したデータは、一番最初から部分にわたって、1979 Nov. 2, 3, 4の地球磁場三成分毎時刻毎に分析した。IGRFというはMAGSATが測定した静磁場(Nov. 6, 1979)を基にNASAが既に発表しているMGS(3/80)(標準的な高精度のMGS(6/80)を用いた予定)を用い、測定値とIGRFの偏差について検討を加えた。この時期、赤道帯、赤道帯、地球磁場データと地球磁場データを用いた偏差を地球磁場力線電流と見做すことができた。さらに結果から行くと、まず、(i)のMLTで観測される電流の stability とは、Substorm と関連、(ii)北半球側、南半球側については非対称性、その程度、緯度、磁場力線電流の有無とSGFと関連等について議論を行った。

早川 基\*、西田 篤弘\*、E.W. Hones, Jr.\*\*

\* 東大宇宙研、\*\* Los Alamos Sci. Lab.

磁力線再結合により発生したプラズマ流は、磁場エネルギーの散逸によって高められた温度を持つであろう。その予想を確かめるため、1971-1973年のImp 6 衛星によるプラズマ観測データを用い、地球向き高速流および反地球向き高速流（X方向の速度成分が300km/secより速い流れ）の温度を、高速流発生前30分間と高速流終結後30分間の温度の平均値と比較した。

解析の結果、次のことが判った。

1. 高速流の前後の温度は、4~8 keV ぐらいであることが普通である。
2. 反地球向き高速流温度は、9 keV 以上になることが一般的である。その際、前後と比較して、数keV 温度が上昇する事が多い。
3. プラズマシート中央部の地球向き高速流温度は、7~12 keVぐらいが一般的であり、反地球向き流と同じく数keVの温度上昇が見られる事が多い。
4. 朝方側、夕方側で観測される地球向き高速流には、中央部で観測されるものよりも、温度が低く、温度上昇のあまりははっきりしないものがある。
5. ほとんどの場合、高速流時の温度は、前後の温度よりも高い。

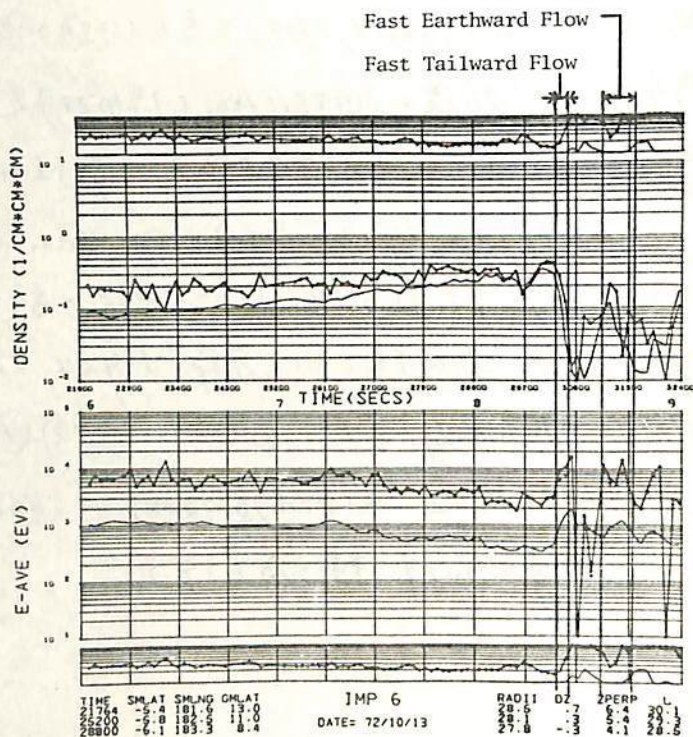


図 1

早川 基\*、西田 寛弘\*、E.W. Hones, Jr.\*\*

\*東大宇宙研、\*\* Los Alamos Sci. Lab.

磁気圏尾部のプラズマシートを流らすプラズマは、しばしば流動している。前回の学会までに我々はこのプラズマ流の統計的性質と磁場変動との相関を調べて報告した。主な結論は、(1) 約300 km/sec より速いプラズマ流と、これより遅いプラズマ流は異なる性質を持ち、(2) 前者の高速流のうち反地球向きのもは、磁力線再結合過程によって発生したものと解釈できる、の二点であった。さらに今回の講演に先立つ講演（「磁気圏尾部における高速プラズマ流の温度」）で、高速プラズマ流は高温であることを示した。

この講演では、尾部のプラズマ流に少なくとも二つの種類があるという結論を進展させ、流れの発生原因に関する情報を得るため、高温と低温のプラズマ流のそれぞれについて、流れの空間スケールを調べた。用いたデータはImp 6、7及び8によるプラズマ観測データである。

結果を表1、2、及び3にまとめた。いずれの表もImp 6 で観測された流れの方向 (Solar magnetospheric coordinates による azimuth  $\phi$ ) を Imp 7又は8で観測された方向と比較したものである。表1と2はイオン温度Tが 6 keV 以下の低温の場合であり、このうち表1は二つの衛星が近接した位置にあるとき ( $|\delta DZ| \leq 1 R_E$ ,  $|\delta\phi| \leq 5^\circ$ ,  $|\delta R| \leq 3 R_E$ )、表2は二つの衛星の相対位置が上記の範囲より遠く離れている場合に対応する。一見してわかるように、表2の相関は低く、流れが同じ方向を持つ領域が極めて狭いことを示している。一方、表3は温度が6 keV 以上の高温の場合につき、二つの衛星が (表2と同じ意味で) 離れている時の流速方向の相関を示す。高温の場合には、衛星間の相対位置が大きくても (たとえば  $R=30 R_E$ ,  $\delta\phi=45^\circ$ ) 流速方向は良い相関を示している。

この結果は、プラズマシートのプラズマ流が、空間的な拡がりの幅においても、複数の種類に分かれ、高速・高温・広範囲の流れと、低速・低温・狭範囲の流れがあることを示している。

		Flow direction (Imp 6) $\phi_{SM}$							
		0~45	46~90	91~135	136~180	181~225	226~270	271~315	316~360
Flow direction (Imp 7 or Imp 8) $\phi_{SM}$	0~45		1						
	46~90	4	3	2		1			
	91~135	1	5	1	6	3			
	136~180		2	5	10	7	2		
	181~225			1	1	2	1		2
	226~270						1	2	2
	271~315	3					2	7	3
	316~360	4	1					1	6

表1

		Flow direction (Imp 6) $\phi_{SM}$							
		0~45	46~90	91~135	136~180	181~225	226~270	271~315	316~360
Flow direction (Imp 7 or Imp 8) $\phi_{SM}$	0~45	8	5	4	2	3	4	1	6
	46~90	1	1		1	1		1	1
	91~135								2
	136~180					2			
	181~225			1					3
	226~270								1
	271~315	5	3	1		2			
	316~360	2	1	1	1	1		1	5

表2

		Flow direction (Imp 6) $\phi_{SM}$							
		0~45	46~90	91~135	136~180	181~225	226~270	271~315	316~360
Flow direction (Imp 7 or Imp 8) $\phi_{SM}$	0~45								1
	46~90			3			2		
	91~135								
	136~180								
	181~225			2	1		1		
	226~270	1					2		4
	271~315						1	1	4
	316~360	5					1		3

表3

表1 Temperature  $T < 6$  keV; Position  $|DZ| \leq 6 R_E$ ,  $|Y'| \leq 12 R_E$ ; Separation  $|\delta DZ| \leq 1 R_E$ ,  $|\delta\phi| \leq 5^\circ$ ,  $|\delta R| \leq 3 R_E$ .

表2 Temperature  $T < 6$  keV; Position  $|DZ| \leq 6 R_E$ ,  $|Y'| \leq 12 R_E$ ; Separation out of range of table 1.

表3 Temperature  $T \geq 6$  keV; Position  $|DZ| \leq 6 R_E$ ,  $|Y'| \leq 15 R_E$ ; Separation out of range of table 1.

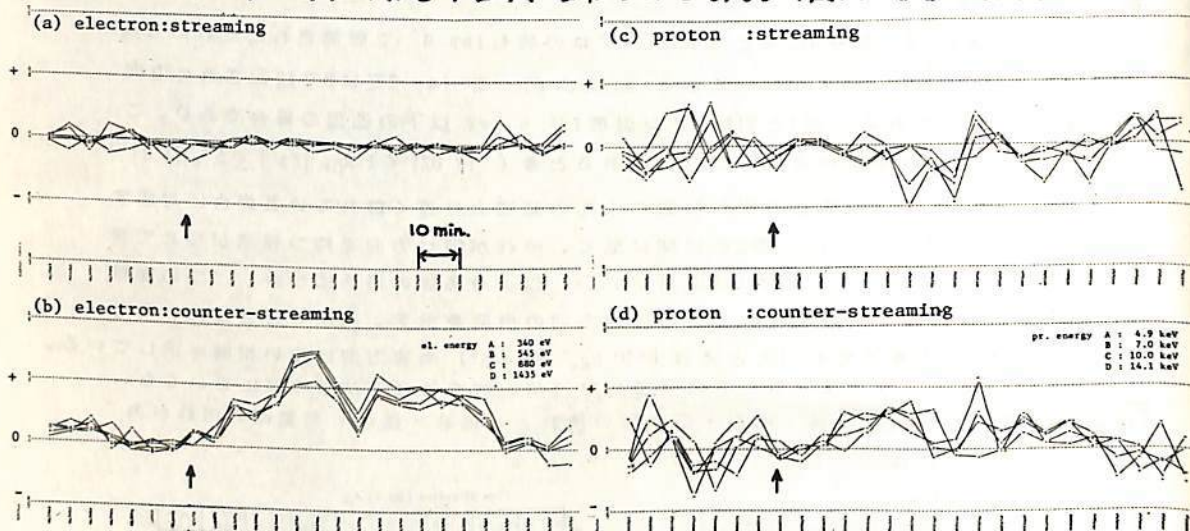
表3 Y': Solar magnetospheric Y corrected for aberration.

羽田 亨・西田 篤弘

東大宇宙研

前回の諸君でサグストームの onset に関連して、プラズマシートの地球側境界付近 (radial distance  $\sim 10R_E$ ) の領域で広帯域静電および電磁ヒス、電子の counter-streaming beam (磁力線に平行方向と反平行方向に同時にビームが存在する) が観測されることを報告した。今回は特にこのビームに注目し、その時間発展、周囲の磁場との関連等に就て考え、合わせてこのようなビームを生成する候補と思われる幾つかのモデルに就て検討する。

図 (a)-(d) に Imp-6 衛星により観測された典型的な counter-streaming beam の例を示す。これは電子および陽子のカウンタ数の対数に対して、ピッチ角-アングルについての 7-リニア変換をほどこし、その streaming 成分 (磁力線と同方向の流束) 及び counter-streaming 成分を幾つかのエネルギー帯についてプロットしたものである。横軸は時間である。



図中の矢印は周囲の磁場の乱れが急に高まった時刻であるが、この付近から電子の counter-streaming 成分が成長していくことが見てとれる。ここに挙げた例では陽子にも counter-streaming が見られるが、電子のように顕著ではない。

このようなビームを作りだす機構として、いくつかのモデルが考えられる。いずれのモデルも磁気圏尾部での磁力線再結合によって生成された粒子の地球方向への injection と、counter-streaming beam の source として考えている。

- 低高度 (地球近傍) で EIC wave 等による拡散が効果的ならば、赤道面付近に入射された粒子のうちピッチ角の小さいものが、匯聚的に内側の L shell に進入し、そこで加速される。
- closed field line の途中にキックが生じ、そのキックに到達することによってピッチ角の小さい粒子に対してミラーとして働いて、実質的にフラックスをふややす。
- カレントシートの存在するプラズマシート内では、一方のドリフトとして曲率ドリフトが、他方ドリフトに対して卓越している。電場 E の存在により曲率ドリフトは粒子の  $\mu$  方向の運動エネルギーを増やすので、ピッチ角の立った粒子を作りだす可能性がある。

# I-7 テアリング・モード不安定の数値シミュレーション(II)

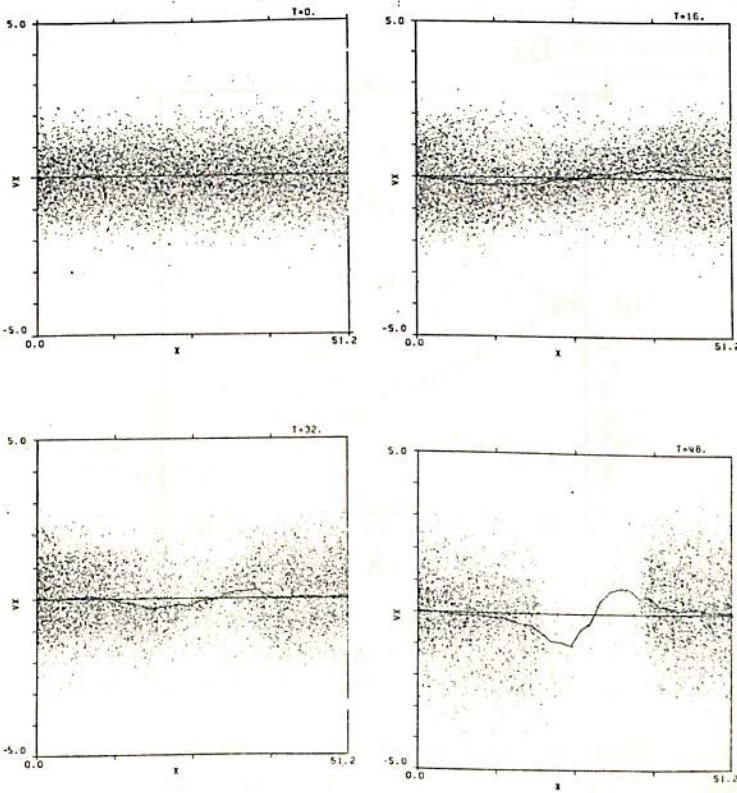
寺沢敏夫

東大宇宙研

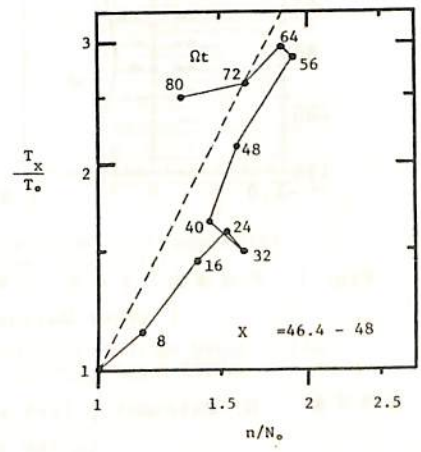
先の学会で、テアリングモード不安定の非線型段階で「爆発的」不安定相が見出されたことを報告した(初着)。シミュレーションの結果は、Galeev (GRL 5, 707, 1978) が提唱した磁気中性面に垂直な擾動磁場  $\delta B_n$  の粒子捕捉効果による非線型発展と考えて矛盾しない。結果の総合報告はプラズマ研究所レポート (IPPJ) に投稿予定中である。

粒子の加速・加熱について得られた結果を下図に示す。図1は粒子の位相空間分布 ( $X-V_x$  面への投影) を示す。ここで  $X$  座標は 0 次の磁場に平行な方向にとられている。図のほぼ中央部 ( $X \sim 26$ ) に  $X$  型中性点が形成され、粒子はそこから外向きに加速されている (曲線は各  $X$  における流速 ( $V_x$  の平均値) を示し、時間の経過とともに速度も増大していることが見られる)。速度場の発散のため、 $X$  型中性点のまわりの粒子密度は時間とともに低下する ( $t=48$  で図の中央部に密度の低下が明瞭に認められる)。一方、 $\bar{0}$  型中性点 ( $X \sim 0$ ) のまわりの密度は増大を続けた。この密度の増大に伴い、温度が上昇している (粒子分布の  $V_x$  方向のひろがりの増大として認められる)。密度と温度の関係は、図2に示したように  $T_x$  の  $n^2$  に近い。この関係は  $\bar{0}$  型中性点のまわりの粒子が、一次元的な断熱圧縮に伴う加熱を受けたものとして説明できる。

図の説明: [図1] (下図左) 時刻  $T = 0, 16, 32, 48$  における粒子の位相空間分布。  $T, X, V_x$  はそれぞれ gyro 周期、同半径、熱速度により規格化されている。系は  $X$  方向に周期的にとられている。



[図2] (下図右) 密度  $n$ , 温度  $T_x$  の相関関係。点線は  $T_x$  の  $n^2$  に対応し、各点 (●) はそれぞれの時刻における  $(n, T_x)$  の値を示す。  $n, T_x$  は初期分布の値  $n_0, T_0$  によりそれぞれ規格化されている。





長井啓介, 松本 紘

京都大学工学部電離層研究施設

太陽風プラズマ中で観測される大振幅磁場変動の大部分を担っていると考えられている横アルフヴェン波、太陽のコロナ・ホール等高温プラズマ中の粒子加速に大に関係していると考えられている磁気音波、これら電磁流体波については、これまでも理論面、観測面から数多くの研究がなされてきた。その結果、横アルフヴェン波については、ほぼ理論が確立されている。しかしながら、磁気音波については、いまだに波のとがり効果や共鳴粒子の捕捉作用等を考慮した非線形運動論の理論は確立されていない。そこで、これらを解明するためにモデル急峻化波動電磁界のもとでのテスト粒子シミュレーションが行われた。Fig.1 は、その結果の一例で、テスト粒子の平均運動エネルギーの時間変化を表わしている。しかし、磁気音波の mode-mode 結合による波動のとがり効果とランダウ減衰等の kinetic 効果との競合関係、またこれに伴う粒子加速等を明らかにするためには粒子モデルによる self-consistent なシミュレーションを行う必要がある。そこで、今回はシミュレーションコードとして一次元 MS-Code を採用しシミュレーションを行った。

Fig.2 は、MS-Code での波動伝播テストの結果の一例で磁場に平行に伝わる波動の分散関係を理論曲線 (R-mode, L-mode) と共に表わしたものである。当日は、この他、各方向についての波動伝播テストの結果及び一二の電磁流体波、波動-粒子相互作用のシミュレーション結果について議論する。

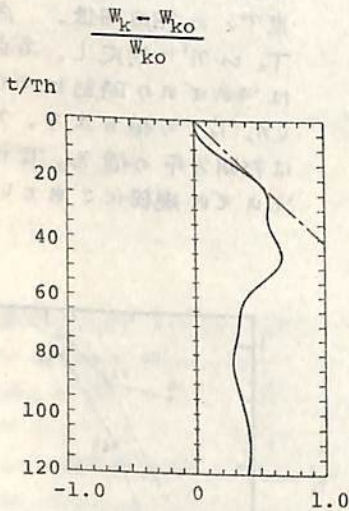


Fig. 1 平均運動エネルギーの時間変化  
( after Matsumoto )

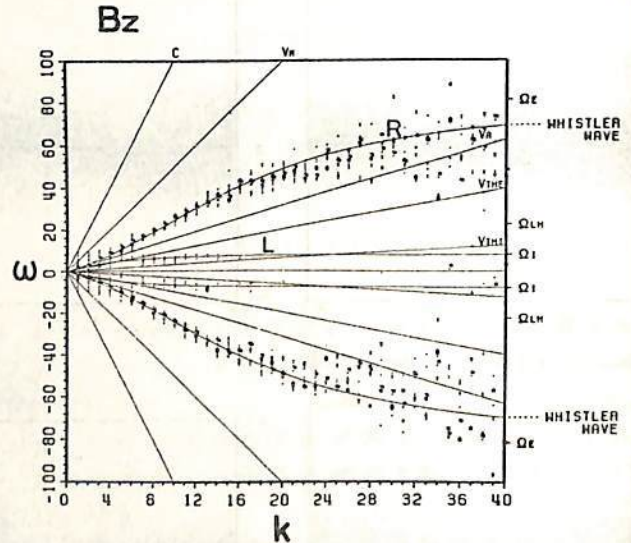


Fig. 2 磁場に平行に伝わる波動の分散関係  
実線：理論曲線  
点線：シミュレーション結果

参考文献 H. Matsumoto, Test particle study of nonlinear wave-particle interaction in the magnetosonic mode, Phys. Fluids 20, 2093 (1977)

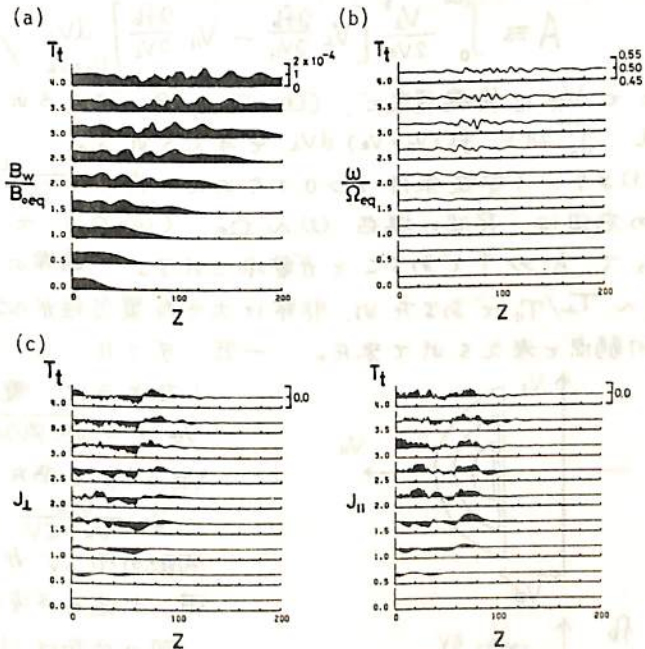
Yoshiharu Omura and Hiroshi Matsumoto  
 Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Coherent nonlinear whistler interaction is one of the most interesting processes in space plasma. A typical manifestation of the coherent nonlinear whistler interaction is the well-known Triggered Emissions (TE). In order to investigate generation mechanisms of the TE, we performed a self-consistent computer simulation using a Long Time Scale (LTS) algorithm in which a whistler mode dispersion relation is a priori assumed for wave phase determination without solving the equations of motion of the cold plasma. Computing motions of 36000 resonant electrons in the wave field, and updating the wave field by resulting resonant current, we can follow a self-consistent evolution of the nonlinear interaction. The wave amplitude and frequency is governed by the following equations derived by the Maxwell equations.

$$\frac{\partial B_w}{\partial t} + V_g \frac{\partial B_w}{\partial z} = \frac{1}{2} \mu_0 V_g J_{\perp}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V_g \frac{\partial \omega}{\partial z} = - \frac{1}{2k} \mu_0 V_g \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{k J_{\parallel}}{B_w} \right)$$

where  $J_{\parallel}$  and  $J_{\perp}$  are resonant currents parallel and perpendicular to the wave magnetic field, respectively. We consider a region near the equator where trapping of resonant electrons is possible. The geomagnetic field is approximated by a parabolic magnetic field. A finite amplitude monochromatic wave, injected into the region, causes phase bunching of resonant electrons. The resulting resonant current induces damping or growth of the wave amplitude and change in frequency simultaneously. An example of the simulation results is shown in the following figure. Detailed explanation and discussion will be presented at the session. Within the framework of the present LTS simulation, both amplitude and frequency change are successfully observed but the frequency change is not so spectacular as in the natural TE. However, interesting features of the roles of trapped and untrapped electrons are revealed.



Simulation Results: Wave Amplitude(a), Frequency(b) and Corresponding Resonant Currents(c).

#### Reference

H. Matsumoto and Y. Omura, Cluster- and Channel-Effect Phase Bunching by Whistler Waves in the Nonuniform Geomagnetic Field, accepted for publication in *J. Geophys. Res.*, 1980.

寺沢敏夫・羽田亨

東大宇宙研

AKR (Auroral Kilometric Radiation) の発生機構には多くの説が提唱されているが、まだ定説と成るべき結論は出ていない (cf. 宮岡, 「磁気圏シンポジウム」講演集, 1979)。観測的にもモードの同定をめぐって依然論議が続いている。我々は AKR 及び木星デカメータ波の発生機構について論じた Merlose の理論 (Ap. J., 207, 651, 1976) について再検討を行い、ダブル・レイヤーにより加速された電子群から R-X モードの電磁波放出が可能であることを見出した。

Merlose の理論は、よく知られたホイスター波に対する Kennel-Petschek 理論と (波モードが違うだけで) 本質的に同じである。ダブル・レイヤー加速電子の密度を  $n_b$ 、分布関数を  $f_b$  とすると、線型成長率  $\gamma$  は、平行伝搬モード (Rモード) の場合には

$$\gamma = \frac{\pi}{2\omega/\omega_{pe}^2 + \Omega_e/(\omega - \Omega_e)^2} \cdot \frac{n_b}{n_0} \cdot \eta(V_R) \cdot \left[ A - \frac{\omega}{\omega - \Omega_e} \right] \quad \dots (1)$$

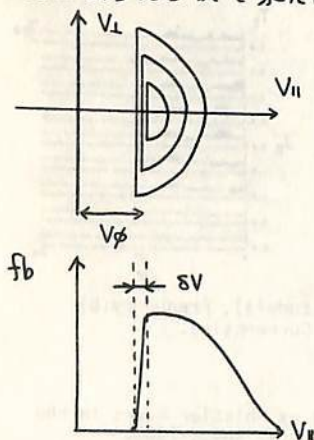
A は異方性因子であり、次式で定義される。

$$A \equiv \int_0^\infty \frac{V_\perp^2}{2V_R} \left[ V_\perp \frac{\partial f_b}{\partial V_\parallel} - V_\parallel \frac{\partial f_b}{\partial V_\perp} \right]_{V_\parallel=V_R} dV_\perp \bigg/ \int_0^\infty f_b(V_\parallel=V_R) V_\perp dV_\perp \quad \dots (2)$$

ここで  $V_R$  は共鳴速度で、 $(\omega - \Omega_e)/\Omega_e$  で与えられる。(1)で  $\eta(V_e)$  は共鳴電子の割合を示し  $\int_0^\infty 2\pi V_\perp f_b(V_\parallel=V_R) dV_\perp$  で与えられる。

(1)より、不安定条件  $\gamma > 0$  のために  $A > \frac{\omega}{\omega - \Omega_e}$  でなければならず。この不等式の右辺は、R波の場合  $\omega \sim \Omega_e$  ( $\omega > \Omega_e$ ) であるため、 $\frac{\omega}{\omega - \Omega_e} \gg 1$  と成る。従って  $A \gg 1$  であることが要求される。通常の shifted bi-Maxwell 分布に対し、

$A \sim T_\perp/T_\parallel$  であるため、非常に大きな異方性が必要と成る。この点が今まで Merlose 理論の弱点と考えられて来た。一方、ダブル・レイヤーで加速された電子の分布は図に



ダブルレイヤー加速電子の分布  
(上) 二次元プロット, (下)  $V_\perp = 0$  の断面

したように、電場のポテンシャル差  $\phi$  に相当する速度  $V_\phi (= \sqrt{2e\phi/M})$  に鋭い勾配を持つと考えられる。 $V_R \sim V_\phi$  を満たす Rモード波に対し、異方性因子 A は  $\sim \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{th}^2}{V_R \cdot \delta V}$  と評価される ( $V_{th}$  は熱速度)。勾配の中  $\delta V$  が十分小さいとき、A は大きな値を得、上述の不安定条件を満たすことが可能である。

図の分布は UHR波、静電ホイスター波に対しても不定になり、その線型成長率は R-Xモードの成長率と同程度になり得る。しかし、媒質の非一様性を考慮すると、R-Xモード波はダブル・レイヤー電子の存在領域に捕捉され十分な成長が可能であるのに対し、静電は速かに領域内から抜け出し成長は押えられる。

佐藤 哲也

奥田 英雄

長谷川 晃

(広島大. 核融合理論研究センター) (プリンストン大. プラズマ研究所) (ベル研究所)

オーロラ粒子の加速機構として、ダブルレイヤー説が最も有力視される。しかし、従来の定常理論・計算機シミュレーションは、ダブルレイヤー発生に必要な条件として電子流の速さ  $V_d$  が電子の熱速度  $V_{th}$  を越えること、即ち Buneman 型二流灯不安定が必要と結論されている。現実の磁気圏においては、オーロラ粒子発生前のこの条件が満たされることは非常に困難であると考えられる。我々のこの困難を克服する目的で新しいシミュレーションを行った。従来のシミュレーションでは、デバイ長の数百倍のシステム長を取れば現象を十分記述できるものという考えは固定概念の枠内でのシミュレーションであった。我々のスペースではシステム長が非常に長くなるという可能性が新しい非特形現象を生み出すにやむを得ないという期待の下に、大規模なシミュレーションをイオン音波領域 ( $V_d < V_{th}$ ) で実行した。その結果、新しいプラズマ非特形現象として、イオン音波ダブルレイヤーの存在も発見された。これにより、オーロラ粒子のダブルレイヤーによる加速の可能性がより現実に出たことを言える。今回は、同現象発生条件下でのイオン音波ダブルレイヤー発生シミュレーション結果について報告する。今回は、磁気圏対流、電離層物理を念のためより現実的な状況で一次元モデル化して閉回路系でのシミュレーション結果について報告する。最後にイオン音波ダブルレイヤーの新しい BQK 理論を提唱する。

外部駆動リコネクション 対 テアリング不安定

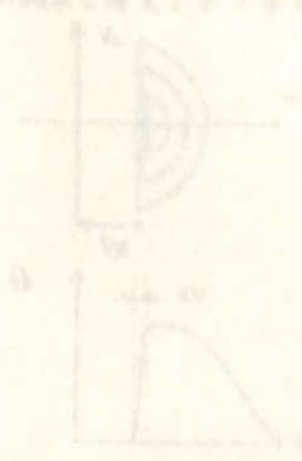
佐藤 聖也

長谷川 晃

広島大. 核融合理工学センター

米國. ヘル研究所

磁気圏サバーストームや太陽フレアを誘起する直接の機構として、現在テアリング不安定と外部駆動型リコネクションとの関係が注目されている。本論文では、両機構の競合関係を計算機シミュレーションにより調べた結果について報告する。まずテアリング不安定の非線形発展と強しく調べる結果、磁気軸のプラズマ流の低レベル飽和することから明らかである。プラズマ流の後は磁気アイランドが小さくある程度は存在するが、 $100 Re$  という非常に大きなアイランドが形成される場合もプラズマ流の強さは高アルファベータ速度の10%程度であり、純粋なテアリングモードではサブストームやフレアのようには外部からのエネルギー供給の期待はできずと証明された。これに対し、テアリングモードが既に十分発達した段階で、境界外リコネクションは向うプラズマ流を流してはいるがテアリング不安定が発達して磁気アイランドは両側にアルファベータ速度の20%程度の高速度ではじき出され、新しい Petschek 型のスローショックが形成し、それに伴って、アルファベータ速度に達するプラズマジェット流が吹き出すことになった。この結果、磁気圏サバーストームや太陽フレアなどの爆発的プラズマ運動エネルギーへのエネルギー解放を伴う現象の直接の原因としては、テアリングモード不安定性は不適当であり、何んとかの形で外部からの駆動を伴う外部駆動型リコネクション機構があることが結論される。



早川幸男, 平尾邦雄\*, 西田篤弘\*

名古屋大学理学部, \*東京大学宇宙航空研究所

木星の磁気圏には、約  $10^8$  K のプラズマ、数 MeV の非熱粒子が存在する。それらの空間分布及びその時間的変動を観測するためには、それらに起因するX線を木星オービターによって常時測定するとよい。観測可能性を示すためにX線強度を推定する。

熱いプラズマの熱制動放射、電子温度  $T \sim 10^8$  K のプラズマは熱制動放射によってX線を放射する。温度  $T$ 、電子密度  $n$  のプラズマが厚さ  $D$  の円板を満しており、これらの量が動径距離  $r$  の関数であるとする。円板に垂直な方向から見たX線の表面輝度は

$$f_{th\ x}(r) \simeq 2 \times 10^{-7} T_B^{1/2}(r) n_3^2(r) D_{11}(r) \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (1)$$

ここに  $T_B$  等は  $10^8$  を単位とする cgs K 系の値である。この値は衛星イオに近い所で推定されたものである。スペクトルは電子温度  $T$  に対する熱制動放射スペクトルであるから、X線の大部分はエネルギー  $T$  以下をもつ。測定限界はバックグラウンドに強く依存するが、粒子強度が余り大きくなければ、 $\text{約 } 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  なら案に測れる。

距離  $d$  からこのX線を観測する場合、測定器の角分解能  $\Delta\theta$  に応じて、位置分解  $\Delta r = d \Delta\theta$  が得られる。ただし強度は  $\Delta\theta^2$  がかかるから、観測時間はそれに応じて長く送らねばならない。地球軌道から観測する場合には、木星全体のX線が問題になる。

$f_{th\ x}(r) \propto (R_1/r)^S$  ( $r > R_1 =$  イオの軌道半径) とすれば

$$F_{th\ x}(d) \simeq 1 \times 10^{-13} G \left[ 1 + \frac{2}{S-2} \left( \frac{R_1}{r_m} \right)^{S-2} \right] d_{13.5}^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2)$$

$S = 2$  では  $(R_1/r_m)^{S-2} / (S-2)$  の代わりに  $d n (Y_m/R_1)$  となる。ここで  $R_1$  はイオの軌道半径、 $r_m$  はプラズマ円板の半径、 $G$  は木星軌道の相対位置による幾何学的因子である。この強度は HEAO-2 のX線測定装置で観測できる値である。

非熱電子の制動放射、イオ軌道近傍以内でエネルギー 1 MeV 以上の電子強度は  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  を超える。この電子が物質と衝突すると、制動放射によって硬X線(軟X線)を放射する。電子強度を  $J \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、制動放射の断面積を  $\sigma$  とすると、プラズマ円板から出る硬X線の強度は

$$f_{nth\ x}(r) \simeq 1 \times 10^{-10} J_3(r) \sigma_{-26} n_3(r) D_{11}(r) \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (3)$$

高エネルギー領域でバックグラウンドが減れば、これも観測可能である。

非熱電子が木星やイオに衝突すると、もっと有効に硬X線を発生する。電子が電離エネルギー損失によって止まるまでにX線を放射する効率  $\xi(Z, E) \simeq 10^{-3} Z E^{1/2}$  ( $Z$  は物質の有効電荷、 $E$  は MeV 単位の電子エネルギー) である。これによる硬X線強度は

$$f_{nth\ x, J} \simeq 1 \times 10^{-1} J_3 Z E^{1/2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (4)$$

木星からの硬X線の地球軌道における強度は

$$F_{nth\ x, J} \simeq 1 \times 10^{-9} S J_3 Z E^{1/2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (5)$$

ここに  $S$  は電子が作る木星上の面積の割合である。これも観測可能な値である。

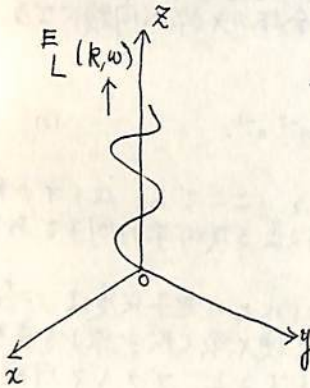
非熱電子及び陽子は特性X線を発生する。その強度は制動放射の強度よりやや大きい。特性X線の観測は表面の化学組成を知るのに役立つ。

菊部 充宏  
(九大 教養)

プラズマからの放射は天体プラズマの中心的なテーマの一つであり、現在迄種々のメカニズムが提案されている。物理的メカニズムの良く判っている、Cherenkov, cyclotron, bremsstrahlung 等の古典的なものから最近では Transition Radiation (1), mode conversion (2), free electron laser (3) 等々無数の提案がなされている。

ここで議論される異常制御放射は 1975 年にその可能性が縦波の場合について初めて調べられた (4)。それ以後、横波の場合等種々の case につき現在研究が進展中である (5)。現在迄、その物理について必ずしも明解でなかったのが、今回はメカニズムに焦点を合わせて報告した。

単純な前、イオン波の共鳴 (又は coherent 波) が各方向に存在する場合の異常放射を考へる。



この場合 共振音として存在する電磁波とイオン波が modulation fields を作る事でこれをきちんと取り入れる必要がある。modulation を支える粒子 (非共鳴粒子) の役割は電子温度の上昇であり その結果

$$T_{L,e} = T_{\perp} + \left(\frac{e}{m}\right)^4 \sum_{\kappa} \sum_{K} z m^2 \omega^{-3} \Omega^{-1} T_{\parallel}^{-1} \times D_0^{-1}(\kappa, \Omega - \omega) \left| \frac{E_L(k, \omega)}{L} \right|^2 \left| \frac{\delta E_H(\kappa, \Omega)}{H} \right|^2$$

ここで  $\perp, \parallel$  はそれぞれ  $(x, y), z$  方向を示し、 $D_0(\kappa, \Omega)$  は電磁波の誘電率数である。  $E_L(k, \omega), \delta E_H(\kappa, \Omega)$  はそれぞれ

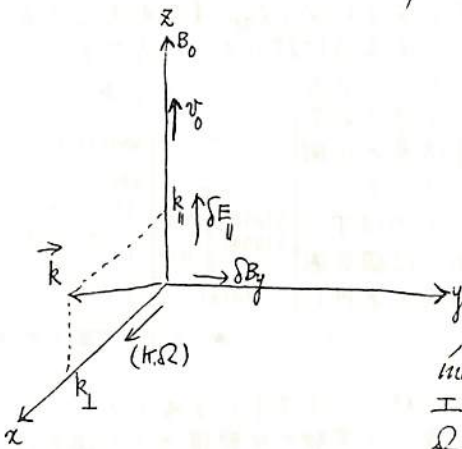
イオン波, 電磁波の振動。一方、 $z$  方向の電子温度は不変であるので結果として  $\kappa$  方向に温度異方性が発生した事になり、空間的非等方性が作られた事になる。従って発生した温度異方性に free energy が存在する。

(1) Ginzburg and Tsytovich, *Phys. Reports* 49, 1 (1979)  
 (2) 例として H. Oya, *P.S.S.* 22, 687 (1974)  
 (3) Dawson and Hwan, *Phys. Fluids* 22, 1089 (1979)  
 (4) Tsytovich et al., *Phys. Scripta* 11, 251 (1975), Nambu, *Phys. Rev. Lett* 34, 387 (1975)  
 (5) *Phys. Rev. A* 20, 2498 (1979), Erratum August (80); *Phys. Fluids* 23, 840 (80) *J. Plasma Phys.* (80) in press, *J. Phys. Soc. Japan* (投稿中)

木星電波の発生機構

斎藤 充彦  
(大蔵省)

木星電波(デカメートル波)の発生機構としてフェレンコフ, サイクロトロン又はシンクロトロン等の古典的 process は無理があり, 何らかの効率の良いメカニズムが存在するはずである。エネルギー源としてプラズマ中の波動に着目したのは Zheleznyakov (1) であり, この idea で mode conversion の見地から具体化されている(2)。ここでは別の見方つまり induced radiation の立場で縦波から電磁波(L-O mode) 発生条件を調べた。



図の様には  $B_0$  (外磁場) が  $z$  方向に存在するプラズマに電子ビーム ( $v_0$ ) が  $z$  方向に存在する。  
縦波(ヒンサワ波, 又は音波)が斜め伝播している ( $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ )。この状態で直角伝播の O mode と縦波の modulation を考える。現実には O mode も斜め伝播であると予想される。

induced radiation では縦波, beam 双方のエネルギーが電磁波に変換されるので効率が良く  $\Omega \sim \Omega_e$  の O mode が発生する。

O-mode の growth rate 
$$\frac{\gamma}{\Omega_e} \approx \left(\frac{v_0}{v_e}\right) \left(\frac{k_{\perp}}{R_{\parallel}}\right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^4 \frac{E_{\parallel}^2}{8\pi NT}$$

Total Power 
$$\approx \left(\frac{k_e}{R_{\parallel}}\right)^2 NT \Omega_e \left(\frac{v_0}{v_e}\right) \left(\frac{E_{\parallel}^2}{8\pi NT}\right) \left(\frac{\delta E_h^2}{8\pi NT}\right)$$

但し  $k_e$  はデバイ表数である。又  $E_{\parallel}$  は縦波の振幅,  $\delta E_h$  は O mode の振幅であり  $\delta E_h^2 = \delta E_h^2(\text{thermal}) \times \exp[-2\gamma t]$  と考えられる。

ここで  $v_0$  等のパラメーターが不明であるが観測されている  $10^{11}$  W 程度のパワー発生は可能である。

- (1) Zheleznyakov; Sov. Astronomy-AJ, 4, 617 (1966)
- (2) H. Oya; PSS 22, 687 (1974)



# JIKIKEN衛星/Siple Station共同実験における サイクル局信号の伝搬特性

木村 繁根  
京都大学工学部

昨年夏, 及び引き続き冬期に科学衛星じきけんと南極サイクル局信号を用いて行われた波動粒子相互作用の実験は, 既に報告され<sup>1)</sup>, 今学会でも発表されるように, 数々の新しい興味ある成果が得られている。

本報告では特にサイクル信号の磁気圏における伝搬特性について報告する。

## 1. サイクル信号とホイスラーとの関連

NASAの追跡局においてリアルタイムにVLF信号をモニターしていると, サイクル信号が受信される軌道ではホイスラーが受信されている場合が多いという感じがしたので, 夏期間の43軌道について調べてみるとオー表のようになった。すなわちこの表からみるとホイスラーの受信された軌道は全体の65%であるのに対して, 一方サイクルが受信されている軌道の内ホイスラーが受信されていたものは76%になり, サイクル信号受信の確率はホイスラーが受信されている方が明らかに高くなっている。これはサイクル信号の伝搬にはホイスラー同様電離層通過の条件が大きく効いていることを示している。一方表1で示した様に\*印のついた4例はすべてASEのあったときのもので, ASEが起るためには磁気圏内の粒子の条件が重要であり, 必ずしも電離層通過の条件によらないのかとも考えられ興味深い結果である。

オ1表

		Whistler		total
		yes	no	
Siple signal	yes	13	4*	17
	no	15	11	26
total		28	15	43

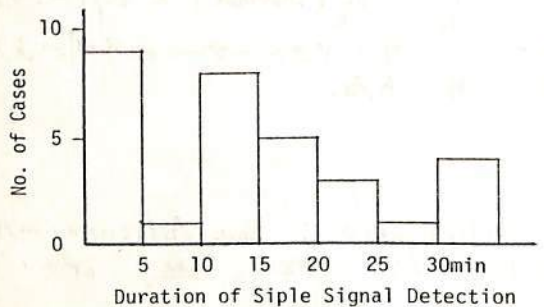
\* ASEに関連した軌道

## 2. サイクル信号の伝搬モード

衛星で受信されたサイクル信号が磁気圏内をどの様に(ダクトによるか/ノンダクト伝搬か)伝搬して来たかは重要な問題である。そこで夏, 冬実験の全軌道のうち磁気緯度±20°の比較的磁気赤道面に近い処を通る軌道について, サイクル信号が受信された31のケースについて受信時間を調べた。この場合, 同じ軌道でも短時間受信されて一度消え再び受信された場合は別のケースとして数えた。この結果をオ1図に示している。これからみると受信時間が5分以内と10分以上が画然と分れている。一方ダクトが存在していたとすると, 地上2000kmレベルでのダクトの中は50km以内との報告<sup>2)</sup>があり, この中が磁力管にそって拡がっていくとするとL=3~4の赤道面付近では250~300kmとなることからこれを衛星が横断する時間は2~3分程度になる。従ってオ1図の5分以内のピークはダクト伝搬の可能性もある。10分以上の場合はノンダクト伝搬であろうと考えられる。

### 文献

- 1) 木村他 宇宙研報告宇宙科学特集号 昭和55年度(印刷中)
- 2) 恩藤 磁気圏プラズマ波動に関するシンポジウム 1978年12月 P48



オ1図 サイクル信号の受信された時間幅 (各5分間隔で分類したときの頻度 (30分以上はすべて括弧して30~35分の場合に含めた))



\*\*\*\*\*  
 \* EXOS-B/SIPLE Station Joint Experiment \*  
 \* ----- Wave-Particle Correlation ----- \*  
 \*\*\*\*\*

Hiroshi MATSUMOTO<sup>1</sup> and Iwane Kimura<sup>2</sup>  
 1. Ionosphere Research Laboratory 2. Dept. of Electrical Engineering  
 Kyoto University

§ ABSTRACT

Correlations of both artificially triggered and natural VLF emissions with energetic electrons are examined for data obtained by the EXOS-B/SIPLE Station Joint Experiment [ Kimura et al., 1979, 1980a, b ].

§ CORRELATION of NATURAL VLF EMISSIONS with ENERGETIC ELECTRONS

Outside the plasmopause, a good correlation is observed between natural VLF chorus with a banded frequency structure below the equatorial half-cyclotron frequency and electrons in an energy range from 85 eV to 600 eV with high pitch angle anisotropy with an enhanced flux in the 90° pitch angles.

§ STRONG PITCH ANGLE ANISOTROPY (SPAA)

On six passes out of total 48 passes during the summer campaign, an interesting shift-up of energy of electrons which show the strongest pitch angle anisotropy was observed on the inbound path crossing the plasmopause at the equatorial plane. Corresponding wave characteristics are not generally the same on these six passes even though the flux and anisotropy of energetic electrons show almost the same spatial variation. Detailed comparison of these data will be shown in the poster session.

§ AMPLIFICATION of SIPLE SIGNALS correlated with SPAA

An amplification effect of the Siple signals is seen when the SPAA is present in the energetic electrons in the range from 0.5 keV and 7 keV. The Siple pulses disappeared almost coincidentally with a termination of the SPAA even though the Siple pulses were still being transmitted. In some cases, side bands of the Siple signals are seen when the pitch angle anisotropy is highly enhanced.

§ CORRELATION OF SIPLE TRIGGERED EMISSIONS with ENERGETIC ELECTRONS

Triggered emissions were observed only in a limited period from Aug. 14 to Aug. 18 right after a big storm occurred on Aug. 13. During this period, the EXOS-B VLF receiver picked up the triggered emissions on five passes out of nine passes [ see, Kimura et al., 1979, 1980a, b ]. Two cases were observed on the equatorial passes, while the other three passes are on high latitude ( 40°N ) passes.

On the equatorial passes, the electron flux associated with the Siple triggered emissions is high in all energy channels from 0.5 keV to 7 keV. One interesting point is that flux is higher only in factor of magnitude than those on the other days when no triggered emissions were observed. Another notifying point is that the flux does not show anisotropy but almost isotropic.

On the high latitude passes, the equivalent flux at the equatorial region on the same field line, estimated with an assumption of magnetic invariant and a dipole magnetic field model, is less in factors than those on equatorial passes, if we assume the isotropic pitch angle distribution at the equatorial region. However, if we assume a small amount of pitch angle anisotropy at the equatorial region, the estimated flux becomes comparable or even higher than those observed on the equatorial passes. Therefore, we may well conclude that a necessary condition for triggering of emissions by the Siple signals is a high electron flux in the energy range from 0.5 keV to about 10 keV. It is, however, noted that the high flux is not sufficient condition for triggering because we have one example in which a high electron flux comparable to triggering cases is seen without accompanied with triggered emissions from the Siple signals. Detailed discussion will be given in the poster session.

Reference

- Kimura, I., H. Matsumoto, T. Mukai, K. Hashimoto, R. A. Helliwell, T. F. Bell, U. S. Inan and J. Katsufakis, papers presented at SENDAI Symposium, 1979.  
 Kimura, I., H. Matsumoto, T. Mukai, K. Hashimoto, T. F. Bell, U. S. Inan, R. A. Helliwell and J. Katsufakis, paper presented at COSPAR in Budapest, 1980.  
 Kimura, I., H. Matsumoto, T. Mukai, K. Hashimoto, M. Morikura, T. F. Bell, U. S. Inan, and R. A. Helliwell, to be submitted to J. Geophys. Res., 1980.

# JIKIKEN衛星 / Siple Station共同実験で観測された赤道面付近における波動異常現象

佐々木主税 木村磐根  
京都大学工学部

じきけん衛星 (EXOS-B) は磁気圏における波動と粒子の相互作用を解明する目的で1978年9月打上げられ、今まで数多くの実験が行われ、種々の観測結果が得られている。本報告では、1979年7月~8月に行われたEXOS-B / Siple実験<sup>1)</sup>中に観測されたVLF波動現象のうち、特に衛星が赤道面付近を通過時に得た興味ある現象について述べる。

図1は7月17日の波動と軌道のデータであるが、ちょうどGMLAT (磁気緯度) が0°となる付近で高調波をもった *line emission* が現われている。またDPL (ドップラー・シフト観測)<sup>2)</sup>によると、この現象が現われている時間付近で、電子密度が急激に変化し、プラズマポーズを横切ったと考えられる。この期間中にこの様な現象が計10軌道で見つけられたが、そのうち9軌道ではほぼ磁気赤道付近に(うち3軌道では明らかにプラズマポーズ通過とも一致する。) また1軌道ではプラズマポーズ通過時と磁気赤道通過時の両方で観測された。このことからこの現象は、磁気赤道プラズマポーズの両者に関係している様に思われる。

ところで、この高調波の周波数は図1の場合、0.44 KHzのほぼ整数倍になっている。しかし、他の例では、高調波の周波数間隔を  $f_d$  とした場合、 $(n + \frac{1}{2})f_d$  に並んでいることが多い。図1でも21:56以前では、0.44 KHzの奇数倍の周波数のもののみが顕著に現われている。また  $f_d$  は観測する日によって異なっており、同じ日でも時間的にわずかに変化する。図1の場合、増加している。

また、この高調波がなくなると、ホイスラーやヒス状エミッションなど自然波の活動が活発になるという特徴がある。図1の場合、高調波のあとでホイスラーが数多く受信されている。

この種の現象は、衛星搭載のVLF受信機の非線形性や、他の機器からの干渉として現われたものではないかと一応考えられるが、この様な低周波のビート帯が出る原因が考えられず、また磁気赤道やプラズマポーズ通過という空間的な特異な場所と関連しており、外部的要因が強く関係していると考えざるを得ない。今後、さらに詳細に検討する。

### 参考文献

- 1) 木村他, 宇宙研報告 宇宙科学特集号 昭和55年 (印刷中)
- 2) Kimura & Hashimoto, J. Geomag. Geoelec. (印刷中)

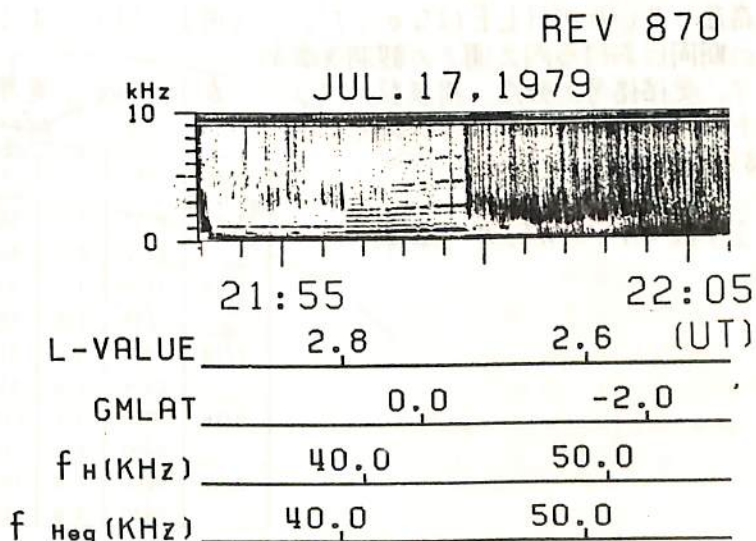


図1 高調波を伴った *line emissions*

# JIKIKEN衛星DPLによって観測されたプラズマポーズと波動異常現象

橋本弘蔵 木村磐根  
京都大学工学部

じきけん(EXOS-B) DPLは、22.3 KHzのNWC局を受信し、そのドップラーシフトを測定するものであるが、EXOS-B/SIPLIE実験の様に、NWC局が受信されない西半球での観測では、22.3 KHz近傍の帯域幅200 Hzの雑音測定を行っているものと考えられる。赤道付近もしくはプラズマポーズ(以下PPと略す)近傍でのVLF帯で、高調波を伴う異常な *line emission* (以下HLEと略す) の観測について、別の講演<sup>1)</sup>で述べられているが、それと同時に観測したDPLによる22.3 KHz近傍での雑音およびアンテナ容量について述べる。

7月17日の観測例を図1に示す。アンテナ容量測定より、2201 UTにPPが観測されている。VLF帯で高調波群が観測された時期を2本の縦線で示しているが、良い一致を示している。この時衛星は、 $L = 2.6$ の赤道付近であった。下段のFIELDは、電磁波と仮定した場合の電界強度( $0 \text{ dB} = 1 \mu\text{V/m}$ )であるが、 $0 \text{ dB}$ 以上の信号が上記のPPの近傍で受信されている。同様の現象は、18日、19日にも観測されている。電界強度が $0 \text{ dB}$ 以上となり、PPが観測されている例を表1に示す。8月16日、17日については、高緯度の軌道であってPPは存在していたがHLEはなかった。この期間における内之浦での観測を含めて、受信信号の強度、周波数スペクトルの解析を行い、さらに詳しく検討する。

参考文献

1) 佐々木、木村、本予稿集

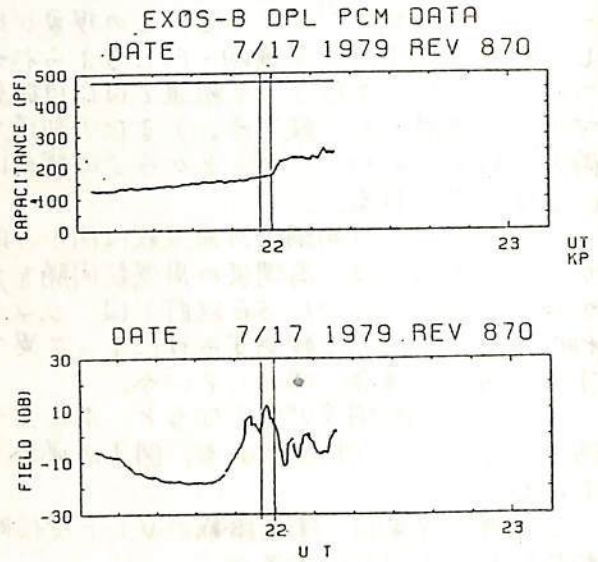


図1 DPLによるアンテナ容量、電界強度の観測

表1 DPLで電界強度が $1 \mu\text{V/m}$ 以上を示しかつ、*plasma pause*が観測された例

Date	UT	L	$f_H$	GMLAT	GMLONG	PP*	HLE**
7/17	2152	3.0	34 <sup>KHz</sup>	2.0	-105	L=2.7	2157 <sup>UT</sup>
	2202	2.6	48	-1.2	-101	2201UT	2200
7/18	2228	3.1	30	1.3	-117	L=3.0	2230
	2238	2.8	42	-1.5	-114	2231	2234
7/19	2308	3.0	31	-0.8	-128	L=3.0	2308
	2324	2.6	54	-5.5	-122	2308	2312
8/16	0850	3.2	244	41.6	-75	L=4.2	なし
	0900	4.0	134	42.9	-60	0904	なし
8/17	0920	2.8	309	28.8	-91	L=4.4	なし
	0930	3.8	165	31.4	-73	0940	なし

\* *plasma pause* の位置と観測時刻

\*\* VLF帯での高調波を伴う *line emission* が観測された

大X電波 (13.6 kHz) のサイクルスリッパ  
について

山下亨子  
(名古屋市立保育短大)

田口一夫  
(鹿児島大学水産学部)

大X電波C層(ハワイ)の位相と電界強度を鹿児島で観測しているが、日出過渡期に定常的な位相変化をせずに1サイクルまたはそれ以上のサイクルだけ位相かたぶきサイクルスリッパがおきる。この現象を下の図のような模型を用いて説明する。  
各領域における垂直電界は次の通りである。

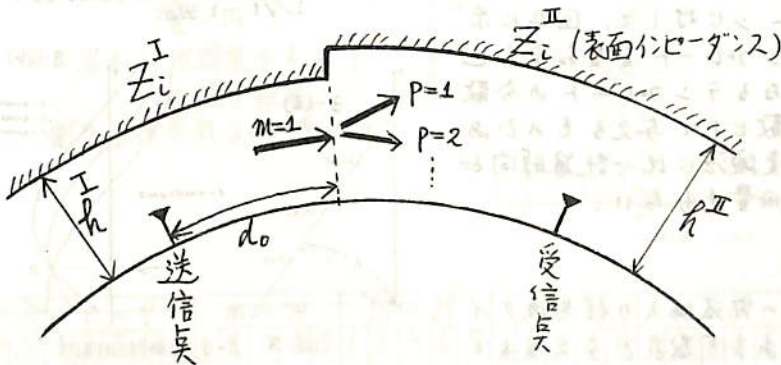
$$E^I \propto \frac{1}{\sqrt{h^I h^I}} \sum_m S_m^I G_m^I(y_s) G_m^I(y) \Lambda_m^I e^{-ik_0 S_m^I d}$$

$$E^{II} \propto \frac{1}{\sqrt{h^{II} h^{II}}} \sum_m \sqrt{\Lambda_m^I} G_m^I(y_s) e^{-ik_0 S_m^I d_0} \sum_p S_p^{II} T_{pm}^{II} \sqrt{\Lambda_p^{II}} G_p^{II}(y) e^{-ik_0 S_p^{II} (d-d_0)}$$

但し、 $\Lambda$ はexcitation factor,  $G(y_s)$ と $G(y)$ は送受信アンテナのheight-gain function,  $S$ は伝搬定数であり、添字のI, IIはそれぞれ昼間と夜間を表はす。上式では昼間領域を1次モードが伝搬し、日出線上でモード変換がおこり、その結果夜間領域で新しく2次モードが伝搬することを意味している。  $d=d_0$  において、 $E^I = E^{II}$  の境界条件からモード変換係数  $T_{pm}$  が得られる。

また、モード方程式の根である伝搬定数を求める際に、水平な地球磁場を電離層に重畳させて、東→西伝搬を扱った。

計算によると、モード変換係数の比  $U = T_{2,1} / T_{1,2}$  が1に近い値をとるならば、夜間領域において1次モードに2次モードが干渉してサイクルスリッパがおきる。



# 電算機によるVLF解析 - その1 - ホイッスラの解析

岡田敏美\*, 都竹愛一郎\*, 岩井章\*  
名古屋大学空電研究所

## §1. はじめに.

観測されるデータを計算機処理し、迅速かつ正確に物理量を抽出するという仕事は今後ますます重要になってくると思われる。本報告ではその一例として、ホイッスラの周波数分散を電子計算機を用いて測定するという問題を扱う。

## §2. 原理

### 2-1. $\rho$ - $\theta$ 変換法

$\rho$ - $\theta$ 変換法は、 $X$ - $Y$ 平面上にある直線を  $\rho = X \cos \theta + Y \sin \theta$  という変換式により  $\rho$ - $\theta$ 平面上に写影するものである。ここで  $\rho$  は原点から直線までの距離、 $\theta$  は原点から直線に下した垂線と  $X$  軸のなす角度である。(図3a)

ホイッスラのソナグラフ(図1)において周波数軸を  $1/\sqrt{f}$  に変換すると、図2の様に直線となる。この直線を上述の  $\rho$ - $\theta$ 変換により  $\rho$ - $\theta$ 平面上に表示すると、特定の1点  $P$  で曲線群が交差する。(図3b) この点が求めようとする分散に対応するので、計算機によりこの点を探すことによって自動的に分散を測定すること出来る。

### 2-2. テンプレート・マッチング法

この方法は図2のように直線として表わされたホイッスラのパターンに対して、図4に示す各分散に対応するテンプレートを重ね合わせその相関電力が最大となるテンプレートの分散をそのホイッスラの分散として与えるものである。この方法は  $\rho$ - $\theta$ 変換法に比べ計算時間も短く、かつメモリの使用量も少ない。

## §3. 応用と展望.

ここに紹介した二つの方法は入力信号のダイナミックスペクトルがある周数系で与えられた場合、その周数系のパラメータ抽出に有効であるため、ホイッスラ以外に、航路性のエミッション等に 응용が効くであろう。

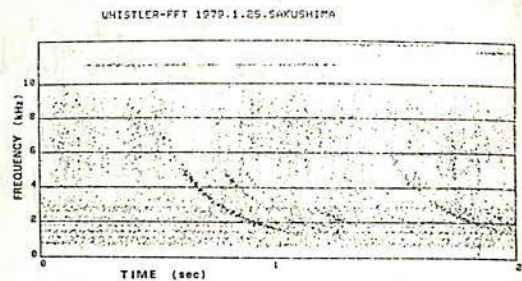


図1 ホイッスラのダイナミックスペクトラム

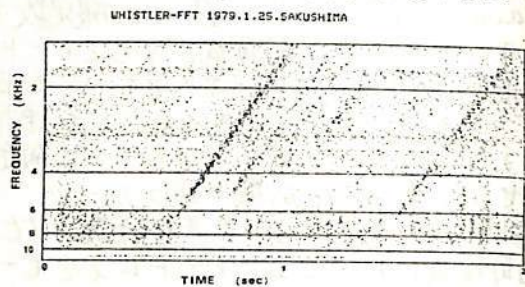


図2 ホイッスラのダイナミックスペクトラム  $1/\sqrt{f}$ - $t$  表示

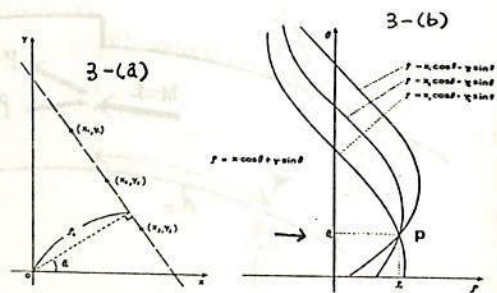


図3  $\rho$ - $\theta$ 変換法原理図

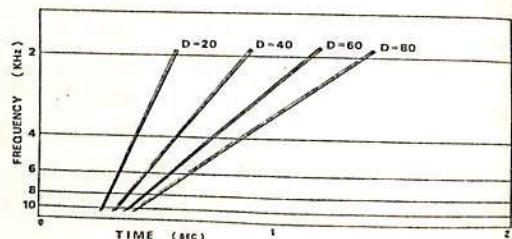


図4 ホイッスラ分散のテンプレート群

# 自動観測結果による ノイズノ特性(II) 太田 健次 江口 博之 (中部工業大学)

1. まえがき

5チャンネルのPLL(自走周波数 6, 5.5, 5, 4.5, 4 KHz)を利用したノイズ自動観測方式についてはすでに報告した。  
今回はこの観測方式によって得られた2, 3の結果を報告する。

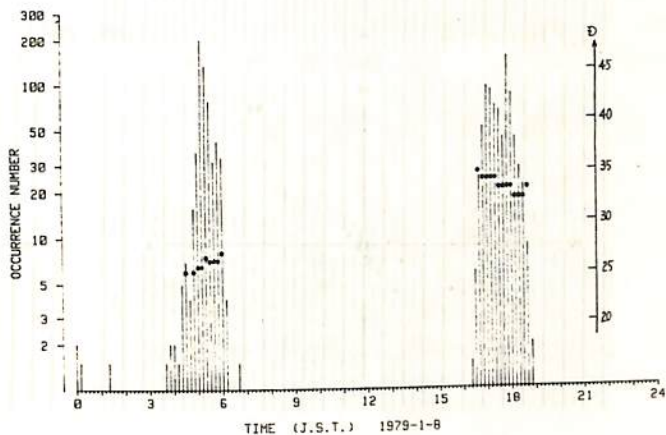
2. 観測結果

(a) ノイズ発生頻度と分散値の変動について。

ノイズの発生継続時間は図1のよう観測されるが単一電量によつて生ずると思われるノイズの継続時間は1977年11月~1978年3月及び1978年11月~1979年3月とむ60分~80分である。また単一電量によつて発生したと考えられるノイズにおいても分散値は変動し、朝夕には+方向へ、夕方においては-方向に分散値が移る。

(b) 各チャンネルにおけるノイズの発生頻度。

一例として1979年12月21日におけるチャンネル別のノイズ発生頻度を図2に示す。ノイズの発生頻度は5時40分~49分にピークを持つガウス状分布を示しているが、ノイズ発生頻度の立ち上がり部分においては4chと5chに多く検出されている。しかし発生頻度のピーク時には3chを中心に、2ch, 3ch, 4chに多く検出されている。このピーク時には2chと4chの検出数はほぼ同数であり、3chの検出数もこの時点で最高となる。そして発生頻度の立ち下がり部分では再び4chと5chに多く検出されている。



参照

- 1) 羽66回講演予稿集 II-15
- 2) 岡田, 岩井: 低雑度ノイズの総合観測 電子通信学会 J62-B No.12

分 時	0~9					10~19					20~29					30~39					40~49					50~59				
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
03																														
04																					1	1	5	3		8	14	32	20	
05	4	55	84	43	34	2	63	100	39	16	3	39	69	32	7	7	92	121	94	70	24	152	241	152	107	4	40	68	85	34
06	1	39	63	78	70						1	2	2																	
07																														

図2 チャンネル別 ノイズ発生頻度の一列 1979-12-21

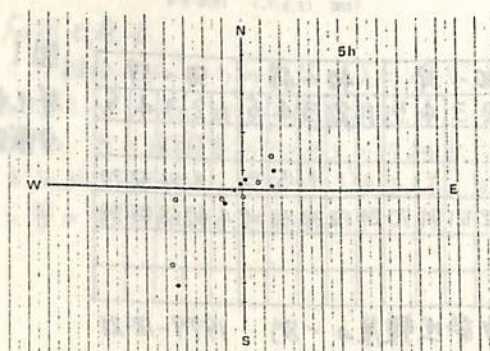
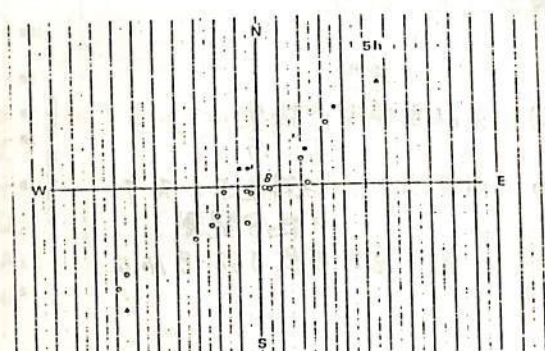
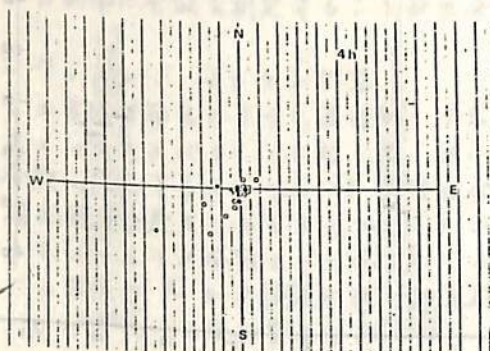
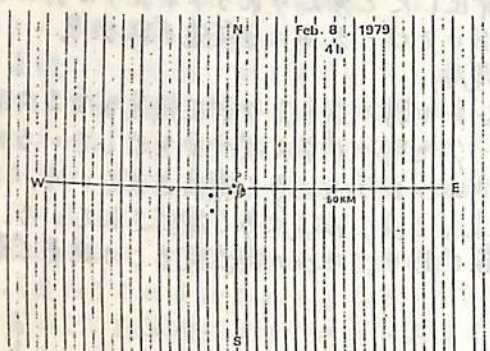
図1

発生頻度と分散値の変動



中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光  
電波研究所

1979年春~1980年春の間に沖縄のホイスラー方探で観測されたデータの一部を解析した。いままでの観測結果によれば、ホイスラーは天頂附近から到来しほぼダクト伝搬の特性を示すこと、又一部にはノンダクト伝搬の特性を示すホイスラーも存在することが明らかになった。今回は主に到来方位の経時変化について述べる。前回ではホイスラーの伝搬という見地から右廻り偏波にのみ注目していたが左廻り偏波が大部分というホイスラーも見付かった。今後は左廻り偏波も到来方位の解析で注意する必要がある。下図は経時変化の一例である。ホイスラーの出口を高度100 kmと仮定した時、測定点から出口までの水平距離を周波数成分別に図示したものである。黒丸は右廻り偏波、白丸は左廻り偏波、三角印は直線偏波をあらわす。各図はそれぞれ一つのホイスラーに対応している。



渡辺 成昭, 恩藤 忠典, 巖本 巖, 上 滝 實

電波研究所

重水素ホイスラーは, 一年中, 高緯度限界 ( $\sim 20^\circ$ ) より低緯度で観測される。

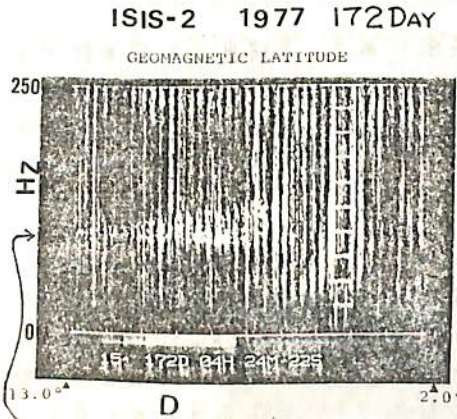
一方, 6~8月, つまり北半球の夏期に於いて, 赤道越えプロトンホイスラーは, 散発的なものは別として, 群として観測されにくい。この理由を考察する。(オ1図参照)

オ2図はISS-PIC (質量分析器) による水素イオンの北半球/南半球の比である。4~8月にかけて北半球のプロトンが圧力的に多い。又, Top side, Bottom side による電子密度も6~8月にかけて密度が高い。

ISS-RANの雷発生頻度は, 6~8月に北半球で多く発生する傾向があり, 12~2月は南半球のISIS観測の磁気共役 英で北半球より多いのみならず, 北半球の夏期より多く発生する事を示している。

これ等のデータを組み合わせると, 6~8月に電子密度,  $H^+$ とも北半球が高く, プロトンから推測される様に, 6~8月に伝搬路に沿う重水素も北半球で密度が高い事が推測される。従って6~8月には, 北半球で発生した雷は, 電離層を抜け てから, 重水素とのサイクロトロン共鳴の壁をつきぬける事が出来なかつたものと思われる。

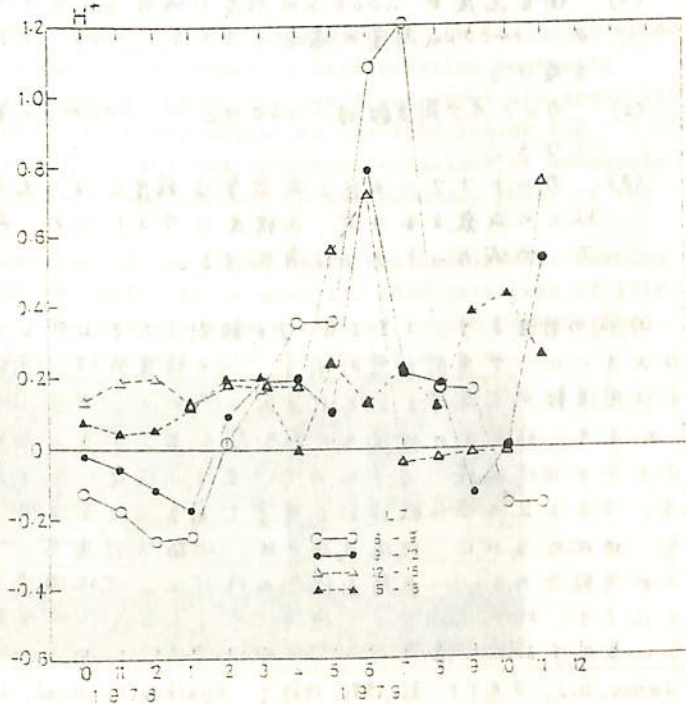
との結果6~8月には赤道越えのプロトンホイスラーが観測されにくくなったものと思われる。



重水素ホイスラー群

赤道越えプロトンホイスラー群が見あたらない

ISS-PIC  
プロトンの 北半球/南半球の比



人工衛星 I S I S により観測された  
E L F ヒスの低域カットオフ特性山岸久雄 本間峰一  
(極地研) (電通大)

高度 300 km - 1500 km 付近の磁気圏下部において、プラズマは複数種のイオン（主として  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $O^+$ ）から構成されているが、この高度領域を伝播する E L F 帯電磁波はこれらイオンの相互の働きにより、その組成比で定まる特定周波数（クロスオーバー周波数）においてモードの入れ替りが起こり、電波伝播上興味深い現象を生ずる。イオンホイスラーは良く知られた例があるが、その他、磁気赤道から地上へと伝播する E L F ヒスにしばしば見出される顕著な低域カットオフも、その原因をクロスオーバーに求めることができる。即ち、右回りホイスラーモードで伝播してきた E L F ヒスは、その周波数が、local なクロスオーバー周波数に一致する高度で、左回りイオンサイクロトロンモードに入れ替り、カットオフを受ける。

しかし、電磁波の波数ベクトルと地球磁場ベクトルの交角  $\theta$  が十分小さい場合（約  $15^\circ$  以内）右回りモードの波のエネルギーは、モードカップリングにより、その多くの部分が、そのまま右回りホイスラーモードとして下へ伝えられることができる。角度  $\theta$  と、モードカップリング係数の関係は、幾つかの数値計算（\* eg. Jones, 1969; Fijalkow, et al., 1973; 長野, 満保, 1978）が行われている。そこで、この関係を用いて、逆に、クロスオーバー、左回りモードカットオフ点をホイスラーモードが通過する際の減衰量より、その波の波数ベクトルと磁場のなす角度を推定することができる。

I M S 期間中、南極昭和基地で受信されたカナダの人工衛星 I S I S - 1, 2 の V L F, E L F 波動観測データの内、E L F ヒスに注目し、その低域カットオフの特性について調べた結果、次の点が明らかとなった。

- (1) 衛星高度が 2000 km 程度の場合 (I S I S - 1) 低域カットオフは見られないが、1400 km 高度の場合 (I S I S - 2), E L F ヒスは殆ど常に低域カットオフを受ける。
- (2) カットオフ周波数は、300 Hz - 400 Hz の範囲にあり、高緯度ほど周波数が高くなる。
- (3) カットオフにおける減衰量は緯度により大きく変化する。プラズマ圏では 20 dB 以上の減衰を示すが、高緯度になるにつれ、減衰量は小さくなり、緯度  $75^\circ$  付近で、低域カットオフは消失する。

(1), (2) の特性より、I S I S - 2 が観測した E L F ヒスのカットオフは  $H^+$  と  $He^+$  によるクロスオーバーが原因と思われる。(2) の緯度特性は高緯度ほど地球磁場が強まり、イオンサイクロ周波数が上昇することが原因と思われるが、I S I S 高度 (1400 km) における、 $H^+$ ,  $He^+$  のイオン組成比の緯度変化の影響も含まれると思われる。(3) の特性は、電磁波の波数ベクトルと地球磁場ベクトルのなす角が、緯度とともに変化するを示すものと考えられる。I S I S の受信軌道数が豊富であることを活用し、E L F ヒス低域カットオフ減衰量を地理的並びに、地磁気地方時、地磁気緯度ポラーマップ上に等高線図として描くことが可能である。この等高線図の様相と、地球磁場モデルにより与えられる磁力線の傾きとにより、地球に向かって降り注ぐ E L F ヒスの波数ベクトル方向が、緯度によりどのように変化するか、推定することができる。これらの点について解析結果を紹介する。

\* Jones, D. J., J. A. T. P. 31, 971, 1969; Fijalkow E., et al., J. A. T. P. 35, 317, 1973; 長野, 満保, 磁気圏プラズマ波動に関するシンポジウム, 1978.

## Riser Emissions Observed in Mid-Latitude by ISIS Satellites

恩藤 忠典、渡辺 成昭、中村 義勝、村上 利光

電波研究所

T. Ondoh, S. Watanabe, Y. Nakamura and T. Murakami

Riser emissions were observed at invariant latitudes around  $54^\circ$  by ISIS satellites. The frequency of the riser emissions increases from about 9 kHz to about 18 kHz in 2.5 seconds. The time change rate of the riser frequency is 3.5 kHz/s which is comparable to 2.0 kHz/s of the Auroral Kilometric Radiation and is larger than that of the chorus emissions. The riser emissions with frequency above 9 kHz occurred inside the plasmopause in the recovery phase of geomagnetic substorms.

This suggests the Doppler-shifted ion cyclotron emissions from energetic protons precipitating from the equatorial ring current as the source of the riser emissions. Because the electron cyclotron frequency at the top of the geomagnetic field line of  $L = 2.9$  starting from invariant latitude  $54^\circ$  is 37 kHz which is greater than the riser frequency. Also, the moving source excitation mechanism ( $df/dt = df/ds \cdot V$ ) applied to the AKR can not give the riser frequencies between 9 kHz and 18 kHz since the characteristic frequencies of the magnetospheric plasma such as the electron plasma frequency,  $f_p$  and the electron gyro-frequency,  $f_{He}$  along the field line of  $L = 2.9$  are greater than the riser frequencies, although the time change rate of the riser emissions are comparable with that of the AKR.

The precipitating protons with energy of 14 keV can radiate the Doppler-shifted cyclotron emissions of 9 kHz at altitude of 6000 km (geomagnetic latitude of  $35^\circ$ ) on the field line of  $L = 2.9$  where  $f_{He} = 173$  kHz, the proton gyro-frequency,  $f_{Hi} = 94$  Hz and  $f_p = 180$  kHz, and they also radiate the Doppler-shifted cyclotron emissions of 18 kHz at altitude of 2000 km (geomagnetic latitude of  $47.6^\circ$ ) on the same field line where  $f_{He} = 641$  kHz,  $f_{Hi} = 350$  Hz and  $f_p = 636$  kHz.

The Doppler-shifted proton cyclotron emissions may propagate in the L-mode at speed of about 1500 km/s which is almost equal to the speed of precipitating energetic protons,  $V_{||}$ , since the refractive indices of the proton cyclotron waves are about 200 at the above two points. Therefore, the riser emissions observed inside the plasmopause may be explained by the Doppler-shifted cyclotron emissions of energetic protons precipitating from the equatorial ring current in the recovery phase of the magnetospheric substorms.

The bottom panel shows the f-t spectrum of the riser emissions received at Kashima station, RRL from the ISIS-2 at 2356 UT (0849 LT) on Nov. 27, 1972 (altitude of 1368 km and invariant latitude of  $54^\circ$ ). The transit time of 14 keV proton between the above two points is 2.6 seconds which is close to the observed rise time.



# KYOKKOで観測された Inverted-V構造 の特徴

向井利典<sup>(\*)</sup> 金田栄祐<sup>(\*\*)</sup> 平尾邦雄<sup>(\*\*)</sup>

(\*)東大宇宙研

(\*\*)東大理 地物研施設

discrete aurora を作る降下電子フラックスのエネルギー分布がしばしば  $1 \sim 10 \text{ keV}$  にピークをもち、しかも、そのピーク・エネルギーが energy-time spectrogram 上で inverted-V 形の変化をすることは、Frank & Ackerson (1971) 以来、多くの人によって指摘されてきた。この inverted-V 構造は、 $\sim 1 \text{ Re}$  の高度に存在すると考えられている沿磁力線電場による粒子加速を示唆している。大変興味深い。

ここでは、科学衛星「KYOKKO」に搭載された ESP によって観測された inverted-V 構造の特徴、及び、その構造とオーロラ・イメージ（同時に搭載された ATV による UV イメージ）の間の関係について報告する。データは、主として、カナダのチャネルで受信して得られた北半球高緯度地域のものである。

- (1) inverted-V 構造の幅は、従来の極軌道衛星でよく観測されている短いもの ( $\leq 50 \text{ km}$ ) の他、 $\sim 1000 \text{ km}$  以上にわたって観測される長いものがしばしばある。これは、KYOKKO の軌道が傾斜角  $65.3^\circ$  の準極軌道である為、その高緯度部分では、緯度がほとんど変化せずに経度変化 (地方時依存性) を示すことによるものである。即ち、衛星がオーロラ・アークに沿って飛ぶ為、観測されるものである。この場合、inverted-V というよりむしろ inverted-U、或いは、ちょうど山の尾根の土を飛んでいるようなもので、そのピーク・エネルギーに変動が見られる。
- (2) inverted-U 構造の場合、その両端 (又は片端) の方がむしろエネルギー・フラックスが中央部より多いことが時々見出される。これは、降下電子のピーク角分布が沿磁力線的になるのはオーロラ・アークの端であって中心部ではないというロケット実験の結果 (Whalen & McDiarmid, 1972) と consistent であって、単純な沿磁力線電場による加速だけでは説明できないことを示している。
- (3) 観測頻度の空間分布は以下の通りである。
  - (a) 夕方側の  $65 \sim 70^\circ$  (invariant latitude) で最も多く、この領域を通るほとんどのパスで、少なくとも 1 コの inverted-V 構造が見られる。
  - (b)  $K_p$  が大きくなると、緯度が低くなる。
  - (c) 最も緯度が低くなるのは post-midnight ( $\sim 0300 \text{ MLT}$ ) で、最も高くなるのは early afternoon ( $\sim 14 \text{ MLT}$ ) である。
  - (d)  $0800 \sim 1200 \text{ MLT}$  での観測頻度が最も少なく、午前と午後で非対称である。

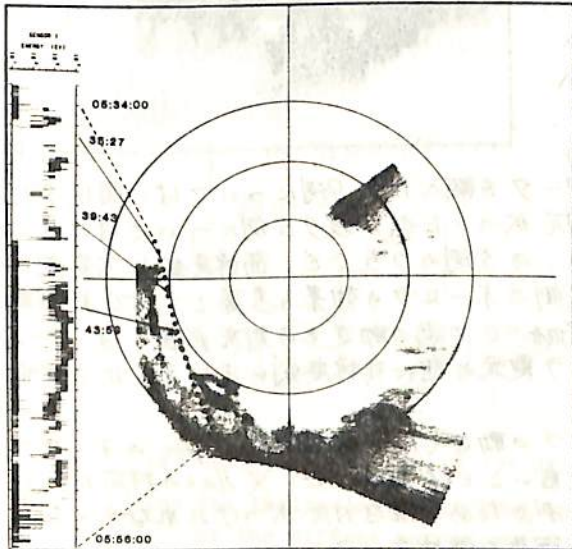
金田栄祐\*, 向井利典\*\*, 平尾邦雄\*\*

\* 東大理. 地物研施設. \*\* 東大宇宙研

KYOKKO によって観測されたオーロライメージの画像処理は、前回の発表(金田・平尾: KYOKKO オーロラ観測データの画像処理(ii), 第67回講演会)の如く、統計的解析等を行う為に必要の規格化されたフォーマットに於ける表現(Polar stereo 投影規準サイズ画面)が可能になる迄に遅れる事が出来た。今回は、この様な処理を行ったオーロライメージと、同時に観測されたオーロラ電子のエネルギー・スペクトルとの対比の結果に就いて報告を行う。猶、左下にその一例を示した。オーロライメージは1978年10月4日 05<sup>h</sup>43<sup>m</sup>57<sup>s</sup>に観測された *breakup onset* 直後のものであり、その傍らに降下電子束のエネルギー・スペクトルの時間変化を *E-t diagram* で示してある。オーロライメージ中の丸印は、KYOKKO の位置を磁力線に沿って投影したもの (*geomagnetic subsatellite point*) と1分毎に示したものである。

KYOKKO によるオーロライメージに於いて特徴的の事は、*substorm expansion phase* の限られた時期以外では、*oval* の *aurora system* 全体が変動する事は余り認められない事である。これは、従来局所的な地上観測データと繋ぎ合せて作り上げたオーロラサブストームの像と多少相違する。この事は従来の従量によるオーロライメージとオーロラ電子スペクトルとの対比に於いて、観測時刻のズレを無視した議論を行って明確な矛盾が露呈されなかった原因の一つと考えられる。

然し乍ら、下に示されて居る様にオーロラ電子のエネルギー・スペクトルの変動は極めて顕著であり、一方オーロライメージのスナップショットによる連続観測からは、*aurora system* 内での *origin* を案にするオーロラが局所的ではあるが様々に変動する事が明らかに示されて居る。更に両者の対比から、オーロラ電子のエネルギー・スペクトル特性の変化と対応するオーロラの変動が一致する事が認められて居る。ISIS-2 でのスキャンナーイメージングと粒子観測に基づいて提唱されて来たオーロラの分類 (*Discrete aurora* 及び *Diffuse aurora*) は、対応するオーロラ電子の特性に準拠して居る。前述の如く ISIS-2 に於いては両者が時間的にズレて居り、KYOKKO での両者の対応関係が良き事と併せて考える時、このオーロラの分類に就いては再検討の必要があると考えられる。今回はこの点に関して報告を行う事にする。



Rev.2595 Oct.4 1978

巻田 和男, 鮎川 勝, 平沢 威男, 谷口 治幸  
 (拓殖大) (国立極地研究所) (東大理)

南極の昭和基地, みずほ基地及び無人観測点の3点で得られた、地磁気三成分のデータとオーロラの発光領域の比較については、すでにこの学会で鮎川・平沢が報告を行なってきた。その結果を要約すると、100kmぐらいの空間的範囲で比較すると、オーロラの発光領域と地磁気三成分から推定される、オーロラ電流とは大変良い対応を示しているということである。これはオーロラの明るいところに電流が一番良く流れているという常識的な結果であるようにも思える。我々はこの結果を基に、より定量的にオーロラ発光とオーロラ電流との対応を調べるため次のような解析を行なった。

- (1) 3点で観測された地磁気三成分の空間的・時間的変動を等高線図で表わす。
- (2) 昭和基地で観測された子午線掃天フォトメーターのデータを用いてオーロラの輝度等高線図・濃淡表示図を作成する。

ここで解析したデータは、鮎川・平沢が解析したデータと同じ期間のもので、1977年6月8日の3ヶ月間のうちの1ヶ月間についてである。

解析結果の例を図に示しておく。図で濃い部分がオーロラ(5577Å)の明るいところである。実線は3点の地磁気データから求められたZ成分=0の線である。縦軸は南北方向を示し、上が磁南方向で、真中が昭和基地の天頂である。横軸は時間で03h~05h UTの2時間のデータである。この図からわかるようにオーロラの明るい部分の変動とZ成分=0の点とが大変良く対応しながら変化している。

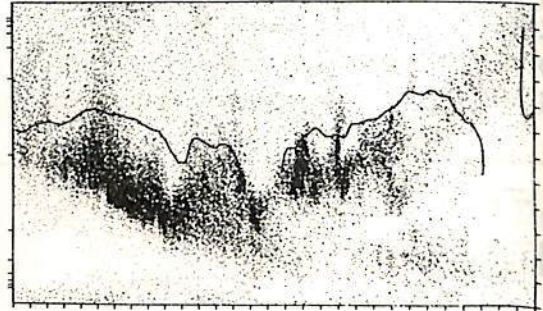
但しオーロラの一番明るい部分とZ成分=0の点とは数十kmぐらいずれている。

これについての解釈はいくつか考えられるが、その一つとしてオーロラの発光領域と電流が流れている領域とがほぼ一致しているということや、観測範囲外の高緯度領域にも電流が流れており、その効果によりZ成分=0の点が高緯度に引っばられているということも考えられる。この点について現在検討を進めている。

ところで我々は14例についてのデータを調べたが9例については、図に示した程度にオーロラの動きとZ成分=0の点との対応が良かったが、残り5例については、はっきりした対応はつけにくかった。しかしながらこの5例のうちで、高緯度側に大変強いオーロラが見られる2例についてはその高緯度側のオーロラの影響も考慮して50%程度の補正を行なったところ、オーロラの動きとZ成分=0の点の動きとの対応が良くなった。おそらくこのような時には天頂付近のオーロラ電流の他に高緯度側にあるオーロラ電流の影響が寄与していると思われる。

なおブレーク・アップ時の爆発的なオーロラの動きや明け方のdiffuse typeのオーロラの動きとZ成分=0の点の動きともかなり対応が良いこともわかった。又H<sub>z</sub>との対応については解析した数例のH<sub>z</sub>があまりにdiffuse的であるため明確な対応がつけられなかった。更にH<sub>x</sub>成分やD成分との対応についても現在解析を進めている。

AURORAGRAM (5577) SYOMA 77/06/10 03:00 - 05:00



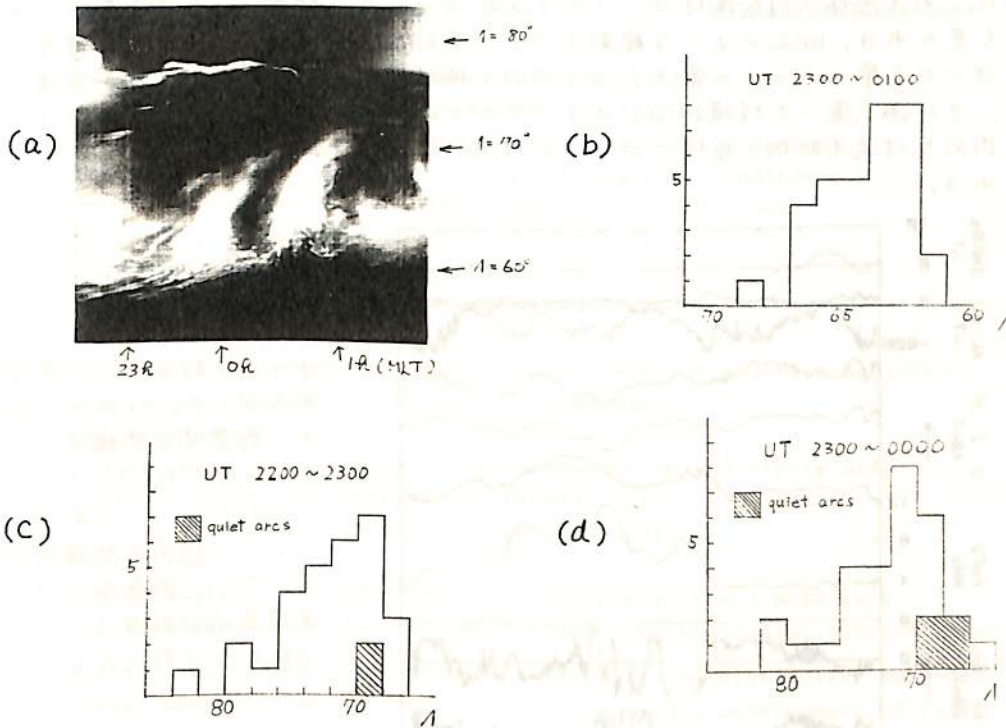
大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係 (I)

SE-1

中井 仁  
(大阪) 牧野高校

上出 洋介  
京都産業大学

Auroral oval の極側および赤道側境界の位置は substorm の規模や phases、あるいは時々の polar cap (すなわち open field line の全領域) の大きさを推量するうえで重要なパラメーターである。赤道側の境界が惑星間空間磁場 (IMF) の南北成分に顕著に依存していることはすでに調べられている。極側の境界については、IMF の南転にとまなつて赤道方向に移動し、オーロラの break up 後は極方向に複雑に変化しながら移動していく、という平均像が得られている。しかし IMF との関係においてその変化をとらえるということは、まだ十分にはなされていない。たとえば polar cap の大きさは IMF の  $B_z$  成分の平均値とよい相関をもつことは一般によく知られていることであるが、どれくらいのタイムスケール ( $\Delta t$ ) の  $B_z$  変動に最も効果的に依存するか、またその response time ( $\tau$ ) はどれくらいかなど、磁気圏の太陽風への対応を調べる上に重要な点がある。我々は '74, '75 年の DMSP 衛星によって得られたオーロラ写真を用いてオーロラの極側、赤道側境界の緯度が IMF の  $B_z$  成分に依存する際の  $\Delta t$  および  $\tau$  を統計的に求めた。



(a) DMSP photo at JAN.13 '75 UT 1359.  
 (b) the latitudinal distribution of the equatorward boundary of the diffuse aurora, and  
 (c), (d) of the poleward boundary of the discrete aurora.  
 (■ quiet arcs)



小川俊雄・川本洋人\*

京都大学理学部

\* 現在東北大学理学部

地磁気擾乱日に三陸沖の成層圏において観測した水平電場を、南北成分 ( $E_n$ ) と東西成分 ( $E_w$ ) に分けて表わし、それらの時間変化を、惑星間空間磁場の南北成分 ( $IMFB_z$ )、オーロラジェット電流活動度 ( $AU$  と  $AL$ )、柿岡の地磁気変化 ( $H, Z, D$ )、国分寺の  $f_oF_2$ 、及び  $Dst$ 、 $\Delta Dst/\Delta t$  と比較して、中緯度で観測される磁気擾乱時の電場の起源とその伝搬について調べた。図1に1973年10月16-17日に観測した電場の例を示す。15-20時UTに注目すると、 $IMFB_z$  は15時から減り始め、16時に南を向いた。 $AL$  はこれに同期して発達した。 $Dst$  は約1時間おくれで同様に発達した。 $AL$  は18時に極大となり、それから回復した。この間観測した電場は、北向き成分が卓越し、初期に卓越した西向き成分は徐々に向きを変え、 $AL$  が極大になった時東向きになった。この時  $Dst$  が発達し始め、 $\Delta Dst/\Delta t$  が大きい。電場のこのような変化は、電場ベクトルが時計回りに回転することを示す。以上のような対応関係は10月17日9時から18時の  $IMFB_z$  の南向き変化時にも見られるが、観測の終了によって電場の東変は測定されていない。またこれと同様の対応関係は、1975年6-7日の観測、1977年3-4日の観測例にも見られる。以上のような観測データの検討から、擾乱時における中緯度の水平電場は、オーロラ帯のジェット電流を流す南向き偏極電場が中緯度では北向き電場として観測され、また磁気圏の大規模対流によるプラズマ圏の圧縮によって、 $L=1.3$  のプラズマ圏にも内向き対流 (西向き電場に対応) と外向き対流 (東向き電場に対応) があることが示唆される。

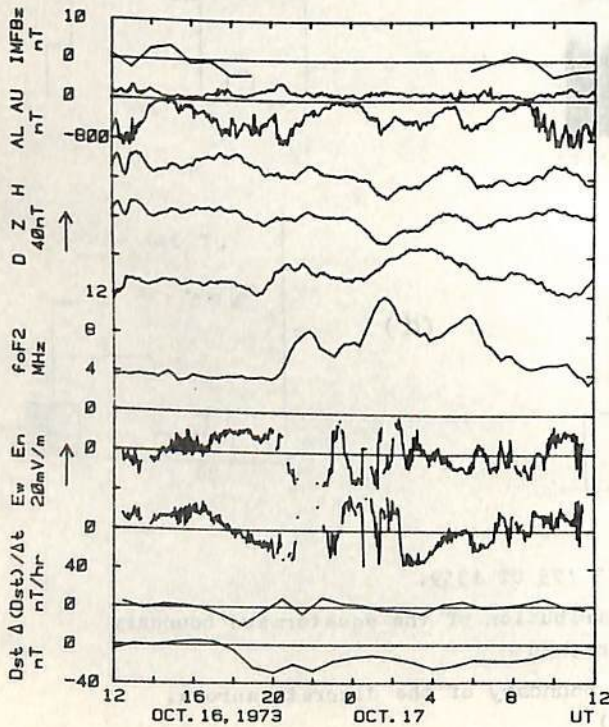


図1. 1973年10月16-17日に観測された電場の北向き成分 ( $E_n$ ) と西向き成分 ( $E_w$ ) を、惑星間空間磁場の北向き成分 ( $IMFB_z$ )、オーロラジェット電流活動度 ( $AU$  と  $AL$ )、柿岡の地磁気変化 ( $H, Z, D$ )、国分寺の  $f_oF_2$ 、赤道環電流活動度 ( $Dst$  と  $\Delta Dst/\Delta t$ ) と比較したもの。

梶井 亨 and R.L.McPherron  
(東海大工) (UCLA)

Substorm associated magnetic pulsations, Pi bursts, have been observed in space by the UCLA fluxgate magnetometer on ATS-6. We have examined Pi bursts detected during September and October, 1974 by using digital power spectral and coherency analyses on individual and statistical bases.

Characteristics of Pi bursts observed at synchronous orbit are summarized as follows;

- 1) Pi bursts are detected mainly at night. The most probable occurrence time is 19 - 03 LT.
- 2) They are usually simultaneous with Pi2 seen at midlatitude ground stations.
- 3) They are divided into three main types;
  - A) A 100 second irregular oscillation in all components with superimposed high frequency oscillations(20 -30 seconds).
  - B) A 100 second irregular oscillation unaccompanied with high frequency oscillations.
  - C) A 100(and/or longer) second quasi-sinusoidal transverse(east-west) oscillation.

A and B types -----Compressional oscillations  
C type -----pure transverse oscillation
- 4) Dominant period of Pi2 component occurs around 100 seconds,  
Longer period(200 seconds) ---- Quiet magnetic conditions  
Shorter period(60-80 seconds) -- Disturbed conditions.
- 5) Ellipticity of polarization of Pi2 component  
Quiet and moderate magnetic conditions  
Left-handed polarization in premidnight  
Right-handed polarization in postmidnight  
Such a tendency becomes unclear with increase of magnetic activity.
- 6) Orientation of principal and wave normal axes,  
Principal axis;  
Polar angle ----- 80° - 90° with respect to the dipole axis.  
Azimuth angle ---- westward in premidnight  
eastward in postmidnight  
Wave normal  
Polar angle ----- 30° - 40° with respect to the dipole axis  
Azimuth angle ---- 20°,160° with respect to the radial(outward) axis

In addition, Pi bursts occur closely related to the distinctive substorm-associated phenomena at synchronous orbit, such as a development of field-aligned current and a rapid recovery to a more dipole-like field configuration.

長井 嗣信

(地磁気観測所)

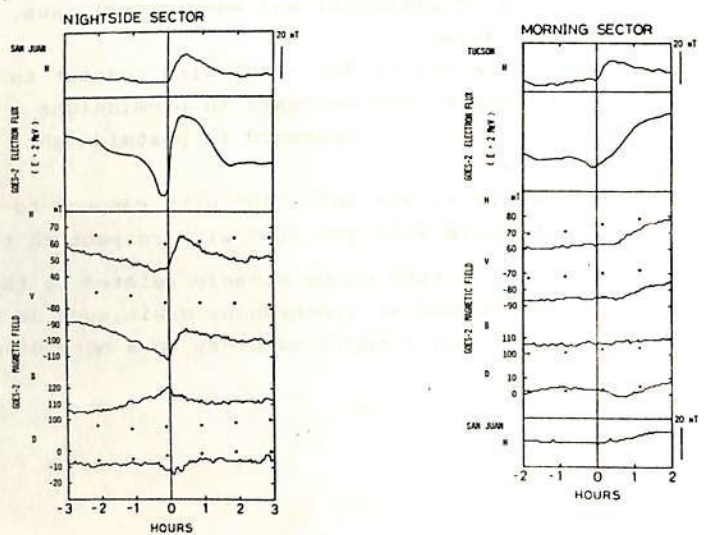
夜間側の静止衛星高度 (6.6 RE) では、サブストーム開始に伴い、磁場が tail-like 状態から dipole-like になる現象が見られることが知られている。また、この変動に伴って、衛星が真夜中前にあるときは東向き、真夜中後にあるときは西向きの D の変動を見ることが出来る。この D の変動は、field-aligned 電流によるものとされている。ここでは GOES-2, 3 という二つの衛星の磁場データを用いて、D 成分にあらわれる変動と、tail-like から dipole-like への磁場ベクトルの方向変化との関係について論じる。

GOES-2 および GOES-3 は、75°W と 135°W にある NOAA の静止衛星であり、約 3 sec の時間間隔で、0.2 nT の分解能で、H (dipole と平行)、V (動径方向)、および D (東向き正) の磁場 3 成分を計測している。使用したデータは、1978 年 2 月から 11 月までの観測によるものである。

二つの衛星で磁場変動が見られるとき (二つの衛星の経度間隔は 4 時間)、D 成分に見られる変動はほぼ同時 (1 分程度) に始まるが、磁場ベクトルの方向変化の時刻には、明らかなズレがある。一般に、各衛星で D 成分の変動が極大または極小に達した時点で、磁場ベクトルの方向変化が起きる。したがって、D 成分の変動がスパイク状の場合には、ほぼ D 成分の変動と磁場ベクトルの方向変化が同時に起こる。しかし、4 時間東または西にある衛星の同時観測によると、その地点では、D 成分の変動開始より数分遅れて D 成分の変動が最大となり、その時点で磁場ベクトルの方向変化が起こることがわかる。

データがかなりそろっている GOES-2 について、D 成分の変動と磁場ベクトルの方向変化との関係について、各 LT で統計的に調べた。これによると、スパイク状の D 成分変動は、22 LT 付近に多く見られ、夕方側または朝方側では、D 成分の変動開始と磁場ベクトルの方向変化との時間のズレが大きくなっていることがわかる。また、D 成分の変動が最大になる時刻と磁場ベクトルの方向変化の始まる時刻とは、良く一致することがわかる。

AVERAGE VARIATION

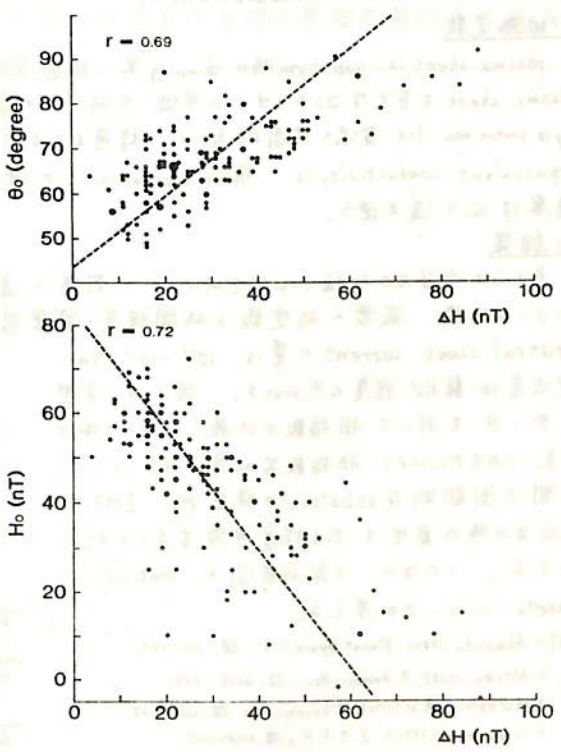


国分 征  
東 大 理

ATS 6で得られた磁場および高エネルギー粒子のデータを用い、サブストームに伴うこれらの変動の特性を調べた。すなわちATS 1などの観測から、6.6 Re付近においては、サブストームの開始とともに、磁場は tail-like な状態からダイポールに近い状態になることが知られている。また、dipole-likeへの磁場の回復に伴って、急激な粒子の流入が観測されるが、これに先立つ tail-like field の成長と関連して trapping boundary の地球方向への移動による高エネルギー粒子の減ちがしばしば起ることも最近明らかにされた。しかしながら、このような特徴的な変動のうち、tail-like field への発達などのような現象に対処して起るのかという問題は、サブストーム開始の同定の困難さからいっても明らかになっていない。ここでは、地上のマグネトグラムと詳しい比較を行うことにより、ATS 6での磁場変動およびそれに伴う高エネルギー粒子の変動の様相を統計的に調べ、上記の問題点を明らかにする試みを行った。

結果.

1. サブストームに伴うATS 6でのH (ダイポール軸に反平行な成分) の変動は、同じ子午面に位置するグラスゴウのポジティブベイに、形、大きさとも良い相関を示す。
2.  $\Delta H$  (ATS6) はサブストーム開始時のHの値及び $\theta$  (H軸と磁場のなす角) と良い相関をもつ。(左図) 即ち開始前の field distortion の程度が引続くサブストームの大きさと関係をもっている。
3. ATS 6における磁場変動の様相は季節によって変り、夏季は、H V (H軸と直角な成分) と大きな変動を示すが、冬季はVの変動は小さい。これは、ATS 6での磁場変動が主としてプラズマシート地球側の境界近くで流れる電流によるとし、H軸とプラズマシートの相対角の季節変化も考慮すると説明し得る。



上記の結果をもとにして、サブストームの瞬時的発達の様相についての議論を行う。

家森俊彦・前田坦  
京都大学・理学部

Substormの発生には3~4時間の磁気圏固有と思われれる周期性が見られることと、以前から主張してきた(’77春, ’78秋, 知春学会)。今まで調べた惑星間磁場(IMF)とSubstormの発生についての時間的な関係をまとめると以下のようになる。

- ① IMFが南を向いてから最初のsubstorm onsetまで約1時間のtime lagがある。この時間差はIMFの南向き成分( $B_s$ )の大きさとあまり関係がない。
  - ② Substormの発生には、3~4時間程度の磁気圏固有と思われれる周期性の反映が見られる。
  - ③  $B_s$ の効果は数時間以上残り、IMFが北向きの時に発生するsubstormに関与している。
- その他、multiple onsetsには10~20分の周期性が見られる。(Saito et al., 1976)。

これらの性質を、いわゆるgrowth phase model (McPherron et al., 1972) や、太陽風-磁気圏のenergy coupling function  $\epsilon$  によるモデル (Akasofu, 1970) で説明することは難しいと思われれる。ここでは上記のような性質を解釈するために1つの単純な電気回路モデルを考え、実際のデータと比較することとを試みた。

(1) モデル

基本的にはplasma sheetをAlfvén type (Alfvén, 1968) のneutral sheet modelと見做し、その中のdawn-duskの電位差( $V$ )又はneutral sheet current ( $I_n$ )の時間変化を計算する。plasma sheetには、magnetopauseの $B_s$ に比例する電流が流入し、その一部( $I_d$ )は、neutral sheet及びplasma sheetを、それぞれcurvature current及びpolarization currentとして流れ、neutral sheet currentが一定値を超えると何らかのプラズマ不安定性によりsubstormを開始すると仮定する。magnetopause currentの主要部分には、 $\nabla P$ -currentとしてplasma sheetを流れ、それによるenergyがsubstormの際に消費されることを、図1にこのモデルとその等価回路を示す。

(2) 回路定数

plasma sheetは、substorm時にthinning等の構造変化をするが、ここでは平均近似として一定であるとする。plasma sheetを巨大なコンデンサーと見做した時、その容量は  $C = \frac{2\pi n_p S d}{B^*} \xi^2$  ( $\xi > 1$ )。ここで  $n_p$ は数密度、 $B^*$ は磁束密度、 $m_p$ はproton mass、 $\xi$ は電場の空間的乱れの程度を示す量で、 $\xi = \frac{\langle \frac{dE}{dt} \rangle}{\sqrt{E^2}}$  ( $\langle \rangle$ は空間平均)で定義した。neutral sheetのequivalent conductivityは、Alfvén type modelでの値  $\Sigma = \frac{v_{\text{sheet}} S}{B^*}$  を使う。ここで  $n_p, B^*$ はplasma sheetの境界付近の値を使う。

(3) 結果

$\xi$ として相当大きな値(=6.7)を用い、かつ計算に適當な値を選ぶことにより、neutral sheetに、周期約3~4時間、減衰の時定数6時間程度の減衰振動をする電流を流すことができる。

neutral sheet currentの量は、 $10^{-1} \sim 10^{-2}$  A/m、電位差は数KV程度と思われれる。図2は、実際のデータをを用いてAE指数と比較した中の1例である。このモデルにより、AE指数等に見られる3~4時間の周期的なsubstormの発生や、IMFが北向きの時の発生もある程度再現することができる。このほか、上記性質④や、multiple onsetsについても考える。

[文献] 1. Akasofu (1970), Planet Space Sci., 28, 495-509.  
2. Alfvén (1968), J. Geophys. Res., 23, 4379-4381.  
3. McPherron et al. (1972), J. Geophys. Res., 28, 3131-3147.  
4. Saito et al. (1976), J. A. T. P., 28, 1265-1277.

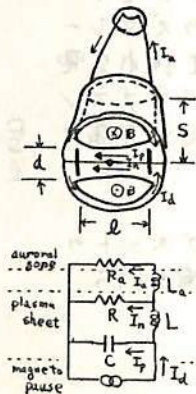


図1

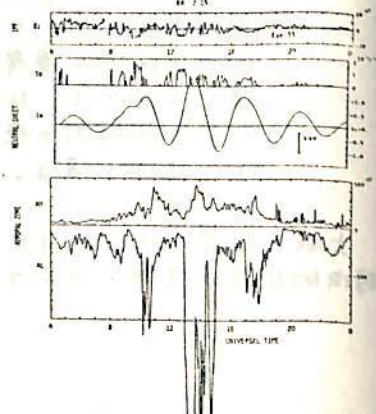


図2

笹村 義彦  
京都産業大 理学部 物理

惑星間磁場の南北成分がサブストーム強度に対して重要な要素であることは多くの研究から明らかにされてきた。しかしながら惑星間磁場の急激な南向きによって起されるサブストーム強度と環電流の事象の大きさとの相関関係は現在迄の時点で明らかにされていない。惑星間磁場の急激な南向きが生ずる以前の環電流の大きさ、惑星間磁場の南北成分とサブストーム強度の相関に如何に影響を与える得るか、1966年から1971年迄の1時間平均値を用いて調べた結果について報告する。

太陽風の動圧の急激な変化(例えば, SC,  $\beta$ I 等)に伴ってサブストームが起り得る(Kawabata et al., 1971; Burch, 1972; Kobayashi et al., 1977) ことから、今回の解析に於いては出来る限り、惑星間磁場の急激な南向きによる効果を抽出する為には誤差基準として下記の条件を用いた。

- 1). 惑星間磁場の急激な南向きが生ずる以前の太陽風の動圧が比較的変動のないこと。
- 2). 惑星間磁場は、その急激な南向きが生ずる前、少なくとも4時間以上は  $1.9^\circ$  以上の北向き状態を維持していること。

上記の条件を満足する事例について解析を行った。但し、ここで用いた環電流の大きさを表わす Dst 指数は惑星間磁場の急激な南向きが生ずる以前の4時間の平均値と定義する。

才一回は惑星間磁場の南向き成分の単位フラックスあたりの AE の大きさと Dst の関係を示したものである。図から明確なように両者はかなり良い相関を示している。次の重要な結果が得られる; サブストームの発達段階は惑星間磁場の急激な南向きが生ずる以前の環電流の大きさに依存する。

言い換えると、惑星間磁場の南向き成分のフラックスが僅かであっても環電流が十分に発達している時には大きなサブストームが起り得る。このように環電流はサブストーム強度に対して惑星間磁場の南北成分と同様に非常に重要な要素である。

今回は  $|Dst| < 45$  の範囲であるが、それ以上の大きさの Dst についても今後解析する予定である。更に、用いた資料は1時間平均値であるが時間分解能の良い資料を用いて詳細な解析を行っている。

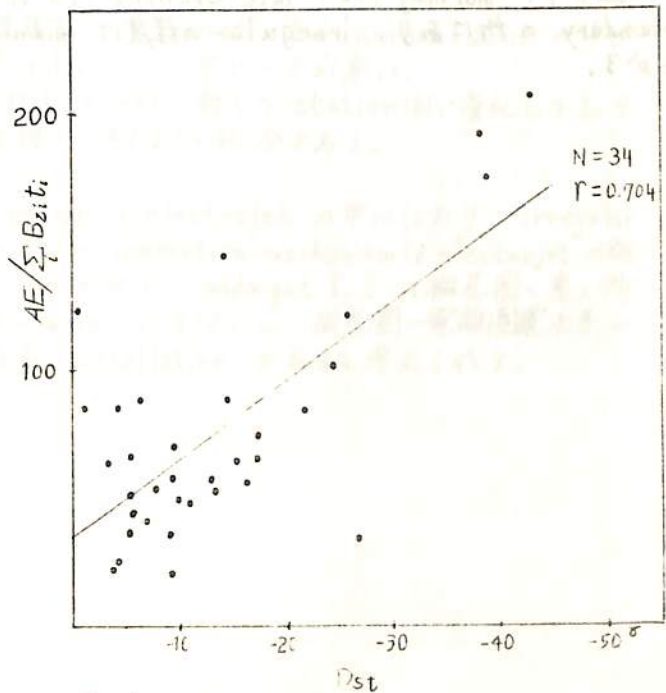


Fig. 1.

# Pi3 Magnetic Pulsations Associated with Substorms :

## 2. in the Morning and Late Evening

永野 宏 (岐阜大), 鈴木 亮 (佐賀大教養)  
 J. S. Kim (SUNY), M. Sugiura (NASA/GSFC)

北米高緯度地域に設置されたIMS地磁気観測網より得られた data を使って、morning と late evening とで起こった substorm と関連した Pi3 pulsation の特徴を調べた。調べた期間は midnight 近くの Pi3 に対する解析の場合と同じ期間である。次のような解析結果が得られた。

- (1) midnight 近くでの Pi3 についての解析結果の (1) は morning Pi3, late-evening Pi3 についても同様である。
- (2) morning Pi3 の amplitude は一般に westward auroral electrojet の poleward edge の近くで最大である。late-evening Pi3 の amplitude は Harang discontinuity の近くが最大であり、また、westward electrojet の poleward edge でも大きい。
- (3) 隣接する station 間の correlation や coherence は polar cap の中の方が auroral zone の中よりも大きい。このことは、midnight Pi3 に対する結果と同様である。
- (4) 同一の polarization sense が続く duration time は midnight Pi3 の場合よりも長くなる。

以上より、morning Pi3, late-evening Pi3 の source region は electrojet の boundary の所であり、irregular の程度は midnight Pi3 よりも弱くなっていることがわかった。

I-39 Pi3 Magnetic Pulsations Associated with Substorms:  
1. near Midnight

永野 宏 (岐阜大), 鈴木 亮 (佐賀大教養)  
J. S. Kim (SUNY), M. Sugiura (NASA/GSFC)

米国とカナダとの共同で北米高緯度地域に設置された IMS 地磁気観測網より得られた data を使って、midnight 近くで起こった substorm と関連した Pi3 pulsation の解析結果を報告する。使用した data は子午線沿いの Alaska chain, Fort Churchill chain と auroral zone に沿った East-West chain からの 13 の station より得られた 1 分値の data で、調べた期間は 1978 年 4 月 30 日 0950 UT より 5 月 4 日 1900 UT までの 4 日半である。4 月 30 日 0950 UT に SC が起こってから、この 4 日半は非常に disturbed な期間であった。Fast Fourier Transform Method により計算された power spectrum, coherence, phase difference が station 間と比較されており、また、correlation, polarization sense が調べられている。midnight 近くでの substorm と関連した Pi3 pulsation の解析から得られた結果は次のようである。

- (1) Pi3 pulsation は substorm の間に auroral latitude で起こり、その周期は主に 8~20 分である。Pi3 の sub-category としては Ps6 と Pip の 2 つの type が今迄紹介されているが、Pip よりも周期が長く、Ps6 とは異なっている Pi3 がこちら 2 つの type よりも一般的に見られる。
- (2) Pi3 の power spectrum は一般的に multifrequency peak を持ち、最大の power spectral density の周期はしばしば隣接する station の間で、さらに同一の station でも 3 成分の間が異なっている。westward auroral electrojet の中心でこの周期は最長で、かつ振幅も最大である。
- (3) correlation は polar cap の中の隣接する station 間の方が auroral zone の中でより大きい。coherence も同様に polar cap の中で高い。
- (4) polarization の rotational sense は同じ event に対して station 間が変化しており、同一の sense が続く duration time は短く、約 20~30 分である。

以上の事から midnight Pi3 の source region は electrojet の中心にあり、irregular の程度が非常に強いことがわかる。この Pi3 の generation mechanism は electrojet の発達と直接的に関連していると考えられる。それゆえ、midnight Pi3 は磁気圏の遠い所から伝播してまた transverse hydromagnetic wave ではなく、磁気圏-電離圏電流系の irregular もしくは turbulent な性質をもつ oscillation であると考えられる。



鈴木 亮, 永野 宏, J. S. Kim, Masahisa Sugiyura  
 (佐賀大教授) (岐阜大) (SUNY) (NASA)

IMS 期間の協同観測のひとつとして、アメリカ、カナダ両国は、北米大陸の高緯度地方 ( $\phi = 63 \sim 79^\circ$ ) に観測網を設けて、変化磁場の観測を行った。我々は、そのデータを用いて、極地方における超長周期の不規則性脈動の特徴を調べた。この論文は、その統計的性質について得られた結果を發表する。

Pi3 脈動は、1973年のKYOTOでの IAGA における定義によると、周期1分秒以上の irregular な脈動ということになっている。我々は、もとの1分値のデータに対し、4分と12分で half power になるようなバンドパス フィルターを作用させ、周期6分~25分の現象を選んだ。さらに、ある基準により regular な脈動を除外して、Pi3 とした。

主に、極性分布と、最大振幅を示す地点の緯度、MLT (magnetic local time) 依存性を調べ、以下のよう性質を見つけた。

- 地磁気座標  $X_m - Y_m$  面内での極性は、夜間を除き明白に R (時計回り) と L (反時計回り) の領域に分かれる。午前には R が L より、午後では L が R より高緯度側にくる。境界線はおおよそ  $70^\circ$  附近と成る。夜の 2100 ~ 0500 MLT のオーロラ帯附近では、両者の分離は不可能で、mixed region が成る。
- $X_m - Z$  面では分布はすっと簡明で、大雑把に言って昼は L、夜は R と成る。
- 上記の分布は日中は Pc5 の極性の分布と、夜間は Pi2 の極性の分布と似ている。
- Pi3 が最大振幅と成るような地点の軌跡は、oval を描くが、その oval は Feldstein 等のオーロラ oval とは微妙に違いがある。

上記のような特徴は、昼と夜の Pi3 が別の機構から成る脈動ではないかということを示しているように思われる。極性が特に朝、晩きれいに決まる傾向があることから、地球磁力線がミースのプラズマとの間に起す Kelvin-Helmholtz instability が原因ではないかと考えられる。真昼でも、カサブ領域で、同様のインスタビリティーの存在を考えることができる。一方、夜の Pi3 は、sub-storm 等と同種の原因で磁気圏、電離圏の電流がその源と考えられる。

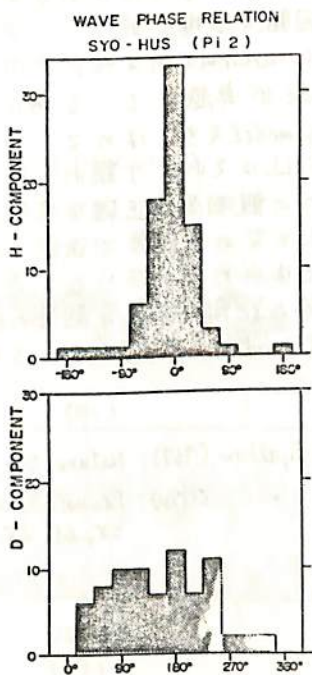
極光帯における P<sub>12</sub> 脈動の波動特性

桑島 正幸

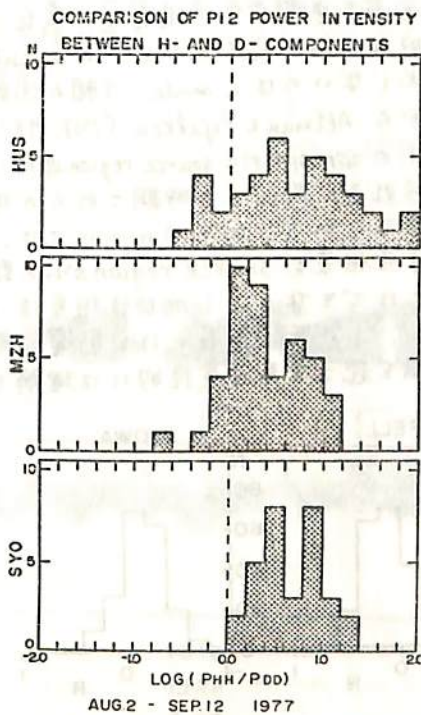
地磁気観測所 女満別出張所

P<sub>12</sub> は substorm expansion の開始に伴って 極光帯から中低緯度に至る広い領域にわたってほぼ同時に出現する現象であり注目されてきたが、P<sub>12</sub> の波動特性や発生機構については他の脈動に比べて未知な面が多い。P<sub>12</sub> は substorm expansion の機構と密接に関連していることは明らかであり、これは P<sub>12</sub> の発生機構の解明が substorm expansion の機構の解明のキーにつながるためであるといえよう。このように motivation のもとに著者は P<sub>12</sub> の波動特性を明らかにすることをこの数年間試みてきている。

今回は極光帯における P<sub>12</sub> の波役性を地上の conjugate-pair の観測点の data に加えて 磁気圏における情報も加えて解析した結果を報告する。極光帯にある観測点の中では最も北の波役関係にある Sysua Sation を中心とした南極での data と Reykjavik を中心とした Iceland での data とを用いた解析結果を図 1、図 2 に示す。P<sub>12</sub> の位相差は H 成分では ~0°、D 成分では ~180° を中心として分布しており P<sub>12</sub> が odd-mode の hydromagnetic oscillation によることが示唆されるが、図 2 に示されるように極光帯の P<sub>12</sub> の oscillation は H 成分で dominant であることが明らかに存在した。この事実は P<sub>12</sub> の発生機構を解明する上で興味あるものであり、本講演でさらに吟味した結果を報告したい。



(図 1)



AUG 2 - SEP 12 1977

(図 2)

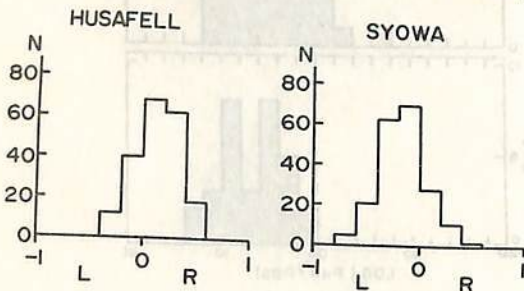
昭和基地とアイスランドで観測された  $Pc1$  及び  
 unstructured  $Pc1-2$  band pulsation の偏波解析

石津美津雄, 坂翁介, 北村泰一 (九大・理)  
 福西浩, 佐藤夏雄, 藤井良一 (極地研)

$Pc1$  は磁気圏から極域電離層へ  $L$  mode ion cyclotron wave として入射し, そで  $R$  mode isotropic wave に変換され, 電離層ダクトを低緯度側へ伝ぱんと考えられている。高緯度から低緯度に向けて観測される  $Pc1$  は, 電離層による  $L-R$  coupling process 及び, 電離層ダクトを調べるために多くの研究者により解析されているが, 高緯度地磁気共役点で観測された  $Pc1$  を解析した例は非常に少ない。我々は昭和基地とアイスランドの HUSAFELL で観測された  $Pc1$  と unstructured  $Pc1-2$  band pulsation について偏波解析を行って, 共役点間で比較した。解析はアナログデータを  $0.3 \text{ sec}$  でサンプリングし FFT 法により  $211.2 \text{ sec}$  ごとに偏波パラメータを求めた。用いたデータは 1977 年 8 月 9 月中の 7 日間で,  $Pc1$  は 6 event, unstructured は 5 event である。 $Pc1$  は dynamic spectrum の band 幅がせまい現象のみを解析した。unstructured は power が広い band 幅に分散しているが, 偏波 parameter は  $Pc1$  と差違は認められなかった。解析の結果は次のとおりである。

- (1) 磁場ベクトルの方向を向いて CCW を左偏波 ( $L$ ), CW を右偏波 ( $R$ ) と定義すると, 昭和基地では  $L$  mode が卓越し, HUSAFELL では  $R$  mode が卓越する。図は  $L, R$  mode を ellipticity の minus, plus に対応させて, 横軸に ellipticity, 縦軸に 7 日間の頻度を示した。各 event で昭和の peak が HUSAFELL の peak より左に位置する傾向は保持される。
- (2) 偏波主軸の方向は時間的に, 又 event ごとに変化して一定の方向を向かない。
- (3) しかし, 主軸の時間変化は  $20 \text{ min}$  程度の周期で  $20 \sim 30^\circ$  の不規則な変化はあるが平均方向はその event 中変わらない場合と, 変化して主軸方向が回転する場合の二つに区別できた。例外的に昭和の  $Pc1$  のひとつの event は時間的に全く random であった。平均の主軸方向が変化しないのは  $L$  mode, 主軸の回転するのは  $R$  mode が卓越している時に起こる。

以上のことから Altman & Fijalkow (1968, 1980) の  $L-R$  coupling model を当てはめて, (1) より昭和基地は  $Pc1$  の ionospheric source region 近傍に位置し, HUSAFELL はそれより離れた所に位置すると考えられる。故にこの時期これらの現象に関して二つの観測点は正確な共役点になっていないと考えられる。(2) と (3) については, 主軸の方向は  $L$  と  $R$  の位相差で決定されるが彼らの結果は位相差を source region からの距離の関数としては求めていないので直ちに結びつけることはできない。しかし位相差は source region からの距離及び電離層の状態によって変化し, その距離が長いほど影響は強く出るので,  $R$  mode が卓越している時に主軸方向が回転を起こす事は定性的には理解できる。



Altman and Fijalkow (1968); Nature, 220, 53-55.  
 " " (1980); Planet. Space Sci., 28, 61-68.

図.  $Pc1$  と unstructured  $Pc1-2$  の偏波

I-43

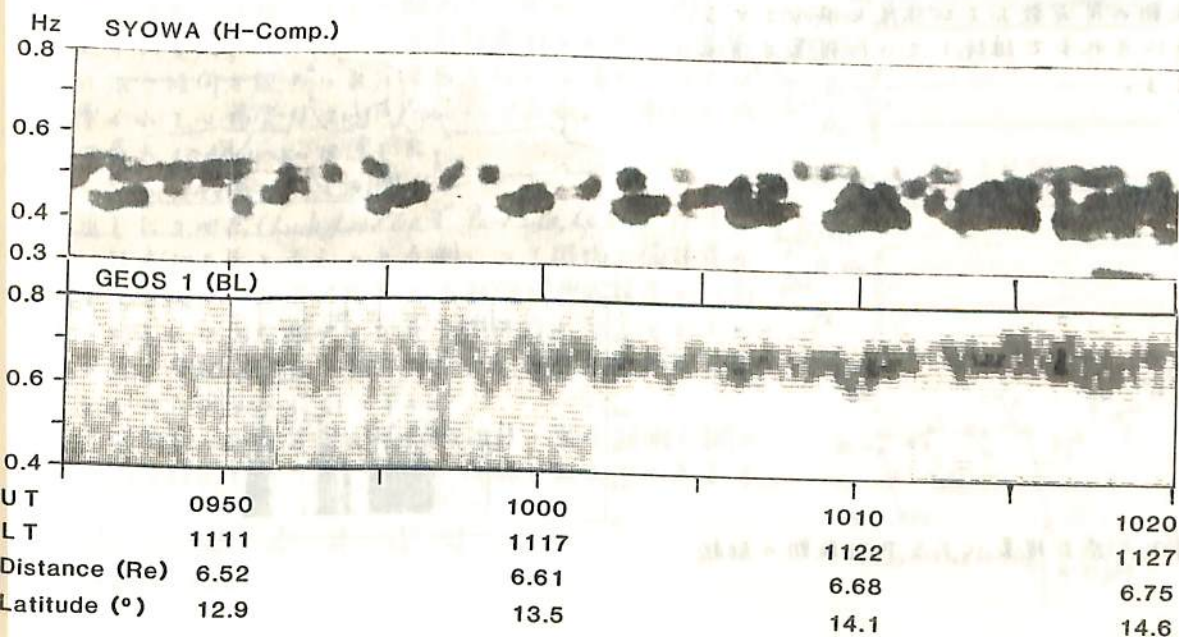
L = 6付近のULF波動の共役性. IV Pc 1

脈動のGEOS-地上共役性

福西 浩(国立極地研). S. Perraut (CRPE)

1977年7月29日より9月18日までの期間. 南極 Syowa とその共役点アイスランドの Husafell で地磁気脈動の観測が実施された. この間, GEOS 1 は Apogee 経度  $6^{\circ}$  E の 12 時間周期軌道にあったので, 09-17 UT の時間帯に衛星は Syowa を通る磁力線付近に位置した. そこで, この期間のデータを用い Pc 1 脈動の地上-衛星の共役性を調べた. その結果, 地上で観測されても衛星で観測されない場合や, その逆の場合など対応のない場合の方が一般的であったが, 対応のある例についてその特性を調べてみると以下のことが明らかになった.

- 1) エミッションの周波数が衛星高度でのヘリウムジャイロ周波数より低い場合 ( $f < f_{He^+}$ ) は, 地上と衛星で同時観測されたエミッションの周波数は等しく, 衛星では Left-hand polarization である. 地上で観測された Pc 1 のタイプは, HM chorus 又は, combination of diffuse and periodic emissions である.
  - 2)  $f > f_{He^+}$  の場合は, 地上と衛星で周波数が一致する場合と異なる場合がある. 一致する場合の衛星での Polarization は Linear だ. 地上で観測される Pc 1 のタイプは HM chorus である. 一方異なる場合の Polarization は Left-hand になる傾向があり, 地上で観測されるエミッションのタイプは Periodic HM Emission である (下段にこの例の  $f$ - $\omega$  spectrum が示されている).
  - 3) 一般に衛星では長時間にわたって周波数が変わらず, バンド幅の狭いエミッションが現われ, 地上でみられるような Rising-tone の Periodic Emissions はほとんど見られない. しかし, 衛星で観測されたエミッションの中にもその構造は異なるが, くり返しの周期性が認められることがある (下段の例).
- これらの結果をもとに Pc 1 発生機構を議論する.



平沢 威男  
国立極地研究所

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

- その結果, SC 現象に関し
- (a) SC 現象に伴う Pc1 脈動の励起は, ほぼ 9h ~ 21h (LT) の昼間側の領域に限られ, 出現頻度の最大は 12h ~ 15h の間である。
  - (b) 励起される Pc1 脈動の種類は LT に強く依存し, 主として 6h ~ 12h (LT) Periodic emission, 9h ~ 18h (LT) HM emission, 15h ~ 21h IPDP emission
  - (c) SC 現象に伴う Pi1 脈動の励起は, 特に地方時に限られることはないが, 朝夕 3h ~ 9h (LT) に強く観測される。
- 又, SI 現象に関し
- (a) SI<sup>+</sup>現象は SC 現象と同様, Pc1, Pi1 脈動を励起させるとともに, 継続中の Pc1, Pi1 脈動の中心周波数, 周波数領域および強度を増大させる。
  - (b) SI 現象は SI<sup>+</sup>現象とは逆に Pc1, Pi1 脈動の周波数および強度を減少させる。時にそれまで継続していた現象を消滅させる。

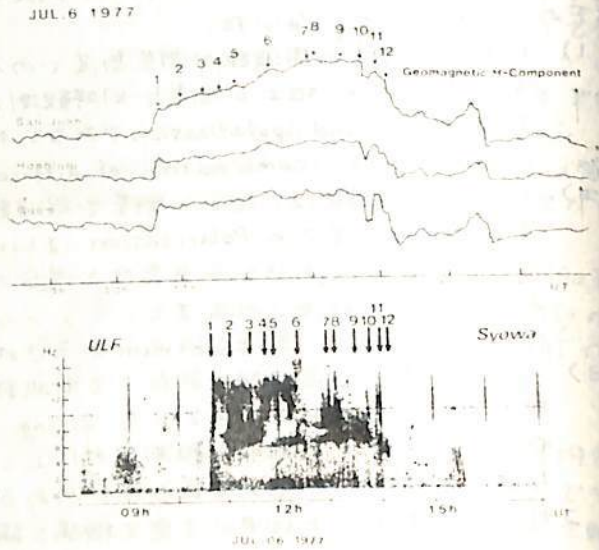


図1 SI 現象による Pc1 脈動の励起

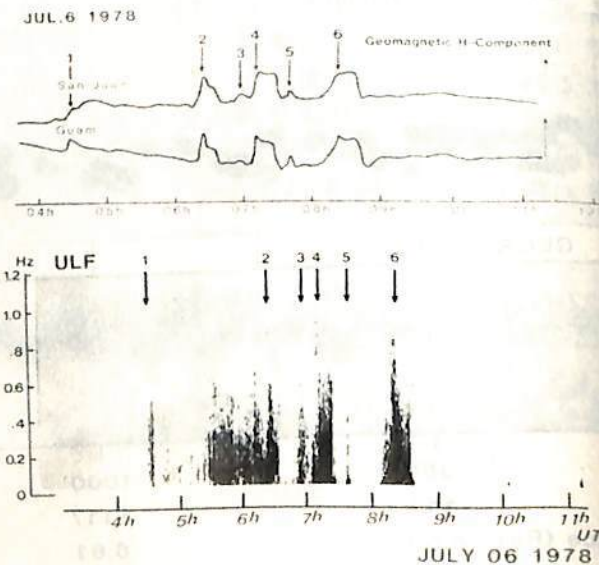


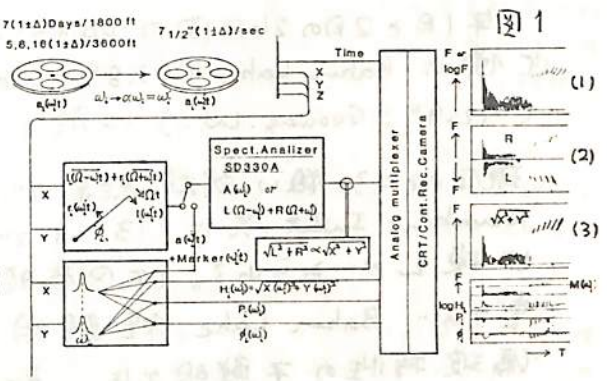
図2 SI 現象による Pi1 脈動の励起

I-45 多点観測 (JAN, FEB, 1980, CANADA) による地磁気脈動 PC1 の特性

杯 幹治, Comparing party of aurora, ULF, VLF in Canada  
(東大・理), (東大・宇), (九州大・理), (U.B.C), (U.Vic.)

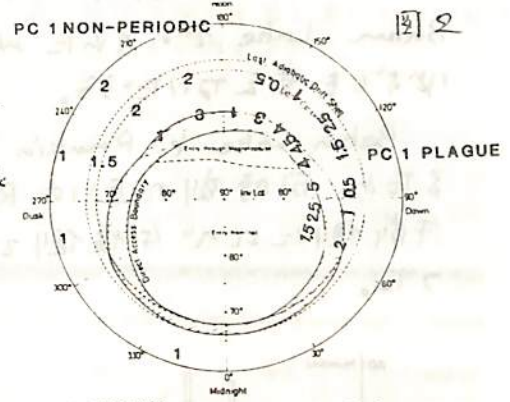
(1) 解析手法

12地点での観測記録には4種類の異なった装置が使用された。これらの磁気テータータにつき同種間の微細も含め記録密度の規格化を行った。アナログ解析を主体とし、スペクトルの概要は、水平2成分(X, Y)の各々、 $H = \sqrt{X(\omega)^2 + Y(\omega)^2}$  または偏波成分に分離した  $R(\Omega + \omega) + L(\Omega - \omega)$  についての濃淡表示によるガイナミックスペクトル (図1, (1), (2), (3))、定量的には特定の周波数 ( $\omega_i$ ) における  $H(\omega_i)$  の係中、偏波度  $P(\omega_i) = (R(\omega_i) - L(\omega_i)) / (R(\omega_i) + L(\omega_i))$ 、主軸中 ( $\omega_i$ ) の時間変化をガイナミックスペクトルと同一スケール上に並記させた。



(2) Dynamic spectrum に見られる発生分布の特徴

auroral zone と subauroral zone については, plasma-pause 近傍に発生する periodic な構造が卓越するものと plasma-pause の外域の夕方から昼側発生する periodic な構造が認め難いものと大きく分けることが出来る。今回の観測結果により、後者については更に sub-cleft 帯 (Baker Lake, 78.1°, Rankin Inlet, 74.3°) に特徴的な 0.1 ~ 0.3 Hz の斑点状 (plague) の f-t 構造の現象が見付かっている (図2)。



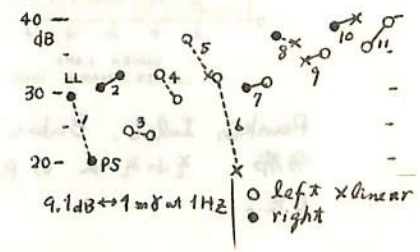
(3) 振幅分布: 較正が完全でない観測が1, 2あるが同じ現象が同時に多くの観測点に認められる例について定常雑音を差引いた上で等高線表示してみると等位角線に沿う傾向が認められ、(東西方向の伝播) について減衰率の小さい場合は 20dB/1000km である。南北の減衰率は最大 10dB/100km に達した。



(4) Source領域の動きの例

接近した2地点 (Lucky Lake 60.3°, Park Site, 61.5°) 付近に source 領域があると考えられる例につき振幅、偏波度の時間変化を調べてみると PC1 の活動領域が低緯度から高緯度へ移るにつれて振幅の上昇、周波数の低下とともに振幅の緯度勾配の逆転が起り、呼応して圧迫り偏波が優勢になるといふ例が見付かっている。

地磁気脈動の研究の上に 100 km 内外の密な観測点網が Dynamics の研究という点で極めて有効であることを示すものである。



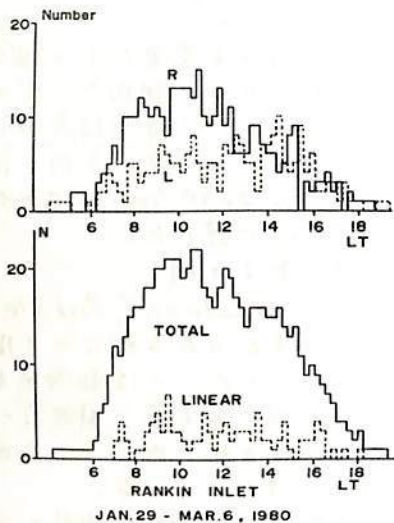
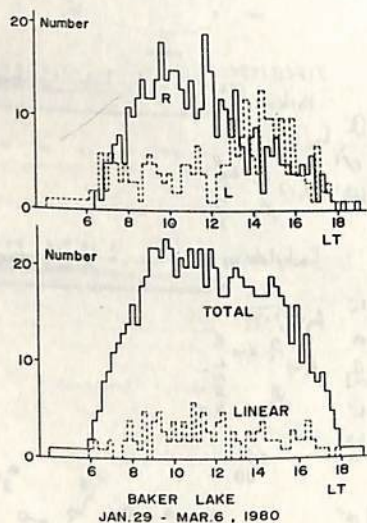
ベーカーレイク 及び ランキンインレット に於る 地磁気脈動の 特徴

AUV プロジェクト 4 (坂 翁介)

今年1月と2月の2ヶ月間のPAキャンペーン中に得られた Polar cusp 近傍の Baker Lake (73.8° Geomag. Lat) 及び Rankin Inlet (72.9° Geomag. Lat.) に於る 地磁気脈動の特徴を調べた。

現在のところ粗い解析結果では、 Baker Lake 及び Rankin Inlet 共に 13 LT での R 及び L への偏波特性の切換えがみられる。(下図参照) Rankin Inlet はその切り替わりが Baker Lake 程鮮明ではない。 Rankin Inlet での偏波特性の不鮮明さは、 Rankin Inlet での主軸の変化が Baker Lake でのそれより大きいことによるため、ハドソン湾の影響と見做すことも言えたいだろう。

Baker Lake と Rankin Inlet での脈動の一致性を調べるため、同時刻の互いの R と L の共通性を調べた。その結果、午前側に比べ午後側でその共通性がより悪いことがわかった。



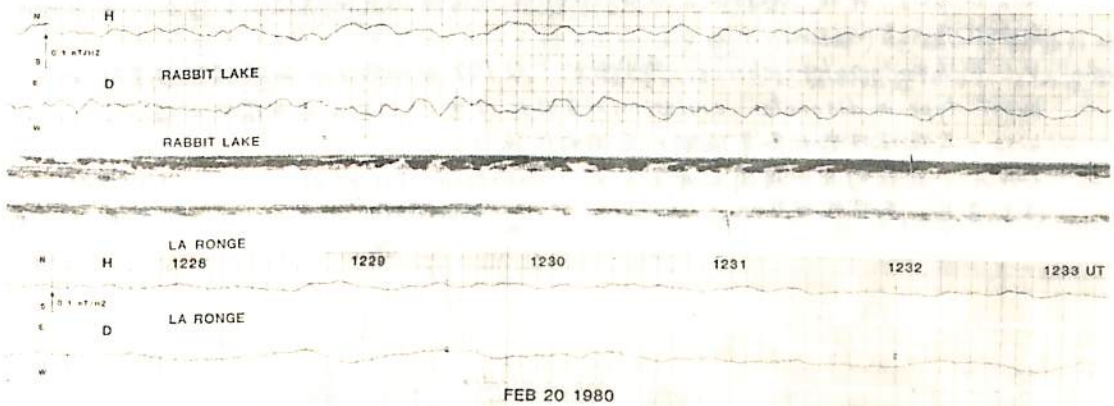
Rankin Inlet, Baker Lake に於る R, L, Linear 偏波の地方時分布。そのための R, L, Linear は約 15 分毎の FFT 解析をもとにした。

・ 脈動型オーロラに伴う地磁気脈動

小口 高 A-U-V プロジェクト 4-4  
東大理

1980年1月~2月のカナダに於けるオーロラ, ULF, VLFの多観測の結果, さりさりの種類の脈動型オーロラ変動とこれに関連するULF, VLF波動の例が得られた。これから正すとめて, 脈動型オーロラの構造について典型的なパターンを4種類に分類できる。それらは (1) Const. Lat. に沿う細い striation 型のパッチ (2) Const. Lat. に沿う中位の streaming, (3) 小型の Ω Band に沿う細い striation の streaming とその (経緯度側) の pulsating patch による streaming, (4) 大型の Ω Band に沿う striation streaming, Ω Band 内部の不規則な patch, 経緯度側の streaming, である。これらはいずれの場合も南北磁極型を合せることがあり, 又 南北磁極は同時に存在することがある。

これらの特徴的なオーロラ脈動はそれぞれ特徴的な地磁気脈動を伴い, 特に磁極型オーロラと地磁気変動の対応は顕著である。又, 経緯度側に見られるパッチの脈動或いは磁極型オーロラは, VLFバーストとよく対応をなすことが知られる。磁気圏中のプラズマの irregularity, 或いは duct がこの種のオーロラの粒子入射 電流のゆらぎを適して脈動型オーロラの発光, 地磁気変動等に本質的な役割を果していることが推定される。



図は Rabbit Lake に於て北向き, La Ronge に於て南向きに磁極方のオーロラと同時に観測されている例で, 各小磁極の station に於てオーロラと地磁気脈動の顕著な対応を示し, 且つ二つの station では独立に変動を起していることを示す好例である。



南北共役性

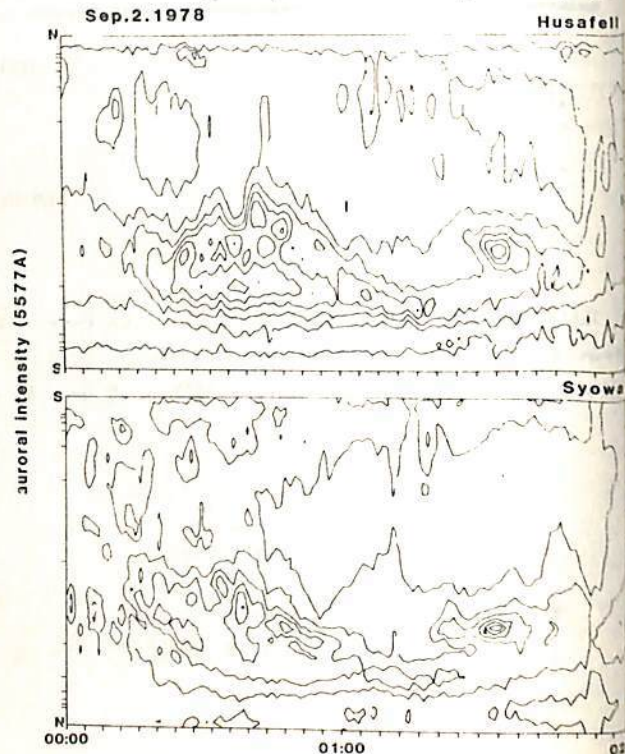
永田 武, 平沢威男

国立極地研究所

1963年, Nagata, et. al. による昭和基地とレイキャヴィックにおける地磁気変動の共役性の研究以降, マネジマ現象に関し, その南北共役性の研究が続けられてきた。更にIMS期間中はレイキャヴィック近傍, フサフェルに昭和基地とほぼ同規模, 同種類の地上観測機器と並び込みテンポールの観測点を設置して, 1977年と1978年の2回にわたり, 延べ4ヶ月の観測が実施された。

これらの観測と研究を通じて, 明らかにされた超高層諸現象の南北共役性に関しを要約すると,

1. 地磁気変動: 共役性は良い (相関係数, 0.7 ~ 0.9)。但し Geomagnetic L.T. 21 ~ 23時, Breakup type の aurora の発生領域においてはお互く, 相関係数, 0.3 ~ 0.5。
2. オーロラ現象: Substorm 開始前の auroral arc の共役性は非常に良い。Breakup type aurora に関しは活動域の広がりや輝度に相異がある。Post-breakup phase の diffuse aurora には比較的良い対応がみられる。
3. ULF 波動: pc 4.5 (含 giant pulsation), 非常に良い。pc 3, 良い。pc 2, 1 および pi 1, 種類, 季節および地方時に対する依存度が大きい。pi 2, 成起時刻に数分程度の差が認められる。
4. VLF 波動: polar chorus, 準周期的 (QP) emission の共役性は良いが, burst type の discrete emission の共役性は悪く, 主に北半球側が強い。auroral hiss, 共役性は悪く冬半球側が圧倒的に強い。
5. CNA: 比較的良い相関と有するが, substorm onset 時のスピイク的 absorption はときに, 共役性がない。



オーロラ現象の南北共役性  
Meridian scanning photometer (5577 Å)  
による aurora diagram  
(巻田による)

江尻全機・鮎川 勝

国立極地研究所

1980年8月26日より9月中旬にかけて，スウェーデンのエスレンジにおいて，*Swedish Space Corporation (SSC)* の協力のもとに，第一回のバルーン実験を行った。実験目的はオーロラ帯における高エネルギー粒子入射に伴う，電磁波の発生・高層大気中微量成分の変動の観測であり，あわせてエスレンジ基地のバルーンロケット発射施設と利用する際の技術的諸問題の調査を行った。

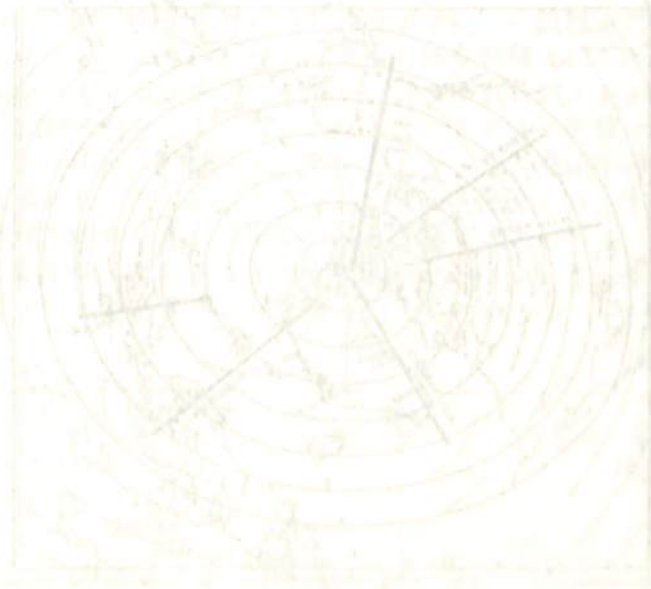
バルーンはB-5型(5000 m<sup>3</sup>) 2個を用意した。搭載計器は，

- 1) VLF電波観測器：オーロラ粒子入射に伴い発生する0.2-8 KHz，オーロラヒスのワイドバンド受信
- 2) X線観測器：20 KeV-150 KeVの高エネルギー粒子入射により発生するX線強度の観測。
- 3) オゾン濃度観測器：高エネルギー粒子入射に伴うオゾン濃度の時間変動

以上の3種であり，*payload*重量は30.4 kgである。

バルーン実験にあわせて地上観測として，VLF自然電波，地磁気変動(誘導磁力計およびフラックスゲート磁力計)，リオナータによる宇宙電波雑音吸収の観測を行い，エスレンジにおける超高層現象の特徴と把握することに努めた。

最初のバルーン打上げは，9月10日17時46分37秒(地方時)地磁気活動静穏時に行われ，搭載計器はすべて正常に動作した。本講演では，上記観測経過についての速報を行う。



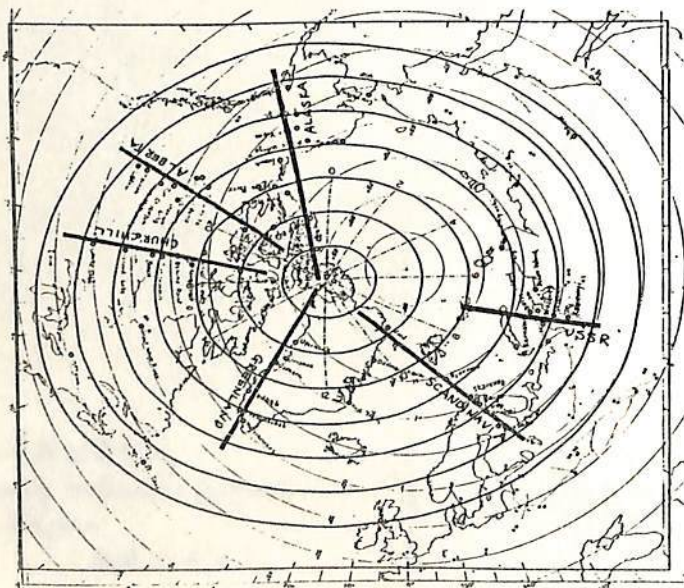
上出 洋介  
(京都産大)

赤祖父 俊一  
(アラスカ大)

IMS事業の一環として世界各地に meridian chains of magnetic observatories が建設され、良質のデータが着々と集められている。われわれは、J. Allen (NOAA), W. Baumjohann (U. of Münster), E. Friis-christensen (Denmark), G. Rostoker (U. of Alberta), J. Walker (EMR Canada), A. Zaitzev (USSR Academy, Moscow) らと協力し、高緯度電磁場分布とその変動の研究を行なっている。本講演では、現在進行中のこの国際共同研究の概要を説明し、Alaska チェーンデータのくわしい解析結果について報告する。Alaska チェーンについての研究は次の人々との共同研究である。— B. Ahn, C.E. Campbell, G.K. Corrick, R. Guritz, G.J. Romick (以上アラスカ大), J. Kisabeth (CONOCO), H. Kroehl, G. Kosinski (NOAA/NGSDC), A.M. Gray, C.E. Hornback, A.D. Richmond, D.J. Williams (NOAA/SEL), J. Vickery, R. Vondrak (SRI International), R. Heelis (テキサス大)。

次の6つのテーマについての結果を簡単に記す。

1. Forward method と KRM method の比較 — Kisabeth (1979) により開発された Forward method は電離層電流と沿磁力線電流の分離に関しては、KRM method (1980, JGR, in press) と類似の結果を与えるが、電場への延長は困難である。
2. Quiet and Disturbed Conditions — 静かなときに polar cap に逆向きの沿磁力線電流が local に生ずる。
3. ジェット全電流 — total 電流は H 成分を緯度に沿って積分すれば得られる。
4. IMF Toward and Away に対する response.
5. Pedersen と Hall 電流の分離 — Hall ジェット電流の大部分は  $J_{||}$  により与えられている。
6. 電場の磁気圏への投影。



# スペースシャトル搭載同粒子加速器及び関連 観測機器の開発・研究の現状

大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 長反信人, ニ宮敬彦, 後川昭雄, 佐々木道  
柳沢正久(東大宇宙研) 江尻全機(極地研) 工藤勲(電総研)

1983年5月に予定されているスペースシャトルSL1号機からの大出力電子ビーム・プラズマブーム放出実験(SEPAC計画 Space Experiment with Particle Accelerators)は、順調に準備が進められている。以下にハードウェア開発、ソフトウェア開発、試験の各項目について現状を示す。

### 1) ハードウェア開発

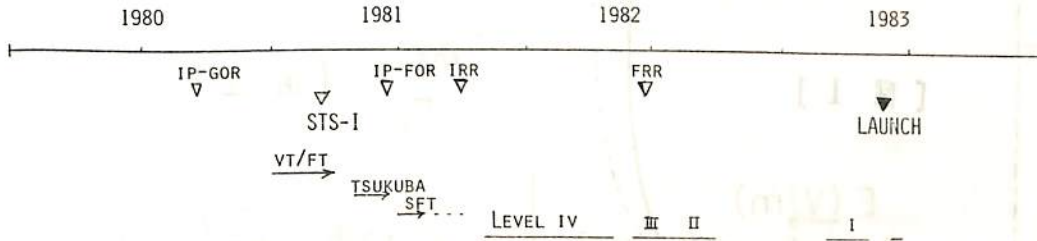
SEPACのフライトハードウェアは、電子銃システム(EB, 75kV 16A max), プラズマ加速器(MPD-AJ), パワーアンテナリ(PUR), 計測器パッケージ(DGP), モニターテレビ(MTV), 制御プロセッサ(DEP), 制御盤(CP)からなる。全ての機器の製作・単体試験は既に完了し、その試験結果は、現在NASAが着手中である。各フライト機器は、これを地上支援装置を持ちテータ取得・解析を行うが、これを全て完成している。飛翔実験時の科学データのクイックルックシステムは、現在製作中で、本年度末完成予定である。クイックルックシステムは各地上支援装置と共にNASA JSCの飛翔制御センターに設定され、データの取得、解析・表示をon-lineで行うとともに、軌道予測データを用いて各種計算を行い、実験モードの決定判断にも用いられる。

### 2) ソフトウェア開発

フライトソフトウェアの開発は、NASA MSFCのSEPACグループにより、行われおり現在ほぼ完成している。実験は、FCと呼ばれる原則として15分の実験モードを基本単位としている。16種類のFCが考えられており、テストモード、電子銃単独運転モード(波動・帯電実験)、プラズマ加速器単独運転モード(波動、プラズマ位相実験)、電子銃・プラズマ加速器又は電子銃・中性ガス雲放出器共同運転モード(帯電中和実験・人工オーロラ生成実験)及び観測機器単独運転モードとに大別される。

### 3) 試験

各ハードウェア単体試験・ソフトウェア単体試験はほぼ現在終了しており、これらの総合組合せ試験(VT/FT)が、明年1月から開始される。この試験が終了後明年5月から宇宙開発事業団領域大型スペースシャッターで真空内総合試験を行い、その後、米国のスミソニアン研究所に送り出される。米国内では他の搭載器機とあわせて、各レベルでのインテグレーション試験を行うことになっている。SEPAC実験では、電磁干渉及び帯電の二項目が飛翔安全に係わる問題として挙げられている。電磁干渉については単体試験でNASAのSpecを満たしているが、ミスマッチレベルに関しては、宇宙開発事業団領域シールドルームでの試験を明年4月に予定している。帯電については、事業団の大型シャッターでの試験とその安全性を確かめるとともにスペースシャトルの模型を用いて帯電状態のメカニズムに関するシミュレーション実験も行っている。



大塚 聖, 三浦 彰, 玉尾 敦 (東大理)

磁気圏で発生した電磁波は擾乱が電離層に入射する際に電離層から受ける効果を考慮することは、地上・衛星で観測される電磁場変動を解釈するために不可欠である。今回は電離層に入射した擾乱と、電離層によって二次的に発生した電磁場の性質を調べるために、これらの擾乱の満たす波動方程式に対し、電離層及び高度3000 kmで適当な境界条件を与え、シューティング法を用いた固有値解析を行った。本講演では、主として簡単なアルフバン波速度モデルに対して得られた固有値と振幅分布の結果について報告する。

基礎方程式は、アルフバン波と磁気音波に対する波動方程式である。電離層での境界条件は、入射擾乱に伴う中性大気中の電磁場を考慮している。アルフバン波速度の、電離層からの高さに対する依存性として、次のモデルを使う。

$$V_A(z) = (V_1 + V_2) / 2 + (V_2 - V_1) \tanh((z - z_0) / a)$$

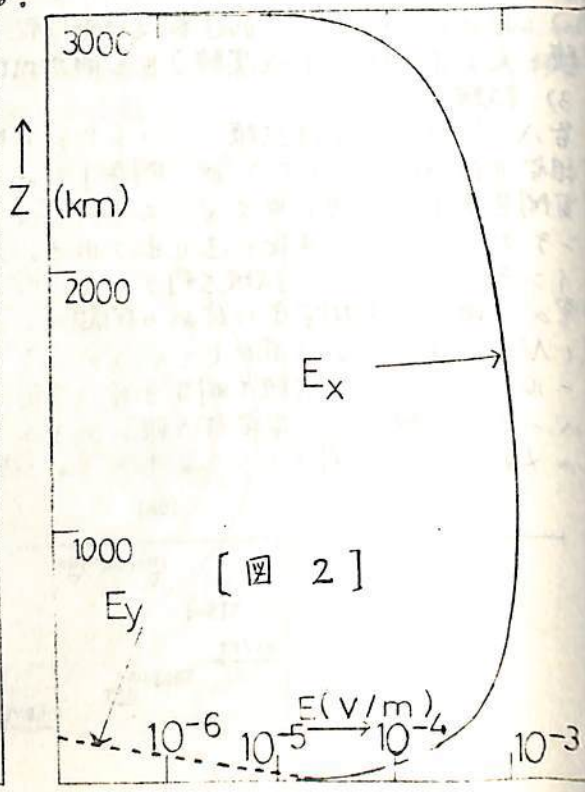
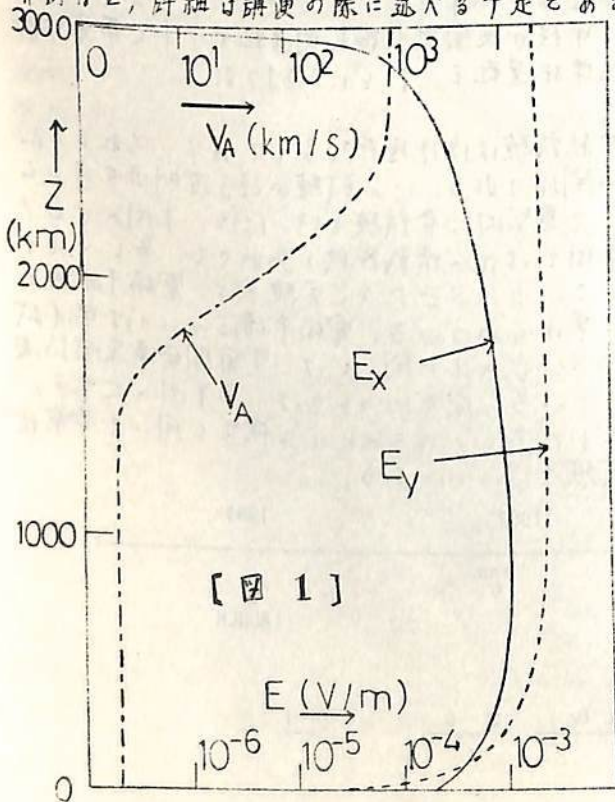
$$V_1 = 300 \text{ km/s}, V_2 = 3000 \text{ km/s}, z_0 = 2000 \text{ km}, a = 1000 \text{ km}$$

下図は、二つの異なる南北方向の波長に対して得られた結果を示す。

図1は、擾乱の南北方向の波長が長いとき ( $> 1 R_E$ ) の電場分布であり、アルフバン波と磁気音波成分共に、高さと共に振動的な振幅分布を与える。

図2は、図1とは異なり、南北方向の波長が短い (200 km) 場合に得られた固有モードの電場分布を表わす。アルフバン波に伴う  $E_x$  (南北成分) は振動的であるが、磁気音波成分  $E_y$  (東西成分) の振幅は高さと共に指数関数的に減少している。従って、例えばアルフバン波が局所北入射擾乱であり、磁気音波成分が電離層によって二次的に発生する擾乱があるとすれば、磁気音波成分は殆んど電離層付近に集中していることを示す。

尚、電場の振幅及びそれらの位相の分布、より現実的なアルフバン波速度分布に対する計算例など、詳細は講演の際に述べる予定である。



並川富一・細谷靖史・浜端広充  
阪市大理

一様な平均磁場  $B_0$  をもつ無衝突プラズマ中の H、M 波の取り扱いにおいて、周波数が高くなり、イオンサイクロトロン周波数付近になると、Hall 項の影響を無視できなくなる。ここでは、非圧縮性を仮定し、ホール効果を考慮した場合の、任意方向に伝播する波による  $\alpha$  効果電場の計算を試みた。その結果、 $\alpha$  効果電場  $E_\alpha$  は次のようになった。

$$E_\alpha = -\frac{B_0}{8\pi v_A} \int d\mathbf{k} \frac{|\mathbf{k}_z| F(\mathbf{k})}{k^4 \sqrt{1 + \left(\frac{v_A k}{2\omega_i}\right)^2}} \sin \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{v_A k}{2\omega_i}\right)^2} \cdot 2v_A k t \right\} \\ + \frac{v_A}{8\pi B_0} \int d\mathbf{k} \frac{|\mathbf{k}_z| H(\mathbf{k})}{k^4 \sqrt{1 + \left(\frac{v_A k}{2\omega_i}\right)^2}} \sin \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{v_A k}{2\omega_i}\right)^2} \cdot 2v_A k t \right\}$$

ここで  $F(\mathbf{k})$ ,  $H(\mathbf{k})$  は、

$$\int F(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \langle \vec{u} \cdot (\nabla \times \vec{u}) \rangle_{t=0}$$

$$\int H(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \langle \vec{b} \cdot (\nabla \times \vec{b}) \rangle_{t=0}$$

を満たすヘリシティスペクトル関数である。 $E_\alpha$  は  $t=0$  及び  $t \rightarrow \infty$  で 0 になる。

ここで  $E_\alpha$  の計算は、 $\langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle$  及び、ホール項による補正項  $-\frac{1}{4\pi n_e e} \langle (\nabla \times \vec{b}) \times \vec{b} \rangle$

の計算を行なったが、後者は計算の結果、0 になった。この結果、ホール効果による補正は  $\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_A k}{2\omega_i}\right)^2}}$  の項であることがわかる。

尚、講演では、 $\beta$ -効果、レイノルズ応力、及びポンダモーティブ力の計算結果も発表する予定。



# 外部エネルギー源の存在するときの 磁気中性面マイクロ不安定性 と 異常抵抗

田中基彦 佐藤 哲也  
(東大地物研) (広大核理論)

リコネクションにいたる物理的マイクロプロセスが何であるかは、リコネクションのMHD的(大局的)発展と並んで重要な問題であった。MHDリコネクションの進行にとっては、電流密度などのプラズマ量につよく依存するような異常抵抗が存在することが必要である[林・佐藤1978他]。もし抵抗がゼロ、すなわち無限大の電気伝導度をプラズマがもつとすると、起源の異なる二本の磁力線は、磁場の凍りつきのために決して融合することはない。

前回の講演までには、地球尾奇帯にみられるプラズマシートにおいて、シートを東西に横断するクロステイル電流を自由エネルギー源として、自発的に電流駆動マイクロ不安定性のひとつである低域混成ドリフト不安定(LHD不安定)が発生することのべてきた。このLHD不安定に伴い古典衝突(クーロン衝突)をはるかに上回る異常抵抗が、プラズマシートの密度勾配配を中心として発生すること、および以前は異常抵抗が生じないとされてきた磁気中性面付近( $B \sim 0$ )でも電磁モードの発達とともに異常抵抗が顕著される(但し、レベルはやや低い)ことが明らかにされた。この点は磁力線どうしが互いにリコネクトする磁気中性面の領域に關することであり重要である。

ところで、さきのシミュレーションにおいては、初期に電流および磁場の形で与えたエネルギーは限られているので、LHD不安定が成長したのち、電流および磁場に蓄えられたエネルギーが粒子、とくに電子の熱エネルギーに変換される、すなわち消費されると、不安定は減衰し、異常抵抗も消滅する。一方、現実にはプラズマシートは決して閉じた系ではなく、粒子および磁力線を介して外側の太陽風の領域と結びついている。従って、異常抵抗も一度発生して消滅するのではなく、発生と飽和消滅をくりかえし( $\tau_{LH} = 2\pi/\omega_{LH}$  程度の  $\tau_{ci} = 2\pi/\Omega_i$  に比べて短い時間で)、平均してあるレベルの異常抵抗が存在すると考えられる。

今回の講演では、上の考えかたを支持する結果がもっとも簡単なモデルについて得られているので、その様子を報告したい。

(リファレンス)

Hayashi, T. and T. Sato JGR 83, 217, 1978.

Sato, T. JGR 84, 7177, 1979.

田中基彦, 佐藤哲也 第67回学会予稿集 25p-ジ



# ティアリング・モードにおける渦の効果とフレアー発生機構

齋見治一

坂井純一

西河謙一

名大宇宙研

富山大工

名大プラズマ研

磁気中性面におけるティアリングモード不安定性は太陽表面及び地球磁気圏におけるフレアー発生の原因の候補として大きな興味を呼ばれている。しかし、このモードの成長率はきわめて小さく、そのまゝではフレアーの直接の原因とするにはタイムスケールが長くなりすぎて観測と合致しない。このため外部から衝撃を与える等の種々の検討がなされてきている。

我々はティアリングモード不安定の発生機構を検討した結果、

①不安定性は磁気中性面の、いわゆる、内部領域、即ち磁カ線の向きが反転するごく限られた領域、での渦運動に起因すること。

②この渦運動は、内部領域では  $B \approx 0$  のため、きわめて小さく、このためティアリングモード不安定の成長率も、そのまゝでは、大きくなり得ないこと。

を見出した。

従って、この渦運動を大きくする条件を之とすれば成長率も大きくなり得る。今までに示されて来た成長率を大きくするための種々の検討も、この観点で統一して理解される。我々は、渦運動を大きくする試みとして、新しく、以下の二つの場合を検討した。

## ③-1 磁気音波の効果

磁気音波は中性面近くで群速度が小さいため耗散が大きくなり、強い渦運動を起して成長率を上げるこゝが見出された。

## ③-2 縦磁場の効果

縦磁場をいれることにより磁気中性面に沿った磁気音波が生じ、成長率を上げることを数値計算により確認した。なおこのことは、地球磁気圏におけるフレアーの源が磁気圏尾部の中性面で、比較的地球に近い場所であることを示唆している。

# 流体モデルによるビーム不安定とポテンシヤル二重層の計算機シミュレーション

萩野竜樹

名古屋大学空電研究所

オーロラ帯における降下電子の加速機構としてポテンシヤル二重層又は静電的衝撃波が候補に上っている。現在、静電イオンサイクロトロン波に関するビーム不安定がその成因に強く関与して地球磁場を横切る方向はその波の特性から10倍のイオンラーモア半徑程度の幅であり、平行方向は2個のシースが連結したポテンシヤル二重層が関与してその厚さは100倍のデバイ長であるという説明が有力であると考えられている。しかし、その二者はお互いに無関係に提案された理論で、理論的に統一された説明はなされておらず、又直接的観測的証拠もまだ乏しいと言わざるを得ない。

オーロラ帯の加速電場の形成機構を調べる目的で、ビーム不安定とその飽和状態に着目して計算機シミュレーションを現在進めている。先ずその一段階として、磁場を含まない1次元の4流体モデルを用いてプラズマ中の電子二流体不安定、Buneman不安定、4ビーム不安定の計算機シミュレーションを行ない成長率を理論値と比較した。

電子二流体不安定のシミュレーションにおける波数分解した電場の時間発展を図1に、その傾きから求めた成長率  $\omega_i$  を  $\circ$ ,  $\Delta$ ,  $\bullet$  印にて図2に示す。ここに  $m_{e1} = m_{e2} = 0.5$ ,  $V_{e1} = -V_{e2} = V_0$ ,  $T_{e1} = T_{e2} = T_e$  及び  $m_i/m_e = 1840$  のパラメータを用い、規格化定数は電子プラズマ周波数, デバイ波数, 電子の熱速度である。電場は初期に指数関数的に増大し、 $t = 45$  で飽和している。これは電子ビームが減速され温度が高くなってビーム不安定が安定化されるためである。飽和時に  $\phi/T_e = 3 \sim 10$  のポテンシヤル差が生じる。即ち、図2にて最大成長率の波数におけるポテンシヤルがほぼビームのエネルギー程度にまで増大する。

イオンと電子に相対速度  $V_0$  がある時に生じる Buneman不安定のシミュレーションから得た成長率  $\omega_i$  を  $\circ$ ,  $\Delta$ ,  $\bullet$  印にて図3に示す。ここに  $V_e = V_0$ ,  $V_i = 0$ ,  $T_e = T_i$  及び  $m_i/m_e = 16$  である。シミュレーションから得た成長率は実線で示す理論値と良い一致を示す。この場合も安定化機構は電子二流体不安定の場合と同じであるが、 $\omega_r$  が零でないから不安定波はほぼ群速度で動く。飽和時に  $\phi/T_e = 3 \sim 10$  のポテンシヤル差が生じ、局所的な電子速度の最大値は最大ポテンシヤル近くにて  $V_0$  の2倍程度にまで達する。

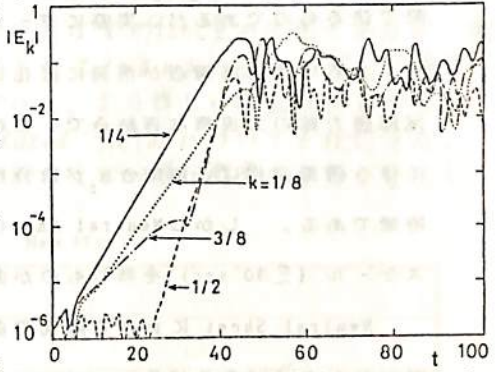


図1. 電子二流体不安定における電場の時間的发展,  $V_0 = 3$ .

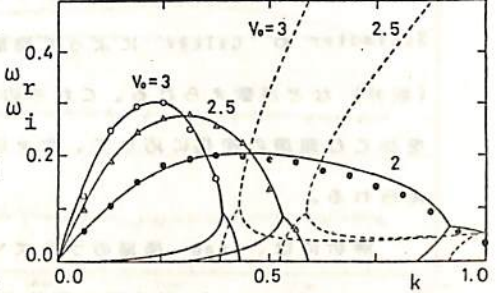


図2. 電子二流体不安定の成長率, 実線と破線は理論値の  $\omega_i$  と  $\omega_r$ .

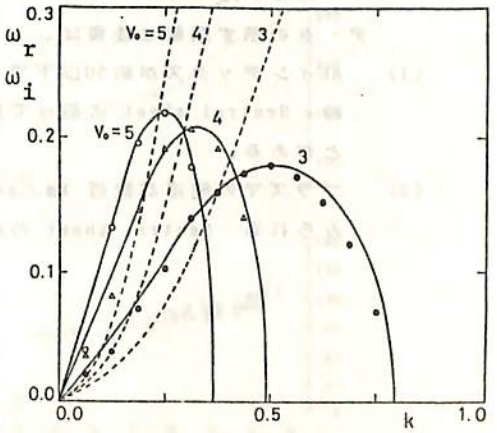


図3. Buneman不安定の成長率, 実線と破線は理論値の  $\omega_i$  と  $\omega_r$ .

西田 篤弘  
東大宇宙研

磁気圏尾部には、赤道面に近い所に、磁場の  $B_x$  成分が逆転する面があり、これを Neutral Sheet と呼ぶのが慣例になっている。面の位置は第一近似的には季節と世界時で決めるものであるが、実際にデータを見ると、より短い時間スケールで面の位置や姿勢、あるいは内部構造が活発に変化している時がある。内部構造の変化の原因の一つは、尾部磁力線の大規模な再結合で、これについては既に何度も報告した。大規模な再結合に伴う磁場変化は、南向き  $B_z$  が数分程度継続するもので、反地球向きの流れが伴うのが特徴である。しかし Neutral Sheet の磁場変化はこの型に止まらず、もっと短い時間スケール ( $\lesssim 30$  sec) を持つものが多様な姿で出現する。

Neutral Sheet における擾乱の多様性は、理論的にも予想される所である。従来提唱されたタイプをあげると、sheet をはさむ両面からの「押し」によって励起された再結合 (Petchek型。最近 Sato によって数値実験で確かめられた)、Tearing mode (Schindler や Galeev によって発展されたもの)、流れのある場合の Tearing mode (坂井) などが数えられる。これらの擾乱は夫々が異なる境界条件に対応し、磁気圏尾部をかこむ環境の変化に応じて、次々に様々な型のものが生起しているのではないかと考えられる。

解析には、Imp6 衛星のプラズマと磁場のデータを用いる。当面の目標は、(1) Neutral Sheet の磁力線の形状をデータから構成すること、(2) プラズマデータとの比較により、擾乱発生のエネルギー源をさぐることに、二点である。

データの示す顕著な性質は、

- (1) AEインデックスが約50以下で、尾部のプラズマ流速も約100 km/sec以下の静かな時、Neutral sheet に沿って細長い磁気ループが並び、南北方向に揺れていることがある。
- (2) プラズマの流速が数百 km/secを越える時には、この流れによって励起されたとみられる Neutral sheet の激しい南北揺動が見られる。

科学衛星「JIKIKEN」の姿勢変化

遠山文雄・青山 巖・高橋隆男・村松祥二  
東海大学・工学部

じきけん衛星の姿勢決定は、Rev.370までは磁力計(MGF)と太陽センサ(SAS)により解析されてきたが、まだ不十分な点が多い。MGFは衛星下部よりブームによって展出された磁力計であり、サンプリングタイムは1秒若しくは4秒である。SASは本体に取り付けられていて、1 SPINに1回のサンプリングである。

最も問題なのは衛星の持つ固有磁気が各センサに及ぼす offset 量の決定であるが、衛星が複雑な姿勢変動をしているため、これまでおよそ ±10% のあいまいさでしか推定できなかった。今回はデータの得られた全周回に於いて、より詳しい数値解析を行ない、offset 量の決定を行なう予定である。また induced field についても検討する。更に衛星打ち出し以後、各種アンテナ等の伸展に於いてどの様に衛星の姿勢が変化したかを解析し、特に Rev.100 以前の姿勢変化について調べる。また衛星軸と実際のスピン軸とのずれが認められたが、真のスピン軸の変動や Rev.370 以後の姿勢も合わせて検討する。

図1はこれまでに決定された offset を考慮した Rev.174 に於ける絶対姿勢を示している。

図2は最近までの衛星のスピン周期と太陽角の変化を示す。

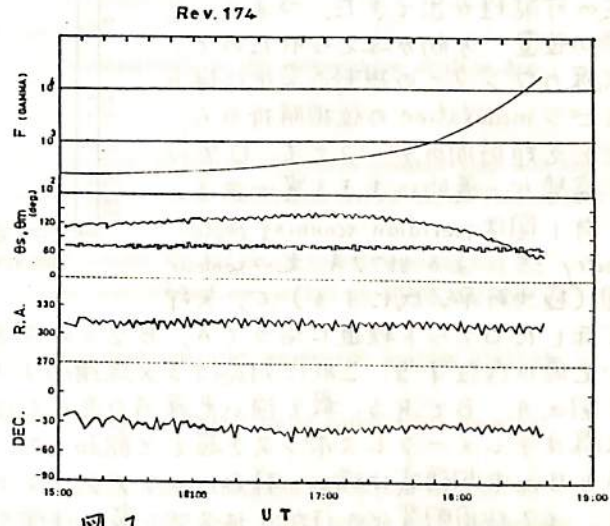


図1

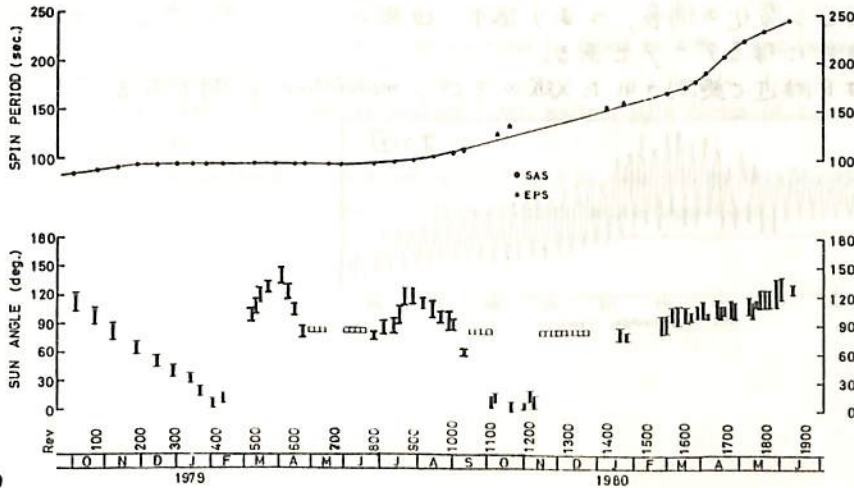


図2

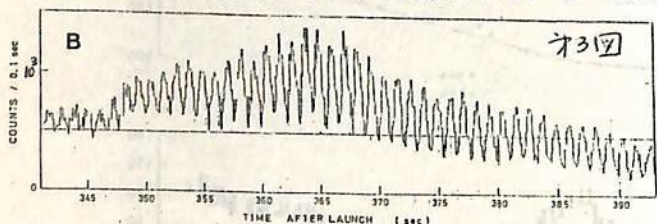
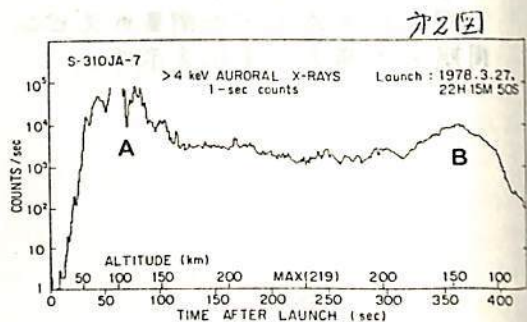
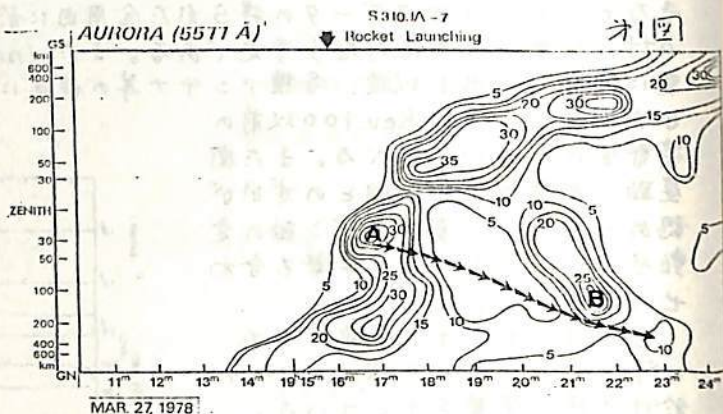
小玉正弘(山梨医大), 奥谷晶子(理研)

もともとオーロラ帯侵入粒子についての物理情報を得るためのオーロラX線を, 光学的に利用してロケットの飛翔姿勢決定にも使えないかと. 南極ロケットS-310JA-6, -7号機に簡単なX線測定器と搭載した. 勿論それが可能なためには, 全天一様でない特定された明るいX線源が存在すること, ロケットが**適当な precession 運動**をすることが前提となる. 実際には, 6号機ではX線強度が弱すぎ, 7号機ではスピン modulation の持続時間が短すぎたため, いづれも一義的な姿勢決定にまでは至らなかった.

ところが7号機の場合, 明るい2つのX線源が存在し, それぞれに対応するX線のスピン周期変化およびその消長が認められたので, 姿勢決定の可能性が出てきた. つまり, 光源の位置, 方向が与えられたので, X線カウンターの視野の変化に伴うスピン modulation の位相解析から, たとえ短時間のデータでも, ロケット姿勢が一義的にきまる筈である.

オ1図は meridian scanning photometry 法による  $5577 \text{ \AA}$  光の contour 図(極地研平沢氏による)で, 矢印で示したロケット軌道に沿ってA, B 2つの明るい光源が存在する. これに対応するX線増加はオ2図のA, Bである. 最も強い光源Aの近くではX線はテレメークレスポンスを超えて飽和した. AとBの中間領域は暗い一様なバックグラウンドで, 6.7秒周期変化のほかにはスピン変化は全く認められない. ロケットがAからBへ移行するにつれてのスピン変化の消長, つまり振巾, 位相の変化がきめ手になるデータである.

オ3図はB付近で観測されたX線のスピン modulation の例である.



奥谷晶子<sup>\*</sup>, 小玉正弘<sup>\*\*</sup>, 和田雅美<sup>\*</sup>  
<sup>\*</sup> 理研, <sup>\*\*</sup> 山梨医大

Some fundamental properties of auroral electrons with energies greater than 40keV were measured by a series of seven sounding rockets launched from Syowa Station, Antarctica, during the IMS period 1976-78 (Fig.1). The payload consists of a set of proportional counter and plastic scintillation counter covering several fixed energy intervals. Measurements under different conditions of active aurora were carried out four times in altitude range 70 to 220 km. The observation results are discussed in comparison with those given by the other three quiet-time measurements, in terms of altitude profile, pitch angle distribution and energy spectrum.

Principal characters of behavior of energetic electrons based on the comparative studies are summarized as follows :

a. Intensity-altitude profile

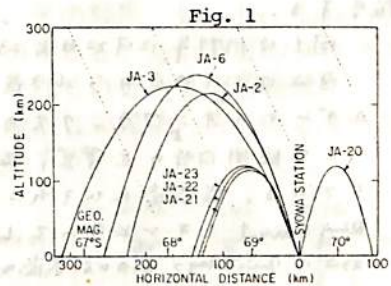
1. At quiet time, the flux remains nearly in constant in higher altitudes greater than 120 km, giving the background flux of  $10^3/\text{cm}^2.\text{sec}.\text{sr}.\text{keV}$  at 40-60 keV range and of  $10/\text{cm}^2.\text{sec}.\text{sr}.\text{keV}$  at 80-170 keV range.
2. At disturbed time, the maximum flux is found around 120 km in altitude, showing the enhancements of  $10^5/\text{cm}^2.\text{sec}.\text{sr}.\text{keV}$  or greater and  $10^2/\text{cm}^2.\text{sec}.\text{sr}.\text{keV}$  at 40-60 keV and 80-170 keV ranges, respectively.
3. The electrons having pitch angle near  $90^\circ$  have most dominant dependence against altitude.

b. Pitch angle distribution

1. At quiet time, the pitch angle distribution shows a peaked flux at pitch angle near  $90^\circ$ , regardless of energy and altitude.
2. At disturbed time, the peak position in the pitch angle distribution exists in near  $60^\circ$  at 120 km or less in altitude and it shifts toward the lower pitch angles with increasing altitude and/or with enhancement of auroral disturbance.

c. Energy spectrum

1. At quiet time, the exponent of the power law spectrum is found in 4 to 5 and is kept almost in constant against altitude.
2. The exponent becomes somewhat larger at smaller pitch angles, by a factor of 1 for the pitch angle range from  $90^\circ$  to  $30^\circ$ .
3. At disturbed time, the exponent is enhanced up to 7 to 8 at near 120 km in altitude, and it tends to 4 to 6 above and below there, with some pitch angle dependence.



東大宇宙研 久保 治也, 向井 利典, 河島 信樹

今日は磁気嵐の考後で、磁気圏の荷電粒子のエネルギースペクトルがどう様に変化して行くかと言う事と、放射線内帯の荷電粒子のエネルギースペクトルの観測結果とを報告する。

図1は1979年12月22日と23日に観測するイオンのエネルギースペクトルである。又、図2は12月22日から26日近のほぼ同一のL-valueとLocal Timeにおける、特定のエネルギーのイオンフラックスの変化を示したものである。

この観測日時付近で、磁気嵐は12月21日1800 UT、22日0500 UT及び25日1300 UTに発生している。磁気嵐及びそれに伴うSSにより、プラズマシートから注入されたイオンが、Ring Current イオンとなってL=4~5に残留している。

23日はQuiet dayで、22日の磁気嵐の効果も未だ現れ残って未だRing Current イオンが減少している。(図1B→D, 図2)

1979年12月24日 Rev. 1343 (L=1.39, 2103 MLT, 1.3° MLAT), 同年11月7日 Rev. 1390 (L=1.51, 0909 MLT, -52° MLAT) 及び 同年11月10日 Rev. 1393 (L=1.43, 0923 MLT, -23° MLAT) で観測した放射線内帯の粒子のスペクトルは、イオンは3 Rev.とも全く一致し、電子は前者2 Rev.で全く一致し、最初のものは2倍の値であったが、勾配は全く一致している。

他の磁気嵐に伴うEVENTも、放射線内帯のスペクトルに因り詳細は後会で報告する。

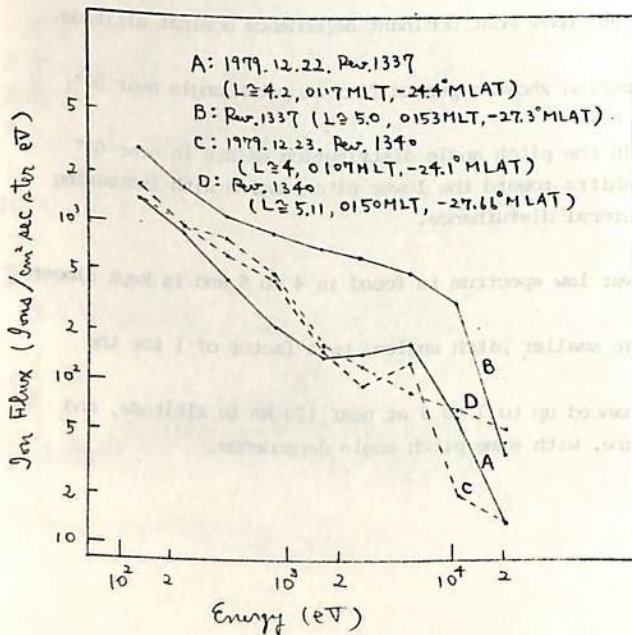


図1

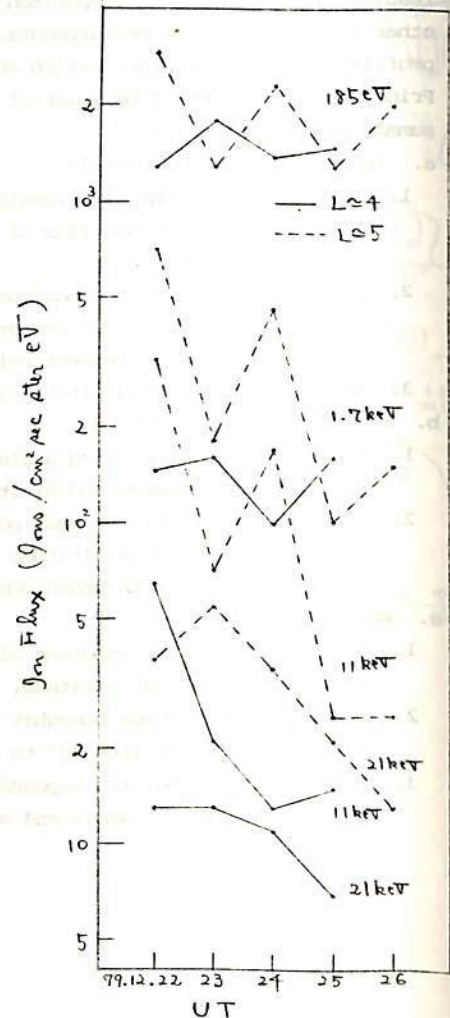


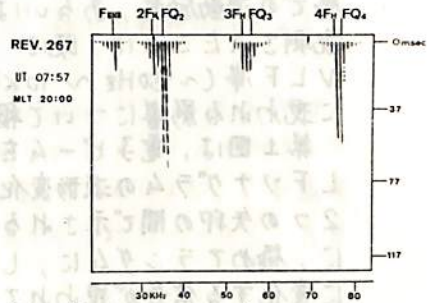
図2

# じきけん (Exos-B) SPW 実験により 検出される 磁気圏 プラズマの流れ

大家 寛, 小原 隆博  
(東北大学・理学部)

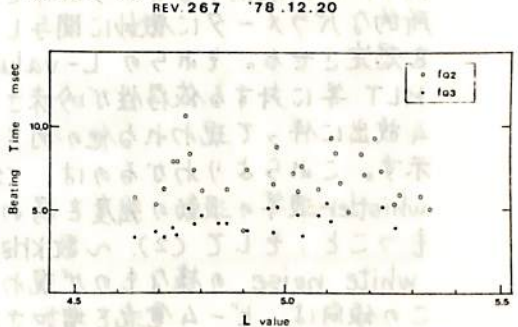
**序** 科学衛星「じきけん」に搭載されたプラズマ波動励起実験装置は、低周波(10kHz)から高周波(3MHz)に至る広い周波数帯域にわたって、ダイポールアンテナから周囲の宇宙空間プラズマに対して、高周波電界を加えるものである。その結果、 $f_{ce}$ ,  $f_{pe}$ ,  $f_{UH}$ ,  $n f_{ce}$  及び  $f_{Qn}$  のプラズマ波動共鳴現象が、観測されている。その中でも、 $f_{Qn}$ (静電的プラズマレゾナンス)は、その強度が時間的に一定の周期で変調を受けている。(第1図参照) 1978年12月のデータについて、 $f_{Qn}$ の「うなり」の構造を検討した結果、プラズマホーズ外側でのプラズマの流れを確認することができたので、報告する。

**解析**  $f_{Qn}$  共鳴も他の共鳴同様、衛星の運動速度と波の群速度が一致する事を基本としている。分散関係の数値解から共鳴を与える点を、 $\omega-k$ 空間で2か所見出す事が出来るが、その場合それらの波動は互いに逆向きの、波数ベクトル  $\vec{k}$  を持って受信されている。従ってこの2つの成分が「うなり」を生む為には、2つの異なる周波数となっている必要がある。今、衛星の磁力線に垂直方向の速度を  $V_{SL}$ 、周囲のプラズマが全体として動いているとすると、その流れの速度を  $V_D$  とすると、総合速度によるドップラーシフトの値は、それぞれ  $\pm |\vec{k} \cdot \vec{V}|$  (但し、 $\vec{V} = \vec{V}_{SL} - \vec{V}_D$ ) (---1) と表わされ「うなり」の周期は、 $T = \pi / |\vec{k} \cdot \vec{V}|$  (---2) となる。



第1図 観測例

第2図は Rev. 267 について、この周期を  $L$  値の関数としてプロットしたものだ。2)式を逆に解いて、相対速度  $\vec{V}$  を求めることができる。軌道データから  $\vec{V}_{SL}$  は既知なので角度の不確定さは残るが、 $\vec{V}_D$  は求められる。表1は Rev. 267 の  $L=4.8$  と  $L=5.0$  の結果であるが、 $1\text{ km/sec} \sim 3\text{ km/sec}$  程度の流れが検出されている。今 frozen in が完全に成り立っているとすると、流れは電場に置き換えられる。  $0.8\text{ mV/m} \sim 2.3\text{ mV/m}$  という範囲に電場の値は求められるが、この時  $K_p=4+$  であったので比較的大きな電場が存在している事が示唆される。



第2図 観測された、「うなり」の周期

**まとめ** JIKIKEN に搭載された SPW により、励起された静電的プラズマレゾナンス ( $f_{Qn}$ ) に見られる「うなり」は、プラズマ流及び衛星の運動によるドップラー効果により、2つに分離して観測される異なる周波数を持つ波の干渉であることが判明した。また、この結果を用いてプラズマホーズ近傍でのプラズマ粒子の流れを算出した。推定されるプラズマの流れは、(衛星の速度を引き取った後)、 $1\text{ km/sec} \sim 3\text{ km/sec}$  である。Local time 及び  $L$  値から考えて、この付近のプラズマは、外側の磁気圏プラズマの流れより、かなりよどんでいると思われる。

第1表

Rev. 267	
$L = 4.8$	$T = 8.3 \text{ msec}$
	$V = 2.3 \text{ km/sec}$
	$V_{SL} = 1.0 \text{ km/sec}$
	$1.3 \text{ km/sec} < V_D < 3.3 \text{ km/sec}$
	$0.9 \text{ mV/m} < E_{\perp} < 2.3 \text{ mV/m}$
$L = 5.0$	$T = 8.3 \text{ msec}$
	$V = 2.3 \text{ km/sec}$
	$V_{SL} = 1.0 \text{ km/sec}$
	$1.3 \text{ km/sec} < V_D < 3.3 \text{ km/sec}$
	$0.8 \text{ mV/m} < E_{\perp} < 1.8 \text{ mV/m}$



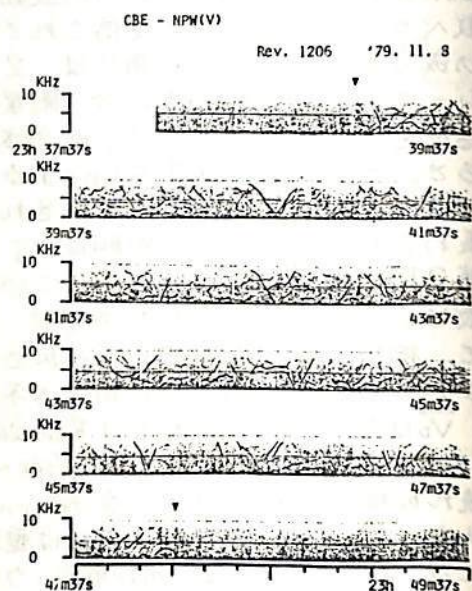
(JIKIKEN-CBE)

河島信樹<sup>1</sup>・牛越孝雄<sup>1</sup>・村里幸男<sup>1</sup>・大家寛<sup>2</sup>・森岡昭<sup>2</sup>・松本紘<sup>3</sup>  
官武貞夫<sup>4</sup>・江尻全機<sup>5</sup>

1. 東大宇宙研 2. 東北大・理 3. 京大・工 4. 電通大 5. 極地研

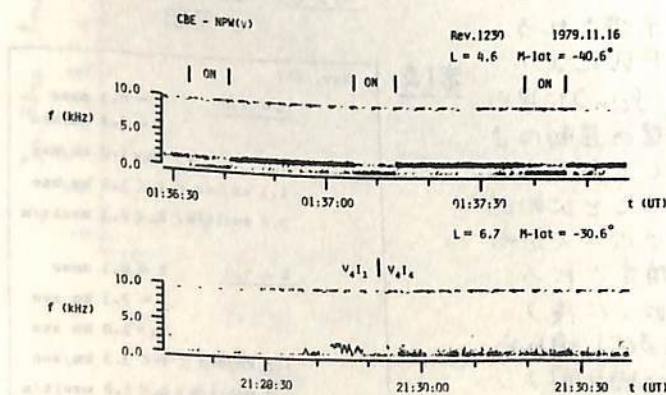
科学衛星EXOS-B(JIKIKEN)における active experiment の1つとして、磁気圏内部において電子ビーム(最大加速電圧 200 V, 最大ビーム電流 1.0 mA)放出実験が現在なされつつあり、ビーム放出によって HF 帯での波動励起, あるいは 周辺プラズマ粒子のエネルギー分布の変化などが観測されたことは、既にいくつかの機会において報告してきた。今回は主に、VLF帯( $\sim 100\text{ Hz} \sim 10\text{ kHz}$ ; 全長 102 m のダイポール・アンテナで広帯域受信)に現われる影響について報告する。

第1図は、電子ビームを放出した際の VLFソナグラム中の波形変化の一例である。2つの矢印の間で示されるビーム放出期間に、極めてランダムに、しかも短時間に急激に変化する信号が現われていることがわかる。この信号は、その現われ方が比較的不規則であり、常時現われるというわけではなく、局所的なパラメータに微妙に関連していることを想定させる。それらの L-value, M-lat, MLT 等に對する依存性が吟味される。ビーム放出に伴って現われる他の例を、第2図に示す。これらよりわかるのは、(1) chorus, whistler 波等の波動の強度を弱める傾向をもつこと、そして(2)  $\sim$  数 kHz にわたって white noise の様なものが現われることで、この傾向は、ビーム電流を増加させた時に、



第1図

顕著になる。更にビームのモードを変化させた際の変化についても吟味される。詳細は講演にて。



第2図

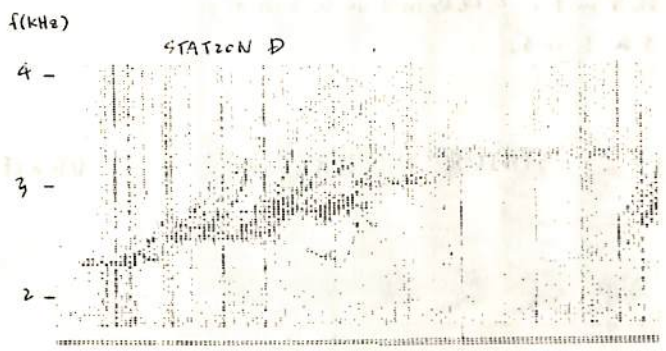
# ステーション・ネットワークによる VLF電波の空間強度分布

東大宇宙研 岡田 忍・鶴田浩一郎・池田 慎  
香取政大・西田 篤弘

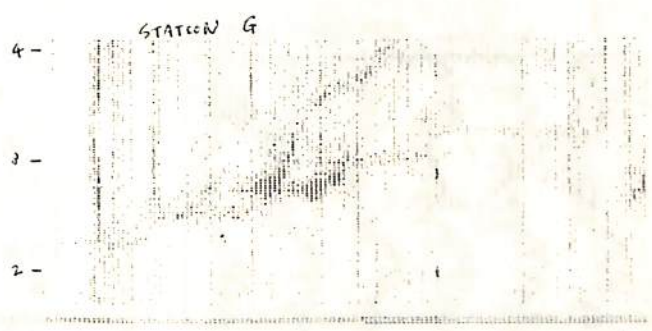
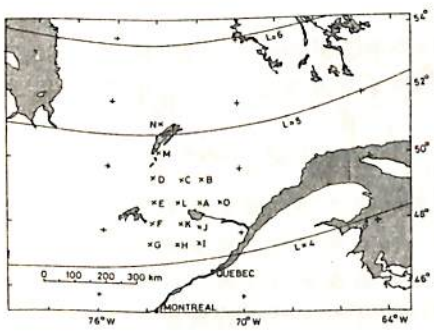
前々回の学会講演に於て、1979年の夏に、カナダ(ケベック州)で実施したVLF電波多天観測の速報を行った。その席で、地上~100 km 以上の離れた2地点でも、しばしば、予想外の様相の異変が、VLF電波が受信されることを報告した。今回は、前回に引き続いて、多天におけるVLF電波の受信強度の分布を、受信系の特性に対する補正を施し、さらに、その新しい解析例を含めて報告する。

解析におけるデータは、すべて、AD変換を行った、Digital的に処理を行った。ここに示した例は、一例としてD及びGの2点で得られたデータのスペクトルで、卓越する成分の間に、明らかな差のあることが確認されたい。本講演では、いくつかの例を示すとともに、原因となるべきものの可能性について、考察を加える予定である。

磁場の強度(X,Y両成分の合成強度)のスペクトル



観測点の配置図

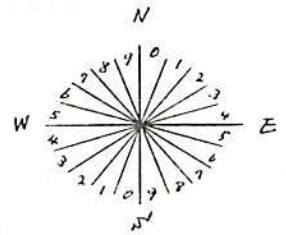


VLF Direction Finding

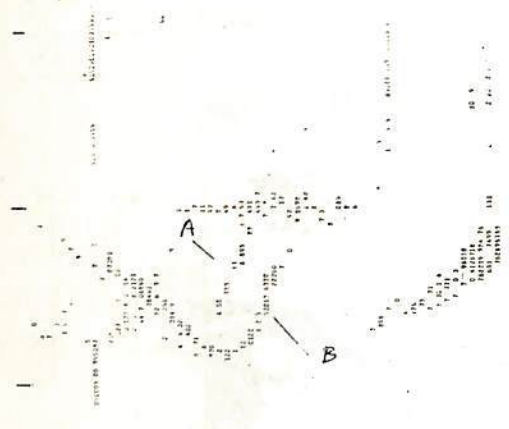
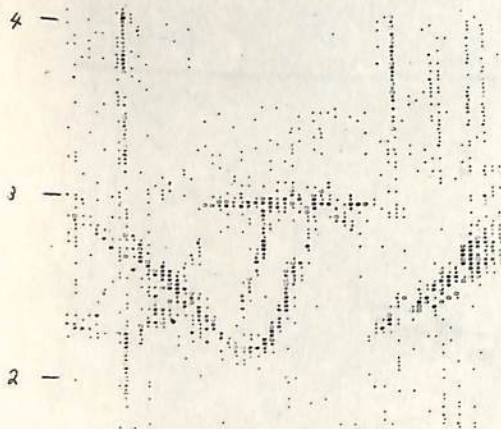
東京大学 田中 忍・鶴田 浩一郎

昨年の夏、ケベックで実施した多差観測のVLFデータについての Direction Finding (Goniometer法)の結果を報告する。データはA/D変換を行なった。Digital処理を行なった。図に一例として示した Multi-path の Signal 信号では、A, B 2つの部分の異なる方向が異なっているが、このように例に対して、ステーションネットワークを活用して、多差でのDFを行なった。電離層上の放射源の位置を求めることを試みる。また、Goniometer法の適用可能な条件に関して検討を加える予定である。

磁場の強度スケールとDFの結果。  
数字による、規格化された方向が示されている。



f (kHz)      STATION D      強度スケール      DFの結果



鶴田 浩一郎・町田 忍

東大宇宙研

地上でVLFの観測を行なう場合、電力線からの干渉は大きな問題となる。特に低周波帯の観測を行なう時には、場合によっては50又は60Hzの高調波に完全にデータがマスクされている場合もしばしばある。本年二月に我々が行ったVLFの観測でも1~2の観測点では、電力線からの高調波によって、2~3kHzまで自然のVLFがマスクされてしまった。我々はこのデータを何とか使用出来るようにするために電力線からの干渉を除くことを試みたが好ましい結果が得られたので、簡単に報告する。

方法は簡単で、干渉波は正確に高調波関係にあること、時間的に定常であること、一方自然のVLF波は時間的に非定常であることを利用したものである。

いま、生のデータを  $x(t)$  として、これを干渉成分  $x_i(t)$  と自然のVLF成分  $x_s(t)$  の和と考える。即ち

$$\begin{aligned} x(t) &= x_s(t) + x_i(t) \\ &= x_s + \sum_{k=1}^{k_{\max}} a_k \cos\left(\frac{k\Omega_0}{2\pi} t + \phi_k\right) \end{aligned}$$

次のような平均操作を行ったものを  $x_m(t)$  とする

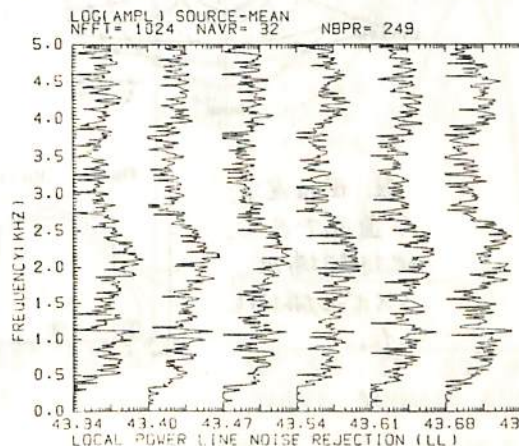
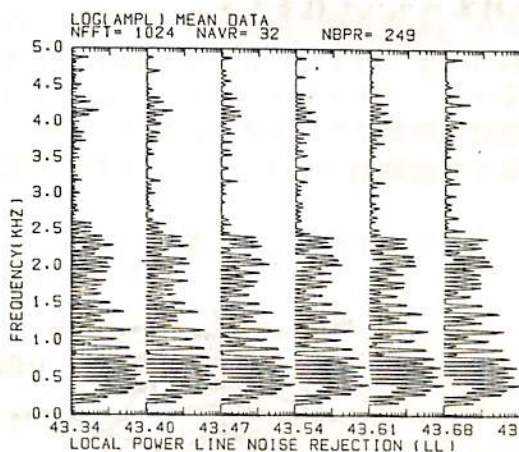
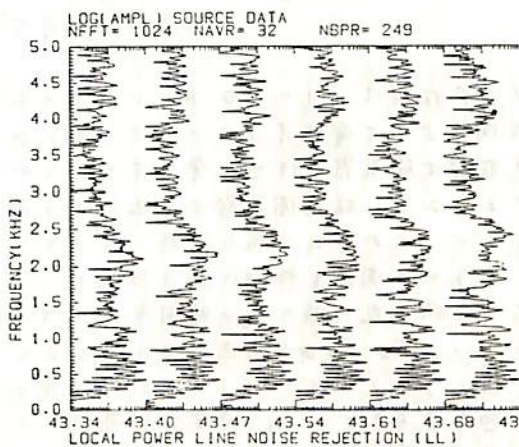
$$\begin{aligned} x_m(t) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x\left(t - i\frac{2\pi}{\Omega_0}\right) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_s\left(t - \frac{2\pi i}{\Omega_0}\right) + x_i(t) \end{aligned}$$

従ってもし第1項が十分小さくなるNをとれば  $x_m(t) = x_i(t)$  とすることが出来る

$$x_x(t) = x(t) - x_m(t)$$

として、干渉成分を除くことが出来る。

図は干渉波を除く操作を行った前後のデータであるが、満足出来る程度に電力線からの干渉が除かれていることがわかる。



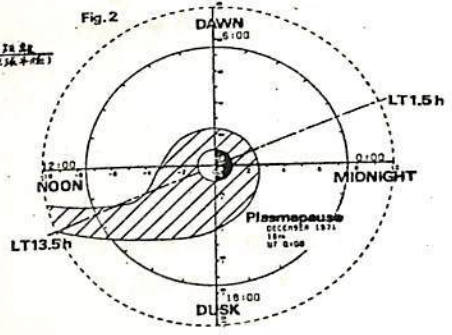
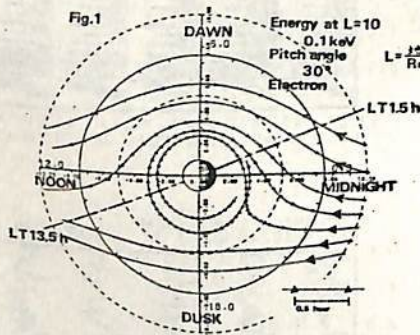
磁気嵐時の中緯度帯VLF放射と電子

ドリフト

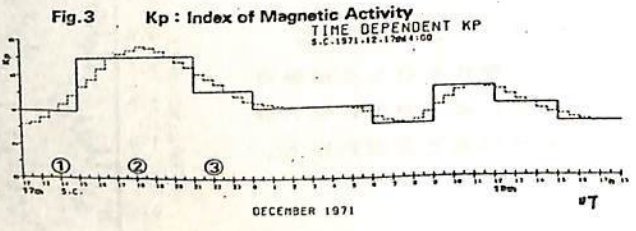
栗田 敬司 早川 富士 大津 仁助

名古屋大学空電研究所

VLF放射は、1~10 keV程度のエネルギーを持つ電子と、磁気圏プラズマとの相互作用によつて発生することよく知られてゐる。又わが国のような、中低度帯でVLF放射は磁気嵐に伴つて発生することが多い。これは磁気嵐時に起る磁気圏のコントラクションと、磁気圏尾部より流入する高エネルギー電子に因るものと考えられる。そこで、われわれは磁気嵐時におけるVLF放射と、磁気圏尾部より流入する高エネルギー電子との関係を詳細に知る目的で、1971年12月16日~19日にかけて起つた、大きな磁気嵐の時の $K_p$ の時間変化(オ3図)によつて推定し、対流電場の時間変化を用い、10 REの尾部より流入する高エネルギーの電子について軌道計算を行った。この際、特にプラズマポーズ(P.P.)の位置と、高エネルギー電子の位置関係が重要であるので、過去7日までの $K_p$ の日変化に基づいて、低エネルギー電子のライフタイムを判定したP.P.の位置を求め(オ2図)、これとドリフト電子の位置関係を調べ、科挙経緯アリエールで観測された、1.5 LTと13.5 LTのVLF放射の因るものについて調査中であるので、この結果について報告する。



注: 図は全て赤道面下を示し、地球磁場は、ガイセル磁場とした。



橋本弘蔵 木村磐根  
京都大学 工学部

$\frac{1}{2}f_H$ より少し上の周波数をもった狭帯域VLF放射が、主として赤道付近でOG0-3, 5やS-Aなど<sup>1)</sup>の衛星によって観測されている。このような放射が、bi-Maxwell分布をしたホットプラズマ中での斜め伝搬ホイスターモード波の短波長領域で生じる。一種のHarris型静電的インスタビリティとして生じているとして説明しようとするのが本稿の目的である。<sup>2)</sup>この領域では、波は電磁波と静電波の両者の性質をもつ。

$f_p = 8f_H$ で、bi-Maxwell分布をした $T_{H1} = 2.5\text{eV}$ ,  $A = T_L / T_{H1} - 1 = 2$ のホットプラズマ中の成長率を図1に示す。ここに、A, B, C, Dはそれぞれ、 $0 < \gamma < 10^4 \Omega_e$ ,  $\gamma > 10^4 \Omega_e$ ,  $\gamma > 5 \times 10^4 \Omega_e$  および減衰を示す。即ち、Cが成長率最大の領域を示している。このパラメータでは、静電近似を行った場合とそうでない場合の解は、ほとんど同じである。このモードの偏波を調べると、伝搬角 $\theta = 0^\circ$ で横波、すなわち $|E_{\perp}| = |E|$  ( $E_{\perp}$ は伝搬ベクトルに垂直な電界成分)であったものが、 $\theta \sim 52^\circ$ で $|E_{\perp}| = 10^2 |E|$ となり、ほぼ静電的となる。しかし、磁界成分は屈折率の増大のために、 $\theta = 0^\circ$ の場合の1/10位にしかならないので、衛星でも観測されることが期待される。

成長率がほぼ最大となる $f = 0.63f_H$ に対して、 $\gamma$ および空間的成長率 $k_i$ の角度依存性を図2に示す。 $k_i$ は $\gamma = k_i V_g$ より求められる。 $\gamma_{max} = 8 \times 10^4 \Omega_e$ を $L \sim 6.6$ に相当する $f_H = 3\text{kHz}$ に適用すると、e-fold timeは66msecとなり、十分大きく、また空間的には100kmとなる。さらに、Aが最大のところで生じた波は、Aの小さな領域に伝搬してゆくとつれ少しのAの減少でも、成長域が減衰域に変わってゆくために伝搬途中で帯域が狭くなることが考えられる。

これらの特性は、衛星で観測された上述の放射の性質をよく説明している。

有益な討論を頂いた松本助教教授に謝意を表します。

参考文献

- 1) Burtis & Helliwell, P.S.S., 24, 1007, 1976, Coroniti, et al., J.G.R., 76, 2366, 1971. Maeda, P.S.S., 24, 341, 1976 等
- 2) 橋本, 木村: 本学会予稿集, I-84, 昭和51年10月

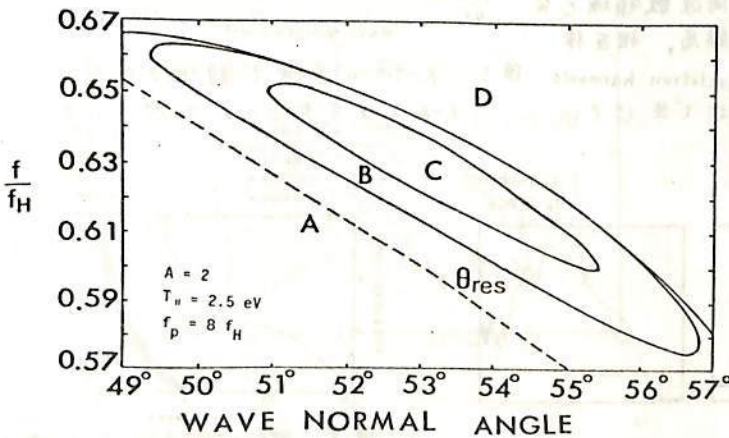


図1 成長率の $\theta, f$ 依存性

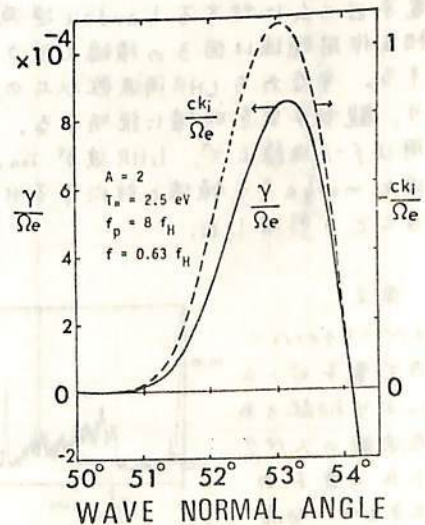


図2 成長率の $\theta$ 依存性

大家 寛\*, 小野 高幸\*\*, 三浦 悟\*, 平沢 威男\*\*

\*東北大学理学部, \*\*国立極地研究所

**序** プラズマ波動は、周波数空間の情報と同時に波数空間の情報を得ることにより、 $\omega-k$  空間上で一意的に同定され、その性質が完全に把握される。K-9M-61号機にはじまる波数測定実験は、測定装置の改良を行ないつつ、進めてきた。今回はK-9M-67号機の結果と、スペースシャープで、ロケット飛翔前に行なった実験結果について報告する。

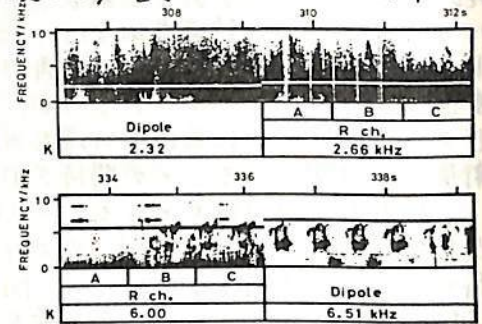
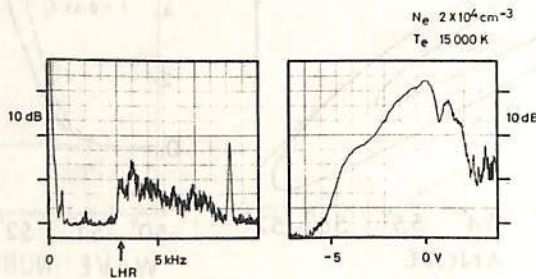
**解析** 解析方法の詳細は、前回までの学会等で発表した(第66回講演会予稿集 p.123, 第67回講演会予稿集 p.13) のでここでは割愛する。波数測定の観測は固定周波数で行なうため、プラズマ波動のロケットのスピンのによる変調を利用して、波数ベクトルを3次元的に求めることができる。また、スペースシャープ実験では、電子のエネルギー分布と波動のスペクトルを対比して検討した。

**結果** ロケットで観測された  $f-k$  とダイナミックスペクトルを対比して図1に示す。ダイナミックスペクトル上でLHR周波数付近の狭帯域のエミッションはLHR波の  $f-k$  領域に一致している。また、広帯域に広がるスペクトルは ion cyclotron harmonic 波の有効分散領域に一致して観測されている。すなわち、低エネルギー電子ビームにより励起されたプラズマ波動は、i) LHR波、ii) ion cyclotron harmonic 波が混在していることが確認された。

スペースシャープで観測された波動と電子のエネルギー分布の例を図2に示す。プラズマ中にビーム成分が観測され、このときのパラメータに対する分散曲線を図3に示す。スペクトルはLHR周波数以上で観測されているが、電子ビームが磁力線となす角度が、 $89.8^\circ$  であると仮定すると、計測されたエネルギー範囲の電子ビームに対する Landau 逆減衰の条件に伴う相互作用領域は図3の横線で示される部分に対応する。すなわちLHR周波数以上の周波数領域となり、観測事実を明確に説明する。結局、相互作用は  $f-k$  曲線上で、LHR波が ion cyclotron harmonic 波と merge する領域と対応する付近で生じていることが判明した。

図2

スペースシャープ内で電子ビームにより励起された波動のスペクトルと電子のエネルギー分布



306-342 s  
ANT. BIAS OFF  
HC 1 OFF  
HC 2 ON

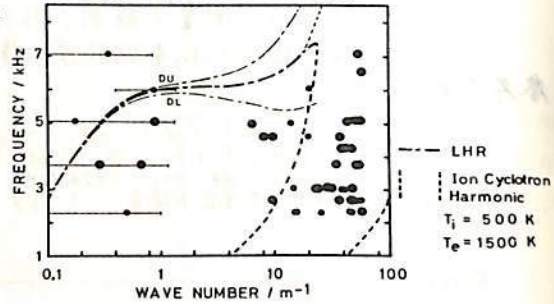


図1 K-9M-67号機で観測された  $f-k$  とダイナミックスペクトル

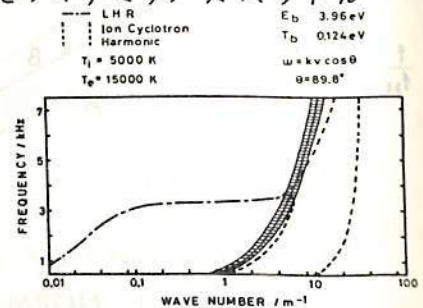


図3 図2に対応するパラメータにおける分散曲線の理論値と相互作用領域

# 宇宙空間プラズマ中における電子ビームによる プラズマ波励起とその機構

筒井 裕、松本 紘、木村 繁根  
(京都大学 工学部)

飛翔体を用いて従来から行なわれてきた宇宙空間プラズマ中のActive実験のうち電子ビーム放出に伴うプラズマ波励起の問題については、多くの議論がなされてきたが明解な結論が得られていなかった。筆者等は特に低エネルギー電子ビーム放出に伴うプラズマ波の励起機構を明らかにするために、地上のシミュレーションチャンバーを用い極めて精密な実験を繰返してきた結果、そのメカニズムが明らかとなり、そこでこの報告する。

各種の測定を行なった結果、放出電子ビームの形状、励起波の波面の形、向き、ビームエネルギーと密度及びこれに依存した励起波の周波数などから次の結論を得るに至った。

1. 飛翔体で観測されたプラズマ波はビーム流に対しほぼ直角に伝播するイオン音波がある。しかもイオン音波と結合するのはビーム流とは逆方向に伝播するビームモード。
2. 放出電子ビームは宇宙空間プラズマ中に置かれたアンテナとして作用すると同時に共振器とも兼ねている。即ち波動励起の鍵はビームの有限性により決定される。
3. 波動励起はビームの境界が急峻な密度勾配をもつ二重領域で生じており、その強度分布から表面波の性格が強い。
4. 励起波の周波数はビーム密度、エネルギー及びビーム径に大きく影響されており、これらのパラメータは電子銃のパービアンスにより変化している。としてこのパービアンスを左右するのが背景プラズマの密度及び温度である。
5. 4.で得られた結論は次の様に説明される。即ちロケットで観測された周波数のロケットスピンの依存した変化は、スピンの伴った電子銃前面のプラズマ密度が変化した可能性が強い。

図1はプラズマ中に置かれたフィラメントの周囲に励起されたプラズマ波の波面を描いたものであり、図2は有限直径ビームの分散関係と、ビーム流方向に対し95°に伝播するイオン音波の分散関係を示したものである。図からエネルギー変化に対する励起波の周波数変化は実験で得られた結果と定性的に一致した。

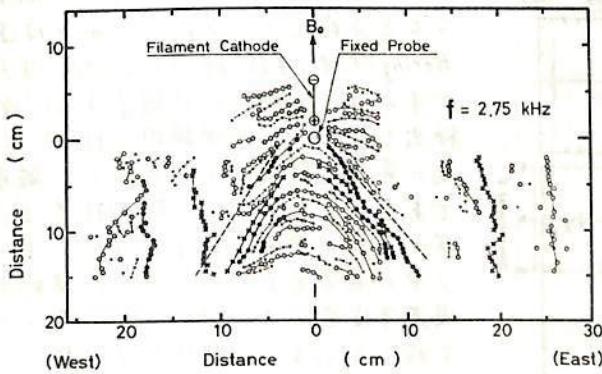


図 1

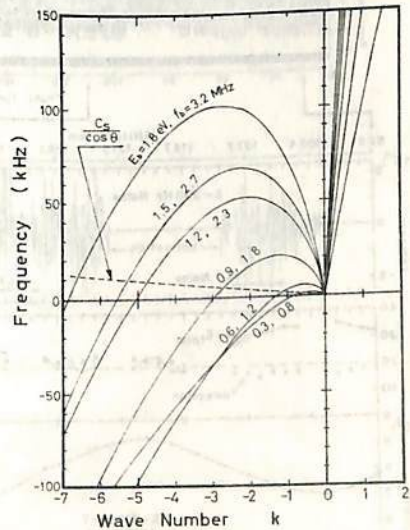


図 2



— S-310JA-7 測定結果 —

小川忠彦<sup>\*</sup> 森弘隆<sup>\*\*</sup> 宮崎茂<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>電波研究所平磯支所 <sup>\*\*</sup>電波研究所

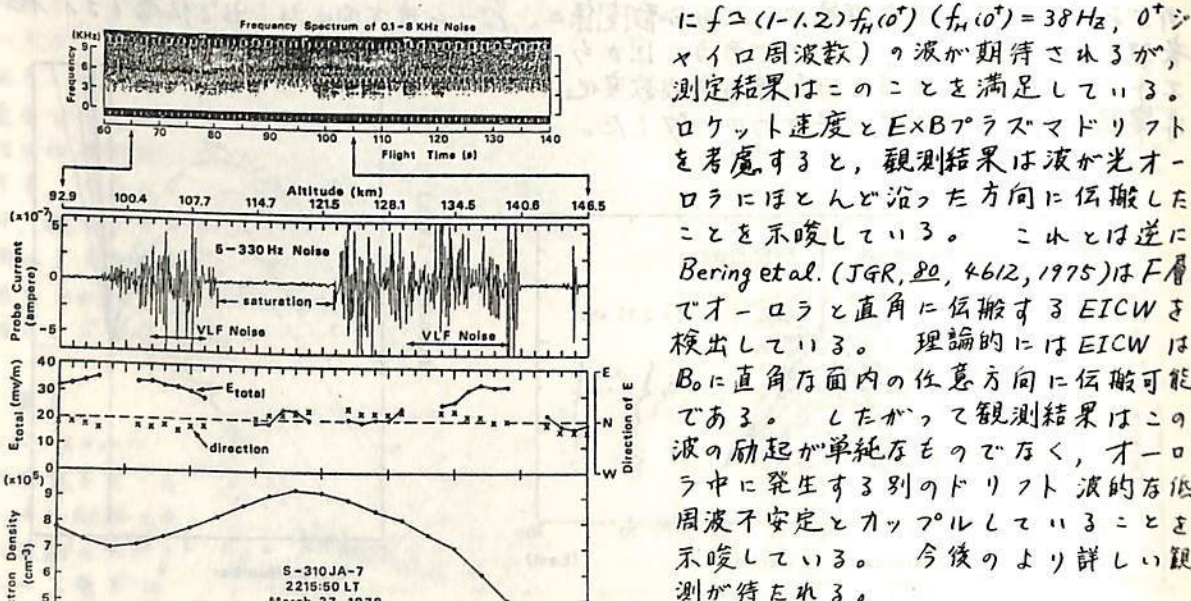
オ19次南極観測隊(1978年)によって発射されたS-310JA-7機(3月27日2215:50LT)で測定されたオーロラ中( $\Delta H \approx 740 \text{ g}$ ,  $30 \text{ MHz CNA} \approx 3.9 \text{ dB}$ )の静電型低周波プラズマ不安定波(5 Hz - 8 kHz 成分)については前回の講演会で定性的に述べた(小川他, オ67回予稿集 Ⅲ-49)。今回は, その後得られた詳しい解析結果について述べる。測定器はロケット先端に取り付けられたファラデーカップ(直径10 cm, 高さ3.6 cm, グリッド4枚及びコレクター部)で, 電子密度( $N_e$ ), 電子密度揺動( $\Delta N_e$ , 5-330 Hz 及び 0.1-8 kHz 帯), そして105 eV以上の降下電子フラックス $F$ (105 eV)を測定した。

付図は100-140 km 高度の25-35 KR 5577 Å オーロラ中で得られた $\Delta N_e$ とDC電場(京大理学部小川助教提供)及び $N_e$ の時間プロフィールである。図から,

- (1)  $E_{DC} \geq 25 \text{ mV/m}$  の時(103-108 km 及び 130-140 km),  $\Delta N_e$  は 5 Hz - 4 kHz にわたって揺動が見られる(但し 0-3 kHz 帯の時間的に連続したスペクトルは自然のものである)。
- (2)  $E_{DC} \leq 25 \text{ mV/m}$  の時は  $\Delta N_e$  は大部分 300 Hz 以下に集中している。
- (3) アーク中の $N_e$ が最大の所では,  $E_{DC}$  が減少している。

$\Delta N_e$  (5-330 Hz) の周波数スペクトルを見ると, (1)の場合  $f^{-2.3}$ , (2)の場合  $f^{-1.6} \sim f^{-2}$  となっている。これらの事実は Two-stream 不安定の励起条件は  $E_{DC} \geq 25 \text{ mV/m}$  であることを示唆しており, アラスカのオーロラレーダと ISレーダとの同時観測の結果と一致する。また, (3)に関連して,  $N_e$ 最大の所(即ち降下フラックス最大の所)では Two-stream型は存在せず, むしろ Cross-Field型が卓越することが判明した。

前回, ロケット下降時 215-206 km で測定された  $f \approx 40 \text{ Hz}$  ( $\Delta f \approx 10 \text{ Hz}$ ) の  $\Delta N_e$  は静電イオンサイクロトロン波 (EICW) であろうと述べた。イオンとして  $O^+$  を考えると, 理論的に  $f \approx (1-1.2) f_{ih}(O^+)$  ( $f_{ih}(O^+) = 38 \text{ Hz}$ ,  $O^+$  シェイクロ周波数) の波が期待されるが, 測定結果はこのことを満足している。



ロケット速度と  $E \times B$  プラズマドリフトを考慮すると, 観測結果は波が光オーロラにほとんど沿った方向に伝搬したことを示唆している。これは逆に Bering et al. (JGR, 80, 4612, 1975) は F層でオーロラと直角に伝搬する EICW を検出している。理論的には EICW は  $B_0$  に直角な面内の任意方向に伝搬可能である。したがって観測結果はこの波の励起が単純なものであると, オーロラ中に発生する別のドリフト波的存在低周波不安定とカプトルしていることを示唆している。今後のより詳しい観測が待たれる。

最後に, 国立極地研究所とオ19次隊の皆様に謝意を表します。

# S-310JA-5号ロケットによるオーロラヒス到来方向の測定

松尾敏郎 木村磐根  
京都大学 工学部

S-310JA-5号機は1978年6月10日夜半昭和基地からコロナ状オーロラに向けて発射され、VLF帯ヒスの伝搬方向及びポインティング電力の測定を行った。ポインティング電力はそのロケット軸方向の成分のみを測定したので、波のエネルギーが下向きであることがわかったが、ヒスの強度の時間変動が大きく、ポインティング電力の絶対的な方向までは決定できなかった。<sup>1)</sup>

一方ロケット軸に直交な面内のお互に直交する2つのループアンテナから、 $\ell$ ベクトルのロケット軸とのなす角は $\alpha$ 1図(a)のようになり、ロケット軸の方向は又赤外線水平線センサーにより求められるので、結局 $\ell$ ベクトルの鉛直からの角度は $\alpha$ 2図(b)のハッチを入れた範囲にはいる。例えば発射後160秒(高度210km)では $\ell$ ベクトルは鉛直方向から約 $80^\circ$ の方向を向くことになる。

又これらのヒスの5および7KHz成分における電、磁界の比から屈折率を出すと磁カ線方向に進むホイスラーモードの場合よりかなり小さく、 $\ell$ ベクトルが地球磁場より大きな角度(共鳴角付近)で伝搬するホイスラーモードであろうと考えられる。この結果は前記の $\ell$ ベクトルの結果とも矛盾しない。

もしこれが事実とすると、この様なモードは $\ell$ ベクトル方向の電界が卓越し、ダイポールアンテナで受信すると $\ell$ ベクトル方向とダイポールの線方向が平行のとき出力最大となる様な8字特性となるものと考えられる。 $\alpha$ 2図には、ダイポールアンテナ出力が極小になる時刻のロケットスピン廻転上の位相を調べ、前記の考えに従ってヒスの到来方向の磁北からの角度を示したものである。尚一般に1スピンの2つの極小があり、又 $180^\circ$ の不確定性がある。いずれにしても、ロケットに到来するヒスの $\ell$ ベクトルはロケット飛翔中時間と共に変わって行くことがわかる。以上のことから、ロケットで観測されたヒスはその波源がロケットに比較的近いものと推論することができる。

文献 1) Kimura, Matsuo, Tsuruda and Yamagishi; Mem. Nat. Inst. Polar Res. (to be published)

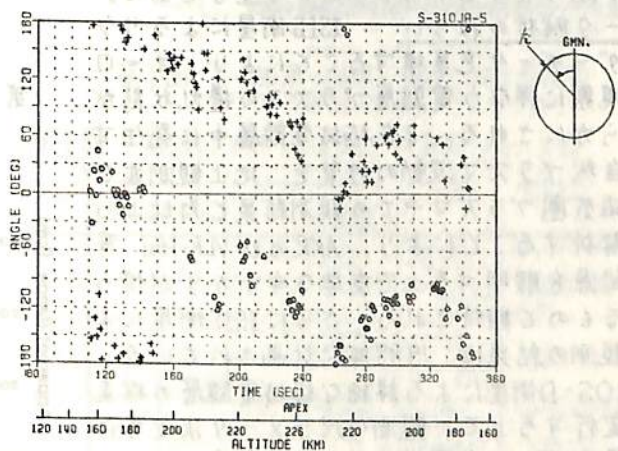
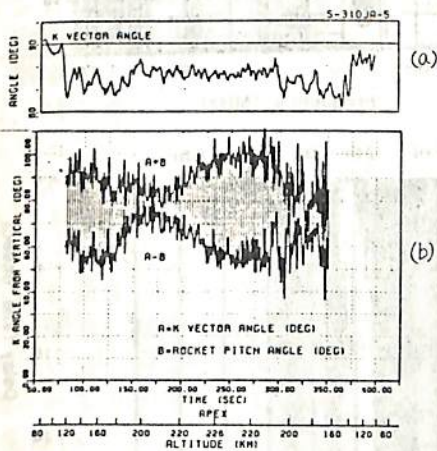


図1 a)  $\ell$ ベクトルとロケット軸とのなす角  
b)  $\ell$ ベクトルの鉛直方向とのなす角

図2 ダイポールアンテナ出力の極小点が推定した $\ell$ ベクトルの磁北(GMN)から測った方位角

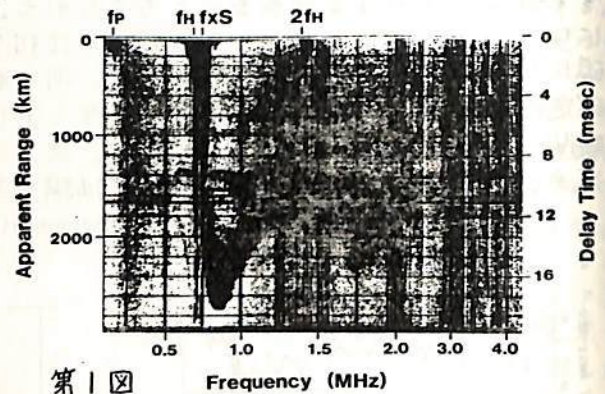
# 昭和基地で取得された トップサイド イオノグラムのデータ解析

小野高幸, 平沢威男  
国立極地研究所

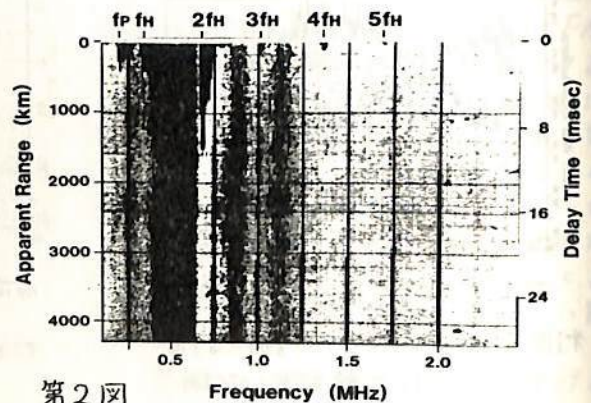
序 昭和基地では1976年よりトップサイドサウンダー衛星 ISIS-I, 及び ISIS-IIの追跡を行ない, 極域電離層中における, VLF帯並びに HF 帯のプラズマ波動の観測が継続されている。特に HF帯におけるサウンダー観測は, 磁気圏内で頻繁に観測されている AKR, あるいは地上で観測される VLF-Hiss等の起源を解明するためのデータを与えるばかりでなく, オーロラ粒子の降下に伴う Beam-Wave相互作用の実体を知る上できわめて重要である。ここでは昭和基地で取得された, ISIS-I及び ISIS-II衛星のサウンダー観測の結果をもとに, 地上観測との比較及びプラズマ物理学上の新しい知見について述べる。

観測結果 ISIS-I衛星は遠地点高度3500 km, 近地点高度600 kmの楕円軌道を持ち, ISIS-II衛星は高度1400 kmの円軌道を持つ。これら2つの衛星により極域電離層中のきわめて広い領域をカバーする観測が行なわれている。特に衛星が昭和基地を通る磁力線上に位置する場合として, 第1図に1977年6月24日に得られた ISIS-II衛星によるイオノグラムを示す。このとき昭和基地ではオーロラ及び VLF-Hissが観測されており, 地上観測と良い対応を持った電離層の擾乱を示す貴重なデータとな, ている。イオノグラム上には強い Spread F現象, 約1.2 MHz以上の周波数帯における自然電波が現われている他, 電子プラズマ周波数( $f_p$ )より約500 kHzに至る周波数領域では AKRと考えられる自然電波が観測されている。第2図には1976年7月14日, 高度3300 kmで得られた ISIS-Iのイオノグラムを示す。電子サイクロトロン周波数( $f_{UH}$ )の1倍より2倍の周波数帯において強い自然プラズマ波動が観測されている。また  $2f_H \sim 3f_H$ ,  $3f_H \sim 4f_H$ でも広帯域の現象として出現し, いずれも Bernsteinモードの分散とは大きなずれを示している。これらのプラズマ波動現象はオーロラ粒子降下に伴う電子ビームによる静電的電子サイクロトロン波不安定の実体を示すものとして重要である。

データ解析のねらい ISIS衛星によるサウンダーデータを集積することにより, オーロラ現象に伴う電離層プラズマの擾乱状態が明らかにされる。また極域電離層中に発生する自然プラズマ波動の性質を, 地上観測並びに磁気圏プラズマ中での観測結果と対比しつつ解析することにより, AKR及び VLF-Hiss等の起源を解明する上で重要な手がかりが得られるものと期待される。さらに ISIS衛星による観測の結果は, 1988年に計画されている, EXOS-D衛星による詳細な極域電離層の探査を実行する上で, 観測のパラメータ決定等に重要なデータを提供することとなる。



第1図 Frequency (MHz)



第2図 Frequency (MHz)

宮岡 宏, 大家 寛  
(東北大・理)

1. 序 極域電離層におけるプラズマ波動のロケット, 衛星などによる in-situ 観測は VLF 領域を除いてこれまでほとんど行なわれていない。しかしながら, この電離層領域では, 電子サイクロトロン周波数及び電子プラズマ周波数がそれぞれ約 1 MHz 及び 3~8 MHz (ピーク値) と MF~HF 領域に含まれる。従って, この周波数領域のプラズマ波動を観測することは, オーロラに伴う降下粒子による波動粒子相互作用について総合的に説明する上で不可欠のものとなって来る。前回に引き続き, ここでは南極ロケット観測結果をもとに, 極域電離層における特徴的なプラズマ波動現象の生成メカニズムに関して定量的検討を行なったので, その結果について報告する。

2. 観測結果 第1図(a)に, S-310JA-6号機に搭載された PWH (Plasma Wave Detector in High Frequency Range) によって観測された高周波プラズマ波動のダイナミックスペクトルを示す。また(b)には, schematic に表現したダイナミックスペクトルとともに, 電子プラズマ周波数 ( $F_p$ ) 及びサイクロトロン周波数 ( $F_H$ ) を示している。このロケット実験において, 次の4種類のプラズマ波動エミッションが観測された。

Type 1;  $F_p$  の変動によく対応してその低周波側に現われるエミッション。

Type 2;  $0.3 F_H \leq F \leq 0.7 F_H$  の帯域に広がる diffuse なエミッション。

Type 3;  $F_p$  近傍に lower cutoff をもち, 8 MHz 付近まで広がる広帯域エミッション。

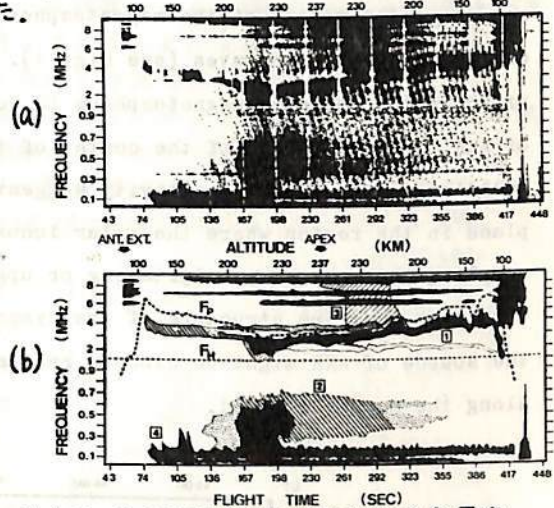
Type 4;  $0.1 F_H \leq F \leq 0.2 F_H$  (100kHz~200kHz) 近傍に, ほぼ連続して観測されるエミッション。

これらのエミッションのうち, Type 1~Type 3 エミッションについては, 降下電子フラックスとの間に明瞭な相関が確認されたが, Type 4 エミッションには認められない(第1表参照)。

3. 励起メカニズムの検討

観測された4種類のエミッションに対し, 降下電子フラックス等のデータを基にそのプラズマ波動モード及び励起メカニズムについて理論的検討を行なった。その結果を第1表にまとめた。なお, これら4種類のエミッションは, いずれも最近 JIKIKEN 衛星によりプラズマ圏及び磁気圏領域で発見, 観測されているプラズマ波動現象と本質的に同一のものであり, これらのエミッション生成メカニズムが高度 100km~200km という下部電離層レベルにおいても基本的な役割を果たしていることが明らかとなった。

\*) 大家他, 第67回学会予稿集, P198.



第1図. S-310JA-6号機で観測された高周波プラズマ波動ダイナミックスペクトル。

第1表. 観測されたエミッションの生成メカニズム。

Emission Type	Observations		Frequency Range	Correlation with Energetic Electrons	Wave Mode (ES/EH)	Generation Mechanism
	S-310JA-4	S-310JA-6				
Type 1	×	○	$F_p \sim F_H (2F_H)$ 2~5MHz	Precipitating Component ( $\alpha \sim 0^\circ$ )	ESCH Waves lower than $F_p$ (Subsidiary Emission)	Beam Instability + Nonlinear Wave-Particle Interaction
Type 2	×	○	0.2~0.6 $F_H$ 200~700kHz	Trapped Component ( $\alpha \sim 90^\circ$ )	ES Waves lower than $F_H$ (ESLEC Mode Waves)	Loss-Cone Instability
Type 3	×	○	$F \geq F_p$ $F \geq 3\text{MHz}$	Maximum Enhanced Period	L-O Mode EM Waves (Ionospheric Continuum Emission)	Beam Instability + Linear Mode Conversion ( $\rightarrow$ EM Waves)
Type 4	○	○	0.1~0.2 $F_H$ 100~200kHz	Weak Correlation	Whistler Mode Waves (Leaked AKR)	Beam Instability + Linear Mode Conversion ( $\rightarrow$ Whistler Mode Waves)

Akira Morioka Hiroshi Oya

Geophysical Institute, Tohoku University

The auroral kilometric radiation (AKR) and its relation to the development of the magnetospheric substorm have been studied based on the data obtained by JIKIKEN (EXOS-B) satellite. The occurrence of AKR is closely correlated with the intense UHR emission outside the plasmopause at the satellite position; the evidence clearly suggests that the development of the field aligned current system is associated with AKR generated at the upward current region, and with the UHR emission at the downward current region.

The drifting plasma due to the electric field that is generated in the magnetosphere at the moment of the magnetospheric substorm is derived from the frequency change of the plasma waves. (see Fig. 1). The enhancement of the westward electric field in the duskside magnetosphere is detected simultaneously with the appearance of AKR. The altitude of the center of the AKR source region varies with intimate relation to the substorm activity suggesting that the generation of AKR is taking place in the region where the polar ionosphere and the magnetosphere are predominantly coupling through the precipitating or upgoing particles.

From the fine structure of the dynamic spectra of AKR, it is suggested that the source of AKR might be closely related to the double layer type electric field along the magnetic field.

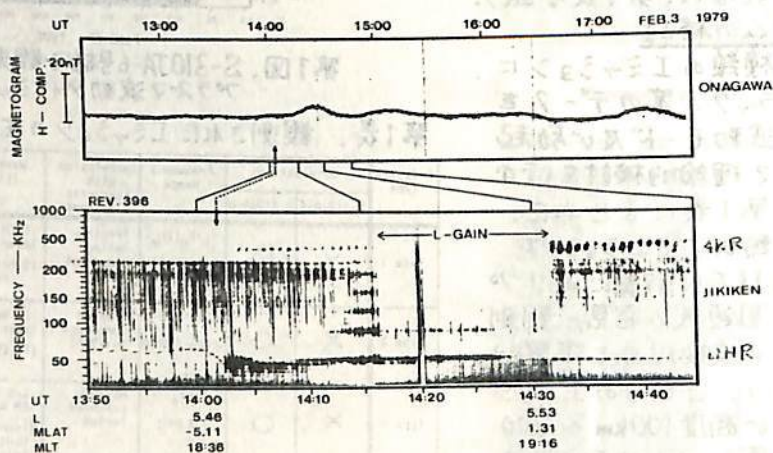


Fig. 1

巻田 和男  
(拓殖大)

Gurnett et al. は IMP 6, 8 と Hawkeye 1 のデータにより、AKRの発生領域やサブストームの発達やオーロラの入射粒子とのかかり合いについて、いくつかの論文で報告を行ってきた。しかしながら、地上でよく観測される auroral hiss と AKR との関連についての報告はなされていない。AKR と auroral hiss はともにオーロラの入射粒子により同時に励起されていることはほとんど疑いなく、従ってこの二つの現象はその発生メカニズムからして深いかかり合いがあることを人々は認識している。

1979年12月の磁気嵐ミニボジウムで AKR と auroral hiss との大まかな比較について報告したが、最近 IMP 6 の AKR データが西田先生他の御厚意で入手できたので、昭和基地の VLF データ等を使い、AKR と auroral hiss との同時性について詳しく調べた。

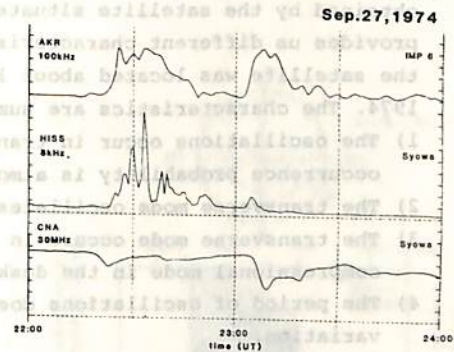
IMP 6 の AKR データは 1971年2月から 1974年9月まであるが、今回は昭和基地で auroral hiss が良く受信される冬季でかつ IMP 6 が夜側にいる期間として 1973年7月~10月、1974年7月~9月について調べた。この期間の中を約140日余りについて AKR と auroral hiss との比較を行なったが、このうちで対応づけ可能な日は30日余りであった。

ここではこの対応の一つの例についてのみ違ひ地上の VLF や CNA のデータとの比較を試みた。図は辭打例であるが、IMP 6 はこの時間帯に 03 MLT, 10~13 Re にあって、22:30 頃と 23:00 過ぎに 56 kHz band 以上の周波数帯に顕著な AKR が見られる。ここでは 100 kHz band をとりだして示した。他方 昭和基地では 22:30 頃に impulsive な hiss が観測され、AKR と大変良い対応を示しているが、23:00

過ぎには弱い hiss が受信されるだけで、すぐに消えてしまい対応は悪い。これについては CNA (30MHz) のデータを見ると、23:00 過ぎに 1dB 程度の強い吸収が見られる。従ってこの時刻の hiss は電離層による吸収のために、AKR と見かけ上対応がつかなくなってしまうとあえてさげたい。ここで注意していただきたいのは、我々の持っている AKR データの時間分解能が数分であるため、地上の hiss の細かい時間変動と比較することはあまり意味がないという点である。

今後このような例を整理し、CNA のどのくらいの吸収量に対して、AKR と auroral hiss との対応がなくなるのかという点を明らかにしたり、対応のつかない例については、IMP 6 と昭和基地との位置関係に依存しているようなのでこの点についても統計的な解析を進めて、AKR と auroral hiss の放射範囲を明らかにしていきたい。

なおこのデータ解析に際し、谷口氏(東大理)の御協力を得たことをお礼方を附記しておきます。



Resonant oscillations of magnetic pulsations in the period range from 40 to 150 seconds observed at synchronous orbit by ATS-6

利根川豊, 加藤愛雄, 梅井亨 (東海大.工).

Highly monochromatic sinusoidal oscillations in the period range from 40 to 150 seconds are frequently observed by synchronous satellite, ATS-6 during August 1975, in which the satellite is located at  $35^\circ$  east longitude and close to the geomagnetic equatorial plane. The present study concerns with an examination on wave characteristics of these monochromatic sinusoidal oscillations and on an oscillation mechanism by analyzing a lot of wave events observed by ATS-6. The results are summarized as follows;

- 1) The oscillations are nearly monochromatic and sinusoidal wave forms.
- 2) The oscillations dominate in a transverse component, especially in the radial component of the magnetic field.
- 3) The oscillations do not show any compressional character.
- 4) The oscillations are detected almost inexclusively in the local time from 07 to 21 LT.
- 5) The period of the oscillations show a clear local time variation; the period becomes longer with increasing in the local time.
- 6) The period of the oscillations ranges from 40 to 170 seconds, and the peak to peak amplitude attains from 1 to 20 nT.
- 7) From the above results, observed oscillations are expected to be a second harmonic oscillation of a standing Alfvén wave

In addition to these characteristics of resonant oscillations of Pc4 obtained by the satellite situated near the magnetic equator, the satellite provides us different characteristics of the oscillation mode of Pc4 while the satellite was located about  $10^\circ$  from the magnetic equator during August 1974. The characteristics are summarized as follows;

- 1) The oscillations occur in transverse and compressional modes; the occurrence probability is almost same in both modes of oscillation.
- 2) The transverse mode oscillates dominantly in the east-west component.
- 3) The transverse mode occurs in the early morning sector, while the compressional mode in the dusk sector.
- 4) The period of oscillations does not indicate any clear local time variation.
- 5) The local time dependence of occurrence probability of these magnetic oscillations shows almost same character of the energetic proton oscillations with similar period ranges observed during June to September 1974 by ATS-6.

湯元清文・斎藤尚生・永徳昭人, 上出洋介

(東北大・理)

(京都産業大)

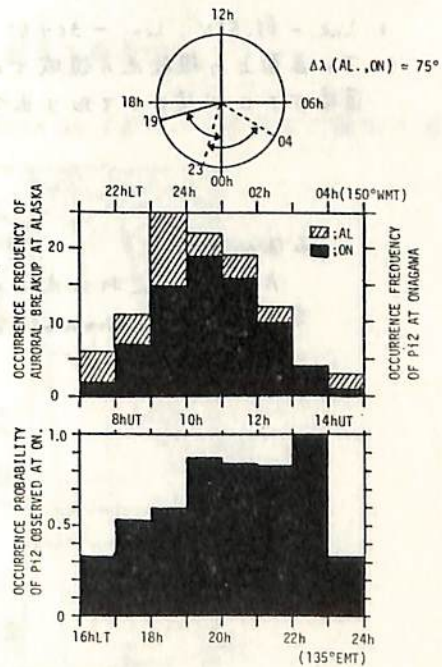
磁気圏物理学の中で最も基本的な擾乱現象である極域の auroral substorm の発生機構の解明について、低緯度 Pi2 が大きな役割を果たすことが知られている。ところで、Alaska chain station で同定された auroral substorm と、女川で観測された低緯度 Pi2 との対応に、IMF, AE, local time の効果が見られ、極域の auroral substorm と低緯度 Pi2 との関係は必ずしも単純ではない。

本研究は、Alaska chain station で確認された auroral substorm 105 events について中低緯度で観測される Pi2 の波動特性に及ぼす IMF と AE の効果を調べる事により、低緯度 Pi2 を用いた auroral substorm の解明を目的としている。解析では中低緯度の station として、Honolulu (Alaska chain 子午線上) と、そこから東西経度方向に約 75° はなれた Omagawa と Fredericksburg の 3 点が選ばれ、早起し磁力計記録が用いられた。

解析の結果として、以下に述べる事が明らかにされた。

- (1) 極域の auroral substorm と低緯度 Pi2 との対応において、pre-midnight 側の低緯度 Pi2 の方が、post-midnight 側より対応がよい。(第 1 図)
- (2) Auroral breakup の発生場所の磁気緯度と低緯度 Pi2 の dominant な周期は極域の Pi2 同様比例関係にある。
- (3) Westward electrojet (AE) の大きさと低緯度 Pi2 の dominant な周期は、中緯度 bay magnitude と同様比例関係にある。
- (4) IMF の  $B_z$  成分の大きさと Pi2 発生頻度とは逆比例の関係にある。
- (5) IMF の  $(dB_z/dt)$  の大きさと Pi2 の周期とは逆比例の関係にある。

本論文においては上記解析結果にもとづいて、低緯度 Pi2 の立場から見た auroral substorm の dynamics について言及する。



第 1 図



## Pulsating Aurora の特性的構造

山本達人, 小口高, AUVプロジェクトチーム  
東大理

1980年冬, 東大, 九大, UBCにより実施された, カナダでの Pulsating Aurora Campaignのデータのうち, All Sky TVデータ, 特に, 夕方側, expansion直後, 60band等と多様な構造を示した, 2月16日, Park Site\*を中心に詳しく解析を行なった。解析には, 写真管による 'Global Morphology' の検討の他に, 独自に開発した, 'Multichannel Video Sampler\*\*' を用いた, アナログ処理, 及び, A-D変換をした, デジタル処理も試みた。

主な解析結果は, 以下の通りである。

- (1) 夕方側の Pulsation は, 形状, 波型, 共に不規則であり, 全体として南向きの Drift を示す。
- (2) Auroral expansion の時点では, 既に leading edge の南側で, Pulsation が開始している。
- (3) Small scale の 60band では, 特徴的な streaming の様相を示す。
- (4) 60band の様な, 発達した構造を持つ Pulsation では, かなりの空間的範囲で 周期が一定している。

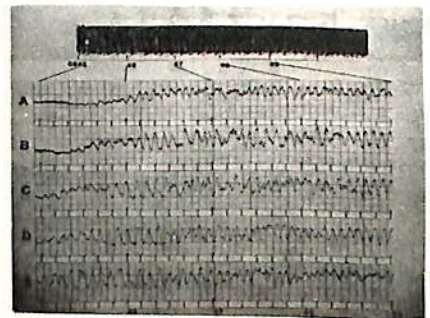
現在, Correlation, Coherency 等の統計量を Dynamic に表現し, 距離, 方向, 空間的構造による違いを詳しく調べる事を行なっている。

\* Lat. - 61.5°N, Long. - 309.5° geomag

\*\* TV画面上の複数点の領域での intensity の積分値を real time で Video 信号より直接アナログ値として取り出すものである。

・右図の説明

A ~ E に示される点での intensity 変化と Time position display。時間軸は, UTである。



國武 学 (東大理)

$P_i$  burst は, irregular な, 短周期成分を持つ, duration が数分の脈動現象で, substorm の onset 付近に, 極域で起こる。

その特性を調べることは, substorm のメカニズムをさぐる重要な手がかりの一つとなるだろう。

前回は,

1976年9月に, 5地点 (meridian chain) で得られた ULF data を解析し,

①  $P_i$  burst は 非常に localize している。(100km で 6dB 減衰する) [緯度方向に関して]

②  $P_i$  burst と, local な auroral expansion との対応が良く, その空間的 推移 にも対応がある。 という事を

報告した。

今回は,

1980年, 1, 2月にとられたデータを解析した。

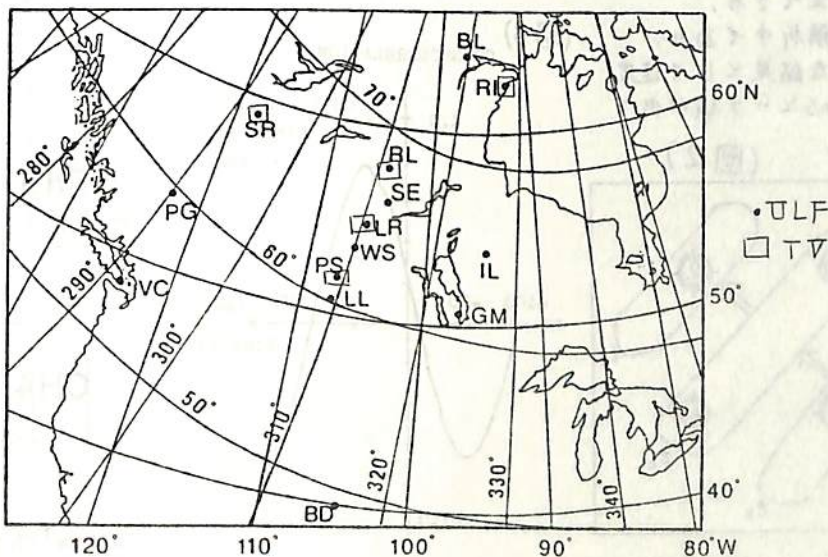
この観測点は, 緯度方向だけでなく, 経度方向にも分布している。

ULF は 13点, TV は all sky TV が 5点 という事で非常に広い範囲が cover できる。(F 図を参照)

前回は, 緯度方向での解析であったが, 上述の観測網により, 今回は 二次元的な,  $P_i$  burst の空間分布及びその時間的変化を解析できる。  $P_i$  burst の特性を二次元的に与えられる事は, オーロラとの関連を調べる上にも有益である。

このように, 今回は  $P_i$  burst を二次元的に解析した結果を報告する。

また,  $P_i B$  と  $P_i 2$  の関連,  $P_i B$  の諸特性 (polarization etc.) についてさらに解析を進める。



(移動速度の解析)

國武学 (東大理)

(序) flickering auroraは、オーロラ短周期変動の一つであり、大きさ数 km のパッチが非常に早い明るさの周期的変化を示し(数 Hz ~ 10 Hz)、auroral breakup の直前及び最中に、アークの明るい部分によく現われる事が知られている。

また flickering aurora は、移動、変形にも周期性を持ち、それは明るさの変化に同期していることは、すでに報告した。(第65回予稿集参照)

今回は、その周期的な動きに対して、新たに、multi-channel video sampler [東大、山本氏製作] を用いて解析を行ない、velocity (速さ、方向) を estimate した。その結果について報告する。

(解析方法) multi-channel video sampler により TV frame 中の指定された4点の Video 信号を取り出す。(図1) に典型的な例を示す。この図で明らかのように、各 channel 間に位相のずれが見られる。今までの解析結果を考慮すると、この位相ずれは、フリッカリングパッチの動きによるものと解釈できる。

簡単のために直線的なパターンが移動している場合を考える。

(図2)。時刻  $t_a, t_b, t_c$  と時間が経過するのに伴い、パターンが図のように移動するならば、

CH3 と CH1 間では  $t_b - t_a$ 、

CH1 と CH2 間では  $t_c - t_b$

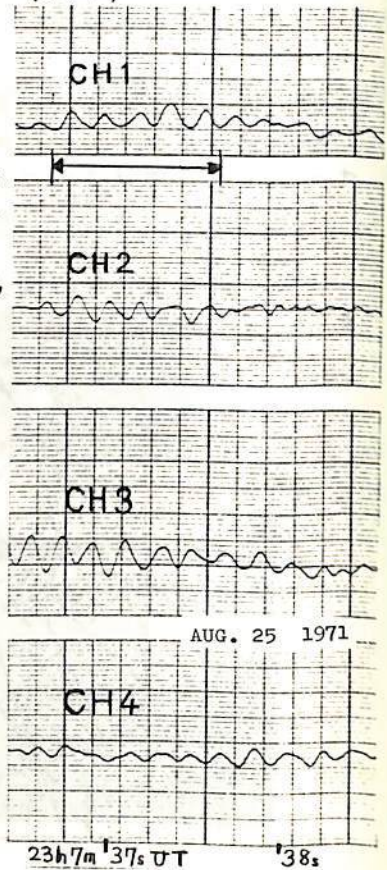
の位相ずれが生ずるであろう。

本解析において、位相ずれ (time lag) は、各 channel の信号間の cross correlation から求めた。(例として図1の  $\longleftrightarrow$  の区間の計算結果の一つを図3に示す)

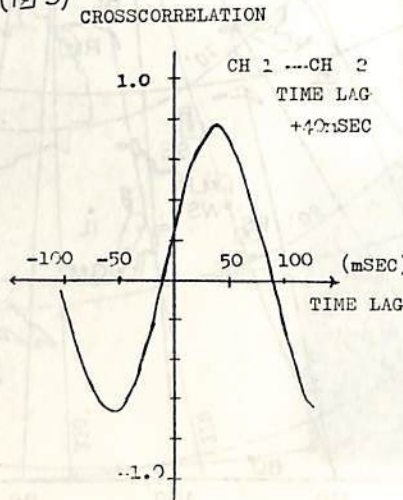
これらの time lag と電離層上での各点の距離から velocity (速さ、方向) を推定できる。

現在、解析中であり、preliminary な結果として速度  $50 \sim 200 \text{ km/s}$  という値が出て来ている。

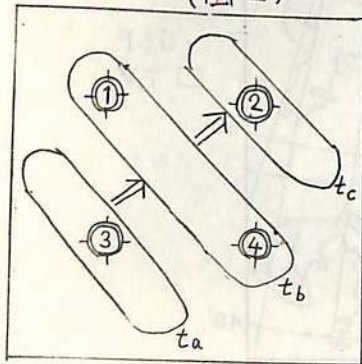
(図1)



(図3)



(図2)

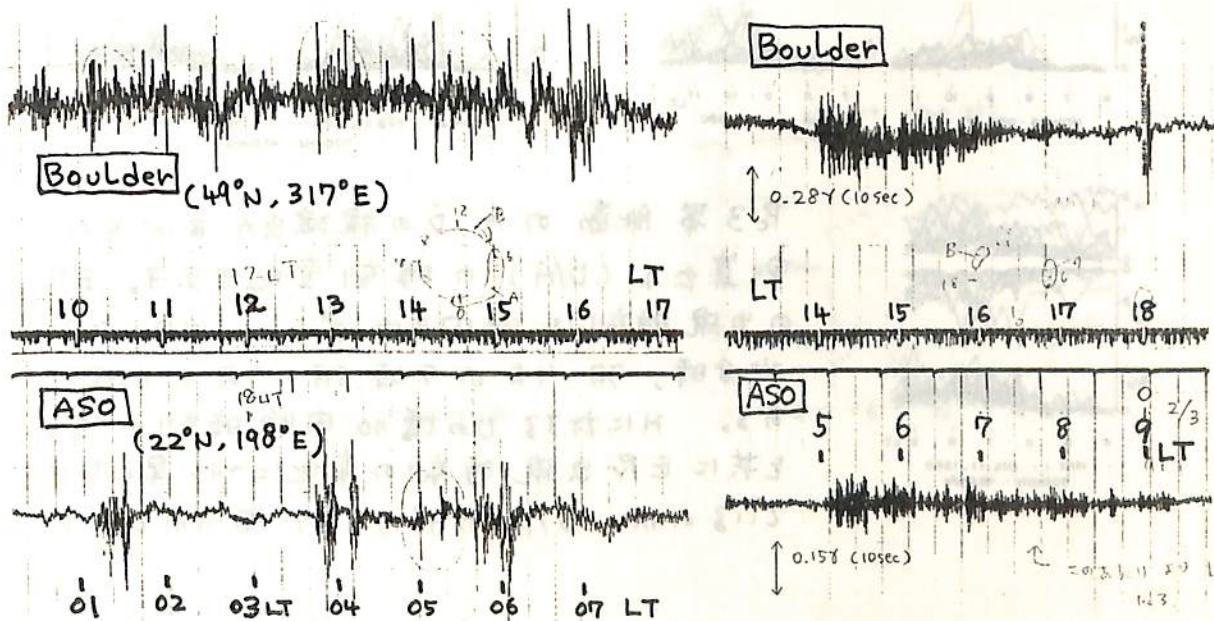


## 第 2 会 場

AUV プロジェクト チーム (坂 翁 行)

今年1月と2月の2ヶ月間のPAキャンペーン中に得られた Boulder の脈動データと その期間中の ASO の脈動データの比較とあこなった。ASO と Boulder では地方時で約9時間の差がある。ちがった経度の低緯度と高緯度でなく、低緯度対低緯度である為脈動の経度方向の広がりを知る大変興味深いデータとなった。定量的な解析までは進んでいないが、互いのチャート記録を比較した結果以下の事がわかった。

- ① ASO と Boulder の両者が昼半球に入ると P<sub>c</sub> 型脈動の相関が急に良くなる。(例えば下図右)
- ② 片方が異なる半球に在る場合 P<sub>c</sub> 型脈動に限って相関が悪い。このとき Boulder が夜の時 ASO ではその約1/3の振幅、逆に ASO が夜の時は Boulder ではその値より大、つまり緯度効果が大い。
- ③ Polar cusp でのオーロラの前ぶれとして出る P<sub>c</sub> 型脈動は汎世間的に観測される様である。
- ④ オーロラ帯 サブストーム P<sub>c2</sub> に対応する脈動は昼側低緯度まで見えて来ている様である。



II-2

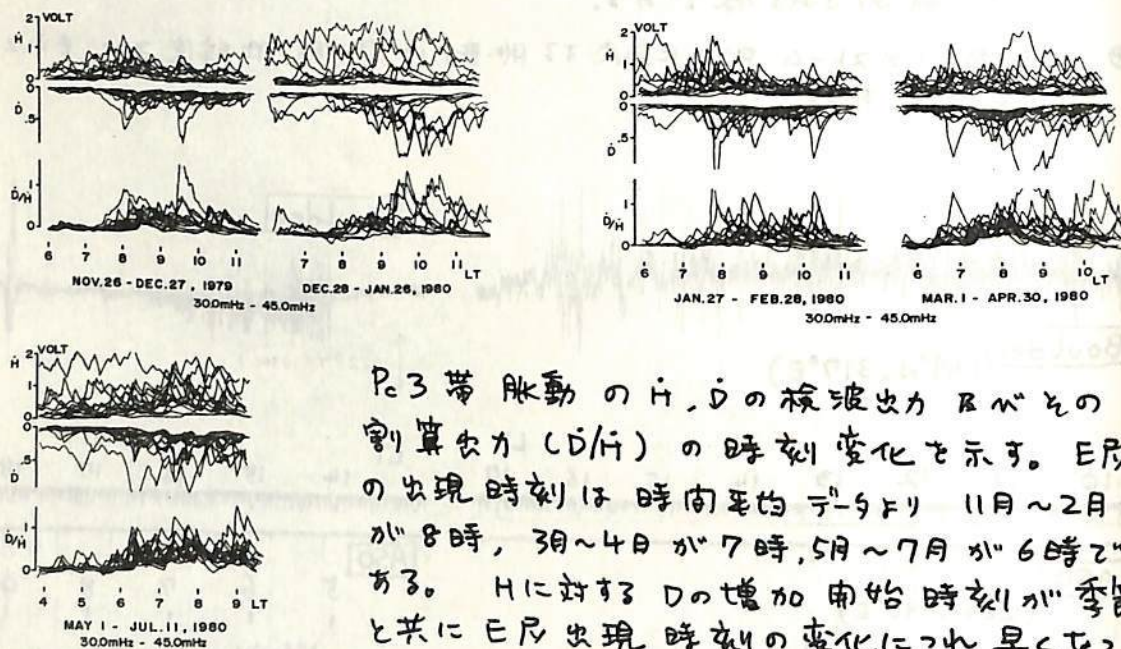
低緯度脈動 (Pc3, Pc4) に対する電離層効果

(阿蘇に於る長期観測の結果)

坂本 介, 糸長 雅弘, 下泉 政志, 北村 泰一  
(九州理)

日の出にともなう脈動への電離層効果の確認のため 1979年11月26日より1980年7月20日までの8ヶ月間 ASO に於いて脈動の連続観測をおこなった。その結果 ASO に於て脈動 D 成分の出現時刻は12月が一番遅く (9時) 季節が夏に向うにつれ早くなり7月では6時頃へと早まることになった。これは Pc3, Pc4 両帯域でみられた。(下図参照) この時刻の移動は E 層出現の年変化と一致する。

この事から ASO に於る脈動 D 成分の明け方の出現は電離層ホール電流による二次放射と考えるのが一番妥当である。D 成分振幅と H 成分振幅比 (D/H) は明け前に比べ明け後は3~4倍大きくなる。この結果は地上での脈動の偏波特性が電離層により強く変化を受けるとも意味する。



Pc3 帯脈動の H, D の検波出力及びその割算出力 (D/H) の時刻変化を示す。E 層の出現時刻は時間平均で 11月~2月が 8時, 3月~4月が 7時, 5月~7月が 6時である。H に対する D の増加開始時刻が季節と共に E 層出現時刻の変化につれ早くなるのが D/H のデータより明らかである。

## II-3

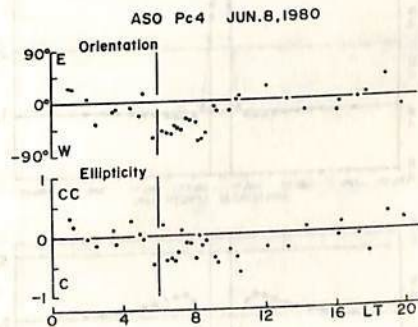
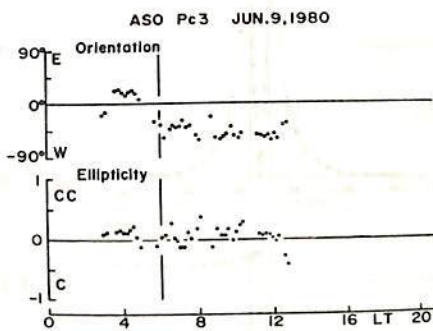
### 低緯度脈動 (Pc3, Pc4) の偏波特性

糸長雅弘, 坂筋介, 下泉政志, 北村泰一  
(九大理)

ASOで観測された脈動 (Pc3, Pc4) の大きな特徴の一つは、その鉛直成分が水平成分に比して極めて小さいことである。このことは、ASOでの total field (source field + induced field) が source field を忠実に長わしているということを示唆する。そうであるなら、ASOで観測された脈動を解析することにより低緯度脈動の特性を非常に良く理解することができよう。

このことを踏まえて、ASOで観測された脈動の偏波特性を調べた。下図はその例である。orientation angle は、水平面内偏波の長軸がH軸となす角度であり時計回りに測られる。ellipticity は、水平面内偏波の短軸の長軸に対する比でありその符号は反時計回りのとき正である。まずオーに気が付くことは、日の出 (~6h LT) に伴って水平面内偏波の長軸方向が南北方向から西向きに大きく傾くことである (日の出効果)。これは、日の出に伴うD成分の増大と直接関係している。一方、ellipticity は日の出前後でそれほど際立った変化をしない (ellipticity の大きさは比較的小さく直線偏波に近い)。低緯度脈動がE層電流により伝せられると考えると、この日の出効果は定性的には説明される。日の出に伴ってE層の電離度が変化すると、PedersenとHallの伝導度の比も変化する。この変化は脈動の偏波長軸の方向を変える。一方、E層は脈動に対しては異方性金属媒質として見なされ、電気伝導度の虚数部は無視される。そのため、ellipticity は日の出後も際立つ変化をしない。

本講演では、この日の出効果を含む低緯度脈動の偏波特性の詳しい解析結果を報告する。



II-4

地磁気脈動に対する大地の電磁誘導効果

— Model 計算 —

下泉政志, 坂新介, 糸長雅弘, 北村泰一  
九大理

地上で観測される地磁気脈動は、大地の局所的な電磁誘導効果の影響を被るが、特に、電気伝導度( $\sigma$ )の分布が、横(水平)方向に非一様な場合、地上で観測した脈動の持つ情報には、大地の $\sigma$ 分布に関する情報が混入し、入射場の情報は乱される。従って、脈動自体の特性を調べる時には、この事を考慮することが必要である。今回は、より複雑な(現実的な)状況における場合の手掛りとして、図1に示すような簡単なモデルを用いて、磁場成分の振幅、位相の変化を調べた。

簡単な為、2次元化( $\frac{\partial}{\partial z}=0$ )し、場は準静的であるとすると、電磁場はE、H-Polarizationに分かれるが、磁場成分に $\sigma$ の非一様性の影響を受けるE-Polarization ( $E_x, H_y, H_z$ )のみを考えた。例として、図1の $\sigma$ 分布における結果を図2に示す。 $\sigma$ 不連続の近傍では、垂直成分 $H_z$ が現われ、水平成分 $H_y$ の振幅、位相共に大きく変化することがわかる。従って、入射場の偏波特性は、 $\sigma$ 不連続の近傍では壊れてしまう。

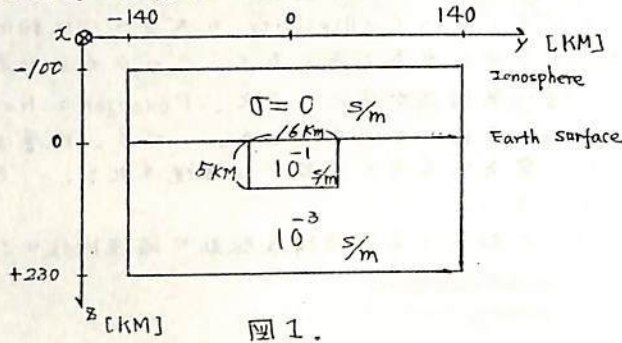


図1.

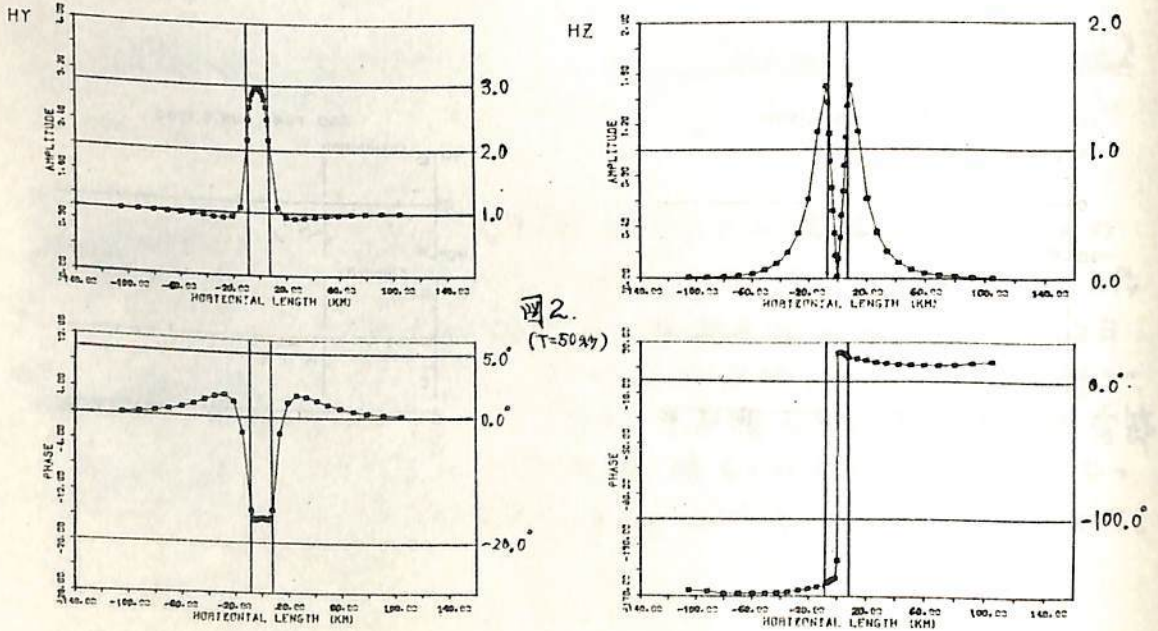


図2.  
( $T=50ms$ )



II-5

低緯度地磁気脈動に対する電離層効果 (II)

(大地からの反射波の問題)

下泉政志, 坂翁介, 糸長雅弘, 北村泰一

九大理

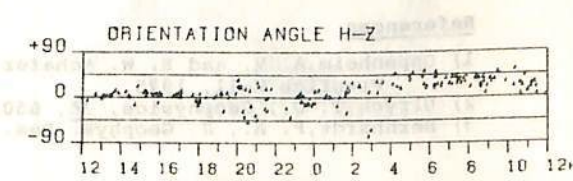
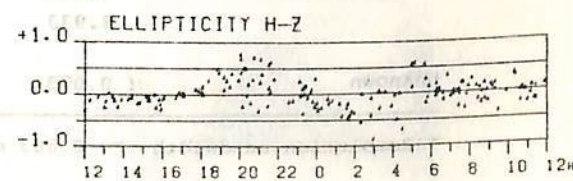
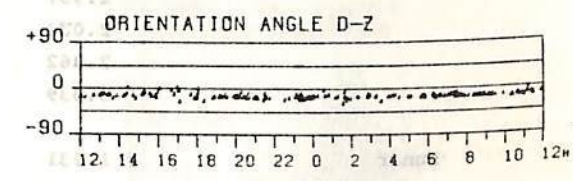
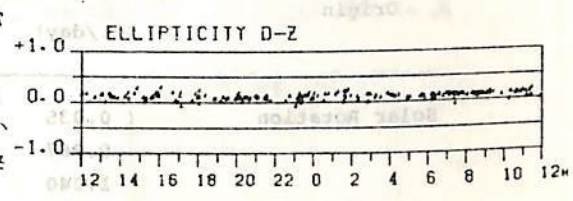
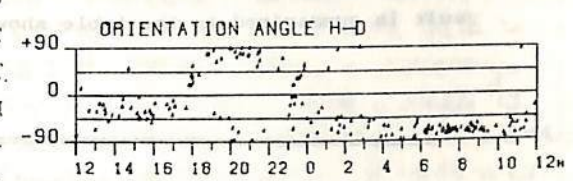
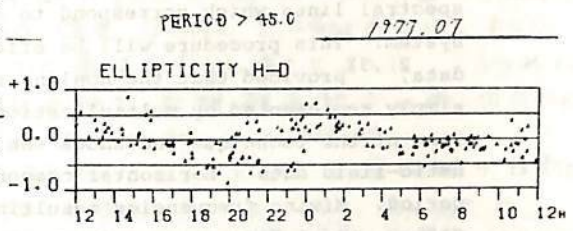
前回(1979年秋)に、女満別(MMB; 34°N)地磁気観測所において観測された周期が15秒から150秒の地磁気脈動(Pc4, Pi2)が、大地の電磁誘導効果(海岸線効果)を受けていると考えると、阿蘇(ASO; 23°N)とMMBに於ける source field は同一であり、MMBに於いても日出効果は現われているということだが、H-面内の偏波特性より確認される事を報告した。

今回は、誘導効果を simulate する際に仮定した電気伝導度分布として、より現実的なもの(大和田, 1972)\*を採用した。その結果は前回と変わらなかった。

さらに、今回はH-面内だけでなく、θ-Z, H-Z面内の偏波特性についても調べる。右図に、解析結果の一部を示しているがθ-Z面内の偏波特性に見られる特徴一経日楕円率ε(0.0~0.3), 方位角φ(-30°~0°)一は、主に、振幅比Z/Hが0.1以下である事に依ると思われるが、より詳しく調べる必要がある。

又、磁場の垂直(Z)成分の振幅について、計算値と観測値を比べると、計算値の方が小さいのである。この事から、source field 自体がZ成分を持っている可能性も考えられる。

\* Memo. Kakioka Mag. Obs. (1972) 14, 77



T. OKUZAWA

Univ. Electro-Commun.

Geomagnetic-field data contain mixing frequency components which are produced by nonlinear process in the solar-terrestrial environment. Multiplicative homomorphic filtering<sup>1)</sup> is thought to be useful to identify these components in the data. The aim of this technique is to remove the mixing frequencies from a cluttered spectrum, leaving only the spectral lines which correspond to external inputs to the geophysical system. This procedure will be effective for analyzing any geophysical data,<sup>2),3)</sup> provided that the nonlinearity in the geophysical system is simply represented by multiplication. The present paper gives an outline of the technique and shows the result of analysis on the geomagnetic-field data ( horizontal component ) at Kakioka during the IMS period. Mixing frequencies resulting from solar rotation, earth's rotation, tidal force, and unknown sources, have been isolated. The result is summarized in the table shown below.

Origin	Measured Freq. (c./day)	Theoretical Freq. (c./day)
Solar Rotation	( 0.035	$R_0 = 0.037$ ) -- 27 days
	0.967	$R_{1-} = 1 - R_0 = 0.963$
	1.040	$R_{1+} = 1 + R_0 = 1.037$
	1.957	$R_{2-} = 2 - R_0 = 1.963$
	2.034	$R_{2+} = 2 + R_0 = 2.037$
	2.962	$R_{3-} = 3 - R_0 = 2.963$
	3.039	$R_{3+} = 3 + R_0 = 3.037$
Lunar	( 1.931	$L_0 = 1.932$ ) -- so-called L2
	0.932	$L_{1-} = L_0 - 1 = 0.932$
	2.933	$L_{1+} = L_0 + 1 = 2.932$
Unknown	( 0.073	$X_0 = 0.071 \sim 0.073$ )

\* Resolution bandwidth = 0.003 c./day

#### References

- 1) Oppenheim, A. V. and R. W. Schaffer, Digital Signal Processing, Ch. 10, Prentice Hall, 1975.
- 2) Ulrych, T. J., Geophysics, **36**, 650, 1971.
- 3) Bernhardt, P. A., J. Geophys. Res., **83**, 5212, 1978.

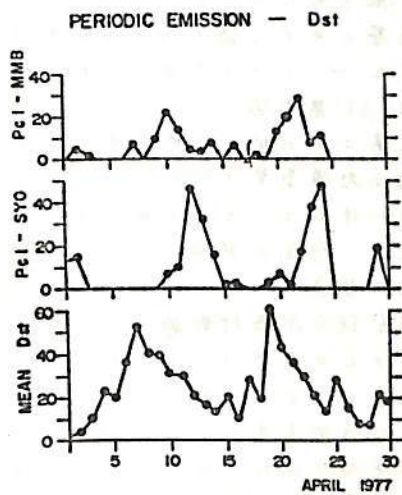
中低緯度及び高緯度における Pc1 脈動の  
特性の対比

外谷 健\* 河村 謙\* 桑島 正幸\*  
福西 浩\*\* 平沢 威男\*\* 鮎川 勝\*\*

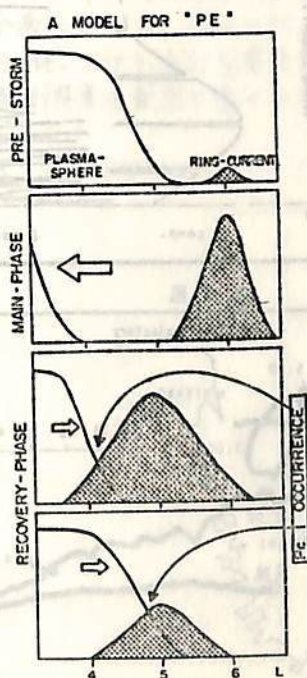
\* 地磁気観測所 \*\* 極地研究所

極光帯における Pc1 は大きく分けて 3つのグループに分ける。1つは HH chow  
でありこれは出現頻度にして全体の約 50%以上を占める。2つめは Periodic  
emission であり (以後 PE と呼ぶ) これは従来 "pearl" と呼ばれていたものに  
対応し 中低緯度 Pc1 と同じグループに属するものと考えてよい。3つめは  
IPDP, Morning IPDP, Dist といった種々のもので出現頻度が少ないがそれぞれは  
興味あるものであり、ここでは一応 "その他" のグループと呼ぶ。

PE については 中低緯度 Pc1 に対応するものであることは出現時間の日変化  
や中心周波数がきわめて似ていることから示唆される。又 Ring current の  
消長ともより相関がみられる。図 1 は 中低緯度の観測点 女満別 (MMB)  
と高緯度の観測点 Syowa Station (STO) における PE の出現頻度と  
Dst index との関係を調べたものであるが、PE が storm の recovery  
phase に多く出現している傾向が明らかである。しかし出現の peak は  
MMB が main phase から 2~3 日後であるのに対して STO では 4~5 日後に  
みられる。この差は 図 2 のおける schematic な model で 定性的には  
説明できるが、これをさらに定量的に吟味していくことを試みる。



(図 1)



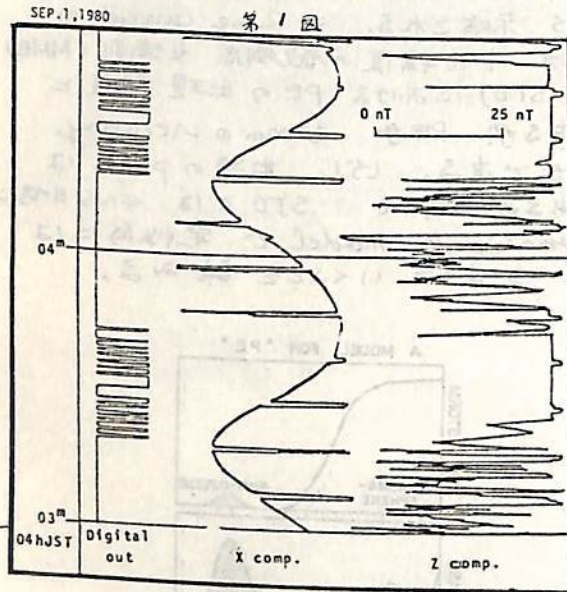
(図 2)

昭和55年度大気球磁場観測

加藤愛雄・斎藤尚生・橋元清文・田村忠義(東北大 理)

瀬戸正弘・赤間芳雄(東北工大)・永徳昭人・山内美佐子(東北大 理)

【大気球観測の目的と前回の実験】 我々の研究グループは、人工惑星による惑星間空間磁場測定を当面の目標に置き、新しく高感度RING-CORE磁カ計の開発を計画的に行ってきた。その第4次計画として、1979年9月にRING-CORE磁カ計を大気球に搭載し、磁場観測を行った。この観測ではRING-CORE磁カ計の飛翔体搭載用磁カ計としての性能試験を第一の目的とし、例えば、高度25km、飛距離464km、滞空時間37時間など、日本最初のRING-CORE磁カ計による大気球での観測として達成された。また時間的・空間的な地磁気異常の原因の広がり等を調べることを第二の目的とし、この点では、日本海溝東方に大きな負の地磁気異常を見出し、このことから日本海溝を境にして地殻が急に厚くなりかつ東方に落ち込んでいることが発見されたことにより達成された。

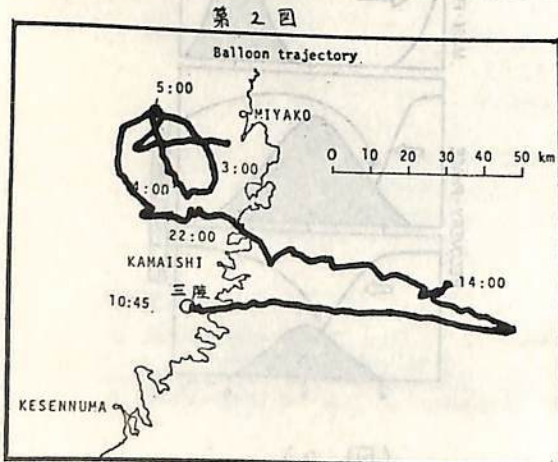


第1図

【今回の大気球観測実験】 前回の大気球観測で得られた知見を基に、今年(1980年)8月31日10時45分JST、再度大気球観測実験を行った。今回の目的は第一に前回の経験に基づき飛翔体搭載用磁カ計としての改良であり、その改良点は次の二点である。

- (1) 大気球の揺れ、回転等は地磁気変動の解析上大きな問題となるため、SPIN STABILIZER方式を用いて不規則な揺れを定常化し、ジンバル機構を取り付け揺れを補償した。
- (2) 限られたテレメータチャンネル数や周波数帯域の中から最大限の情報を得るため、デジタル—アナログ混合出力による伝送を行った。(第1図)

また第二の目的は、昨年発見された日本海溝付近の地磁気異常の分布が、日本海側でどのように伸びているかを調べることにあった。



第2図

【結果】 今回の実験の二つの目的のうち、磁カ計の改良については成功した。東京大学宇宙航空研究所西村教授及び三陸大気球観測所の皆さ人の御尽力にもかかわらず、本年の異常気象のため大気球は日本海に達せず(第2図)第二の目的も果たせなかつた。だが、来年度の大気球実験では日本海方面へ大気球を飛ばせて、日本海溝から日本海までに至る広範囲の磁気測量を行う計画を立てている。

大気球搭載用RING-CORE磁カ計の出力部の特徴等の詳細については、ポスターセッション会場でご報告する。

S-310-5号機による電離層電流系の観測

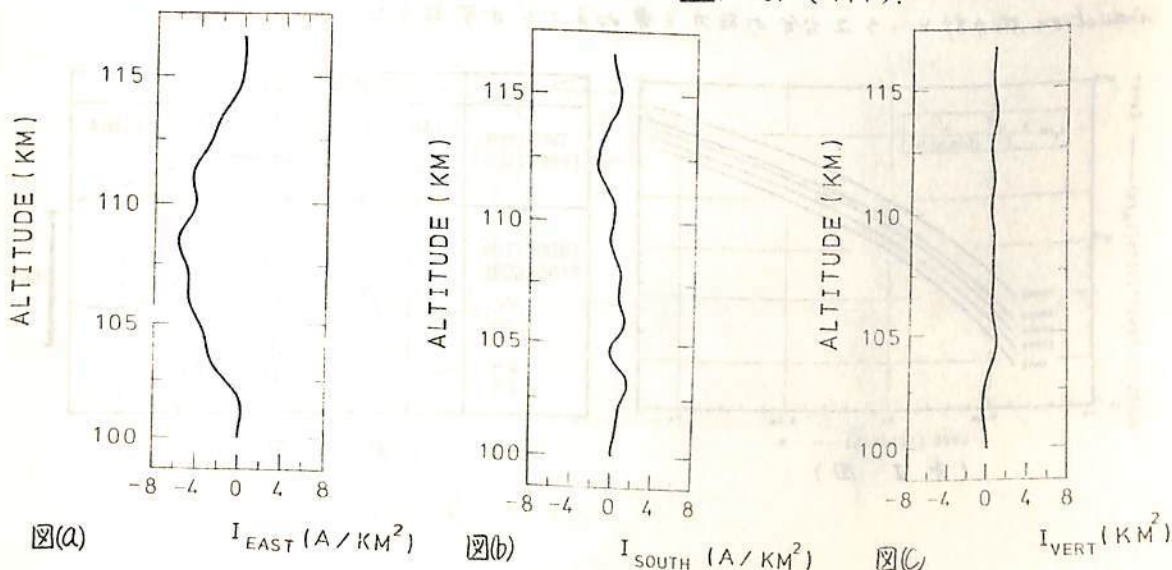
小川 徹、北野 正雄、教崎 芳  
(京都大学工学部)

S-310-5号機は電離層の総合観測を目指して、1979年1月31日午前11時(JST)に打上げられ、我々は光ポンピングセシウム磁力計による電流系の観測を担当した。最近磁力計センサーを含む飛翔体磁場観測システムの進歩により、中緯度のような弱い電流系についても精密な観測が可能になって来たが、今回の観測目的は次の通りである。(1)高さ分解能を大きくして電流の詳細な高さ分布を明らかにする。(2)K-9M-32号機により、中緯度の夕方時に初めて観測された $S_q$ 電流の第2層が電流最大時の午前11時頃にも存在するかどうかを観測する。(3)K-9M-55号機により、秋分附近で初めて観測されたfield-aligned currentの水平拡散によると思われる電流を冬期に観測する。(4)ベクトル磁力計により電流の3成分を観測する。(1)~(3)については以前に報告したので、今回は(4)について観測結果を報告する。

ロケットのスピン周期は1.15sec、コーニング角は $\pm 21.5^\circ$ であった。当日の鹿屋のマグネットグラムによれば、ロケットは $S_q$ 電流の中心のほぼ真北を飛翔したと思われる。また、 $K_p$ -indexは4、 $S_a$ は144.0であった。下降時にバイアス磁場を印加してベクトル観測を試みた。データ解析はロケット座標での観測値を地球座標に変換し、reference fieldと比較する方法を用いた。以下グラフィックディスプレイにより種々のパラメータを決定しつつ計算した結果をのべる。磁場のX成分(北向き成分)は電離層の上下に約 $\pm 27mT$ の磁場変化が明瞭に認められる。Y成分(東向き成分)は高度により変動がかなりあるが電離層の上側ではやや減少し、下側ではやや増加している。またZ成分(下向き成分)は観測誤差の範囲で変化がなかった。以上3成分から電流の各成分をおさめたものが(a),(b),(c)である。東西成分は西向き電流が高度108kmで最大 $6A/km^2$ に達し、高度102kmから114kmまで分布している。これに対し南北成分は高度変化が大きい、やや北向き成分が卓越している。従ってロケットは $S_q$ 電流系の中心北側のやや東側を通過したこととなる。また上下成分は観測誤差の範囲で零である。

参考文献

教崎、北野、小川：東大宇宙航空研報告 15, 431 (1979).



高藤尚生・湯元清文・田村忠義  
(東北大・理)

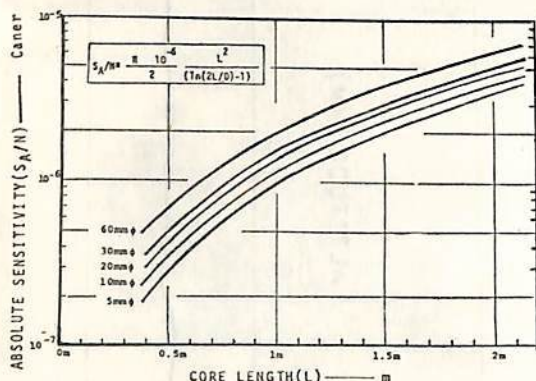
我々の研究グループは人工感星・Rocket・Balloon等の飛翔体搭載用・地上常時観測用及び野外可搬観測用のRing-core磁力計・微分型磁力計の研究開発を継続的に行っており、本講演ではそのうちのSearch coil方式およびInduction Ring-core方式による可搬型ULF磁波記録装置について報告する。

(1) Search coil方式

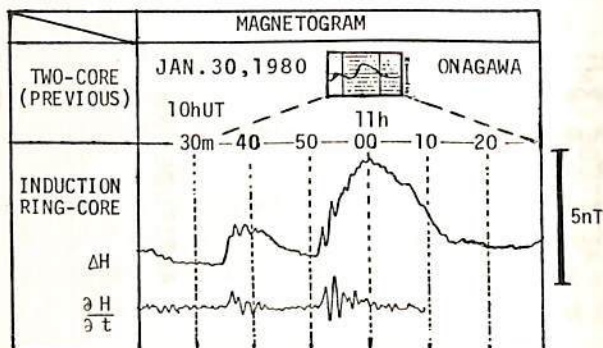
一般に地磁気変動の振巾は、 $Pc1$ から $Pc6$ までのULF磁波、substorm、日変化、磁気嵐に至る $10^6$ 程度の中広い周波数rangeに亘ってfrequencyに逆比例するspectrumを持つているので、この意味ではsensor部分で始めから全部微分されるinduction typeつまりsearch coilの方が優れている。ところで、常時観測・野外可搬観測・飛翔体搭載観測など外部磁場及び観測状況の非常に異なる場においては、その場に最もふさわしいinduction sensorを如何に設計するかは問題になる。今、core lengthに対してcore diameterをparameterにした時のpermalloy coreの絶対感度曲線は図1に示す様に長さは長い程、core直径は大きい程感度が高くなる。そこで、長さ・core直径の異なる種々のsensorを製作し、絶対感度が理論通りになっているか充分観測できることを確認し、pick-up coilの新しい構え方を採り入れ、常時観測用(2m, 20φ)・野外可搬観測用(1m, 20φ)及び飛翔体搭載用(40cm, 5φ)のinduction sensorを製作し良好の成績を収めた。

(2) Induction Ring-core方式

我々は飛翔体搭載を目的とした小型軽量のRing-core磁力計の開発を行ってきたが、小型軽量の上、passiveなSearch coilに比べてNoise対策を行い易いRing-core sensorの特徴を生かして、Induction Ring-core磁力計の開発をも並行して行って来た。基礎実験の後端で図2に示す様な高感度( $1.2 \times 10^{-3} \text{mT/mm/sec}$ )でその記録することになったので、現在出力dataの周波数特性として、 $f$ に逆比例する様なInduction Ring-core磁力計を本製作中である。この可搬型磁力計1台により、従来のfluxgateおよびinduction磁力計という又台分の能力を兼ねることが可能となる。



(図 1)



(図 2)

青山 巖 ・ 石井 洋 ・ 西口正幸 ・ 山河 仁  
東海大(工学部)

これまでに使用して来たフラックスゲート磁力計の精度向上と小型軽量化をはかるため RC-20-81-12 (Inconel type) の組成の Ring Core を用いて基礎実験を行なっている。本実験の一つの目的は Core の励振方式について基本パラメータを求める事にある。即ち励振周波数, 電流, 電圧の最適値を決定することがより高精度の磁力計を作るという意味で近道であると考えられる。Ring Core を矩形波で励振し周波数-電流波形を調べた。一方 B-H 曲線より求めた周波数特性を Fig.1 に示めてある。これにより最適周波数は 12.5 KHz と決定することができる。以下の各パラメータについて (pick up Coil に Pararel につけるコンデンサ-容量, 電流値, 電圧値) は S/N 比を基に決定した結果。

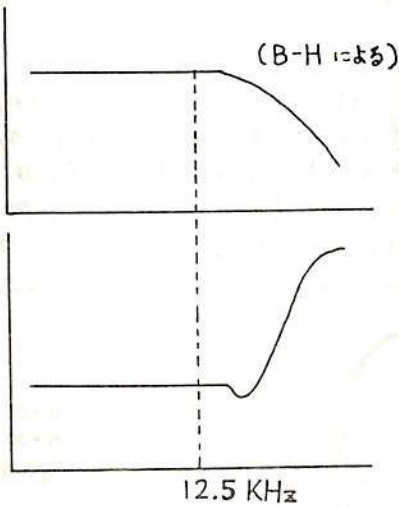


Fig.1

- 電流値 ----- 14 mA<sub>pp</sub>
- 電圧値 ----- 28 V<sub>pp</sub>
- コンデンサ容量 ----- 3.8 nF

を得た。  
尚 実験した回路のブロックダイヤグラムを Fig.2 に示す。

この磁力計の特性は同時に ADKIN (FoMI-100) によって比較測定を行ないその結果についてもふれる。

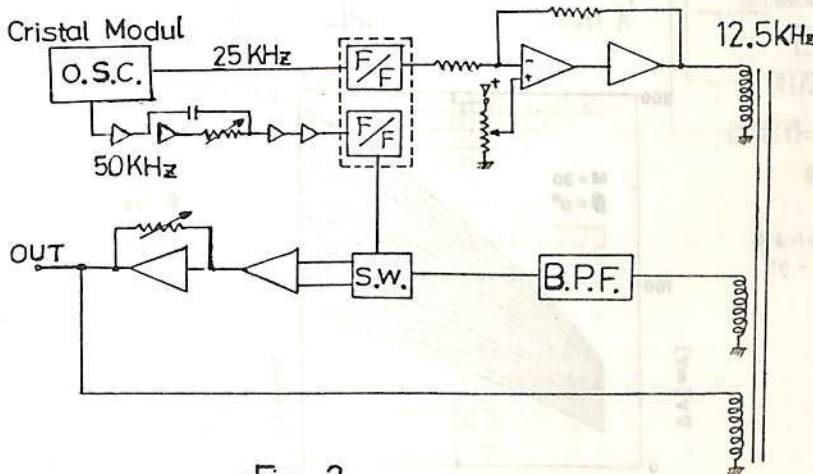


Fig. 2

図的処理による迎撃電圧トラップ(R.P.A.)のイオン温度算出法

南 繁行 梶 四郎 竹屋 孝夫  
大阪市大工学部

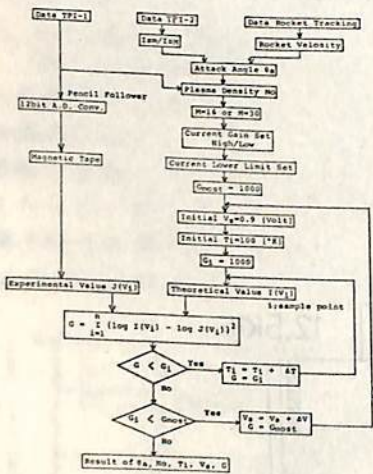
R.P.A. によるグローブ特性からイオン温度を決定するために、通常未知パラメータを最通フィットさせる計算機ループが用いられている。イオン質量M、飛行速度 $V_R$ 、グローブアタックアングル $\theta$ が既知としても、ロケット基準電位 $V_S$ とイオン高度 $T_i$ の第1図に示す計算ではかなりのCPU時間を必要とする。ここで提案する方法は、グローブI-V特性から図的処理により簡便に $T_i$ を決定しようとするものである。一般に用いられる記号によれば、グローブ特性は、減速度値 $V_R$ として次の様にとらえられる。

$$I_i = eNS \int_v v f(v) dv = eNS \int \left\{ \frac{\cos \theta_a}{2} (1 + \operatorname{erf} x) + \sqrt{\frac{KT}{2Xm}} e^{-x^2} \right\}$$

where

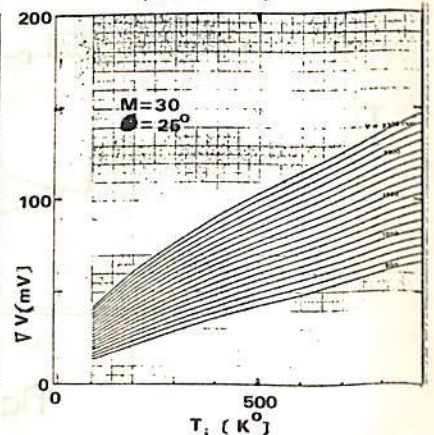
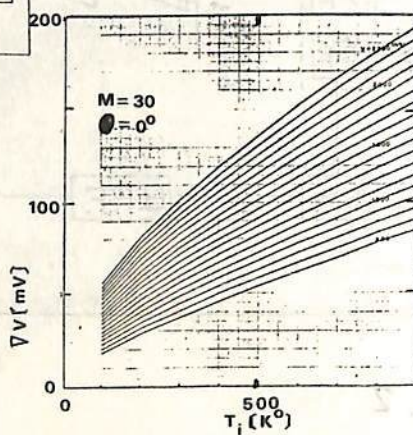
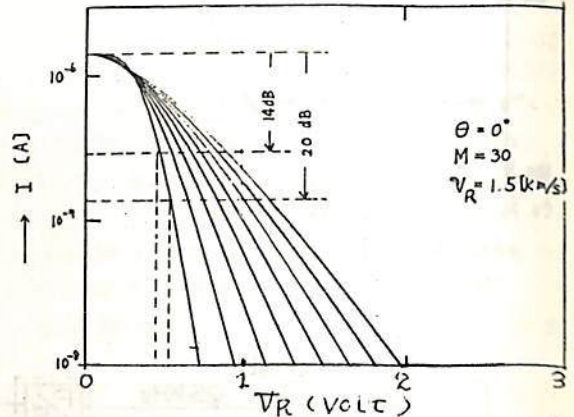
$$x = \frac{m}{2KT} (v_0 \cos \theta_a - \sqrt{\frac{2e}{m}} \sec^2 \theta V_R)$$

第2図はその数値計算例である。この特性の傾斜をイオン飽和電流より14dBと20dB減少したときの電位差 $\Delta V$ としてイオン温度との関係を示した。細いM,  $\theta$ ,  $V_R$ に基づき $\Delta V$ と $T_i$ の表をつくった。第3図はその一例である。この方法で求めた $T_i$ は、昨年訂正されたK-9H-67号機のR.P.A.の計算機にF3方法と高度100から150kmの範囲で比較して数%の精度で一一致した。この方法はMが既知の場合、大量のデータを短時間で解析するのに適していると考えられる。



第1図 最通フィットによる計算機処理ループ

→ 第2図  
I-V特性から  
図的処理で温  
度を決定する  
方法



第3図 第2図の $\Delta V$ とイオン温度の関係チャートの例



Geomagnetic Field Dependence of Electron Collection  
in the Accelerating Probe Region

K.I. Oyama, K. Hosoya and K. Hirao

*Institute of Space and Aeronautical Science  
Univ. of Tokyo*

Abstract;

Laboratory experiment was carried out to see the geomagnetic field dependence of the electron collection by means of 13 cm length  $\times$  3mm diameter cylinder probe with two guard electrodes attached to the both ends of the cylinder probe. Angle between the probe axis and geomagnetic field is changed from  $0^\circ$  to  $90^\circ$ . Ar. gas pressure is changed from  $1 \times 10^{-4}$  torr to  $1 \times 10^{-5}$  torr. Plasma density of  $10^4 \sim 10^5$  ele/cc is produced by means of back diffusion type plasma sources. Our preliminary conclusions are;

Electron current collection in the accelerating region is remarkably influenced even in the presence of earth magnetic field and the collection is controlled by plasma density, temperature, and electron gyroradius. However background pressure also seems to control the electron collection. Electron density measurement by means of Langmuir probe should be carefully treated in space plasma.

References;

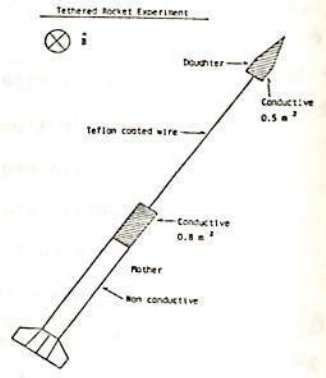
Szuszczewicz, E.P. et al; Magnetosheath effects on cylindrical Langmuir probe,  
NRL Report 3683, 1979.

Laframboise, J.G.; Theory of a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma,  
*Physics. Fluids*, 19, 1900, 1976.

による Tethered Payload Experiment

平尾邦雄 河野信村, 小山若一郎 佐々木進, 渡辺勇三, 八木康之, 赤井和寛, 甲井豊, 大村辰蔵 (東大宇宙研)

新しい分野の Active 実験のひとつとして, 親子ロケットをワイヤをつけた母子宇宙空間を分離し, 両ロケット間に高電圧を印加して, 広い範囲にわたって電離層擾乱をひきおこす実験 (Tethered Payload Experiment) が本年1月 K-9M-69 号機で初めて試みられた (第1回). 本実験の目的は, ワイヤに付する V x B 起電力の測定, 高圧印加による電離層レスポンスの測定及び帯電現象の研究である. これらの目的を達成する為, 搭載機器としてはワイヤ展開機構以外に, 小型電子銃, 粒子測定器, チャージアローケ, フローティングロープ, 波動受信機が搭載される. 本研究は, 米国 Utah 州立大学との共同実験として行われており, チャージアローケ及びワイヤ電圧印加部分は, Utah 州立大学が開発を行い, ている. K-9M-69 号機の結果を基に, 明年1月 S-520-2 号機で同様の実験を行う為の準備を現在行, ている.

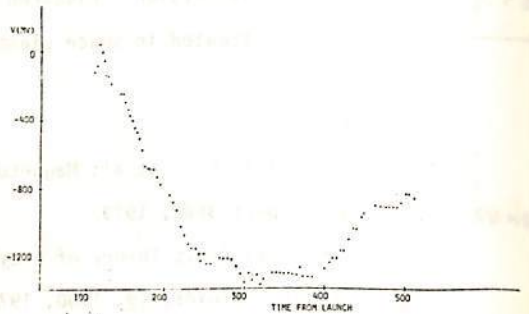


オ 1 図

1. K-9M-69 号機 TPE 実験結果

本年1月16日正午に打上げられ, 高度174 km で親子分離を行, った. 分離は 50cm/s で行われ, 展開したワイヤの長さは, 38m ~ 60m である.

- (1) V x B 起電力... 第2回に測定された V x B 起電力を示す. 測定値は, 地球磁場とロケット速度とから予想される値とほぼ合致している.
- (2) 親子間電圧印加に対するレスポンス... 高圧印加は, 大気圏突入直前の1回のみである. したがって, 親ロケットに搭載された高電圧掃印用ケミコアアローケ (±100V) に付する親子連絡系のレスポンスが全飛行中得られた. これらを基に,



オ 2 図

- 親子ロケットを電極として電圧電流特性が取得できた. これは, 親子ロケットシステムを巨大な非対称なダブルロープと考えた計算結果と合致する.
- (3) 親ロケットからの電子ビームに付する, ロケット電位の変化が得られた. 得られた値は, これ迄の電子ビーム放出実験で得られた値と類似している.
- (4) 電子ビーム放出中, VLF帯でのフロントバンド波動の励起がみられた. 又, 飛行中ホイスラーが検出されたが, これが TPE 実験の結果かどうかを現在解析中である.
- (5) 電子ビーム放出中 HF帯で UHF の励起がみられた.

2. S-520-2 号機 TPE 実験計画

- 次期計画では, K-9M-69 号機実験の結果から次のような改良を施して実験を行う.
- (1) ロケットの親ロケットからの相対位置を正確に検出する為, 親ロケットに CCDカメラを搭載する.
  - (2) 正確なロケット電位を計測する為, 展開型フローティングアローケを用い, 電位の空間分布を計測する.
  - (3) 新たに, 親ロケットに流入する電流の空間分布を測定する為, 多電極ロープを搭載する.

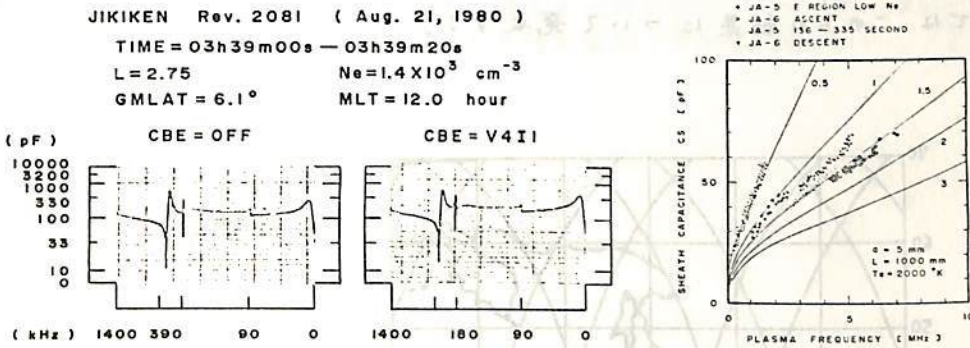
Utah 州立大学との日米共同実験として行われている本研究は, 明年秋には米国のロケットを用いて S-520-2 号機と同内容の実験が行われることが計画されている.

インピーダンスプローブによる観測計画  
(昭和55年度第2次飛翔実験の目的)

渡辺勇三\* 江尻全機\*\* 大林辰蔵\*

\* 東京大学宇宙航空研究所 \*\* 国立極地研究所

[1] K-9M-69号機(1980年1月16日12時00分)に搭載されたインピーダンスプローブのプローブ電位が電子ビーム放出実験(河島研)時に変化したことからシース容量値の特性の検討の結果明らかとなった。EXOS-B衛星でも同様の結果が現われた(図左)。一方、極域電子降下領域では降下粒子がプローブ表面に付着して帯電しプローブ電位が降下したことがS-310JA-3, 5, 6号機(大森研提供)によって調べられた(図右)。1984年のEXOS-C衛星に先駆けてオーロラ電子によるプローブのバイアス効果について検討を試みる。



[2] K-9M-72号機(1981年1月26日11時00分発射予定)に搭載されるインピーダンスプローブ実験では中低緯度冬期日照時の電子密度の高度分布を測定し、かつ、スピンに基づく測定値の変調効果を利用してプローブのスピン位置を定めて(大林研)、ウェイクに対する電子温度プローブの特性の検討を行なう(平尾研)。K-9M-62号機の場合のプローブと地球磁場との角度とMPR共鳴との関係などを報告する。

[3] S-310-9号機(1981年1月22日6時52分発射予定)では冬の日出直前の電子密度分布が測定される。太陽EUV放射に基づく電離生成率の高度分布が特異な様相を示し、かつ、領域の中性大気風による荷電粒子のドリフト効果が作用してイオンの集積層、すなわち、M層などが生成し得るので簡単に予測できないが夜明け前の貴重な密度分布が期待される。日没時と日没後の夜間の観測例を用いて考察を行なう。

[4] S-520-2号機(1981年1月29日16時00分発射予定)にはインピーダンスプローブを改良したスイープ型のHF波動受信機が搭載されて *Fethered payload* 実験(平尾研・河島研)と電子ビーム放出実験(河島研)時の子ロケット周辺のプラズマ波動(UHR波, nFHz波, 地上局電波など)の観測が行なわれる。測定結果は周波数スペクトル、および、ソナーグラムの形で調べられる。

河野長 (東大理), 柳沢正久 (宇宙研), MAGSAT 研究班

地球磁場探査衛星 MAGSAT は  $\sim 6$  nT という高精度で全磁力及び地球磁場の三成分を 1979年11月から 1980年6月まで測定した。その高度は 200~500 km と低く地殻あるいはマントル上部に起因する磁気異常を調べることができた。

1979年11月2日, 3日の日本付近を通る MAGSAT の軌道は 図1のようになっている。我々はこれらのパスによって磁気異常の検出を試みた。学会ではこれらの結果について発表する。

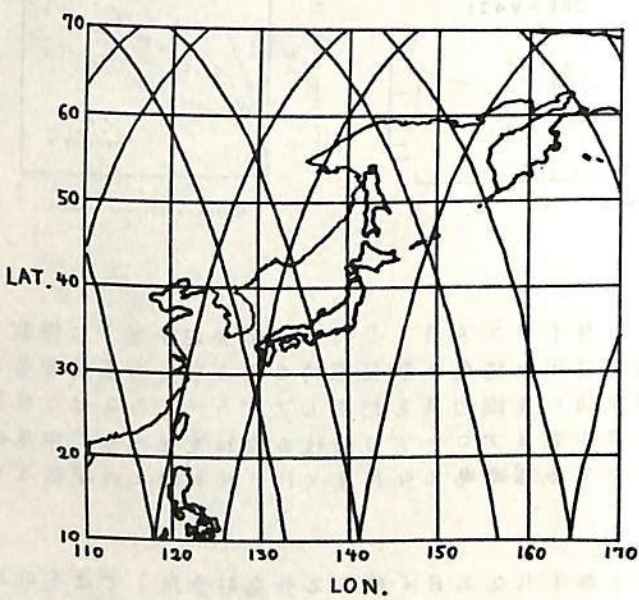


図1 : 1979年11月2日, 3日の日本付近を通る MAGSAT の軌道。

## 歌代慎吉

## 海上保安大

先の学会に於て報告して来た日本近海の地磁気積年変化について更に1976年より1978年迄のデータを用いて研究した結果について述べる。

日本近海に於ける地磁気積年変化の様子は1973年頃より急激に変わって来た。即ちHでは減少から増加に、又F, Zも減少から増加に転じた。従つて積年変化図に於けるパターンは著しく変化した。その後1975年以降について積年変化の様子を調べた。

解析に用いた日本周辺のスウェーデン地磁気観測所はマクーツク, マグダレン, イルクーツク, サハリンスク, ウラジオストク, 女満別, 柿岡, 下里, 鹿屋, モンテンルバ, グラム, ポートモレスビーである。地磁気成分(D, H, I, F, X, Y, Z)について1975, 1976, 1977, 1978の各年の積年変化図を求め、その変動の様子を調べた結果フィリピン, インドネシアを中心とした積年変化の異常帯が更に北上して来たことが解つた。

河村 謙・小池 捷春  
地磁気観測所

地震予知研究計画に基づき、全国 13ヶ所に展開されたプロトン磁力計による全磁力連続測定が行われ、柿岡に対する夜間の全磁力差によって、地磁気永年変化の局地的異常の監視が行われている。

前回筆者らは、この全磁力夜間値には、それぞれ数  $mT$  の June Solstice に  $max$  と  $min$  の一半年期項と Equinox に  $min$  と  $max$  の半年期項が存在することを指摘し、柿岡に対する全磁力差には、これら 2つの項の主として磁気緯度の差による地域差が重なる。前者は太陽に対する自転軸(従って磁軸)の傾きによる夜側の ring current の位置の季節的変化により、また後者は磁気活動度 ( $Dst$ ) の統計的な季節変化に原因する。

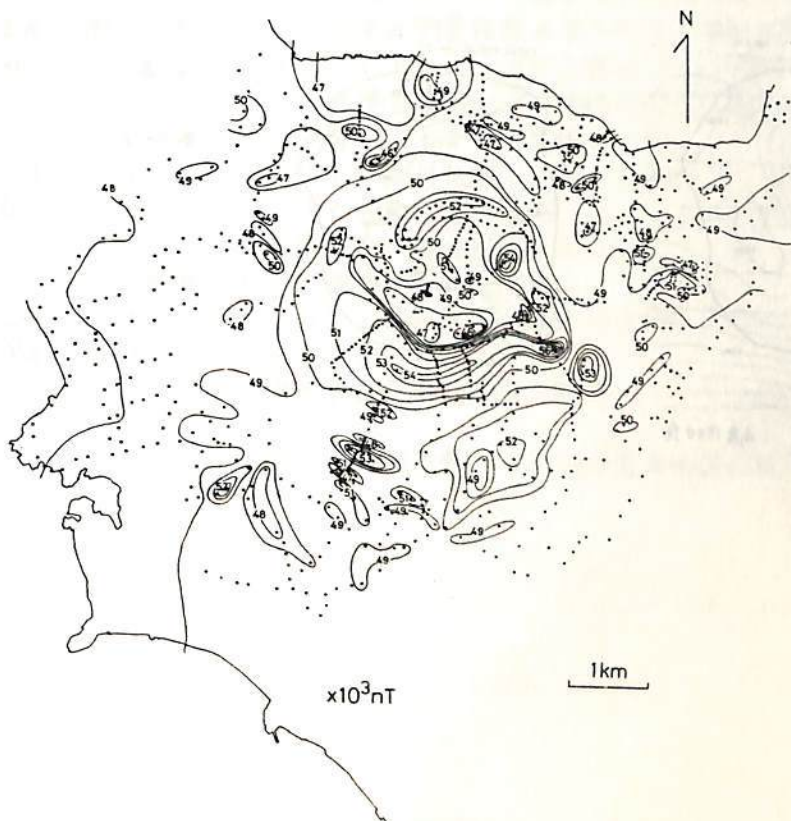
これらの項の存在が、全磁力地域差による永年変化異常の監視を困難にしていると考えられる。筆者らは  $Dst$  を用いてこれらの項の補正を試みた結果を報告する。補正後の全磁力平均値(各月の)の normal curve からの差の標準偏差は、未補正時のそれに比べ  $1/2$  に減らせる。

宮嶋衛次・西田泰典・前川徳光  
北大 理

1978年秋の本学会において有珠山およびその周辺の磁気測量結果を報告した。その後測定を追加することにより、測定点数は合計1018点にも反んだ。追加の目的は2つ有る。1つは前回測定し残した、西丸山、大有珠の屋根山の下にも溶岩が存在しているかどうかを確かめることである。その結果両者共2000 nTを越す正の異常が観測され、潜在溶岩の復活であることが確かめられた。2番目の目的は前回報告した有珠山南斜面に観測された正の異常分布をより明確にすることにある。その為に更に斜面を最峻下降する2測線の測定を行った。測定の結果、その2測線にも山腹に正異常が認められ、下図の如き帯状の分布が明らかになった。このような帯状の正異常は、帯磁の強い玄武岩質外輪山溶岩で構成されている山体の中央部が比較的弱い帯磁の物質で置き換えられE構造を考えれば非常に良く説明出来る。しかしながら観測された正異常のピークの位置は計算から期待される位置より更に南側にある。このことは有珠山の山体形成史と密接に結びついていると思われる。すなわち、有珠山はかつて成層火山として成長したが、約7~8000年前に山頂部が崩壊して善光寺泥流として流下し、そのあとに南に開く馬蹄形<sup>(1,2)</sup>の火口が残されたがその後の火山活動によって現在の南壁が再形成されたという推定がある。今は堆積物下に埋没している火口の外輪が、現在の外輪より更に南側に位置しているために計算結果と観測結果に差が出たと解釈すれば、上記山体形成史に関する推定と調和する。

1) 横山泉他, 有珠山, 北海道防災会議, 1-254, 1973.

2) 守屋以智雄, 1977年有珠山噴火と地形変化, 地理, 4, 20-32, 1978.



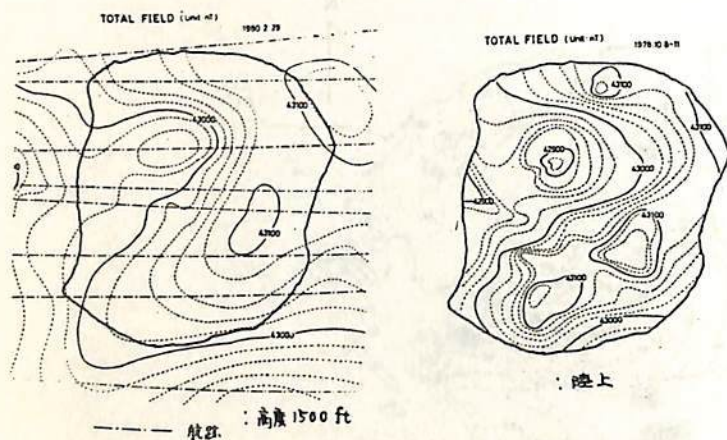
# 大東島での地磁気異常 (航空磁気測量の結果から(II))

西村博次・兵頭政幸・井口博天・伊勢崎修弘・安川克己 (神戸大・理)  
河野孝輝 (金沢大・理)

前回の報告に続いて ('80.2月) 南大東島之行。航空磁気測量の結果と陸上の全磁気測定 ('78.10月) の結果から、海山とシの南大東島が誕生した時、どのような磁化を獲得したかを調べた。大東島はフィリピン海北方の大東海嶺上に位置し、その誕生はフィリピンプレートの動き、生成に大きく起因すると考えられる。今回の目的は大東島の磁化を求めることにより、大東海嶺が赤道付近で誕生し北上して現在の位置 (E131.23, N25.83) まで移動してきたかを検証することにある。

計算には、まず観測値から海山の磁化による異常以外の要素 (Regional Field) を取り除く必要がある。(前回) との例としてまず IGRF (国際標準磁場) に基づいて R.F を求めて海山の磁化を求めた。その結果を下に示した。また最終的には計算結果に到るにはいはいが磁化の DIP が現在の値 (35.4°) よりかなり浅くなることから、北方移動が予想される。

ところで海山の磁化を決定するには海山火山体の形状をより正確に推定する必要がある。今回の火山体の形状は海底地形や重力分布による推定する他は、たがって今回、航空陸上の高度の異なる2面での測定値を用いることで、火山体の形状をよりはよりと推定される。特に観測値に最も影響を及ぼすと考えられる火山体上面の深さが推定され、このことからより信頼できる結果が得られるであろう。



: RF を傾きのある平面とし IGRF の値を用いて求めた。

✦ 航空データ

DEC	INC	J(A/m)
255.6	10.0	138.7

✦ 陸上データ

DEC	INC	J(A/m)
298.0	8.9	89.7



## 全磁力観測

笹井洋一・石川良宣・伊豆半島地磁気グループ

東大地震研

東大地震研・東工大理・地磁気観測所

伊豆半島東部の伊東市川奈崎沖の群発地震は、1978年11月～12月、1979年3月、同年5月、そして今年6月29日M6.7を含む一連の活動と、断続的に発生している。1930年の伊東群発→北伊豆地震という既往歴から、この附近の群発地震活動は特に要注意と考えられ、1978年11月末には、本蔵他によって、川奈崎に近い伊東市吉田に臨時連続観測点が設置された。(伊豆半島地磁気グループ1979)地震研地磁気移動班は、79年7月から初島で連続観測を開始した。更に吉田観測点には、恒久的なやぐらとセンサー・ケーブル等が設置された。本年6月26日群発地震発生が伝えられたその日に、吉田においても観測を再開し、M6.7の手震を含む期間に、吉田・初島・菅引等の震源域近傍で、全磁力連続観測が行われた。

本震と同時に、吉田で-5 $\gamma$ 、初島で+2 $\gamma$ の全磁力変化が見られた。しかしこれは伊東線と伊豆急線の停電によって、直流バイアス・ノイズが消失したことによる見かけのものであることが分った。この現象は、既に本蔵が1978年12月の吉田における観測で指摘している。発震機構と余震分布から、M6.7の地震はほぼ南北走向の垂直な左横ずれ断層によるものと推定される。島崎(1980)による断層パラメータの概略値から、この地震による全磁力変化パターンを求めてみると、初島、吉田共に、変化量は1 $\gamma$ 以下と思われる。変化のパターンと両観測点の増減のセンスが一致したのも偶然であろう。

1980年3月と地震後の7月に、東部地域の再測量を行なった。この測量は、センサーの地表高を、従来の1.5mから2.5mに切替えて実施した。東海岸にやゝ有意な変化はあるが、全般的に変化量が従来の比べてかなり小さい。東部地域4点の連続観測から、大抵のべるように、この期間に全磁力変化はほとんど無かったと思われるが、測量結果もそれと調和的である。しかし同時に、従来の測量結果のうちには、観測点の垂直磁場傾度による再設置誤差と、一部に電車の直流バイアス・ノイズを含んでいた可能性も大きい。

菅引、初島、吉田について、河津を基準とした全磁力変化を調べたが、本年1月から6月に至るまで、ほとんど変化は無い。しかし79年秋から本年1月にかけては、これ等3観測点において、約2 $\gamma$ 程度の減少が認められる。国土院(1980)の木津測量によれば、昨年2～3月と本年1～2月の間に伊東附近が、最大4cm程の隆起をしたこと、本年に入ってから地震発生までの期間にはほとんど変化がなかったこと、が判っている。この地殻変動の推移は、全磁力変化と極めて調和的である。

伊豆半島地磁気グループ(1979)：伊豆半島における地磁気変化と地震、日本地球電磁気学会1979年度秋季大会予稿集、p154。

島崎邦彦(1980)：1980年伊豆半島東方沖地震の断層パラメータ速報、第51回地震予知連絡会提出資料。

国土院(1980)：伊豆地方の地殻変動、第51回地震予知連絡会提出資料

大志万 直人, 藤森 義彦, 田中 秀文, 本蔵 義守  
東工大・理

伊豆半島西部地域に限って言えば、東部地域と比較して、1978年伊豆大島近海地震以後これといった地震活動もみられず、少なくともテクトノマグネティズム的には静穏期といえるだろう。しかし、単に言えばストレスの蓄積期とも考えられ、それに伴う全磁力における経年変化といったものが興味をひくわけである。

昨年、秋の学会において、1978年3月から1979年6月までの伊豆半島西部地域における全磁力変化を報告した。今回は、それ以後、ほぼ1年間の伊豆半島西部における全磁力変化を報告する。

1979年6月以後、全磁力の測量は、1979年9月、1979年11月、1980年5月の3回行われた。その測量結果は図1~3に示すとおりである。なお、図中において、MTZは中継点として利用した地磁気観測所の松崎の連続観測点であり、基準点は柿岡で、単位はnTとなっている。

例によって、各国の変化は複雑なパターンを示しているが、この1年間の平均的な各測点での全磁力変化をみると、西部地域の中でも、北側では増加、中央部ではほぼ一定、南側では増加といった傾向を示しており、この傾向は1978年3月から1979年6月までの1傾向と同じで、1978年3月以後(つまり伊豆大島近海地震以後)の2年あまりの間は、全磁力変化の傾向は、ほぼ一定と考えられる。

なお図3において変化が9nTに達している観測点が見られるが、これは5ヶ月あまりの期間の変化分で、1ヶ月平均にすれば2nT程度である。この地域は2年間平均して増加傾向にあるわけではあるが2nT/月程度の変化は著しく大きな変化といえ、原因(ストレス変化、測定ミス、ノイズ、他)を吟味する必要があると思われるが、測点自体及びその付近の変化は、みられなかった。

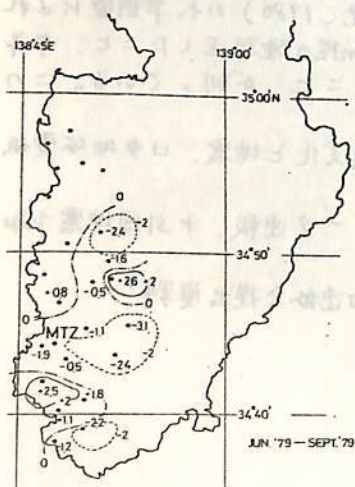


図-1

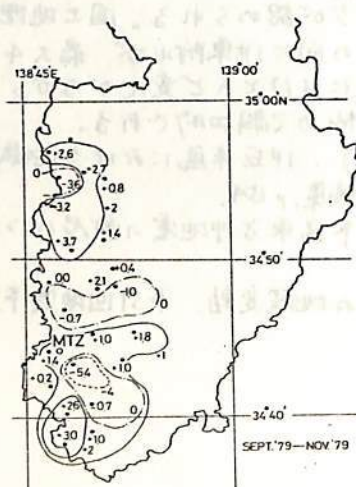


図-2

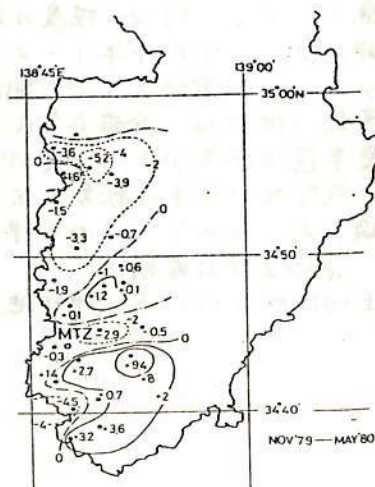


図-3

— 観測結果 —

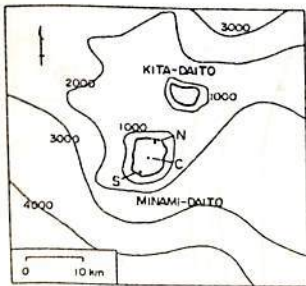
本蔵義守 伊勢崎修弘・安川克己  
東工大理 神戸大理

離島効果を利用して、上部マントルの電気伝導度を推定するという手法は、三宅島やハワイ島などで得られた地磁気観測結果に適用され、その有効性が明らかになった。海底地磁気観測が不十分であり、海洋地域の上部マントルの電気伝導度分布が明確に求められているとはいえない現在、この離島効果を利用する方法は重要であり、比較的簡単に地磁気観測が行われるという点を考えれば、精力的に研究されるべき課題の一つであろう。

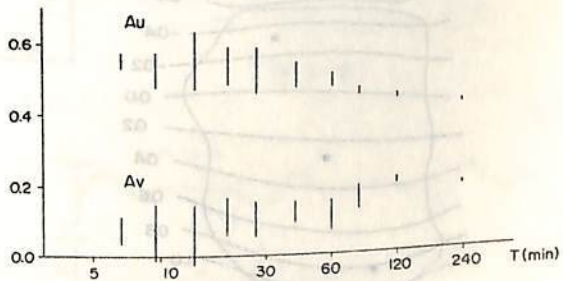
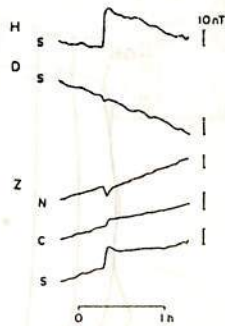
南大東島における全磁力測量などの研究計画の一部として、CA観測も行うこととした。日程、機材輸送などに関する制約のため、島内の3カ所で約1ヵ月しか観測できなかった。離島効果は三宅島などでかなり詳しく研究されているため、観測点の配置を有効に行えば、3カ所のデータからでも離島効果の様相はかなり明らかにできる。

観測点の位置を第1図に示す。短期間では、磁場変化はD成分よりもH成分の方がより有効に観測できるので、北部、中央部、南部に観測点E設けた。観測期間中に典型的なSSCで観測されたので、その記録も第1図に示した。N点とS点では、Z成分の変化が逆転しており、離島効果がはっきり認められる。第2図はスペクトル解析から得られた変換関数を示す。これはS点とN点とのAu, Avの差を表わす。

Auに関して、長周期でだんだん小さくなり、上部マントルの電気伝導度が高いことが示唆される。一方、Avは周期は0分程度の所で最大値をとることがわかる。この図では7分程度より短い周期に対する結果を示していないが、これは、観測期間中に顕著な短期変化が観測されず、信頼できる結果が得られなかったためである。



第1図



第2図

— モデル計算と観測結果との比較 —

本蔵義守 伊勢崎修弘・安川克己  
東工大理 神戸大理

南大東島における離島効果からフィリピン海の上層マントルの電気伝導度分布を求め  
るため、薄層導体近似に基づくモデル計算を行った。周期が比較的長く、島による self-  
induction の効果が無視できる場合、薄層導体とマントル良導層との coupling は、薄層導体  
中の電流の島による擾乱とは独立に計算することが出来る。そこで、まず地殻・マントル  
を不良導体として計算を行った。波長を表わすパラメーター  $\lambda$  として、 $10^{-8} \text{cm}^{-1}$  を用い、  
海水の電気伝導度  $\sigma = 4 \text{S/m}$  とした。

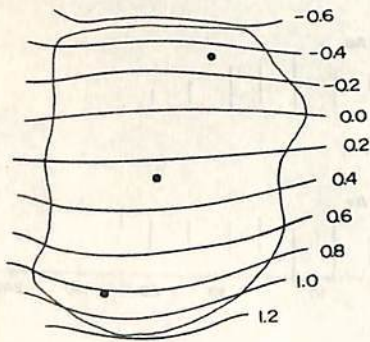
緩和法を用いて数値計算を行うが、この際重要なことは、収束判定条件である。一般  
には剰余がある程度小さくばればよいとされるが、今の計算の場合、剰余分布が問題であ  
る。そこで、500 回の iteration ごとに剰余分布を調べ、とくに島の境界付近の剰余が小さ  
くばるまで iteration を続けた。さらに収束を確認するため、500 回ごとに磁場分布を求め、  
収束していると思われる付近で磁場分布に変化がはいかじどうか調べた。

第1図は、磁場が南北方向に変化した場合に期待される  $x$  成分の振幅分布である。こ  
れは inducing field の水平成分で normalize しているため、このまま変換関数と比較でき  
ない。S 点と N 点の値の差から、パラメーター  $P_x$  が求まり、さらに、図には示していはい  
が水平成分の結果からパラメーター  $P_x$  が求まる。第2図は、磁場が東西方向に変化したと  
きの結果を示す。

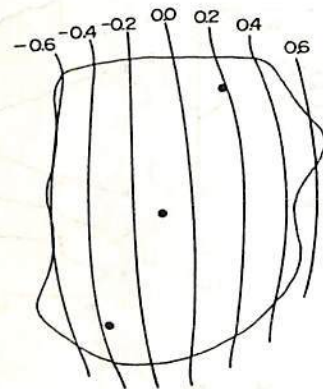
今、S 点と N 点との変換関数の差を  $A$  とすると、上の  $P_x, P_z$  を用いて

$$Q = \frac{P_z - (P_x + \beta + 2) A}{P_z - (P_x - \beta + 2) A}$$

が求まる (Hankura, 1973)。この  $Q$  は応答関数とよばれる。あるマントル電気伝導度分布モ  
デルに対して理論的に  $Q$  を求め、この  $Q$  が観測から求められた上記の  $Q$  と合うかどうかを  
調べれば、マントルの電気伝導度分布が推定できる。



第1図



第2図

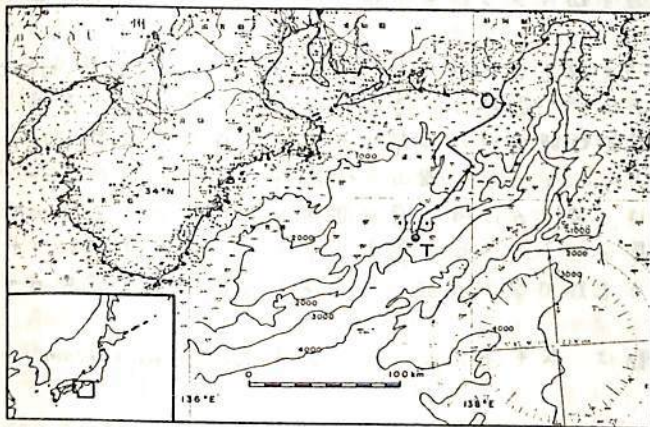
地磁気変化

森俊雄, 松本英照, 沢田可洋, 中礼正明, 田中康裕, 田望  
(気象研究所)

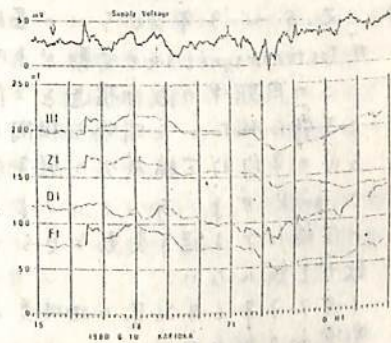
東海沖海域の地震活動等の監視のため、御前崎沖にケーブル方式の海底地震計が設置されている。この地震計の電源は、御前崎よりケーブルを通して供給されているが、直流定電流方式が採用されているので、地磁気変化等によってケーブルに誘起電圧が発生した場合には、給電々圧で調整し、誘起電圧を補償するように作られている。ケーブルを通して供給された電流は先端装置(第1図T, 御前崎より約110km)の陽極アースから放出され、海中、地中を經由して御前崎の海岸に設置した陰極アースでとりこまれる。この給電々圧の変動と地磁気変化E1ヶ月間の平均的日変化と比較した場合に、両者の日変化が類似していることはすでに報告されている(第2図, 気象研地震火山研究部; 気象研究所技術報告, 第4号, 1980)。このような装置から得られる変化から地下の比較抗構造が推定できるのは非常に有意義なことである。

ここでは給電々圧の数分の周期の変化から日変化まで地磁気変化と比較し、海底下の電気的構造などの程度反映しているかを検討する。第3図と第4図は短周期変化や日変化について、地磁気変化と比較した例を示すか、給電々圧の日変化パターンは地磁気偏角の変化と良く類似しており、また短周期変化についても地磁気変化と良く対応する。

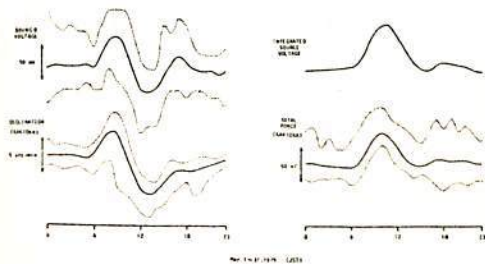
なお、本研究は科技厅特調査によるもので、本装置の地震予知への利用の可能性を検討するため、常時における変動の地球電磁気学的性質を調べたものである。



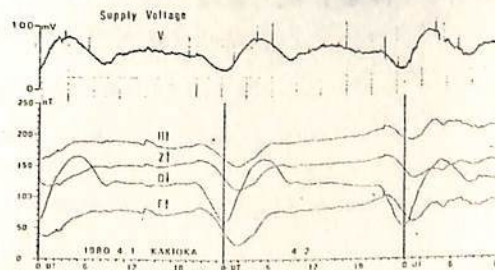
第1図



第3図



第2図



第4図

田 中 纈

国 土 地 理 院

前回、重量平均法による地磁気補正法により理論的に外部磁場を全て取り除くことが可能であると報告した。今回その具体例として月平均静穏日夜内値を基に、水沢-柿岡の日変化補正を1969年4月~1980年5月まで約11年間に亘って計算したのでその結果を報告する。

係数は内部磁場と外部磁場の比  $i^0/e^0 = 0.27$  (藤田(1973)) を使って次式で与えられる。

$$\alpha_i^0 = \cos \delta \cos I - K_2 \sin \delta \sin I, \quad K_1 = (1 - i^0/e^0), \quad K_2 = (1 - 2i^0/e^0)/K$$

求める地域差の式はオ1近似のみ示すと

$$F_{M2} - F_{KA} = (F_{M2}^0 - F_{KA}^0) - K_1 (\alpha_{M2}^0 e_{M2}^0 - \alpha_{KA}^0 e_{KA}^0)$$

$$e_{M2}^0 = F_{M2}^d - F_{M2}^{q.n.m}, \quad e_{KA}^0 = F_{KA}^d - F_{KA}^{q.n.m}$$

$$\alpha_{M2}^0 = 0.39, \quad \alpha_{KA}^0 = 0.47, \quad K_1 = 1.27, \quad K_2 = 0.36$$

重: 磁気緯度, I: 伏角, F: プロトン観測値

で与えられる。杉浦のDst. 値は使う必要はないと思われる。精度は、ベース値にした月平均静穏日夜内値 ( $F^{q.n.m}$ ) に依存するが、5日平均値では±0.3 nT以下にあせえることができた。

上式はオ1近似の external effect しか除去していないので、得られた経年変動の中には、外部の影響が若干残る、というが、地殻変動による影響が明らかに見られることがわかった。11年間にわたる変動の中で

- (1) 2.5 ~ 3年ぐらゐの長周期項が認められる。この原因は、solar cycle effect か tectonomagnetism の変動が不明であるが、前者は、後者であろうと考えられる。
- (2) この周期中の微細構造を三陸地殻変動観測所の伸縮計のE-W成分と比較したところ特に似た、明瞭な相関は認められないうが、館山の伸縮計のE-W及びNE-SWの平均的圧縮成分の経年変化は、若干の位相の遅れ進みがあるけれども peak は peak がよくあつていふように見られる。これが事実とすれば、太平洋プレートの圧縮による経年変動と見られるかも知れない。が、このような目で見えた偶然の一致かも知れない。
- (3) 1977年6月以来の地域差の変動は、太平洋プレートによる tectonomagnetism の影響かも知れない。

以上の結果に亘って他に得られた結果(伊豆半島の常研グループによる結果等)と比較して報告する。

地震に関連した時間変化

佐野幸三・仲谷 清

地磁気観測所

柿岡の変換関数の地震前兆現象的な時間変化については、ここ数年、個々の事例におけるある程度の対応づけから始まり、これらの存在を重ね合わせ統計法により確認してきた。しかし、変換関数の時間変化の中には、地磁気活動度に依存したもの（主に外部要因によるもの）や、その他の原因によると思われる周期的な変動もあるようで、また当然無意味な変動もあり、個々の顕著地震に対する変換関数の地震前兆現象的な変化を検出することはとらほど容易ではなく、その確率も高くはない。

現在までのところ、規模 4.0~5.0 の地震に対する重ね合わせ統計的に求められた変換関数の地震前兆現象的な変化の大きさは、高々 0.01 程度で極めて小さいものである。むしろ、これらには移動平均による平均化の効果（周期 1 月程度の变化に対しては、振巾が 1/2 程度になる）もある。ともかく、これらは 95% 以上の信頼性を持っており、まずはその存在は間違いない事象だと思われる。

他方、個々の事例で前兆現象的な変化ではないかと思われる変化の多くは 0.1 程度のもの、前述の統計平均の結果より 10 倍以上も大きい。この差は誠に大き過ぎるように思われ、個々の事例で検出されたと考えた前兆現象的な変化は、単なる他のノイズ要因または誤差要因による変化の偶然的一致によるものであつた疑いが持たれる。移動平均による平均化の効果と考慮して、統計平均的に検出された振巾 0.01 の数倍程度（0.02~5）が、個々の事例で期待されるとしても、これらの個々の事例において精度良く検出するのは前述したとおりとらほど容易ではなく、場合により不可能に近いとも考えられる。

しかし、地震現象はもともとある程度偶発性をもつもので、地震発生に対するその前兆現象もとらほど一定した形態で常に起るものとも限らず、場合場合により振巾に於いても、変化の位相、様相に於いてもかなり大きな差異を持つて起ると考えられる。このような多様性があると仮定すれば、一律に統計平均的に求められた振巾は、個々の事例よりちはるかに小さくなり、前述のような差も当然起りうると考えられる。

このように次の段階として統計的結果に基づいて <sup>個々の</sup>事例における精度良く地震前兆現象の検出が問題となる。今回はこの初期段階として、これまでの結果をレビューし、周期 90 分の Au, Bu 変換関数の個々の事例における地震前兆現象変化について再調査してみたい結果を報告する。

今回は周期 90 分のものに集果を置き、そのような周期をいくつかの顕著な独立した Bay 変化を再度調べ直し、1976~1978 年の期間について解析したものである。この期間の規模 5.0 以上の地震に対する前兆変化を観望した。結果は、新潟県内、新潟県下、および海峽に近き茅渟湖等の 2 例の地震について、その地震発生直前の時間域に前兆変化が検出された。その他、2、3 の地震については、その地震発生直前の時間域に前兆変化が検出された。

MT法および Schlumberger法における一次元構造解析法について

歌田 久司  
東大農研

MT (マグネト・テリリク) 法や Schlumberger 法等の電気探査により地下の比抵抗分布を調べる際に、オーに行なわれるのは、一次元モデルによる解析である。その結果にもとづき、地域向の構造のちがいを議論したり、さらに複雑なモデルを適用することなどが行なわれる。こうした場合、一次元のモデルパラメータは、主観によらない推定がなされているとともに、その信頼区向が量的に見積もられていることが望ましい。このような目的から、Jones & Hutton (1979) を参考に、Inversion による層構造解析のプログラムを作成し、さらにそれによって求まる層定数の信頼区向を推定する方法を考えてみた。

MT法では、次式で表わす複素インピーダンスの観測値と計算値の分散

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N |\log Z_{ob}(f_k) - \log Z_c(f_k)|^2 \cdot w_k / \sum_{k=1}^N w_k$$

$Z_{ob}(f_k), Z_c(f_k)$  : 周波数  $f_k$  におけるインピーダンスの観測値および計算値

$w_k$  : 適当な weight

に対し、 $\chi^2 \rightarrow \min$  とするよう層定数  $d_i^0, \rho_i^0$  ( $i$  の厚さおよび比抵抗) を定める。求まった層構造に対し、ある層  $i$  の定数 ( $\rho_i$  は  $d_i$ ) と変数とした時の上式に対応する函数  $\chi^2(\rho_i)$  ( $\rho_i = d_i \rho_i^0$ ) は  $\rho_i - \rho_i^0$  において極小値をとる。 $\chi^2$  の peak の sharpness を表わすパラメータとしてその半値中をとる、これを  $\rho_i^0$  の信頼区向とする。こうして定める信頼区向は、層定数決定のあいまいさを表わすパラメータであるといえる。

仮に一樣な媒質の場合、MT法では、観測の最大探査深度は最小間波長における skin depth 程度と考えられる。従って、次のように一樣な媒質に適用した場合、skin depth にほぼ一致するよう手法で、探査深度を見積ることが出来る。上述したように、層構造を求めた後、最深部比抵抗値の10倍および1/10の比抵抗の仮想的 basement を置き、その深さ  $d_0$  を変数として函数  $\chi^2(d_0)$  の値を求める。  $d_0$  が十分に深い場合  $\chi^2$  はほぼ一定であるかあるいは深さで増大しはじめる。この  $\chi^2$  の立ち上がり深さを探査深度とすると、簡単な数値実験により、一樣媒質に対し、ほぼ skin depth に一致する推定が行なえることが確かめられた。

Schlumberger法に対しては、計算値と観測値の分散は、

$$\chi^2 = \sum |\log \rho_{ob}(r_k) - \log \rho_c(r_k)|^2 w_k / \sum w_k$$

$\rho_{ob}(r_k), \rho_c(r_k)$  : 電極間隔  $AB/2 = r_k$  に対する見かけ比抵抗の観測値および計算値

で与えることにより、MT法と同様の議論を行なうことができる。



奥富一雄(秋田大・鉱山), 行武毅(東大・電研)

半田駿, 住友則秀(京大・教養), 宮腰油一郎(鳥取大・教養)

山崎断層は微少地震の集中度の高い活断層であり、地震予知研究のテストフィールドに指定されている。その観測の一環として兵庫県安富町呑にフラックス・ゲート型磁力計が1979年に設置された。この1年間のデータが蓄積されてきているので、その一部について若干の解析をおこなった。その結果について報告する。

磁力計の出力は現地で打点式レコーダでモニターすると同時に、その1分値がテレメータ装置を通して京都大学防災研究所へ送られる。受信したデータは40時間デスクにストアされた後、毎時値が残される。1分値のデータはマニュアル操作でカセットテープに移し換えることが出来る。以下に示す結果はこのようにしてカセットテープに移し換えたものをマイコン(PC-80)で解析処理したものである。

図1に磁場擾乱時の磁場成分の記録の一部を示す。磁力計には毎日2時0分より感度検定のため、20, 40, 60 nTのキャリブレーション信号が入っている。図2にこの期間での伝達関数を示す。伝達関数はデータ長180分(データ個数180)、最大ラゲ数20で計算した。安富ではAuの値は10~40分周期の変動に対しては値は+0.1以下である。これは宮腰(1976)の結果と同一の傾向を示す。しかし、短周期(8分以下)ではAuの値は負となり、値も小さくはない。これはSSCに着目したときHとZの変化が逆センスとすることからも明らかである。一方、静穏日のデータを用いて伝達関数を計算すると、短周期成分でAuの値は大きくなる(1.0を越える場合も多い)。これは電車の人工雑音による漏洩電流が、良導体である山崎断層に流れ込むため、断層破砕帯上ではあるケヤヤ帯に位置する安富の観測点で、雑音によるZ成分の変動が大きくなるためと考えられる。したがって、データ解析上これらの雑音の処理には十分注意を要するが、擾乱時には外部磁場変動成分が、雑音を上回っていると考てよいと思う。またこれらの雑音を逆に断層の性質を知る手段として利用できなからとらうことも、考慮すべきではないかと考えている。

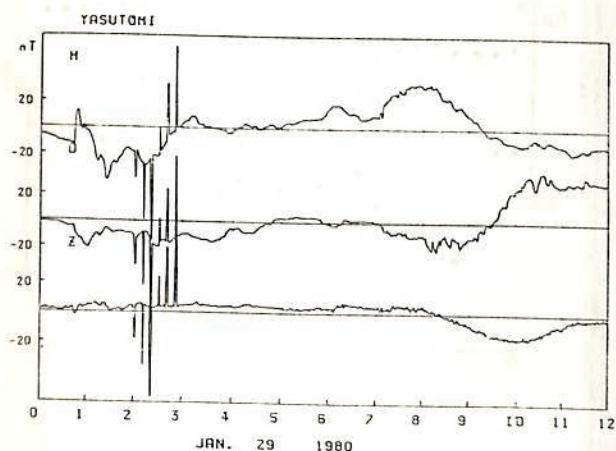


図1

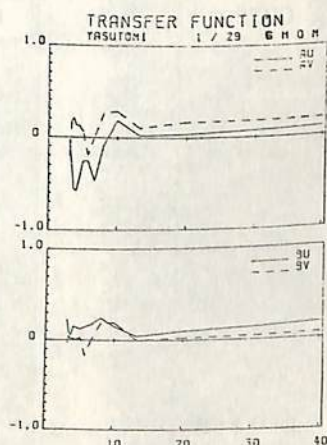


図2

乗富一雄 行武毅・吉野晋志男 住友則考・半田駿 宮腰潤一郎  
 (秋田大) (東大地震研究所) (京大教養) (鳥取大)

山崎断層は地震予知研究のテストフィールドに指定され、地震、地殻変動、放射能、地下水、地磁気、地電流などの諸観測が実施されている。この断層の破砕帯部の電気抵抗は周囲にくらべ著しく低く、なっていることが、自然災害科学特別研究電磁気総合研究グループによって明らかにされている。地震活動に関連した電気抵抗の時間的変化を調べるため、比抵抗連続観測を新しく開始したので、その概要を報告する。

測定原理は四極法に基づいている。断層に平行および直交のE-W, N-S成分および浅井戸での垂直2成分を、1分毎交互に測定し、測定値はテレメータによって宇治防災研究所に電送されている。ここでは、E-W, N-S成分の測定結果についての報告する。電極間距離、送信電流、接地抵抗等は次の通りである。

	AB/2	MN	送信電流	接地抵抗
E-W成分	600m	10m	300mA	73Ω
N-S成分	250	10	100	260

自然電位の短周期変動(主に、電車レールよりの漏洩電流による)の影響(特にE-W成分)を受けて、受信電圧に短周期変動がある。1測定につき、E-Wで2.5%、N-S成分で1.1%の変動がある。図1はモニター記録の一部である。図2に、各成分の1時間平均値の1日の変動例を示した。N-S成分に振幅2.6%の日変化が見られる。E-W成分は不規則でやはり2.5%の変動が見られる。その他、降雨の影響についても調べた。

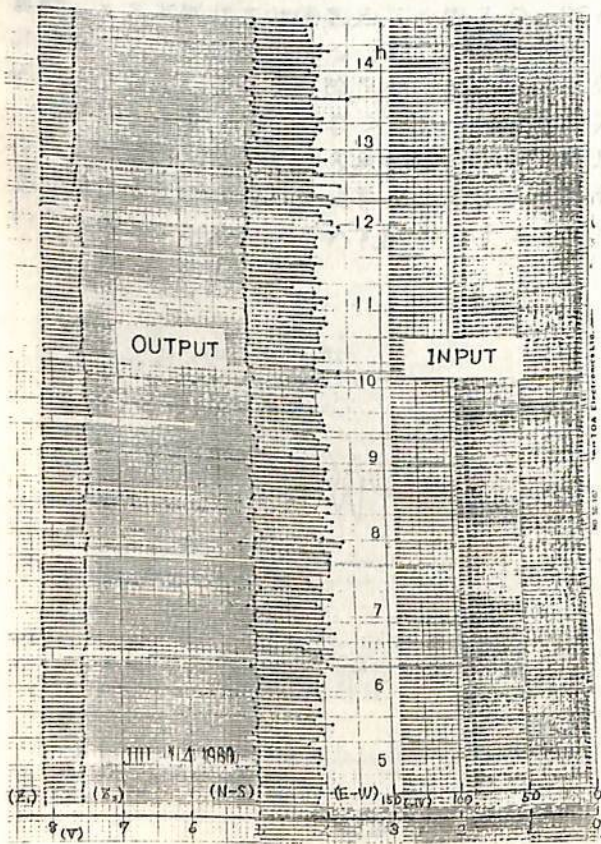


図 1

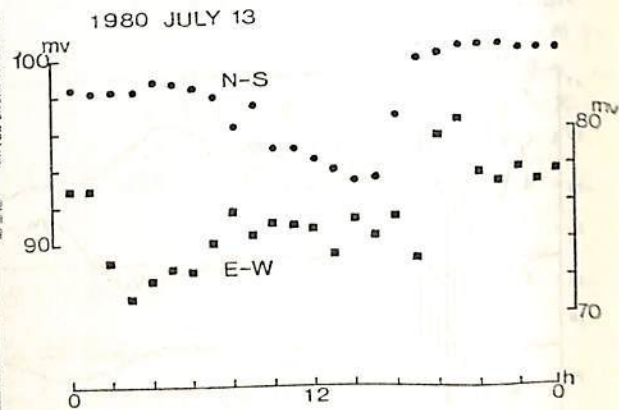


図 2

電気検層法を利用した井戸の中の比抵抗連続観測

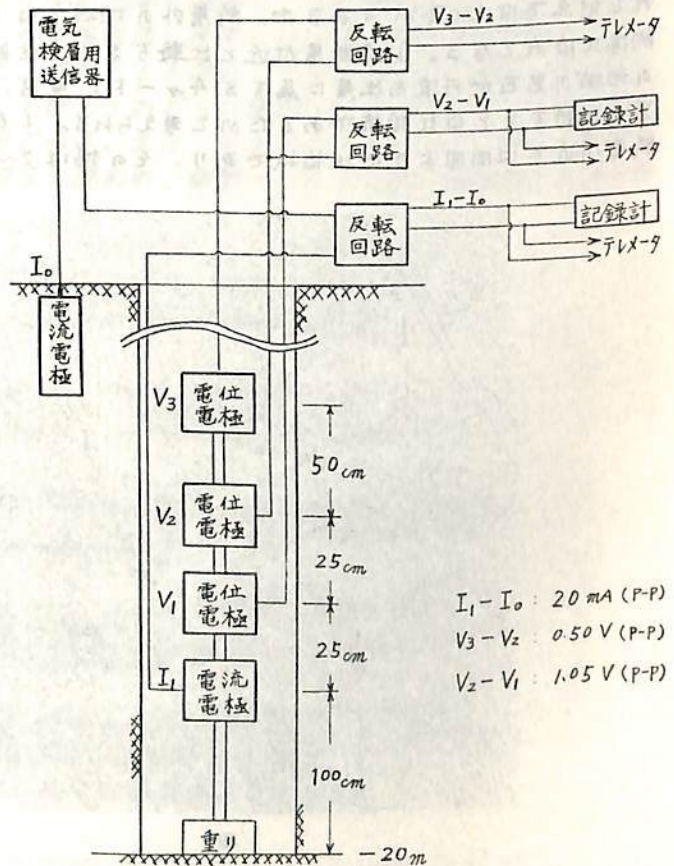
吉野登志男・行武 毅  
 東京大学地震研究所

山崎断層帯において、地下水位、ラドンガス等の諸量を測定するために山崎断層観測室の脇にボーリング孔  $\phi 130$  mm、深さ 20 m の井戸が掘られた。この井戸の底部に図示のように電気検層用の電極を鉛直方向に設置固定した。電流電極より常時矩形波電流を流し、その電位差を測定することにより、電位電極の深さでの比抵抗の時間変化を連続的に測定することができる。今回は観測機器の設置状況と、得られた記録例について報告する。

井戸の中の電流電極  $I_1$  と地上の電流電極  $I_0$  との間に、人工的に制御された周期 10 秒で振幅一定の矩形波電流 (20 mA P-P) を流し、電位電極 ( $V_1-V_2$ ) および ( $V_2-V_3$ ) 間の 2 組の電位差を測定している。測定された電位差は、これらの深さでの大地の比抵抗に比例する。したがってこのようにして得られた電位差が時間的に変動すれば、それは比抵抗の時間変化を表わしていることになる。電位電極間の電位差は反転回路を通してモニター用記録計に記録しその 1 部は 1 分 1 回の割合でサンプリングして、京大防災研究所に伝送している。

現在はこの方式で毎日 2 時 45 分から 4 時 15 分までと 14 時 45 分から 16 時 15 分までの間、1 日 2 回観測を実施している。

1979 年 10 月より 1980 年 8 月までの観測結果と水位、雨量等と比較について報告する。



半田 駿, 玉田 攻, 住友則彦  
(京大・教養)

我々はELF-MT探査法を用いて、活断層の比抵抗構造の調査を行ってきた。山崎断層（ほぼ東西走向）でのELF-MT探査では、断層に伴う破碎帯は、周囲にくらべ1桁以上比抵抗の小さい、幅5km、深さ数kmのタイク状構造をしていることが明らかになった。また主断層の位置を中心として、南北で水平・垂直構造共に非対称であり、北側では比抵抗の幅が広く比抵抗値も低い結果をも得ている。これらの性質が山崎断層にのみ見られるものが、広く活断層一般の性質であるのかは興味のあるところである。そこで、これらの点を明らかにするために花折断層について同様の調査をおこなった。

花折断層は琵琶湖西部の丹波帯と近畿三角地域の境界をほぼ南北に走り、京都盆地の東から黄檗断層へと続く全長50kmに及ぶ活断層であり、多くの微小地震活動を伴っている。我々は人工的雑音の影響を出来るだけ避けるため、京都市から約20km北部の花折峠付近を調査区域に選んだ(図1)。図中の数字はその測定点での、8Hzの周波数の波から得られた見かけの比抵抗値( $\Omega\cdot m$ )である。花折断層は図の右端の守墨川沿いに南北に走っていると考えられている。ほぼ断層上では比抵抗値は80 $\Omega\cdot m$ で、それより約1km離れた地点では120 $\Omega\cdot m$ であるが、断層外の地域では1桁を除いて500~2200 $\Omega\cdot m$ と比較的高比抵抗となる。山崎断層付近と比較すると、全般的に比抵抗値は小さい。これは、この地域の岩石が丹波古生層に属するチャート、頁岩、粘板岩であり、山崎断層付近の流紋岩と比較すると低い比抵抗であるためと考えられる。しかし、花折断層も山崎断層と同じく、断層付近では周囲より低い比抵抗であり、その幅は2~3kmを有すると思える。

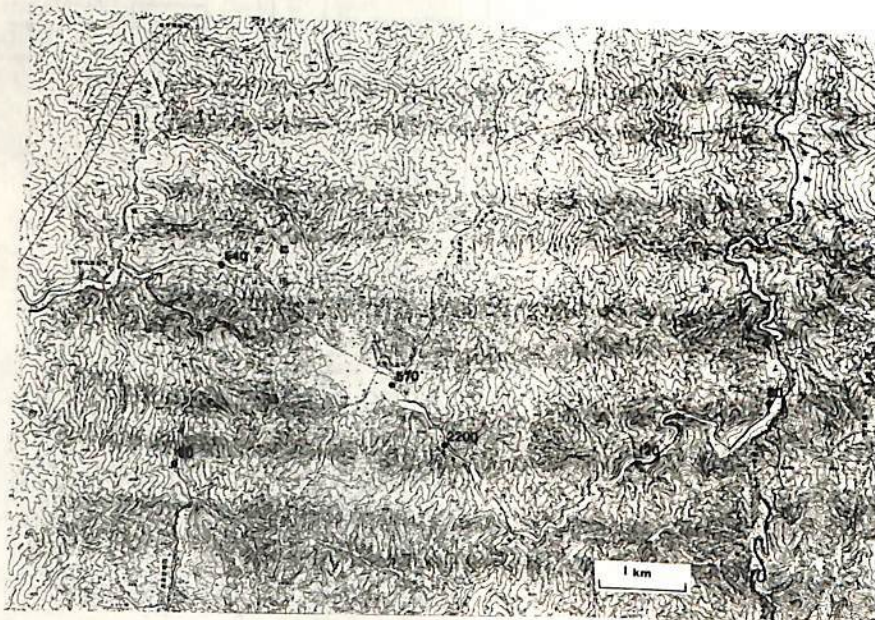


図1

ISS-b AGC データによる  $f_oF_2$  の推定 (I)

— 最低混信周波数と  $f_oF_2$  の関係 —

猪木 誠二 松浦 延夫  
(電波研究所)

ISS-b の TOP (Topside Sounding) ミッションは、最低混信周波数  $f_i$  と  $F_2$  層臨界周波数  $f_oF_2$  を衛星上で判定する TOP-A (8 秒間) と、トップサイドイオノグラムを観測する TOP-B (16 秒間) に分けられる。TOP-A は電離層の重要なパラメータである  $f_oF_2$  を衛星上で判定させ、電離層の即時的データを得るものであったが、不幸にして動作不安定のため、その機能をほとんど果たしていない。そのため、 $f_oF_2$  はトップサイドイオノグラムより人間が読み取っているのが現状である。他方、Rush 等 (1977, 1978) は ISIS-II の AGC データを用いて、 $f_oF_2$  を推定する事を試みているが、Ottawa, Johannesburg, Quito, Adelie での可視範囲のデータを解析したにすぎない。ところで ISS-b はテープレコーダを搭載し、地球一周分のデータを得る事ができる。ここでは ISS-b によって得られた AGC データ (期間 1978 年 4 月 15 日 - 1978 年 12 月 11 日; 約 47,000 イオノグラム分) から  $f_oF_2$  を推定する可能性について、グローバルな見地から検討した結果について報告する。

図に地球一周分の AGC データを示す。縦軸は周波数を示し、横軸は時間の流れに沿った AGC レベルを示している。AGC レベルが急激に増加し、その変動が激しくなった周波数が電離層を突き抜けて来た地上からの混信電波と考えられ、最低混信周波数  $f_i$  として、電子計算機で判定し図に X 印で示した。この  $f_i$  と人間がイオノグラムより読取った  $f_oF_2$  との関係調べ、 $f_i$  が  $f_oF_2$  の推定値として使えるかどうか検討した。その結果、人間活動のさかんな大陸では大洋と比較して良好である。また、昼間のデータについては、混信電波の D 層による吸収が重要な影響を及ぼすと思われる。実際の  $f_oF_2$  より高い周波数で混信を検出する。

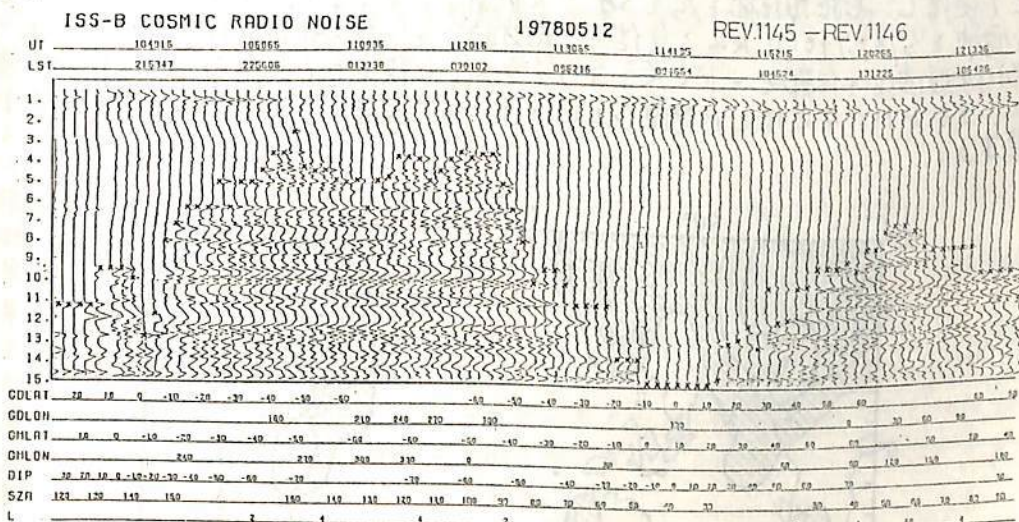


図 一周回分の AGC データと 最低混信周波数検出結果

- 1) C.Rush, J.Buchau Determining the F-region critical frequency from satellite-borne noise measurements. J. Atmos. Terrest. Phys. vol. 39, 277-286, 1977
- 2) C. Rush, E.Ziemba On the usefulness of topside HF noise measurements in determining  $f_oF_2$  J. Atmos. Terrest. Phys. vol. 40, 1073-1079, 1978

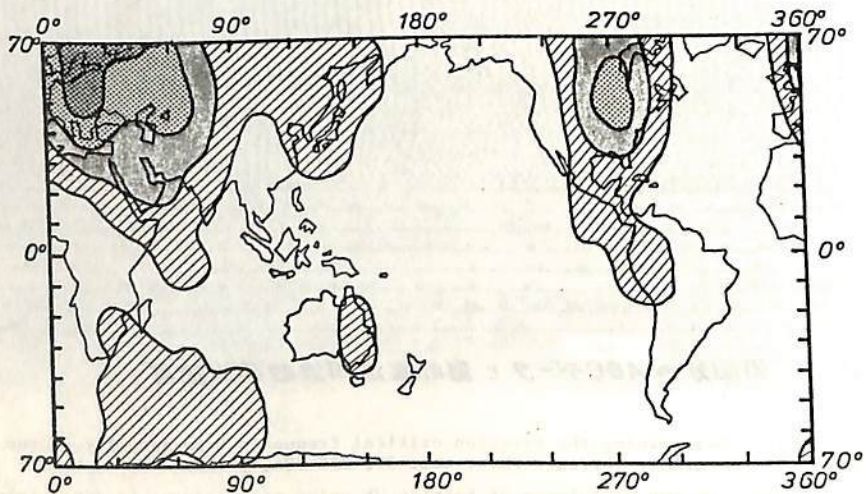
(ISS-b 観測)

上 龍 貴, 加藤 仲夏, 杉内 兵敏  
(電 救 研, 電 波 部)

高度約1000 kmを飛行するISS-bに搭載された電波雑音観測装置(RAN)は4つの固定周波数で動作する4つの受信機から成っている。受信機の中心周波数は、それぞれ、2.497 MHz, 4.997 MHz, 10.003 (or 9.997) MHz および 25.006 (or 24.994) MHz であり、いずれも標準電波の保護帯域内に設定され、さらに標準電波を避けている。しかし、実際は、標準電波をぶらして発射している向もあり、(たとえば、ソ連のノボシビルスク局、イルクーツク局など) RANに多くの標準電波が受信されている。

図は、周波数25 MHzでISS-bに、地方時、18~24 hrの間に受信された混信の強度を示している。25 MHzにおける標準電波は、USAのWWVのみであり、北南大陸を中心に、ISS-bにも受信されていることがわかる。一方、スエーデンの公衆通信を取扱う海岸局 GÖTTEBORG (12°E, 57.5°N) から25.011 MHzで24時間電波を発射しており、北部ヨーロッパを中心にISS-bに受信されていることがわかる。興味あることは、南半球の電波源が存在していると思われる地域の上空においても、混信が受信されていることである。また、中央アメリカ付近では、受信領域が南へ下って伸びてきている。

従来、地上の2点間における、短波の長距離伝搬、あるいは、衛星の発射する電波信号を地上で受信し、長距離伝搬を考へるケースがあったが、ISS-bの場合、地上の送信局からの電波を高度約1000 kmで受信し、地方時ごとの世界地図を作ったものであり、電離層内の短波帯の伝搬モードを考へるうえで大いに役立つであろう。今回は、2.5, 5, 10, 25 MHzで受信した電離層上側のHF帯混信地図を報告し、伝搬モードについて考へる。



周波数: 25 MHz, 1978年 8月~12月, 地方時 18~24 hr

丸 高 克 英  
電 波 研

プラズマポーズがホイッスラー観測や人工衛星による直接観測で見え、以来、電離層構造の数々の特徴がプラズマポーズの電離層高度における反映として提案された。そのうちで最も重要と思われるものは、(1) Mid-Latitude Trough と呼ばれる電子密度の減少、(2) 電子密度減少領域の近辺に見られる電子温度の上昇、(3) Light Ion Trough と呼ばれる軽イオン密度の急激な減少の三つである。現在ではこれらの電離層構造の成因が磁気圏あるいは赤道面に見られるプラズマポーズと深く関係していることは疑いがない。しかしながら、それぞれの形成には多くの物理、化学機構が介在しているため、これらの構造が観測される場所の磁力線と赤道面との位置関係は必ずしも明瞭にはされていない。

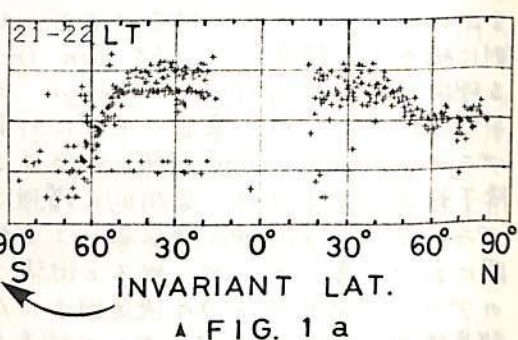
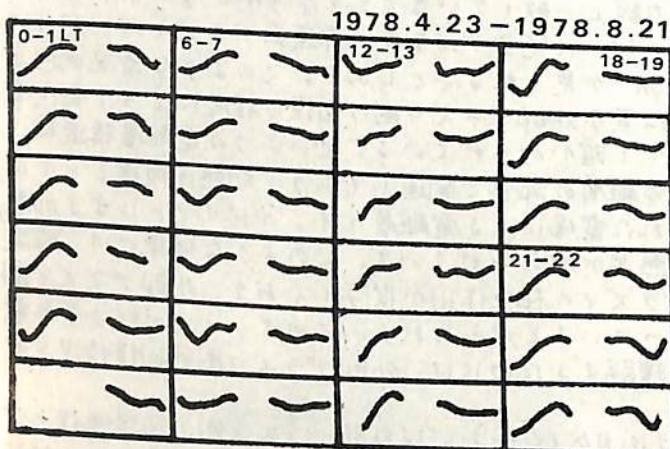
この三つの特徴的電離層構造のうちで Light Ion Trough はプラズマポーズ形成のダイナミックスと最も直接に結びついている。即ち、プラズマポーズ外側に対応する領域の電離層では軽イオンが高速で流出しているため、その密度の高度による減少がプラズマポーズの内側より急峻になることが理論的に確かめられている。実際、Light Ion Trough の位置が赤道面のプラズマポーズの磁力線と一致していることを示す例が多く示されいている。しかしながらその対応は必ずしも一対一に完全ではなく、赤道面プラズマポーズの内側に相当する緯度に Light Ion Trough が見られることもある。このような状況が起こる理由として Light Ion Trough の位置が外部プラズマ圏の回復の程度によって変化することが考えられ、筆者のモデル計算でも確かめられている。他の二つの電離層構造は、プラズマポーズの外側領域に相当する電離層の加熱と関連しており、加熱の機構としては、降下粒子による加熱、局所的に増強された電場による電離層イオンのドリフトによる加熱、プラズマポーズ近傍の熱伝導による加熱等が考えられている。このような機構には、磁気圏における高エネルギー粒子と低温プラズマの相互作用が関与しており、外部プラズマ圏のプラズマ密度が一つの決定因子になっていると考えられる。このように、上記三つの電離層構造とプラズマポーズとの関連を理解するためには、外部プラズマ圏の回復情況と常に念頭において考察する必要がある。

筆者のこれまで二回の講演(第59回及び60回)では外部プラズマ圏の回復過程の計算結果について、主として夜側の領域を中心に述べてきたが、今回は、朝、昼、夕の計算結果を加えて、Local Time による相異について報告する。プラズマポーズと電離層構造と比較した初期の研究では両者の一致性が強調されたのに対して、最近の研究では両者の差異が強調されている。しかしながら両者の差異として報告されているものの多くは、非常にゆっくりと回復する外部プラズマ圏の概念によって説明される可能性があるということが、この講演で特に述べたいことである。

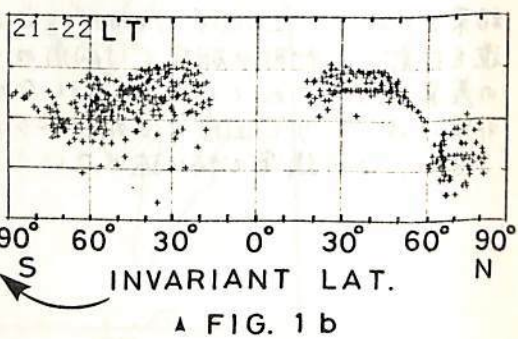
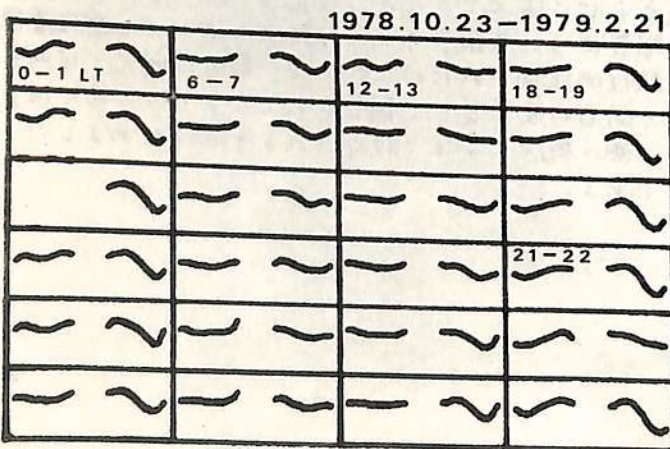
# ISS-b-RPAによる高度1100kmのイオン密度の緯度変化特性

電波研 宮崎 茂, 佐川 永一, 森 弘隆, 小川 忠彦

Invariant latitude に対するイオン密度の global な特性、即ち各季節毎の南北両半球の特性、地方時変化による特性を述べる。RPAセンサーは2つの球形メッシュグリッド(10cmφ, 6cmφ)と中心の2cmφの球形イオンコレクターからなっている。外側のグリッドに-2V~+10Vを印加して、負の電位(-11V)のイオンコレクターでイオン電流を捕集し、電流電圧特性を測定する。ここでは-2Vにおける飽和イオン電流が $H^+$ は無視、 $O^+$ による電流は差し引く)密度に比例すると仮定して解析する。図1は夏至及び冬至を中心にした4ヶ月間の地方時21~22時の測定値を示す。横軸は南北両半球の Invariant latitude を示し、縦軸は電流値で目盛は4桁の対数表示を示す。イオン密度は最大  $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  のオーダーである。図2は図1の地方時を変化させた場合を示す。ただし曲線は5次式の Curve fitting によって求めた。特徴は1100kmにおける軽イオンの Trough は南北両半球とも  $40^\circ$  から始まり  $60^\circ$  付近で極小になる。夏至および冬至においては冬半球で Trough の存在は顕著であるが、夏半球では不明瞭であり、密度は相対的に高い。また冬半球では晝夜とも Trough の形は存在するが、夏半球では夜間のみ認められる。Trough の密度極小の位置は  $55^\circ \sim 65^\circ \text{ L}$  である。Equinox 時には、夜間においては Trough が明瞭に存在するが、晝間は不明瞭である。かつ密度分布の対称性が割り合いいい。



▲ FIG. 1 a  
◀ FIG. 2 a



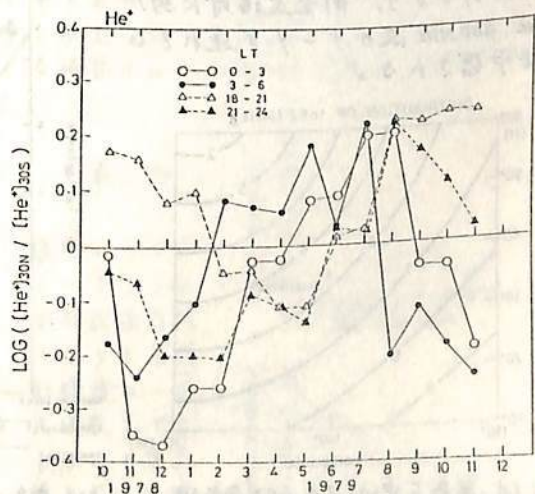
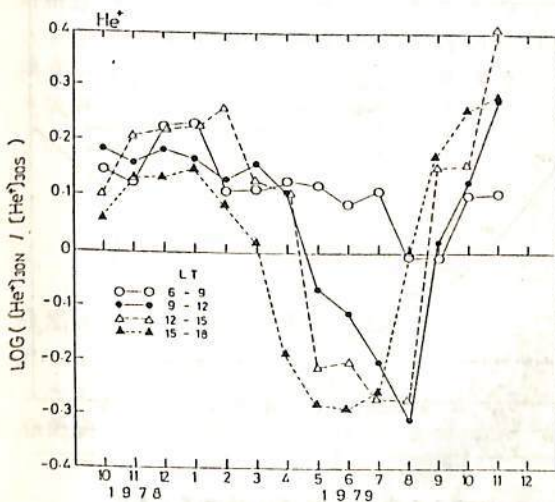
▲ FIG. 1 b  
◀ FIG. 2 b



巖本 巖、水津 武、佐川 永一  
 郵政省電波研究所

ISS-6による観測はすでに2年以上にわたって順調に続けられている。そのうち基本的な処理ができた、1978年8月~1979年12月の約17か月間のデータをを用いてイオン組成の季節変化の様子を求めてみた。

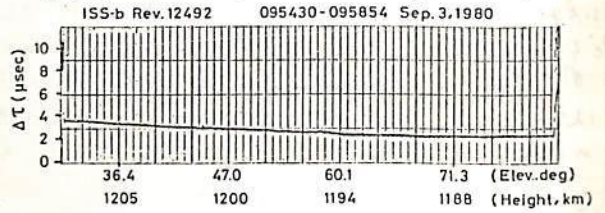
下図はローカルタイム幅3時間毎に平均した地磁気緯度、北緯30度と南緯30度とに於けるHe<sup>+</sup>の密度の比率の対数の値を月毎にプロットしたものである。ISS-6は4か月間でローカルタイムが一巡するので、プロットの各1点は4か月間の平均より求められており、順次平均する区間を1か月づつずらしている。例之ば、1978年10月に対応する点は1978年8~11月の区間の平均を示している。左図は昼間、右図は夜間のローカルタイムであり、両者の深立った違いは季節変化の位相が反対であるということである。即ち、昼間のローカルタイムでは冬半球でHe<sup>+</sup>の密度が多くなっており、夜間ではその南緯が逆転している。昼間の冬半球で、He<sup>+</sup>が多いということは中性のHeが冬半球で卓越しているという、いわゆるwinter helium bulgeと呼ばれる現象をそのまま反映したものと考えられる。中性Heのwinter helium bulgeは初め人工衛星のドラッグの解析により発見され、後に豊量分析計による直接測定でも確認されている。イオン上のHeにはO<sup>+</sup>などの観測で夏、冬半球の相違として指摘されてはいるが、このような比較的長期にわたる季節変化として示したのは最初である。夜間に於いてはイオンではこのwinter helium bulgeが消失するのは注目に値する。H<sup>+</sup>やO<sup>+</sup>などは昼夜ともに夏半球で卓越し、夜間のHeと同様の変化を示す。太陽による電離がなくなる夜間でHeがH<sup>+</sup>やO<sup>+</sup>などと同様に変化することとは損失を通じて同様なメカニズムが働いていることを示している。この原因は恐らくO<sup>+</sup>の冬半球での減少による浮力の低下からHeがより低い高度に降下しN<sub>2</sub>などの衝突による損失が多くなるためではないかと考えられる。



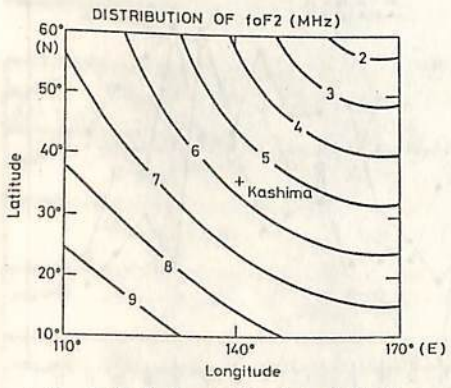
ISS-bテレメトリ電波の遅延時間差測定による  
電離層全電子数の推定(2)遅延時間差のモデル計算

相京和弘, 丸山 隆, 上滝 貴, 永山幹敏, 山西光夫  
電波研究所 電波部

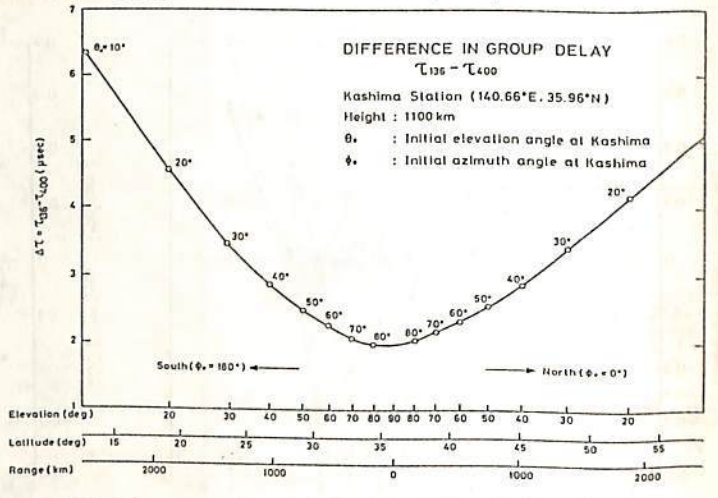
電離層観測衛星(ISS-b)はテレメトリ電波として2波(136.8MHzと400.9MHz)を使用しており,ともに同一の取得データによりPCM変調されている。これら2波によるテープレコード再生モードの復調波(26.624kbits/secのBiφ-L信号)の遅延時間差を実測し,全電子数を推定する実験の概要と予備結果は前回の講演会において報告した。今回はISS-bで観測したF2層臨界周波数( $f_oF2$ )の世界分布図を参考にして電離層モデルを作成し,2波の遅延時間差及び伝搬路をRay Tracing法により求め,実測値との比較を行ったので報告する。1回はUT09hの鹿島を中心とした $f_oF2$ 分布モデルである。 $f_oF2$ の高度を300km,厚さを一定とし,適当な電離層モデルを仮定して2波のRay Tracing(R.M. Jones and J.J. Stephenson, 1975)を行い,2波の群遅延差を求めたのが2図である。ISS-bの軌道面は鹿島直上を通過する場合,地理子午面と約26°角をなすが,簡単のため,鹿島におけるRay Tracingの初期方向を南北子午面内とし,高度1100kmにおいてその直下点の大圏上の距離が一致する2波の伝搬路を求め,群遅延差を算出した。伝搬路は電子密度の経度方向の勾配にも依存するが,この場合,子午面からの偏りは136MHzの方が大きく,最大0.005°であつて結果への影響は少ないと考えられるので,子午面内の伝搬路と仮定して計算した。2図により同仰角の南北の時間差を比較すると,低仰角では南の方が大きく,特に $\theta_0 \leq 20^\circ$ の傾向は顕著である。これは南の方が $f_oF2$ が高いことと屈折による2波の伝搬路の差が大きいことによると考えられる。伝搬路上の $f_oF2$ 及び $f_oF2$ の分布の勾配が時間差に及ぼす影響については講演時に申す。3回は最近観測した遅延時間差の一例である。モデルと実際の電離層との相違にも不揃,よく一致している。テレメトリ受信アンテナからPCM信号解読装置までの遅延差が実測で0.9 $\mu$ sec(136MHzの遅れ)と正であるから,衛星送信時に約1 $\mu$ sec,400MHz波のデータが遅れていると予想される。



3図 ISS-bによる遅延時間差測定例



1図 鹿島を中心とする $f_oF2$ 分布図



2図 鹿島を中心とした地理子午面内の群遅延時間差の変化

\* Atlas of Ionospheric Critical Frequency ( $f_oF2$ ) obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b Observation, Part 1, Aug. to Dec., ed. N. Matuura, Radio Res. Labs., March 1979.

数依存性と電子密度不規則構造の推定

藤田 正晴 (電波研鹿島) 新野 賢爾 (電波研) 小川 忠彦 (電波研平磯)

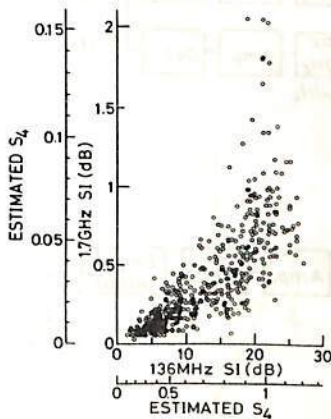
電離層シンチレーションは、電子密度の不規則構造によって等位相面を乱された電波が干渉し合うことにより生ずる。電離層プラズマは分散性媒質であるから、電子密度の不規則構造により生ずる電離層シンチレーションの振幅には、電波の周波数に對する依存性が表われる。この周波数依存性はシンチレーションの原因となる不規則構造と密接に関連しており、散乱理論を適用することによって観測結果より構造推定を行うことが出来る。本文で述べるデータは、ETD-IIの136MHzおよび1.7GHz波のシンチレーションを鹿島において観測したものであり、期間は1978年4月より6月までである。データ処理は、毎時0, 15, 30, 45分を中心とする15分間を単位として行った。

第1図は、夜間における136MHzと1.7GHzのシンチレーションインデックス(SI)の相関図である。明らかに、1.7GHzのSIの増加に對して、136MHzのSIが20dBを超えあたりより飽和していることが分かる。この飽和は、多重散乱によるものと説明されている。図中には、SIより推定した $S_4$ (信号受信レベルの4次のモーメントで理論との対比に有効)を記入してある。飽和をしていないデータについて、推定 $S_4$ 値の周波数依存性は $f^{-1.37}$ であった。これより推定される電子密度不規則構造の一次元波数スペクトラムは $k^{-1.48}$ となる。昼間のシンチレーションのデータについても同様の計算を行った結果、 $f^{-1.51}$ および $k^{-2.04}$ を得た。スプレッドFとスポラディックEではその発生高度は異なるが、単純なパワー型不規則構造を仮定する限り周波数依存性はその高さの関数とはならないので、上述のパワー係数の相違は例えば不規則構造の発生メカニズムの相違に求めねばならないであろう。

単純なパワー型の不規則構造の仮定のもとに、夜間のシンチレーションの各時間帯のデータを用いて求めた周波数依存性 $\alpha$ 、及びこれより求められる不規則構造の一次元波数スペクトラムの時間変化を第2図に示す。時間の推移とともに、136MHzの $S_4$ に對する1.7GHzの $S_4$ の値が大きくなって行く傾向を見せているが、これは単一散乱理論によれば不規則構造 $k^\beta$ のパワー係数 $\beta$ が大きくなって行く事を意味している。言い換えれば、細かいたすの不規則構造成分が増加している事を示しており、定性的に考えられる不規則構造の分岐等による細分化に一致する。尚、4時台における傾向の反転は、日出の効果を反映しているものと考えられる。

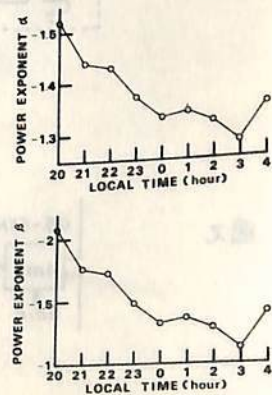
第1図

夜間における136MHzと1.7GHzシンチレーションの相関図。



第2図

夜間のシンチレーションの周波数依存性(上)と不規則構造の一次元波数スペクトラムの推定値(下)の時間変化



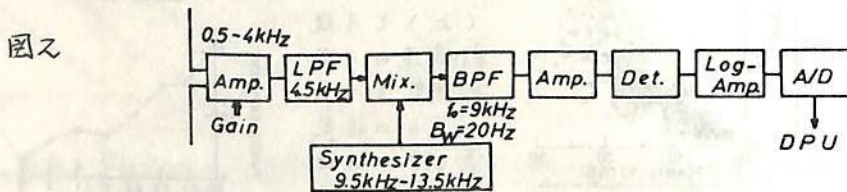
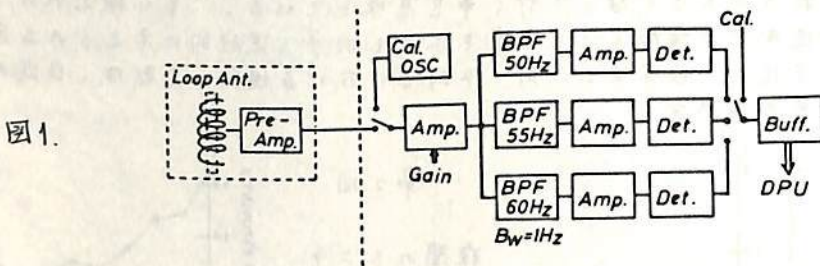
富沢一郎, 芳野利夫  
(電気通信大学)

日本付近における電力線からの誘導放射磁界強度分布について気球およびロケットを用いて観測を行ない、日本列島における送電線からの影響が広い範囲にわたっていることを示した。次の段階として、こうした誘導放射電磁界の世界的全強度分布および強度の時間変化を、ノスタルキに打上げるEXOS-Cに搭載する観測装置により観測する予定である。今回は、観測計画および装置について述べる。

この観測では、電力線から放射された基本周波数成分である50 Hzと60 Hzの磁界、およびそれらの高調波成分の電界の強度について測定する。また、ELF/VLF帯のエミッションを同時に観測することにより電力線放射との関連性についても観測する。

図1に電力線放射の基本波成分の磁界強度測定回路のブロックダイアグラムを示す。アンテナは、静電シールド付のパーマロイコア入りループアンテナを用いる。このアンテナは、機内雑音を避けるため機体の外に設置している。アンテナ出力はオプリアンプで増幅された後、狭帯域(帯域幅1 Hz)のBPFを通して50 Hzと60 Hz成分を取出す。また、これと同時に背景雑音成分の強度を測定するために55 Hz成分も取出す。これらの出力は、直線増幅された後DPUK送られる。

図2に高調波成分の電界強度測定回路のブロックダイアグラムを示す。この回路は、下帯分をプラスマサウングと共用している。ダイポールアンテナで受信したELF/VLF帯の信号を増幅した後、9.5 kHz ~ 13.5 kHzのシンセサイザ出力と混合し、この出力を9 kHzの狭帯域BPFを通す。このBPFの帯域幅は電力線からの高調波成分を分解できるように20 kHzとしている。受信周波数はシンセサイザの起振周波数を制御して変化させ、500 kHz から4 kHzの間の64点を順次選抜する。BPFの出力は、検波器を通じた後対数増幅してからサンプリングする。



T. Itoh (ISAS, U. of Tokyo), H. Oya (Tohoku U.), T. Ogawa (U. of Tokyo)  
EXOS-C Science Team.

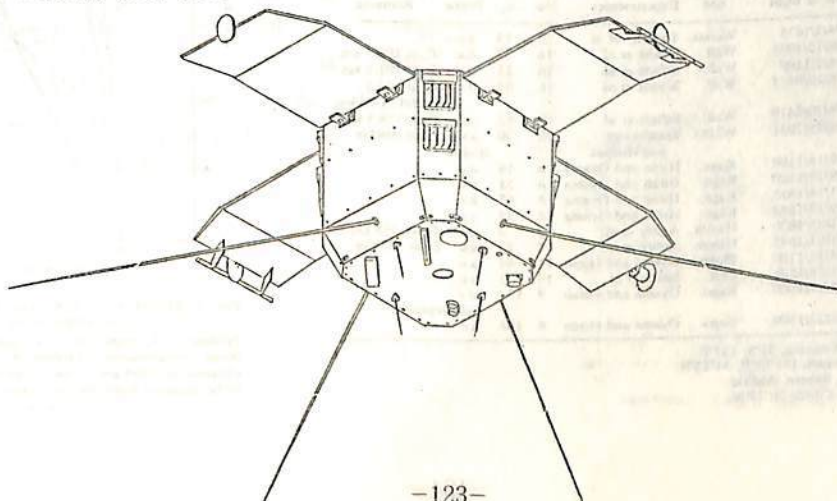
#### SCIENTIFIC OBJECTIVES

- (A) Remote sounding of minor constituents in the middle atmosphere.
- (B) Study on the wave-particle interaction in the ionospheric plasma over the Brazilian geomagnetic anomaly and the auroral zone.

#### SCIENTIFIC PAYLOADS

- (A1) Limb scanning radiometer for the  $1.27 \mu\text{m}$  infrared atmospheric band airglow to deduce the ozone density in the altitudes 70-90 km.
- (A2) Ultraviolet spectrometer for nadir observation of the backscattered ultraviolet (2500-3500 Å) to obtain the ozone profile in the altitude region 25-60 km.
- (A3) Solar image-radiometer in several visible and near infrared bands for the limb absorption by stratospheric aerosols, ozone and nitrogen dioxide.
- (A4) Infrared solar spectrometer for the limb absorption by stratospheric water vapor, methane and nitrous oxide.
- (B1) Topside ionospheric plasma sounder, including a receiver for the emissions from electric power lines.
- (B2) Plasma probes for electron density and temperature.
- (B3) Energy spectrum analyser for low energy precipitating particles.
- (B4) Flux monitor for high energy precipitating particles.

Total weight of the spacecraft will be 200 kg, and orbital parameters are: perigee 320 km, apogee 1000 km and inclination  $73^\circ$ . It is scheduled for launch during the period of Middle Atmospheric Program, 1982-1985.



K.I. Oyama and K. Hirao

Institute of Space & Aeronautical Science, University of Tokyo, Komaba, Meguro, Tokyo

**Abstract** Low and mid-latitude lower E-region electron temperature profiles which were obtained by means of an in situ probe were collected. Profiles which are discussed here cover the heights of 90~120 km and measurement reliability at these height is discussed mainly in terms of electrode contamination and aero-dynamical heating. Although measurement errors might exist in some of the electron temperature profiles, it is conclusively described that daytime electron temperature is very often much higher than the possible neutral temperature and  $T_e \approx T_n$  is rarely seen.

**References** K.I. Oyama and K. Hirao, Planet. Space Sci., Vol. 28, 207, 1980

TABLE 1. ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT BEFORE 1969

Data	Rocket	Time of flight	Firing site	Experimenter	Ref. No.	$R_e$	Probe	Remarks
SA <sub>1</sub>		67/10/24/1314	Arec.	Sagalyn and Wand	13	93	RPT	
SA <sub>2</sub>		67/10/27/1314	Arec.	Sagalyn and Wand	13	125	RPT	
B <sub>1</sub>	NASA 1852	68/5/17/1518	Arec.	Brace et al.	4	59	d.c.	
B <sub>2</sub>	NASA 1806	68/8/26/1351	Wall.	Brace et al.	4	77	d.c.	
B <sub>3</sub>	NASA 1851	68/8/8/1410	Wall.	Brace et al.	4	113	d.c.	
B <sub>4</sub>	6.07	63/4/18/1604	Wall.	Brace et al.	4	34	d.c.	
S <sub>1</sub>	14303	66/11/12/1300	Cass.	Smith et al.	18	80	d.c.	
S <sub>2</sub>	14275	67/1/31/1350	Wall.	Smith et al.	18	109	d.c.	
S <sub>3</sub>	14270	66/6/14/0418	Wall.	Smith et al.	18	31	d.c.	
A <sub>1</sub>	Rocket 1	68/3/30/1057	Volg.	Andreyeva et al.	1	154	d.c.	$E_e$ at 105 km
A <sub>2</sub>	Rocket 2	69/1/21/1100	Volg.	Andreyeva et al.	1	85	d.c.	$E_e$ at 97 km
A <sub>3</sub>	Rocket 3	69/1/23/1459	Volg.	Andreyeva et al.	1	88	d.c.	$E_e$ at 92 km
A <sub>4</sub>	Rocket 4	69/6/10/1104	Volg.	Andreyeva et al.	1	120	d.c.	$E_e$ at 109 km
G <sub>2</sub>	2007	68/8/29/1415	Thum.	Gupta et al.	6	64	d.c.	
G <sub>1</sub>	2008	68/8/29/2300	Thum.	Gupta et al.	6	64	d.c.	

Arec.: Arecibo, Puerto Rico, 18°3'N, 66°75'W.  
 Wall.: Wallops Island, V.A., U.S.A., 37°50'N, 93°49'W.  
 Cass.: Cassino, Brazil, 32°12'S, 52°10'W.  
 Volg.: Volgograd, U.S.S.R., 48°41'N, 44°4'N.  
 Thum.: Thumba, India, 8°54'N, 77°E.

TABLE 2. ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT AFTER 1970

Data	Rocket	Time of flight	Firing site	Experimenter	Ref. No.	$R_e$	Probe	Remarks
T	SL502	72/4/3/1035	Woom.	Timothy et al.	22	13	a.c.	
S <sub>1</sub>	NA 14.514	73/8/10/1005	Wall.	Schutz et al.	16	27	d.c.	$E_e$ at 100.5 km
S <sub>2</sub>	NA 14.513	73/8/3/1100	Wall.	Schutz et al.	16	21	d.c.	$E_e$ at 101.6 km
S <sub>3</sub>	NA 14.476	71/8/20/0444	Wall.	Schutz et al.	16	82	d.c.	$E_e$ at 108.5 km
S <sub>2</sub>	NA 14.475	71/8/20/0419	Wall.	Schutz et al.	16	82	d.c.	$E_e$ at 118.5 km
Z	NC3256	74/6/29/2031	WSPG	Szuszewicz and Holmes	20	30	a.c.	$E_e$ at 106 km (pulse)
K <sub>1</sub>	K-9M-55	76/9/16/1100	Kago.	Hirao and Oyama	8	14	a.c.	
K <sub>2</sub>	K-9M-47	74/9/19/1100	Kago.	Hirao and Oyama	8	51	a.c.	
K <sub>3</sub>	K-9M-30	71/1/16/1615	Kago.	Hirao and Oyama	8	67	a.c.	
K <sub>4</sub>	K-9M-32	70/9/27/1542	Kago.	Hirao and Oyama	8	87	a.c.	
A <sub>1</sub>	C-62	64/10/5/1630	Hamm.	Aubry et al.	2	0	a.c.	$E_e$ at 105 km
A <sub>2</sub>	C-63	64/10/7/1642	Hamm.	Aubry et al.	2	20	a.c.	$E_e$ at 104 km
IJ	20:11	71/4/25/1100	Thum.	Oyama and Hirao	14	44	a.c.	
UJ	14.532	75/5/28/1526	Chil.	Smith et al.	19	13	a.c.	
K <sub>5</sub>	S-210-7	72/2/17/1700	Kago.	Oyama and Hirao	9	137	d.c.	(clean probe)
K <sub>6</sub>	K-9M-38	72/2/22/1500	Kago.	Oyama and Hirao	8	167	a.c.	

Woom.: Woomera, Australia, 31°S, 137°E.  
 Kago.: Kagoshima, Japan, 131°05'E, 31°15'N.  
 Hamm.: Hammaguir, Sahara, Algeria.  
 Chil.: Chilca, Peru, 12°30'S, 76°47'W.

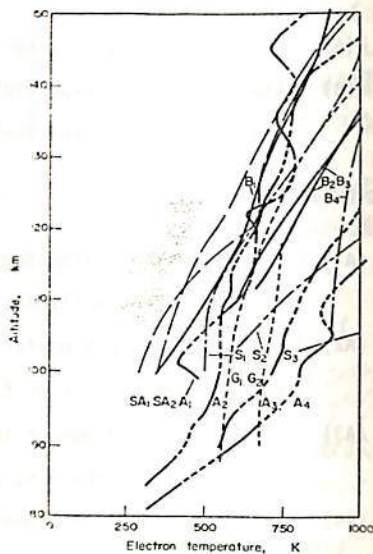


FIG. 1. ELECTRON TEMPERATURE PROFILES WHICH WERE OBTAINED BEFORE 1969. No a.c. probe data were included.

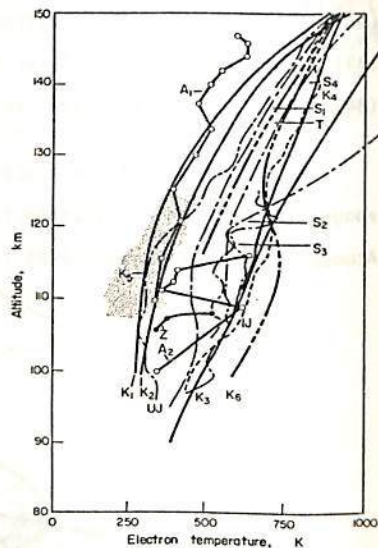


FIG. 2. ELECTRON TEMPERATURE PROFILES WHICH WERE OBTAINED AFTER 1970.

Profiles S<sub>1</sub>-S<sub>4</sub> might not be accurate mainly due to electrode contamination. Profiles A<sub>1</sub> and A<sub>2</sub> which were obtained in 1964 are included because these are believed to be accurate from the view point of electrode contamination.

The breakdown of the WKB approximation in the behavior of upper thermospheric gravity waves

前田 佐和子

京大・計算機科学研究所

非一様媒質中における波動の伝播を記述するために、いわゆるWKB近似が適用される。熱的成層状態にある大気中の重力波に対して、強い反射層が存在しない範囲でWKB近似が適用できる事が調べられている。<sup>②③</sup>しかし、WKB近似の適用限界は波数のパラメータ(周期、位相速度)に依存するので、実際に近似を行う場合には、具体的にその妥当性を検討する必要がある。

我々には上部熱圏を伝播する高速の長周期重力波に対してWKB近似の適用の妥当性を調べた。その結果、単調に増加する音速の高度変化に対して、波の垂直波数( $k_z$ )が零になる。いわゆる'turning point'が存在し、その付近にWKB近似が成立しなくなるような反射層が存在する事が分かった。

非粘性媒質中での重力波の分散特性は、次式で与えられる。<sup>①</sup>

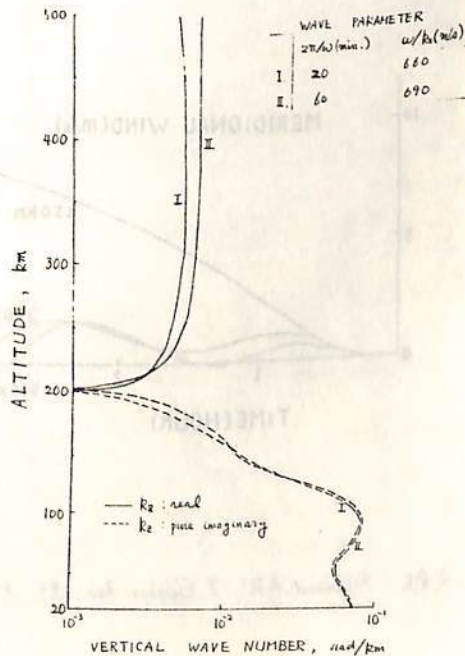
$$k_z^2 = (\omega^2 - \omega_a^2)/c^2 - (\omega^2 - \omega_g^2)k_x^2/\omega^2 \quad (1)$$

ただし、 $c$ :音速、 $\omega_g$ : Brunt frequency、 $\omega_a$ : acoustic freq.、 $\omega$ : wave freq.。(1)式において、水平位相速度( $\omega/k_x$ )が $c\omega_g/\omega_a$ に等しくなる所で $k_z^2=0$ ( $k_x$ は $c\omega_g/\omega_a$ と12)となる。それより低高度域で $k_z^2 < 0$ ( $k_z$ : 純虚数, vertically evanescent)、高高度域で $k_z^2 > 0$ ( $k_z$ : 実数, vertically propagative)となる。 $k_z=0$ となる点('turning point')では、媒質の微小な変化に対しても、波の反射が無視できない<sup>④</sup>。即ち、この領域では、WKB近似は成立しない。下図は、 $k_z$ の特徴的な高度分布を示している。波の周期、位相速度は図に示した。これらの波では、高度200kmで $k_z=0$ となる。即ち、これらの波の取り扱いについては、WKB近似が適用できない。

一方、'turning point'の存在は、高速の長周期波動の伝播特性を理解する上で非常に重要である。'turning point'の近傍では、媒質の連続的変化は、波に対しては不連続的変化として作用する。低音速媒質と高音速媒質が接する音速の不連続面では、その面に沿ってダクトされる界面集中型のモード(interface mode)が存在する。<sup>⑤</sup>上部熱圏でダクトされる長周期重力波モード('gravity pseudomode')<sup>⑥</sup>は、700~800 m/sの水平位相速度をもつ。経度200~300km高度に'turning point'が存在することが考えられる。このモードの分散特性や、エネルギーの垂直分布が、上記の interface mode によく一致する<sup>⑦⑧</sup>ことから、このモードのダクト機構として、基本的に、'turning point'の反射層に沿ってエネルギーが集中する interface mode を考えるのが妥当である。

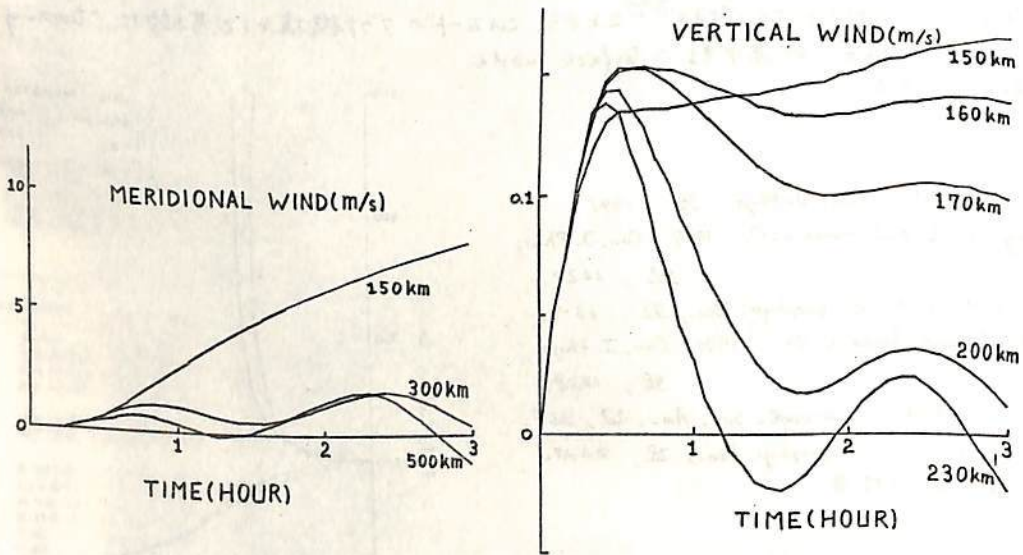
参考文献

- ① Hines C.O. 1960 Can. J. Phys, 38, 1441.
- ② Pitteway M.L.V. and Hines C.O. 1965 Can. J. Phys, 43, 2222.
- ③ Thome G.D. 1968 J. geophys. Res., 73, 6319.
- ④ Einaudi F. and Hines C.O. 1970 Can. J. Phys., 48, 1458.
- ⑤ Tolstoy I. 1972 J. acoust. Soc. Am., 52, 356.
- ⑥ Francis S.H. 1973 J. geophys. Res., 78, 2278.
- ⑦ 前田 第6回国学会講演



中山泰雄、前田坦  
京大理

地磁気嵐時には極域にエネルギーが流入する。そのうち、主としてジュール加熱によつて、熱圏に大規模な対流が起こることが示唆されてきた。特に *Richmond (1979)* の数値計算によつて、ジュール加熱による子午面内対流を示したことが注目される。ところで、その熱圏対流は次の二つの問題に適用される。一つはエネルギー輸送の問題であり、もう一つはF層崩壊メカニズムとしての問題である。第一のエネルギー輸送の場合、熱圏対流を極域に流入したエネルギーを中緯度に輸送することに適用すれば、それが非常に有効なエネルギー輸送の手段であることは明らかである。その時、極域に流入するエネルギーの高度分布は問題とならない。即ち、高度で積分された量である。単位面積当りのエネルギー流入で考えても、エネルギー輸送には本質的には関係してこない。しかしながら、第二の問題である、中緯度F層崩壊に熱圏対流を適用する時、極域に流入するエネルギーの高度分布は本質的な意味を持つてくると思ふ。なぜなら、中緯度F層崩壊に熱圏対流を適用する時、特に *negative storm* に適用する時、極域F層で上昇運動が存在することが前提条件となっており、その上昇運動は単位面積当りのエネルギー流入量に依存するよりもむしろ、その高度に流入する単位質量当りのエネルギー量に強く依存すると考えられるからである。そこで今回は、熱圏対流が、エネルギー流入の高度分布にどのように依存するかを報告する。下図は、高度135kmから145kmの局所的な領域にエネルギーを流入した場合の、子午面風と垂直風の図である。子午面風は緯度60度、垂直風は緯度70度の結果である。この時のエネルギー流入の時間変化は、最初30分正弦的に増加、その後一定とした。



文献 *Richmond, A.D., J. Geophys. Res., 84, 5259, 1979.*



前田 憲一  
京都産業大学理学部

これをロケットによるダイナモ電流の実測結果を基として、磁気赤道地帯の電離層ダイナモについて検討し、本学会に報告して来た。ダイナモの内部構造を論ずる場合、子午面内電流を求めることが必要であるが、東西方向の静電場を初めから仮定するかどうか、中性風の関係をどう考えるかといった問題がある。今回の報告は中性風の駆動力を既知とし、東西電場を未知として、これを理論的取扱いによって求めるという方針で得られた結果である。

(1) はダイナモ式で、電流の3成分を示す。(2) は子午面内電流の連続式、(3) は同面内静電場の満たすべき条件である。

$E_x, E_y$  は中性風の駆動力で、これを既知とし、 $j_y$  は実測によって与えられるとすると、 $j_x, j_z, E_x, E_y, E_z$  の5未知数に対して5式が用意されたことになる。尤も(2)と(3)は微分形式であるため、若干の工夫が必要である。時刻は11:00hrとし、 $E_y$  を求めるときの条件として

$$\left. \begin{aligned} \text{南向} \quad j_x &= \sigma'_{xx} E_x + \sigma'_{xy} E_y + \sigma'_{xz} E_z + \sigma''_{xx} F_x + \sigma''_{xy} F_y, \\ \text{東向} \quad j_y &= \sigma'_{yx} E_x + \sigma'_{yy} E_y + \sigma'_{yz} E_z + \sigma''_{yx} F_x + \sigma''_{yy} F_y, \\ \text{上向} \quad j_z &= \sigma'_{zx} E_x + \sigma'_{zy} E_y + \sigma'_{zz} E_z + \sigma''_{zx} F_x + \sigma''_{zy} F_y. \end{aligned} \right\} (1)$$

$$\partial j_x / \partial x + \partial j_z / \partial z = 0 \quad (2)$$

$$\partial E_z / \partial x - \partial E_x / \partial z = 0, \quad (3)$$

$$\partial E_y / \partial z = \partial E_y / \partial x = 0. \quad (4)$$

(4) を用いる。斜交座標系として、先ず  $j_x$  と  $E_x$  を解いて  $j_x$  を出し、これを用いて  $j_z, E_x, E_z$  を消去して  $E_y$  の満たすべき条件式を求める。これは形式的に

$$K E_y = I + Q \quad (5)$$

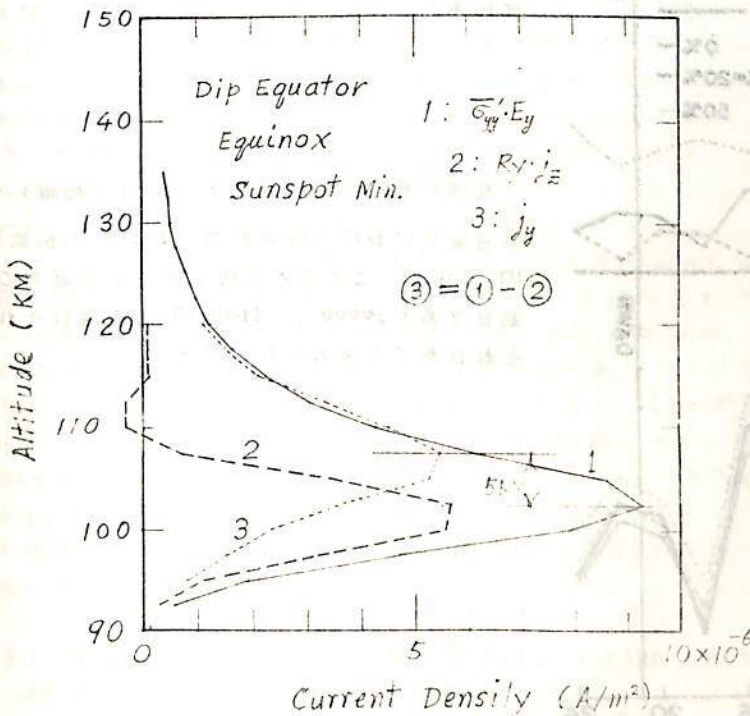
の形になる。Kは(5)で与えられる、Iは  $j_y$  の函数、Qは中性風力  $F$  による。

結果:

(1)  $E_y$  は  $(2.5 \sim 1.0) \times 10^{-3}$  V/m

(2)  $j_y$  は  $\sigma'_{yy} E_y$  と  $R_y j_z$  の和で定まる。この場合  $j_z$  は下向きである。左図に

両者(1)と(2)の差が  $j_y$  (3)が定まることを示す。この  $j_y$  のピークは(1)のピークより5km高く、実測と一致する。



前田 坦, 荒木 徹, 鈴木 亮, 亀井豊永  
(京都大学理学部)

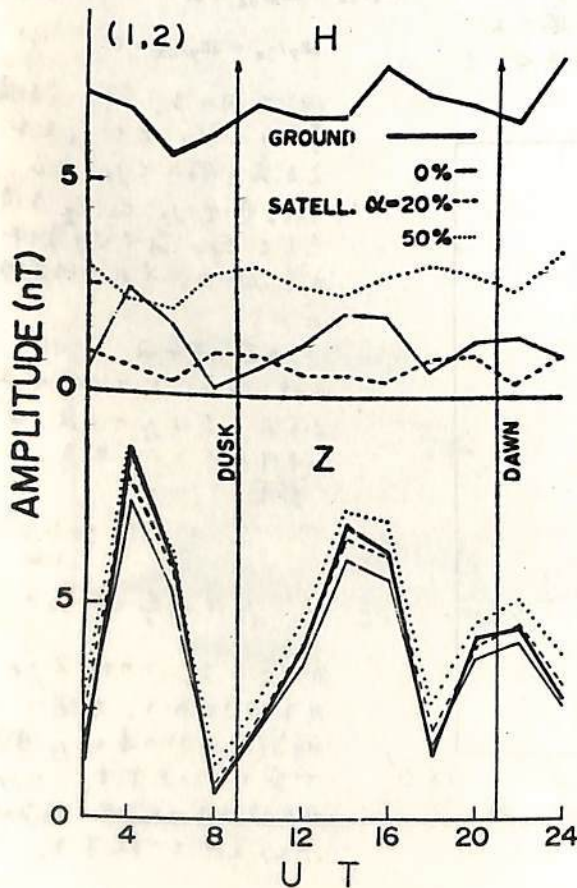
NASA の MAGSAT プロジェクトに協力するため, わが国で共同研究班を組織し, 研究の推進について検討してきた。我々は変化磁場を担当し, MAGSAT データを用いて日変化磁場と ssc 磁場に関する研究を進めている。現在, 1979 年 11-12 月のデータが来ているので, それらの解析結果について報告する。

### (1) 日変化磁場

地上で観測される日変化の約 75% が外部原因と考えられるが, その内どの位が磁気圏からの寄与か分っていない。MAGSAT データからこれを明らかにしようとしているが, 軌道が朝夕子午線上のため容易でない。ここでは外部ポテンシャルの  $\alpha\%$  が磁気圏に原因すると仮定して計算した結果と観測結果とを比較して,  $\alpha$  を推定することを試みた。(1,2) 項についての計算結果の例は図のようである。このような結果を観測と比べればよい。

### (2) ssc 磁場

地上で観測される ssc はずいぶん複雑であるが, 荒木 (PSS, 1977) によってその世界分布が詳しく調べられ, かなりすっきり整理された。それに従って, 高緯度と赤道地方の PRI 現象の説明を検証し, また ssc 主相への磁気圏および電離圏からの寄与を分離しようと考えている。



(左図) 地上 (太線) および衛星 (細線) での日変化における球関数項 (1,2) の振幅の UT 変化。ここで  $\alpha$  は磁気圏からの寄与の割合であり, 0900 と 2100 UT の縦線はそれぞれ日本での夕方と朝方に当る。

佐藤 佳朗 早坂 孝  
東北工業大学

昨年の京都に於けるHF-ドップラー研究会に於て、5MHzのドップラーシフトの日変化について述べましたか、その後、8MHz、10MHzの受信装置も作成し常時観測を行って行きます。受信装置のプロットダイヤグラムを才1回に示す。(5MHz、10MHzも同様)ドップラーシフトの大きさと、雑音を考慮し、選送増幅器のバンド中は±25Hz (±3dB)に於て、0.5<1は±0.5<2は、-5°C~+35°Cの温度範囲で10Hz以内の周波数ズレにおさえている。(ターミスタヒバリキャップで補正) 基準発振器は安定度 $5 \times 10^{-10}/\text{day}$ で、5MHzで-3.0Hzズレして居る。ペーパー記録はRATE METER出力を15秒に1回打点式にて記録している。スピードは50mm/hourで流している。フィルターは4チャンネルで、5、8、10MHzをそれぞれ各チャンネル別々に入れ、4チャンネルにはタイムエント入れている。テープスピードは3.04cm/minで8MHzは終日録音し、5、10MHzは03:00~20:00のみ記録している。周波数解析の方法は、ペーパー記録の時の変化を1mm間隔で肉眼にプロット(サンプリングダイヤ1.2分)し、これをヒトカーフリーダーにてデジタル化しファイルに入れている。但し、丁丁停波の時間はその前後をなめらかに、フリーハンドでプロットした。その変化を生じさせる擾乱かどの様に時間的に推移して行くかという事とその擾乱の周波数範囲及びその大きさを知るために、少ないデータで合理的MEM(BURG)法によりダイナミックスペクトルを求めた。季節は冬で日中の時間の22日間のデータを周いた。サンプリングタイムは1.2分間のダイナミック周波数は0.42c/minであり0~0.42c/minの間、100ポイントについてスペクトルを求めている。データ数は50ポイント(60分)サンプルとスペクトルを求め、次に5ヶデータもシフトさせ(6分の時間シフト)で同様にして移動平均したから6時間(300ヶ)に1毎のダイナミックスペクトルを求めた。但し予測誤差フィルター項数は9、で初めと終りにそれぞれ25ヶのガミータータを入れている。記録はダイナミックスペクトルの一例を才2回に示す。図をみるにフェイスはV-typeとN-typeがある事か分る。周波数は0.054c/min以下に集中している。

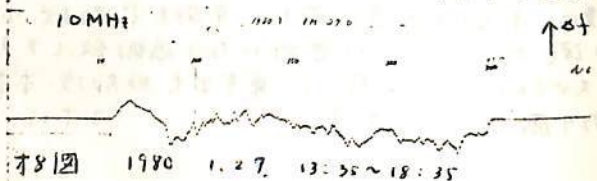
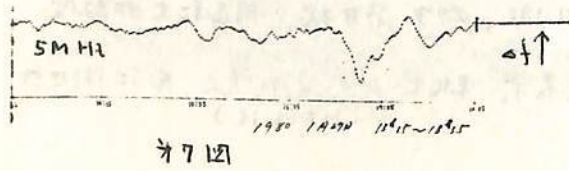
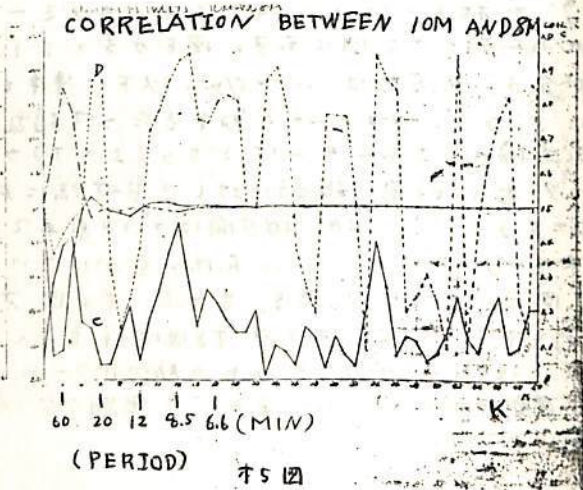
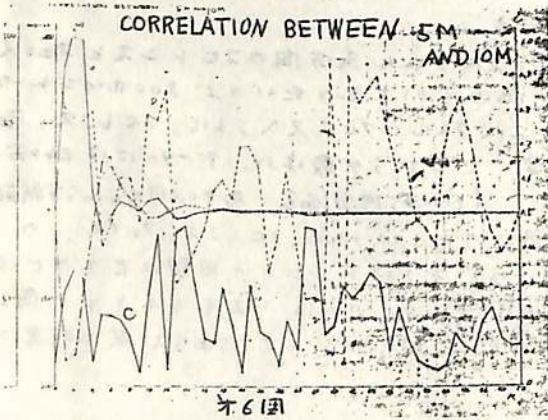
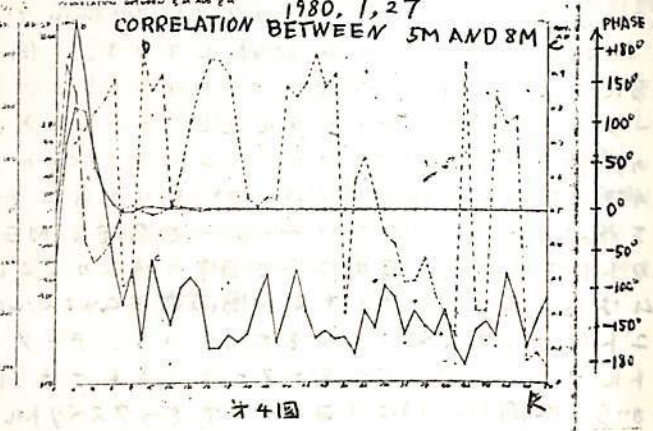
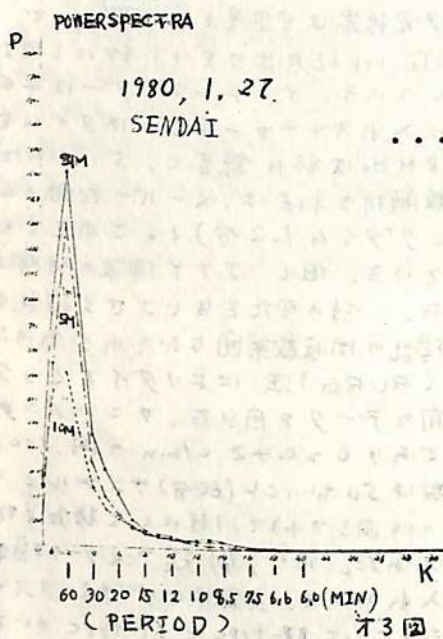
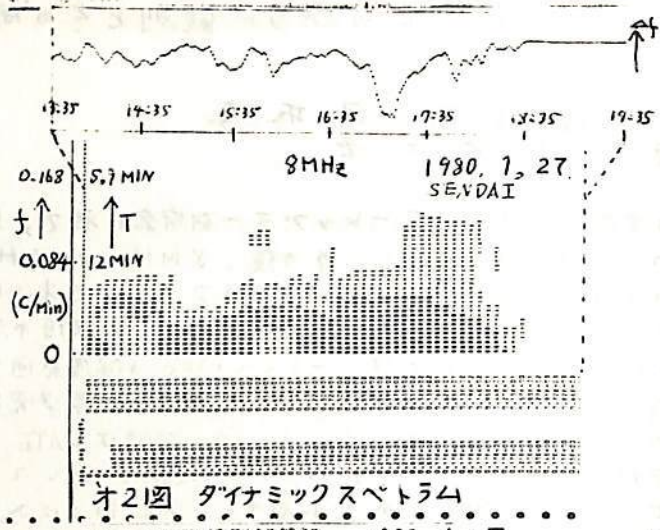
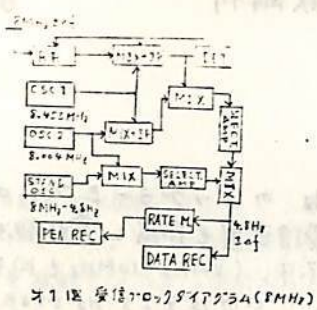
次に5、8、10MHzの時の変動をまたらす擾乱の各スペクトル成分間のコヒーレンスとフェイズを求め擾乱のエネルギーはどちら(上か下)から伝わるかを知りたいので300ポイントのデータ数(6時間に相当)に対してB-T法によりスペクトル、クロススペクトル、コヒーレンス、フェイズを5、8、10MHz相互間について求めた。ここでラック数は50、データには240分以下をcutするHigh Pass Filterをかけている。(E#0.5標準偏差、Be#0.017c/min分解能)才3回にパワースペクトル密度、才4回、才5回、才6回にクロススペクトル、コヒーレンス、フェイズ、の一例を示している。才7回、才8回は付を添えて示している。才3回より6分の周期は最大ピークがあり、ほとんどこの周期7分以上の所にパワーが集中している。コヒーレンスもその水の図で6分周期の所にピークがある。又周期7分以下の所ではコヒーレンス、フェイズ共に誤差の範囲に於ける。

最後に、本観測装置に於て京都大学教授小川徹、助手筒井稔、同志社大助教授一瀬琢美、氏に御世話になり感謝致します。

又スペクトル解析に於て東京工大助教授本蔵義守、東北大助手湯本清文、氏に御世話になり感謝致します。

(B-T法)

(MEM法)



柴田 喬, 奥沢隆志  
(電気通信大学)

中規模の電離層じょう乱は、中性大気の内層重力波モード振動の電離層応答であると解釈されて<sup>1)</sup>おり、それは、垂直イオノゾンデやHFドップラウなどの観測を通じて、主にスペクトルの形状の検討から、ある程度確かめられている。筆者らは、じょう乱のエネルギー源や、伝搬・散逸の機構を明らかにするには、波動の“速度分散”を知る必要があると考え、HFドップラウ観測を進めてきた。なお、従来、“速度分散”に関しては、各種の観測結果<sup>2), 3), 4)</sup>と理論解析の結果<sup>5), 6)</sup>は部分的には一致するが、統一的な一致が得られていない。

今回、筆者らは、昼間電離層中の10~100分程度の周期の小振幅乱れに注目して、水平位相速度分散を三点同時観測(JJY 8 MHz)で求め、理論計算と比較して検討を加えたので報告する。電波反射高度は250 km前後で、そのレベルでの観測網サイズは86~123 kmである(図1)。観測結果の一例を図2に示す。得られた分散特性は、一般的に周期(T)が長くなるほど速度( $V_H$ )が小さくなっている。しかし、 $V_H \propto T^{-1/2}$ なる単調な特性とはならず、Brunt 周期の近くでは、速度が極端に大きくなる傾向にある。図中、各縦線は相関位相誤差に由来する速度のばらつきであり、矢印は、図面上方から時計回りに北・東・南・西方向として、波動の平均的な伝搬方向を示している。図3は、電離層モデルとしてIRI-1978を使用し、基本的にはKlostermeyerと同様の手法で理論的に求めた内部重力波モードの“分散曲線”である。分散を決定する条件としては、波動の高さ方向の減衰率が極少の条件と、大気密度等の高さ勾配を補う意味での波動の振幅増加率が、粘性等による減衰率と釣り合うという条件の二つが考えられる。前者の場合の分散特性は、長周期側で速度が増加する傾向となるが、後者の場合には周期とともに速度は減少し、観測結果の傾向と合致している。

紙面の制約上、詳しい議論は講演時に譲ることとする。



図1. 観測網配置図

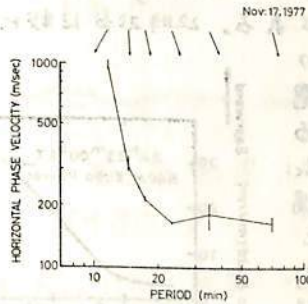


図2. 分散特性の観測結果

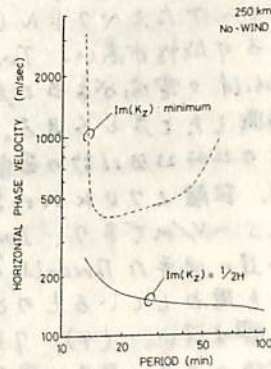


図3. 分散特性の理論曲線

REFERENCES

- 1) Hines, C. O. (1974) J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1205
- 2) Herron, T. J. (1973) J. Atmos. Terr. Phys., 35, 101
- 3) Brownlie, G. D., L. G. Dryburgh, and J. D. Whitehead (1973) Nature Phys. Sci., 243, 123
- 4) 前田・半田 (1980) 南極資料, No.69, 150
- 5) Klostermeyer, J. (1974) J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1995
- 6) Francis, S. H. (1974) J. Geophys. Res., 79, 5245

五十嵐喜良\*、小川忠彦\*\*

(\* 電取研究所、 \*\* 電波研究所 平塚支所)

E層高度で発生する電子密度の Irregularities の運動や発生機構の解明を目的として、1978年に昭和基地でオーロラドップラーレーザを用いた観測を行った。S-310JA-7号機との同時観測を行った時のレーザエコーの発生と消滅過程についてスペクトル解析を行った結果を報告する。S-310JA-7号機は、1978年3月27日22時15分50秒LTに磁北方向に打上げられた。この時、オーロラアーチは磁北から磁南方向に運動した。アンテナも磁南方向に固定したレーザがエコーの発生を捉えたのは、22時20分30秒であった。エコー強度は、Irregularitiesの発達に伴って強くなったが、22時23分15秒には、エコー強度が弱まり、Irregularitiesが消滅したと考えられる。この消滅過程のドップラー速度を図1の下側に示す。上側には、エコー強度のプロファイルを示す。レーザの視線方向と磁力線のなす角度も Aspect Angle と呼んでいる。電波オーロラは、この角度が90度の時に最も強く発生しやすい性質がある。これは、図1の上段に示すように、Magnetic Aspect Angle (図中では90度も引いてある)が0度の近傍で、エコー強度が最大となっていることに対応している。ドップラー速度  $v$  と電場  $E$  との間には、 $v = E \times B / B^2$  という関係があることが知られている。この関係から、距離に対する電場を求めたものを図1の下側に示す。送信パルス幅は、100  $\mu s$  なので距離分解能は15 km である。この結果から推論すると、(1) 距離と共に電場が強くなっているのは、オーロラ内部で電場が回転したため、見かけ上、南向き電場の変化として現われた可能性もある。(2) 電場が、Aspect Angle が0度の点に対して対称に変化をしているように見えるのは、電場の Aspect-Angle 依存性によるものかも知れない。(3) Irregularitiesの発生機構としては、Two-stream Instability と Cross-Field Instability の2つが考えられている。22時23分06秒のスペクトルを見ると非常にシャープなスペクトル (270 km で半値幅  $\sim 5$  Hz) をしているので、Two-stream Instability である可能性が高い。Two-stream Instability が発生するには、強い電場が必要であるので、Threshold の電場があると考えられる。22時23分12秒には、エコーが弱くなり Irregularities は消滅したと考えられる。この直前の22時23分06秒の最大の電場は、距離270 km における16.5 mV/m であり、Irregularitiesの発達に必要な Threshold の電場強度を現わしているものと考えられ興味深い。(4) 7号機打上げ後のエコー強度の最初のピークは、22時20分45秒であり、この時のスペクトルは、図1の場合に比べはるかに広く (半値幅  $\sim 100$  Hz) しかも、ドップラー速度は100 m/s 以下と小さい。この場合の Irregularities の発生機構は、22時23分00秒の消滅過程とは異なるものと思われる。

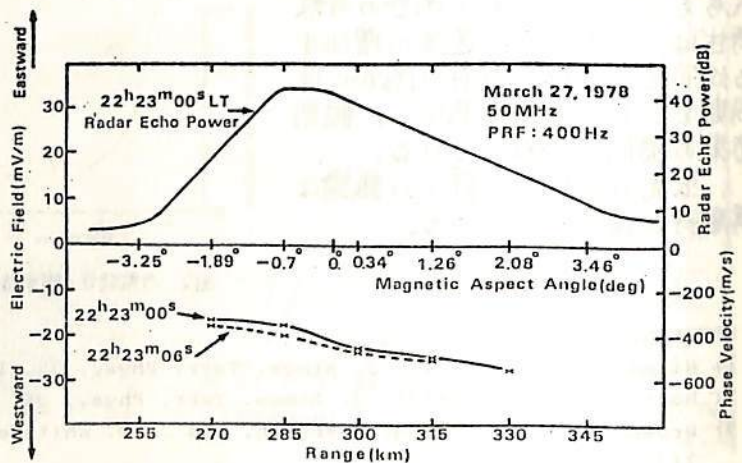
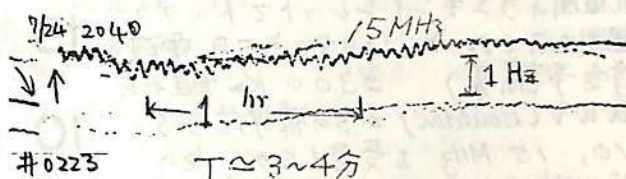


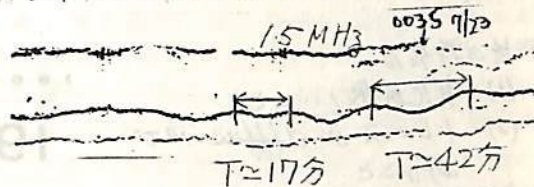
図1. オーロラドップラーレーザで求めた東西方向電場  
上図は 22h 23m 00s LT のレーザエコー強度プロファイル  
下図は レーザ視線方向のドップラー速度から導出した東西方向電場

北石 泰一 竹生 政資  
 九大 理

九大におけるHFトップラ-観測  
 と計画に当初、既存の菅平、金沢、  
 春日井、京都等の観測所に対して  
 果てはこれだけの独自性があるか  
 疑問をもつたが、先に  
 報告した“日の出効果”等、福  
 岡のような1000kmをこす遠  
 距離伝播の場合にのみ明  
 瞭に観測される現象の例  
 もあった。福岡における  
 トップラ-観測の意義も確  
 認されたと考えられる。

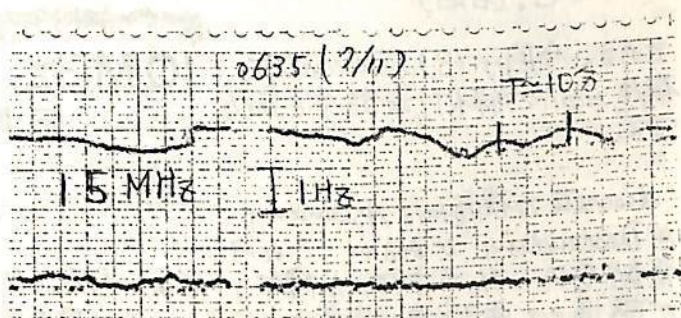


1980.7.24 2040LT  
 雷雨を伴う低気圧によるトップラ-変動(T ≈ 3分)



1980.7.23 0000LT(LT)の変動

“日の出効果”に伴って、まっ  
 周期10分程度のトップラ-  
 変動が観測される。先の  
 報告では、これは日照による大  
 気の急激な膨張に原因する  
 ローカルな大気振動と解  
 釈した。



日の出効果に伴う変動(T ≈ 10分)  
 1980.7.11 (0635)

今回データもかなり集積された  
 ので、この種の変動の存在を  
 確認し、また他の時間帯のトッ  
 プラ-変動のスペクトルをも求め  
 その日変化、地磁気活動との関係につ  
 いて報告する。

菅平観測所におけるスペクトラムは、先  
 に奥沢氏(JGG 1980)による  
 報告されているが、その結果との対比  
 をあわせて報告する。

オーロラ帯電離層内の Gravity Wave

ーランキンにおける HF ドップラー データ からー

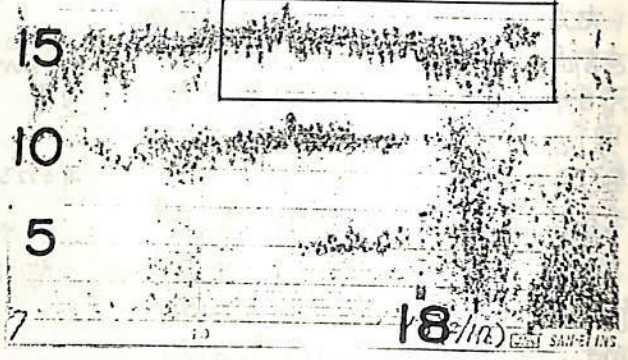
北村泰一<sup>竹生政彦</sup> AUV プロジェクト 44

九大理, 東大理, 東大宇宙研

1980年2月の1ヶ月間, カナダ

北極圏のランキンインレットでドップラー観測をおこなった。(1980年5月 電磁気学会予言誌集) 2300 Km 離れた WWV (Boulder) からの標準信号 5, 10, 15 MHz を受信したが, そのドップラートレースは, 中緯度のデータ (福岡) とは, その様相を大変異にしていた。

1980.2.17 RI

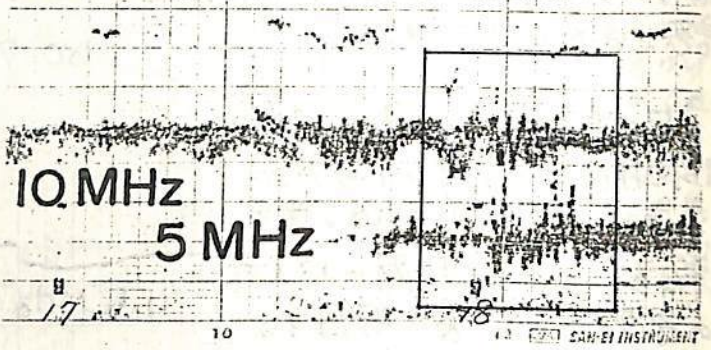


その特長は

- (1) 変化が激しいこと
- (2) トレースが diffusive であること
- (3) diffusive な構造の中に discrete な構造がみえること。(右図)

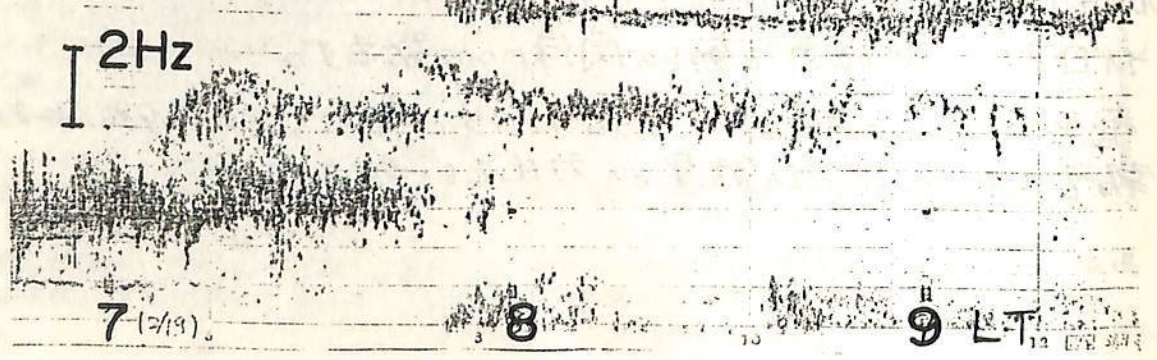
である。今回は (3) の discrete な構造について解析した結果を報告する。

1980.2.11. RI



discrete な構造には Ascending と Descending があるが, これは電離層内を水平方向に伝播する波動の存在を仮定すると定性的に説明がつく。そこで講演では, 電子密度を仮定し, どのような伝播速度で伝播するとデータにあられるようなドップラー偏移量を示すかモデルをたててシミュレートした結果を示す。

1980.2.19





前田力雄 竹内鉄雄 古閑照男  
電波研究所

電離層垂直観測は、HF帯通信における電波予報警報及び地球物理学への寄与によって、その基礎を培ってきたのであるが、衛星通信や海底ケーブル通信にその主役をうばわれ、短波帯通信の影がうすれてきたのは否定できない。しかし近年になって衛星通信におけるシンチレーションの発生、スプラジックE層によるVHF電波の混信等相つぐ電波障害が目立つようになってきた。これら障害の解決のため新たな局面をむかえ、発生源である電離層の研究観測や通信方式の開発などが見直されるようになってきた。こゝしあたって必要なことは電離層の現況を即時的につかむことであり、外部からの問合せに対し直ちに必要な情報が提供できるリアルタイムモニタシステムと電離層斜め観測定常化の確立である。そこで現用垂直観測機を利用し、これに観測時刻と周波数掃引ステップを同期制御する送信付加装置を結合して同一電波で垂直観測と斜め観測を両立させることを考え、地方観測所(稚内、秋田、山川、沖縄)送信で、回分寺受信のネットワークを構成する電離層斜め定常観測計画を画した。その運用にさきかけて、現用の観測機とデルタ空中線を利用し予備実験を行ったところ良質のデータが得られたのでその結果も合せて斜め観測について述べる。各観測所で毎日行っている垂直観測の電波はデルタ空中線から鉛直方向に打ち上げられていることになっているが、その放射エネルギーの一部は極角度でかなり放射されているだろうと考え、この電波を利用して各観測所からの斜め伝搬観測を行うシステム設計の検討をした。今日では高精度高安定度の周波数標準器と高速度スイッチングスピードの周波数シンセサイザの登場によりシステムの設計は容易になり校正が1年近くも観測できるようになった。本システムの基本構想 ①垂直観測機の機能とデータの質を損なわない。②同期にルビジウム標準器と周波数シンセサイザを使用する。③タイムスケジュールによって1回の送信波で垂直観測と斜め観測を両立させる。④国内5観測所をネットワークとし、電離層斜め観測を定常化する。⑤データの速報性重視しモニタシステム(ソフトコピー及びハードコピー)の確立を図る。

メリット (1)現用の垂直観測機とデルタ空中線の利用ができる。(2)秋田及び山川の垂直観測は回分寺と稚内及び沖縄の近似的なバックスになり得る。(3)実測のMUFとこれとIR勧告の計算値によるMUFとの比較ができる。送信付加装置は、ルビジウム、シンセサイザを主体としスキマナ(シンセサイザ制御用)、バッファアンプ、スタンバイ電源で構成し、送信の同期制御を行う。受信装置(回分寺)はルビジウム、シンセサイザを主体とし、スキマナ、時計部、受信部、同期及び信号合成部、電源部、記録部で構成し、データ、周波数対電界強度信号を出力する。又モニタシステムとしてVTR、プロッタ、ピクチュアモニターなどによりソフトコピー及びハードコピーをとることができる。

予備実験について、今回は現用観測機とデルタアンテナを使用し、 $2 \times 10^{-8}$ 程度の水晶発振器から分周した50 Hzを同期信号とし、全観測所と手動観測を試み良質のデータが得られた。第1回の実験 昭和54年12月、6、9 MHz稚内、秋田受信エコーあり、稚内の感度通常観測より10 dB弱い、秋田の感度は回分寺のエコーと同じ強さに見える。第2回の実験 昭和55年3月、6、11、18 MHz山川受信、エコーあり、感度は稚内と同じ強さ。第3回の実験 昭和55年5月、11 MHz沖縄受信、エコーあり、山川より少し弱くA比0 dB。注 通常A比15 dB挿入。

心配されたアンテナの低角度放射があり、これで全観測所との斜め観測が可能であることが立証された。

石 巖 剛 貝 沼 昭 司  
(電波研究所)

越前谷 喜松 小舟 鉄 彦 森 哲 造  
(電波研秋田)

地表面から放射された電波(主に短波帯)が電離層屈折(反射)により地表面(海面)に達し、そこで後方に散乱され、再び電離層により屈折(反射)され送信員にもどってくる現象を Sky-wave Backscatter と名づけ斜入射伝播、地表伝播と区別している。この海面後方散乱波を利用すればレーダで見える範囲は従来的に増大して数千 km に達しマイクロ波レーダの探知距離より1桁大きくなる。

この種のレーダの探知距離は使用周波数、電離層電子密度分布、電波の放射仰角等々に依存するので、周波数及び放射仰角を適当に変えることにより 200 ~ 4,000 km の範囲をカバーできる。また、この Sky-wave Backscatter を利用する見通し外レーダは海面遠隔探査の有力手段となり得る。

この見通し外後方散乱を利用する遠隔探査では主に短波帯が使用され、30 MHz 付近以上で上限とされているが、流星観測レーダとして開発された工学研究所の 37 MHz レーダでも Es 層を介しての海面散乱に起因すると思われる散乱エコーが観測され、このような高い周波数のレーダによる観測例は珍しいので報告する。

本報告では第1表に掲げる諸元を有するレーダを用いて1978年7月18~22日に実施した観測結果について述べる。資料解析結果によるとエコーの出現範囲は 100 ~ 3000 km 幅であるが、900 ~ 1500 km で発生頻度は極大になる。また日変化を調べてみると 7<sup>h</sup> ~ 10<sup>h</sup> 及び 16 ~ 19<sup>h</sup> の時間帯に極大になる。次にアベックス付近の  $f_oE_s$  とエコーの出現頻度との関係を調べると、7<sup>h</sup> ~ 20<sup>h</sup> の時間帯には 5 MHz (Es 層高を 110 km, 伝播距離 1500 km として M-factor は 5.2 あり) を超えると、エコーが出現するが 21<sup>h</sup> ~ 0<sup>h</sup> の時間帯にはエコーは観測されない。さらに興味あることとして 14<sup>h</sup> ~ 20<sup>h</sup> に  $f_oE_s$  が 5 MHz 以下でもエコーが頻繁に観測される。時間帯によりエコー出現の  $f_oE_s$  下限値が異なるのは Es 層反射/散乱機構が変化する力と思われる。

第1表 レーダ諸元

使用周波数	37.46 MHz
パルス繰り返し周波数 (PRR)	30 Hz, 50 Hz
平均出力	22 W (PRR 30 Hz), 40 W (PRR 50 Hz)
パルス巾	200 $\mu$ s
最小受信感度	
1. 反射波強度	-117 dBm
2. ドップラ	-98 dBm

小川 徹, 辻井常男, 筒井 稔 (京大工)

一瀬 琢美 (同志社大工), 佐藤 佳朗 (東北大工)

セント・ヘレンズ火山の最大の噴火は1980年5月19日0032 JST (18日1532 UT)に発生したが、それに伴う大気波動が微気圧振動計により報じられている。<sup>1)</sup> 我々はHF DによりTID (Traveling Ionospheric Disturbance) の多点観測を行ってきたが、<sup>2)</sup> 5月19日0600頃より噴火に原因すると思われる現象を観測したので報告する。

京都、宇治、八日市の3点観測の結果、北東より南西に約300 m/sで伝播する短周期(1~1.5分)のTIDが存在することが分った(図1)。その発生時刻は気象庁の観測による微気圧振動開始時刻よりも約20分遅くなっている。また長周期(周期20分)のTIDも存在し、その発生時刻は微気圧振動よりもかなり早くなっている。

一方、仙台における観測は0725のパルス状の立上りをもつTIDが存在を示している。この立上り時刻は微気圧振動とよく合っている。

以上の結果をまとめると表1の通りである。これら全てのTIDが必ずしも噴火に原因するとは断定出来ないが、周期や発生時刻などから噴火によるものも含まれていると思われる。今後他地点のドップラー観測、他種の観測などと比較するとともにTIDの伝播理論との対応を検討する予定である。

終りに微気圧振動のデータを提供下さい。気象庁の関係各位に感謝致します。

文献

- 1) 気象庁、観測時報
- 2) 例えば小川、IMSシンポジウム(77年7月)

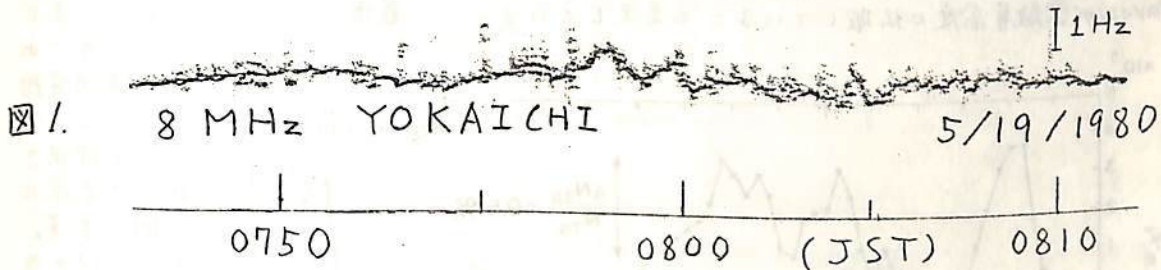


図1.

		START	MAX	END	PERIOD	VELOCITY
		(JST)	(JST)	(JST)	(MIN)	(M/S)
HFD (UJI)	SHORT PERIOD	0757	0758	0805	1.0-1.5	295
	LONG PERIOD	0620	0650	0820	10 - 20	375
(SENDAI)		0725	0726	0850	10 - 20	310
MICROBAL (KUSHIRO)		0647	0651	0729	2 - 4	307

表1.

## セントヘレンズ火山爆発に伴う 電離層全電子数の変動

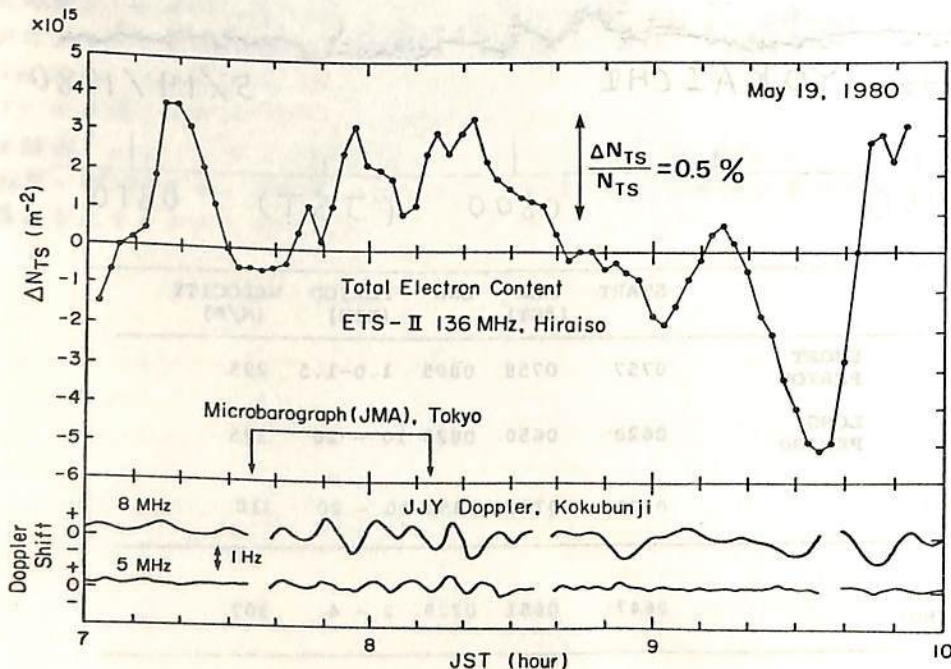
小川忠寿\*, 新野賢爾\*\*, 熊谷博\*, 藤田正晴\*\*\*, 高橋達\*\*

\*電波研平磯支所 \*\*電波研 \*\*\*電波研鹿島支所

電波研究所では昨年春から静止衛星ETS-IIの136MHz波ファラデー回転法による電離層全電子数(TEC)を国分寺, 鹿島, 平磯の3点で連続測定している。本年5月19日の00<sup>h</sup>32<sup>m</sup>JSTに米国ワシントン州のセントヘレンズ火山が大爆発し, これに伴って発生した微気圧振動が約6~8時間遅れで, 日本各地の微気圧計網で観測された(気象庁ニュース)。微気圧振動時のTECとJJYドップラーのデータを調べた結果, 有意と思われる電離層変動が認められたので報告する。

- (1) TEC変動の伝搬: 3点観測で得られたTEC変動波形から類推すると, 波動の伝搬速度は約1000km/hrで方位角( $\phi$ )は $\phi = 208^\circ$  (N→E→W→S回り)と考えられる。ちなみに, 微気圧計から得られた速度は1100km/hr,  $\phi = 227^\circ$  (気象庁ニュース), 一致する。
- (2) TEC変動の周期と振幅: 付図の上段は平磯で得られた電波伝搬パスに沿ったTEC変動値( $\Delta N_{TS}$ , 測定値から, 直線で近似したバックグラウンド値を差し引いたもの)の時間プロファイルを示す。約1時間の周期成分はここで問題にしている変動とは無関係なので無視すると, 07<sup>h</sup>40<sup>m</sup>~09<sup>h</sup>00<sup>m</sup>で8~9分周期の変動が見られる。この成分の振幅は1%以下である。米国ではTID発生に伴って4%のTEC変動が認められている。
- (3) JJYドップラーとの比較: 付図の下段は国分寺で受信されたJJY 5MHzと8MHzのドップラーシフト記録である。東京の気象庁微気圧計が周期約5分の振動を感知した時間帯でドップラーシフト量が8~9分周期で変動しており, これに応じて $\Delta N_{TS}$ も変動していることが判る。微気圧計との周期は必ずしも一致していない。

ファラデー回転法によるTEC測定はF領域の電離層変動に敏感である。現在の所詳しい機構は不明であるが, 上述の結果は火山爆発で励起された大気波動(Acoustic-Gravity Waves)が電離層高度に伝搬していることを示している。最後に, この研究の取りまとめに尽力された電波研究所大塩氏と, データを提供された気象庁に深謝します。また, ファラデー受信機データ取得に携わられた各位に謝意を表します。



Y. Iwasaka, A. Kobayashi, S. Hayashida (岩坂泰信, 小林愛樹智, 林田佐智子)

Water Research Institute, Nagoya University (名古屋大学 水圏科学研究所)

The decay processes of stratospheric aerosol content enhanced by strong volcanic eruption is researched using numerical model (one dimensional and time dependent model). During the calculation, the change of size distribution, of total mass content, the decay life time of aerosol layer, and so on are researched.

The life time of decay on stratospheric aerosol content was estimated by many investigators (e.g., Hofmann and Rosen, 1977; Russell and Hake, 1977) on the basis of various measurements. In table 1, the decay life time constant are listed up.

Table 1

Decay life time of stratospheric aerosol content

decay life	observational period	comment
11 months	Feb.'75 - Nov.'75	Menlo Park (37°N, 122°W), Russell and Hake, 1977
12 months	Jan.'75 - Dec.'75	Laramie (41°N, 105°W), Hofmann and Rosen, 1977
21 months	Aug.'75 - Dec.'78	Nagoya (35°N, 134°E), present analysis

The initial conditions were decided referring the measurements on the volcanic eruption of mount ST. HELENS (May 1980).

The detail of numerical results will be presented, and elementary processes which are controlling the decay of stratospheric aerosol content will be discussed.

Our numerical model is including the coagulation of aerosol particles, eddy diffusion processes (only vertical direction), condensation of  $H_2SO_4$  vapor on the surface of preexisting particles, and sedimentation of aerosol.

Sierra Negra 及び St. Helens 火山の噴火  
による成層圏エアロゾルの変動藤原玄夫・柴田 隆・ス々宮成助・玄野本和  
九州大学理学部

昨年4月の Soufrière 火山大噴火の後、11月に Sierra Negra 火山、今年5月には St. Helens 火山と大規模な噴火が相継ぎ、多量の火山性ダストが成層圏内に注入された。火山の位置、成層圏にダストが投入された(または入れたと推定できる)日、及びダスト雲の到達高度は次の通りである。

Sierra Negra ( $0.8^{\circ}S, 91.2^{\circ}W$ ) 1980年11月13日 14 km 以上St. Helens ( $46.2^{\circ}N, 122.2^{\circ}W$ ) 1980年5月18日 19 km 以上

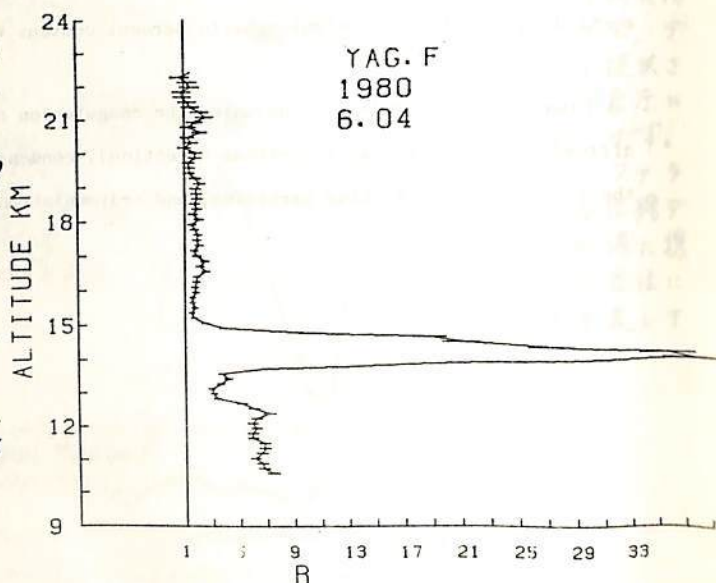
昨年12月に福岡上空の成層圏に、通常の Junge 層より数 km 下に鋭いピークを持つ強い散乱層が Nd-YAG ライダーによって検出され、前回の講演(柴田他)でこれと Sierra Negra 火山噴火との関連が指摘された。Sierra Negra 火山のダストが成層圏にまで投入されたことを確認する報告はなく、またこのエアロゾル層がこの火山の噴出物であるとすると噴火の日及び福岡到着の日から推定される子午面方向輸送速度は  $1.5 \text{ m/s}$  となって異常に大きく、しかもこの時期に成層圏エアロゾルに何らかの擾乱が検出されたとの報告は他には全くなかったが、我々は次の事柄を検討して、これが Sierra Negra に起因するものと判断した。

1. 初期の層の厚さ, ピーク高度, ピーク値及びそれらの時間的変動
2. 2波長観測 ( $1.064 \mu\text{m}, 0.632 \mu\text{m}$ ) による粒径分布変化に関する情報
3. 高層の風に関する情報

NASA では昨年2月から SAGE 衛星による観測を行なっているが、最近 Sierra Negra 噴火後のデータの解析が開始された。その preliminary の結果によると、12月上旬にはすでに Sierra Negra から西方に経度範囲  $180^{\circ}$  以上、また南北両半球の緯度  $30^{\circ}$  附近にまで強い散乱層が広がっており、我々の判断をうらづけている。

この Sierra Negra 起因のエアロゾル層はその後次第にそのピーク値を減じ、厚さを増して行ったが、この影響が完全に消失しない間に St. Helens 火山が噴火し、福岡では6月3日にその影響を検出した。圏界面直上に出現した鋭いピークは、翌日には散乱比  $R$  のピーク値で30以上にもなり、 $R-1$  (混合比に比例) はこの高度での通常値の100倍を越えた。(図参照)

今回は Sierra Negra 起因のエアロゾルについて、SAGE 衛星データとの比較を含めて検討した結果を報告し、併せて、St. Helens 噴火後の観測結果を速報として報告する。

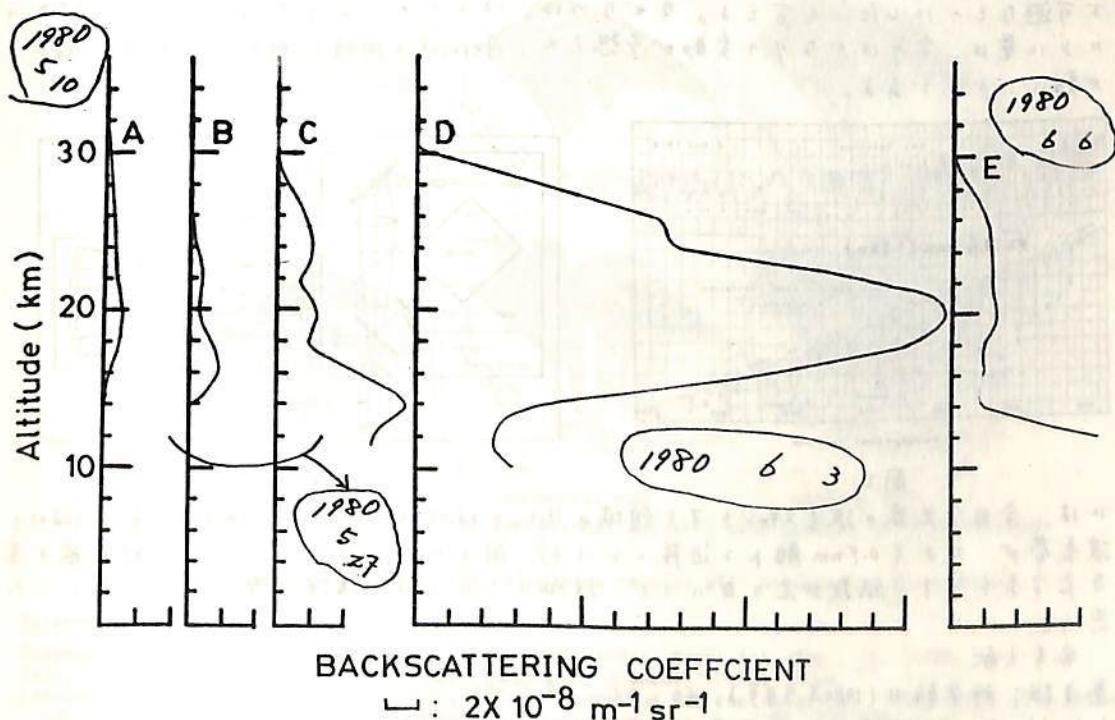


—速報—

岩坂泰信・林田佐智子  
名古屋大学・水圏科学研究所

今年の春(1980年5月)にアメリカのワシントン州にある St. Helens 火山が大噴火を起し、多大な災害を引き起したことは新聞ニュース等によく知られている。大きな爆発は、その後も数回あり、そのたびに図界面を突きぬけて、火山性物質が成層圏に注入したことは確かのようにある。

ここでは、名古屋大学水圏科学研究所で観測された、エアロゾルの急増現象を報告し、エアロゾルのグローバルな分布、火山によるエアロゾル増加、等々について調べて検討する予定である。図に示したものは観測例のひとつである。図に示した結果は 0.69 μm レーザによるものである。会場ではあわせて 1.06 μm レーザの結果についても報告したい。



—セントヘレンズ火山爆発の影響について—

高橋文徳・平尾邦雄  
東大宇宙研

1. 目的

衆知の如く、1980年5月18日に、米国ワシントン州にある、セントヘレンズ火山(北緯45°)が、高度20km以上にまで達する様な大噴煙を吹き上げて、大爆発を起し、成層圏に多量に注入された火山灰は、既に、6月5日以降、日本でも、丸太、名太、等のライダー観測において、平常値の10~100倍という、高い濃度のエアロゾルとして、観測されている。5月18日8時30分すぎの大爆発は、おそらく巨大な水蒸気爆発であったと見られる(1)、火山灰と同時に、注入されたと思われる、多量の水蒸気も、一旦成層圏に入れば、特に高度17~18km以上では、成層圏-対流圏の大気交換が行われにくいので、かなり長期間に渡って、拡散することなく、層状に分布して、滞りておもうと思われる。従って、エアロゾルと共に、水蒸気についても、平常よりも、高い濃度の水蒸気が観測されることだ、予想される。我々は、昨年引き続き、9月に、成層圏水蒸気とエアロゾルの数密度分布観測を予定しているが、本論文では、この観測結果について報告する。

2. 観測概要

昨年(1979)の気球観測において得られた、高度18.6, 19.4, 20.2kmのそれぞれの高さに対して、体積混合比で、22.3, 9.5, 24.0 ppmV という水蒸気密度(2)(3)は、エアロゾル(Mie散乱)の影響を、観測器自体として測ったところだったので、今回の観測では、昨年「filter吸収法」から、分光器(分解能0.5nm)を用いた「差分吸収法」に改良し、H<sub>2</sub>Oと共に、Aerosolも、一緒に測れる様にした点に、大きな興味を持たれる。上述の火山爆発は、「差分吸収法」の採用を不可避なものにした、と言えよう。なぜならば、ほとんどの一定は見られる2つは、昨年(1979)のエアロゾル量は、今年はかなりの変動が予想され、Aerosolも同時に測らなければ、H<sub>2</sub>Oの導出が難しいからである。

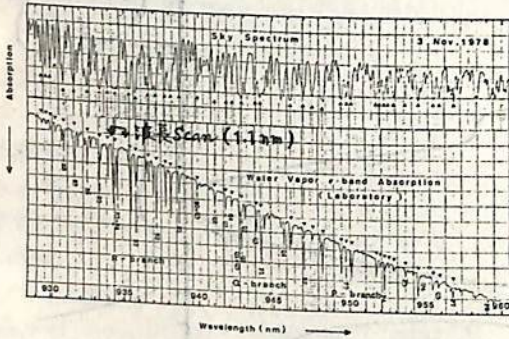


図1.

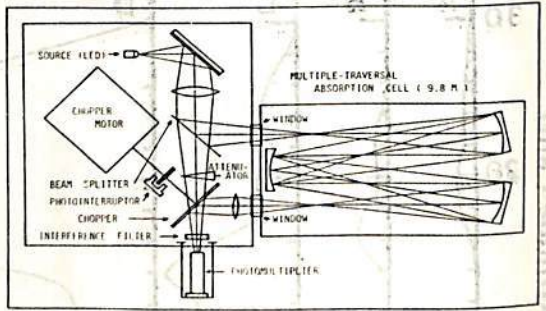


図2.

図1には、今回分光器の波長スキャンをする領域のH<sub>2</sub>Oの吸収スペクトル(強い吸収帯と、吸収の弱い波長帯が、およそ0.7nm離れ2近接している)、図2には、吸収セルを含む観測装置の基本的光学系を示す。紙数が足りないので、詳細については、講演の際は、明らかにしたいと思います。

参考文献

- (1) 荒巻重雄; 科学朝日(1980年9月号), 40, 23-28, 1980.
- (2) Takahashi, F; ISAS Report, No583, 1980.
- (3) 高橋文徳, 石井重夫, 平尾邦雄; 東大宇宙研報告, 16(B), 1087-1107, 1980.



麻生 武彦, 野々山 徹, 加藤 進

京都大学工学部 電離層研究施設

Numerous observations of atmospheric wind and waves by the meteor radar and other techniques have revealed significant variability of diurnal and semidiurnal tidal structure in the upper atmospheric region. Though synoptic features are well delineated by the well-established classical tidal theory (see e.g. Chapman and Lindzen, 1969; Kato, 1979), specific snap-shot observations do not always seem to be compatible with it. The final goal of the present work is to resolve this variability of diurnal and semidiurnal tides through suitable choice of forcing, dissipation and, more interestedly, of background mean zonal flow associated with latitudinal temperature structure.

The method of analysis is based on the original work by Lindzen and Hong (1974) for the semidiurnal tide. Now the efforts are concentrated to reformulate and establish the computational scheme, and to quantitatively estimate the sensitivity of tidal structure at meteor heights relative to changes in the background mean wind, atmospheric structure and forcing in the whole region.

For the former stage of the analysis, algebraic manipulations of simultaneous partial differential equations are substituted for by computer processing using a symbolic computation software called "REDUCE". This software can manipulate complicated set of equations including linearization and small-(Rossby)-parameter approximation procedures. Further extension to allow for background meridional circulation and moderate Rossby number is also feasible with less efforts. The final equation is available in a FORTRAN compatible form which is subject to numerical analysis using well-known Lindzen and Kuo's algorithm. (Lindzen and Kuo, 1969) The temperature distributions of both equinox and solstice are adapted from CIRA 1972 model, from which background zonal wind is calculated by the thermal wind relationship.

Fig. 1 illustrates an example of the calculated tidal structures which shows the effect of mean wind on the semidiurnal westerly wind excited only by (2,2) forcing. As has been indicated by Lindzen and Hong, mean wind induces higher order modes, thus complicating the tidal structure. In particular, tidal amplitude seems to augment at higher latitudes due to predominance of higher order modes generated in the strong westerly wind regime of the winter hemisphere. Also upward shift of 28 km phase reversal at higher latitudes is evident in the summer hemisphere.

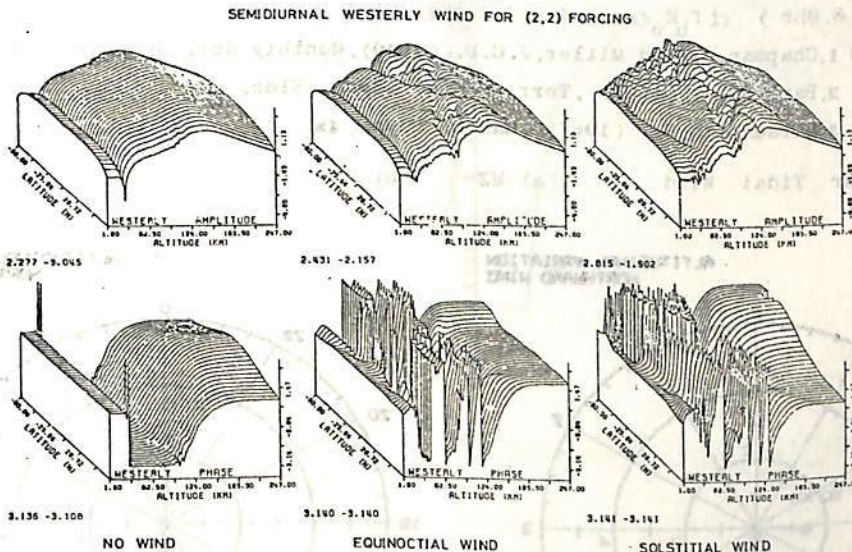


Fig. 1 Effect of mean wind on the semidiurnal westerly wind excited by (2,2) forcing.

Various interesting aspects of the calculated results will be given at the assembly.

#### References

- Chapman, S. and R. S. Lindzen (1969), Atmospheric tides, *Space Sci. Rev.*, **10**, 3-188.  
 Kato, S. (1979), *Dynamics of the Upper Atmosphere*, Academic Press, Tokyo.  
 Lindzen, R. S. and H. -L. Kuo (1969), A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 732-734.  
 Lindzen, R. S. and S. -S. Hong (1974), Effect of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1421-1446.

谷井 純, 津田 敏隆, 麻生 武彦, 加藤 進

京都大学工学部 電離層研究施設

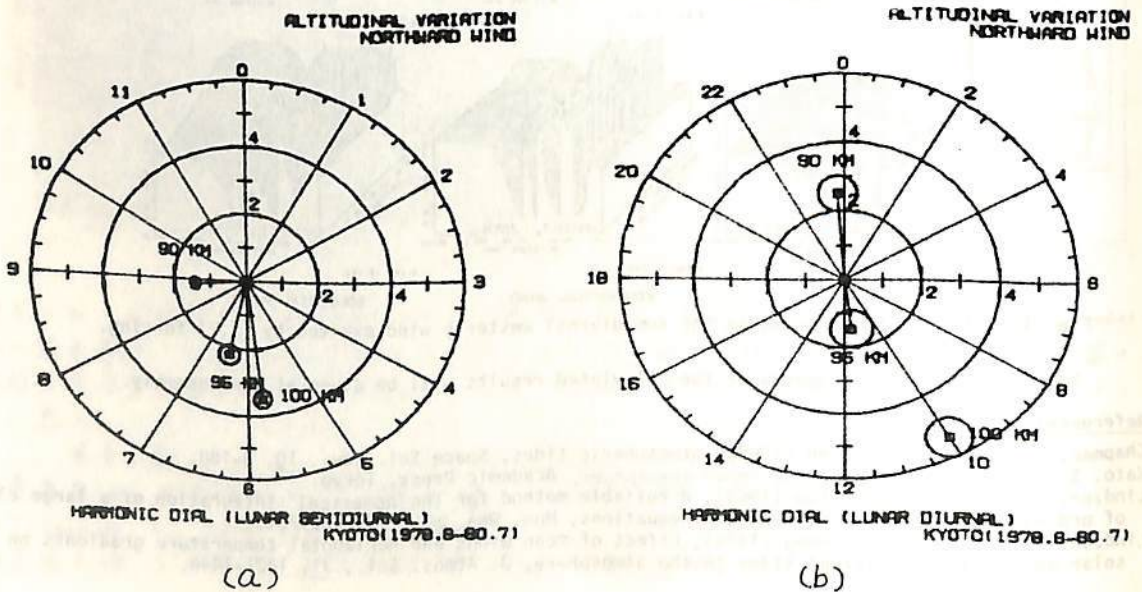
超高層の太陰潮汐変化は、励起源が明確な事からその観測には重要な意味がある。地磁気、地表気圧の太陰変化の観測は広く行なわれているが、電離層での観測は少ない。京都大学流星レーダは高度 80-110 kmにおける観測を 1977 年に開始し、(1) 中性大気の流れ系 (2) 流星高度分布のデータを蓄積しているが、我々はこれらを Chapman Miller<sup>1)</sup>の方法により解析し、太陰日変化成分 (a) M2 項 (半日潮) (b) O1 項 (一日潮) を検出した。統計的検定は Bartels<sup>2)</sup>の Harmonic Dialによる方法を用いている。以下に結果の概略を述べる。

(1) 太陰潮汐風 観測データの解析を高度別 (90km, 95km, 100km), 季節別 (J-夏至, D-冬至, E-春秋分, の各期間) について行なった。図 1 に南北風の高度別の Harmonic Dial を示す。位相は北向最大の太陰地方時を示し、図 1 (a) M2 項 (b) O1 項 である。M2 項については、垂直波長は古典大気潮汐理論から得られる (2,2) モードのものとは比べ短かく (約 60km) 高次モードの存在が推定される。振幅は地磁気ダイナモ論から導出された値<sup>3)</sup>とほぼ一致する。M2項/O1項の振幅比は 95km で 2:1 となり起潮ポテンシャル比とほぼ一致する。季節変化についても解析を行なっているので報告する。

(2) 流星発生高度 流星発生高度分布はほぼ Gaussian となり、分布の中心となる高度はほぼ 95km である。その高度分布の平均値について太陰変化の M2項, O1項 を検出した。M2項 (振幅 0.2m/s, 位相 8.0hr) は  $f_b E_S$  の太陰変化との対応が見られる。

- (参考文献) 1.Chapman, S. and Miller, J.C.P. (1940), Monthly Not. Geophys. Suppl. 4  
 2.Bartels, J. (1932), Terr. Magne. Atmos. Elec. 37  
 3.Matsushita, S. (1967), Handb. Phys. 48

図 1 Lunar Tidal Wind (a) M2 (b) O1



伊藤 礼, 麻生 武彦, 津田 敏隆, 加藤 進  
 京都大学工学部 電離層研究施設

流星高度 ( 80 - 110 km ) には、大気潮汐波をはじめとして、種々の大気波動現象が存在する。京都大学流星レーダーは、現在まで、数多くの観測を通して、この高度領域における風系に関する報告を行なってきた (例えば、伊藤他, 1980)。これらの風速成分のうちで、興味深い現象として二日周期の風速変動があげられる。この風速成分は、諸外国の流星レーダーによっても高緯度 (例えば、Muller and Kingsley, 1974, 53°N) から、南半球 (例えば、Elford and Craig, 1980) まで、検出されているものである。しかし、その成因や空間構造については、詳細は未だ明らかにされていない。

過去数回にわたる観測報告で、この風速成分の性質として、夏期の特徴的な現象であり、その振幅が 20 - 30 m/sec に及ぶことや、位相の高度変化が小さいことなどが述べられてきた。もし、この波動がグローバルなもので、さらに上方の電離圏大気にまで伝搬しているとすれば、風の起電作用とそれに伴う電流系の発生 (ダイナモ作用) が考えられる (Maeda and Kato, 1966)。

報告においては、流星レーダーによる観測の最近の総合結果を議論すると共に、それに伴うダイナモ作用について考察する。

ただし、電離層の伝導度については、図1に示す様な現実的モデルを用い、ダイナモ方程式の数値解法には Lindzen - Kuo (1969) の方法を用いる。

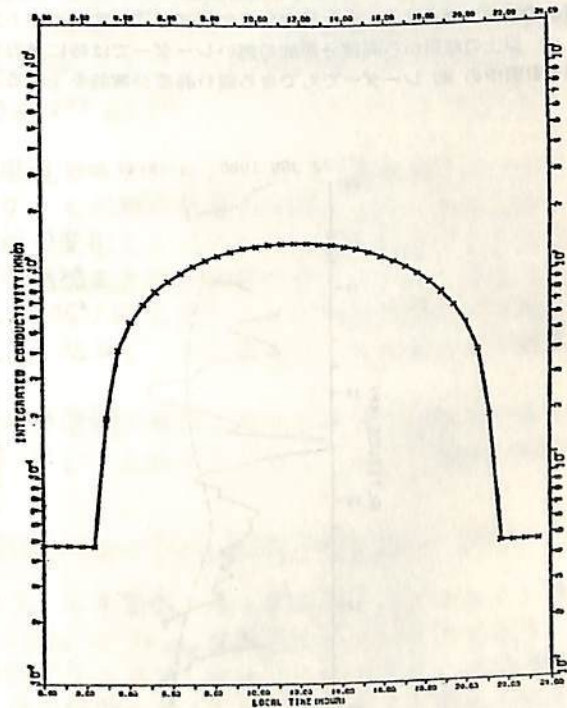


図1 積分導電率  $E_{yy}$  の地方時依存性 (モデル)

参考文献

伊藤 礼 他 (1980), 第67回日本地球電磁気学会予稿集  
 Muller, H.G. and S.P. Kingsley (1974), *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 1933-1943  
 Elford, W.G. and R.L. Craig (1980), *J. Atmos. Terr. Phys.*, **42**, 61-67  
 Maeda, K. and S. Kato (1966), *Space Sci. Rev.*, **5**, 57-79  
 Lindzen, R.S. and H.L. Kuo (1969), *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 732-734

深尾 昌一郎・佐藤 享・西本 修一・加藤 進

(京大工)

パルスドプラレーダーの一種である大型レーダーによる中層大気の観測では、パルス幅（高度方向）とアンテナ開口面積（水平方向）とで定まるレーダー散乱体積内で平均された物理量が得られる。一般に散乱体（あるいは乱流）の空間分布は一様ではないのでここでいう「平均」は散乱電力でウェイトのかかった平均ということになる。中層大気中では厚さが数100m以下の強い乱流が層状に分布していることが知られているが、散乱体積中にこれらの乱流層が片寄って分布している場合には観測値は真の平均値とは著しく異なったものとなる。最短のパルス幅はレーダーシステムにより異なるが例えばアレシボレーダーやスウジイレーダーでは150m、ヒカマルカレーダーではこの20倍（3m）程度である。上述の平均化による風速の「汚れ」は特にヒカマルカレーダーの観測に著しいことが予想される。

本研究ではアレシボレーダーにより上部対流圏・下部成層圏で観測された風速と散乱電力をもとにして高度分解能が1-5kmのレーダーで同じ観測を行う場合を想定し観測される風速がどのように汚れるかについて論じる。図1(a)(b)はそれぞれ散乱電力及び風速の高度変化の一例である。実線がアレシボレーダーによる高度分解能150mの観測値、破線が高度分解能を3kmとした場合の推定値である。一般に風のシアの強いところで散乱電力が大きくなり推定値と観測値との差が大きくなる。また推定された風速の周波数スペクトルも見掛け上異なったものとなる。

以上の結果から高度分解能の悪いレーダーでは特に風のシアの大きい高度の観測に誤差の大きいことが示唆される。現在計画中のMUレーダーでもできる限り高度分解能を上げることが望ましい。

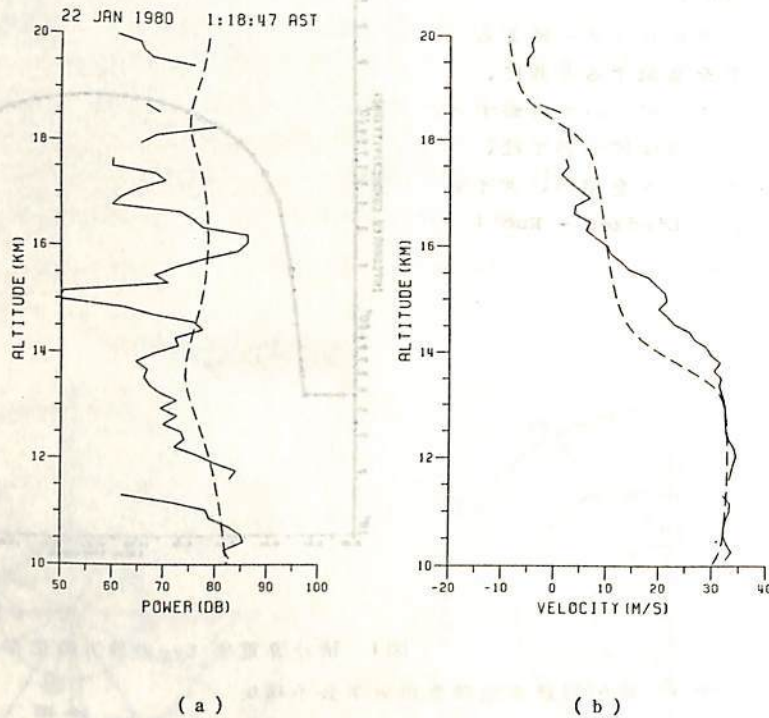


図1 (a) 散乱電力及び (b) 風速（東西成分）の高度変化。実線は高度分解能150 mの観測値、破線は3 kmと想定した場合の推定値。

若杉耕一郎・深尾昌一郎・加藤 進  
(京工織大) (京大工)

インコヒーレント散乱 (IS) レーダーより小型で、中層大気の観測を目的とするレーダーは MST (Mesosphere, Stratosphere, Troposphere の略) レーダーと呼ばれ、近年、米国・西独で建設され我が国でも建設が計画されている。このレーダーでは、VHF帯の電波を用いアンテナの開口面積は  $100 \times 100 \text{ m}^2$  程度である。このためビーム幅は数度から十数度となり、ビームの拡がりや電波の波面の影響を考慮する必要が生じてきた。つまり、MSTレーダーではアンテナビームをほぼ天頂に向けて観測を行うため、強い異方性を持つ大気乱流の薄い層を球面波で照射することになる。この結果、観測された散乱波のスペクトルが“汚され”、風速などのパラメータ推定に誤差が生じる可能性がある。本報告では、スペクトル推定の誤差、高分解能の観測を行うための合成開口レーダー的な信号処理と従来のスペクトル推定との関係を明らかにすることを目的とする。

普通良く用いられている信号の処理法は、各高度ごとのサンプルを時系列データ  $q(t)$  と見なし FFT を用いペリオドグラムを求め、散乱スペクトルの推定値としている。

$$|Q(\alpha)|^2 = \left| \int q(t) W(t) e^{-j\alpha t} dt \right|^2 \quad (1)$$

これより視線方向のドップラシフトを求め風速としている。しかし、散乱体のアンテナビームと垂直な方向への運動によってレーダーとの相対位置は時間とともに変化する。電波の波面が球面であるとその相対運動は位相の変化としてデータに表われスペクトルの推定誤差となる。したがってデータ窓  $W(t)$  で位相補正を行う必要がある。データ長を  $T$  とすると  $W(t) = e^{j\alpha t^2}$ ;  $|t| \leq T/2$  であり、 $\gamma$  を  $K_0 v_{\perp} / \alpha$  とすることで完全な補正が可能となる。ただし、 $K_0 = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$ ; レーダー波長),  $v_{\perp}$  はビームと垂直な方向の散乱体の速度、 $\alpha$  は観測高度である。

$q(t)$  は散乱体の性質とレーダーパルス及び受信機で決まり式(1)を解析的に求めることが困難である。しかし、相対運動  $v_{\perp} T$  がビーム拡がりより小さい場合、 $|Q|^2$  は次のように表わせる。

$$\langle |Q(\omega)|^2 \rangle = \iint |H(K, \omega)|^2 \bar{Q}(K, \omega) \text{sinc}^2 [T(\omega - 2K_0 v_{\perp} - \alpha)] dK d\omega \quad (2)$$

$H$  はレーダーシステムによるスペクトルのフィルタ関数、 $\bar{Q}$  は散乱体のスペクトルである。 $|H|^2$  の性質を調べると、ビーム方向には  $K = 2K_0$  の Bragg 波数成分がフィルタされる。ビームと直交する方向にはアンテナビームの拡がり又はフレネルリングのスケールの逆数程度の波数までの成分がフィルタされ、散乱体の空間スペクトル (これはまた散乱の角度スペクトルとも見做せることも分かった) の低周波成分のみが散乱に寄与することが明らかとなった。また、式(1)のように位相補正を考えると、ビーム幅分解能を改善するための合成開口的な信号処理とも見做せ、この技法の MST レーダーへの応用の可能性と問題点も議論する。

## アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の 高分解能観測

佐藤 亨 · R.F. Woodman  
(京大・工) (アレシボ観測所)

1974年に最初の成層圏観測が行なわれて以来<sup>1)</sup>, アレシボISレーダーは他のISレーダーやMSTレーダーと共に中層大気観測の有効な手段として用いられ, 多くの技術的改善が試みられて来た。近年 Woodman<sup>2)</sup> によって相補系列符号化パルス法が導入され, 150 mの高度分解能及び1分の時間分解能による上部対流圏及び下部成層圏の観測が可能となった。

本報告では, 1979~1980年にわたる約100時間の高分解能観測の結果について述べる。前回には平均化されたデータより求められた大気潮汐等の長周期大気波動に関する報告が行なわれた<sup>3)</sup>が, 今回は非線形パラメータ推定法を用いた高精度の解析<sup>4)</sup>により得られた乱流層の微細構造や短周期大気波動について報告する。

図1は散乱電力強度の時間・高度変化を濃淡表示により描いたものである。高度16 km以下の対流圏内においては図に見られるような時間と共に降下する層がしばしば観測され, 重力波によるエネルギーの上方への伝搬を示すと考えられるが, 成層圏内では乱流層は極めて安定となることがわかる。

### 参考文献

- 1) Aso, T., S. Kato, and R.M. Harper, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 10-12, 1977.
- 2) Woodman, R.F., *Radio Sci.*, 15, 417-422, 1980.
- 3) 前川 他, 第67回日本地球電気磁気学会予稿集
- 4) Sato, T., and R.F. Woodman, *Proc. 19th Conference on Radar Meteorology*, 1980.

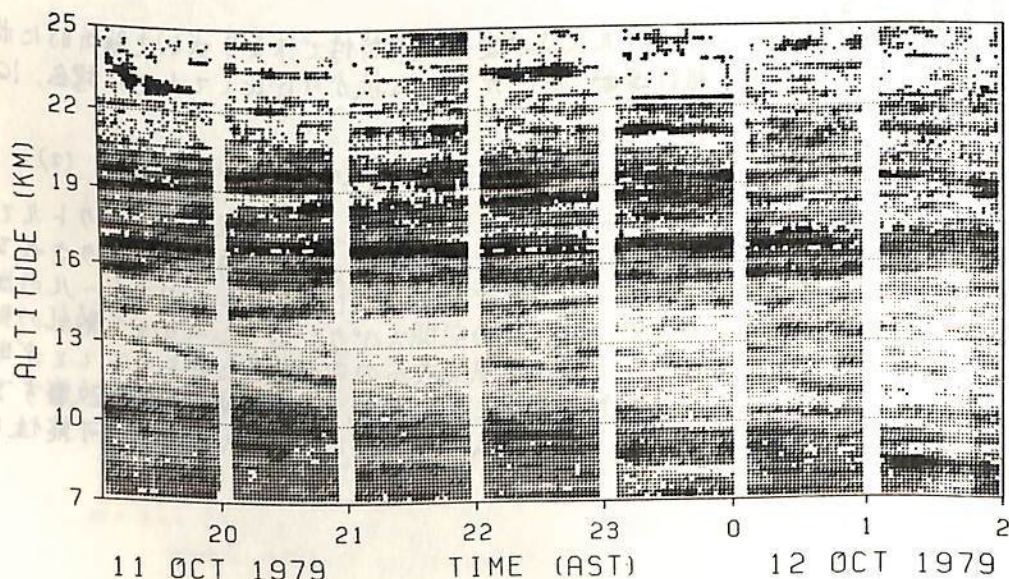


図1. 散乱電力強度の時間・高度変化。白から黒への変化は32 dBの電力増加(対数表示)に対応する。

S. FUKAO<sup>1</sup>, T. SATO<sup>1</sup>, Y. MAEKAWA<sup>1</sup>, S. KATO<sup>2</sup>, T. TSUDA<sup>2</sup>, I. HIROTA<sup>3</sup>, K. FUKUYAMA<sup>3</sup> and M. P. SULZER<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Department of Electrical Engineering, Kyoto University

<sup>2</sup> Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

<sup>3</sup> Geophysical Institute, Kyoto University

<sup>4</sup> Arecibo Observatory

It is widely known that long-term behavior of the mean zonal wind in the tropical middle atmosphere exhibits some remarkable features such as quasi-biennial and semiannual oscillations. However, there still remain much to be studied on the dynamics of the tropical mesosphere. It is suggested that large-scale waves play an essential role in producing the zonal wind variation in the tropics, but very little is known about the nature of wave disturbances in the upper mesosphere, except for atmospheric tides, mainly because of the sparsity of measurements in this region. It should therefore be emphasized that continuous observation with high resolution is required to study long-period waves in the wind field.

Recent progress in high-powered radars, though limited by both observation station and period, makes it possible to investigate the temporal variation of mesospheric winds, and significant results have been obtained, especially, for the short-period wind oscillations due to gravity waves. Wind oscillations on time scale longer than one day will be one of the very important subjects for radar-aided aeronomy in the near future.

In the present study an attempt to investigate the nature of long-period (> one day) waves in the tropical mesosphere has been made with the aid of radar observations at Arecibo (18.3°N, 66.7°W). Altitude and time parameters of the current observations are given in Table 1. We will present first a comparison of the mean zonal wind with the meteorological rocket observations at Antigua (17.2°N, 61.8°W), followed by a preliminary analysis of the long-period oscillations.

Table 1 Observational parameters

Date	: 1-15 August 1980
Altitude range	: 50-100 km
" interval	: 600 m
Time interval	: 2 min

by

Toshitaka Tsuda, Takehiko Aso, Rei Ito, Toru Nonoyama,  
Jun Tanii, Akihiro Iguro and Susumu Kato

*Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University*

The Kyoto meteor radar has been continuing observations for three years (Aso et al., 1979, 1980; Tsuda et al., 1980). As GRMWSP (Global Radio Meteor Wind Study Project) during the pre-MAP period, observations of meteor radars were carried out in January 1980 by both Akita radar which is operated by Ministry of Post and Telecommunications, and Kyoto radar.

The phase sequenced interferometer (PSI) completed in 1979 determines arrival angles of a meteor echo with an accuracy of  $0.5^\circ$  (altitude resolution of 1 km). We can detect height variation of tides by statistical methods such as harmonic analysis proposed by Groves (1959) or function interpolation by Salby (1978). These methods express the two-dimensional wind system as functions of both time and altitude. We determined seasonal variations of the diurnal and semidiurnal tide, and the quasi-two days oscillation (Aso et al., 1979, 1980; Tsuda et al., 1980).

New results of our observations are as follows:

- A direction of tidal wind rotation;  
The tidal wind for the fundamental mode rotates clockwise in the northern hemisphere according to the classical tidal theory (Kato, 1980). The semidiurnal tidal wind usually rotated clockwise in 1979 at Kyoto. The diurnal wind component sometimes rotated in the opposite direction.
- A daily variation of diffusion coefficient;  
The diffusion coefficient is closely related to the atmospheric density and temperature (McKinley, 1961). The PSI system enabled to detect a daily variation in diffusion coefficient which is determined from the decay rate of meteor echo intensity (McKinley, 1961). The amplitude of the diffusion coefficient variation ranged from 10 to 15 % of the static value, with maximum occurring at 6 hours local solar time. It seems an interesting future possibility to interpret the diffusion coefficient variation in terms of atmospheric temperature variation caused by a solar activity.
- A correlation between a solar activity and a tidal energy;  
A quantity  $\rho v_1^{**2}$  ( $i=1,2$ ) was calculated as an indication of tidal wave energy, where  $\rho$ ,  $v_1$  and  $v_2$  are static atmospheric density, diurnal wind amplitude and semidiurnal wind amplitude, respectively. Day-to-day variation of tidal energy in the diurnal wind was correlated with the flux density of solar radio emission at 9400MHz detected at Toyokawa observatory in 1980 (Monthly Report of Solar Radio Emission).

#### References

- Aso, T., T. Tsuda and S. Kato, 1979, Meteor radar observations at Kyoto University, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 517.
- Aso, T., T. Tsuda, Y. Takashima, R. Ito and S. Kato, 1980, Observations of lower ionospheric wind by the Kyoto meteor radar, *J. Geophys. Res.*, 85, 177.
- Groves, G.V., 1959, A theory for determining upper-atmosphere winds from radio observations on meteor trails, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 16, 344.
- Kato, S., 1980, *Dynamics of the Upper Atmosphere*, Cent. Acad. Publ. Japan, Tokyo; D. Reidel Publ. Co., Dordrecht.
- McKinley, D.W.R., 1961, *Meteor Science and Engineering*, McGraw-Hill Book Co., New York.
- Monthly Report of Solar Radio Emission, 1980, Nagoya University.
- Salby, M.L., 1978, Radio meteor wind analysis using finite element approximation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 643.
- Tsuda, T., T. Aso, Y. Takashima, R. Ito and S. Kato, 1980, Meteor radar observations in two CTOP periods (July 20- August 7, 1978 and March 13- 29, 1979), *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42, 461.



芳野赴夫 田中信也 福西 浩  
(電気通信大学) (国立極地研究所)

はじめに、

南極地域の中高層大気の観測、特に温度の垂直分布の観測は、極地における地上観測所が極端に少ないこと、及び中高層大気観測方法が未発達である等の理由から従来ほとんど行われていない現状である。しかし、現在はNIMBUS系及びTIROS-N系の気象衛星のリモート・センシング観測器によつて、これらの向題は解消され、広範囲にわたる中高層大気の定常観測が可能となつて来た。

1979年からGARP(地球大気開発計画)の副計画としてPOLEX(極地観測計画)が3年にわたり実施される。次いで1982年からはMAP(中層大気国際協同観測計画)が開始される。これらの期間中、昭和基地に気象衛星受信装置を設置し、地表面温度分布、雲分布、垂直温度分布、オゾン分布、etc等の情報を取得し、この情報を用いて温度分布の年変化、地上温度と垂直温度分布との相関関係等を求める。

垂直分布(温度等)のリモート・センシングによるデータから、今日いまだ発生機構の明らかでない、極地の中高層大気循環、春期における極地成層圏突然昇温の発生機構、極地における気象の全体像等を解明し、地球における大気構造とその変化および極地高層大気がそれに及ぼす影響等が解明されることを期待している。

### 観測方法

MAP期間中はTIROS-N系の気象衛星によつて観測を行う。現在はTIROS-N、及びNOAA-6号が飛行中であり、MAP期間中にはNOAA-7, 8, 9号が予定されている。また他にNIMBUS系の受信も考慮中である。TIROS-N系は準極軌道を約850kmでほぼ円軌道で飛行して居り、観測はAVHRR(超高分解能放射計)による衛星直下東西約±1100km地域の可視、赤外、近赤外領域の放射量観測と、TOVS(垂直温度分布サウンダー)によつて行われる垂直温度分布観測である。

今回観測を予定しているTOVSは、3つの機器によつて構成されて居り、HIRS/2は地表から10mbまでの範囲の高度における水蒸気量、オゾン量、温度の観測を行い、SSUでは15km-50kmまでの温度観測を行う。MSUはマイクロ波による温度観測で、水蒸気による誤差の補正等を行うため、HIRS/2, SSUの赤外線測定と同時に用いる。

### データ取得と解析

昭和基地ではすでにオ21次隊の手によつて、L-band, 1698 MHz, 1707 MHz PCMの受信装置の設置が終了し、現在順調にAVHRRの受信が行われている。TOVSのデータは日本に持帰つた後、電通大菅平宇宙電波観測所で解析する。またオ22次隊は昭和基地にコンピュータを設置する予定であり、またTOVS解析用コンピュータ・システムもMAPまでに完成する予定である。またMAPまでには国立極地研究所にも解析装置を完成する。

電通大菅平観測所ではMAP期間中、昭和基地観測のための追尾データのモニター、持帰りのデータ解析、解析法の研究等を行う他、京大のMUレーダー、九大等のライダー観測とTIROS-N系衛星のテレメータ受信の同時観測を行い、上記の測定では不可能な温度の垂直分布の測定を行つて、データ量の一層の充実に図るとともに、中高層大気の状態の一層明確な解析を行う予定である。菅平では、すでに館野のバルーン観測データとTIROS-NのMSUデータの解析結果と、±1℃以内の良好な一致を見て居る。

大家 宥 渡部重十 高橋忠利 (東北大理)

§1 はじめに

太陽風と金星電離層の直接の相互作用として生成される Ionopause は、地球の Magnetopause 及び Plasmapause と比較して非常に興味ある問題を含んでいる。ここでは、金星の Ionopause について、定常状態での Vlasov 方程式と Maxwell 方程式を出发点として数値計算を行ない、その計算結果を Ionopause の厚さについて、Pioneer Venus によって得られたデータと比較、検討した。

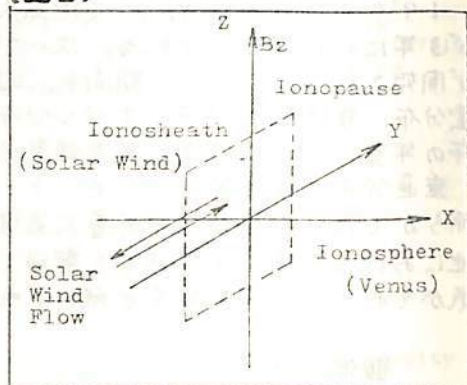
§2 計算結果

数値計算にあたっては、図1のように一次元化モデルを用いた。このモデルで Ionopause は  $Y-Z$  面にあり、太陽風はこの面に平行に流れ、方向は  $Y$  軸に平行として一一般性を失わず。また計算では、Ionosheath, 電離層で、Pioneer Venus によって得られたプラズマ密度、温度、磁場の値を用いた。その結果は、Ionopause の厚さは電子のラーマー半径の数倍となっており、また電離層電子による強い電流が流れることが示された (大家、渡部、高橋 電磁気学会予稿集 67回)。このような状態はプラズマの不安定性を生み、短い時間で壊れることが予想される。そこで、この結果として電離層電子は、単価衝突による急速な熱化を起し、電流を作らないとする第二のステップを考慮した。その場合、電子の分布関数は、電離層から太陽風の領域を通して Maxwell 分布であるとし数値計算を行なった。その結果を図2に示す。

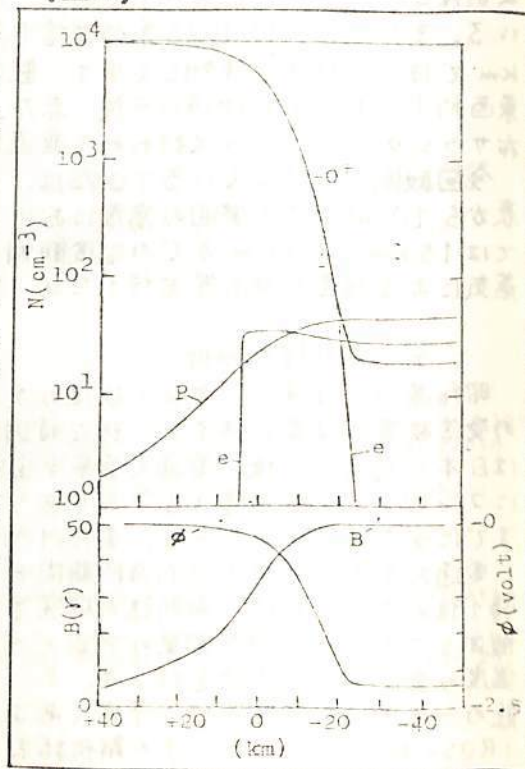
§3 結論

観測結果と近い値を与えるモデルは、Ionopause で電離層電子が急速に熱化し、Ionopause を流れる電流は主に電離層中のイオンによるものとなる。こうして得られた、Ionopause の厚さは、Pioneer Venus で得られた値の Minimum 値とよく一致している。この一致は、磁場及び太陽風の流れは、Ionopause に平行であり、Ionopause での電離層電子による電流はほとんどなく、イオンによる貢献が主であることを示している。なお、粒子及び波との相互作用を見積もっていくことにより、さらに現実に近い Ionopause の厚さが得られることも示唆されている。

(図1)



(図2)



木星磁気圏境界領域の構造

Internal Shock in the Jovian Magnetodisc

青山 隆司 大家 寛  
(宮城職訓短大) (東北大理)

§1. 序 木星は、その磁気圏内に超音速の Jovian disc wind の存在する Disc 領域を内包しているために、地球磁気圏の場合とは異なる木星独自の磁気圏境界構造を持っている。Solar wind が bow shock, magnetopause および boundary layer を作るように、磁気圏内においては、Jovian disc wind により internal shock, internal magnetopause および internal boundary layer が形成され、この2種類の boundary layer の間に木星起源の磁場が pile up された領域が作られることが予想される(第1図参照)。木星磁気圏境界の構造を研究する第1段階として、今回は internal shock に着目し、その形状および性質について数値計算を行なったのでその結果を報告する。

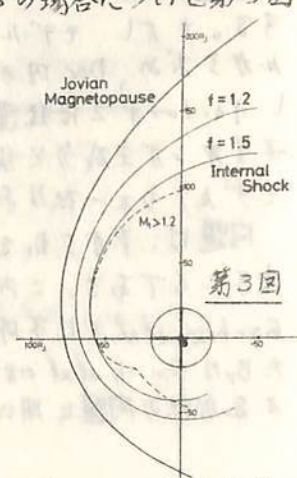
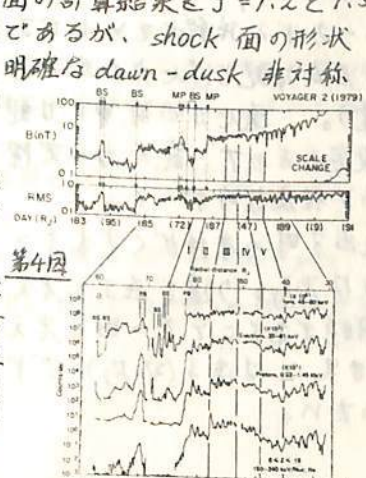
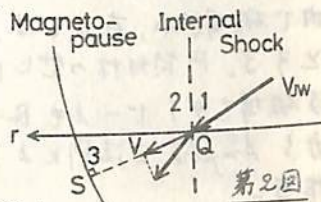
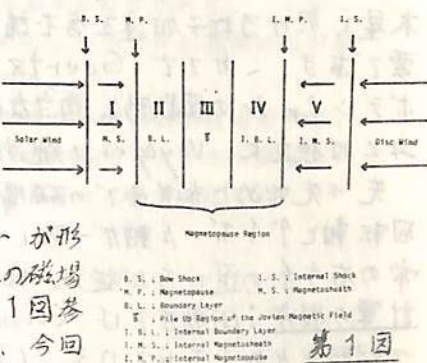
§2. Internal Shock の計算 internal shock を MHD shock と仮定し、shock 面を数値的に trace する。第2図に示すように、領域1には Jovian disc wind が吹き、internal shock を経て領域2へ入る。今、与えられた点Qにおいて shock relation を用い、shock 面の方向を決めるために次の境界条件を課す。

$$f \cdot P_3^{total} = P_2^{total} \quad (1)$$

ここに  $P_3^{total}$  および  $P_2^{total}$  はそれぞれ、Q点から最も近い magnetopause 上の点Sのすぐ内側における全圧力およびQ点のすぐ外側での全圧力のQS方向成分である。またfは、第1図に示した magnetopause region が存在することによる圧力 factor である。

こうして、出発点が与えられれば、(1)の境界条件を満足する shock 面の傾きが決まり、shock 面を追跡することが出来る。しかし、このような解は一般に、出発点を任意に選ぶことが可能で無数に存在する。その中で、圧力変動に対し最も安定な shock 面を選ぶと、これは shock 面の傾きが連続的に変化する解となり、且一義的に求めることが可能になる。

§3. 結果 internal shock 面の計算結果を  $f=1.2$  と  $1.5$  の場合について第3図に示す。細い実線が internal shock 面であるが、shock 面の形状は、magnetopause の形状を反映し、明確な dawn-dusk 非対称性を示している。また shock の強さの程度も一様でなく、dawn 側 shock は強くささく tail へ続いてゆくが、dusk 側へゆくに従い shock は弱くなり途中で消滅する。これは、Jovian disc wind の速度が azimuthal 成分を持つため、dusk 側では shock が起こりにくいことに対応している。第1図に示したような数値的に求めた internal shock と磁気圏境界領域の構造を、Voyager 2 の data と対比するとき、いくつかの対応点を見出すことが出来る。第4図は Voyager 2 inbound の data であり、上図が磁場強度、下図が粒子 flux を示しているが、明らかに第1図と対応して、5つの領域(I-V)が現われ、モデルの妥当性を保障している。



西田篤弘 渡部行男  
東大宇宙研

木星に於ける粒子加速を含む諸現象を考える上で磁場構造、特に Disc 磁場構造モデルが必要である。これまで Goertzel 等の人々が遠心力、ローレンツ力、動圧のバランスから、ポテンシャルの関数形に適切な制限を加えてモデルを議論してきた。ここでは、上述の討議とは独立に、Voyager の観測データを基に半経験的に考察したい。

先づ先始めに赤道面での磁場を決める。ここで座標系は、木星中心を原点とし、木星の回転軸とダイポール軸が一致しているとして北向を Z 軸正とした円筒座標で、 $r, \varphi$  は通常の右手系の選び方に従う。Suffix  $r, \varphi, z$  夫々に対応するベクトル成分を示す。

計算の順序: (1) 動圧  $P$  は  $(B_{lobe}^2 - B_{plasma\ sheet}^2)/8\pi$  により、木星からの距離の関数として経験が与えられている (Barbosa et al. GRL, vol. 785, Oct., 1979)。plasma sheet 内で磁場が小、若しくは、 $B_z$  が plasma sheet 内と lobe でほとんど変わらないと仮定できるとする。円筒対称の他に南北対称を仮定しているので赤道面上では、 $\theta$  方向の環電流による磁場もダイポールも  $B_r = 0$  である。かくして  $P$  による Disc の電流のみによる  $B_r$  が求まる。 $B_r$  から Ampère の法則により Disc の current  $j_\varphi$  を求め、これからベクトルポラレニカルを作る。

(2) 赤道面の磁場を求める。ダイポールと Disc の current だけでは磁力線は無限度に伸びる。太陽風によるゆとり込めを  $\alpha$  マネラロ流と考える。Z 軸方向に有限な円筒面上を  $\varphi$  方向に流れる電流を考える。円筒の位置は Magnetopause と対応する。電流の強さと向きは、この電流による磁場が無限度と Magnetopause 向きを垂直に切る Flux と、ダイポールと Disc の current による同じ領域の磁束とが同強度、異符号となるようにする。磁力線は Magnetopause 内に収まる。結局ダイポール、Disc current, Magnetopause の current の3つを考慮することになる。

結果: 結果を Smith et al. の pioneer による結果と比較する。 $B_z$  の下依存性は比較的一致する。ただし、モデルの方が2倍程大めなところがある。ローレンツ力  $j_\varphi \times B_z$  をベクトルから求め、Disc 内の圧力勾配と遠心力の和と比較すると  $r$  依存性がよく一致する。ただし factor が2倍程違う。遠心力の計算には観測されたイオン密度を用いたが、酸素原子イオンが主成分と仮定したので、遠心力は実際より少し大めになっている可能性がある。モデルとの不一致はある程度説明がつく。

問題は、 $P$  から  $B_r$  を出す時の条件がくずれると、又は  $B_r$  から  $j_\varphi$  を求めた時の条件がくずれることである。これは  $70R_J$  より遠で起ると考えられる。又、遠方での Disc current は、Barbosa et al. では不明瞭であること一因と考えられる。いずれにせよ、上述方法で求めた  $B_r$  は Smith et al. の結果とは遠方 ( $270R_J$ ) でやや合わない。今後検討を続け、このモデルを加熱の問題に用いたい。

西田 篤弘・渡辺 行男

(東大宇宙研)

木星磁気圏のプラズマは、木星からの torque によって 回転させられる。もし外力が働らかなければ、木星プラズマは木星と共に回転するはずである。しかし実際には太陽風との相互作用や磁気圏内部での拡散のために、プラズマの運動が共回転より速いとか遅いとかいう状態がしばしば起きるはずである。

このような状態では、木星の電離層と磁気圏プラズマの間で角運動量が輸送される。直観的に表現すれば、木星の電離層が磁力線を引きずり、磁気圏プラズマを共回転に近づけようとする。この反作用として、磁力線は木星の電離層でスリップする。スリップに伴って、電離層が加熱される。

慣性系からみた電離層電場  $E$ 、電離層電流  $J$  は次の式で与えられる。

$$E_{\theta} = -\frac{1}{c} (\Omega_0 + \Delta\Omega) R_J \sin\theta B_r$$

$$J_{\theta} = -\frac{1}{c} \Sigma \Delta\Omega R_J \sin\theta B_r$$

ここで  $B_r$  は電離層における磁場の  $r$  成分、 $\Omega_0$  は木星自転の角速度、 $\Delta\Omega$  は磁気圏内の変動現象によって生じた角速度の変化である。 $R_J$  は木星の半径、 $\theta$  は colatitude を示す。電離層に与えられるジュール熱は、高さについて積分して、

$$Q = J^2/\Sigma = \frac{1}{c^2} \Sigma (\Delta\Omega)^2 [R_J \sin\theta B_r]^2$$

$Q$  の付号は、 $\Delta\Omega$  がプラズマでもマイナスでも、つまり磁気圏プラズマの回転速度が共回転角速度より大きい時にも小さい時にも、常にプラスであり電離層は加熱される。

次の三つの場合について  $Q$  の値を求めた。

- (1) 磁気圏の圧縮 (又は膨脹) によって角速度が共回転の値を越える (又はそれより低下する) とき。
  - (2) 磁気圏の形状が昼側と夜側で非対称であることに伴う共回転からのずれ。
  - (3) イオから生じたプラズマが外部に拡散するために生ずる共回転からの遅れ。
- 得られたオーダーは、
- (1) については、一回の圧縮又は膨脹について  $10^{27}$  erg.
  - (2) については、 $10^{20}$  erg/sec
  - (3) については、Hill のモデルに従うと  $10^{25}$  erg/sec である。

木星磁気圏の半経験的モデルにより、さらに厳密に  $Q$  の値を算定する。

Hiroshi OYA, Tetsuro KONDO and Akira MORIOKA

大谷 寛 近藤 邦朗 森岡 邦彦

Geophysical Institute, Tohoku University

The contribution of the energy input on the Jovian decametric radio waves from the Io, Io-torus, and the Jovian magnetosphere has been investigated making the calculation of the area of the source region of the Jovian decametric radio waves, observable from the earth, using the criterion as: i) the decametric radio waves is emitted in the nearly perpendicular direction to the magnetic field, ii) the normal direction of the ionospheric boundary nearly coincides with the direction of the local magnetic field. The injection of the energy sources are considered being separated into four sections as (I)  $4.9 < L < 6.9$ , (II)  $6.9 < L < 10$ , (III)  $10 < L < 20$ , and (IV)  $20 < L$ .<sup>\*</sup> The calculated results indicate that the main contribution of the energy input for the non Io related A and B sources is mainly in the deep magnetosphere corresponding to the region  $L > 20$  while the effect of Io-torus for the non Io related source is very weak. The C source is also related to the energy input from the deep magnetosphere  $L > 20$ .

The remarkable Io effect is also interpreted by the present calculation; i.e., the estimated Io positions responsible to be the Io A and B sources are completely consistent with the observational results.

\* see the following figures

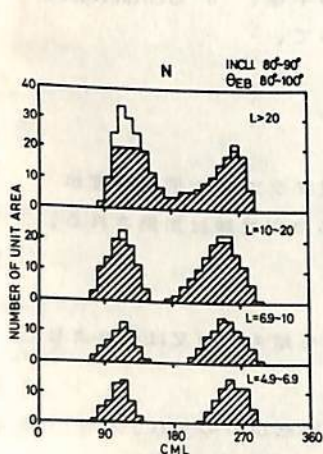


Figure 1. Calculated source area around the north magnetic pole versus CML in System III (1957), corresponding to each energy injection section. The shaded portion correspond to the ineffective area that is defined in the text.

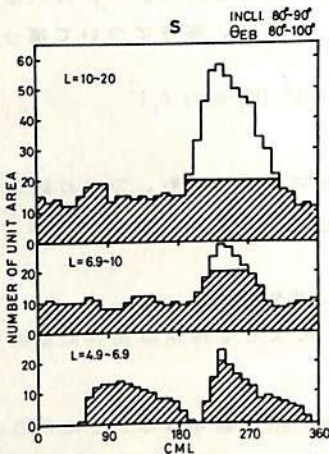


Figure 2(a). Calculated source area around south magnetic pole versus CML in System III (1957) corresponding to the energy injection section of  $4.9 < L < 6.9$ ,  $6.9 < L < 10$  and  $10 < L < 20$ . The shaded portion is same as given in Figure 1.

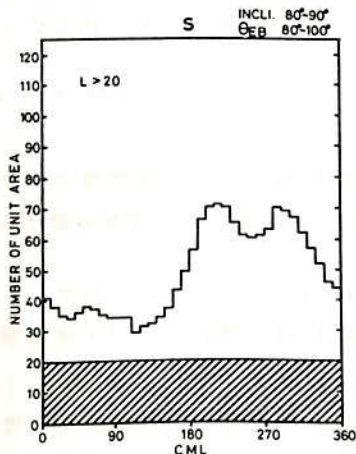


Figure 2(b). Same as Figure 2(a) for  $L > 20$ .

DE (地球の木星面投影緯度) 依存性

近藤哲朗 大家 寛

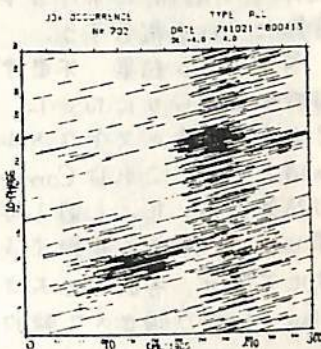
(東北大・理)

〔序〕 木星赤道面は木星公転面に対して $3.1^\circ$ の傾きがある。したがってDE (地球の木星面投影緯度)は、木星の公転周期12年で約 $\pm 3.1^\circ$ の範囲で変化する。木星デカメートル波放射が鋭い指向性を持っていると考えた場合、その出現頻度にDE依存性が表われる事が期待される。我々の木星デカメートル波観測は1974年より開始され6年近くのデータがあり、DE依存性の統計をとる事が可能となってきた。そこで観測と理論的な考察結果とのDE依存性を比較してみた。その結果は良い一致を示す事が明らかとなった。

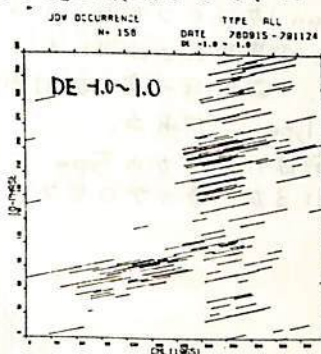
〔観測結果〕 木星デカメートル波観測は1974年10月より開始され現在までに702現象が受信されている。すべての現象を $I_0$ の位相角とCML (木星中央子午線経度)ダイアグラム上で才1回に示している。DEは $+3.2^\circ$ から $-1.2^\circ$ の範囲のデータが得られている。DEの範囲を $-1.0^\circ \sim +1.0^\circ$ および $+2.0^\circ \sim +3.0^\circ$ とした場合の木星デカメートル波出現を才2回および才3回に示しているが、CML  $300^\circ$  から  $330^\circ$  付近に表われる非 $I_0$ 依存性のC電波源を見る時、両者の違いが顕著に表われている。すなわちDEが $2.0^\circ \sim 3.0^\circ$ の範囲を取った場合、C電波源が見られるが、DEが $-1.0^\circ \sim 1.0^\circ$ の場合にはC電波源が明確に分離されない。

〔理論計算〕 木星デカメートル波の発生領域として、Lが10以上の極域を考え、さらにその場所での伏角および磁力線地球方向とのなす角度を、それぞれ $80^\circ \sim 90^\circ$ および $80^\circ \sim 100^\circ$ とし、その条件をみたす領域の面積のCML依存性を計算した。従来DEが $0^\circ$ として計算し、観測と良い一致を示す事が明らかとなっていたが、さらに、DEの依存性まで含めて計算した結果を才4回に示す。DEを $-3^\circ, 0^\circ$ および $3^\circ$ として計算した結果を示してあるがDEが $3^\circ$ の場合、南半球において、C電波源が顕著に見られる事がわかる。

〔まとめ〕 観測結果と理論計算結果との間で、C電波源のDE依存性が良く一致している。すなわちDEが $+3^\circ$ 近くの場合、観測結果ならびに計算結果ともにC電波源が顕著となる。これらの事から、木星デカメートル波放射においては、放射が磁力線に対して、直角方向に、鋭い指向性を持つ事が本質的な事のように思われる。



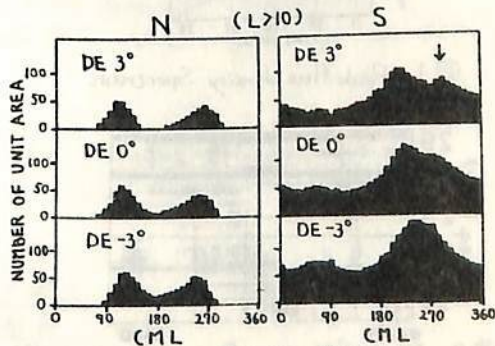
(才1回)



(才2回)



(才3回)



(才4回)

森岡 昭, 宮下 清子, 近藤 興, 天家 寛

東北大学理学部

①序 木星デカメータ波のスペクトル。特に高い周波数領域のスペクトルは電波の発生機構を知るうえで、重要となる。従来 20MHz 以上でのスペクトルの形は Carr et al (1964) によ、この 27.8MHz での観測がある。ゆえゆえは、さらに詳しく木星デカメータ波のスペクトル特性を調べるために、1978年から広帯域ダイナミックスペクトル観測を行な、こゝに、1979年11月よりさらにアンテナシステムの広帯域化をはかり、20M-30MHz帯の木星デカメータ波連続観測を行、こゝに、今回は木星デカメータ波の 20M-30MHz帯における peak flux density スペクトルと、さらにそのスペクトルの時間変動について報告する。

②解析及び結果 木星デカメータ波の flux density 及びその時間変動の解析から次のような特徴が明らかには、た。(1)木星デカメータ放射の 1 event の peak flux density を求めると、そのスペクトルは、 $P = P_0 f^{-r}$  の power law に従い、傾きは  $r=4.4\sim 4.8$  の値をとる。これは Carr et al. (1964) によ、求められておる傾きよりもややゆるやかな結果には、た。(図1参照) (2)木星デカメータ波の広帯域放射のスペクトルは、時間とともに激しく変動する。1つの burst ごとの flux density のスペクトルの形は様々に変化するが、それらを大きく分類すると、次の3種類に分けられる。すなわち、①power law に従う傾きの比較的大きい emission。②スペクトルの傾きがほとんどなく spectral peak が存在しは emission。③顕著な単一の spectral peak をもち、比較的狭帯域は emission がある。(3) Early source には systematic に周波数が正に drift する構造 (drift rate  $1\sim 2\text{ MHz/min}$ ) がいくつかみられるが、この emission のスペクトル時間変動は、(図2,3参照) ①周波数の drift とともに放射周波数帯域がひろがり、flux density が減少する Type。②ほぼ一定の放射周波数帯域中をも、周波数 drift し、flux density はほぼ一定の Type がある。

③まとめ スペクトルの形はいくつかの Type に分けられるが、これらは一つ一つ発生源のメカニズムに対応してはいるが、そのプロセスの解明は今後の課題とは、こゝに。

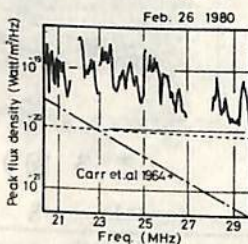


図1 Peak flux density Spectrum.

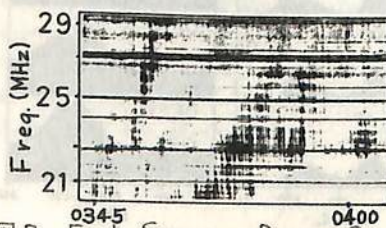


図2 Early Source a Dynamic Spectrum例

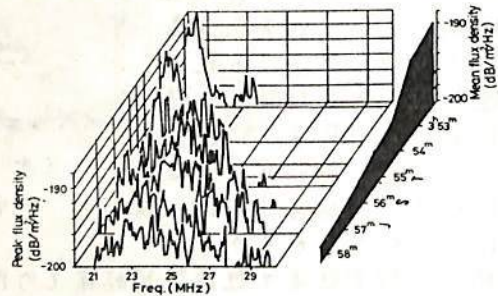
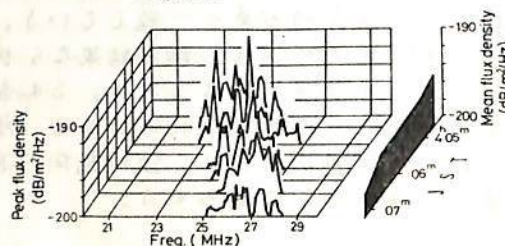


図3 flux density Spectrumの時間変動.





三浦俊一, 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実

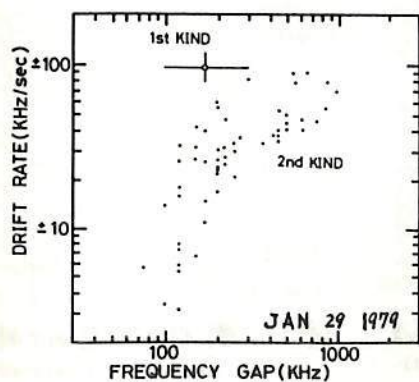
(東北大・理)

木星デカメータ波は広帯域放射と狭帯域放射より成るが、広帯域放射のダイナミックスペクトラムには、さまざまな時間スケールにおいて互いに異なるスペクトルの微細構造が存在している。微細構造にはまず、大規模な構造として約0.5 MHz/sec ~ 1 MHz/secの周波数ドリフト率をもつ構造があり、Voyagerのダイナミックスペクトラムに見出されたアークに一致することが判明した<sup>(1)</sup>。さらに中規模の構造では、数kHz/sec ~ 数100 kHz/secの広い変化率のレンジをもつ modulation lane などを含むドリフトパターン、そして最小の構造は、20 MHz/secの急速変化をするSバーストがある。本論では、木星プラズマ圏、磁気圏の情報を探る目的で、このうち中規模構造の変化をもつ微細構造のドリフトパターンの解析を行なった。

中規模構造のドリフトパターンは、イオの位相角に依存し、90°および240°付近に明瞭なパターンが出現する傾向をもつ。この構造の分類は、Riihimaa が lane 構造として、くり返し周波数間隔500 kHzを一つの目安にして分類しているが<sup>(2)</sup>ここでは新たにドリフトパターンのパラメータ(ドリフト率、周波数間隔、時化変化等)から、表1に示す分類を行なった。第2種のドリフトパターンは、ドリフト率が周波数間隔と正の相関を示すことが明らかとなった(図1)。

分類	項目	ドリフト率	周波数間隔	特徴
第1種		80 kHz/sec ~ 120 kHz/sec	100 kHz ~ 400 kHz	一般に縞模様が少なく、ドリフト率も周波数間隔も狭い値をとる
第2種	A	数 kHz/sec ~ 100 kHz/sec	100 kHz ~ 500 kHz	ドリフト率、周波数間隔とも広いレンジにわたっており、時間変化がみられる
	B	100 kHz/sec ~ 1 MHz/sec	500 kHz ~ 3 MHz	

表1 中規模微細構造のドリフトパターンの分類



(1) 森岡他 1979 第66回学会予稿集 P.77

(2) Riihimaa 1976 Astron. Astrophys. 53 121

図1 ドリフト率と周波数間隔の分布

# 惑星間空間シンチレーション起源の木星電波 Modulation Lane について

今井 一 雅

高知高専・電気工学科

木星デカメートル波放射強度を固定周波数で観測した場合、Main Source の時間的強度変動スペクトル密度は、0.1から1Hzの間で最も大きい。筆者等は9地実9周波観測によって、この周波数範囲の強度変動はほとんどが惑星間空間シンチレーション(IPS)に起因するものであることを明らかにしてきた。<sup>\*</sup>しかし、Riihimaa (1970)<sup>\*\*</sup>によって詳しく解析されてきた木星デカメートル波のダイナミックスペクトラム観測の際に見られる Modulation Lane (ML) [図1(a)参照] に起因する強度変動は観測されなかった。

つまり、木星起源と考えられている ML を固定周波数で観測した場合、0.5 Hz 程度のくり返し周期をもった強度変動をし、2地実におけるその周波数の強度変動の相互相関関数をとれば時間遅れ0の所にピークがくるはずであるが実際にはそうはなっていないからである。

その典型的な例として図2に、13秒ずつデータをずらしていった Dynamic Cross-correlation を示すが、IPS に起因する遅れ時間(+400msec) に対称な形となっており、ML は全く検出されない。また、極めて特殊な例であるが衝に近い時にとったデータの Dynamic Cross-correlation (図3) においてのみ、不安定ながらも時間遅れ0の成分を見ることが出来る。

Riihimaa によれば、Main Source の event の 9割は 100 kHz/sec 程度の負のドリフトをもった ML が観測されているが、筆者等の観測結果ではその存在をほとんど否定せざるを得ないことになる。そこで、両者を矛盾なく説明するには ML に IPS に起因するものがあるとするればよい。これは、IPS には分散性があることを意味し、最近 Cole & Slee (1980)<sup>\*\*\*</sup> によって発見された電波星シンチレーションのダイナミックスペクトラムの分散性 [図1(b)参照] と対応づけることが出来るかもしれない。特に興味ある両者の類似点は、干渉に起因すると思われるスペクトルと、その曲率が互に反比例しているということである。

以上は、直接的な観測による議論であるが、最終的な結論を出すには2地実で同時にとったダイナミックスペクトラムの詳細な比較が是非必要で、今後この観測を計画したい。

\* 今井 他, 惑星プラズマ圏および磁気圏研究会プロCEEDING, 113 (1978)  
\*\* Riihimaa, J.J., Astro. & Astrophys., 4, 180 (1970)  
\*\*\* Cole, T.W. & Slee, O.B., Nature, 285, 93 (1980)

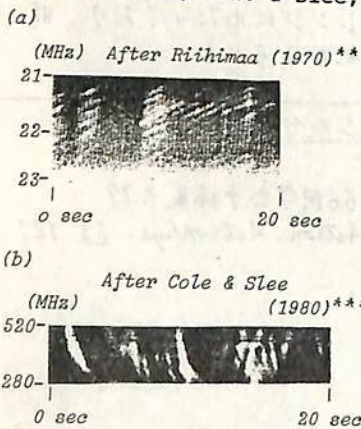


図1 (a) 木星電波のダイナミックスペクトラム中に見られる Modulation Lane (b) 電波星シンチレーションのスペクトラム

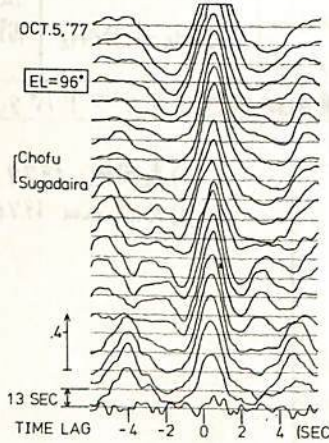


図2 典型的な2地実強度変動の Dynamic Cross-correlation

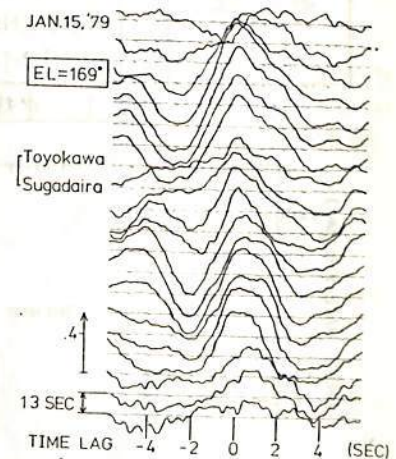


図3 衝付近の極めて特殊な Dynamic Cross-correlation

# 第 3 会 場

安江新一、森 覚、一又瀬匡興\*、茅野基、神谷敏行  
信大理、信大教養\*

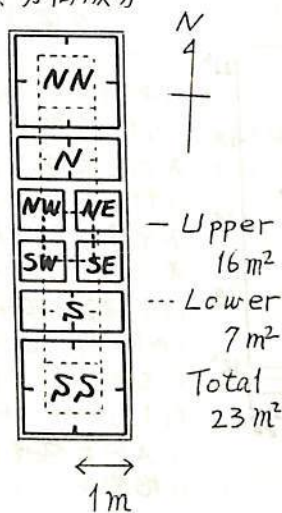
私達は一昨年以來、長野市松代町の気象庁地震観測所の地下坑道内(約 200 mwe)に宇宙線観測装置を設置するための予備実験や準備作業を行ってきた。昨年一月以來、1 m<sup>2</sup>の検出器による予備観測を行っていたが、この程、23 m<sup>2</sup>の地下観測装置がようやく完成し、去る8月14日以來、本観測を開始することができた。この観測装置の全体の構成やその特徴を中心に報告したい。

以下に preliminary な特性の一部を示す。

1. 位置

地理	緯度	36.53°N
	経度	138.02°E
高度		408 m
深さ		約 200 mwe

2. 方向成分



3. Telescope の特性表

Comp	Viewing Direction		Number of Coin Set	Count Rate 1/kr
	Zenith	Azimuth		
NE	35°	40°	7	4,200
NW	35	310	7	7,100
SE	35	130	7	4,500
SW	35	220	7	6,700
N	56	-5	12	2,100
S	56	175	12	2,400
NN	72	-5	18	340
SS	72	175	18	500
V	(NE+NW+SE+SW)		28	21,000
U	-		-	77,000
L	-		-	35,000
WT	(U·L)		-	25,000

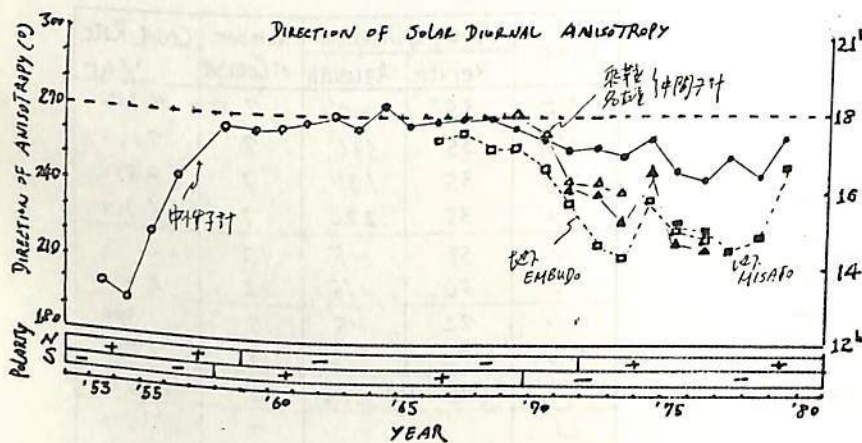
森 覚 安江 新一  
信大 理

地球上で観測される宇宙線太陽時日変化は、空間における宇宙線異方性を反映するものであり、従って異方性 (anisotropy) の modulation を通じて、空間の状態を知ることができる。

観測は1932年1始まり、約50年の歴史をもつ。IGY (1957-58)以前は、観測はGM counterによる counter telescopes、また navigation chambers により行われた。IGY以後中性子計 (neutron monitor) の登場により、worldwide network を組む。観測は質、量ともに充実した。近年は、地下観測も加わり、新しいエネルギー範囲を覆って観測が続けられており、データは一段と豊富になった。

日変化異方性 (diurnal anisotropy) は、通常的には、次の三つにまとめられる。1) corotation anisotropy, 2) 11年周期変動, 3) 22年周期変動である。勿論 day-to-day には transient 効果もあり、また 1) 以外の mechanism、例えは密度勾配と空間磁場による drift 流も存在する。

今回は、上記の 1), 2) および 3) に焦点を置き、特に 3) の 22年周期変動は、太陽極磁場の極性 (polarity) に相関があることある。その anisotropy の性質 (大きさ、方向、スペクトル等) を議論する。また 22年変化は、逆に太陽磁気圏の global 磁気構造を知る上にも重要であること強調する。



左図は1953-1979の2 solar cycles における、日変化異方性の空間的方向を示してある。中性子計、地上および地下中性子計の解析結果である。図の下部に太陽極磁場極性 (polarity) が示されているが、上にも述べたように、anisotropy と方向と極性とは強い相関をもつことが

あかる。

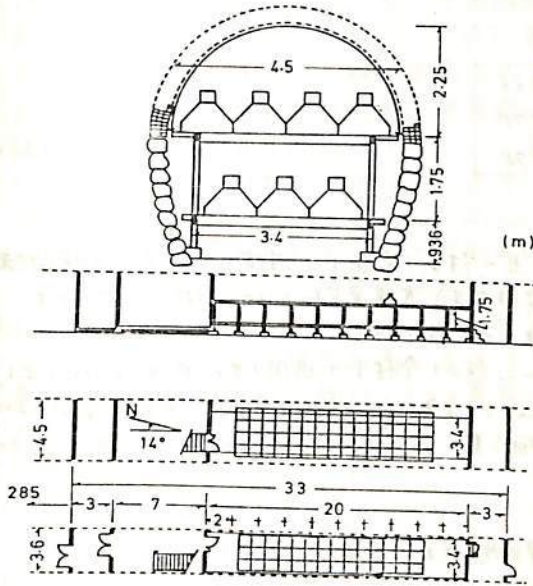
これをデータを用い、"Two-way anisotropy" の立場から、その解析結果を述べた。

III-3

坂下一地下宇宙線観測

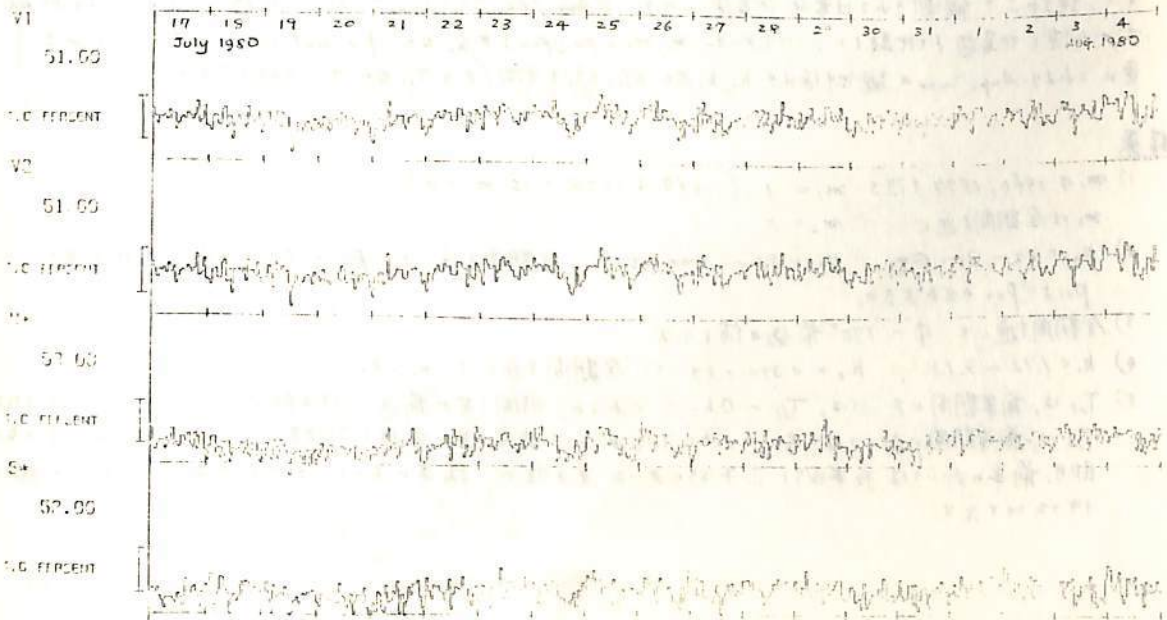
上野裕孝、藤井善次郎、榎原志津子、藤本和彦、長島一男 (名大、理)

1977年8月に観測を始めた。地下宇宙線観測は、昨年12月に3回目最後の増設を終了し、左図のように、上層60個、下層42個となり、各成分の計数は下表のようになった。



成分		$D_E$ kg/cm <sup>2</sup>	$P_{mu}$ GV	$N$ $\times 10^4/h$
22°	NE	122	334	10.2
	ES	121	333	10.5
	SW	126	346	9.1
	WN	127	350	9.2
V <sub>1</sub>				37.1
41°	N	148	409	6.2
	E	142	392	7.6
	S	143	395	6.7
	W	161	448	5.6
V <sub>2</sub>				24.6
60°	NN	216	607	2.4
	SS	195	547	2.7
30°	N*			30.2
	S*			30.9
70°	3N			0.26
	3S			0.28
Shower	S <sub>k</sub>			0.53
	S <sub>μ</sub>			0.20

下図は観測値の一例で、安定に作動している。なお各検出器の特性を常時測定する自動計数監視装置も本年7月から始めた。



北村正亟  
(気象研究所)

宇宙線の異方性の資料を用い、太陽時日変化異方性の長期変動を解析する。  
用いた資料は次の通りである。

成分	場所	期間
中間子成分	東京板橋	1957-1966
仁科型電離器	東京板橋	1971-1978
中性子成分	聖鞍山上	1957-1978

日変化の特徴

- 1) 日変化振幅 ( $A_{mp}$ ):  $N$  の  $M$  及び  $I$  より一般に大きく、且つ、何山中全体に亘る時間と共に減少の傾向を示してゐる。  $N$  のおおよそ 11 年変化を示し (他は資料不足)、太陽黒点数とはほぼ同様の傾向を示す。1976 年以降何山中増加してゐる。これは 22 年変化の一部で見られる。
- 2) 日変化最大時刻 ( $T_{max}$ ):  $M$  及び  $I$  の  $N$  より常に前進してゐる。何山中全体に亘る時間と共に前進の傾向を示し、1976 年以降後退の傾向を示してゐる。これは  $T_{max}$  22 年変化の一部で見られる。この長期傾向の上は 11 年変化の重畳した形にあり、太陽活動極小期に前進を示してゐる (但し  $N$  の 11 年変化は小さく)。

解析の方法

観測空間、黄道面内の  $\Delta j_1$  及び  $\Delta j_2$  とする宇宙線異方性を考え、 $\psi$  の  $2\pi$  の範囲で

$$\Delta j_1(p, \psi) = k_1 \left( p/p_0 \right)^{m_1} \cos \psi \quad (p \leq p_{u1})$$

$$= 0 \quad (p_{u1} < p)$$

$$\Delta j_2(p, \psi) = k_2 \left( p/p_0 \right)^{m_2} \cos(\psi - \phi) \quad (p \leq p_{u2})$$

$$= 0 \quad (p_{u2} < p)$$

とし、地球上で観測される日変化計算値  $A_{mp}$ 、 $(T_{max} - T_{min})$  座標上において、観測値と計算値とを比較し、 $m_1, m_2, p_{u1}, p_{u2}, k_1/p_0$  及び  $\phi$  の best fitting value を求める。更に  $\Delta j_1$ 、 $T_{max}$  の観測値より、 $k_1, k_2$  及び  $\Delta j_1, \Delta j_2$  の方向 (すなわち  $T_{j1}$  及び  $T_{j2}$  の方位) を求める。

結果

- 1)  $m_1$  は 1960, 1974 年では  $m_1 = 1$ , (1964 及び 1974 年では  $m_1 = 0$ )  
 $m_2$  は全期間に通じて  $m_2 = 0$
- 2)  $p_{u1} = 30 \sim 300 \text{ GeV}$ ,  $p_{u2} = 80 \sim 1000 \text{ GeV}$  で、全期間に通じて  $p_{u1} < p_{u2}$ , 且つ変化自身は  $p_{u1}$  より  $p_{u2}$  の方が大きい。
- 3) 全期間に通じて、 $\phi \sim 170^\circ$  前後の値を示す。
- 4)  $k_1 = 1.12 \sim 3.13$ ,  $k_2 = 0.33 \sim 0.87$  で、全期間に通じて  $k_1 > k_2$
- 5)  $T_{j1}$  は、前半期間においては、 $T_{j1} \sim 0 \text{ h.L.T.}$  であり、時間と共に前進し、後半期に至ると  $21 \sim 22 \text{ h.L.T.}$  となる。  
 $T_{j2}$  は、前半期間においては、 $T_{j2} \sim 12 \text{ h.L.T.}$  であり、時間と共に前進し、後半期に至ると  $9 \sim 10 \text{ h.L.T.}$  となる。即ち、前半においては極半期と正午期にあつた異方性で、後半に至ると IMF の平均的方向を観測する方向を示す。

糸田雅美, 今井加代  
理化学研究所宇宙線研究室

太陽黒点の21周期の極大をむかえた現在, 宇宙線強度がどのような経過をたどっているかは大きな関心をもたれている。宇宙線強度変化が太陽黒点数に約1年遅れることは、よく知られている。しかしさらに、これに重なり、奇数周期は大きく、偶数周期は小さく、ヒステレシスをするという解析結果[1]が、今周期どのように表われるか。

Fig. 1 は第19, 20周期の黒点と宇宙線の月平均値の変化を示す[2]。宇宙線の年平均値を複数の観測所の値を調整してつくり、黒点との相関図に画いたのがFig. 2 [2]である。さらに最近の月平均変化をFig. 3に示す。(最近3ヶ月は Kiel, Tokyo で補った。)

1976年を基準に, Kiel と Deep River からつくり, 77, 78, 79 と加えて Fig. 2 に加えた79年から延びる黒点。月をずらして移動平均をし、いくぶん年の傾向を見せたものである。ここに図示しないが、1年の時間ずれをいれて画いたものは、第19, 20 よりやや低い線を通すが、同じ傾向をゆき、1年のずれを第21にも見てよいといえる。[1]からいくと、77-79は、もう少し宇宙線が高く出てほしいのにはなからうか。もっとも、地磁気活動度も含めるべきなので、結論は[1]の著者にゆだねたい。

なお宇宙線が極小を過ぎたかどうかは、まだ明かでない。E<sub>s</sub>12月移動平均に於いて、東京のものは、 $\llcorner$ 増加に転じたようでもあり、その検討を行うことにしている。

- [1] K.NAGASHIMA and I.MORISHITA: "Twenty-two year modulation of cosmic rays associated with polarity reversal of polar magnetic field of the sun", Planet. Space Sci., 28, 195-205 (1980).
- [2] M.WADA: "Cosmic ray neutron intensity in solar cycles 19 and 20" Sol. Terr. Env. Res. Japan, 1, 84-86 (1977).

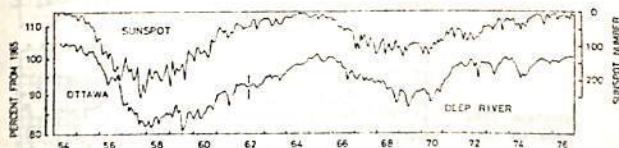


Fig. 1. Monthly averages of neutron monitor counting rates and sunspot number. The data at Ottawa and Deep River joint at April-May, 1962.

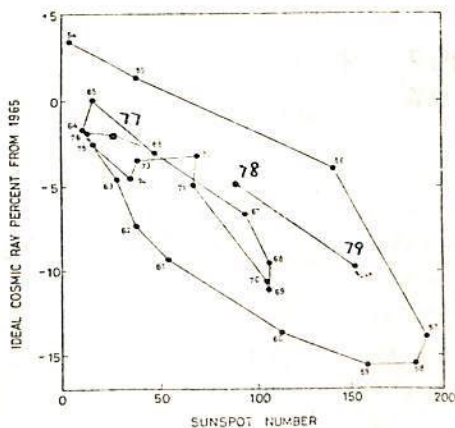


Fig. 2. Correlation diagram between neutron intensity and sunspot number. As for the intensity, see text.

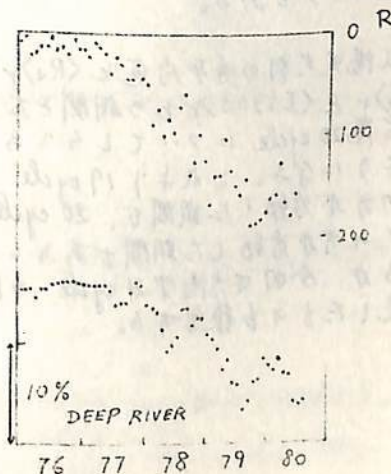


Fig 3

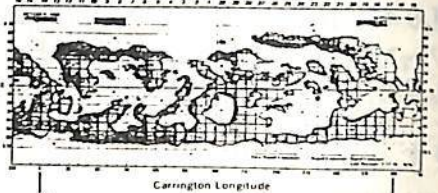


石田喜雄, 菅野席吉, 新藤俊子  
 福島大・教育 福島大・教養

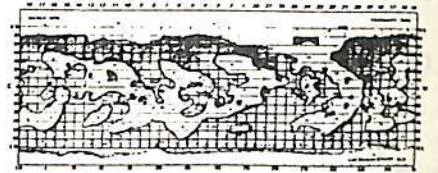
I. これまで 宇宙線中性子成分の日変化の space での異方性は、太陽活動期には  $\sim 5^\circ$  方向にあり、太陽静穏期には  $\sim 1^\circ$  方向にあるが、1968年以降は shift し、平均の異方性は  $(6^\circ \sim 7^\circ)$  (space での方向に変動すること、また  $\langle T_{mn} \rangle_T$  (宇宙線中性子成分の日変化の space での異方性のベクトル年平均値) (Deep River) は、1962年~1967年の期間では  $\langle I(5303+05) \rangle_T$  (太陽コロナ緯線強度 ( $5^\circ N$ ) の年平均値) と大変良い負の相関 ( $r = -1.0$ ) があるが、1968年以降は straight line よりずれたし、相関図で反時計回りに rotate し始めること等があり、これらの原因を太陽一般磁場の回転と関連させて説明しようとしてきた。



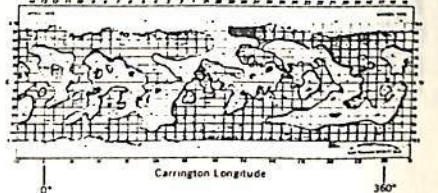
ROTATION 1538  
AUG - SEP 1968



ROTATION 1539  
SEP - OCT 1968



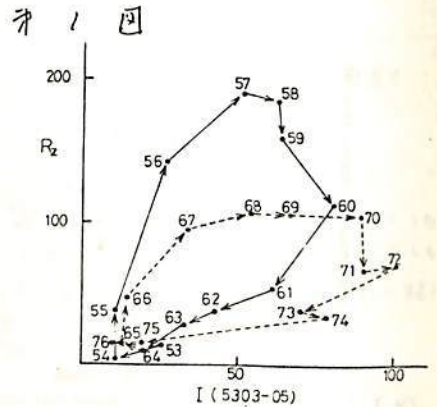
ROTATION 1558  
FEB - MAR 1970



ROTATION 1559  
MAR - APR 1970

II. ところか、太陽一般磁場の回転は1969年半年から1971年半年において行われているため、1968年とのずれが問題として残っていた。ところが IMF の向き (Away (+), Toward (-)) の変動をしらべると、赤1図に示されるように1968年9月から変化点の1970年4月には回転が完成することかわかる。1968年以降の異常性はむしろこの IMF の回転の影響をうけておきものと考えられる。赤1図では白い部分は Away (+) で、黒い部分は Toward (-) である。

III. 太陽黒点数の年平均値  $\langle R_2 \rangle_T$  と  $\langle R_2 \rangle_T$  と  $\langle I(5303) \rangle_T$  との相関を太陽 19 cycle と太陽 20 cycle に分けてしらべると赤2図のように守る。これより 19 cycle は太陽黒点の方が活動した期間で、20 cycle はむしろ太陽コロナの方が活動した期間であることがわかった。そこで今回は太陽 21 cycle の前半に焦点を移したのもも報告する。



赤2図

村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 柳原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦,  
長島一男(名大理) 近藤一郎(東大宇宙線研)

エネルギー  $10^{13} \sim 10^{14}$  eV における宇宙線主要成分は ( $P = 数.10 \sim 100$  A/U) 太陽磁気圏から銀河系につながる領域の電磁状態に対する情報を持ち、太陽磁気圏の構造を知るために重要であると考えられている。このエネルギー領域の宇宙線強度変動の観測は小空気 AIR SHOWER を利用して行なわれる。このエネルギー領域においては、これまで実験岳及び Peak Musala (トルガリア) での観測結果が報告されているのみであり、どちらも北半球における観測である。又、現在も観測を続けているのは実験岳のみである。実験岳において観測されている結果を図 1 に示す。しかし、太陽系銀河系空間における宇宙線の流れを三次元的に知るためには、この北半球における観測結果と同時に南半球における観測結果が必要である。このため現在、日豪共同で日本とほぼ共役点になる (図 2) オーストラリア・タスマニアにおける小空気 AIR SHOWER 観測計画を進めている。計画の概略を表 1 に実験岳と比較して示す。計画にしたがい比例計数管 ( $0.25\text{m}^2$ ) 250 本による検出器総面積  $64\text{m}^2$  の空気シャワー検出器を海拔  $1060\text{m}$  の Liawenee に設置し、81年8月頃より実験岳と同程度のエネルギー、精度、安定度をもった連続観測を始める予定である。この計画について報告する。

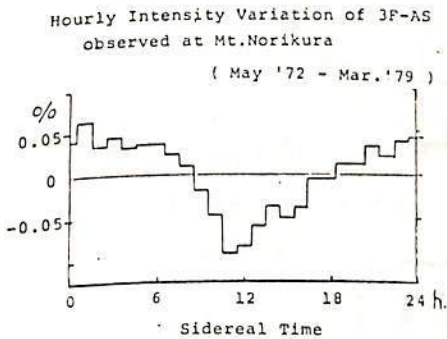


図 1



図 2

	Mt. Norikura	Liawenee, Great Lake (Tasmania)
Geographic Lat.	$36.11^\circ\text{N}$	$41.9^\circ\text{S}$
Lon.	$137.55^\circ\text{E}$	$146.7^\circ\text{E}$
Altitude	2770 m	1060 m
Detector	Scintillator	Proportional Counter (250本)
Detector Area	$4\text{m}^2 \times 4\text{m}$	$4\text{m}^2 \times 16\text{m}$
Flux	3fold $4 \times 10^4 \text{c/hr}$ 4f $15 \times 10^4 \text{c/hr}$	3f 4f $1.2 \times 10^4 \text{c/hr (Expected)}$
Primary Energy	$10^{13} \sim 10^{14}$ eV	$< 10^{14}$ eV

表 1

奥谷晶子, 和田雅美  
理研

宇宙線強度の南北非対称は、中子(高エネルギー)の場合(図1) IMFの極性で分れる。これは宇宙線密度の太陽半径方向の正勾配で説明される。しかし中性子の場合(図2)は分れ方が小さい上、sector boundaryで対称な変化を示す(図3)。これを用いた例について調べたのが図4である。N-S asymmetryの+方向はNからSへの流れ; Y-componentは+がAway -がToward; 実線は正勾配より期待されるN-S asymmetry, 点線は逆である。実線はisotropicの減少期に, 点線は回復期に対応しているのが見られる。時間変化が地球附近における太陽半径方向の空間分布を反映しているとすれば, 減少期は正の勾配, 回復期は負の勾配になる。これにより上記の結果を定性的に説明することが出来る。

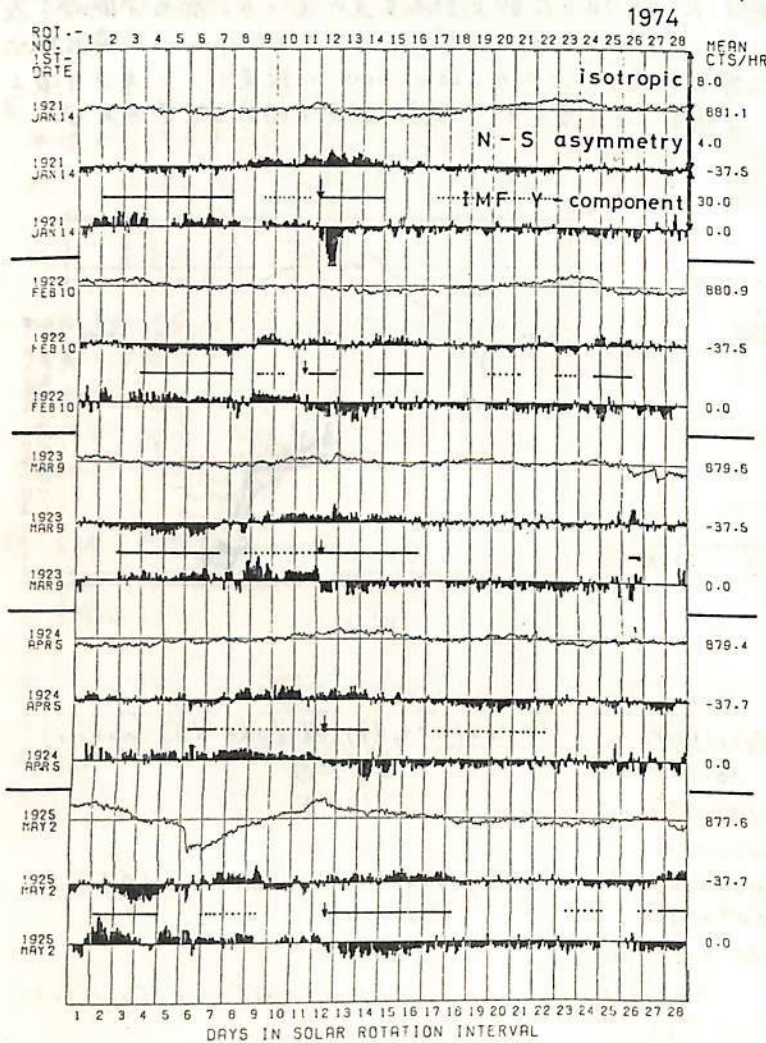


図4

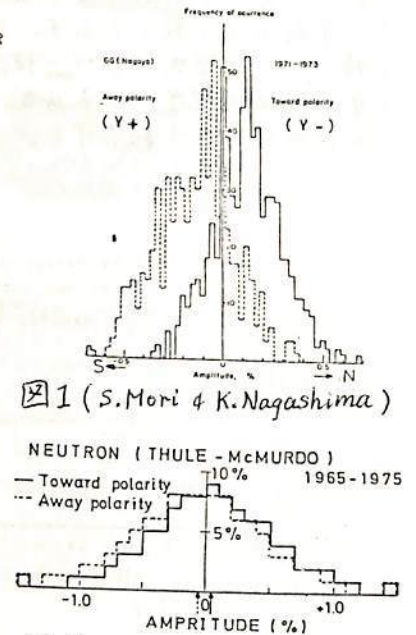


図1 (S.Mori & K.Nagashima)

図2

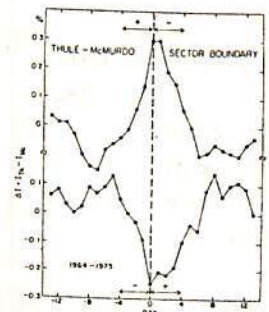


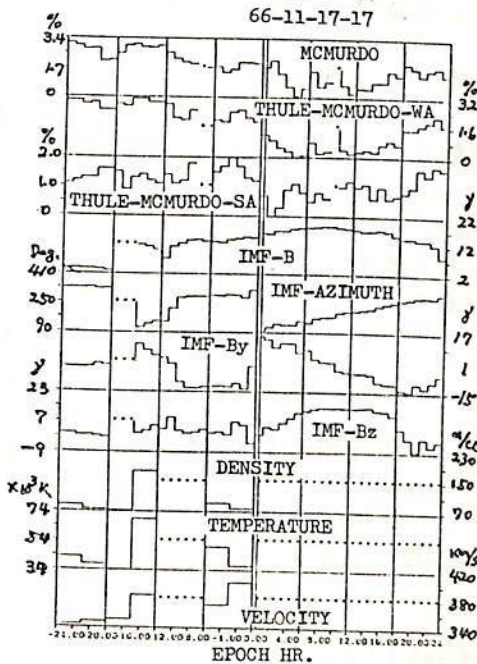
図3 (S.P.Duggal & M.A.Pomerants)

宇宙線変動の南北異方性と空間磁場

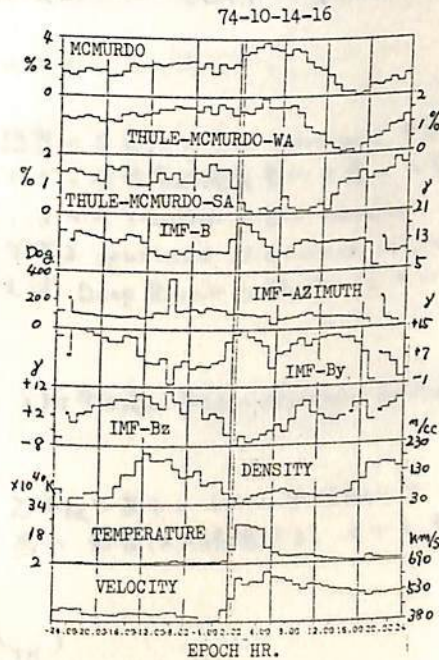
須田 友重, 和田 雅美  
気象研 理研

宇宙線変動の南北異方性は、宇宙線変動を起す擾乱場の幾何学的非等方性、擾乱場の地球への到来方向の偏り、宇宙線空間密度の空間的な勾配 ( $\nabla n$ ) の効果などが考えられてきた。1969-70年に生じた、太陽磁場の南北反転にともなう、宇宙線強度変化に現われた現象から、宇宙線の変動には、従来の拡散・対流の他に、惑星間磁場(IMF)の構造から生ずるドリフトの効果が無視出来ないことが明らかになった。この解析では、IMFの急激な変動にともなう宇宙線南北異方性と、IMF諸量との関係をしらべる。IMFの急激な変動として地磁界SCとして観測されるBlast waveをとつた。宇宙線の南北異方性は、Thule、McMurdoの間の強度差 (THULE-MCMURDO-SA) を用いた。資料は主として1966-1975年の1時間値を用いた。第一図の66年11月17日の例では、|B|は変らなかつたが磁場の向きは、太陽方向(T)から太陽反対方向(A)に反転しており、そこで生ずる南よりの流水がみられる。又第二図の74年10月14日の場合は、SC前後での宇宙線強度の変化は顕著でなく ( $\nabla n \sim 0$ )、又Bの方向も殆んど変化していない。即ち|B|及び  $B_y$  の変化に対応した南北方向の異方性がみられる。

第一図



第二図



藤本和孝 小島浩司\* 村上一昭 長島一男  
石大理\* 石尾保衛大

IMF Sector Boundary (Boundary の判定 by Svanjord) で宇宙線強度が増加しているかどうかは CHREE-EPOCH METHOD で調べた。

これは NAGOYA MESON TELESCOPE の DATA の一部である

SECTOR BOUNDARY と宇宙線強度の増加の関係を調べた。

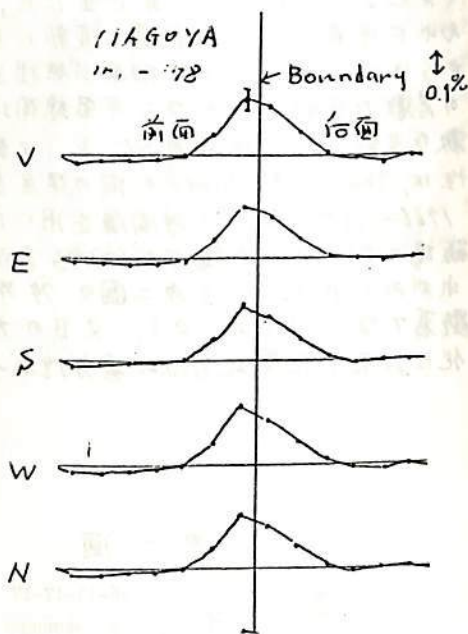
Boundary と Neutron Monitor Data

↑  
宇宙線増加は

7t 見られた。

この宇宙線増加の原因として Boundary の前後では Solar wind Velocity の極端な減少が見られた。

この宇宙線強度増加の原因は Rigidity Spectrum 等と関係している議論が



村山 喬 (名古屋)

宇宙線強度の日変化から知られる18時方向からの宇宙線の流れは、Parker理論により、12時方向からのconvectionとIMFに沿う21時方向からのdiffusionの合成として説明される。この関係にspaceの観測データを用いてday-to-dayで調べてみようというのが、この研究の意図である。

上記の2つのうち、convectionの大きさは、太陽風速度のデータがあれば求められるから、これを宇宙線日変化から得られた流れのベクトルから差し引いて、diffusionのベクトルが得られる。このdiffusionによる流れについて

- (1) 流れが特に大きい(あるいは特に小さい)時期がどのような惑星間空間の環境に対応しているか。
- (2) 流れが逆に太陽方向から外側に向く場合はどういつ時に起るか。
- (3) 流れがIMFの方向と、どの程度一致するか。この点については1975年のMünchen会議で、diffusion vectorがIMFの方向からsystematicにずれた状態が1週間位続いた例を報告しているが、同様の例が他にも見られるか。

などが主な興味の対象で、他に

- (4) 日変化から得られる地球赤道面に平行な流れに対して、南北方向の流れがどうなっているか。
- (5) 宇宙線日変化の22年変化の原因についての手掛かりを得ること。

なども念頭においている。

データとしては、1967-74年の中高緯度中性子強度の日変化の1st harmonicを用いる。解析上の問題として、一日よりtime scaleの小さい全世界的混濁変化を連日変化からどう分離するか、があるが、これは前回と同様、2つのstationの1st harmonicの差を用いることにより行う。強度変化によって生ずるspuriousなdiurnal vectorを $\times$ 、宇宙線の流れのvectorを $F$ とすると、たとえばDeep RiverとThuleについて、観測された日変化のベクトル $D$ は

$$D_{DR} = \times_{DR} + F_{||} \cos \lambda_{DR}$$

$$D_{TH} = \times_{TH} + F_{||} \cos \lambda_{TH}$$

( $\lambda$ : 入射宇宙線の平均のasymptotic latitude)

ここで $\times$ の向きは両者で等しく、大きさは $\times_{TH} \geq \times_{DR}$ である。しかし平均的には $\times_{TH} \approx 1.1 \times_{DR}$ である。従って $D_{DR} - D_{TH}$ とすれば $\times$ の影響は大体除ける。よって $F$ の地球赤道面に平行な成分 $F_{||}$ は

$$F_{||} = (D_{DR} - D_{TH}) / (\cos \lambda_{DR} - \cos \lambda_{TH})$$

以上の方法で得られた $F_{||}$ からconvectionのvectorと差し引いてdiffusion vectorの赤道面に平行な成分が得られる。現在データ及び解析結果の整備中で、学会ではpreliminaryの結果を発表する。

長島一男, 森下伊三男

(名古屋)

宇宙線強度の示す時間変動には、さまざまな周波数成分が含まれている。この事は、パワースペクトルを用いた周波数分析による解析等で、これまでに多くの研究者達によって研究がなされてきた。ここでは、パワースペクトルに加え、2つのステーションで得られたデータを用いた相互スペクトルによる宇宙線強度変化の解析を試み、その結果について報告する予定である。

相互スペクトルを用いた解析の利点は、①2つのステーションで記録されるさまざまな時間変動の中に、共通する周波数成分を見出す事ができる。②更にその周波数成分について、両ステーション間での位相のずれについての情報まで知る事ができる。などである。

相互スペクトルの計算には、いろいろな手法があるが、ここでは、相互相関関数(クロスコリレーション)から求める一般的な手法を用いた。簡単にアウトラインを次に示しておく。まず、相互相関関数  $R_{xy}(\tau)$  は良く知られている様に

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t+\tau) dt$$

によって与えられる。ここで  $x(t), y(t)$  が各々のステーションからのデータである。これから、相互スペクトル  $G_{xy}(f)$  は次の様に与えられる。

$$G_{xy}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j \cdot 2\pi f \tau} d\tau \quad (\text{ただし } j^2 = -1)$$

$G_{xy}(f)$  は一般に複素量であり

$$G_{xy}(f) = C_{xy}(f) + j Q_{xy}(f) = |G_{xy}(f)| e^{j \theta_{xy}(f)}$$

と表わされる。ここで  $\left\{ \begin{array}{l} |G_{xy}(f)| = [C_{xy}^2(f) + Q_{xy}^2(f)]^{1/2}, \\ \theta_{xy}(f) = \tan^{-1} [Q_{xy}(f) / C_{xy}(f)] \end{array} \right\}$  である。

そして、先に述べた位相のずれはこの  $\theta_{xy}(f)$  であり、時間(遅れの時間)  $\tau$  は

$$\tau = \theta_{xy}(f) / 2\pi f$$

で与えられる。

報告では、Alert, McMurd, Deep River 等の中性子モニターのデータを用い、以上の様な手法による解析の結果について報告する予定である。

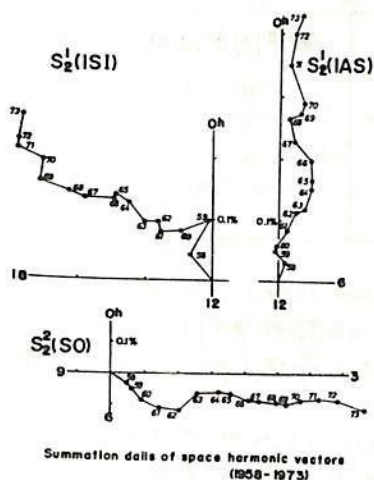
石田 喜雄 森 覚  
 福島大・教育 信州大・理

宇宙線の三次元異方性の理論(長島および長島等による)に基いて、宇宙線中性子強度の data を用いて 1958 ~ 1975 年までの年周変化の解析を行った。

すなわち 南北両半球にある conjugate station pair (例えば Goose Bay - Sanae 等) の data を選んで 日周変化の差をとることによって、規則的な季節変化(年周変化)が存在すること報告されている(中間子については長島 et al. 中性子については森)。

この年周変化は frequency modulation method に基づいて Solar time, <sup>Sidereal time,</sup> anti-sidereal time に分解される。この harmonic vector を用いて、宇宙線の空間分布解決の行われる。

今回、最近の data (1974, 1975 年) の data と IMF の関係についての解析結果を報告する。



Solar time, Sidereal time, anti-sidereal time に分解(分解)するとき、それぞれの summation dial of harmonic vector は 1958 ~ 73 年まで - 異なる方向にのびていることがわかる。



早川幸男、松本敏雄、水野智久、村上浩、野口邦男、宇山喜一郎\*  
名古屋大学理学部、\* 東京大学宇宙航空研究所

われわれは L-3H-3, K-9M-58, K-9M-64 号機を用いて近赤外大気光を観測してきたが、今回 K-10-14 号機を用いて中間赤外領域までを含む大気光観測を行った。その結果を報告し、高度 70-200 km 領域における微量成分の高度変化を示す。

#### ロケット観測

発射日時: 1980年8月27日20時40分(JST)

太陽天頂角: 115°

K-10-14号機の先端部にヘリウム冷却赤外線望遠鏡を搭載し、発射後63秒で蓋を開き、70 km 以上の大気光を観測した。望遠鏡の光学系には直径6 cmのレンズを用い、F比を2とした。焦点面には次の検知器を配置し、それぞれの波長域で測光観測を行った。

中心波長( $\mu\text{m}$ )	有効帯域幅( $\mu\text{m}$ )	検知器	視野	観測可能な成分(波長 $\mu\text{m}$ )
2.4	0.4	InSb	1° $\phi$	OH(2.2)
4.6	0.6	InSb	1° $\phi$	OH(4.5), CO <sub>2</sub> (4.3)
7.7	1.1	SiAs	1° $\square$	CH <sub>4</sub> (7.6), N <sub>2</sub> O(7.8)
10	1.7	SiAs	1° $\square$	O <sub>3</sub> (9.6)
15	1.6	SiAs	1° $\square$	CO <sub>2</sub> (15)

ロケットは高度約85 kmでデスピンを始め、約120 kmに達した時から姿勢制御に入った。しかし姿勢制御が予期通り動作しなかったため、本稿執筆時までには正確な姿勢を求めずに列っていない。したがって、姿勢制御に入る前の上昇中のデータを記録紙から読み取った結果に基づいて定性的なふるまいを述べる。

強度は15  $\mu\text{m}$ 帯が最も強く、7.7  $\mu\text{m}$ 帯が最も弱い。15  $\mu\text{m}$ 帯の強度は高さと共に単調に減少し、80-100 kmにおけるスケール・ハイトは約15 kmである。10  $\mu\text{m}$ 帯の強度は高度75-85 kmで余り変化せず、より高くなると急激に弱くなる。両波長帯の絶対強度はそれぞれCO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>に対して予想される値と余り矛盾しない。2.4  $\mu\text{m}$ 及び4.6  $\mu\text{m}$ 帯の強度は相似の高度変化を示す、絶対強度はK-9M-64号機で得られたものと余り矛盾しない。

15  $\mu\text{m}$ 帯の強度は100 km以上でも十分観測にかかるので、これからCO<sub>2</sub>の乱流拡散についての資料が得られるであろう。またO<sub>3</sub>とOHの相関から、OH生成に対するO<sub>3</sub>の寄与が推定できるであろう。

村松久史 広田道夫 牧野行雄  
気象研・高物

(1). 序. 成層圏オゾンの人為的影響による破壊に関連して, フレオン類 ( $CFCl_3, CF_2Cl_2$ ) や,  $NO_x$  の最大の source である亜酸化窒素 ( $N_2O$ ) について, その挙動と分布を調べているが, 今回, 赤外干渉分光器を用いて, 太陽を光源とする赤外吸収測定を行ったので報告する。

(2). 装置・観測. 小型航空機 (高度 7.6 km) から日没または日出時に太陽スペクトルを観測する。これは (i) 地表面近くに多い水蒸気の吸収の影響を小さくし, (ii) 微量成分を含む光路長を大きくするためである。分光器としては IF-3 (Idealab社製) を用いた。太陽光入射には, 追尾精度 3' 以内の太陽自動追尾装置を用いた。

観測は 1979 年 10 月と 12 月に数回行ったが, そのうち 12 月 16 日の日没時に得られた結果が比較的良好であった。図に太陽天頂角が  $89.5^\circ, 90.7^\circ, 91.6^\circ$  の時に得られた太陽光スペクトルの一部 ( $700-1100\text{ cm}^{-1}$ ) を示す。

(3). 結果. 窓領域 (約  $770-970\text{ cm}^{-1}$ ) に  $CCl_4$  (中心波数  $795\text{ cm}^{-1}$ ),  $CFCl_3$  ( $847\text{ cm}^{-1}$ ),  $HNO_3$  ( $897\text{ cm}^{-1}$ ),  $CF_2Cl_2$  ( $923\text{ cm}^{-1}$ ) の各吸収バンドが認められる。

Statistical Spectral Band Model によれば, 線強度分布が exponential 型を仮定して, 波数  $\nu$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) での平均透過率を求めると

$$T(\nu) = \exp \left\{ -\alpha(\nu) \beta^0(\nu) pL / \sqrt{1 + 2\alpha(\nu)L} \right\}$$

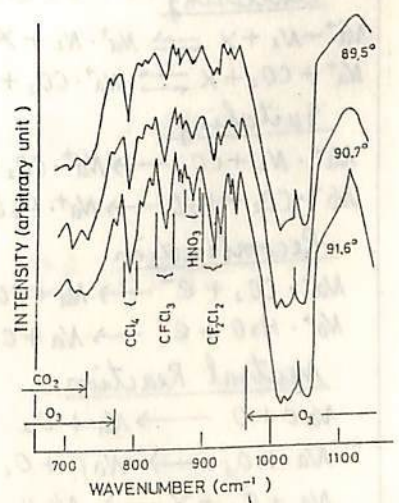
で与えられる。ここで  $p$  (atm): 気体圧,  $L$  (cm): 光路長, であり  $\alpha(\nu)$  ( $\text{cm}^{-1}\text{ atm}^{-1}$ ) と  $\beta^0(\nu)$  (atm) は, 実験室での測定値を用いる。上の式に平均透過率の観測値を代入して全光路中での吸収体の量を求めた。光路中で一様に分布 ( $HNO_3$  については  $18-28\text{ km}$  で一様に分布) していると仮定して平均体積混合比を求めると表のようになった。

$CFCl_3, CF_2Cl_2$  について我々が他の方法 (ガスクロマトグラフ分析) によって観測した結果 (それぞれ  $181\text{ pptv}, 285\text{ pptv}$ ) に近い値となっている。  $HNO_3$  についても Lagrus-Gandrud (1974) の結果と近い値になった。

太陽天頂角	$CFCl_3$	$CF_2Cl_2$	$HNO_3$ (18-28km)
$89.5^\circ$	167	328	6.1
$90.7^\circ$	135	280	5.4
$91.6^\circ$	100	274	4.2

<参考文献>

- 1) Goldman et al., Appl. Opt., 10, 65, (1971)
- 2) " , " , 15, 2305, (1976)
- 3) " , Geophys. Res. Lett., 3, 309, (1976)
- 4) Lagrus-Gandrud, CIAP 3rd Conf, 161, (1974)



長沃親生, 内海通弘, 広野求和  
九州大学 理学部

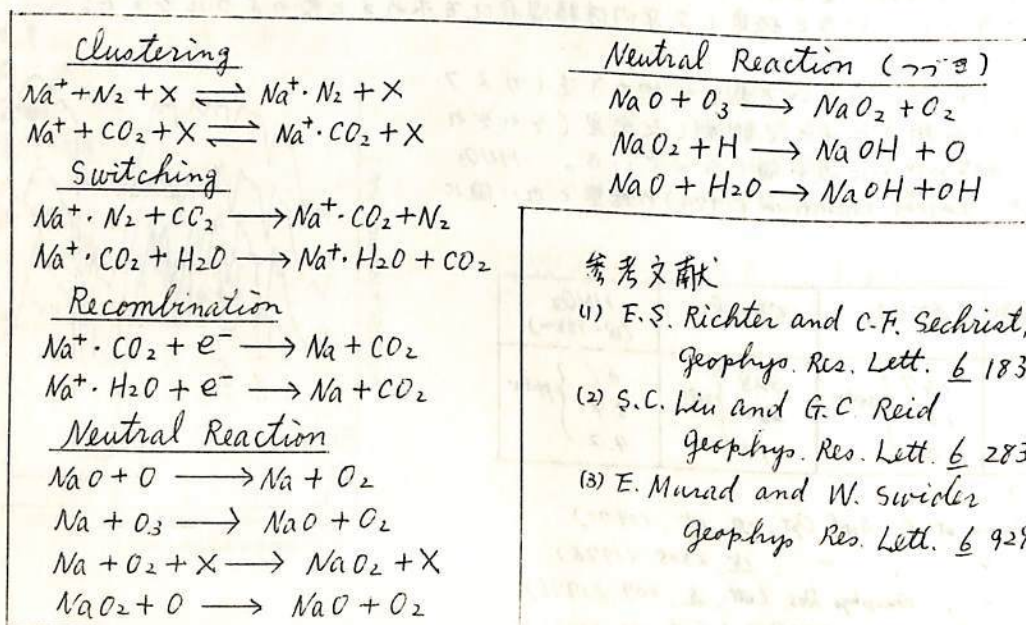
Richter and Sechrist (1979)<sup>(1)</sup> は, ライダー観測によって発見されたナトリウムの液状構造を説明するために ( $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Na}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{Na}$ ) 系の cluster ion 反応系を考えたことにより, wind shear mechanism による  $[\text{Na}^+]$  の変動が  $[\text{Na}]$  の変動に反映されて, ナトリウム層の液状構造が現われるとして, cluster ion 反応を含む反応系で, 1次元モデルの, 計算を行った。

ここでは, 上の反応系で欠点とされるナトリウム層の bottom side の鋭い減少を, 観測に近いものにするために, Liu and Reid (1979)<sup>(2)</sup>, Murad and Swicler (1979)<sup>(3)</sup> によって提案された  $[\text{NaOH}]$  を含む neutral 反応系を組み入れることにより, 1次元モデルを作ることを試みた。この反応系は, 下の表に示す。

先づ, time scale は, neutral 反応, clustering 反応, eddy diffusion の順に長くするので, ナトリウム層の液状構造の time scale 内での modeling には, eddy diffusion は, 含まれないことにする。

次に, diurnal, seasonal variation を考える際は, 新めて, eddy diffusion の効果を考える。

1次元 model の計算結果と, ライダーによる観測結果を比較検討する。  
また, 前回, 報告した高出力同軸レーザーによってナトリウム以外の, 金属原子の検出を試みているので, それについても報告の予定である。



#### 参考文献

- (1) E. S. Richter and C. F. Sechrist, Jr.  
Geophys. Res. Lett. 6 183 (1979)
- (2) S. C. Liu and G. C. Reid  
Geophys. Res. Lett. 6 283 (1979)
- (3) E. Murad and W. Swicler  
Geophys. Res. Lett. 6 929 (1979)

広野求和 長沢親生

九大理

ペルセウス座流星群の出現した 1979年8月13日のナトリウム層観測のデータをみれば、上空暗黒時 02:35—04:00 に比し、地上は暗黒であるが上空日照時 04:20—05:05 のナトリウム密度は約8倍の急増を記録している。この急増の機構を考察してみる。

Hawkes and Jones (1975) によれば流星物体は低融点の物質で接合された粒状物質である場合が多く、大気中に突入して次第に昇温するとまず低融点の物質がとけて、その後さらに昇温すれば粒状物質もとけて全部蒸気となるかまたは残留する固体が地上に落下することもある。それで最初には Na や K などを含む比較的純粋な物質の蒸気の存在する数km の高さ領域が出現し、夜間流星活動度が高いときには蒸気濃度が充分高くなるため再凝縮してそれらの物質からなるエアロゾル微粒子の分布が他の高融点金属酸化物微粒子の層とは別の領域に出来たであろう。これらの Na や K を主とする粒子に日出後日射が当たるとそれを吸収して昇温するが冷却の過程として主なものも周囲の低温の大気分子との衝突である。ところでこの太陽光のエネルギーの吸収効率も粒径によつて著しく変化しその中心波長  $0.5\mu\text{m}$  に近い場合に最大で粒径の減少とともに悪くなる。それで  $0.03\mu\text{m}$  以下では周囲気体温度に比して昇温蒸発は無視しうる。再凝縮の過程を考えると  $0.5\mu\text{m}$  に近い大粒子の出現は無理である、結局流星活動度の大きい夜間にこのような低融点の  $0.06\mu\text{m}$  程度の大きさの微粒子が流星後再凝縮の過程により生成されゆつくり沈降している場合を想定すれば日射の当たった後は Na や K の密度の急増が考えられる。但し上述のように  $0.03\mu\text{m}$  以下の小粒子は昼間も存在しうることにする。以上の考察において太陽光に対する粒子の複素屈折率  $\hat{n} = n - i n'$  については  $n = 0.029$ ,  $n' = 2.32$  を採用しているので太陽光エネルギーの吸収は Fiocco et al. (1973) の値より1桁程小さくなっている。

Fiocco et al. 1973 J.A.T.P. 35 165.

Hawkes and Jones

1975 M.N.R.A.S. 173 339.

XeCl レーザ・レーダによる成層圏オゾン観測(II)

岡野修\* 前田三男\* 柴田隆 広野求和 藤原丈夫  
(九大工) (九大理)

昨年9月より homemade の XeCl レーザを用いて下部成層圏オゾン層の観測を開始してから一年経過した。これまでに30回程度のデータが得られ、オゾンに特有な“秋に極小、春に極大値”となる季節変化も得られつつある。ここでは主として Tateno (36°N) のドブソニ法による全オゾン量と Fukuoka (33°N) のレーザによる観測結果との比較を行ったので報告する。

図1に昨年9月から今年の7月までのレーザによる17.25, 20.25, 23.25 km のオゾンの平均密度 ( $\Delta h=3km$  間) の観測結果をプロットした。各高度ともかなり凸凹しているが、10月頃に極小値を示し、2~3月にかけて増加していく様子が見られる。23.25 km のオゾン層のピーク付近で、秋に  $17 \sim 4 \times 10^{12} cm^{-3}$ 、春に  $17 \sim 5 \times 10^{12} cm^{-3}$  を示している。また三つの高度の和をとってみると、秋に  $7.6 \times 10^{12} cm^{-3}$ 、春に  $10.4 \times 10^{12} cm^{-3}$  と77% 増加している。図2に Tateno の高層気象台で日々観測されている全オゾン量の結果をプロットした。日変化がかなり大きい。スムース化すると秋に  $min$  ( $\sim 280 D.U.$ ,  $1 D.U. = 2.688 \times 10^{18} molecules \cdot (cm^2 \cdot column)^{-1}$ )、春に  $max$  ( $\sim 360 D.U.$ ) の季節変化を示している。(約30% 増加)

全オゾン量と各高度(及びその和)のオゾン密度との相関をみるために、図3にレーザの観測日を含めての三日平均した全オゾン量に対するオゾンの平均密度をプロットした。三高度とも同様の傾向を示し、最小二乗法で直線近似したものを実線で示した。相関係数は 0.61 (17.25 km), 0.65 (20.25 km), 0.65 (23.25 km) 及び 0.84 (三高度の和) で、全オゾン量と良く相関を示していることがわかる。(謝辞) 全オゾン量のデータを提供して下さった高層気象台の皆様に感謝する。

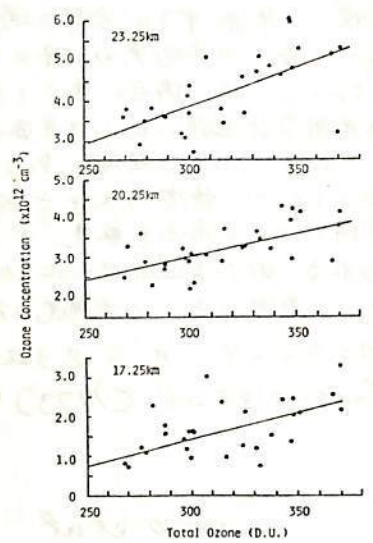
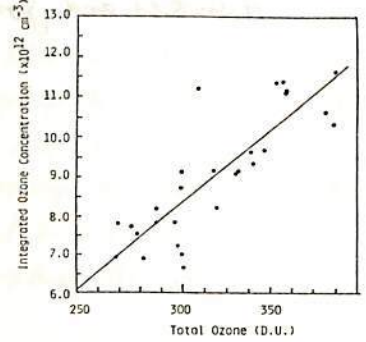


図3(a)



(b) 縦軸は(a)の三つの高度の和をとったもの。

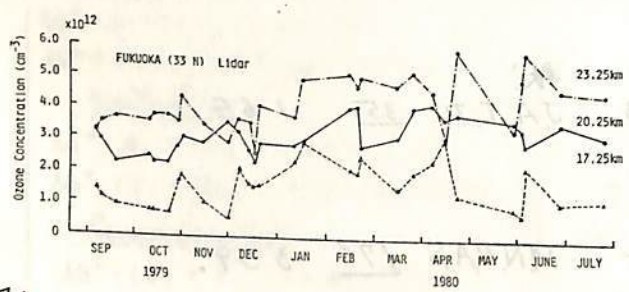


図1

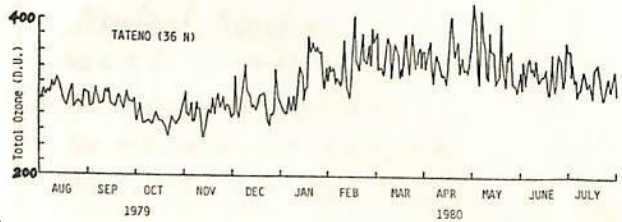


図2

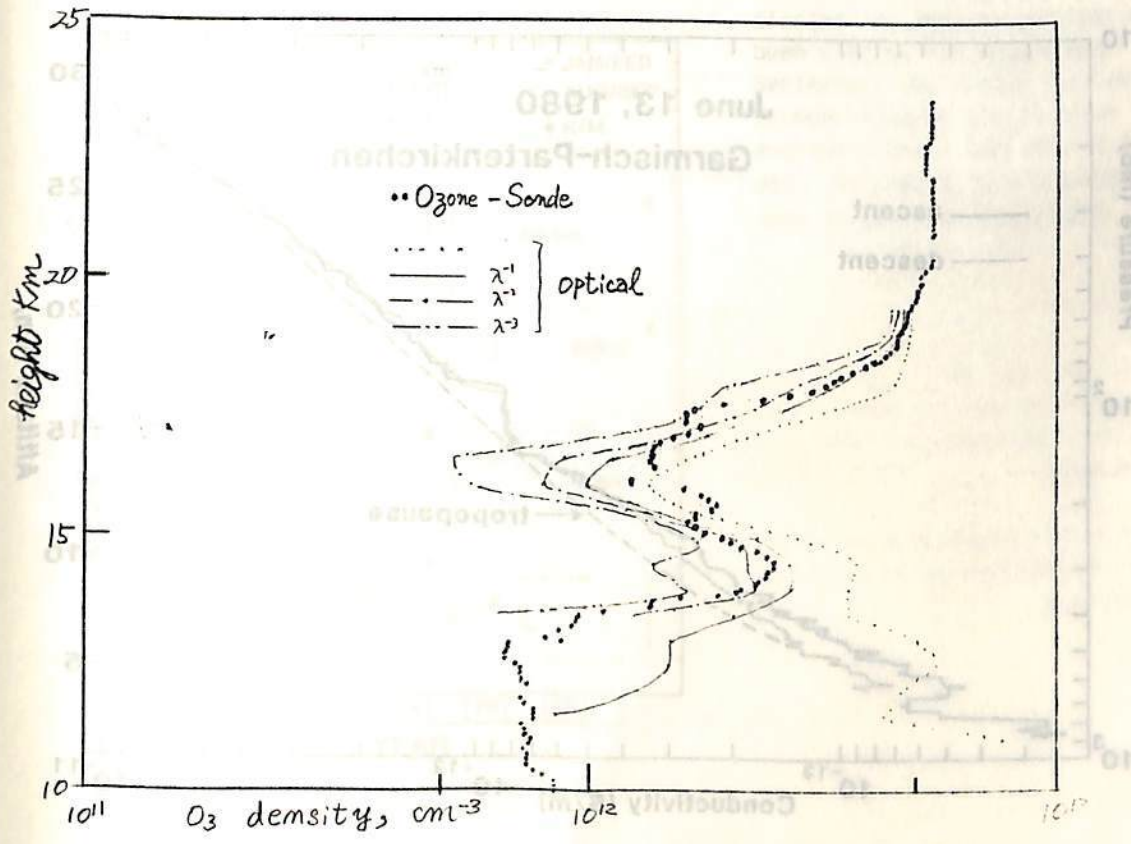
近藤豊, 高木増美  
(名大空電研)

オゾンは可視部の600nmを中心としたChappius帯に吸収効果を持つので、これによる減光を測定してやればオゾンの密度を求めることができればある。現実にSAM II, SAGEの衛星を利用したリモートセンシングでは、この方法が取られ、我々もExos-C計画の一部として観測を予定している。この様なグローバルなオゾンの分布を測定する前にこの方法の精度を調べ向上させる目的で、1978, 79年の2度にわたって、気球実験を行なった。測定器や方法の概要はすでに、幾つかの報告に述べてある。(1,2) 要は、日没時に太陽光が大気層を通る長さが長くなるので、この際により良いS/Nで大気分子やエアロゾルの吸収を測定しようとするものがある。600nmの吸収は、大気のレイリー散乱を除けば、オゾンの他にエアロゾルによるものもある。この影響を求めると、他の波長(800, 900, 1000 nm)でエアロゾルの消光係数を求め、それをある波長依存性を仮定して、600nmの値に引き直した( $\lambda^1 \sim \lambda^3$ )。この様なエアロゾルの補正を行なった後得られたオゾン分布と、同時にオゾンゾンデにより測定された値と比較した。

①  $\lambda^1 \sim \lambda^2$ の補正をした値とゾンデの値は比較的良く合っている。

②  $\lambda^1$ 。対流圏に近くなると従って、エアロゾルの補正が重要となり、オゾンの測定の信頼性は落ちて来る。

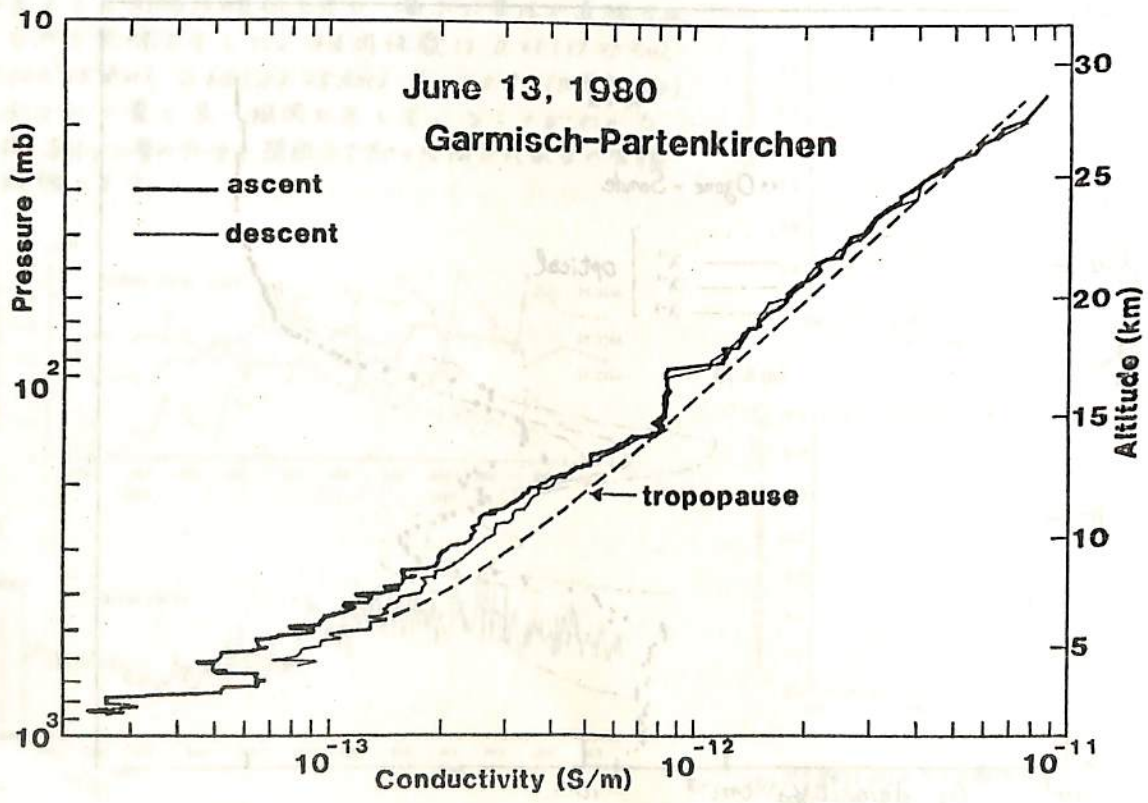
③ 独立な方法による測定値が比較的一致することより、地球の表面や雲による反射や散乱の影響は大きくないと思われる。(1,2)宇宙研報告1979, PAGEQPH 1980.



III-20 成層圏大気電気伝導度, イオン及びオゾンのライダーとの同時観測 (速報)

近藤豊, 高木増美, R. Reiter, H. Jäger  
(名大空電研) (Institute for Atmospheric Environmental Res. w. Germany)

1980年1月~7月にかけて西ドイツ Garmisch-Partenkirchen (47.5°N) に於て大気電気伝導度, イオン, オゾンの気球観測及びこれと並行したライダーによる成層圏エアロゾルの日独共同観測を行なった。Conductivityは主として粒径 $0.1\mu\text{m}$ 以下のAitken粒子の影響を受ける為, この濃度を逆に推定できる。ライダーは主として $0.1\mu\text{m}$ 以上の大粒子に sensitive である。またオゾンはエアロゾルと共に成層圏-対流圏大気のトレーサーとして重要であり, またエアロゾルへの付着が問題となる。以上のことを考慮して, 三者を同時観測し, 相互の関係を調べるのがこの実験の主目的であった。伝導度及びイオンの測定用ソナーは, 日本側が準備し他の項目についてはドイツ側が行なった。観測は, I. 1月~5月 II. 6~7月の二つの期間に各10回及び3回の Conductivity の測定を行なった。オゾンは Garmisch 及び Hohenpeißenberg における計8回の conductivity と同日の観測データが得られた。また, ライダーについても, 同時観測がほぼ全て成功した。Iの期間に下部成層圏において対流圏起源のものと思われる多量の Aitken 粒子層が存在することが conductivity により推定された。またオゾン密度との相関も良いように思える。IIの期間には, アメリカのセント・ヘレンズ山の噴火の影響により, 成層圏イオンが高濃度のエアロゾルに付着されることによる conductivity の著しい減少が観測された。(下図参照)



SEASONAL VARIATION OF THE MESOSPHERIC OZONE  
OVER UCHINOURA: UPDATED RESULTS

T. OGAWA, GEOPHYSICS RESEARCH LABORATORY, UNIVERSITY OF TOKYO  
T. WATANABE, PHYSICAL INSTITUTE, UNIVERSITY OF TSUKUBA

Results from rocket measurements of the mesospheric ozone at Uchinoura (31°N) during 1970-1979 are presented. The measurements were made with solar ultraviolet radiometers at 2 or 3 wavelength passbands. A change in look angle of the radiometer due to a coning motion of the rocket usually causes a spurious intensity variation which causes a serious problem in data analysis. A correction with the aid of rocket aspect data from solar and geomagnetic sensors was possible, but sometimes found to be insufficient. After all we have developed a solar tracker which can work on board a spin stabilized rocket. Results from 9 measurements were carefully examined with respect to an apparent change caused by inhomogeneous data quality. Data are available for either January/February or August/September, and seem to indicate a reality of the seasonal variation in the mesospheric ozone. At 60 and 70 km altitude levels, the ozone density was about twice larger in January/February than in August/September.

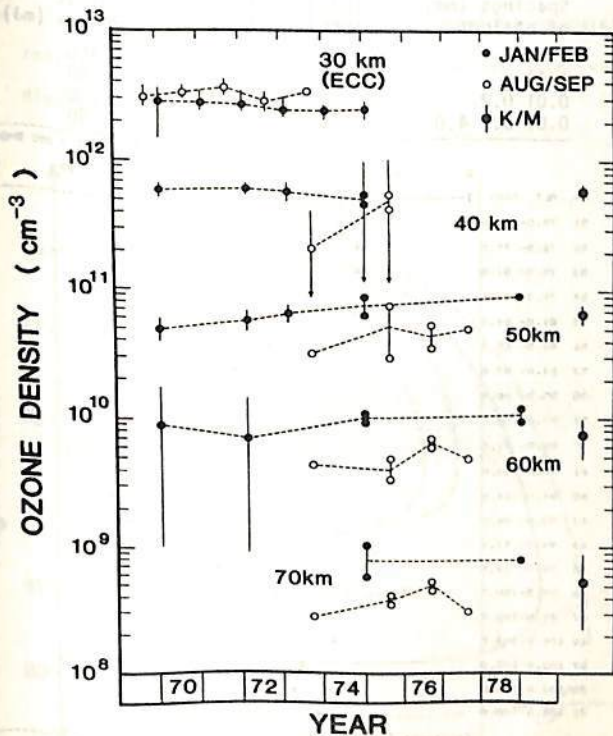


FIGURE Ozone densities at some selected height levels. Filled circles for January and February, open circles for August and September, and double circles for Krueger-Minzner mid-latitude average model. The data at 30 km were obtained with electrochemical cell sondes over Kagoshima.



Observations of the Atmospheric Sodium Layer  
by a Tunable Dye Laser Radar

F. Tomita, H. Kamiyama, T. Onuma, S. Okano and M. Jumonji\*  
Upper Atmosphere and Space Reserch Laboratory, Tohoku University  
\* The Hachinohe Institute of Technology

Attempts have been made to achieve a high output power of a flashlamp-pumped tunable dye laser used in a radar system for the atmospheric sodium layer observation. In 1972, we already succeeded in observing the atmospheric sodium layer with our previous system. The temporal and spatial resolution of the observed data, however, was not satisfactory because of an insufficient output energy (1-2 mJ). Improving our oscillator head, we have succeeded in gaining a high output energy of more than 50 mJ in a bandwidth of 0.003 nm at 589.0 nm.

Fig.1 shows the block diagram for our experimental system and the instrumental parameters are given in Table 1. The oscillator head is consisted of a quartz dye cell (10 mmφ x 150 mm) and water-cooled flash tubes. They are placed along focal axes of a double elliptic cylindrical reflector. The spectral narrowing and tuning is effected entirely by means of three sets of Fabry-Perot interferometers. Each etalon consists of two mirrors with inner faces flat to  $\lambda/20$  and 50% reflectivity. And their temperatures are kept constant within  $\pm 1^\circ\text{C}$  for the first and the second etalons, and within  $\pm 0.05^\circ\text{C}$  for the third one. The third etalon also acts as the output mirror simultaneously. The final laser spectrum, tuned to sodium  $D_2$  line, is monitored by a spectrometer and a Fabry-Perot interferometer of 0.06 nm free spectral range.

Fig.2 is an example of the observed data obtained recently from our observation with 200 laser shots.

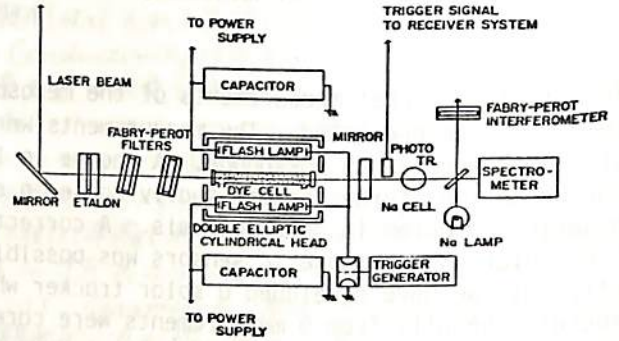


Fig.1 Block diagram of the transmitter system.

Table 1 Characteristics of the lidar system

Transmitter		Receiver	
Wave length	589.0 nm	Area	0.3m <sup>2</sup>
Repet. rate	0.25 Hz	Field of view	5 mrad
Divergence	2 mrad	Band width	2 nm
Input ene.	200X2 J	High resolution	1.5 km
Dye: Rhodamine 6G 1X10 <sup>-4</sup> M/l isopropanol solution			
Spacings (mm)	Total width of spectrum (nm)	Output energy (mJ)	
-	10	450	
0.01	1	250	
0.01 0.2	0.04	100	
0.01 0.2 4.0	0.003	>50	

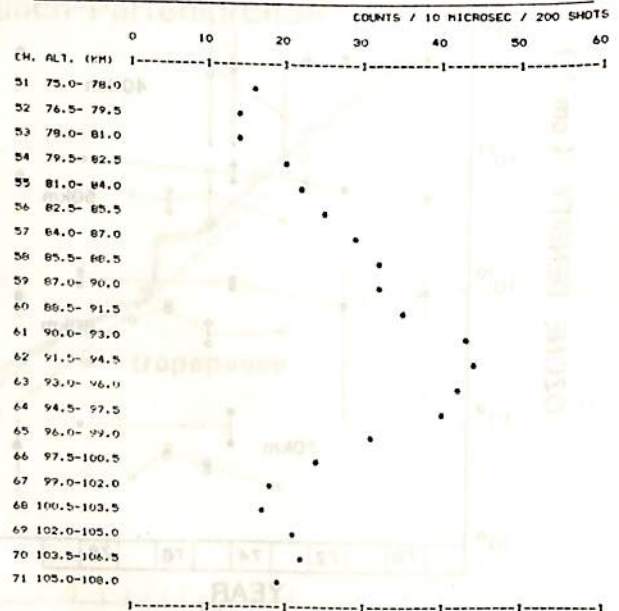


Fig.2 Data obtained with 200 laser shots on Sept.1, 1980, 2110 - 2124 JST.

(極域中層大気の水蒸気量とエアロソール分布)

Y. Iwasaka (岩坂泰信)

Water Research Institute, Nagoya Univ./ National Institute of Polar Research  
(名古屋水圏科学研究所 / 国立極地研)

During the summer above the polar area, at height of 80 - 85km, noctilucent clouds develop. And during the winter, so-called "Cist" can be found out in the stratosphere.

The clouds consist of solid particles that scatter sunlight. The particles are formed by water deposition on to the surface of condensation nuclei which, according to one hypothesis, are provided by ion-molecular reactions. For the purpose of investigating the details of the physics of particle formation in the mesopause region or stratosphere, we formulated a simple 1-dimensional numerical model. The model computes the distribution of particles as a function of height and radius of particles. It also computes the height distribution of water vapor mixing ratio which is changed by the downward transport of  $H_2O$  in the ice-phase. It is assumed that the particles start off as stable nuclei with a certain distribution in radius and height. This model also assumes that the further growth of the particles take place through deposition of water vapor on the particles from the surrounding supersaturated atmosphere.

In fig. 1, we show sample of numerical calculation which is describing the particle radius as a function of height under given water vapor mixing ratio, and temperature distributions.

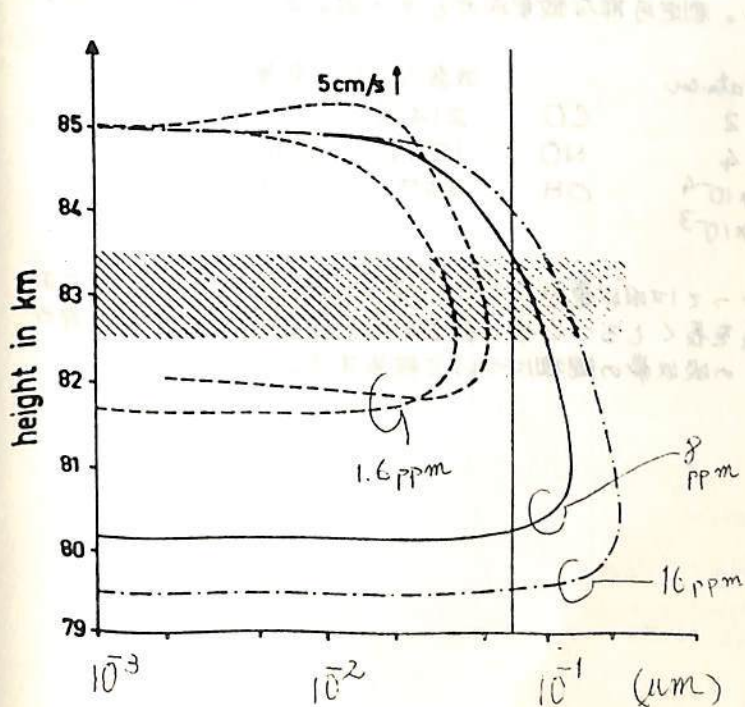


Fig. 1

III-24

マイケルソン干渉分光計による大気微量成分の測定 - I

鈴木勝久, 高野元春  
東大理, 筑波大物理

地球大気中に存在する  $O_3$ ,  $NO_x$  等の分子は微量でありながら化学的には強い反応活性を持ち、大気中での化学反応で重要な役割を果たすことが知られている。

近年赤外線観測からこれら分子の大気中での密度が求められつつある。またモデル計算も行われているが、まだ観測例が少なく十分な比較検討が行われていない。今回マイケルソン干渉分光計を用いこれらの微量成分の測定を試みた。

観測装置

光学系：マイケルソン干渉分光計 (日本電子, JIR-10)  
ビームスプリッター -  $CaF_2$  50mmφ  
分解能  $0.3\text{ cm}^{-1}$

検出器：InSb (感度波長  $1 \sim 5\mu$ ) 液体窒素冷却

測定原理

微量成分分子は近赤外領域に特有な吸収帯を持っている。太陽を光源としてこれらの吸収帯の吸収量を測定し分子の密度を求める。今回の観測波長域には  $H_2O$ ,  $CO_2$  の強い吸収帯が存在するので地上からの観測では、この吸収帯を避けた領域で測定を行わなければならない。測定可能な微量成分とその吸収帯を下に示した。

	波数 ( $\text{cm}^{-1}$ )	全量 $\text{atm}\cdot\text{cm}$		波数 ( $\text{cm}^{-1}$ )	全量 $\text{atm}\cdot\text{cm}$
$CH_4$	3019	1.2	$CO$	2143	$\approx 0.15$
$N_2O$	2224	0.4	$NO$	1876	$= 6 \times 10^{-5}$
$HCl$	2886	$1 \times 10^{-4}$	$OH$	3571	$1 \times 10^{-5}$
$NH_3$	3336	$7 \times 10^{-3}$			

表から判るように分子によっては吸収量が  $1 \sim 0.1\%$  と非常に小さく、測定においては日出、日没時に光路長を長くすることや、雑音を極力冷却するなどの注意が必要である。今回  $CH_4$ ,  $N_2O$  の吸収帯の観測について報告する。

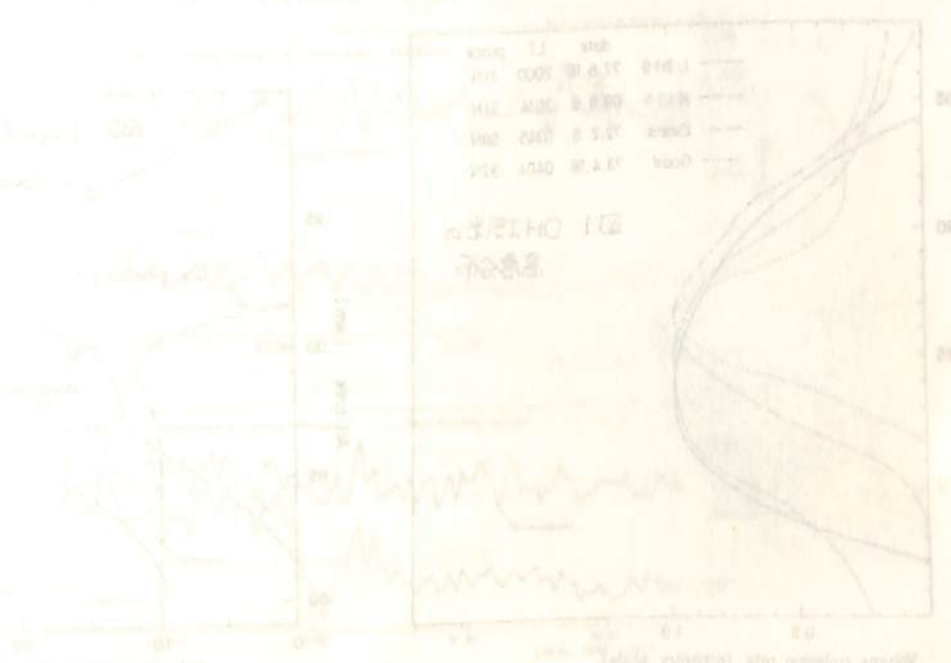
(自己吸収の不完全性に起因する誤差について)

岩上直幹

(東大・理)

中間圏、熱圏におけるNO $\gamma$ 帯大気光測定及びNO分子密度定量のため、我々のグループではNOガスの自己吸収を利用した放射計を用いて実験を行なってきた。この放射計ではNOガス入りセルと空セルを交互に光路上に置くことにより、NO $\gamma$ (1,0)帯大気光を背景光(主にレーリ-散乱光)から分離する。つまりその測定原理は $\gamma$ (1,0)帯大気光がNOガス入りセルによってすべて吸収されるという前提に基づいているが、実際にはその一部はNOガス入りセルを透過する。特に低高度域では飛翔体速度がNO分子の熱速度より大きいため、大気光輝線波長のドップラーシフトが自己吸収を不完全にさせる可能性がある。一方、吸収線輪郭は衝突のためVoigt型になっており、純ドップラー型の場合に比べ自己吸収は効率がよく行なわれる。

ここではNOガス入りセル(圧力200 torr, 光路長2 cm)内における $\gamma$ (1,0)帯放射の放射場を計算し、実効透過率を求めた。NO分子の分光衝突径として6.6 Å程度の値を用いると、 $\gamma$ (1,0)帯放射のNOガス入りセルに対する実効透過率は、飛翔体速度が毎秒1 kmの時、約3%である。 $\gamma$ 帯大気光放射率及びNO分子密度に対する誤差は観測時の状況によって異なるが、これまでの例(S210.9, S210.7A27)について試算してみると、 $\gamma$ (1,0)帯大気光放射率に対する誤差は高々5%、NO分子密度に対する誤差は高々10%程度であることが判った。



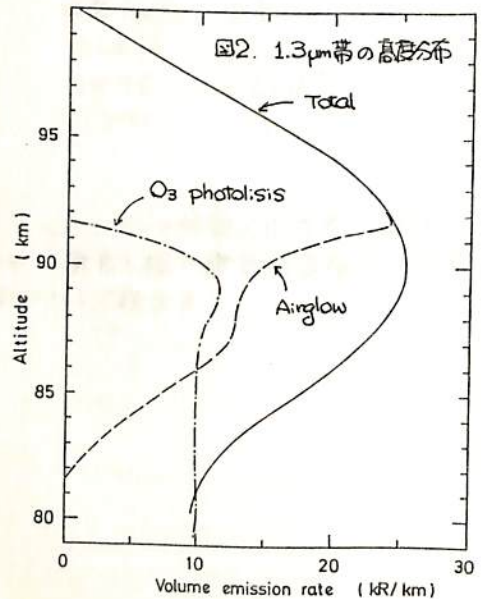
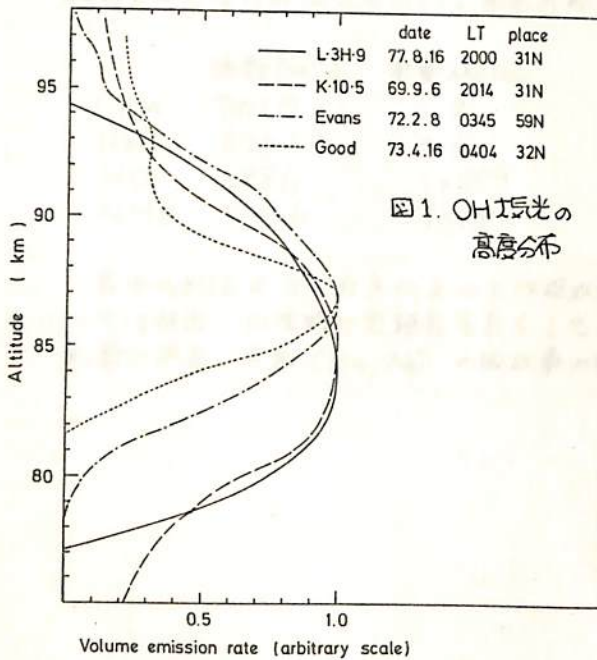
薄明時のOH大気光

— L-3H-9号機解析結果 —

牧野忠男 山本博聖 関口宏之  
立教大・理

L-3H-9号機は1977年8月16日2016 JSTにKSCから打ち上げられた。1.3, 1.6, 1.8  $\mu\text{m}$ の3波長帯をフィルターで分光し, PbSを用いて信号をとり出す方式で観測を行った。1.8  $\mu\text{m}$ 帯は70 kmから上空のデータがとれなかった。1.3  $\mu\text{m}$ 帯は $\text{O}_2(1.27 \mu\text{m})$ 及びOH(7-4)(8-5)の光を, また1.6  $\mu\text{m}$ 帯はOH(3-1)(4-2)(5-3)の光を捉えた。観測時刻は地上日没後83分であり真夜中の状態とは異なる。OH大気光の様相が得られた。図1にOH大気光のVolume emission rateの高度分布を示した。同様の時刻で得られた我々の前の結果と良く一致している。真夜中に得られた他のグループのデータとの比較では $\sim 85 \text{ km}$ から上層と下層とで違いを認める。

1.3  $\mu\text{m}$ 帯の光は(i)  $\text{O}_2(1.27 \mu\text{m})$ 大気光成分 (ii)  $\text{O}_3$ 光分解で生じた $\text{O}_2(\Delta_g)$ の生き残りの遷移による $\text{O}_2(1.27 \mu\text{m})$ 光 (iii) OH(7-4)(8-5)大気光の3成分から成る。我々の1977年9月15日の $\text{O}_3$ 観測データをもとに(M&TはCIRA'72を使用)観測時の(ii)の光量を算出した。1.3  $\mu\text{m}$ 帯のVolume emission rateの高度分布とともに図2に示す。1.3  $\mu\text{m}$ 帯全体から(ii)を差し引いたものを破線で表しているが, これが(i)と(iii)に相当する。 $92.5 \text{ km}$ にピークを持つ(i)の成分と $87 \text{ km}$ にピークをもつ(iii)の成分とが足しあわさっていると解釈できる。後者はOH大気光であるが1.6  $\mu\text{m}$ 帯の様相とはくい違っているが真夜中のOH光とは一致している。即ち, 1.3  $\mu\text{m}$ 帯OHは(7-4)(8-5)の光であるため $\text{O}_3\text{-H}$ 反応でつくられ, その結果, 真夜中の様相と一致し, 1.6  $\mu\text{m}$ 帯OHは(3-1)(4-2)(5-3)の光であるため $\sim 80 \text{ km}$ にピークを持つ $\text{HO}_2\text{-O}$ 反応の光が $\text{O}_3\text{-H}$ 反応の光に重なった結果として発光層の中が広く, かつ下層へのびているものと解釈される。

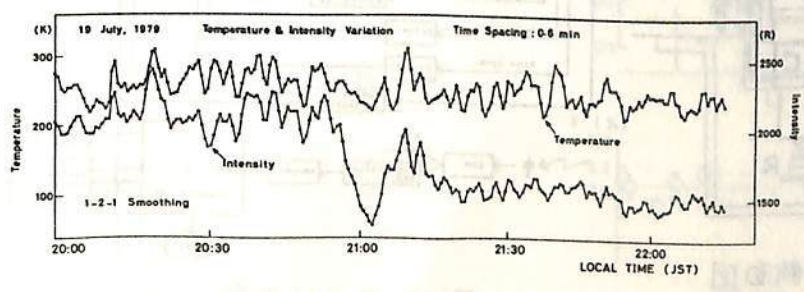
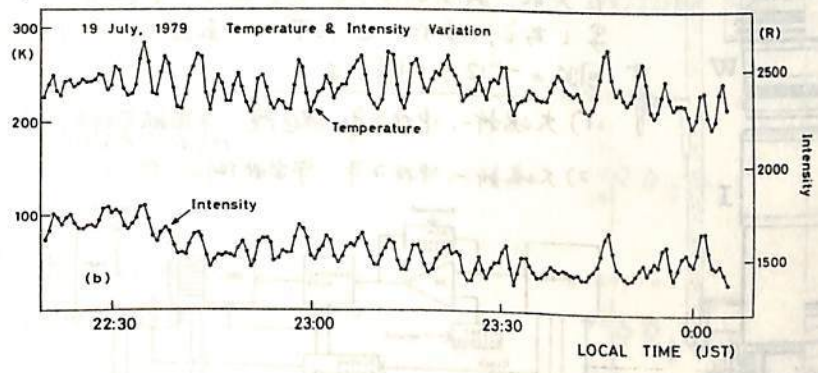


竹内郁夫(託問高専・数)、三沢清敏(防大・物理)

OH(6-2) bandの高速観測を行った。OH(6-2) bandのスペクトルは0.6分の時間  
間隔及び視野0.6°(直径視野)で取られた。強度及び回転温度は前回の学会で発表した  
successive approximationで求められた。

解析結果によると、日暮れ時近くでは、長い周期の強度の振動が温度のそれより優勢で  
あり、真夜中近くでは、5分よりも短い周期のものも、強度振動に於ても温度振動におい  
ても優勢とほる。acoustic gravity波の周波数範囲について積分された波動の振動エネ  
ルギーはgravity波 or tidal波の周波数範囲について積分されたエネルギーよりも普通  
小さい。が、振動エネルギーがacoustic-gravity波の周波数範囲の方に集まった時は、  
強度の振動の周期と温度の振動の周期の一致が、acoustic-gravity波の周波数範囲では  
目立ってくる。光度計の視野は0.6°であるので、この光度計で見込まれる直径は高度90  
kmの所で約1kmとほる。高度90kmのへんでは毎秒数メートルから約100メートルの風がよ  
く吹いていると云われている。OH発光層の観測部分は時刻々変化することにほる。そ  
れで、Fig. 1に示した強度と温度の規則的な波状の変化はOH発光層のripple structure  
によるものと思われる。Peterson(1979)は目と写真によってripple structureを発見  
した。が、ripple structureの明るさが低いときは、ripple structureの探知は目と写真で  
は不可能と思われる。が、高感度の光度計を用いればその明るさがかなり低くても探知は可  
能とほろう。我々の観測結果は、目と写真で探知できないripple structureを光度計か  
とらえたものであると思われる。又、目又は写真には写らなくても、ripple structureは  
径のどこかにしばしば現われていることを示しているように思われる。

Reference: A. W. Peterson, Appl. Opt. P. 3390. 1979



大気光強度の空間分布の観測

中村正年\*, 大嶋新一\*, 高野元春\*, 牧野忠男\*\*

\*, 筑波大学, 物理学部, \*\*, 立教大学, 理学部

過去数回にわたり, バルーンを用いて夜間大気光強度の空間分布観測を行ない, ある程度までの時間的に連続した大気光の isophotemap が得られているが<sup>1)</sup>, それにより大気光は空間的に強度分布の斑が見られ, そのパターンが時間と共に急速に変化してゆくのが判る。しかしその強度分布を得る方法としては, 光度計を用いてその視野方向を走査し, その一連のデータから天気図を画く方法で作成したもので, 時間分解能も空間分解能も満足し得るものではなかった。我々はこれを改良する意味で3年前からICイメージセンサーを用いた方法を開発し<sup>2)</sup>, それにより観測と計測してきたが, これもS/Nの点で満足すべき結果を得るに至らなかつた。今回は, ICイメージセンサーに更にイメージインテンシファイヤーをタンデムに組合わせるという方法で, S/Nを約100倍上げることに成功し, 時間的には5~10秒, 空間的には約1°の視野角の分解能をもつ撮像処理システムを得ることになり, 今年8月中旬に乗鞍にある宇宙線観測所で, 夜間大気光の観測を行なったので, それについて報告する。

Fig. 1はカメラ部で, Fはフィルター, Wはf=3.5cmの広角レンズ, IはImage intensifier, CはIの像を更にICイメージセンサーに投影するための8ミリ用シネカメラレンズ, Rはレコーダと呼ばれるICセンサーである。Sは光を入れない時の暗電流補正用シャッターで, マイコンで制御され, 8画面に1回, シャッターを入れその際に得られる暗電流信号で他画面の補正をすまようにしたものである。Fig. 2は, ICイメージセンサーをコントロールするための回路, および, イメージセンサーからの信号を処理するための回路, として, 更にそのデータをメモリにマイコンでデータ処理し, カセットテープに入れ, あるいはフロッピーディスクで画面をパソコンに写し出し, また, CRT上に表示するための回路のブロック図である。

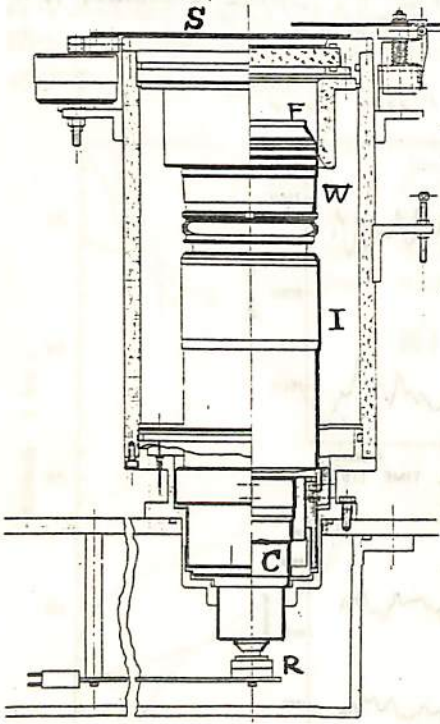


Fig. 1, カメラ部の断面図

Fig. 2は, ICイメージセンサーをコントロールするための回路, および, イメージセンサーからの信号を処理するための回路, として, 更にそのデータをメモリにマイコンでデータ処理し, カセットテープに入れ, あるいはフロッピーディスクで画面をパソコンに写し出し, また, CRT上に表示するための回路のブロック図である。

- 1) 大嶋新一, 中村正年, 渡田隆, 宇宙航空研究開発院報告, 12, No.2, 1976, P.607.
- 2) 大嶋新一, 中村正年, 宇宙観測シンポジウム, 1979, 7月6日, P.317.

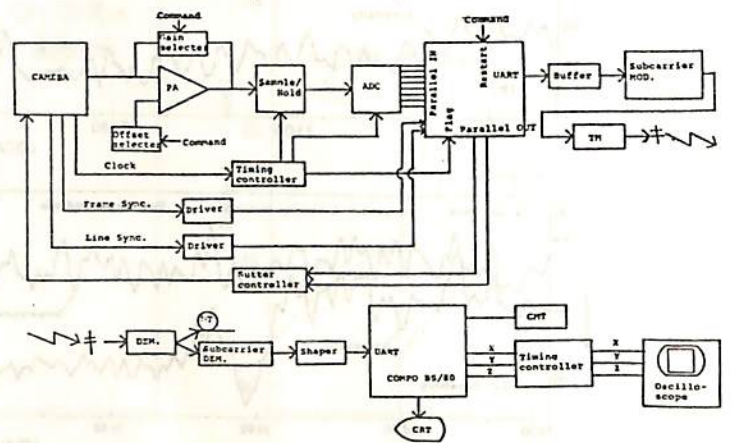


Fig. 2, データ処理部のブロック図

奥田光直 (私大教育) 山下 崇・平良賢剛・新垣秀雄 (琉球大工)

酸素緑線放射は、主として E 層領域の現象であるが、低緯度に於いては、酸素赤線放射の増強時に、両放射強度の間に強い相関が認められ、このことは赤線放射増強時に緑線放射の F 層成分も増強されていることを示唆している。高相関時には緑線 E 層成分の変動は小さいものと見做して、緑線の E、F 成分の分離を試み、得られた F 層成分について、緑線増光は赤線より低高度、高緯度に位置することを見出した。



S.OKANO and J.S.KIM\*

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University

\* State University of New York at Albany

During consecutive geomagnetic storm periods with sudden commencements on September 25 and September 29, 1978(UT), Stable Auroral Red arcs were observed at a field station near Albany, New York on the nights of September 25/26, 26/27, 28/29, and 29/30(EST). The measurements were made with a multicolor meridian scanning photometer and a 6-inch high resolution Fabry-Perot interferometer.

The observational results are the following:

- (1) During the observation periods, no clear relationship was found between hourly  $D_{st}$  values and the SAR arc intensities, while Rees and Akasofu (1963) showed a correlation between these two quantities for the SAR arcs in IGY period.
- (2) In most of the observation periods, SAR arc intensity is seemed to be related to the intensity of 6300A emission from aurora which was visible to the poleward of the arc.
- (3) As an exception to the above, the SAR arc on the night of September 26/27 disappeared occasionally when auroral activity was enhanced.
- (4) Though the SAR arc on September 26/27 was detected as soon as the observation was started after evening twilight, the appearances of the SAR arcs on September 25/26, 28/29, and 29/30 were detected in the course of each night. This suggests that the SAR arcs appeared consecutively from the night of September 25/26 through 29/30, except the night of September 27/28 when observation was precluded due to unfavorable sky condition, were not a continuous one arc encircling the whole globe throughout this period.

中村 純二 (東大 敬養)  
大地 登 (岐阜大敬養)

1980年9月2日 1940JST, 内之浦からK-9M-70号機が打上げられた。このロケットに搭載されたTMA(トリメチルアルミニウム)弾は、発射後53秒から67秒まで順調に液状TMAを噴射しつづけ、高度70kmから100kmの間に青白色のTMA発光雲を作ることになった。

これら発光雲は内之浦、南郷、種子島、山川および谷山の5観測点から同時撮影され、また内之浦では分光観測、南郷では2秒毎の連続撮影も行われた。今回はこれらのデータに基づいて、中間圏大気の風向、風速や拡散係数など、解析結果の速報を行う。

上記ロケット実験は1982~1985年のMAP国際協同観測の予備実験となるものであって、本観測において、高度60km付近の中間圏大気に有効な発光雲を作るに当り、その基礎的データが得られた点で有効であった。一方大気運動の立場からは波動性が問題となるが、本観測においては一晩の中に数回の発光雲実験を行うことにより、大気の波動性を解明することも目的の一つとなっている。

TMA弾はTMAとTEA(トリエチルアルミニウム)の混合液を入れる薬室と、これを、ピストンを介して加圧する乾燥窒素ガス室、タイマーの働きで液を噴射するための急開バルブ装置並びに噴射ノズルから成り立っている。これらそれぞれの機能に関し、2年間に亘って基礎開発を行って来たのでその概要についても述べる。

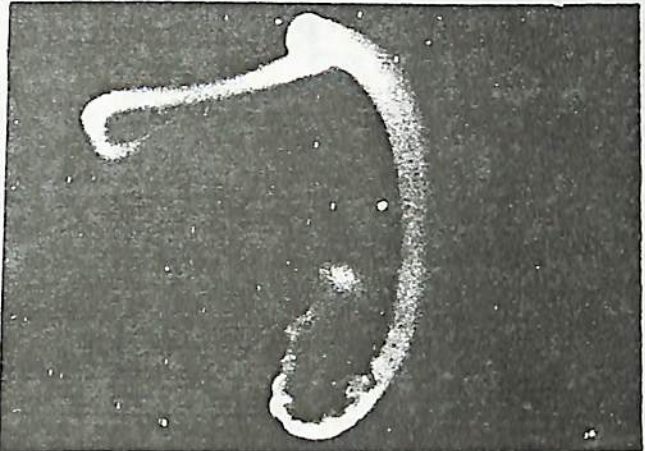


図1 K-9M-70によるTMA発光雲  
1980 SEP 2 1942<sup>00</sup>~05<sup>00</sup> (種子島)

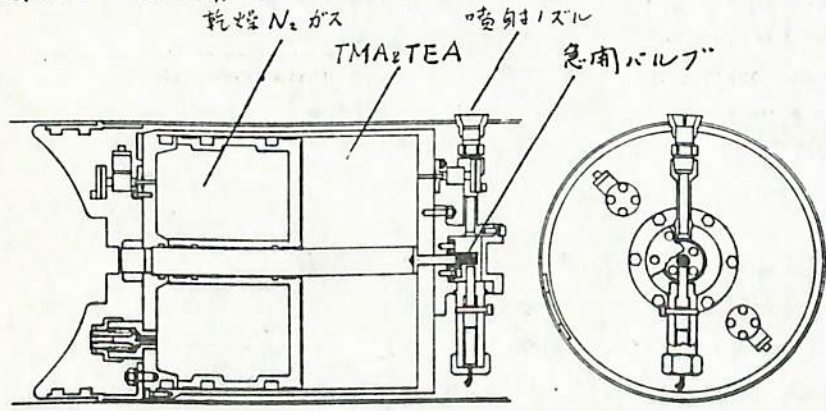


図2 TMA弾の構造

長野 勇\* 満保 正喜\* 深見 哲男\* 難波 宏司\* 平尾 邦雄\*\*  
 \*金沢大 工 \*\*東大宇宙研

1. 序

前回、K-9M-67号機による日中のD層電子密度測定のためのデータ解析法について報告した。そこでは日中のVLF波観測データの解析には衝突回数の効果が電子密度推定に過大な誤差を生ずる可能性があった。そこで今回は、同ロケットで同時に測定したDCプローブによる高度90km付近の電子密度データを参考に、まず衝突回数分布を推定し、それを用いたモード減衰特性法による17.4kHz (NDT局) 電波強度の一連の解析を終え最終的なD層電子密度分布を得たので報告する。

2. 解析結果

電子のエネルギー依存性を考慮した電子と中性粒子の衝突回数は  $\nu_m = K_m \times 10^5 P$  ( $P$ : 大気圧) で与えられる。ここに  $K_m$  は衝突比例定数と呼ばれている定数である。従来の筆者らの解析では、 $K_m$  は大気組成から得られる理論値を用いていた。しかし、今回は高電子密度で信頼されているDCプローブデータ (高度84km以上) と17.4kHzのR成分強度データから  $K_m$  を推定し、それを下部電離層中にわたって適用した (図1)。観測したNDT電波のR, L成分と図1を用いたfull wave計算値とを最良に一致させる方法 (モード減衰特性法) で得た最終電子密度分布を図2の実線で示す。エラーバーは計算値が±1.5dBの範囲内になる電子密度の広がりを示す。図中の点は同時搭載のDCプローブで捕集した電流より算出した電子密度分布である。又、図3は推定した電子密度 (図2) による計算値と観測値の一致の度合を示したもので高度70km付近のR成分以外において両者はよく一致している。

両方法によって得た電子密度分布を比較すると、モード減衰特性法では高度70km~80kmでプローブ法より幾分低く分布にくぼみが現われている。又、プローブ法で測定されていない高度70km以下の電子密度分布が明瞭に推定された。

3. まとめ

地上局VLF電波を利用したモード減衰特性法による日中のD層電子密度の推定には平均的な衝突回数モデルを仮定してもある程度のは得られるが、他の電子密度測定器 ( $N > 10^3$ 個/cc) と併用しそのD層上部のデータから  $K_m$  を推定するとより確度の高い電子密度分布を導出できた。

おわりに常々ご助言をいただいている京都大学木村馨根教授に感謝する。

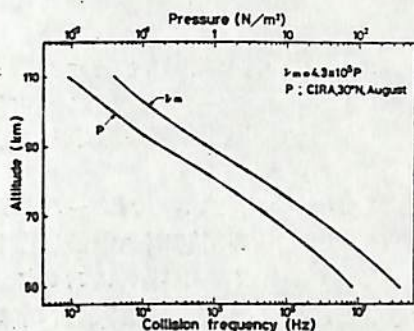


図1 大気圧モデルと推定した衝突回数

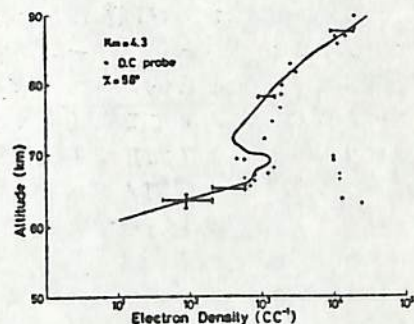


図2 電子密度分布の結果 (K-9M-67, descent flight)

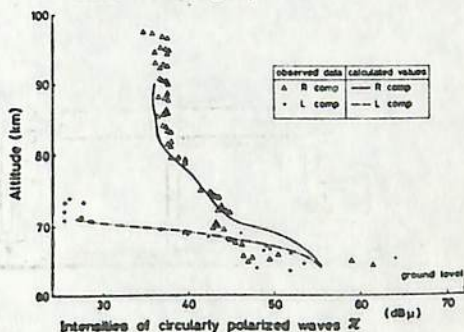


図3 観測値 (17.4kHz, R, L成分) と計算値との比較

本田勝彦, 佐藤和郎  
(東大・理) (東大・震研)

前回の発表(1)に続いて, 花崗岩・玄武岩・ハンレイ岩・凝灰岩を用いた破壊実験をおこなひ, 破壊過程での希ガス(He・Ar・Rn)の放出について調べてみた。

ダイラタンシーが起る以前に破壊した凝灰岩からはガス放出は起るなかつた。それ以外のすべての試料について, Heはダイラタンシーの進行の度合に比例して放出することがわかつた。Arは花崗岩からはdryの場合には放出しないが, wetの場合にはダイラタンシーの進行の度合に比例して放出することがわかつた。玄武岩・ハンレイ岩の場合には, wetの条件下でもArは放出しなかつた。段階加熱法により, 花崗岩中のHe, Arの脱ガスがおこる主鉱物は黒雲母であることがわかつた。

同様な実験をRnについても, 花崗岩・玄武岩をwetの条件下で破壊した試料についておこなつた。測定原理は,  $^{226}\text{Ra} - ^{222}\text{Rn}$ の放射非平衡を利用したもので,

$$A(U\text{-ser.}) = A(U\text{-ser.})_{\text{eq.}} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - (1-a)e^{-\lambda_2 t}]$$

ここで,  $\lambda_1, \lambda_2$ はそれぞれ $^{226}\text{Ra}, ^{222}\text{Rn}$ の壊変定数,  $a$ は破壊の際に岩石に残留している $^{222}\text{Rn}$ のフラクションで,  $A(U\text{-ser.})$ の時間変化から $a$ を求めることができる(2)。実験結果を図1, 2に示す。図から明らかなるように, 今回の実験からは岩石破壊の際にRnが放出するとは考えにくいようである。このことはScholtz等が主張するdilatancy diffusion modelでは, 地震前のRn異常を説明できないことを意味する。

参考文献

- (1) 第67回日本地球電磁気学会予稿集 P.207 (1980).
- (2) Sato, K. and Sato, J. (1977) Nature, 266, 439-440.

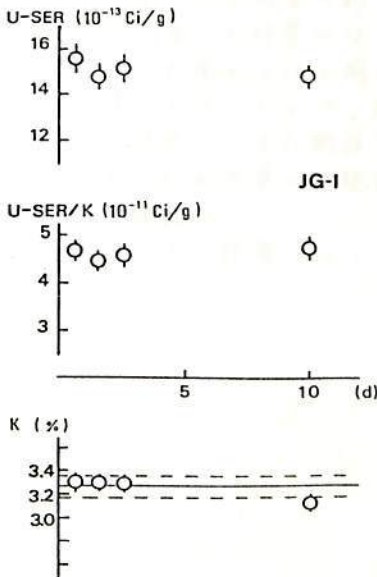


図. 1

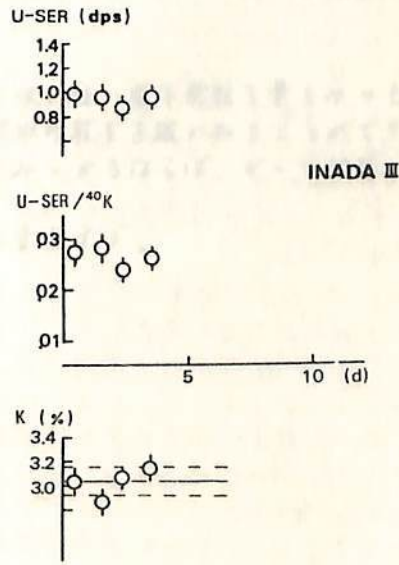


図. 2

林・中沢・水野 (EPSL, 43, 22, 1979) は、天体物理的考察の帰結として、地球はその誕生時に厚い一次大気 (~1000気圧) に包まれていたはずであると結論している。更にこうした一次大気存在の必然的結果として、blanket 効果のたの初期地球はきわめて高温になる。図みに地球集積の最終時点において、地球上層部の温度はほぼ 4000 °C にも達するであろうと結論している。

水野・中沢・林 (EPSL, 印刷中) は更にこの結果を拡張し、初期地球が溶融状態にあり、かつ厚い一次大気に (その組成は水素を主とした solar nebula) に包まれていれば当然地球内部へ希ガスの溶融が起ることを結論している。水野らの計算によると、地球内部には少くとも現在大気中に存在する Ne の 10 ~ 100 倍程度溶解したことになる。

筆者は、地球内部物質 (マントルから導かれた) 中に含まれる希ガスデータを基に、はたして現在の地球が、水野等が結論する様に多量の Ne を含んでいるかどうか議論する。この結果を簡単に述べると、

- (1) 地球内部に存在する (現在) Ne の総量は、現在の大气中に含まれる値の 2% 程度にすぎない。
- (2) 地球内部の希ガス組成 (含同位体比) は、大气中希ガスと有意義な差はない (ただし、地球内部において放射壊変でつくられた核種は除く)。

以上の結果から、筆者は、地球初期において、水野等が主張するような多量の希ガスが地球内部に溶解した事実は見出し得なかった。

### III-35 地球原始大気の存在と原始希ガスの地球内部への溶解

中沢清, 水野博, 林忠四郎  
京都大学, 理学部, 物理学教室

これまでに得られている惑星系形成過程は次のようにまとめることができる。円盤状の原始太陽系星雲の赤道面付近に薄い固体層が作られ、それが重力不安定により分裂する。分裂塊は半径10 km程の微小な天体で、微惑星と呼ぶ。微惑星は星雲ガス内で相互に衝突しながら合体し、 $10^6 \sim 10^7$ 年で惑星規模にまで成長する。同時に木星領域以遠では成長した原始惑星が星雲ガスを重力的に捕獲して、木星型惑星を作る。 $10^7$ 年以降、太陽は表面活動の激しいT. Tauri段階に入り、強い太陽紫外線、太陽風を放射している。これらによって原始太陽系星雲は吹きとばされ、現在に至る。

この形成過程から必然的に、惑星には原始大気が存在した。ことが示される。すなわち、惑星は星雲ガスの中で成長し、質量が $10^{25}$ gを越すとその重力によって星雲ガスが引きつけられ、惑星重力圏は濃いガス——原始大気——で覆われるのである。原始大気の組成は言うまでもなく太陽大気と同じである。地球の場合、原始大気の総量は約 $10^{26}$ g、地球表面の大気圧は約 $10^3$ 気圧、温度は $4000^\circ\text{K}$ に達する。大気の保温効果のため、地球物質は溶融しており、それ故原始大気中のガス成分は地球内部に溶解するはずである。

都合よい指標として希ガスに着目し、その地球内部への溶解を調べた。その主な結果をまとめると次のようになる。

- 1) 溶解量は太陽化学組成比に比例するため、He, Neでは多く、Ar以上の希ガス溶解量は無視しうる程微量である。
- 2) 後に変化する可能性の大きいHeは除外するとして、地球内部全体に溶融しているNe量は現大気中のNe量に匹敵する。
- 3) 溶解Ne量は地球の成長率と大気中に浮遊する固体微粒子量(大気の吸収係数を決める)に依存する。例えば成長率  $M/\dot{M} = 10^6$ 年、 $n(\text{grain})/n(\text{H}_2) = 10^4 \times$  星間雲中での比の場合、溶解Ne量は大気Ne量の約200倍、 $n(\text{grain})/n(\text{H}_2) = 1 \times$  星間雲中での比の場合、現大気量と同程度になる。
- 4) 溶解Neの同位体比は太陽Neの比と同じである。

地球内部物質中のNe量が測定されれば、理論的には決め難い固体微粒子量をみつけることができる。これまで単に仮定してきた微粒子による吸収係数を正確に知ることができ、特に、太陽同位体比をもつNeが多量に地球内部物質にみつかれば、かつて地球に原始大気が存在した直接的な証拠となる。

原始大気の散逸と2次大気の起源についても簡単に言及する。

隕石の  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代と岩石タイプの関係

兼岡 一郎  
(東大理)

Van Schmus and Wood (1967) がコンドライトを岩石タイプにより分類して以来、岩石タイプと隕石の特徴を比較する一工夫の試みが行われてきている。もし岩石タイプがその隕石の母天体の歴史に関連しているならば、岩石タイプの遷移年代にも反映している可能性がある。この点、 $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 法により得られた年代は、 $\text{Ar}$ が熱的劣化に対して敏感であり、段階加熱法を用いることにより試料の加熱の履歴の程度を知ることにできる。そこで、岩石タイプと年代との関係を調べるのには好適である。

これまで  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代が求められたコンドライトは多くは半衡コンドライト(岩石タイプ 5~6)で、非半衡なものは(岩石タイプ 3)は相対的に少なかった。一方、南極隕石中には、比較的多くの非半衡なコンドライトが存在する。そこで南極隕石中で特に非半衡なコンドライトを極地所より提供を促し、その  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代を求めてこれまでに報告されている他の研究者の結果をも含めて、岩石タイプと  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代の関係を調べた。

南極、Allan Hillsで採集された ALHA 77015 (L3)、ALHA 77004 (LL3) の2つの隕石の  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代は、それぞれ  $474 \pm 46$  (1 $\sigma$ ) Ma,  $493 \pm 52$  Ma との値を得た。図1に、ALHA 77004 の年代パターンを示す。また肉眼でかなり同化しているとみられた ALHA 77014 (L4 or L4) の階段状の年代パターンを示して、言わゆるプラトー年代は得られなかった。しかしこの試料は高温度段階では  $4450$  Ma の値を示している。

図2に、今回の結果およびこれまでに報告されている他の研究者の結果をまとめて、隕石の岩石タイプと  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代の関係を示している。この図から示されるように、L-コンドライト同士の岩石タイプの数字が大きくなる(即ち半衡度が低い)に従って  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代が若くなる(即ち)とみえる。これはH-およびL-コンドライト間では、前者にあまり付着して居る隕石認められたい。

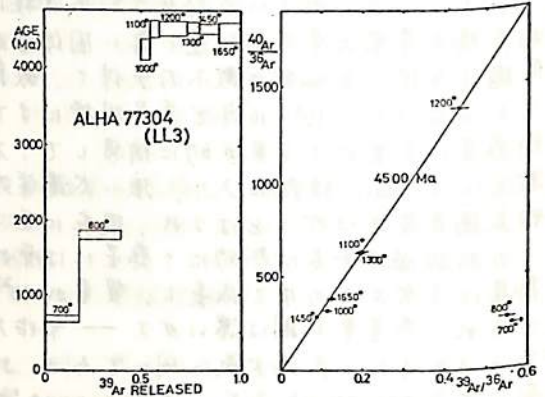


図1.  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代パターン。図中の各数字は、脱ガス温度(1時間)を示す。

SAMPLE	AGE (Ga)	
	4.4	4.5
TIESCHITZ (H3)	○	○
MENOW (H4)	○	○
OCHANSK (H4)	○	○
FOREST VALE (H4)	○	○
RICHARDTON (H5)	○	○
BUTSURA (H6)	○	○
GUARENA (H6)	○	○
KERNOUVE (H6)	○	○
QUEEN'S MERCY (H6)	○	○
MOUNT BROWNE (H6)	○	○
YAMATO 7640 (H5-6)	○	○
ALHA 77015 (L3)	○	○
SARATOV (L4)	○	○
chondrules	○	○
BJURBÖLE (L4)	○	○
BARWELL (L5)	○	○
chondrules	○	○
SHAW (L7)	○	○
ALHA 77304 (LL3)	○	○
OLIVENZA (LL5)	○	○
chondrules	○	○
ST. MESMIN (LL6)	○	○
ST. SEVERIN (LL6)	○	○
PONTLIFYNI	○	○

図2. 各隕石の岩石タイプと  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代の関係。  
●  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ プラトー年代  
○ 各温度段階の値を平均した  $^{40}\text{Ar}$ - $^{39}\text{Ar}$ 年代

石質隕石熔融殻の残留磁気

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research.

The natural remanent magnetization (NRM) of three achondrites (YM-74037, YM-75011 and ALHA-77302) and an L chondrite (YM-74065) has newly been examined in detail in addition to previous results of a similar study on 4 achondrites and 2 ordinary chondrites (Nagata 1979). An example of changes in the direction of residual NRM caused by successive scrapings off the fusion crust from the surface is shown in Fig. 1. (YM-75011). From the changes in the direction and intensity of the residual NRM caused by scraping the fusion crust off, the intensity distribution of anomalous NRM within the fusion crust is obtained as shown in Fig. 2. for example.

Generally, the anomalous NRM intensity ( $I_{FC}$ ) of the achondrite fusion crust is  $10 - 10^2$  times as large as the intensity of uniform NRM of the undisturbed interior parts ( $I_n^0$ ) and the direction of the fusion crust NRM is different from that of the interior NRM, as summarized in the following table, where  $d$  is the thickness of anomalously magnetized fusion crust layer and  $\Theta$  is the angle between the average direction of  $I_{FC}$  and that of  $I_n^0$ .

Sample	YM-7308	YM-74037	YM-74159	YM-74450	YM-75011	YM-75032	ALHA-77302	unit
Parameter	(Ho)	(Di)	(Eu)	(Eu)	(Eu)	(Di)	(Eu)	
$I_{FC}$	$1.4 \times 10^{-4}$	$3.4 \times 10^{-5}$	$3.3 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$8.8 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-4}$	$7.1 \times 10^{-4}$	emu/gm
$I_n^0$	$6.3 \times 10^{-6}$	$2.3 \times 10^{-6}$	$1.8 \times 10^{-5}$	$1.25 \times 10^{-6}$	$6.8 \times 10^{-6}$	$5.3 \times 10^{-6}$	$4.1 \times 10^{-6}$	"
$d$	0.5	0.6	0.4	0.8	0.15	0.4	0.2	mm
$\Theta$	130	<15	55	45	150	<15	20	degrees
$I_{FC}/I_n^0$	22	15	183	128	129	66	173	

The anomalous fusion crust NRM of achondrites can be interpreted as due to acquisition of TRM in the geomagnetic field on their entry into the earth's atmosphere. Since the fusion crust is a product of re-melting of the surface layer in the earth's atmosphere, however, the composition of ferromagnetic constituents in the fusion crust is much altered from their original composition, resulting in a larger acquisition rate of TRM. A remarkable observed fact is that achondrites kept their orientation almost invariant during the TRM acquisition process.

The fusion crust NRMs of three examined chondrites are much less conspicuous than those of the achondrites, probably because ratio  $I_{FC}/I_n^0$  for the chondrites is much smaller ( $I_{FC}/I_n^0 \lesssim 10$ ) than that for the achondrites. In the case of YM-74065 L<sub>3</sub>-chondrite,  $I_{FC} = 6.0 \times 10^{-3}$  emu/gm,  $I_n^0 = 6.9 \times 10^{-4}$  emu/gm and  $\Theta \approx 80^\circ$ .

Nagata, T. 1979. Mem. Nat. Inst. Polar Res., Spe. Issue 15, 253-272.

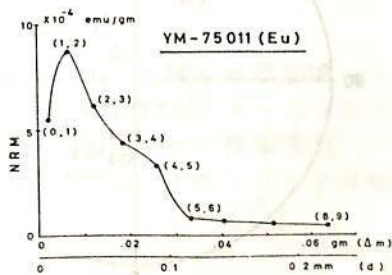


Fig. 2

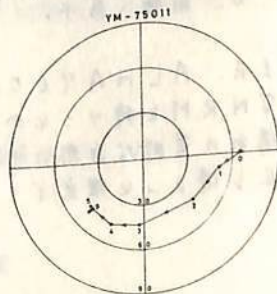


Fig. 1



ALHA 76009(L6) chondriteの  
堆積残留磁気

船水 賢 糸田 武 白瀬 寛一  
極地研 極地研 信州大

ALHA 76009は L6に属する隕石で、総重量4.30gである。

この表面には、いくつか数ミリメートルのchondrulesが見られる。前回はchondrulesと数ミリの鉄粒子を定方位で採集し、そのNRMと交流消磁に対する安定性、熱消磁に対する挙動について報告した。

今回は、この隕石のMatrixに相当する部分から資料を定方位で採集し、そのNRMと交流消磁に対する挙動を調べた。

その結果、3個の資料の交流消磁に対する安定性は、MDF = 50~80 Oeで、比較的安定である。Intensityは100 Oeまで急激に減少するが、その後なだらかに減少する。NRMの方向は、3個中1個はまわめて安定であり、2個は160 Oeまで一応安定であるが、その後乱れる。

交流消磁する前の9個の資料のNRMの方向は、隕石としてまわまりが良く、 $\alpha 95 = 27^\circ$ である。これを140 Oeで交流消磁すると、 $\alpha 95 = 43^\circ$ になる(図1)。

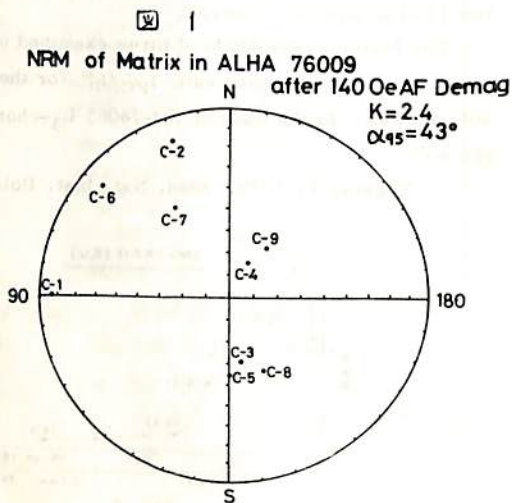
地球の石と違って、交流消磁する前の方がまわまりが良いのは、大きなIRM成分を持っているためと推定される。このことはOrdinary Chondriteの磁性粒子一般に言えることである。交流消磁した後のNRMの方向は、図1に示したように、まわまりが悪くなり、大きく見れば一定の方向を持っていると考えられる。

前回報告したようにChondriteのNRMの方向はまちまちであること、今回の結果から、この隕石は礫岩とまったく同じ堆積残留磁気を持っていると考えられる。

現在までの実験結果から、岩石磁気学的に推定されるALHA 76009の歴史は次の通りである。

1. Chondrulesの形成……自転しながらTRMを獲得。
2. Matrixの形成。その後熱を受けて平衡状態になる。
3. 冷却された状態で、MatrixとChondrulesがMixされる。
4. 磁場のある母天体に堆積し、DRMを獲得。
5. 熱を受けずに母天体の破壊。
6. 南極へ落下。

また、ALHA 76009が礫岩と同じようなNRMを持つこと、つまり「残留磁気は、太陽系の苛酷な自然の中で45億年間安定に存在し得る」と推定できる。



室井 勲

(大阪府科学教育センター)

この報告は去る7月、富山大学での岩石磁気・古地磁気学研究会で紹介した「球形コイルによる磁場」と大体同じ内容のものである。すなわち、地球の主磁場の発生源である核がほぼ球形であるということに対応させ、この形に近似した球形コイルをつくり、これに直流電流を流すと磁場が発生し、この磁場は双極子磁場の形をする。これを簡単な磁力計<sup>①</sup>で測定して、その強さの分布を調べて、地球磁場の分布と比較することにより、地球磁場について、全く表面的な形だけではあるが、理解を深めるのに少しは役に立つのではないだろうかという極めて単純な内容である。

この球形コイルは半径が10.5 cmの透明半球を2つ組合せて透明球をつくり、この表面にヒニール被覆の銅線を同一方向に3層(総巻数は316回)ほど巻いたものである。直径が23 cmのこの大きさは外核の大きさの約3000万分の1である。このコイルによる磁場で目的とするのは外側にできる磁場であることは言うまでもない。第1図はこの球形コイルによる磁力線の模様を示す。

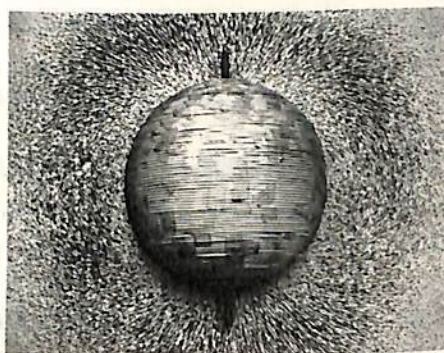
ところで、先の研究会では磁力計として、安価で簡単に製作できるホールIC(ナショナル、DN835)<sup>②</sup>による磁力計を利用したことを述べた。実はこのホールICは温度特性や機械的ストレスによる影響が少なくなく、取扱いには細心の注意が必要であった。

そこで、今回はSMD(Sony Magnetodiode)という感磁性半導体素子(ソニー、MD230A)<sup>③</sup>を採用したSMD型簡易磁力計をすでに発表されている回路<sup>④</sup>に従って製作してみた。この素子は先のホールICより安定に働き、出力はホールICより1桁ほど小さい(約1 mV/ガウス)が、強さに対して約±K Gaussまでリニアな特性をもっている。ここではこの磁力計を使って、球形コイルの磁場を水平成分と鉛直成分の2成分に分けて測定し、その結果を報告する。

今回の実験は、地球磁場発生の原因はともかくとして、単に形の面からの地球磁場のモデル実験装置の製作という程度のものでないが、これからの改良や工夫次第で、この装置の応用は広いと考えている。いろいろな面からのご指導またご批判をいただきたい。

## 参考文献

- ① 室井勲(1979): 大阪の地学教育、1、17-22、大阪府科学教育センター。
- ② 松下電子工業(1980): ホールICシリーズ、第3版。
- ③ ソニー(1969): ソニー技術資料。
- ④ 加藤大典(1970): トランジスタ技術、9、133-140、CQ出版。



第1図 球形コイルによる  
磁力線の模様

堂 面 春 雄

山口大・教育・物理

無定位磁力計の感度については、古くから詳細に論じられている (Blackett 1952, Roy 1963 その他) が、筆者は、やや不完全に無定位化された磁石系の合ベクトルを、地球磁場に反平行に吊るすことにより、感度を高めることを実施してきた。

この手法は、かつて Kumagai & Kawai (1953) により提唱されたが、詳細な議論はなされていない。本論文では、この“逆吊り”法についての数式的扱いと、具体的例について述べる。

ほぼ等しい磁気モーメント  $M$  をもつ二つの小磁石  $M_1, M_2$  ( $M_1 - M_2 = m$ ) を用いた無定位磁石系の  $m$  を、地球磁場  $H$  に平行 ( $m \parallel H$ ) 及び逆平行 ( $m \uparrow H$ ) に吊した場合と、完全に無定位化された場合のそれぞれについて、感度  $\theta/h$  ( $h$ ; 試料による磁場) を比較すると;

$$m \parallel H; d_1 = M \cos \theta / (RM \sin \theta + mH \cos \theta + \tau)$$

$$m \uparrow H; d_2 = M \cos \theta / (RM \sin \theta - mH \cos \theta + \tau) \quad \text{及び}$$

$$m = 0; d_0 = M \cos \theta / (RM \sin \theta + \tau)$$

であり、したがって

$$d_1 < d_0, \quad d_2 > d_0$$

すなわち、“逆吊り” ( $m \uparrow H$ ) において、“逆吊り” ( $m \uparrow H$ ) の方が高感度である。ただし、後者の条件として、 $m < \tau/H$  が満たされる必要がある。

次に、逆感度 (reciprocal sensitivity);  $h/\theta$  の面から吟味する。すなわち、単位角振らせる最小の  $h$  の大きさはそれぞれ、

$$m \parallel H; h_1 = \tau \theta / M + (H \theta / M) m, \quad m \uparrow H; h_2 = \tau \theta / M - (H \theta / M) m$$

となり、 $h$  は  $m$  の増加に伴い、 $h_1$  は  $\tau/M$  より直線的に増加し、 $h_2$  は  $\tau/M$  より直線的に減少し、 $m = \tau/H$  より反転して“逆吊り”となる。

一方、無定位化度 (astaticization)  $A = M/m$  (Blackett 1952) の増加と共に  $h_1$  はゆるやかに減少し、 $h_2$  は急激に増加し、いずれの場合も一定値  $\tau \theta / M$  に漸近する。

したがって、“逆吊り”で、 $m < \tau/H$  の範囲で  $m$  はできるだけ大きい値が、高い感度をうるには好ましい。

例;  $M_1 = M_2 = 2.0 \text{ cgs}, \quad H = 0.31 \text{ Gauss}, \quad \tau = 0.0069 \text{ dyne}\cdot\text{cm}$  のとき、  
 $m = 0.020$  のとき  $A = 100.0$   $\therefore d = 18.7$ 、  
 $0.022$   $\dots$   $A = 90.0$   $\therefore d = 171.5$ 、

文献

Blackett, P.M.S. 1952; Phil. Trans. Roy. Soc., London, 245 A, 897, 309-370.

Kumagai, N. &amp; N. Kawai 1953; Memo. College of Sci., U. of Kyoto, B, 20(4), 307-309.

Roy, J.L. 1963; Public. of Dominion Obs., Ottawa, 27(9), 421-439 他.

上記その他, Collinson, D.W., K.M. Crazer &amp; S.K. Runcorn (ed.) 1967, "Methods in Palaeomagnetism", Elsevier を見よ.

瀬戸正弘 , 前藤尚生 , 赤岡牙雄 , 早坂 亨  
(東北工大) (東北大・理) (東北工大)

リングコア磁カ計が磁場計測用機器として高い性能を持つている事は良く知られてきた。この磁カ計による地上および大気圏での観測は既に、我々の研究グループによって計画通り着実に成功が収められており、ロケット、人工衛星に搭載しての高感度磁場計測が実行されようとしている。ところで、磁カ計が高性能化したことのためにクロースアップされたときに新たな問題として、飛翔体の磁気クリーニングがある。すなわち、飛翔体の磁気バイアスを計測目的磁場レベル以下にしなければ、磁場計測の目的が制限されるばかりでなく、リングコア磁カ計の性能が覆われることになる。

磁気クリーニングの問題を解決するためには、先ず使用される部品の残留磁気を知る必要がある。そこで、リングコア磁カ計を応用して、残留磁気を磁気推音のある実験室内で簡単に素早く測定できる「リングコア型残留磁気高速測定装置」と試作した。この装置は岩石磁気にも直ちに利用できる。

リングコアは1つのコアが互交する二成分が検出できるといふ興味深い特徴がある。この特徴を生かして、図1の採りアロックダイヤグラムの磁カ計を試作した。2個のリングコア(25中)を用い、それぞれを成分(X, Y)について両センサ出力の差を取り、最後に両成分出力の和を出力する。この場合、図2の様に出力のDCレベル(A)は部品残留磁気のY方向成分、振幅(B)はX方向成分、部品の回転との位相ずれ(C)は残留磁気モーメントの方向を表わすことになる。

部品を回転させるための装置を含めた以上の採り「リングコア型残留磁気高速測定装置」を試作し実験した結果について報告する。

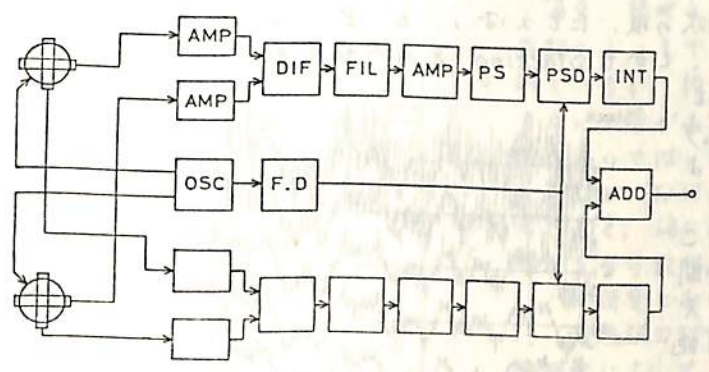


図1

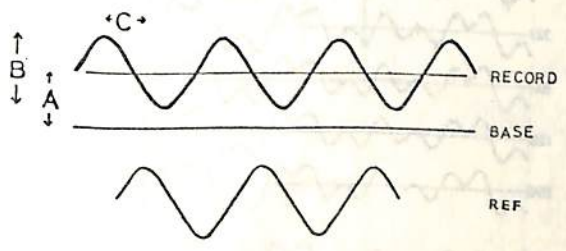


図2

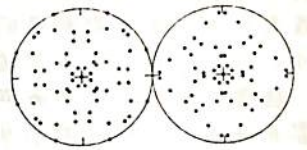
# Paleomagnetic Processor

## 5. スピナー磁力計による測定とデータ処理

列野 長\* · 赤野 洋三\* · 西谷 志郎\*\* · 当倉 利行\*  
\* 東大 理 · \*\* 秋田大 敏山

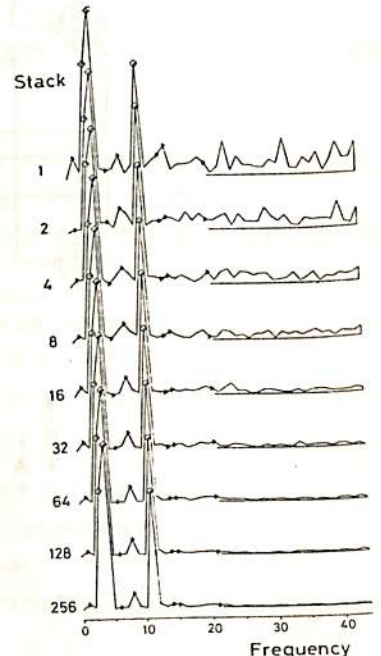
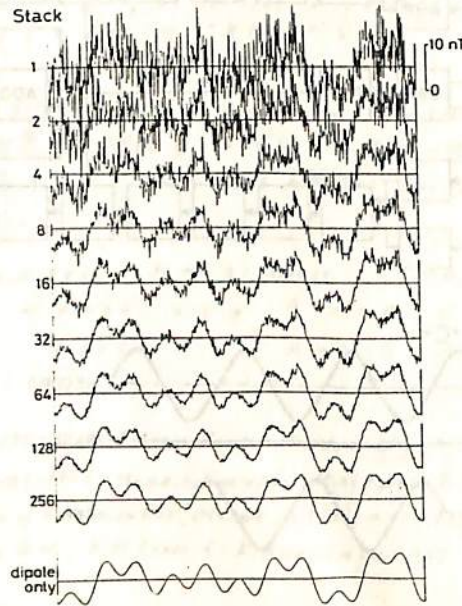
現在開発中の測定器において、磁力計関係がほぼ完成をしマイクロコンピューターに結びつけられたデータ処理が行なえるようになった。

この測定器中では、水平軸と鉛直軸というふたつの軸のまわりに試料は回転をする。このふたつの軸のうち鉛直軸はモーターによって駆動され、水平軸へはふたつのカサ歯車によって鉛直軸から回転が送られる。ふたつのカサ歯車の比は4:7という比率になっており、このような歯数比をとることによって右図のような点において Sampling を行なうことになる。



このようにしてモーターが1回転をする間に種々の方向を向く試料から  $N/2$  点の磁場を Fluxgate 磁力計によって測定をし、そのデータは A/D 変換器を通してマイクロコンピューター (LSI-11) に送られ処理される。Stack が 1 という状態、すなわちモーター並みに鉛直軸を1回転させただけのデータでは、左下の図のようにノイズが大きく有意なシグナルは隠されてしまっているが、回転を重ねて Stack 数を大きくすることによってシグナル以外のノイズが減少してくることがわかる。このことは各々のデータを FFT によってスペクトル分解を行なった右下の図によっても示される。2軸回転系の中に取められた試料の作り出す磁場を中心にある双極子で近似をした場合には、3・4・11 という周波数に卓越したピークが出る。(日本地球電磁気学会講演会予稿集, 第66回, Ⅱ-12, 1979 参照) 実際に左下のようなデータをコンピューターによって FFT を行ない、スペクトル分解をすると右下のグラフのようになり Stack が小さいうちから双極子項が卓越している。高次の項、たとえば 1, 6, 8, 14, 15, 22 という周波数に表われる四重極項などは小さく、しかも Stacking をある程度重ねることにより incoherent なノイズとして減少していく。このように Stacking と FFT を併用することによって測定時間を短縮させ、ノイズの少ない測定が可能となる。

Stack  
1  
2  
4  
8  
16  
32  
64  
128  
256  
dipole only



# 海底における地磁気の全磁力の測定

## — 測器の開発と試験 —

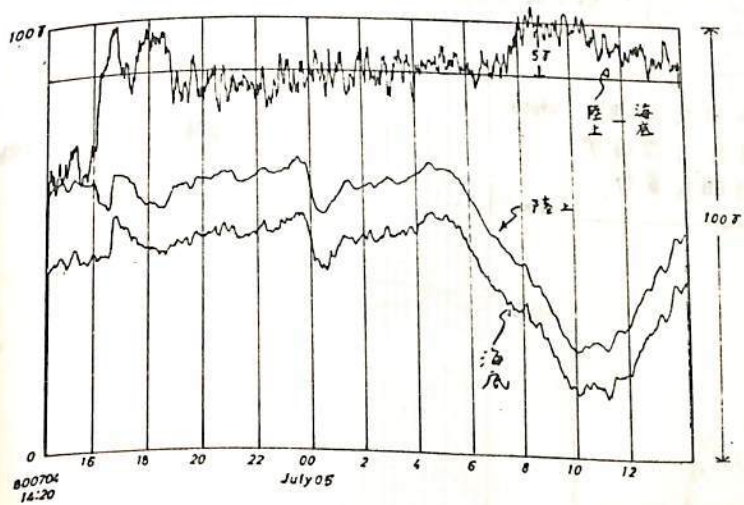
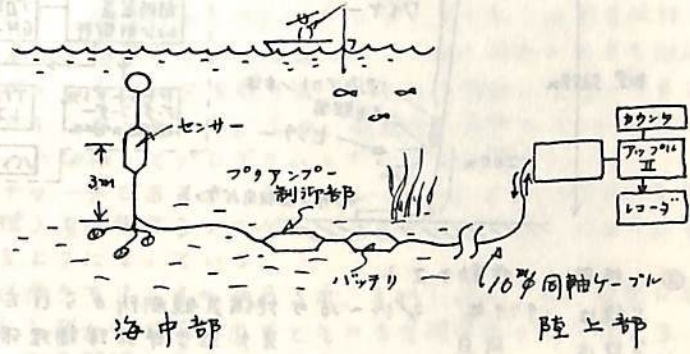
友田好文, 藤本博巳, 内山昭憲 江村昌男, 中笠岩男  
東京大学海洋研究所 海洋科学技術センター

海底において地磁気の全磁力の時間変化を測定することを目的とし、ケーブル方式のプロトン磁カ計を開発し、海底における試験を実施した。

測器： 海中部は **トロイダルコイル**—**プリアンプ制御部**—**バッテリー** とからなり、陸上部は **マイクロ計算機** である。陸上部と海中部は直径9mmケーブル外装の同軸ケーブルによって連結され、現在3,000mまで延長することができる。

**計算機**  
マイクロシステムには、制御待ちの状態と、励磁及び信号伝送と、充電との3つのモードがあり、陸上からあたかも磁カ計がすぐ手にあるように、同調コンデンサーの選択あるいは、信号の様子を見ることが出来る。

**テスト**： 上述の海底用プロトン磁カ計のテストは、海洋研大槌海研究センターにおいて、地上と、水深約15mの海底において同時に約一週間の測定を実施した。センサは、浮きにより海底から約3mの高さに設置したが、波浪による短期の変動がみられるため、陸上の測定との差は約10分の移動平均をとったものと比較した。



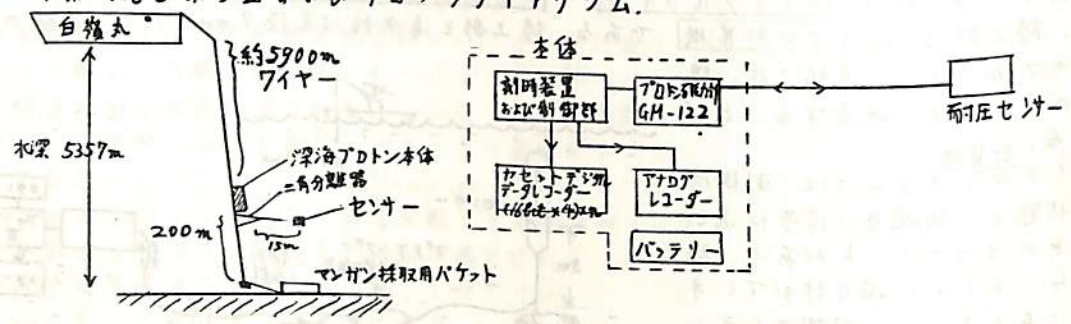
海中、陸地との値は、10分周期くらいまでさわめて良く似ているが、約1日周期の5%くらいの差がみられる。この原因については、明らかでないが、大島などにおける観測の結果を考えると、海に流れる電流の影響による可能性が強い。

この研究において用いられた海底磁カ計は科学技術庁特調査によってまかなわれた。

上嶋正人  
地質調査所

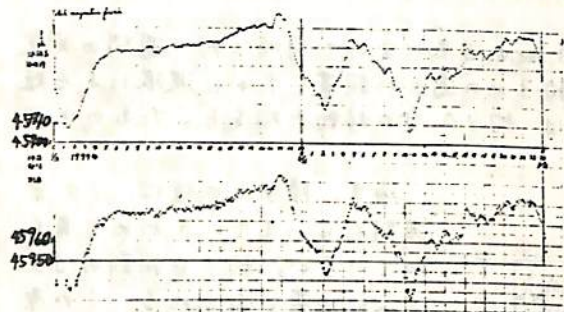
GH80-1航海において深海プロトン磁力計の作動テストを行ないましたので、報告します。

① 作業内容を示す図およびブロックダイアグラム。



② 柿岡での作動テスト

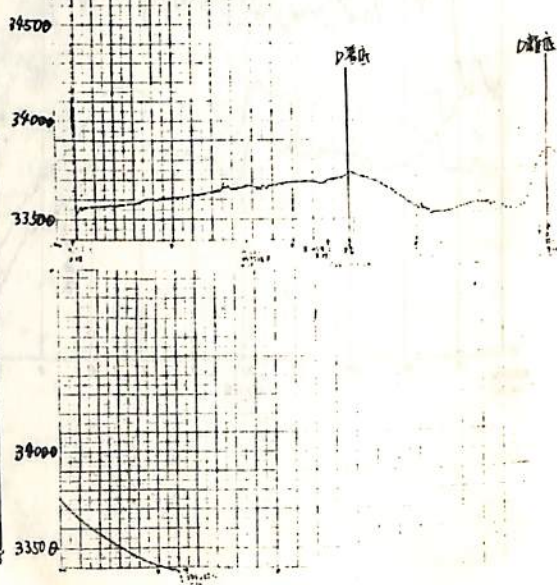
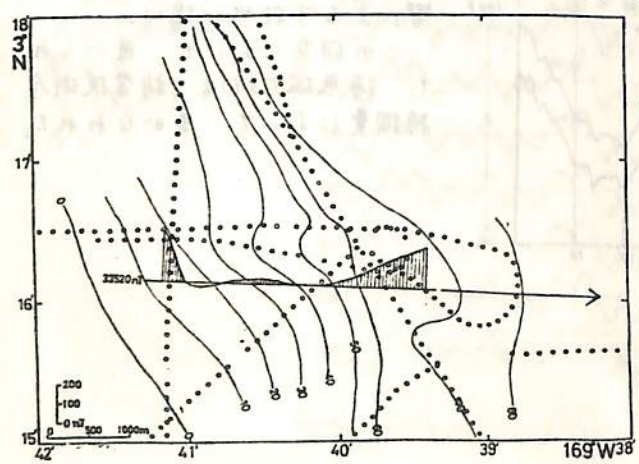
上段は 1979年 2/14~16の地磁気観測所からいただいたデータ  
下段は 同日 東大理学部地球物理研究施設柿岡で得たデータ



深海プロトンでのデータのばらつきは、±2%程度で最大では6%くらいと思われる。

海底でのマンガンバケツの曳航は0.5ノットで約2時間、走行距離は2km、センサーは船の後方約2kmと見られる。

③ マンガン航海GH80-1でのテスト結果(下図)  
(データは右図) 下図のプロファイルは深海プロトンによる。コンターは海上の磁気異常。



大志石 直人, 藤森 義彦  
東工大・理

携帯用プロトン磁カ計による長期にわたる連続観測の全磁カデータを、マイコンを介してカセットテープに記録する装置を製作した。

全システムをFig.1に示す。プロトン磁カ計のデータをマイコンTK-85のメモリに貯え、一定時間ごとにテープに記録する。解析は、別のTK-85を通してマイコンPET CBM3032に入れてフロッピー・ディスクに書き込み、処理・プリントアウト等する。

記録部分はFig.2の通り。プロトン磁カ計からTK-85にデータを取り込む方法は、プロトン磁カ計が①大学の備品である②携帯用として使いたい、等の理由で大きき改造ができないので、表示部分からセグメントデータを取り出し、それを改値に変換してBCDコードの形でTK-85に入れるようになっている。また、電源は、通常はAC100Vで動くが、停電時には補助バッテリーに切替ってプログラムとデータを保護する。

Fig.3はプログラムのフローチャートであるが、図中のd-FLAG, p-FLAGは、それぞれdisplay, process(表示, 処理)を制御するフラグ(1バイトのメモリ)である。キーボードによって各種操作ができるようになっている。

このシステムは、市販品と同じ働きをするものがあるが、それに比べ、I、非常に安い(TK-85は数万円)、II、プロトン磁カ計を抜き出すとそのまま携帯用として使える、III、プログラムを変更するだけで、測定間隔が変えられるなど応用が自由にできる、等の特徴がある。

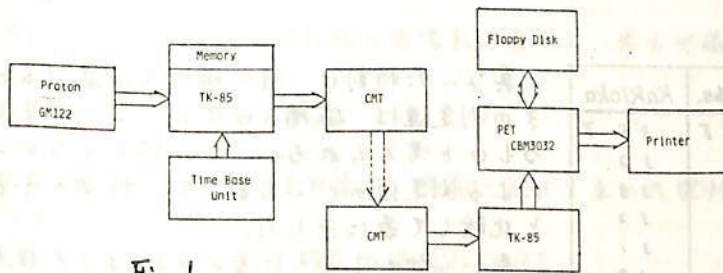


Fig. 1  
Data Processing System

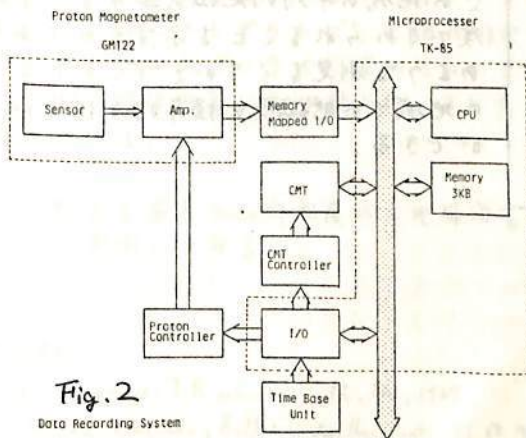


Fig. 2  
Data Recording System

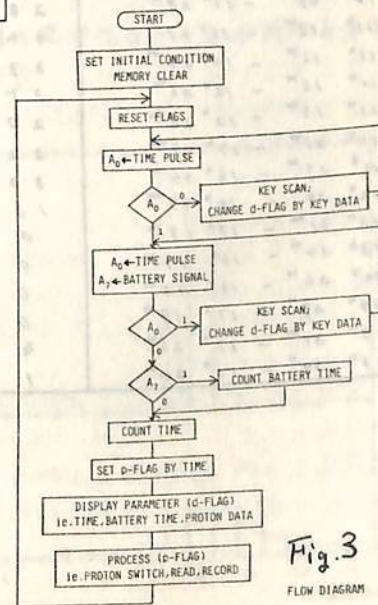


Fig. 3  
FLOW DIAGRAM



友田好文, 藤本博巳, 内山昭憲,  
 東京大学海洋研究所

中笠若男  
 海洋科学技術センター

地球磁場全磁力の時間的变化を船上測定から決められるかどうかを調べるため、地磁気の勾配も、異常も少ない小名浜沖において、変航式フロン磁カ計を用いてグリッドサーベイ[図1]を行なった。

観測は淡青丸(270トン)を用い、センサーコイルの地に前置増幅器も変航する長距離用フロン磁カ計を約300m曳行し、船体磁気の影響が1σ以内であることをたしかめてから測定を行なった。また船位は1分毎にロランCを用いて決定した。

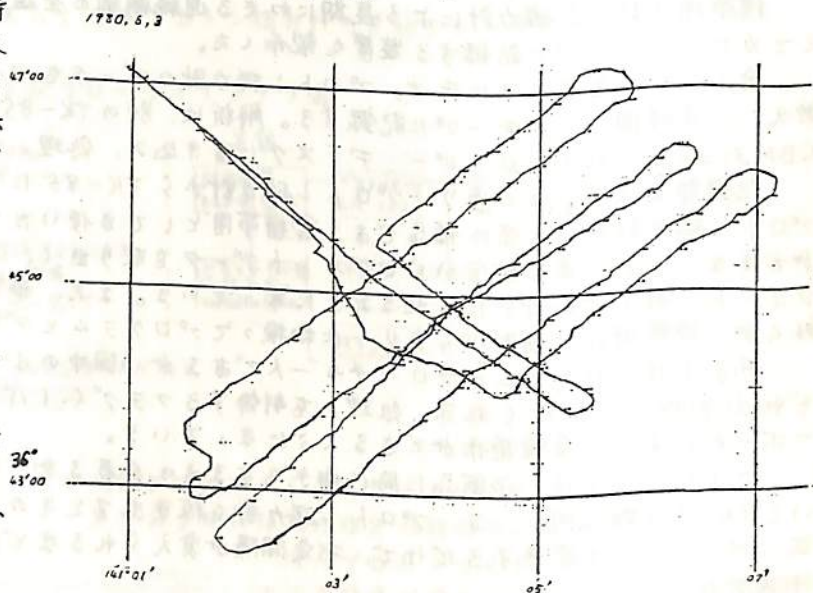


図1

Time (JST)	Sea Obs.	Kakioka
10 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup>	3 / 8	3 5 8
10 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	2 8	3 2
11 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup>	3 4	3 3
11 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	3 7	3 2
11 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	3 5	3 1
11 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	2 0	1 8
11 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup>	3 2	3 4
11 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> - 16 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup>	3 0	3 2
12 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> - 16 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup>	1 3	1 8
13 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup>	0	3
13 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup> - 16 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	0	3
14 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> - 16 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	0	4
14 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup>	0	1 0
15 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> - 17 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup>	4	0
15 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup> - 16 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	1	0

異なった時刻に同一場所を通過するときの測定値は磁場の日変化によって生じるものと考えられるが、この時刻のちがいによる測定値のくいちがいを榊岡のそれと比較して表に示した。

表から分かるように差の平均は1σ程度であり、榊岡の日変化を用いて補正すればこの地域の平均的地磁気異常を1σの精度で定められることを示すものであり、このような測定をくりかえすことにより、この地域での地磁気の長年的変化を知ることができる。

# 考古地磁気学で求めた双極子モーメントへの 非双極子磁場の影響

田中 秀文  
(東工大・理)

考古地磁気学で求めたVDM (Virtual Dipole Moment) はほとんど同じ年代ごあるにもか  
かかわらずその大きさにかなりの差があることが多く、VDMの平均値の標準偏差は30%程  
度もある。この原因は非双極子磁場の影響と実験誤差の両方であるといわれている。実  
際、現在の磁場では非双極子磁場によるVDMのばらつきは小さく、緯度毎の平均値の  
標準偏差は10から30%におよび、地球全体では約15%である (Smith, 1967)。

一方、過去500年程度については、非双極子磁場が約0.2°/年の移動速度で西方移動  
していたことが知られている。この非双極子磁場の西方移動が、過去500年間だけでなく、  
それ以前にもあつたと仮定すれば、非双極子磁場を過去にこのばらつきで見積ることが  
でき、そのVDMへの影響を考慮すれば、考古地磁気学で求めたVDMのばらつきが減少し、  
より正しいVDMが求まるのではないかとと思われる。すなわち、考古地磁気学で求められた  
古地球磁場Fから、非双極子磁場の西方移動を仮定して見積った非双極子磁場F<sub>n</sub>を差し引  
けば、双極子磁場が残ることになるのでこれからVDMを求めればより正しいVDMが求まる。

そこで、Yukutake and Tachinaka (1969) によって求められた年代tに対する Gauss  
係数の経験式

$$\begin{aligned} g_n^m(t) &= F_n^m \cos \varphi_n^m + K_n^m \cos m \nu_n^m (t - T_n^m) \\ -h_n^m(t) &= F_n^m \sin \varphi_n^m + K_n^m \sin m \nu_n^m (t - T_n^m) \end{aligned}$$

$F_n^m, K_n^m$

:

停滞性および移動性磁場の

球面波

の

振幅

係数

$\varphi_n^m, T_n^m$

:

の

位相

$\nu_n^m$

:

移動性磁場の

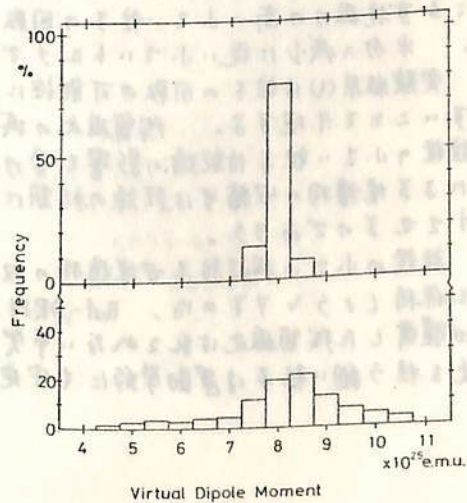
移動速度

から球関数を用いて非双極子磁場F<sub>n</sub>を合成し、考古地磁気学から求めた古地球磁場Fとから

$$F' = F - F_n$$

を求め、F'からVDM'を計算し、帯域にFから求めたVDMと比較してばらつきが減少あるかど  
うかを試みる。

試験的にFとして現在の磁場(IGRF  
1980)を用いた場合の結果を右図に示した。  
下図は緯度、経度10°毎の512ヶのデータか  
ら求めたVDMのヒストグラムで、上図は非双  
極子分を差し引いたデータから求めたものど  
ある。VDMの標準偏差16%が補正後、2.5%  
へ減少している。



この方法を過去2000年程度の古地球磁場  
のデータに適用してみる。

(参考文献)

Smith, Geophys. J.R. astr. Soc., 12, 321, 1967  
Yukutake and Tachinaka, Bull. Earth. Res. Inst., 41, 65, 1969.

乙藤 洋一郎, 桂 郁雄, 亀嶋 貞雄 (京大・理)

含水比の大きい堆積物は採取された後必ず乾燥する。乾燥に伴い堆積物の残留磁化が変化する事実はよく知られている。無磁場中では残留磁化の減少、一方磁場中では磁場方向への磁化獲得とはじめの残留磁化の減少が観察される。乾燥が堆積物の残留磁化に与える効果(Drying Effect)についての知見を得る事は、堆積物の残留磁化を古地磁気学的に取り扱う点において、重要な課題である。Drying Effectの発生機構を考ふる目的で、乾燥に伴う堆積物の残留磁化の交流消磁に対する安定性の変化をみるべし。

【実験】琵琶湖底で採取した泥質堆積物に分散剤ヘキサメタリン酸ナトリウムを加え超音波で揺りよく分散させた後遠心器で沈降、圧密を地球磁場のもとで行い、Post-DRMを獲得した含水比1.14の堆積物をつくら。残留磁化と質量測定後無磁場中(200 $\gamma$ )で室温の条件で乾燥させた。水分が $4w/w$ の割合まで減少した時( $w$ :乾燥前の堆積物中の水分の質量,  $4w$ :乾燥により蒸発した水分の質量)、段階交流消磁を700 Oeまで行った。その試料に直流磁場0.44 Oe, 交流磁場1000 OeでARMを獲得させ、再びそのARMの段階交流消磁を行った。乾燥度 $4w/w$ が0(乾燥前)~1(完全乾燥)の間で20個の試料について一連の実験を試みた。

- 【結果】 (1) 残留磁化の交流消磁に対する抗磁力は乾燥がすすむにつれて増加する。 $4w/w=0$ の時MDFは200 Oe~210 Oeで $4w/w=0.8$ では約300 Oeとなる。  
 (2) 乾燥したものはARMを獲得しにくく。  
 (3) 獲得したARMの交流消磁に対するMDFは乾燥したものは大きい。

乾燥による残留磁化の減少は、堆積物の収縮に伴うやや大きい粒径を持つ磁性粒子の回転運動による残留磁化のランダム化に原因していると考えられる。

実験結果(2),(3)は磁性粒子がかなりの程度乾燥した状態でも回転運動をえる可能性を示している。堆積物が獲得した残留磁化は、ARMと粒子の回転による磁化獲得の和と考えるのがもっとも正しい。乾燥の初期には堆積物中の大きい粒子で強い残留磁化を担う粒子を含む少量の粒子が回転し強い磁化を発生し、乾燥がすすむと大きい粒子の回転がおこらず抗磁力の高い小さい粒子の回転だけがおこり磁化強度は小さいが高抗磁力を示す。水分の減少に従い小さいトルクで回転する運動のみがおこるといふ推論と調和する。

実験結果(1)は粒子の回転の可能性に加え、乾燥のもとでは大きい粒子の方が回転しやすいことを示唆する。残留磁化の減少を担う粒子は粒径の大きい磁性粒子であり、一方粒径の小さい粒子は乾燥の影響を受けにくいと考えたと抗磁力の増加が説明できる。乾燥による堆積物の収縮は乾燥の初期において大きい粒子の回転運動をおこし残留磁化を減少させるのであろう。

粒径の小さい磁性粒子が堆積物の収縮によっても回転運動をおこしにくくその残留磁化を保持しようとするのは、Post-DRMの実験で示された、圧密の進行によって一度堆積物が獲得した残留磁化は乱される事象と類似の現象であらう。堆積物中の安定な残留磁化を担う細い粒子は運動学的にも安定な状態にあることを暗示させる。

佐藤高晴

大阪大学 教養部

ESR (電子スピン共鳴) を用いて鐘乳石や石灰岩、骨片などの年代を推定する試みは、すでに Ikeya (1975) や Ikeya と Miki (1978, 1980) により行なわれており、いくつかの年代が推定されている。

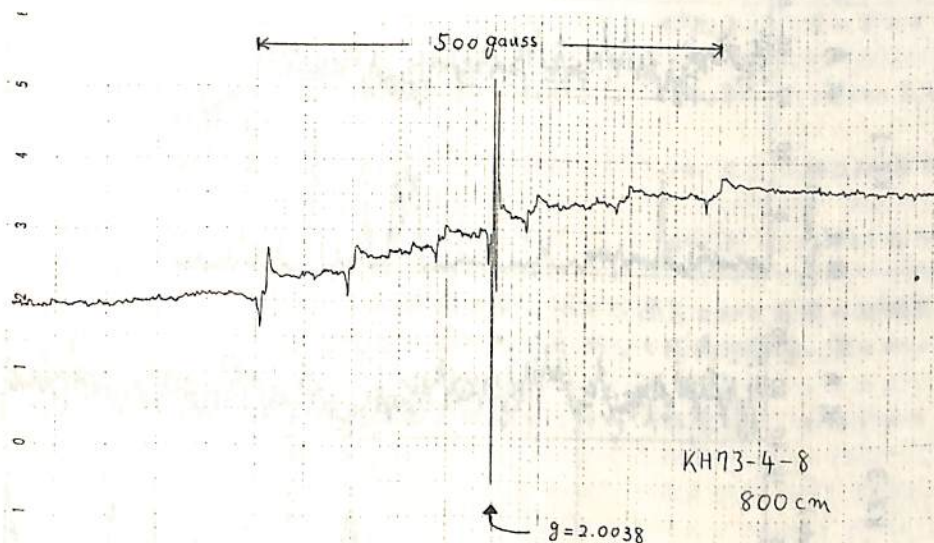
この原理は、熱ルミネッセンス年代測定とほぼ同じで、結晶に種々の放射線 (例えば、堆積物中の  $^{238}\text{U}$  系列や Th 系列の放射性元素による  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  線) が照射されると、その内部の電子が飛ばされて、不対電子を生じ、これが ESR で測定される (図)。この吸収強度は、生成年代が古いほど大きくなる。したがって、各放射線が不対電子をつくる能率と、1年間の自然放射線の量を見積もれば、絶対年代が推定できることになる。

今回は、ESR を用いて、深海底堆積物 (KH73-4-7, KH73-4-8) 中の石灰質殻の生成年代の推定を試みたので、その結果を報告する。

文献 Motoji IKEYA, Nature, 225, 48-50, 1975

Toshikatu MIKI and Motoji IKEYA, Japan. J. Appl. Phys., 17, 1703-1704, 1978

Motoji IKEYA and Toshikatu MIKI, Science, 207, 977-979, 1980



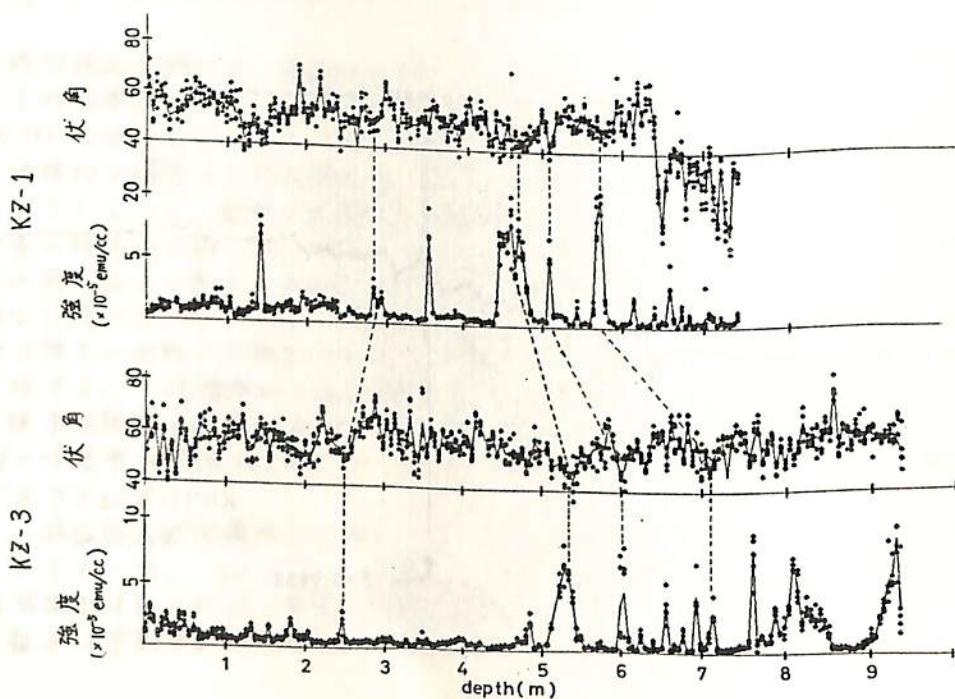
木崎湖堆積物の残留磁化

兵頭政幸・安川克己  
(神戸大・理)

木崎湖で、2本のコアサンプルを採取し、その磁化を測定した。採取地点は2本ともほぼ同じ場所で、試料は直径20cm、長さが、それぞれ10m(KZ-3)と8m(KZ-1)のものが得られた。最上部の軟弱な部分は省いて、約5cm間隔で、KZ-3が175層、KZ-1が145層にわたって、平均5個の試料を作製し、超伝導磁力計を用いて測定した。

下図は、2本のコアの伏角と磁化強度を深さに対してプロットし、対比したものである。磁化強度で異常なピークを示している所は、火山灰の層で、同時面を探すのに役立つ。ただし、火山灰層の厚さは、23cmの層が、KZ-3が5.4m、KZ-1が4.6m付近にある以外は、ほとんど0.1-0.5cmと薄く、測定にかかっていない部分もある。よって、必ずしも両方のコアにわたってピークが現われているとはいえない。図では、伏角も考慮して、明らかに急に30°程浅くなっている。KZ-1の伏角を見ると深さ6.42mの点から下は、急に対応して同じ様な変化を記録している。偏角に関しては2本とも、だいたい同じ様な変化を記録している結果が得られた。また堆積速度についても、ある一様な傾向のある事がわかった。

なお、年代であるが、KZ-3の最下部で  $6380 \pm 105$  年 という  $C^{14}$  年代が得られている。



天岡公宏  
富山大学理学部

御岳テフラの古地磁気学的研究によって発見された更新世後期の地磁気エクスカージョン (Hirooka et al., 1977, 1978) は、大山, 三瓶山のテフラでも確認され (天岡他, 1980), 約 8 万年前から 5 万年前の間に引つづいて 2 度起きたことが明らかとなった。今回は、北海道千歳市の考古学的発掘現場で得られた支笏カルテラやそれに伴う火山活動に由来するテフラの古地磁気測定の結果を述べる。千歳空港の拡張工事にもともって、北海道埋蔵文化財センターで保存されている発掘調査の現場, 美々 4, 5 遺跡および美沢 1 遺跡に露出している支笏火山のテフラの層序, 年代は詳しく調べられている (勝井, 1958, 1959; 勝井・根本, 1979; 春日井, 1979), そのうち支笏軽石流地積物 (Spfl, 3~3.2 万年 B.P. 時代), 石器包含ローム層 (18500 年 B.P. 氷河層時代), 樽前降下軽石層 (Ta-d, 9400 年 B.P. 時代), 樽前降下軽石層 (Ta-c, 2400 年 B.P.), 樽前降下軽石層 (Ta-a, 1739 年 A.D.) の 5 層準から測定試料を得た。

現在, 古地磁気測定を進めたところから: Spfl, 石器包含ローム, Ta-c, Ta-a の自然残留磁気 (n. r. m.) の方向が定まっている。すべてが normal に帯磁している。御岳テフラで発見された伊那 I エクスカージョンは, 支笏軽石流地積物より下位のものに記録されていると考えられる。

n. r. m. の測定結果は次の通りである。

	N	D (°E)	I (°)	$\delta_{95}$ (°)	K	Age
Spfl	11	-3.8	61.4	2.1	472.3	3~3.2 万年 B.P.
石器包含ローム	10	11.2	59.2	4.9	99.9	18,500 年 B.P.
Ta-c	8	1.4	60.2	15.0	14.5	約 2000 年 B.P.
Ta-a	7	15.5	65.5	8.7	49.3	1739 年 A.D.

樽前 a, c 降下軽石層の磁化方向を西南日本で求めた過去 2000 年間の地磁気永年変化 (Hirooka, 1971) と比較すると緯度が高いこととあって傾角は非常に深い。偏角の傾向はよく一致する。

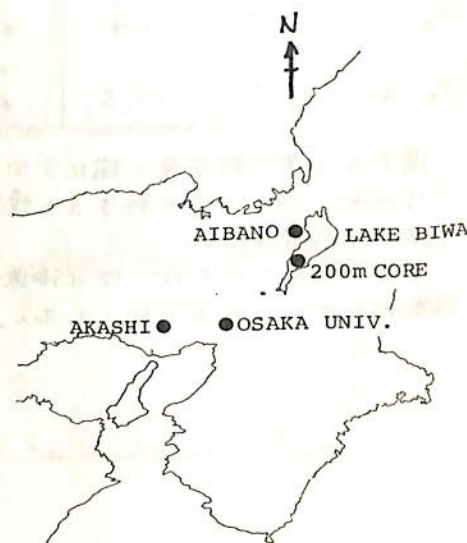
本文の援助をいただいた北海道埋蔵文化財センターの好意により、今回は今回の試料採集ができたことを付記しておく。

林田 明  
(京大・理)

現在から約70万年前までのBRUNHES正磁極期にも短期間の地磁期の逆転があったことをしめす古地磁気の記録が、世界の各地から報告されている。琵琶湖底より採取された200mコア試料の堆積物は、最下位の年代が約40万年前と推定されているが、この試料には、少なくとも3つの逆帯磁の部分が発見された。このうち、深度55mのものはBLAKE eventに対比され、深度85m、および130mに記録された地磁気の逆転は、それぞれ“BIWA I event”、“BIWA II event”と名づけられた。BLAKE eventと考えられる逆磁極の記録は、世界各地の最終間氷期の地層に見出されているが、BIWA I event や BIWA II event については、その正確な年代や継続期間、地磁気変化の詳細などは明らかにされていない。

一方、琵琶湖の周囲に分布する丘陵には、かつて湖に堆積した地層が露出しており、古琵琶湖層群と呼ばれている。このうち琵琶湖北西岸の饗庭野(あいはの)丘陵に分布する高島累層は古琵琶湖層群の最上位にあたり、後期更新世の地層であると考えられている。今回、この高島累層の一部について残留磁気の測定をおこなった結果、「暁火山灰層」および「大宝寺火山灰層」と呼ばれる2枚の火山灰層を含む層準が逆帯磁していることがわかった。この逆帯磁は、BRUNHES正磁極期の中の短い地磁期の逆転の記録と考えられる。琵琶湖底の200mコア試料のBIWA I eventの層準付近には2枚の火山灰層(“BB195”、“BB207”と呼ばれる)が含まれているが、暁火山灰層はBB195に、また大宝寺火山灰層はBB207に、それぞれよく似ている。このことから、饗庭野丘陵の古琵琶湖層群中に見つかった逆帯磁の層準はBIWA I eventに対比されると考えられる。

200mコア試料の編年および古気候学的研究によれば、BIWA I eventの年代は約17~19万年前と推定されているが、これは酸素同位体ステージ7の海水面上昇期(間氷期)に相当する。この時代には、大阪層群最上部の海成粘土層や各地の「高位段丘」層が堆積したと考えられる。兵庫県明石地域の大坂層群の海成粘土にはさまれる火山灰層は、暁火山灰層・BB195火山灰層によく似ており、残留磁気が逆転している。またTORII(1973)により、約40万年前の地磁気逆転の記録として報告された大阪大学の「カスリ火山灰層」の逆帯磁もBIWA I eventによるものである可能性がある。今後、BIWA I eventの記録を、複数の地点の、确实に対比される地層から得ることにより、BRUNHES正磁極期中の短期間の地磁気逆転の詳細を知ることができると考えている。



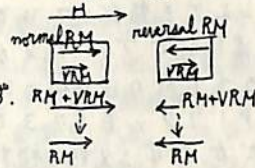
GH 79-1 で得られたピストンコア堆積物の  
磁性について

上山正人  
地質調査所

GH 79-1 (地質調査船白嶺丸による1979年の1回目の航海)において得られた中太平洋の深海底堆積物のピストンコアラーによる柱状試料に対し、磁性の測定を行ない、微化石の年代を考慮して年代の同定を行った。コアは全部で4本あり、うち3本で酸化が割合と安定であり、反転現象がはっきりあらわれた。4本のコアのサンプリングサイトは次のとおりである。

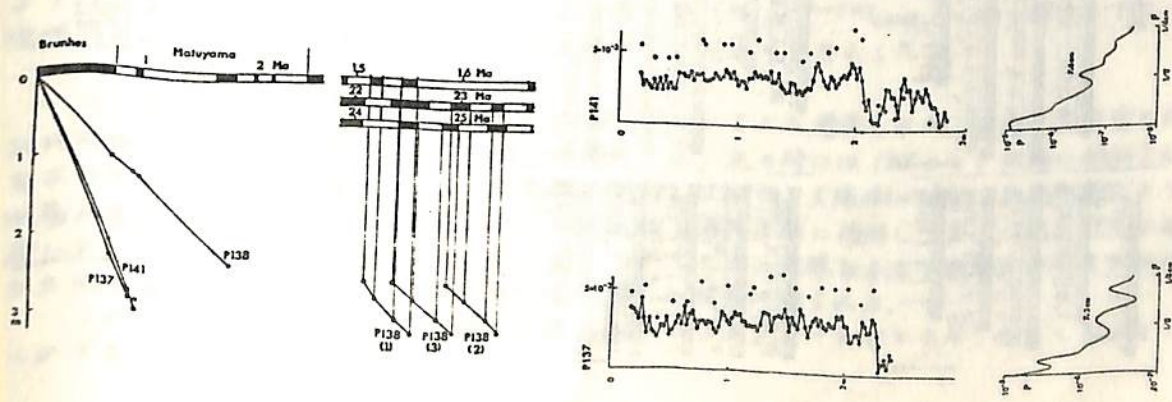
P137	10°01.72'N, 167°49.7'W	水深5291m	(brown) clay	10TR 4/3
P138	9°59.21'N, 167°47.4'W	5270m	brown clay	10TR 3/3
P140	11°59.29'N, 174°0.8'W	5601m	dark brown clay	10TR 3.3/2
P141	10°58.74'N, 174°0.9'W	5541m	dark brown clay	10TR 3/3

サンプルは 100 Oe で消磁した後ジョーンズ社製の300rpmのスピンナーで測定した。比較のため5コに1コの割合でNRM(自然残留磁化)も測定してある。サンプリングの後はおまじVRM(粘性残留磁化)はついていないと考え、消磁によって磁化の増加したのについては Reversal と考えている。



P137, P138 は互いに5マイルしか離れておらず、測定結果には類似性が見られる。たとえばP137では3.4mのコアキャッチャーに Oligocene の化石があり、P138では2.5mより下部に Early Miocene の化石があるが、P137ではコアキャッチャーのすぐ上部に不連続が考えられるが、P138では2.5mに不連続が見られるといった点である。堆積速度はハラミロイメント以後連続的に堆積したと仮定するとP137で3.2mm/1000年で、P138で1.3mm/1000年となり約2倍であり、類似性と同時にかなりのちがいを考えることができる。P138ではかつて同じような堆積速度であったと考へての Early Miocene の磁極変化(反転パターン)との対応を考へてみた。下図左に示す。またP137とP141については、ブルンヌ期の間は連続的であると考へられるので、2.2cmごとに全データを測定しSIRM(飽和残留磁化)比をとり、そのスペクトルもとって見たので、下図右に紹介する。7cmにピークがあり約255千年に対応するが、2.2cmごとの測定であり、今後より詳細な測定、又はより長いコアでの測定を行なう必要があると思われる。

P137ではコアキャッチャーのすぐ上部に不連続が考えられるが、P138では2.5mに不連続が見られるといった点である。堆積速度はハラミロイメント以後連続的に堆積したと仮定するとP137で3.2mm/1000年で、P138で1.3mm/1000年となり約2倍であり、類似性と同時にかなりのちがいを考えることができる。P138ではかつて同じような堆積速度であったと考へての Early Miocene の磁極変化(反転パターン)との対応を考へてみた。下図左に示す。またP137とP141については、ブルンヌ期の間は連続的であると考へられるので、2.2cmごとに全データを測定しSIRM(飽和残留磁化)比をとり、そのスペクトルもとって見たので、下図右に紹介する。7cmにピークがあり約255千年に対応するが、2.2cmごとの測定であり、今後より詳細な測定、又はより長いコアでの測定を行なう必要があると思われる。





上嶋正人、中尾征二  
地質調査所

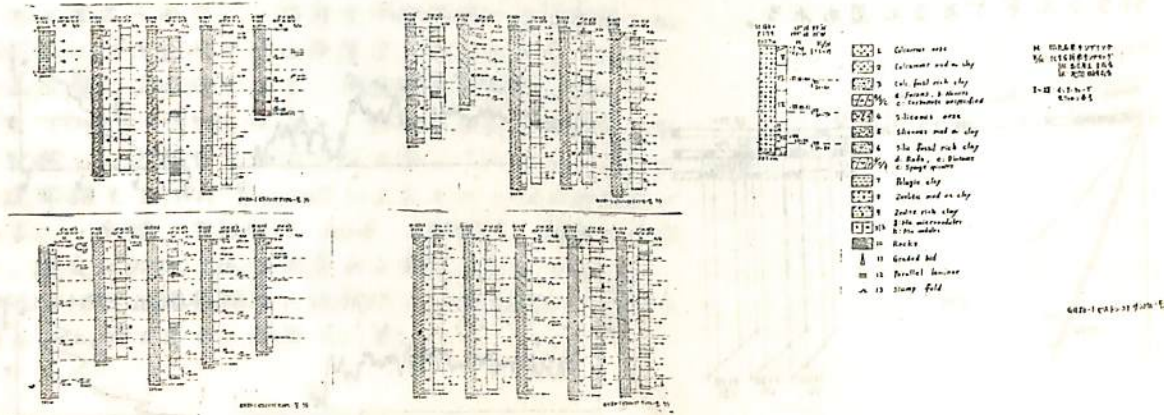
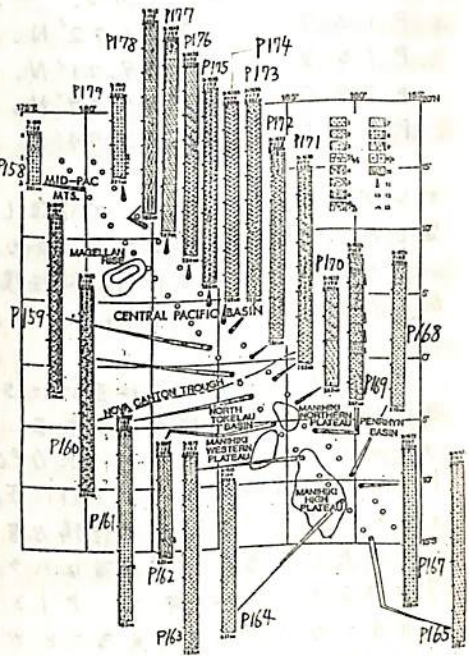
GH80-1航海(自衛丸による1980年の第1回目地質調査航海)において21本のポストコアを採取し、磁性測定を行った。サンプリングは2.2cm立ちの磁心ケースにより連続的に行ない、クコあき(8.8cm間隔)に50Ωで消磁してからSCF(スーパーコンダクティングテクノロジー)架のスクイット型磁カ計モデルC113により測定を行った。サンプリングサイトと、サンプルの地質的柱状を右図に示す。

21本のポストコアのうち8本については、磁化が不安定なためか、測定結果が安定せず、正常磁、逆帯磁の判定ができなかった。これら磁化の不安定なものにはゼオライトの多い、暗いチョコレート色のコアと、粒の大きい有孔虫からなるコアに多いようである。

よく似た堆積環境を思わせる堆積物の相でも、磁化方向パターン上でも類似しているコアが数本ある。P160は連続的でブルンヌから松山期のオールドバイベントの少し前の逆帯磁の相まで続いている様である。またP172とP173では堆積速度はかなりちがう様子だがブルンヌ期の初期にシリシヤスからカルカリアスへの変化がありよく似た様相を示す。P177とP178でも割とよく似たパターンを示す。P177上部ではシリシヤスが入り、P178では下部にゼオライトがふえるのでよく似ているとはいってもどこまで対応させられるか不明である。

他のコアでは反転現象のパターンははっきり出ていても、いわゆるスタンダードの磁気パターンに対応させ切れないものが多く、全般的にこれらのコアでは堆積の不連続、堆積速度の変化がかなり考えられる。底層流による侵食も考えられるが、さだかではない。

下図に各コアの測定結果と柱状を対応させたものを示す。



(Leg 66) により得られた堆積物の古地磁気

新妻信明

(静岡大・理・地球科学)

1977年3月から5月に実施された IPOD-DSDP Leg 66 の際に掘削された堆積物の古地磁気について報告する。

掘削海域は太平洋東部メキシコ沖の中米海溝 (98°W, 16°N) である。

残留磁気は Digico のフラックスゲート型回転磁気計により測定し、交流消磁には米国 Schonstedt の消磁装置を用いた。すべての測定は船上で行なった。

測定用試料は半割した掘削柱状堆積物の横断面に直角に直径 2.5cm 長さ 2.2cm のプラスチックチューブを差し込んだり、ダイヤモンドコアラで採取した。

段階交流消磁にともなう残留磁化方向と強度の変化から 7 つの型に掘削堆積物を区分することができた。これらの型は試料中の磁性鉱物の性質によるものと考えられる。

残留磁気の不安定成分は 1500e AF 消磁で除却できることがわかった。

掘削軸はほぼ鉛直であるが水平方向の試料の方位は決定されていないので、古地磁気の情報としては伏角しか使用できない。浅層近くの堆積物は軟いため、掘削管を押し込むようにして採取される。このようにして採取された堆積物は 1 本の柱状試料内 (9.5m) ではほとんどねじれていないので伏角とともに相対的な偏角も使用できる。このような堆積物中で伏角が正から負に変わる層準から試料を採取し、その偏角を検討してみたところ、伏角の符号変化にともなう偏角がほぼ 180° 変化していることがわかった。このことから伏角の符号が地球磁場の極性もあらわしていることがいえる。

531 試料の伏角の頻度分布は +30° と -30° を中心とする 2 つの正規分布が合成された曲線と良く一致し、標準偏差は 20~25° である。この偏差は残留磁気強度によって変化しないので、測定時のノイズの影響は小さいものと考えられる。この地域の理想地心双極子磁場による伏角は 29.6° である。

伏角の符号を用いて堆積物の古地磁気層序を確立することができ、中米海溝周辺部における堆積速度を見積ることができた。この海域では海溝 (水深 5000m) に礫まじりの砂が堆積しており、堆積速度は約 1000 m/my であり、海溝から離れるに従って対数級数的に減少する。

海溝内側の大陸斜面上の堆積物の磁気強度は、海溝外方の深海底面の水深である 3500m より浅い所では  $10^{-6.2 \pm 0.8}$  emu/cc とそれより深い所では  $10^{-5.0 \pm 0.7}$  emu/cc と約 1 桁異っており、堆積物中の磁性鉱物の供給のされ方を反映しているものと考えられる。

この海域の堆積物の傾斜は大きく、70° 以上におよぶ層準もある。伏角から決定された地球磁場極性から、極性が正の時には偏角が 0°、逆の時には 180° として地層の傾斜方向を求めてみた。大陸斜面下部では大陸側に傾斜しており、大陸側に傾斜した逆断層により地層が変形させられ、大陸斜面上部では海溝軸と直角方向に傾斜しており、同方向の正断層により地層が変形させられたと考えることができる。同様な手法で断層の方向を求めたか方向も推定したところ、上記の変形を支持する結果が得られた。

これらの変形は中米海溝に沿って沈み込むココスプレートにともなうものと考えることができる。

船木 資  
極地研

南極 *McMurdo Sound* に *Dry Valley* と呼ばれる氷のない谷がある。1978年、1979年この地域に分布する各岩体について、古地磁気用資料採集を試みた。今回 *Dry Valley* の *Taylor Valley* 内に分布する *Pliocene Pleistocene* にかけて噴出したと考えられる *Basalt* の古地磁気について報告する。

*Taylor Valley* は *Ple-Cambrian* の基盤岩の上に、砂岩を主体とする *Devonian-Carboniferous* のビーコン累層群と、それらより古い *Jurassic* の *Ferrar Dolerite* の *Sill & dyke* から成り立っている。*Cenozoic* になって、*McMurdo Sound* では広く火山活動が認められ、*Taylor Valley* では、1.53, 3.38, 4.5, 4.64 my の *Basalt* が知られている。

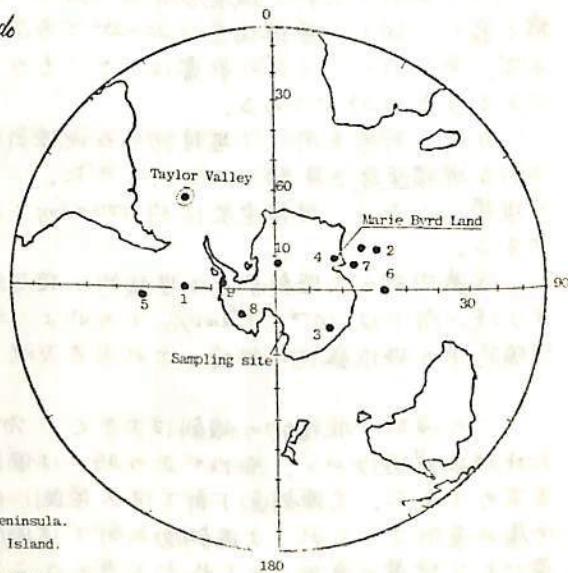
資料は、二つの *Cone* の5地点から計41個集められた。4個の代表となる資料に対して 250 Oe まで交流消磁した結果、いずれの資料でも大きな *IRM* を持っているが、210 Oe 付近で交流消磁した時、*NRM* は最もまとまりがよいという結果を得た。41個中31個の資料は、*Normal* に磁化しているが、210 Oe で交流消磁すると、全資料が *reverse* になる。液体窒素で低温消磁した結果、*NRM* に大きな変化は認められなかった。*Js-T curve* は、 $10^4$  *turn* で *irreversible* であるが、*2nd run* は *reversible* である。*Curie Point* は *1st run* で  $\sim 505^\circ\text{C}$ 、*2nd run* で  $545^\circ\text{C}$  のみである。低温消磁と *Js-T* からこの資料は、高温磁化を受けていると推定される。室温での *Hysteresis Data* は、 $H_c = 128 - 175$  Oe、 $H_{rc} = 442 - 528$  Oe と安定な *NRM* を持ち得る可能性を示している。210 Oe で、全資料交流消磁した結果、 $Inc = 58.1^\circ$ 、 $Dec = 159.8^\circ$ 、 $K = 4.6$ 、 $\alpha_{95} = 3.3$ 、*Paleo Lat* =  $-50.5^\circ$ 、*Paleo Lon* =  $318.2^\circ$  という値を得た。

*Cenozoic* の *VGP* の値は、今まで *McMurdo Sound* の *Ross* 島 (*Quaternary*)、*Marie Byrd Land* (*Tertiary*) の値が求まっている。

右図は、これらの値と今回得られた *Taylor Valley* の値を図示したものである。

南極に比して、この *Cenozoic* の *VGP* は図のように、かなり広い範囲で移動しており、その北限は南緯  $50^\circ$  付近と考えられる。

VGP OF CENOZOIC IN ANTARCTICA



1-10, Hut Point Peninsula.  
Ross Island.

Marie Byrd Land, L. Scharon,  
1969.

伊藤晴明 時枝克安 野津幸夫

島根大学理学部

中部地方和田, 須坂, 谷川岳に分布する第三紀花崗岩の残留磁気の測定を行った。従来より花崗岩の残留磁気の測定を1)貫入岩の冷却過程において, 記憶される地磁気の逆転機構を解明する, 2)第三紀における深成活動の同時性を確かめる, ことを目的として行ってきた。この地域における花崗岩の残留磁気の測定は=水戸の研究の一環も, なすものである。

和田で9サイト(110個), 須坂で8サイト(108個), 谷川岳で13サイト(172個)のサンプルを採取した。予備的な交流消磁でえられた, 各々のサイトの試料の極性と, また年代を表に示してある。測定にはスピナーマグネットメーターを用いた。

須坂と谷川岳では近接した2地点(~200m)において, 極性の逆転が認められた。

## 表

	Site No.	極性	年代
和田	86	R	7.3 m.y. (仙道沢口)
	87	R	
	88	R	
	89	R	
	92	N	
須坂	94	R	21 m.y. (仙仁南)
	95	R	
	96	N	
	97	N	
	98	R	
	99 100	R N	
谷川岳	113	R	5.9 m.y. (土合口)
	114	R	
	115	R	
	116	N	
	117	R	
	118	R	
	119	R	

登内正治, 小林和男.

東大海洋研.

南関東から南部フィッツマグラ地域は日本列島中央部に位置し、その外側に赤石山地と関東山地を両翼とするカスプ状構造を形成する。本地域を研究することは、プレートテクトニクスにもとずいて本地域の構造を論ずる試みが、最近なされつつあるが、本地域のテクトニクスを明らかにする意味が重要である。

本地域には中新世の火山岩が分布し、この火山岩を採集し、岩石磁気学的手段で本地域の地殻構造および地質構造発達史を解明することは有意義であると見え、本研究は4年前からはじめ、房総半島、三浦半島、丹次山地と調査研究をこなして来た。その結果は、1978年から毎年本学会に報告した。現在は静岡、伊豆半島、富士川沿いの結果が一部分得られたので報告する。

糸魚川-静岡構造線および十枚山構造線は、北は山梨県早川中流域から南は静岡市大崩海岸まで、ほぼ細長く分布する主に中新世の火山岩からなる竜爪層群について、22地質から採集された、粗粒玄武岩、アルカリ玄武岩、石英閃緑かん岩、(千葉, 1965, 1966)等について、岩石磁気学的特徴および磁化の方向が明らかになったので報告する。またこの竜爪層群の西に分布する古中新世と見えらる瀬戸川帯については、近年地質学的に研究が進み、注目されているところであるが、この瀬戸川帯についても一部の結果が得られたので報告する。

伊豆半島については半島南部に露出している白浜層群に属する、石室崎安山岩、二条安山岩、青甲玄武岩、また中新世と見えらるカウロン石玄武岩の結果が得られた。

富士川沿いは岩石採集はしたが現在測定中であり、一部報告する。

本地域の岩石は概して風化および変質作用を受けているものが多く、本研究の目的のためには岩石が獲得した磁化の方向を使用する場合、測定した残留磁気が、岩石生成時に獲得した残留磁気であるかの吟味を十分に注意しておこなう必要がある。その実験内容は、交流消磁、Q比、熱磁気分析、強磁性鉱物の組成、反射顕微鏡観察をおこない、吟味に合格したものをについて岩石磁化の方向の考察をする。

本研究を行うには、岩石磁気学の応用は重要であるが、その他の研究情報も大切であり、現在、採集岩石の化学組成、年代測定をおこなっており、また重力、磁気異常の解析を加えて、次の学会に本地域の総合的解釈をおこなう。

渋谷秀敏 笹嶋貞雄  
(京大理) (京大理)

岐阜県犬山地域の木曾河岸には、美濃帯のチャート、泥岩、砂岩等が連続して露出しているが、最近、Yao et al. (1980) はコノドント、放射虫を用いて詳細にそれらの年代を決定した。それによれば、

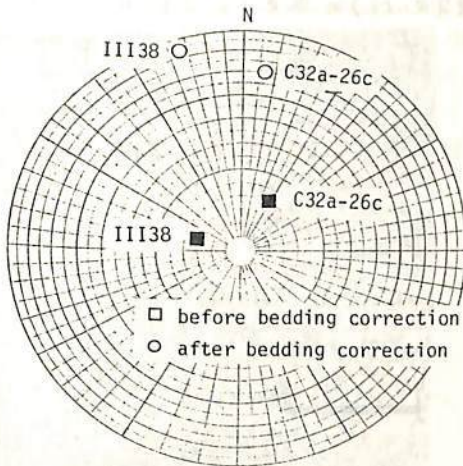
- チャート岩体は、中部トリアス系から下部ジュラ系で、その期間を通じての連続セクションも見られる。
  - チャート層は、いずれも逆転していない。
  - チャート層間に分布する泥岩、硅質泥岩、砂岩と互層する泥岩からは、多数地点で中後期ジュラ紀型放射虫を産する。
- 等が明らかにされている。

そこで今回、これらのうち強磁性鉱物の比較的多いと考えられる、赤色チャート及び赤色硅質泥岩から定方位サンプリングを行ない、それらの残留磁化を測定したので報告する。

残留磁化は、ほとんどが  $10^{-6}$  m.u./g 程度の磁化強度で、上部トリアス系から下部ジュラ系の赤色チャートについては、交流消磁に対し不安定なものが多かったが、中部トリアス系の赤色チャート及び中部ジュラ系の硅質泥岩については、比較的安定であった。後者の結果については、下表下図に示す通り、いずれも低緯度を示し、ジュラ系の硅質泥岩が Jurassic Triassic の normal であるとするれば、どちらも正帯磁であった。

現在、その磁化を検討するために熱消磁実験を実施中で、その結果も含めて報告する予定である。

	Dm	Im	$\alpha_{95}$	k	N	p. lat.	Age
III138	-18.6	-6.8	9.6	11.4	22	-3.4	M. Jura.
C32a-26c	6.3	-23.2	11.9	7.2	24	-11.6	M. Tri.



参考文献

YAO, A. et al. (1980) J. Geosci., Osaka City Univ. 23 Art. 4 135-154

桂 郁雄\*・西田潤一\*\*・笹嶋貞雄\*

\* 京大理      \*\* 大谷大

赤色チャートの自然残留磁化を古地磁気データとして用いる試みとして、筆者らは、京都北部に分布する丹波帯中・古生層をとりあげてきた。前回(80,春)の報告では、京都市北区大森の下部二畳系(放射虫年代)とされる層状赤色チャートの磁化について次のことを述べた；①赤色チャートの残留磁化は、交流消磁に対し極めて安定で、磁化方向の変化はほとんど無く、磁化強度の減少は $H=200\sim300\text{Oe}$ で20~30%くらい、その後あまり減らないこと。②最適磁場で消磁し、bedding補正を行なった結果、二組の対極を示す磁化方向が得られたこと。今回の報告では、前回に用いたのと同じ試料について熱消磁を行なった結果と、前回の試料採集点(大森)より約5km西方に離れた京北町芦見谷の下部中群二畳系(放射虫年代；丹波帯研究グループ)の赤色チャートについての測定結果とについて述べる。

大森の赤色チャートについて熱消磁を行なった結果、磁化方向は $500^{\circ}\text{C}$ まで安定で強度は最初の20~40%くらいにまで減少した。また、この赤色チャートには自形で500Å程度の大きさのハタイトが含まれていることが、SEMによる観察で確認されている(京大、北村雅夫氏による)。これらのことより、このチャートは、その生成時に、熱的影響はほとんど受けておらず、磁化データとしては、適当な交流消磁を行なった結果と熱消磁を行なった結果とが、よく一致することがわかった。

芦見谷の赤色チャートについても、その磁化は交流消磁に対し安定で、MDFは $1000\text{Oe}$ くらいで、古地磁気データとして信頼できると思われる。

これらの結果から、丹波帯の二畳系のデータをとまとめると下に示すようになる。値は、bedding補正をした後のサイト毎の平均である。偏角データは褶曲の影響もあり意味がよくわかんないが、対極を示す組が二つあり、いずれも低い古地磁気緯度(浅い伏角)を示すこと、doleriteとも同じ方向ないし対極を示すものがあることは、赤色チャートのNRMが古地磁気データとして信頼できる可能性を示すと思われる。

なお、現在、丹波帯の三畳系(放射虫年代；竹村厚司氏に3)の赤色チャートについて、測定を行っているので、あわせて報告する。

No.	Rock type	H(Oe)	N	NRM intensity (emu/g)	D	I	$\alpha_{12}$	k	misc. det.
<i>Chimori</i>									
2703-04	dolerite	200	8	$3.25 \times 10^{-4}$	22.7	-7.6	2.3	585	2
2711	red chert	400	3	$6.69 \times 10^{-6}$	97.5	0.5	23.0	30	0.3
2713-15	red chert	200-300	6	$9.97 \times 10^{-7}$	-145.1	29.3	8.0	71	13
2716-18-20	red chert	200-400	9	$2.30 \times 10^{-6}$	-102.4	34.4	9.6	30	19
<i>Ashim-dani</i>									
TB126-128	red chert	400	3	$1.96 \times 10^{-6}$	33.5	-7.9	31.4	17	2.4

Table) Mean remanent directions of Permian rocks.

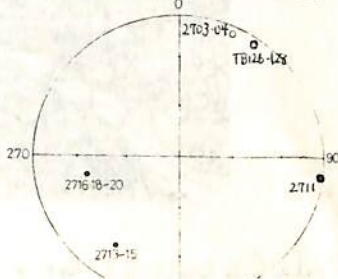


Fig. Sampling sites; P...Perm., Tr...Trias.

白木正規(気象庁・地磁気観測所)  
柳原一夫(気象庁・観測部)

地磁気活動を表わすには、目的に応じて各種の index が用いられる。このうち、U-measure と名付けられた index は、現在、定期的に報告されている Dst-index に近い index である。この index の値は 1949 年まで報告されたが、現在は値が出されていない。報告が中止されたのは、index の時間分解能が月の値までと劣るためと見られる。しかし、この index は各種の index の中でも最も古くまで遡るのぼれ子のご、地磁気活動の長期的変動を調べるうえで都合がよい。長期間にわたって報告のある index には、この他に  $C_i$ ,  $aa$ ,  $A_p$  などの index があるが、これらは主として極光帯の jet 電流による擾乱を表わすことから、Dst の長期的ふるまいを調べるうえでは、U-measure は有用である。

そこで、1910 年から 1975 年までの U の値をひきつづいて計算した。1910~49 年の値はすでに報告されているので重複するが、著者の検討に入手できたのは 1938 年までであることと、これまでの U とのつなぎを調べるために 1910 年以降について計算した。計算に用いた地点は、Kakioka (1913-75), Honolulu (1910-75), Tucson (1910-75), San Juan (1926-75), Watheroo (1919-58), Hermanus (1941-75) で、期間による地点数は 2~6 である。各地点の計算値から

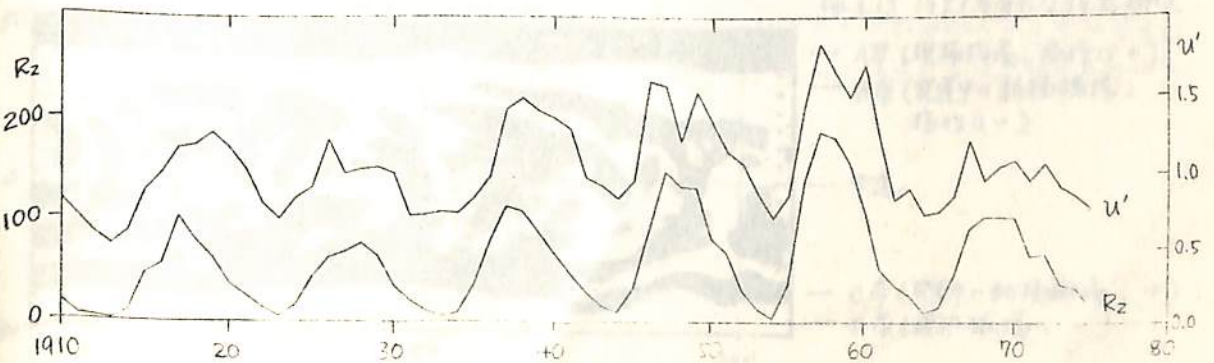
赤道の値にひきなおすとすると、Bartels の conversion factor を用いたもの (U と記す) と現在の Dst-index を計算する際の方法を用いたもの (便宜上  $U'$  と記す) の 2 種類を計算した。Bartels による 1910-38 年の値 (便宜上  $U^0$  と記す) との比較から、

$$U = 0.06 + 1.02 U^0 \quad (\text{相関係数 } 0.96)$$

$$U' = 0.05 + 0.97 U^0 \quad (\text{同上})$$

の関係式で、 $U^0$ ,  $U$ ,  $U'$  を結びつけることができる。この結果、年平均値で 1835~1975 年 (計 141 年間、太陽の 11 年周期 13 サイクル)、月平均値で 1892~1975 年 (計 104 年間、9.5 サイクル) の  $U$  (あるいは  $U'$ ) の値が得られた。

この  $U$  (あるいは  $U'$ ) と太陽黒点数 ( $R_z$ ) の関係を調べ、その興味ある事実が見出されている。例えば、1900 年以前の  $U^0$  と  $R_z$  はおよそ平行して変化しているが、これ以降は遅れが目立つ、ということがいわれられていたが、1910 年以降の  $U'$  と  $R_z$  を比べると、11 年周期の 1 サイクルおきに  $U'$  は  $R_z$  より遅れる傾向が見られる (下図参照)。また、cycle 19 までは、 $U'$  と  $R_z$  の相関は比較的良いが、cycle 20 では相関はかなり悪い。





# 太陽活動の $10^4 - 10^5$ 年に亘る長期変動と地球環境

桜井邦朋

神奈川県工学部

今から約1万5千年くらい前から、地球の気候は温暖化に向い、同じくらい氷河期は終りとなる。この氷河期の終末に到る前後の太陽活動は、 $^{14}C$ 存在量の分析、月岩石やその土壌についての破砕反応の生成率などの分析などから推測できる。また、気候変動の証拠は、氷河の後退、ビーブの痕跡などの記録から推定できる。

当時の太陽活動は、上記のような分析によると、2万年前頃から7,8千年前頃の期間に亘っては、現在の太陽活動(サイクル No.19 を基準とする)と比較して、10倍も高かったのではないかと推定されている。したがって、最近わかれているように、太陽活動と地球の気候系との間に、何らかの因果関係があるとするならば、当時の気候系は温暖化の傾向を示しているはずだ、ということになる。これは、観測的の証拠がある。例えば、ヒプシサーマルの存在も、ひとつの裏証拠と考へてよいであろう。

前沢 測  
名大理

太陽の極磁場が黒点の11年周期に伴い、Solar Cycleの極大期を少し過ぎたころ、その極性を反転することはよく知られている。しかし、具体的にどのような形態で反転するかは、まだ観測の歴史が浅いこともあっては、さりしていない。特に今まで考えられたモデルとして、

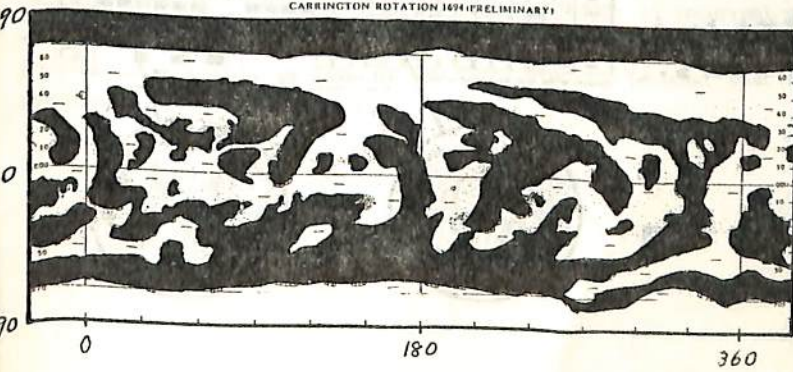
- (1) 磁気双極子の方向が次第に回転していつついに反転する。
- (2) 一旦、極磁場は消滅し、その後逆向きの磁場が現れる。
- (3) ダイナモ理論から予測される後述の形態をとる。

等々、があり、どれが正しいかは、太陽磁場生成の機構ともからんで重要であり、また太陽圏の中の磁場分布とも密接にからんでいる。そこで、ここでは太陽のHa Synoptic Chart中のNeutral lineのデータをもとに、太陽表面を(+)極性の領域と(-)極性の領域に分割し、その位置の時間的推移を求めた。その結果、1978年~1980年(磁場反転の直前期)の太陽磁場分布は、次のような特徴的变化をしていることがわかった。

- (1) 極磁場をかくむように、それと逆向き磁場極性を持つ、極を中心とした帯状の領域が現われてきている。この帯は、初めのところところ軽度的に途切れているが、次第に安定したつながった帯(地球でいうとAuroral zoneのような形)となり、Polar capをとり囲む。
- (2) このring状の帯は次第に高緯度側に向けて発達し、それに伴って、極磁場領域(Polar cap)の面積が減少する。

1980年5月の太陽磁場分布図(縦軸が緯度、横軸が経度)を下に示す。黒い所が正の極性、白い所が負の極性を持つ領域である。A帯(黒)とD帯(白)が現在の極磁場であり、B帯とC帯が現在発達しつつある、逆向きのPolarityの帯である。A帯とB帯の境界、C帯とD帯の境界は、ほぼ90°/年の割合の一定速度で、現在極に向かって近づきつつあり、このままいくと、ほぼなく極点に達し、その時にはA帯D帯(現在の極磁場)は完全に消失し、B帯とC帯が後にとってかわって、新しい極磁場を形成することになる。この極磁場反転のMorphologyで大層なことは、(1)次サイクルの極磁場は反転以前に既に中緯度に帯状に現われている。(2)極磁場の中心は極から動かし、面積が極に向けて収縮する、の2点である。これらの点は、最初に述べたモデルの(1)と(2)を否定すると共に、最近の太陽磁場のダイナモ理論(Yoshimura等)によって予測される反転過程と非常に良く一致する。なお、境界線の移動速度から、今サイクルの磁場反転は、北半球で1981年秋に起り、南半球では1982年春に起こると思われる。

H $\alpha$  SYNOPSIS CHART  
CARRINGTON ROTATION 1974 (PRELIMINARY)



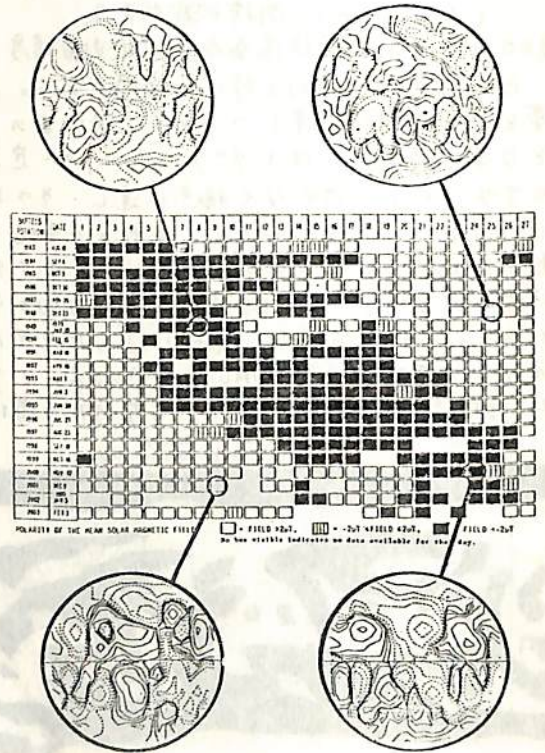
- A帯(現極磁場; 極性は+)
- B帯(発達中の新極磁場; 極性は-)
- 赤道
- C帯(発達中の新極磁場; +)
- D帯(現極磁場; -)

斎藤尚生・瀬戸正弘・早坂 孝・湯元清文  
(東北大理) (東北工大) (東北大理)

**緒言** 太陽磁気圏の三次元構造に関する二半球モデルによれば、太陽磁気圏は、褶曲した一枚の中性面によって磁氣的極性の異なる二つの領域に分かれ、その中性面は、太陽活動極小期には太陽赤道面とはほぼ平行になつて第1型磁気圏を形成し、極大期には垂直になつて第3型磁気圏を形成する。このモデルに基いて、この極大期における太陽磁場の反転に対応して、太陽磁気圏中性面は反転し、第3型磁気圏が形成される筈であることを数年前から予告してきたが、解析の結果、二半球モデルから期待される通りの現象が、1979-1980年に進行したことが確かめられたので報告する。

**解析** Carrington Solar Rotation No. 1676 (Dec. 1978) から No. 1695 (~ Jun. 1980) までの、Stanford Solar Observatory で観測された太陽磁場の synoptic chart が用いられた。太陽磁場を球面調和解析し、virtual heliomagnetic pole (VHP) の緯度と経度が、rotation number 毎に計算された。太陽磁場に関するこの解析が、惑星間磁場に関する27日回帰 diagram (第1図) と比較された。

**結果** 解析結果は期待通り；  
(1) 1979年後半に axial dipole が反転し、この時期に equatorial dipole のみが存在したことが確認された。  
(2) この期間に IMF は見かけ上極端な2-sector構造を示し、かつ計算された VHP の経度は、IMF の見かけ上の toward sector の経度とよく一致した。  
これらのことは、太陽活動極大期における equatorial dipole component が、極大期における見かけ上の sector 構造を決定するという我々の二半球モデルと裏付けられるものである。



第1図

THE RELATION OF OPEN MAGNETIC STRUCTURES OF SOLAR CORONA  
TO GEOMAGNETIC DISTURBANCES

K. MARUBASHI (RAD. RES. LABS.)

AND

T. ISHII (RRRL/HIRAI SO)

A study has been made on the relations between geomagnetic disturbances, interplanetary streams and magnetic fields, coronal holes, and coronal magnetic field structures with the use of the Atlas of Magnetic fields in the Solar Corona published by Newkirk et al. (1973) for four selected periods. Some of the principal results of the study from each period are summarized below.

1. The examination of the Atlas field maps during Carrington rotations 1601 to 1609 (May, 1973 to January, 1974) showed that the coronal hole regions generally correspond to the regions of open or diverging magnetic structures of corona. It was also shown that the life times of open field regions are generally longer than those of coronal holes. These results are consistent with findings of similar studies with coronal magnetic field data of higher spatial resolution (Levine, 1977; 1978; Burlage et al., 1978), and verify the reliability of the Atlas data.

2. An excellent correspondence was found between coronal open field structures and interplanetary streams during the period from 26 August to 8 October, 1967. Similar comparison between the Atlas field maps and the interplanetary plasma and magnetic field observations revealed a generally reasonable correspondence between coronal open magnetic structures and solar wind streams for the most part of the period from July, 1967 to May, 1968, with occasional perturbations caused by solar flares. It is important to note here that this period is in the increasing phase of solar activity just before the maximum phase of solar cycle 20.

3. Comparison between geomagnetic disturbances and coronal magnetic structures for the period from December, 1959 to June, 1960 revealed the existence of two long series of recurrent geomagnetic disturbances. Two long-lived open field regions were identified as the sources of corotating streams having caused these two recurrent series. The recurrent times of these two series were found to be about 28 days, which are not necessarily evident in the 27-day recurrence diagram of geomagnetic activity without identification of the corresponding open field region.

4. A clear correspondence was found between two long series of recurrent geomagnetic disturbances and two persistent regions of open magnetic structures also during the period from June, 1963 to January, 1964. In one of these two series, a good correlation was found between geomagnetic activity and the evolution of the corresponding open field region. It was also pointed out that the identification of series of recurrent geomagnetic disturbances based solely on the 27-day recurrence diagram may yield misleading results in some cases.

In conclusion, the present study emphasizes the importance and usefulness of pursuing evolutionary changes in coronal magnetic structures to the study of recurrent geomagnetic disturbances in connection with the identification of sources of corotating streams. It can be said that identifying streams sources in the solar corona is the first step to be done that is required to study the dynamics of streams in interplanetary space.

## 地磁気擾乱に及ぼす IMF 効果の Local Time 依存性

芳沢克明, 前沢湧 (名古屋大)

太陽風パラメータの地磁気擾乱に及ぼす影響は、種々の地磁気活動度示数 (AL, AU, AM, Dst, Kp 等) を用いて調べられているが、これらのインデックスは必ずしも同様な依存性を示さない。これ迄に知られている結果は、大体次の様にまとめられる。

- (1) IMF 南向き成分  $B_z$  ( $B_z < 0$ ) の影響は、殆どどのインデックスに対しても同様であり、 $B_z$  の増加に linear に反応する。
- (2) 太陽風速度 ( $V$ ) に対する依存性は、インデックスによって異なる。AU 及び  $Dst$  は  $V$  に対してほぼ一乗で増加するが、AL はほぼ2乗で増加する。AM は AL と同様であるが、AL よりも微かに大きいように見える。
- (3) IMF 東西成分 ( $B_y$ ) は、地磁気双極子軸の太陽自転軸に対する傾角 ( $\alpha$ ) と関連して ( $B_y \sin \alpha$ )、影響を及ぼし、その効果は AL, AM, Dst に等しく見られる。
- (4) 地磁気活動度の半年変化 (Equinoxial effect) は、AL, AM, Kp に見られるが、AU にはその効果は明らかでなく、真に極大を持つ年変化が dominant である。最近の解析で、太陽風速度が Equinoxial effect の大きさをコントロールしている事が判明した。

以上の様に、太陽風パラメータの効果は、全てのインデックスに対して同じではない。この事は、個々のインデックスが直接に影響を受けている現象が異なるためであると考えられる。AU はオーロラゾーン昼間側の、AL は夜側の disturbance を反映しており、AM, Kp は中緯度帯で見た、World wide な activity を反映し、Dst は Ring current の強さを反映していると考えられている。従って (1)~(4) の結果は、それぞれのインデックスが影響を受けている現象の太陽風パラメータの依存性を示していると思われるが、その中で特に、中緯度帯の activity (AM, Kp) がどのような現象を反映しているかが明らかでない。即ち、AL, AU のように、電離圏電流の強さを見ているのか、或いは、Dst のように磁気圏の現象を反映したものであるのかは判明しない。その事を明らかにするためには、中緯度帯の activity とその Local time についての特性を調べる必要がある。

今回は、AM を作る幾つかの Station グループに於ける磁場変動のデータを、中緯度帯での activity の Local time に対する特性を、上記 (1)~(4) の結果と関連させながら解析した結果を報告する。

# III-67 JIKIKENにより観測された Type III 太陽電波バースト と太陽圏プラズマ

大塚 寛, 宮岡 宏, 森岡 昭  
(東北大・理)

1. 序 JIKIKEN (EXOS-B) 衛星に搭載された NPW-A (Natural Plasma Waves — Astronomy Mode) プラズマ波動観測システムは、すでに報告されている通り、地球プラズマ圏並みに磁気圏において発生、伝播する数多くのプラズマ波動現象を観測している。NPW-A では、これら地球近傍に起源をもつプラズマ波動に加えて、太陽面フレア現象に伴って惑星間プラズマ中で励起される Type III 太陽電波バーストも頻繁に観測されている。ここでは、今回の JIKIKEN 衛星による観測で明らかとなった Type III 太陽電波バーストに関する詳細なダイナミックスペクトル構造を中心に観測結果の概要を報告するとともに、太陽圏プラズマ構造への関連について検討する。

2. 観測システム JIKIKEN に搭載された NPW-A プラズマ波動観測システムでは、tip to tip 102 m のダイポールアンテナを用いて受信した電界成分を、10 kHz から 3 MHz の周波数領域にわたって帯域中 1 kHz、掃引時間 2 sec でスペクトル分析を行なう。これは、これまでに Type III 太陽電波バーストの観測を行なった外国の衛星に比べて、周波数及び時間分解能が上っており、特にこれまでにない、Type III バーストに関する詳細なダイナミックスペクトルを得ることが可能となっている。

## 3. ダイナミックスペクトル構造

1978年9月の軌道投入以来、これまでに約60例の Type III バーストが観測された。これらはすべてダイナミックスペクトルの形に処理されており、第1図にその一例を示す。今回の JIKIKEN による観測で新たに発見された現象として、

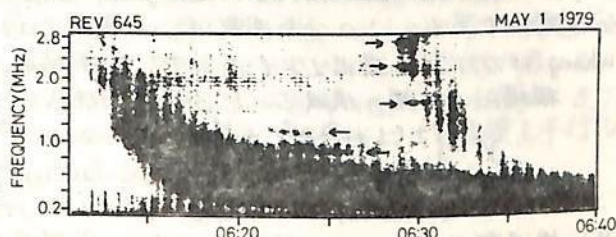
(i) 一定周波数をもつバースト微細構造。

(第1図に矢印で示す)

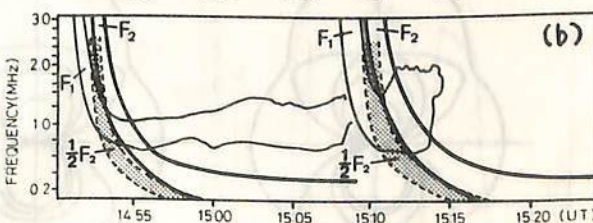
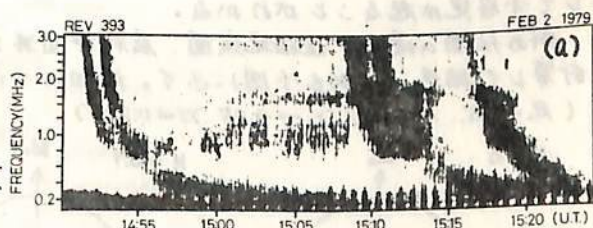
(ii) 丁型/Normal バースト対。

(第2図(a)参照)

がある。特に(ii)は丁型バーストが標準的な Type III バーストに先行して出現するものであるが、これらのバーストは互いに harmonic 関係にはない(第2図(b)参照)。今回新たに発見されたこれらの特異的なダイナミックスペクトル構造はバースト Exciter の運動、並に Type III バーストの発生メカニズムそのものを説明する上で、重要な観測結果と考えられる。



第1図. 微細構造をもつ Type III バーストの例



第2図. (a) 丁型/Normal バースト対の観測例  
(b) バースト対の周波数関係

並川富一・洪端広克  
阪市大理

太陽風プラズマのダイナミクスや磁気流体波のような流体的な現象を研究するために、無衝突プラズマを正しく記述する方程式系の導出が必要である。CGL理論は、強磁場中の無衝突プラズマを扱う有効な理論であることは良く知られている。有限ラーモア半径効果を含めたCGL理論の拡張は、MacMahon (1965), Kennel & Greene (1966), Frieman - Davidson & Langdon (1966) 等によりなされてきた。しかし、これらの理論やそのHM波への応用 (Fedele 1969; Morioka & Spreiter 1970 etc.) では、磁場沿いの heat flux の影響は考慮されていない。一方、太陽風プロトンの人工衛星観測から、 $1au$  での速度分布は、これまで計算で用いられてきた bi-Maxwellian 分布関数では、正しく記述できないことがわかってきている。

本報告では、プロトンの heat flux の影響と有限ラーモア半径効果を考慮した1次のCGL方程式系を確立したことを示し、HM波への heat flux の影響について検討する。heat flux の影響で、HM波の伝播特性が磁場方向に関して非対称になることを示す。

CGL展開の0次分布関数は、次のように仮定する。

$$f^{(0)} = [1 + \gamma_{\parallel} \mathcal{E}_{\parallel} (\frac{2}{3} \mathcal{E}_{\parallel}^2 - 1) + 2\gamma_{\perp} \mathcal{E}_{\parallel} (\mathcal{E}_{\perp}^2 - 1)] f_0$$

ここで、 $\gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp}$  は、無次元化した heat flux,  $\mathcal{E}_{\parallel}, \mathcal{E}_{\perp}$  は、ランダムな速度成分、 $f_0$  は、bi-Maxwellian 分布関数である。この分布関数は、太陽風プロトンの速度分布関数の理論的モデルとして Whang (1971) により提出されたもので、観測結果と良い一致を示している。

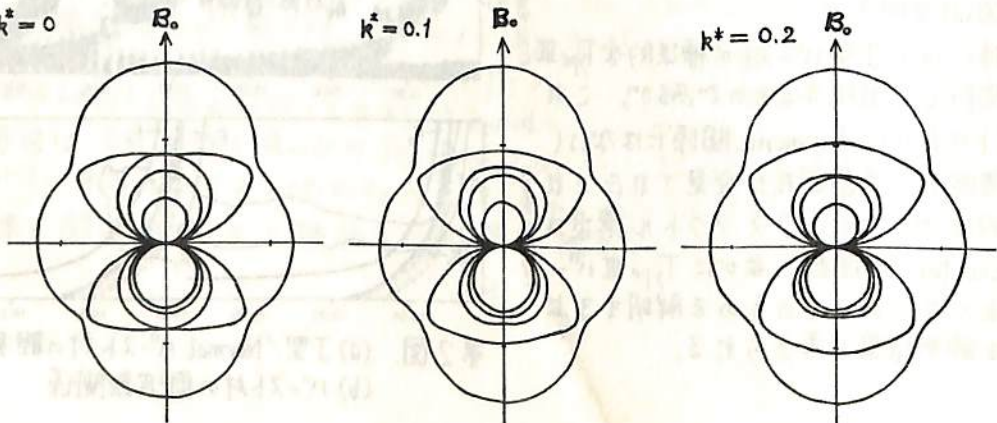
磁場沿い伝播の横波モードの分散関係式は、次のようになる。

$$V = \begin{cases} \pm [1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2} \pm \frac{k^*}{2} \beta_{\perp}^{\frac{1}{2}} (\beta_{\parallel} \gamma_{\parallel} - 2\beta_{\perp} \gamma_{\perp})]^{\frac{1}{2}} \mp \frac{k^*}{2} (1 + \frac{2\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2}) & \text{(LH-wave)} \\ \pm [1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2} \mp \frac{k^*}{2} \beta_{\perp}^{\frac{1}{2}} (\beta_{\parallel} \gamma_{\parallel} - 2\beta_{\perp} \gamma_{\perp})]^{\frac{1}{2}} \pm \frac{k^*}{2} (1 + \frac{2\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2}) & \text{(RH-wave)} \end{cases}$$

ここで、 $V = (\omega/k)/V_A$ ,  $k^* = V_A/\omega(k)$ : オータリングパラメータ、 $V_A$  は Alfvén 速度、 $\omega$  は、サイクロトロン周波数である。この結果は、Vlasov 方程式を解いて得た結果と一致する。根号内2項の存在により、CGL展開の1次で、平行伝播モードと反平行伝播モードに非対称性が現われる。又、Firehose 不安定条件は、 $\pm \frac{k^*}{2} \beta_{\perp}^{\frac{1}{2}} (\beta_{\parallel} \gamma_{\parallel} - 2\beta_{\perp} \gamma_{\perp}) > 1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2}$  に変更され、overstability として不安定が起ることがわかる。

斜め伝播の場合、位相速度面、屈折率面等を使って伝播特性の詳細な研究を行なった。計算した結果の一例を1図に示す。詳細については、講演時1: 報告する。

( $\beta_{\perp} = 0.5, \beta_{\parallel} = 1.0, \gamma_{\perp} = 0.05, \gamma_{\parallel} = 0.25$ )



早川幸男, 松本敏雄, 水野智久, 村上浩, 野口邦男, 宇山喜一郎\*  
 名古屋大学理学部, \* 東京大学宇宙航空研究所

1967年にわれわれは初めて近赤外黄道光を観測し、そのスペクトルが太陽スペクトルと似ていることから、惑星間塵が $1\mu\text{m}$ より大きいことを推論した。近赤外黄道光は太陽光の散乱によって生ずるが、中間赤外黄道光は塵の熱放射による。前者が塵の散乱断面積、後者が吸収断面積で決るので、両者を観測して塵の光学的性質が得られる。しかるに、中間赤外黄道光の観測は太陽角 $160^\circ$ における10年前のデータがあるにすぎない。

今回 K-10-14号機に搭載したヘリウム冷却赤外線望遠鏡によって、 $2-16\mu\text{m}$ における5波長帯で黄道光を観測した。望遠鏡はかなり広い天球領域を走査したので、黄道光の空間分布が得られた。姿勢制御が予期通りに動作しなかったためにまた姿勢を決めるに到っていないので、大気の影響を補正できないているが、熱放射成分が観測されていることは確認された。姿勢が決まれば、天球の各方向における黄道光のスペクトルを求めることができる。

ここでは結果を示すことができないが、観測装置を説明する。図1は望遠鏡の断面図である。光軸は最初ロケット軸に平行になっているが、ロケットのヨー運動が始まるとその運動面と直角の方向に望遠鏡の軸をゆっくり起こし、広い天球領域を走査する。図2は測定された波長域を示す。 $2.4\mu\text{m}$ 帯は近赤外の散乱成分用、 $4.6\mu\text{m}$ 帯は散乱成分と熱放射成分の谷間に当る。 $7.7, 10, 15\mu\text{m}$ 帯は熱放射成分のスペクトル観測に用いる。感度の絶対校正には星やHI領域を使う。また姿勢についての詳しい情報は、望遠鏡と平行な光軸をもつスターセンサーから得られる。

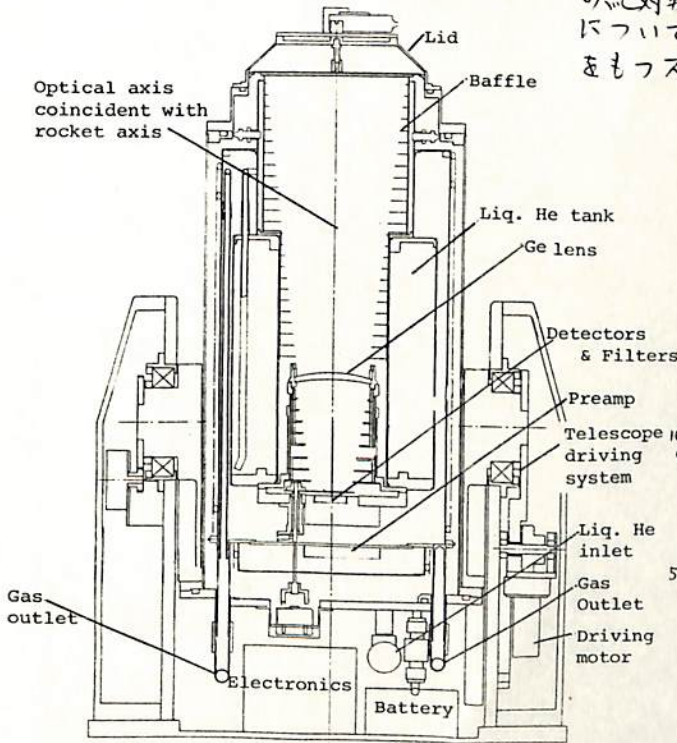


図1. 赤外線望遠鏡

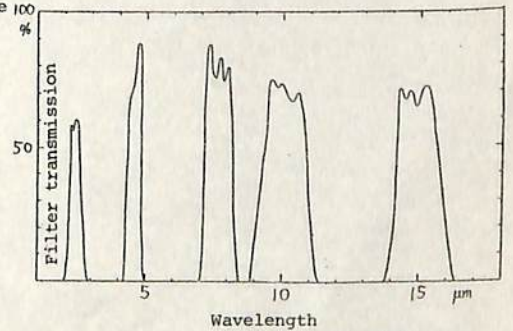


図2. フィルター透過率