

保管用

第64回講演会

講演予稿集

昭和53年10月17日～10月20日

於 東北大学松下会館

東京都文京区弥生三丁目11番16号
東京大学理学部地球物理学教室内
日本地球電気磁気学会

電話(八一二)二二二一内線六四七六

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第64回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和53年10月17日(火)~20日(金)

講演会場 仙台市川内 東北大学川内記念講堂松下会館

第1会場(2階) 0222-22-1752

第2会場(1階) 0222-22-1741

懇親会場 仙台市錦町1丁目8-17

仙台共済会館 0222-25-5201

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
10月17日 (火)	1	電波伝播放射 I1-19				電波伝播放射II I10-16		木 星 I17-I24			運営委員会
	2	成 層 圏 II1-II9				中間圏・大気光 II10-II21					
10月18日 (水)	1	磁 気 圏 I25-I34				オーロラ I35-41		地磁気脈動 I42-I47			評議員会
	2	電流系 II22 II26	I S レーダー II27-II31			古地磁気・地磁気異常 II32-II44					
10月19日 (木)	1	電 離 層 I48-I57				特 別 講 演		総 会			懇親会
	2	岩 石 磁 気 II45 II52									
10月20日 (金)	1	太 陽 風 I58 I66				宇宙線 I67-I74					
	2	地磁気・CA II53-II64				飛翔体観測 II65-II76					

各講演は指定時間を守ること。

ホスターセッション：19日(木) 10時~12時(本館2階ロビー)。

参加講演は講演番号にPが附加されている。

第1日 10月17日(火) 09:00-12:10

第I会場

電波伝播・放射

座長 恩藤忠典 (電波研)

- I- 1 谷口治幸(東大理) 自己回帰・移動平均モデルと…(II)
(09:00-09:15)
- 2 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭(電波研) プラズマポーズサウンダー波の伝搬特性
(2)プラズマポーズによる発散効果(09:20-09:35)
- 3 荒木喬(弘前大教育) 1次, 2次モード Tweek の Cross over
frequency (09:40-09:55)
- 4 菊池崇, 寺島良子, 大谷晃, 加藤清治(電
波研大吠) 高緯度回線 VLF 電波位相の日々変動について
(10:00-10:15)
- 5 長谷良裕, 荒木徹(京大理) NWC - 223 kHz のホイッスラーモード波の受信
について(10:20-10:35)
- (休憩 10:40-10:50)
- 6 田中義人, 早川正士, 柏木瑞夫, 岩井肇,
岡田敏美(名大空電研) VLF 放射の日欧同時観測-II (10:50-11:05)
- 7 早川正士, 長谷川正樹(名大空電研), K.
Bullough (シェフィールド大), A. R.
L. Tatnall (ヨーク大) Ariel 衛星による赤道帯 VLF 放射の観測
(11:10-11:25)
- 8 太田健次, 馬場清英(中部工大) 磁気擾乱時における低緯度ホイッスラーの発生頻度
(11:30-11:45)
- 9 恩藤忠典, 村上利光, 中村義勝, 渡辺成昭
(電波研) 衛星高度におけるホイッスラー発生数の緯度分布(I)
(11:50-12:05)

第1日 10月17日(火) 09:00-12:10

第II会場

成層圏

座長 平尾邦雄 (東大宇宙研)

- | | | |
|------------------|---|---|
| II-1 | 加藤進(京大工) | 中層大気国際協同観測(MAP)について
(09:00-09:15) |
| 2 | 松崎章好, <u>本田秀之</u> , 中村良治, 伊藤富造
(東大宇宙研) | 惑星大気の可視および近赤外領域吸収スペクトルの
新しい測定方法(09:20-09:35) |
| 3 | 川平浩二(京大理) | プラネタリー波によるオゾン輸送 — 簡単な数値実
験 — (09:40-09:55) |
| 4 | <u>藤原玄夫</u> , 柴田隆, 広野求和, 長沢親生
(九大理) | 成層圏エアロゾル層の季節変動の観測
(10:00-10:15) |
| 5 | <u>広野求和</u> , 藤原玄夫, 柴田隆(九大理) | 成層圏エアロゾル濃度の秋, 冬季極大の理論的考察
(10:20-10:35) |
| (休憩 10:40-10:50) | | |
| 6 | <u>近藤豊</u> , 高木増美, 石川晴治(名大空電研) | 太陽吸光法による成層圏エアロゾル及びオゾンの気球
観測(10:50-11:05) |
| 7 | <u>小川利紘</u> (東大理), 渡辺隆(筑波大物系) | ロケット掩蔽法で観測された成層圏エアロゾルの長期
変動(11:10-11:25) |
| 8 | <u>柴崎和夫</u> , 小川利紘, 鈴木勝久(東大理) | 成層圏NO ₂ 気球観測(11:30-11:45) |
| 9 | <u>高橋文穂</u> , 三留重夫, 向井利典, 平尾邦雄
(東大宇宙研) | 対流圏・成層圏H ₂ Oの気球観測(II)
(11:50-12:05) |

第I会場

電波伝播・放射

座長 木村 磐 根 (京大工)

I-10 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工)

共鳴角近傍でのホイスラーモード波の伝播への温度効果(13:00-13:15)

11 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)

イオンホイスラーの Attenuation Band と電離層上部構造(13:20-13:35)

12 長野勇, 満保正喜, 山川秀雄(金沢大工),
木村磐根, 山岸久夫(京大工)

下部電離層中の VLF 波電磁界の計算(層の上部から入射した場合)(13:40-13:55)

13P 松本紘(京大工)

VLF トリガード・エミッションの最近の問題点(14:00-14:05)

14 巻田和男(東大理)

Auroral hiss の総合観測-②(14:05-14:20)

15 松尾敏郎, 木村磐根(京大工), 鎌田哲夫
(名大空電研)

S-210JA-20, 21号機で観測されたオーロラヒス(14:25-14:40)

16 岩瀬政之, 尾崎孝之, 芳野起夫(電通大),
佐藤夏雄, 福西浩(極地研)
(休憩 15:05-15:15)

高緯度地方における VLF ヒス, ソーサー及びホイスラーの発生領域(II)(14:45-15:00)

木 星

座長 西田 篤 弘 (東大宇宙研)

I-17P 大家寛, 近藤哲朗(東北大理)

木星デカメートル波放射出現頻度の理論計算(15:15-15:20)

18P 森岡昭, 大家寛(東北大理)

Solar flare に伴う木星デカメートル波放射(15:20-15:25)

19 森岡昭, 三浦俊一, 近藤哲朗, 近藤実, 大家寛(東北大理)

木星デカメートル波のダイナミックスペクトラム観測(15:25-15:40)

20 大家寛, 青山隆司(東北大理)

Jovian Wind の Z-依存性と温度分布(15:45-16:00)

21 富沢一郎(電通大)

木星デカメートル波放射のスペクトル観測システム(16:05-16:20)

22 今井一雅(電通大)

木星磁場とデカメートル波放射源との関連(16:25-16:40)

23 寺沢敏夫, 前沢潤(東大宇宙研), O.
Chris St. Cyr, T. D. Carr (フロリダ大)

木星デカメートル波放射と太陽風構造の相関(II) Non-Io-related B source についての解析(16:45-17:00)

24 西田篤弘, 前沢潤, 寺沢敏夫(東大宇宙研)

惑星磁気圏のエネルギー収支(17:05-17:20)

第1日 10月17日(火) 13:30-17:25

第II会場

中間圏・大気光

座長 藤原玄夫(九大理)

II-10 K.S. Zalpuri, 小川利紘(東大理)

Atomic oxygen concentration in the mesosphere inferred from positive ion composition data (13:30-13:45)

11 岩上直幹, 小川利紘(東大理), 第18次南極地域観測隊

昭和基地におけるNO分子密度分布のロケット観測およびNI 5200Å輝線の地上観測 (13:50-14:05)

12 牧野忠男, 関口宏之(立大理), 山大博聖(東大理)

L-3H-9号機によるOH及びO₂(λ g)の測定とO(酸素原子)の高度分布(14:10-14:25)

13 長沢親生, 広野求和, 藤原玄夫(九大理)

Laser Radarによる中間圏ナトリウム層の観測 (14:30-14:45)

14 杉山卓也, 舞原後憲, 奥田治之(京大理)

OH大気光のゆらぎの空間分布(14:50-15:05)

15 三沢清敏(防大物理), 竹内郁夫(託問高専)

OH大気光回転温度(15:10-15:25)

(休憩 15:30-15:40)

座長 藤原文一(新潟大理)

16 奥田光直(弘前大教育), 山下崇, 平良賢剛(琉球大理工)

低緯度における6300Åと5577Å OH大気光のCOVARIATION (15:40-15:55)

17 平良賢剛, 山下崇, 新垣秀雄(琉球大理工) 奥田光直(弘前大教育)

西表島における酸素大気光6300Å, 5577Å線強度の観測(16:00-16:15)

18 上山弘, 大沼利弘, 富田二三彦(東北大理)

亜熱帯大気光の掃天観光(第1報) (16:20-16:35)

19P 上山弘, 大沼利弘, 富田二三彦(東北大理)

亜熱帯大気光のドップラー温度観測(第1報) (16:40-16:45)

20 藤原文一(新潟大理), 渡辺重十(東北大理), 吉富博之, 牧口一雄(新潟大理)

6300Å昼間大気光(2)(16:45-17:00)

21 鈴木勝久(東大理)

多色式フィルテングフォトメーターによるHeグロー(λ 10830Å)の観測(17:05-17:20)

第I会場

磁気圏	座長 井上雄二 (京都産業大)	
1-25 <u>坂井純一</u> (富山大工), S. V. Bulanov, S. I. Syrovatskii (レベデフ物理研)		Collisional Tearing Mode 不安定のプラズマ流による安定化(09:00-09:15)
26 <u>湯元清文</u> , 斎藤尚生(東北大理)		磁気音波の parametric 不安定による Alfvén 波の励起(09:20-09:35)
27 <u>佐々木徹</u> , 斎藤尚生(東北大理)		NOSE 構造 RING CURRENT PROTON の不安定性(09:40-09:55)
28 国分征(東大理)		静止衛星高度における Substorm Signature-II(10:00-10:15)
29 <u>長井嗣信</u> (地磁気観), 河野毅(気象研) 桑島正幸, 河村謙(地磁気観)		GMS による substorm の観測 (10:20-10:35)
(休憩 10:40-10:50)		
30P <u>上出洋介</u> (京産大理), 松下禎見(HAO/NCAR)		Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields and Currents in Relation to Field-Aligned Currents: 4. Variability of Substorms (10:50-10:55)
31 <u>飯島健</u> (東大理), <u>藤井良一</u> (極地研), T. A. POTEIRA (APL/JHL)		Field-aligned currents in the nightside auroral-zone: The N-S component of transverse magnetic perturbations (10:55-11:10)
32 <u>玉尾孜</u> , 藤田茂(東大理)		磁気圏尾プラズマ・シート内の電場発生と電子の沿磁力線加速(11:15-11:30)
33 井上雄二(京産大計算科研)		地球磁気圏の電磁気的モデルII(11:35-11:50)
34 <u>三浦彰</u> , 佐藤哲也(東大理)		Quiet Aurora Arc 生成の Global Simulation (11:55-12:10)

第2日 10月18日(水) 09:00-12:00

第II会場

電流系

座長 福島

直 (東大理)

II-22P 小川徹, 舘崎努(京大工)

K-9M-55号機によるfield aligned currentの観測(09:00-09:05)

23P 前田垣, 荒木徹, 鈴木亮, 竹田雅彦(京大理)

地磁気Sq場の性質・原因・役割(2)
(09:05-09:10)

24 白木正規(地磁気観)

地磁気太陽日変化の太陽活動依存性について
(09:10-09:25)

25 竹田雅彦, 前田垣(京大理)

counter-electrojetと電離層3次元電流系の関係(09:30-09:45)

26 長井剛信(地磁気観), 福島直(東大理)
(休憩 10:10-10:20)

極域における夏・冬の電流系(09:50-10:05)

ISレーダー

座長 北村 泰一 (九大理)

II-27 佐藤亨, 深尾昌一郎, 木村磐根, 加藤進
(京大工)

Jicamarca ISレーダーによる中間圏の観測(II)
(10:20-10:35)

28 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 加藤進(京大工)

Jicamarca ISレーダーによる中層大気圏散乱観測(II)(10:40-10:55)

29 深尾昌一郎, 麻生武彦, 加藤進(京大工)

MUレーダーにおける周波数の選定
(11:00-11:15)

30 青木謙一, 深尾昌一郎, 木村磐根, 加藤進
(京大工)

Jicamarca ISレーダーによる成層圏風の観測
(11:20-11:35)

31 福山薫(京大理), R.M. Harper

Measurement of the Ion Component of the Incoherent Scatter Spectrum over the 65-95 km Region at Arecibo (II).
(11:40-11:55)

第I会場

オーロラ	座長	国分	征 (東大理)
I-35P 極地研			南極及びアイスランドにおけるIMS観測 (13:30-13:35)
36	<u>金田栄祐</u> (東大理)		KYOKKO搭載ATVによる真空紫外オーロラ撮像 観測(13:35-13:50)
37	<u>向井利典</u> , 平尾邦雄 (東大宇宙研)		KYOKKOによるオーロラ電子の観測 (13:55-14:10)
38P	G. Rostoker, <u>上井洋介</u> (アルバート大), J. D. Winningham (テキサス大)		Simultaneous Observations of the Auroral Electrojet and Energetic Particle Fluxes in the Morning Sector —A Preliminary Report (14:15-14:20)
39	<u>平島洋</u> (立教大理)		極光帯オーロラX線と静止衛星位置高エネルギー電 子の相関関係と地磁気共役性(14:20-14:35)
40	<u>奥谷晶子</u> , 和田雅美, 竹内一, 小玉正弘, 今井喬 (理研)		南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測(Ⅳ) (14:40-14:55)
41	<u>高橋忠利</u> , 大家寛 (東北大理)		南極ロケットによる極域電離層の電子密度計測 (15:00-15:15)
(休憩 15:20-15:30)			

地磁気脈動

座長 玉 尾

夜 (東大理)

I-42	<u>小口高</u> , 林幹治, 国分征 (東大理), 鶴田 浩一郎 (東大宇宙研), 渡辺富也 (ブリテ イッシュ・コロンビア大), R. E. Horita (ビクトリア大)		ローカルなオーロラ Expansion と Pi-2 (15:30-15:45)
43	<u>岩淵美代子</u> , 佐藤夏雄, 福西浩 (極地研)		昭和・アイスランド同時観測による高緯度地磁気脈 動の共役性(I) (15:50-16:05)
44	<u>佐藤夏雄</u> (極地研), 国分征 (東大理)		地磁気脈動とELF放射(Ⅱ) — 相関解析とその共 役性 — (16:10-16:25)
45	<u>外谷健</u> , 桑島正幸, 河村謙 (地磁気観), 福西浩, 鮎川勝 (極地研)		極光帯及び中低緯度における Pc 型脈動の特性の対 比(I) (16:30-16:45)
46	<u>桑島正幸</u> , 河村謙, 佐野幸三 (地磁気観)		中低緯度における磁気脈動の特性 Pc 3 型磁気脈動 (Ⅱ) (16:50-17:05)
47	<u>飯島哲二</u> , 坂翁介, 石津美津雄, 糸長雅弘, 北村泰一 (九大理)		低緯度における地磁気脈動の問題点 (SQUID磁力 計によるASOでの観測から) (17:10-17:25)

第2日 10月18日(水) 13:15-17:30

第II会場

古地磁気・地磁気異常

座長 木下

肇 (千葉大理)

II-32 田中秀文(東工大理)

妙高山の二つの火砕流による古地球磁場強度
(13:15-13:30)

33 井口博夫, 安川克己(神戸大理)

岐阜県郡上八幡の鍾乳洞のflowstoneの磁化
(13:35-13:50)

34 石沢俊樹, 安川克己, 井口博夫, 松田准一
(神戸大理), 前田保夫(神戸市教育研)

伊丹粘土層の古地磁気学
(13:55-14:10)

35 上嶋正人(地質調), 大久保修平(東大理)

海底堆積物(数万年~数十万年)の残留磁化の変化
について(14:15-14:30)

36 高井真夫(九大理)

鹿児島県八重山地域の古地磁気(14:35-14:50)

37 伊藤晴明, 時枝克安(島根大理)

丹沢花崗岩体にみられる地球磁場の反転
(14:55-15:10)

38 滝上豊, 柳沢正久, 小嶋稔, 兼岡一郎(東
大理), Leg 57 科学者一同

DSDP-Leg 57のDaciteの年代決定
(15:15-15:30)

(休憩 15:35-15:45)

座長

伊

藤 晴 明 (島根大理)

39 木下肇(千葉大理), Leg 58 研究者一同

IPOD 深海掘削計画(DSDP) Leg 58 航海によっ
て得られた, 大東海嶺地域及び四国海盆の古地磁気
的発見(15:45-16:00)

40 当舎利行, 河野長(東大理)

推古海山玄武岩試料による古地球磁場強度
(16:05-16:20)

41 網川秀夫, 西谷忠節, 当舎利行(東大理)

Minnesota River Valley Area における年
代決定と古地球磁場強度(16:25-16:40)

42P 小林和男, 中田正夫(東大海洋研)

四国海盆の磁気異常(16:45-16:50)

43 石原丈史, 西村清和, 上嶋正人(地質調)

マージナル群島東方海域の地磁気異常
(16:50-17:05)

44 河野長(東大理)

地磁気伏角の統計(17:10-17:25)

第3日 10月19日(木) 09:00-12:30

第I会場

電離層

座長 松浦延夫 (電波研)

- I-48 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵 (東大宇宙研) 日没前後の電離層電子密度分布の変化について (09:00-09:15)
- 49 松浦延夫, 緒方隆信, 永山幹敏, 猪木誠二, 丸山隆, 藪馬尚, 山西光夫, 井出俊行 (電波研) ISS-bによる電離層観測 (09:20-09:35)
- 50 宮崎茂 (電波研) TAIYO-RPAによって観測された South Atlantic Anomaly Region における電離層プラズマの特性 (09:40-09:55)
- 51 佐川永一, 飯本敏, 水津武 (電波研) 'KYOKKO' 正イオン組成観測 (10:00-10:15)
- 52 Aso, T., T. Tsuda, Y. Takashima, R. Ito and S. Kato (京大工) Meteor radar observations at Kyoto University (II) (10:20-10:35)
- (休憩 10:40-10:50)
- 53 R. M. Harper (京大工) A semidiurnal tide in the meridional wind at F region heights (10:50-11:05)
- 54 石嶺剛, 越前谷喜松, 貝沼昭司, 小角鉄弥, 森哲造 (電波研秋田) 短波吸収の冬季異常と大気運動 (11:10-11:25)
- 55 前田佐和子 (京大理), 半田駿 (京大教養) 大規模 TID の水平伝播速度の周期依存性 (11:30-11:45)
- 56 前田力雄, 吉川和男 (電波研) 1954-1976年電離層嵐カタログ (11:50-12:05)
- 57 田中高史 (電波研鹿島), 松浦延夫 (電波研) 電離層嵐の世界分布 (12:10-12:25)

第3日 10月19日(木) 13:30-15:20

特別講演

1. J. G. Roederer (アラスカ大) International Magnetospheric Study
2. 高木章雄 (東北大理) 地震学の最近の発達と地震予知

総会 (15:30-17:00)

懇親会 (18:00-20:00)

第3日 10月19日(木) 09:00-11:50

第II会場

岩石磁気

座長 広岡公夫(富山大理)

- II-45 兵頭政幸, 松田准一, 宮本正道, 元木昭寿, 井口博夫, 安川克己(神戸大理) 回転磁場を使った消磁装置(09:00-09:15)
- 46 船木賢, 永田武(極地研) 南極産A chondriteの磁氣的性質
(09:20-09:35)
- 47 永田武(極地研) 石質隕石熔融殻の自然残留磁気
(09:40-09:55)
- 48 登内正治, 古田俊夫, 小林和男(東大海洋研) 舞鶴オフィオライトの磁氣的特長
(10:00-10:15)
- (休憩 10:20-10:30)
- 49 小林和男(東大海洋研), 百瀬寛一(信州大理), 古田俊夫(東大海洋研) DSDP Leg58の玄武岩中の磁性鉱物の特徴
(10:30-10:45)
- 50 桂郁雄, 乙藤洋一郎, 笹嶋貞雄(京大理) 人工堆積実験による, 堆積物の残留磁化獲得機構について(10:50-11:05)
- 51 西谷忠師, 浜野洋三(東大理) 低温酸化にともなう残留磁気特性の変化
(11:10-11:25)
- 52 浜野洋三, 西谷忠師(東大理) チタノマグネタイト($x=0.5$)の磁氣的性質(粒子サイズ効果)(11:30-11:45)

第4日 10月20日(金) 09:00-11:55

第I会場

太陽風	座長 桜井邦朋 (神奈川大)	
1-58P 斎藤尚生(東北大理)		TWO-HEMISPHERE MODEL と太陽磁気圏中性面(09:00-09:05)
59 前沢冽(東大宇宙研)		強い北向き IMF の時の磁気圏の特異性(09:05-09:20)
60 家森俊彦, 前田坦(京大理)		Substorm の準周期性(09:25-09:40)
61 荒木徹(京大理)		SC の Rise Time について(09:45-10:00)
62 坂翁介(九大理)		太陽極大・極小期における太陽風アルベーン波(10:05-10:20)
(休憩 10:25-10:35)		
63 笹村義孝(京産大理)		IMF, 磁気圏尾部および高緯度帯の磁場変化の統計的比較(10:35-10:50)
64 石井隆広雄, 宮本善行, 丸橋克英(電波研平磯)		1977年1月以降の地磁気あらしと太陽現象(10:55-11:10)
65 渋谷仙吉(山形大理)		Remarks on the Property of Frozen-in Magnetic Phenomena (11:15-11:30)
66 山下喜弘, 小沢方郎(気象衛星センター) 桜井邦朋(神奈川大工)		1978年5月7日の太陽プロトン現象について(11:35-11:50)

第II会場

地磁気・CA

座長 歌代慎吉 (海上保安大)

- II-53 行武毅(東大震研) 太陽活動による地磁気日変化基準値の変動
(09:00-09:15)
- 54 田中穰(地理院) 水沢測地観測所における地磁気全磁力に関する太陽
黒点及びKp 指数による補正法(09:20-09:35)
- 55 植田義夫(保安庁水路部) 下里の地磁気短周期変動の特性(09:40-09:55)
- 56 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
(10:00-10:15)
- 57 水野浩雄(地理院) 1964~6年にアジアに生じたXの分布の変動の
originについて(10:20-10:35)
- 座長 行武毅 (東大震研)
- 58 笹井洋一, 石川良宣(東大震研) 伊豆半島東部地域における全磁力観測(4)
(10:40-10:55)
- 59 加藤愛雄(東海大工), 瀬戸正弘, 早坂孝
(東北工大) 大気球による宮城県沖地震の余震域上の地磁気観測
の解析結果(11:00-11:15)
- 60 加藤愛雄(東海大工), 森洋介(東北工大)
瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大) 宮城県沖地震に伴う CA 時間変化
(11:20-11:35)
- 61 本蔵義守(東大震研) 中伊豆における CA 変換関数の時間変化について
(11:40-11:55)
- 62 本蔵義守(東大震研), 白木正規(地磁気
観) 柿岡と八ヶ岳における CA 変換関数について
(12:00-12:15)
- 63 田中穰, 水野浩雄(地理院) 水沢における CA 観測
(12:20-12:35)
- 64 歌田久司, 行武毅(東大震研) 断層破碎帯の比抵抗モデル
(12:40-12:55)

第4日 10月20日(金) 13:30-16:10

第I会場

宇宙線

座長 長島一男(名大理)

- | | | |
|------|---|---|
| I-67 | 桜井邦朋(神奈川大工) | 太陽宇宙線生成率と銀河系宇宙線(13:30-13:45) |
| 68 | 桜井邦朋(神奈川大工) | 太陽ニュートリノ生成率変動の原因(13:50-14:05) |
| 69 | 鷺坂修二(信州大理), 三島靖(愛媛大理)
井上葵(理研), 村上一昭, 長島一男(名大理) | 地下宇宙線の大気効果Ⅱ(14:10-14:25) |
| 70 | 北村正丞(気象研) | 二方向宇宙線非等方性(14:30-14:45) |
| 71 | 宗像義教(中部工大), 森覚(信州大理) | 宇宙線の異方性にきく惑星間空間パラメーター
(14:50-15:05) |
| 72 | 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手
大人社), 長島一男(名大理) | 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal
Components と惑星間空間パラメーター
(15:10-15:25) |
| 73 | 石田喜雄(福島大教育), 森覚(信州大理) | 宇宙線中性子強度日周変化の年周変化Ⅱ
(15:30-15:45) |
| 74 | 森覚, 安江新一, 石田喜雄(信州大理),
一之瀬匡興(信州大教養) | 太陽活動極小期(1974-1977)における宇宙線
異方性(15:50-16:05) |

第4日 10月20日(金) 13:20-17:30

第II会場

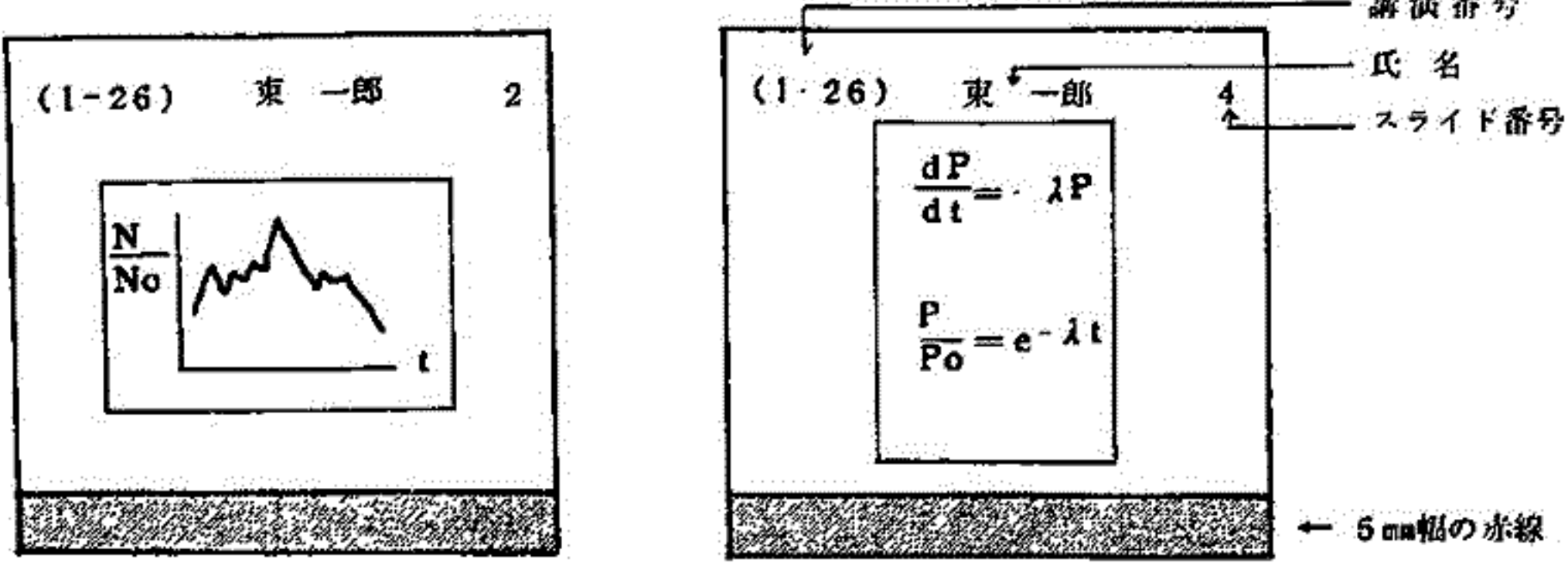
飛翔体観測

座長 大林辰蔵 (東大宇宙研)

- II-65 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研),
柴田喬(電通大) S-310 JA-3号機による波動観測
(13:20-13:35)
- 66 大家寛, 森岡昭, 小野高幸, 三浦悟(東北
大理), 鎌田哲夫(名大空電研) K-9M-61 プラズマ波動波数計測
(13:40-13:55)
- 67 河島信樹, 佐々木進, 金子修(東大宇宙研) K-9M-61号機による電離層プラズマ中への電子
ビーム放出実験(14:00-14:15)
- 68 河島信樹, 佐々木進, 金子修(東大宇宙研) 電子ビーム放出によるシース生成のシミュレーショ
ン実験(14:20-14:35)
- 69 大家寛, 宮岡宏(東北大理) 南大西洋磁気異常における高周波電波スペクトラム
— ISIS-2による観測結果 —
(14:40-14:55)
- 70 西崎良, 高比良昭(宇宙事業団),
松浦延夫, 猪木誠二(電波研) 電離層観測衛星「うめ2号」の宇宙雑音データとそ
の利用(15:00-15:15)
- (休憩 15:20-15:30) 座長 伊藤 富 造 (東大宇宙研)
- 71 柴田喬, 芳野越夫(電通大), 中村良治,
伊藤富造(東大宇宙研) “きょっこう”により観測したプラズマ波動
— 45kHz~3MHz帯の観測 —
(15:30-15:45)
- 72 大家寛, 小野高幸(東北大理) 科学衛星EXOS-Bによるプラズマ波動励起実験—
(I)(15:50-16:05)
- 73 大林辰蔵(東大宇宙研) SEPAC計画の現況(16:10-16:25)
- 74 高比良昭, 長谷川貞雄, 山田弘善(宇宙事
業団) 衛星環境モニタ開発計画
(16:30-16:45)
- 75 加藤愛雄, 野崎高司(東海大工) 電子温度及び密度の高速連続測定法の研究
(16:50-17:05)
- 76 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大), 青山巖
(東海大工), 斎藤尚生, 桜井孝, 田村忠
義, 湯元清文, 佐々木徹(東北大理) RING-CORE TYPE FLUXGATE
MAGNETOMETER の製作(17:10-17:25)

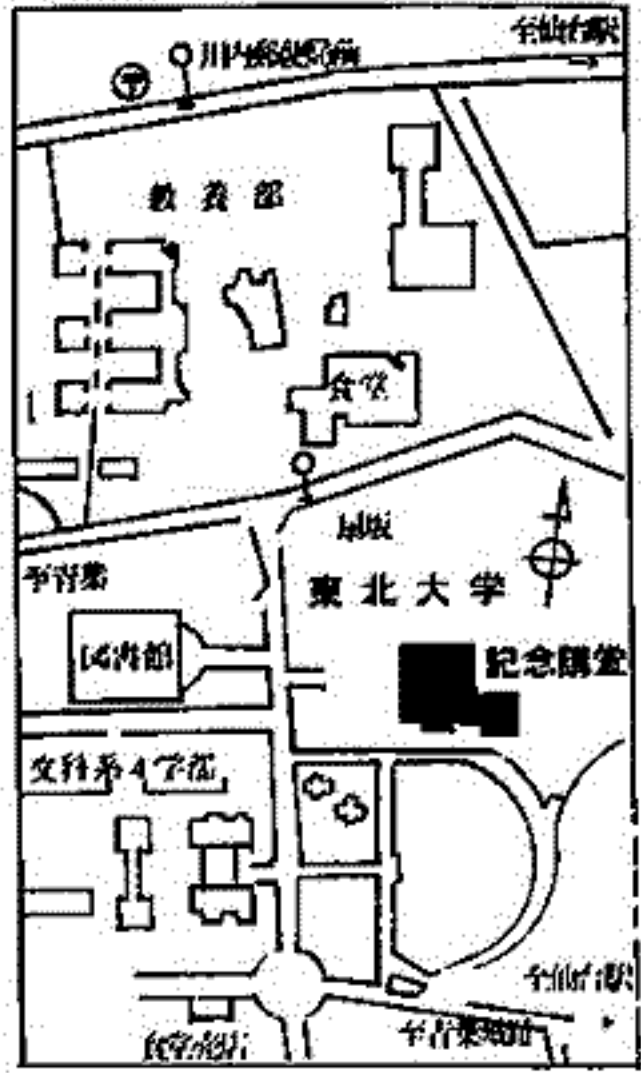
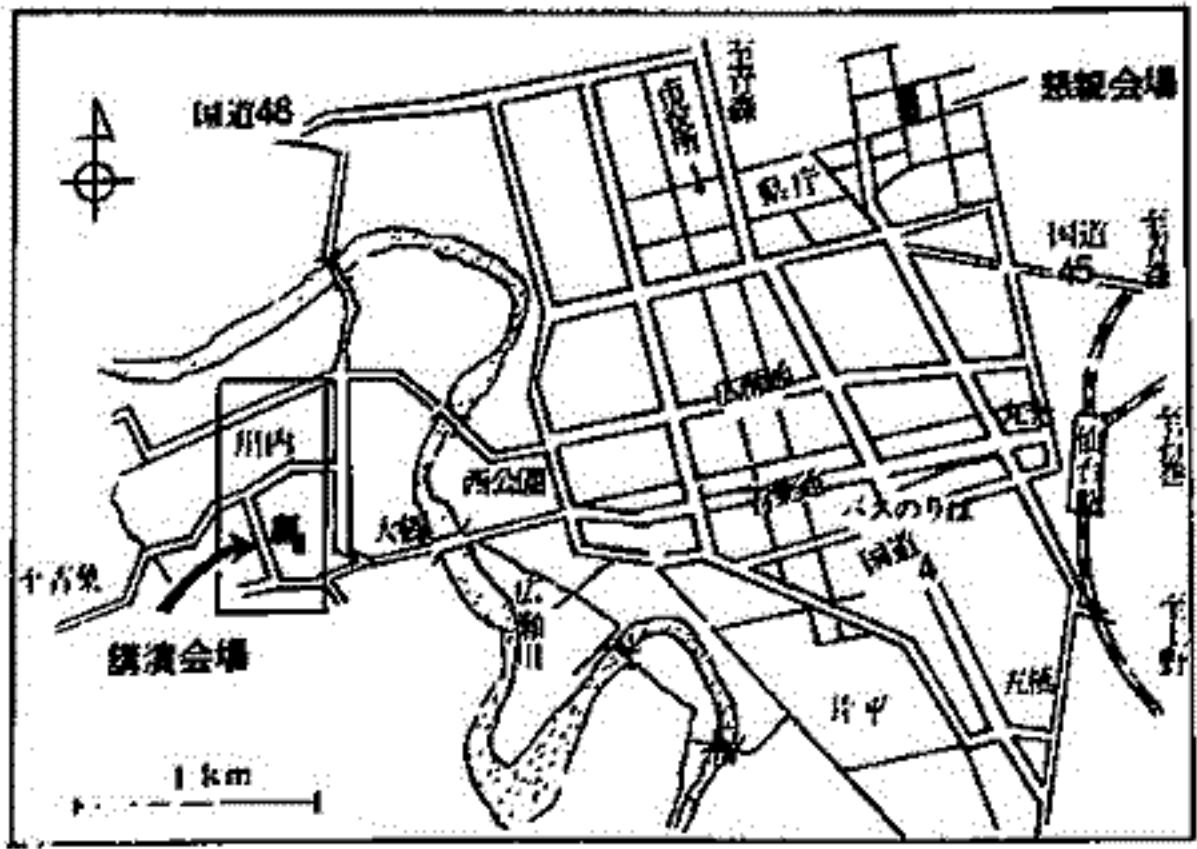
スライドの様式について

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



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

会場及び交通案内



- 交通案内（仙台駅前）（○書数字はバスのりば）
- | | | | |
|-----------------------|--------|--------------------|------------|
| 市営バス ⑫ 工学部行（急行は停車しない） | } 扇坂下車 | 市営バス ⑩ 交通公園行 | } 川内郵便局前下車 |
| ⑬ 青葉城址循環 | | ⑪ 交通公園循環 | |
| ⑭ 宮教大行（急行は停車しない） | | 宮城交通 20 川内行（一番町経由） | |

第 1 会 場

谷口治幸

(理大・理)

現在まで提出されている線型システム・モデルは、ARモデル・ARMAモデル・MAモデルいづれも、適用されるモデルは、1つの時系列(システムの入力)を1つのイグレーション過程で駆動するというモデルである。しかし、我々が観測し解析する時系列は、一般的には、相変なる物理的システムの存在の可能性、有色自然雑音、観測機器からの混入雑音、など、多種の異なる確率過程の線型和として構成されているであろう。

ARMAモデルで代表される有理型伝達関数をもつ線型システム・モデルは、相変なる固有の周波数特性をもつシステムの各出力の線型和に於いて、伝達関数の積=直列モデルにより、全システムを近似しようとする。また、Blackman-Tukey法、あるいは下下丁法のようなフーリエ変換の立場に立つ方法では、得られる1/fのスペクトル密度関数は無限個の並列システム(正弦波)の線型和として扱えられる。一般に我々は、事前にある十分な情報をシステムに関して持たないならば、異なるシステムへ並列システムとしての構成、あるいは異なる確率過程への分解を、観測データから成り立つことは不可能ではないか、という考え方を常識的に持ちこいる。

前回の講演では、観測データからの並列線型システムとしての同定法、適当なMarkov表現の構築と、可能なモデル族のうち最適なモデルを情報量規準AICにより選択することによって可能となり、理論的にシミュレートされた時系列に対して、良好な結果が得られたことが報告された。この結果は、相変なる物理系がそれぞれ固有の周波数構造をもち、かつ、各系への出力は確率過程としては相変なるという、自然で自明な観点から得られべきもので、その意味で当然の結果ではあるが、今後、物理的理論的モデルの時系列解析に基づくモデル間の距離を遷移する方向への応用が色々考えられる。

今回の講演では、

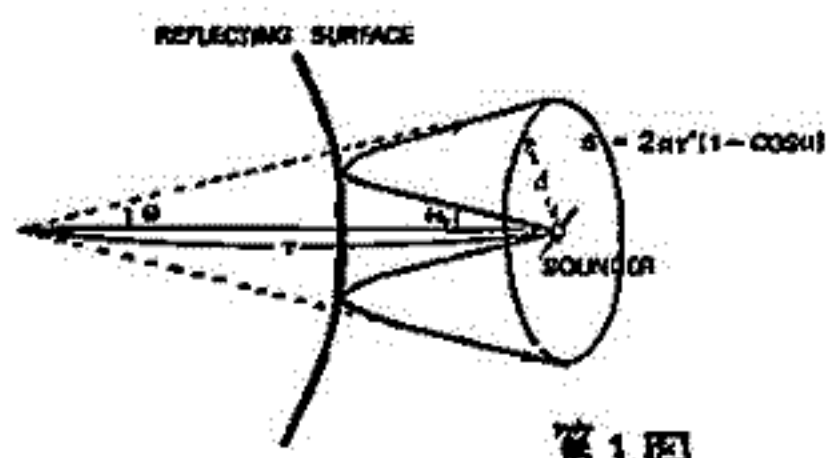
- (1)制御理論と、時系列の正規相関解析の理論的基礎から、前回提案(理論的補足と厳密化をほかに点)について報告する。
- (2)並列線型システム・モデルの推定特性、および、地磁気脈動解析への応用について、報告する。

(2) プラズマホーズによる発散効果

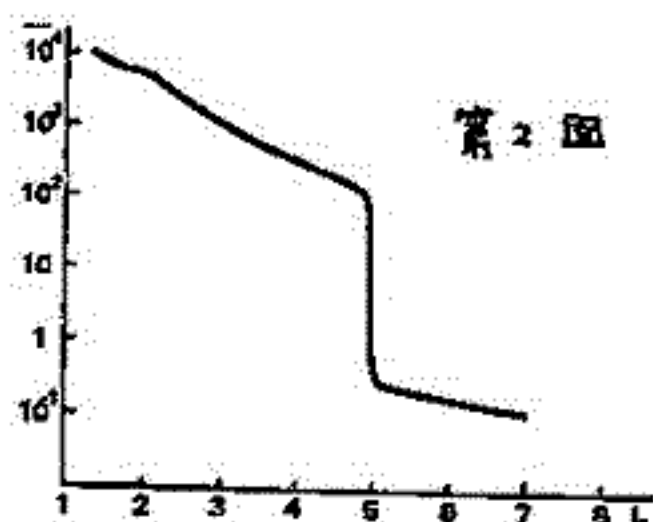
中村義勝 鬼藤忠典 渡辺成昭

郵政省電波研究所

第60回講演会においてプラズマホーズサイリダーによる得られるプラズマグラムのモデル計算結果について述べた。ここではサイリダー波がプラズマ圏を伝搬する時に、設計時に仮定している鏡面反射の仮定からどれほどずれるか、伝搬損失が鏡面反射の場合と比較してどのくらい増加するかについてモデル計算による推測を行った(第1回参照)。第2回は計算に使用した電子密度モデルで Chappell 等の CGO-5 による観測例に合わせたものである。L=6.6 の静止衛星から L=5 のプラズマホーズに向けて電波を発射した場合の計算結果を表1に示す。表において r (見かけの伝搬距離), θ , d については第1回参照。 d_0 は初期波動法線ベクトルと鏡面反射を仮定して計算した d の値、 P_0 は鏡面反射を仮定して得られる伝搬損失、 P はモデル計算で第1回に示す面積 S から得られた実際の伝搬損失である。第1表によれば、プラズマホーズで反射されるサイリダー波 ($f \leq 90 \text{ kHz}$) の伝搬損失の鏡面反射を仮定した場合に対する増加分は 6 dB ほどである。ただしプラズマ圏内部で反射される波については損失は一層増大する。第1表の計算では衛星は地磁気赤道面上にあるとした。衛星が地磁気赤道面に無い時には X モード波については第1表の値と大差ないが O モードは一層発散する傾向を示した。



第1図



第2図

第1表

Freq. (kHz)	Mode	$r (R_E)$	θ°	$d (R_E)$	$d_0 (R_E)$	d/d_0	$-10 \log(P/P_0)$
1000	O	6.2	0.1	0.19	2.2×10^{-2}	8.6	18.7 dB
1000	X	6.1	0.1	0.12	2.1×10^{-2}	5.7	15.1
500	O	5.2	0.1	0.16	1.8×10^{-2}	8.9	19.0
500	X	5.2	0.1	0.12	1.8×10^{-2}	6.7	16.5
100	O	2.6	0.1	0.025	9.1×10^{-3}	2.7	8.6
100	X	2.5	0.1	0.019	8.7×10^{-3}	2.2	6.8
80	O	1.8	0.1	0.013	6.3×10^{-3}	2.06	6.3
80	X	1.7	0.1	0.012	5.9×10^{-3}	2.03	6.1
40	O	1.7	0.1	0.012	5.9×10^{-3}	2.03	6.1
40	X	1.7	0.1	0.012	5.9×10^{-3}	2.03	6.1

荒木 倫
弘前大学教育学部自然科学科

1.はじめに

1次, 2次モード Tweek のデータから電離層の高さ h , Conductivity Parameter ω_{ri} , 伝搬距離 d を求める式を算出したのでその結果について報告する。

2.理論式の導出

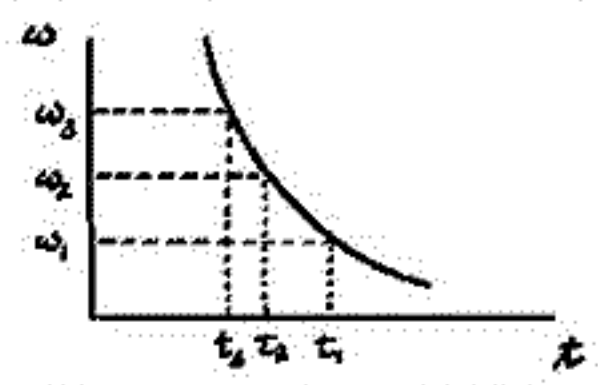
Wait の式から 2次モードと 1次モードとの伝播時間の差 $\Delta t = t_2 - t_1$ を求めると

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2}-1}{4h} \left(\frac{1}{\omega\omega_{r1}} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega h} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left[3 \left(\frac{\pi c}{\omega h} \right)^2 - 1 \right]$$

この式から Δt が零になる実 ω_x が観測から求められれば, 電離層高度 h は次の式で求められる。

$$h = \sqrt{3} \pi c / \omega_x = \sqrt{3} c / 2f_x \quad (f_x = \omega_x / 2\pi)$$

f_x と h との関係を図に示すと以下の様になる。



f_x (kHz)	h (km)
5.0	51.9
4.5	57.7
4.0	64.9
3.5	74.2
3.0	86.5
2.5	102.8
2.0	129.8

次に Conductivity Parameter は

$$\omega_{ri} = \left(\frac{\beta'Z - \beta}{\alpha - \alpha'Z} \right)^2$$

で与えられる。ここで $Z, \alpha, \alpha', \beta, \beta'$ は以下の式で与えられる。

$$Z = \frac{t_1 - t_2}{t_2 - t_3}, \quad \alpha = \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} - \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad \alpha' = \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} - \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_3 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\beta = \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_1} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2 \right]} \right] - \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right]} \right]$$

$$\beta' = \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right]} \right] - \left\{ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_3 h} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_3} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_3 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_3 h} \right)^2 \right]} \right]$$

3.伝搬距離 d は

$$d = \frac{c(t_1 - t_2)}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_1 \omega_{r1}} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_1 h} \right)^2 \right]} \right] \right\} - \left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \frac{c}{2\sqrt{2}h} \left(\frac{1}{\omega_2 \omega_{r2}} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{2 \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega_2 h} \right)^2 \right]} \right] \right\}}$$

3.結論

以上で理論式の導出は完了したが, これがらの問題として, 以上の式を使って実際のデータから h, ω_{ri}, d を求める方法について, Hardware の面から考えてみる必要がある。

またソフトの面からは, たとえば, Cross over frequency ω_x が求まるような場合には, ω_x 附近のデータを使って求める方法も可能である。この方式は 5次式の解を求めることになり, 範囲の制限から省略した。

参考文献

1. J. R. Wait, 'The Mode Theory of VLF Ionospheric Propagation for Finite Ground Conductivity', Proc. IRE, p260-267. (1959)
2. J. Ohtsu and M. Keshivagi, 'On Harmonic components of Tweeks', Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ vol 10, p58-60 (1967)
3. 大澤仁郎, '導波管理論による Tweek の数値的研究', Bulletin of the Res. Inst. of Atmos. Nagoya Univ vol 10, No1-3
4. 上田弘, 森洋介, 荒木倫, '高次モード Tweek について' 第 50 回 電磁気学会 p82 (1971)
5. 森洋介, 荒木倫, 'Tweek による Conductivity Parameter の推測' 第 51 回 電磁気学会 p30 (1972)

菊池崇 青島良子 大谷晃 加藤清治

電波研 犬吠電波観測所

極光帯を通過し、犬吠(35°42'N, 140°52'E)で観測された VLF 電波位相の日々の変動を解析した。図1は GBR (16.0 KHz, 52°22'N, 1°11'W) の位相傾斜が、4つの時刻について描かれている。この回線は極光帯の60°~65°(補正地磁気座標)を通過しており、この領域が真夜中(22^hUT)、夜明け(4^hUT)、真昼(10^hUT)、夕暮れ(16^hUT)に居るときの位相傾斜が描かれている。図の下端には、地磁気活動度指数 Kp の一日にわたる和、ΣKp が描かれている。一見してわかることは、いずれの時刻においても、夏季を除いて、20MS 程度の変動を示しており、互いに同じような変動傾向を示している。また、ΣKp と比較することにより、これらの位相変動が地磁気活動と密接に関係していることがわかる。夏季は、極光帯が昼の状態に居るため、地磁気活動による変動が、著しく減少している。これらのことから、平均的に見て、地磁気活動に伴う高エネルギー粒子の降下は、ほぼ、極光帯に集中することがわかる。また、昼間下部電離層を電離する E>250keV の電子量は少なく、夜間下部電離層を電離する E>40keV の電子は十分降下していることが推定できる。

同様の解析が OMEGA-N.DAKOTA (13.1 KHz, 46°22'N, 98°20'W) についてもなされ、同様の結果が得られた(図2)。3^hUT の位相変動中、Jan 1976 において見られる位相進みは空回すべしである。この回線のすぐ低緯度側、即ち極光帯、を通過する NLK (12.6 KHz, 48°12'N, 121°55'W) にも存在する顕著な位相進みが見られる。この他、GBR、極冠を通過する NAA (17.8 KHz) にはあまり顕著でなく、地磁気活動によるもの、局在性の擾乱が起ったと考えられる。

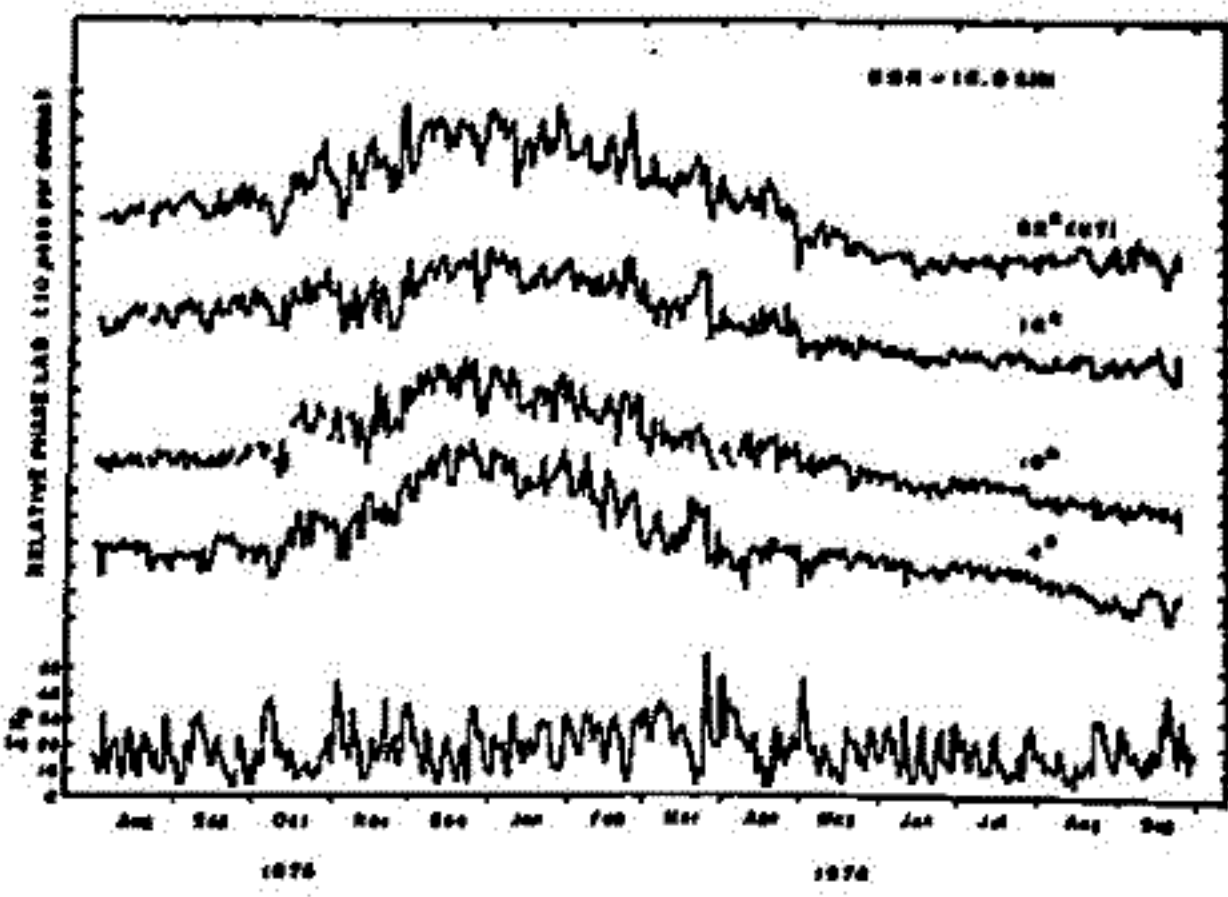


図1

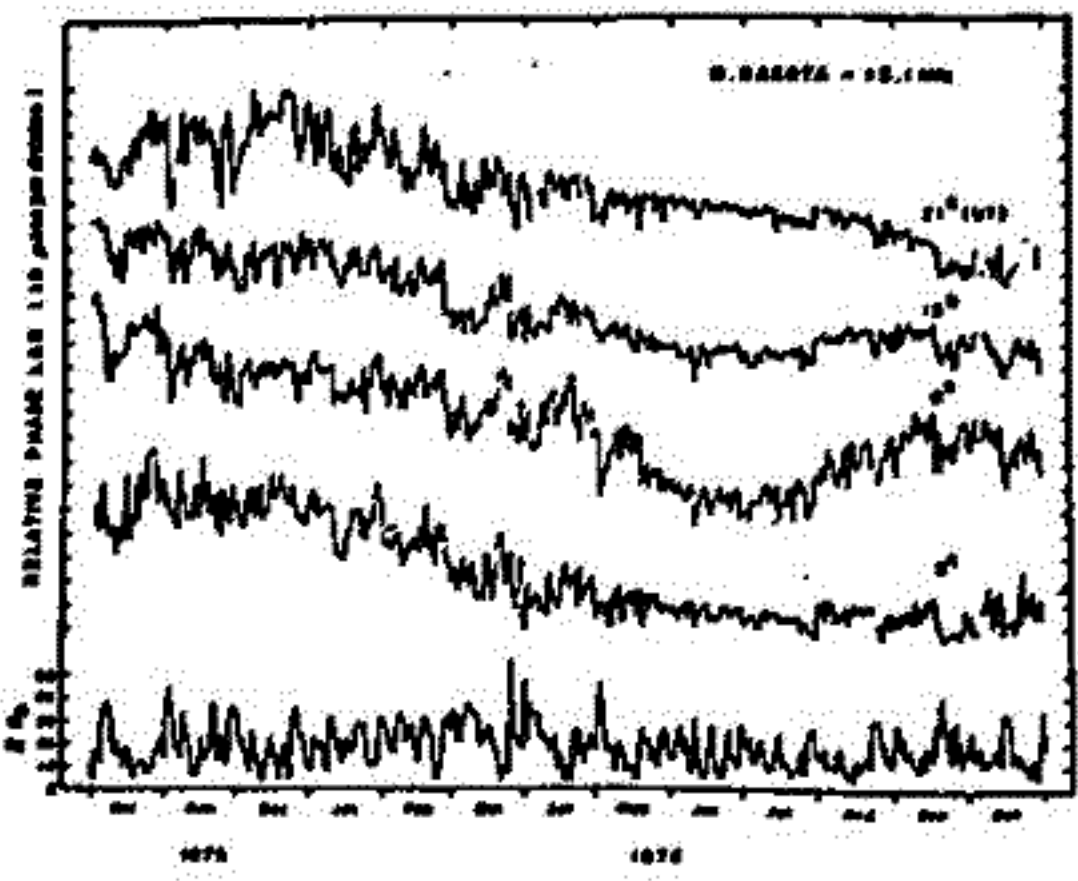


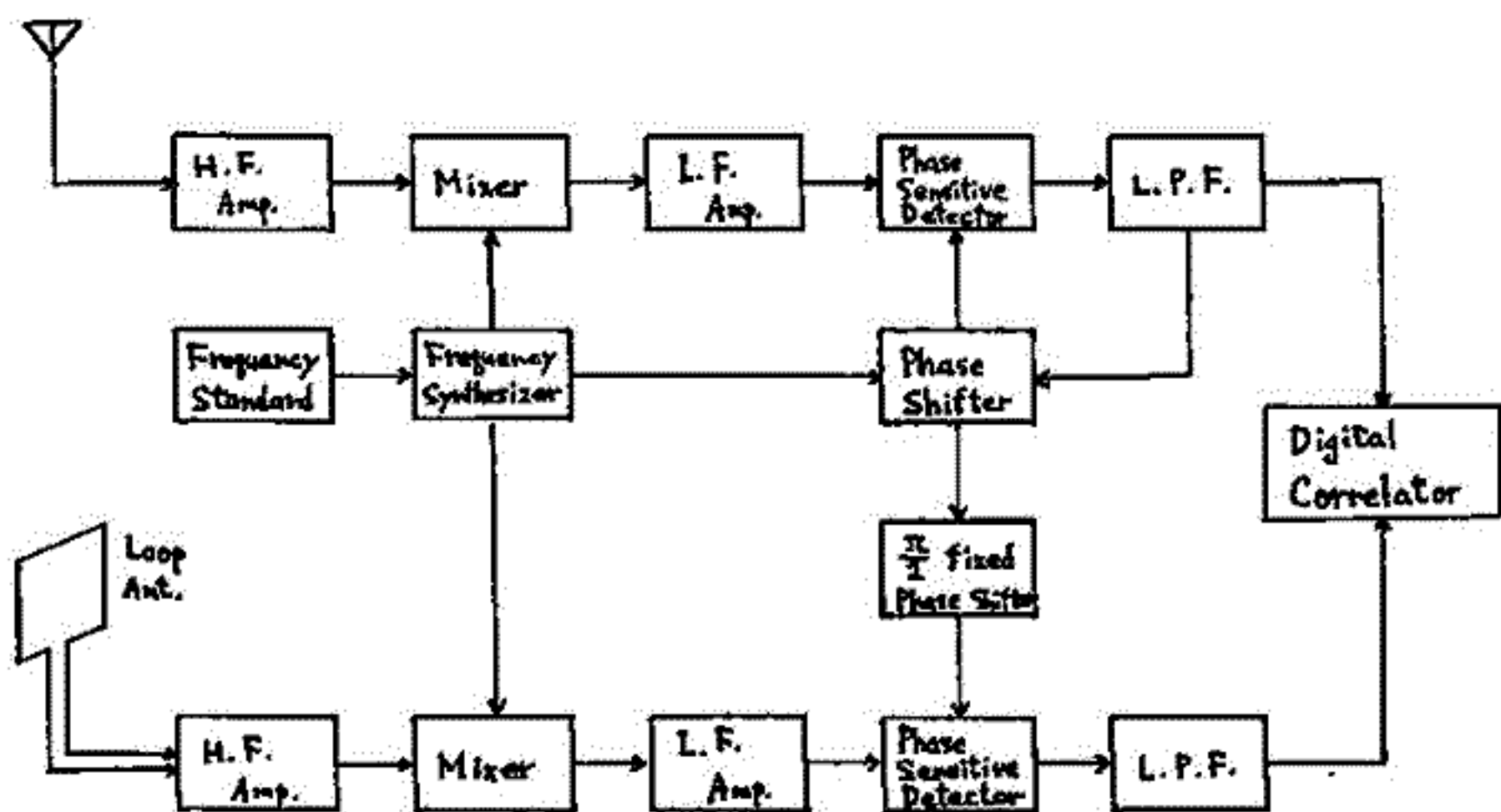
図2

長谷 良裕, 荒不 徹
(京大工学部 理学部)

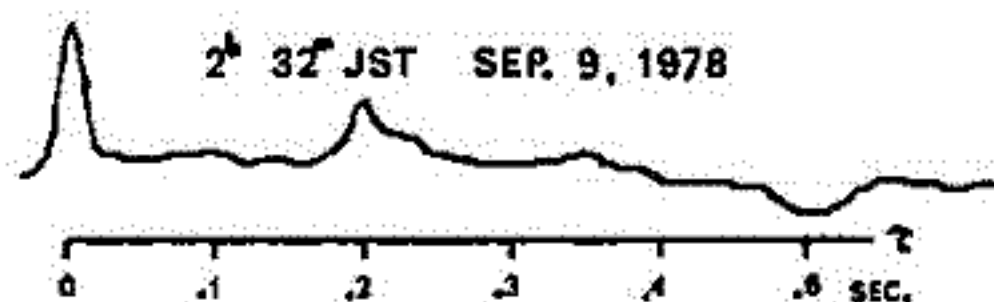
我々は、磁気圏電子密度の変化を定常的に観測する目的で、地磁気共役点に近いVLF標準電波局、NWC - 22.3 kHz のホイッスラモード波の検出を試みているが、SN比が悪いため（ホイッスラモード波に対して導波管モード波が圧倒的に強いため）特殊な方法を用いている。その方法として、(1)干渉パターン法 と (2) Cross-correlation 法の2つを試みているが、(1)干渉パターン法については、前回に報告し、喫調にデータの蓄積が少なかった。今回は(2)の Cross-correlation 法について述べる。

Cross-correlation 法用の受信機は下図のような構成で、位相追従型受信機を2台分使い、片方は導波管モード波を受け、もう一方は導波管モード最弱となる方向にループアンテナを向ける。（これによって導波管モード波は相対的に約30 dB 弱められる。）NWC局は、正確には22.25 kHz と 22.35 kHz とを数10 ms のオーダーで切り替えてある種の情報を出力しており、ホイッスラモード波は導波管モード波より若干おくれ（0.3秒程度）入ってくる。したがって、両方の受信機の位相検出出力を相関計に入れて、相互相関係数を計算してやると、ホイッスラモード波の時間おくれ（sec）に対応するところに相関係数のピークが出てくること予想され、逆にそのピークの位置を測定することによって、分散の値がわかる。故にリアルタイムの相関計を使えば、ホイッスラモード波伝播経路上の電子密度が刻々わかるわけである。

。受信機ブロック図



。観測例



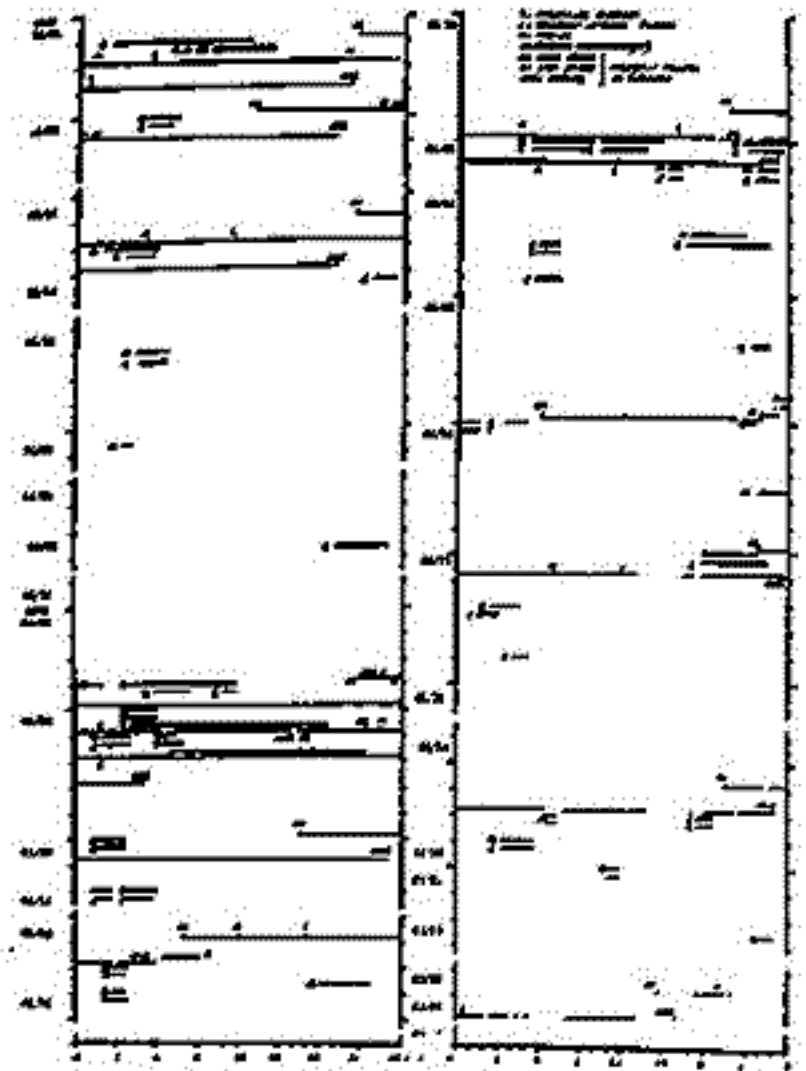
田中義人, 早川正士, 柏木瑞夫, 岩井章, 岡田敏美
名古屋大学空電研究所

1976年から3年計画で, シャンボン・ラ・ホーレ(L=2.00, フランス), ブロルフェルド(L=2.70, デンマーク), 及び, 母子里(L=1.59)でVLF放射の同時観測を行っている。主として, 地磁気嵐に伴うVLF放射の方位測定を行い, その電離層からの出口を決定し, 擾乱時のVLF放射の発生機構(プラズマポーズとの関係, リングカレントとの関係)及び, 伝ばん機構を調べることを目的である。

1977年度は, 12月より3月中旬までの107日間にあたり観測を行った。地磁気活動の上昇も認められ, 擾乱に伴ったVLF放射(Hiss)が多数観測され, 10数例のVLF放射は, 方位測定に成功し, 有意義なデータを取得することが出来た。今までの観測より, 以下の事が理解された。

- 1) VLF放射は地磁気擾乱に伴って発生したものが多し。主として, 発生時刻は朝方, しかし, 夕方にも現われる。
- 2) 欧州局では, ほとんどのVLF放射は, 同時受信されており, それらのソナグラムによるスペクトル比較, 及びロスコーダ記録の比較から同一のものと考えられる。
- 3) 方位測定が出来たVLF放射は, 各観測点の近傍の電離層を降下している。

前回は観測装置の説明と, 建報として, 数例の観測結果を示した。今回は, 欧州局で同時に方位測定が出来たVLF放射(Hiss)のデータを紹介し, それらの電離層下端高度(100 Km)の降下位置を示すとともに, 発生源位置の推定を行う。



77年度に観測されたVLF放射(Hiss)
太線: VLF放射
細線: 地磁気嵐(H-index)
B: ブロルフェルド(デンマーク)
C: シャンボン・ラ・ホーレ(フランス)
M: 母子里

Equatorial VLF emissions observed by Ariel satellites

M. Hayakawa, M. Hasegawa

(Research Institute of Atmospherics, Nagoya University)

K. Bullough

(Dept. of Physics, University of Sheffield, UK)

A.R.L. Tatnall

(Dept. of Physics, University of York, UK)

Summary

The equatorial VLF emissions as observed by the Ariel 3 and 4 satellites have been found to be well explained by assuming thunderstorm generation. They are localised in longitude to the centres of thunderstorm occurrence and they show a similar seasonal dependence to that of thunderstorms. The character of the emissions is impulsive and the observed mean/minimum and peak/mean ratios are consequently high. Many of the characteristics of the emissions can be attributed to D region absorption and propagation in the ionosphere and lower magnetosphere. Horizontal latitudinal gradients associated with the equatorial anomaly appear to enhance the probability of observing emissions, in which the anomaly acts as a one sided duct to guide waves in the whispering gallery type of mode. The spectrum of the emissions is compatible with a sub-ionospheric source and D region absorption if the source has a spectrum similar to that of a lightning discharge. In addition, the impulse data counter on Ariel 4 has demonstrated the important contribution of spherics to equatorial emissions. Ray tracing using realistic electron density profiles has confirmed the importance of the latitudinal gradients and the equatorial anomaly. There appear to be amplification or storage of a small percentage of the emissions and the latter has been shown to be feasible by ray tracing in a suitable model.

Energy calculations have shown that it is unlikely that thunderstorm emissions are the only source of the 10keV electron flux, although particle measurements are too limited to prove conclusively one way or the other.

太田 健次 馬場 清英
(中 都 工 業 大 学)

1. まえがき

ホイッスラは周波数が時間的に変化する gliding tone で一種の周波数変調信号と見做せるので Phase Locked Loop IC (以下 PLL と記す) の周波数-電圧変換特性の直線性を利用して ホイッスラを検出し分散値を測定する方式を考案し¹⁾, その有効性についてすでに発表した。²⁾

今回 PLL を 5 チャンネルに増設し 1977 年 11 月より 1978 年 3 月まで観測を行った。

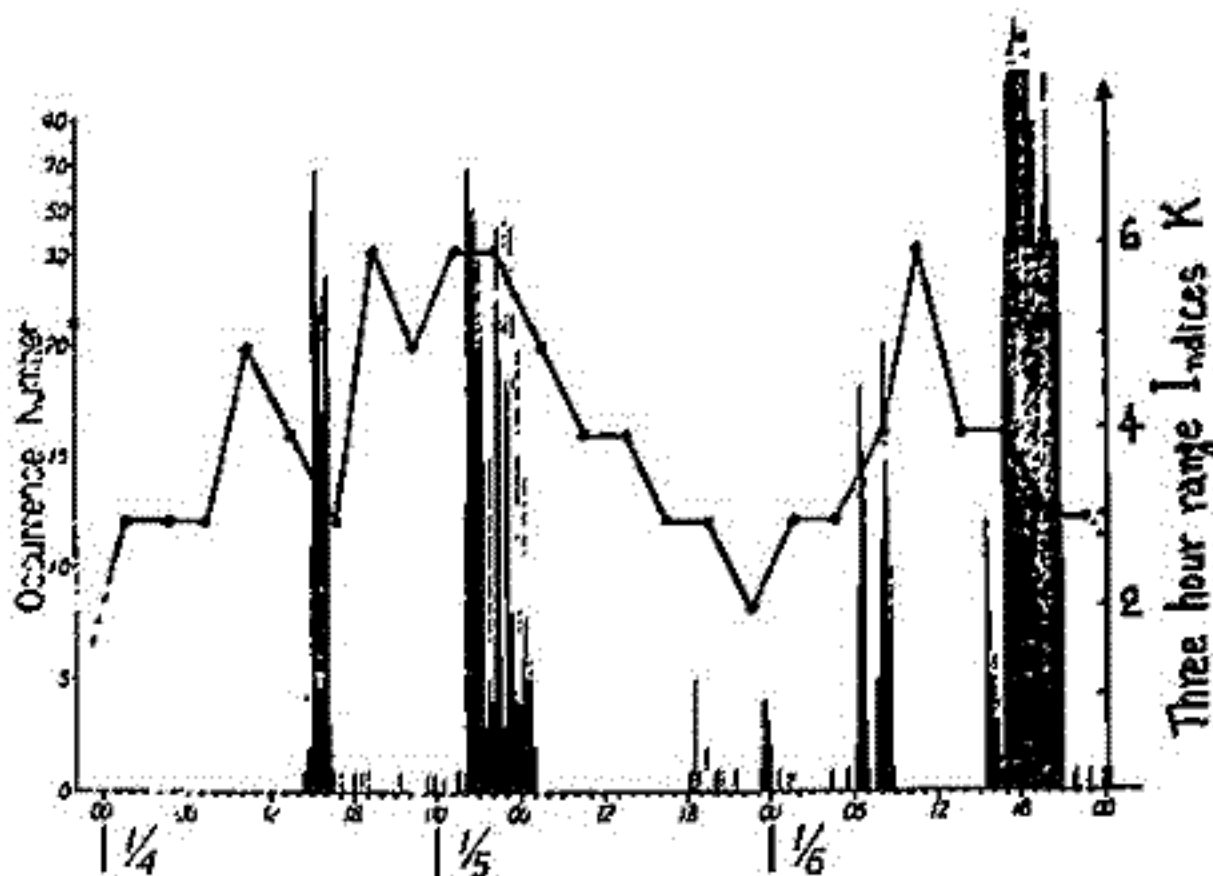
2. 観測方式

PLL の free running 周波数はホイッスラ強度の最も強い 6 kHz ~ 4 kHz に設定し, 5 チャンネルの検出方式を用いた。これにより 25% 以上の検出率が得られた。一方, 分散値測定は全チャンネルのコンビネーションを用いて ± 1 以内の細さを改良を行った。³⁾

3. 観測結果

磁気擾乱時におけるホイッスラの発生頻度, 及び分散値の変動については古くより研究されている。⁴⁾

観測期間中の比較的大きな磁気擾乱時におけるホイッスラの発生頻度変化を観測した。その一例を図に示す。ホイッスラの発生個数は 10 分間の検出個数であり K は棒図における 3 時間ごとの表示である。



[参照]

- 1) PLL を用いたホイッスラ分散値の自動計測 (電子通信学会論文誌 Vol. 59-B No. 10)
- 2) ホイッスラの自動観測 (電子通信学会論文誌 Vol. 61-B No. 6)
- 3) ホイッスラの発生頻度と分散値の自動観測 (電子通信学会 73th 総会資料 A-P77-111)
- 4) On some remarkable characteristics of whistling atmospherics (Rep. Ionosph. S. R. Japan 48 Kimpara, A)

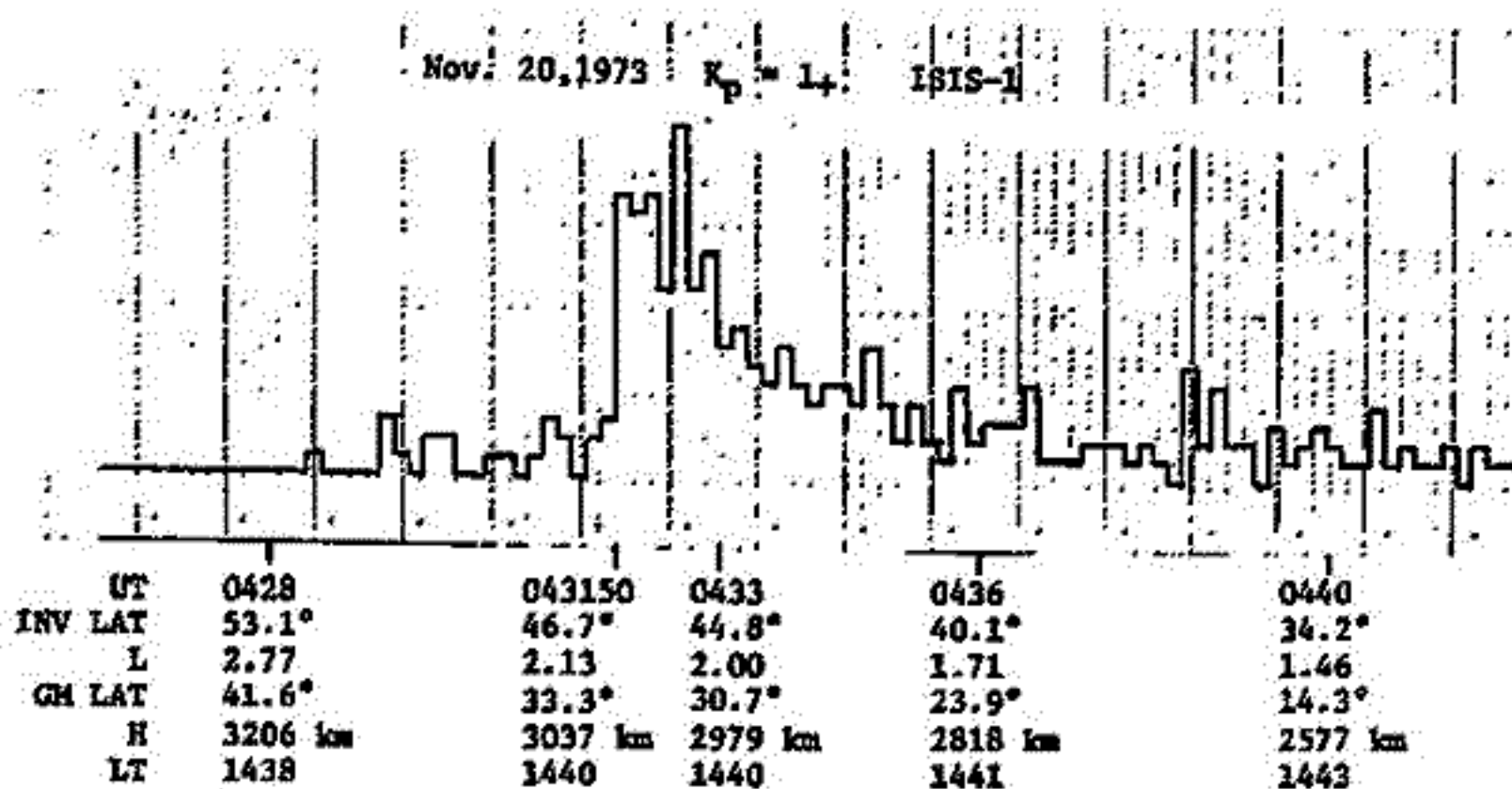
電波研究所 恩原忠典, 村上利光, 中村義勝, 渡辺成彦

鹿島でテレメータ受信したISIS-VLF電界データ (50 Hz - 30 kHz) の磁気テープ出力を、ホイストラカウンタに入れて衛星軌道に沿って観測される10秒間毎のホイストラ発生数の緯度分布を記録することを試みた。

このホイストラカウンタは名大空電研で現用中のものを、極軌道低高度衛星用に改造したもので、計数率は20個/10秒又は200個/10秒とした。磁気テープ出力を5.86, 4.66, 3.179 kHzの狭帯域フィルタを通し、その出力をそれぞれ2個の差動増幅器に入れて信号を弁別し、増幅器出力間の相関関係をゲート回路で計数し、10秒間の計数値をレジスターにたくわえて、10秒毎にチャートレコーダに記録した。なお、各フィルタのバンド幅は、

$$\Delta f_k = f_k^{3/4} \sqrt{2/D} \quad (k = 1, 2, 3; D = 30/s, 45/s, 60/s) \quad \text{とした。}$$

下図はISIS-1号によって、1973年11月20日 ($K_p = 1+$) に上部電離層で、地磁気不変緯度 $\Lambda = 53.1$ 度から 34.2 度の間でえられたホイストラ発生数の分布を示す。この例では、主に $D=45/s$ 附近のホイストラ分散をもつホイストラの発生数が計数されている。ホイストラは決して全緯度にわたって発生しているものではなく、この例では $\Lambda = 46.7^\circ - 44.8^\circ$ 間でのみホイストラが活発に起っている。



共鳴角近傍でのホイスラーモード波の伝搬への温度効果

橋本弘藏・木村翠根
(京大工)

ホイスラーモード波の伝搬に肉しては、斜め伝搬の場合にも、共鳴角 (resonance cone angle: θ_{res}) 近傍を除き、ほとんど影響を受けない。しかし、共鳴角近傍でコールドプラズマの場合には、 $\theta > \theta_{res}$ で evanescent であったのが、温度の効果を入ると、減衰項は現れるが伝搬可能となり、群速度をその方向は大きな影響を受ける。そこでこのような領域での、ホットプラズマ中での伝搬の様子について検討するため、warm plasma 近似¹⁾ と microscopic theory²⁾ を用いて検討した。近似を用いていない microscopic theory による分散式は、warm plasma 近似の check、減衰係数および偏波の計算等に用いた。

図1、2は、プラズマ周波数とサイクロトロニ周波数の比 $f_p/f_H = 3$ の場合には、波の周波数 $f/f_H = 0.3$ および 0.88 の場合について、電子温度をパラメータとした wave normal angle θ と ray direction ($\theta + \alpha$) の関係を示す。ただし、 n を屈折率として、

$$\alpha = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \theta}$$

である。図1のように、周波数の低い場合には、ray direction は、温度が高いほど、磁力線に沿う傾向となる。減衰係数は、当然 θ が大きいほど大となるが、温度による変化はあまりない。図2のように周波数の高い場合には、温度が高いほど ray direction は磁力線から離れる傾向にあり、温度依存性も大きい (両図の各軸のスケールに注意)。減衰係数も温度により大きく異なる。どちらの場合にも、このような領域での、Eベクトル方向の電場成分が完全に卓越した、正波となっている。ray tracing を行った場合、温度の効果が見られるのは周波数の高い場合のみであった³⁾。このことから言える。偏波や減衰係数 (temporal および spatial) 等についても述べる。

1) Sitenko and Stepanov, J.E.T.P., 5, 512 (1957). 2) Stix, "The Theory of Plasma Waves", (1962). 3) Hashimoto, Kimura and Kumagai, Planet. Space Sci., 25, 891 (1977).

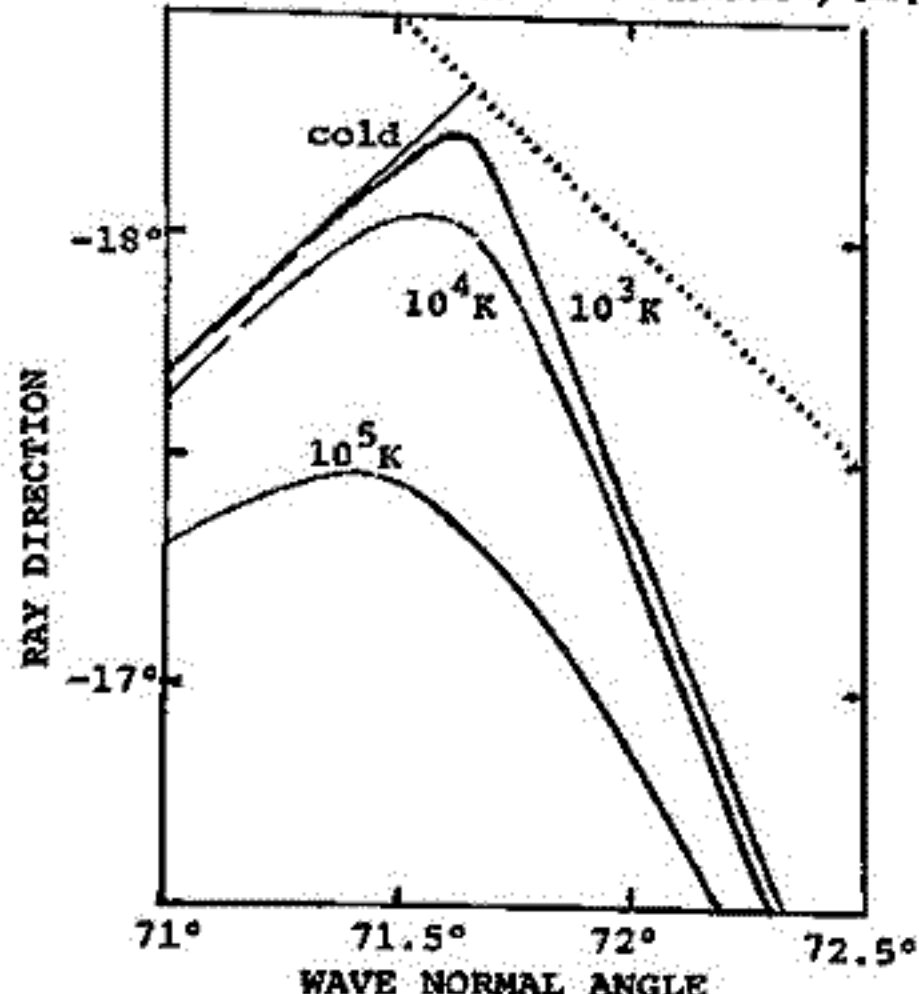


図1 $f = 0.3 f_H$ の場合

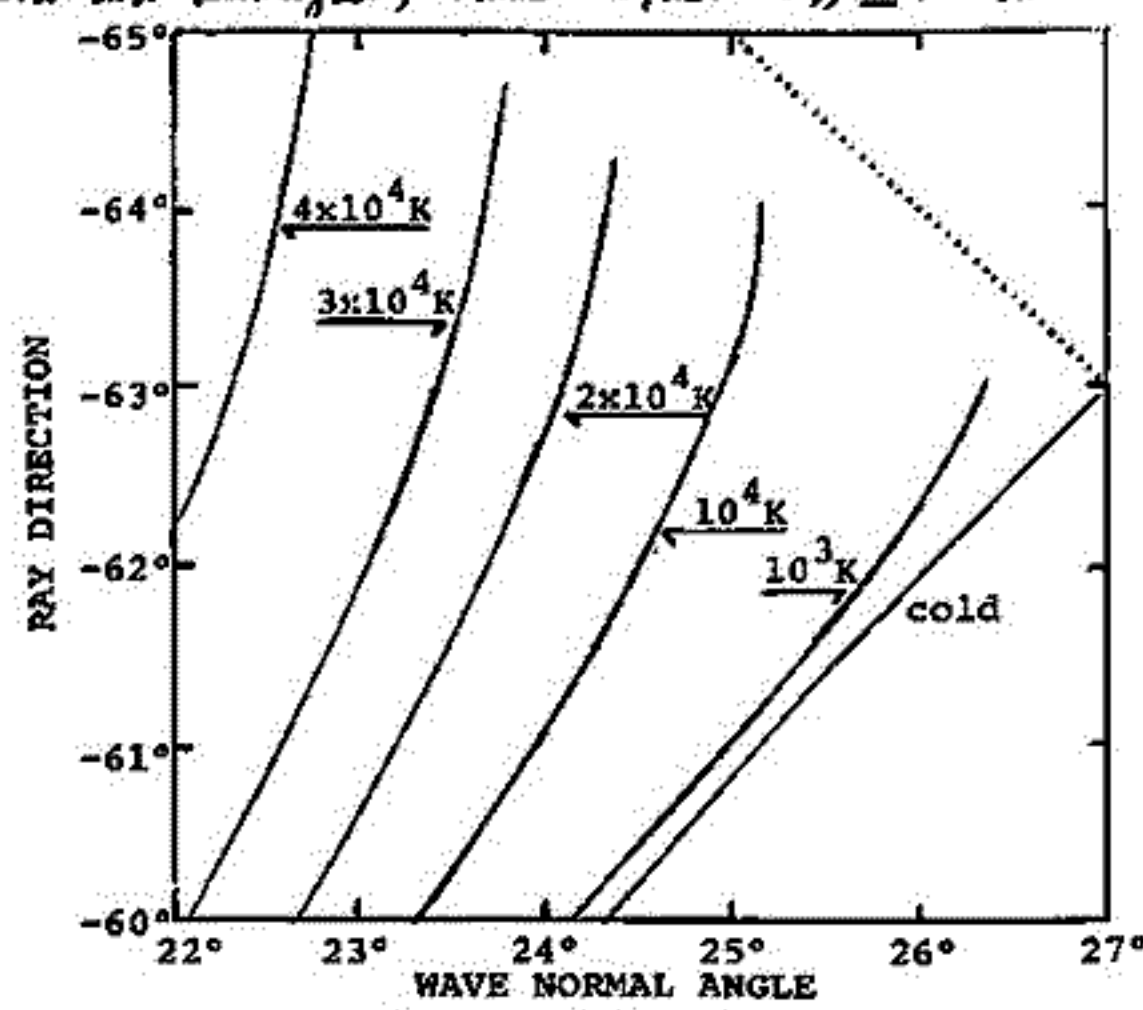


図2 $f = 0.88 f_H$ の場合

17P-111

イオンホイスラーの Attenuation Band

と電離圏上部構造

渡辺 茂昭, 恩藤 忠典

電波研究所

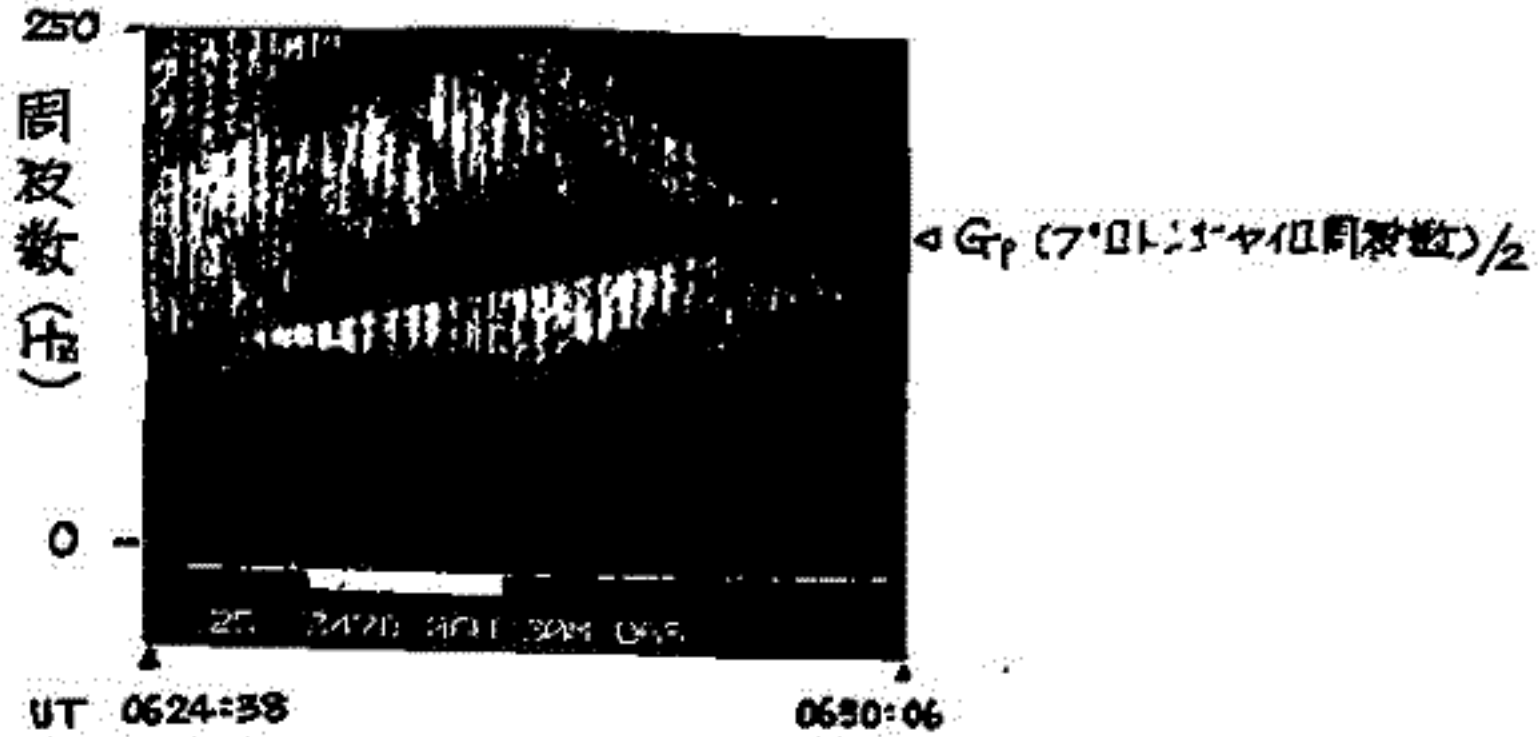
赤道越えのイオンホイスラーは、日本周辺経度で、北半球に限れば赤道より約21°Nまでの向観測される。時々これは、30°Nまで伸びる事もある。

ISIS 衛星は、上部電離圏高度を飛ぶので、おおよそ5~6分でこの領域(0~21°N)を通過する。Digital Memory を有する Display 装置によってこの領域のダイナミックスペクトルを時間圧縮したものが下図である。赤道越えイオンホイスラーは、くまびき状になってあらわれる。個々の微細な、通常見られているダイナミックスペクトルのパターンは横方向(時間方向)に圧縮され、昼間の Low Pass Filter でならされた様になり、つぶれて前後と共通なものだけが特に目につくようになる。

この時間圧縮のダイナミックスペクトルより、振山の、縞状の Attenuation Band が見いだされた。この縞は、緯度が高くなるにつれ周波数も高くなり、電子ホイスラーの Whistler Striation (Kimura 1970) と傾向は似ている。しかし下記の事から、Whistler Striation とイオンホイスラーの attenuation Band とは異った機構によるものと思われる。

- ① 周波数域の違い Whistler striation $\omega > \omega_p$ イオンホイスラーの Attenuation Band $\omega < \omega_p$
- ② 縞になるのは 強い部分 弱い部分
- ③ Whistler striation とイオンホイスラーの Attenuation Band の縞は、必ずしも同時発生しない。(相関は認められない)

この Attenuation Band の縞を作り出す原因は、上部電離圏で磁力線沿いの、管 or 面状に発達した Field Aligned Irregularity によって赤道越えのイオンホイスラーの強弱が出来たものと解する事が出来る。



(層の上部から入射した場合)

長野勇 橋本正壽 山川秀雄 木村繁根 山岸久夫
(金大工) (京大工)

1はじめに 極地帯におけるVLF帯波動現象にコーラスヒビスがあり、これと関連したロケット観測や実験の結果がこれまでにいくつか報告されている⁽¹⁾。本報告では、これらのデータ解析の一手段としてVLF伝搬、電磁波モードの結合を調べるのに必要な水平層状プラズマ媒質中における電磁界、反射係数等の厳密解の数値計算方法とその例について報告する。

2計算方法 均質多層媒質法を用いて層の下方から平面波が入射した場合の電磁界計算法はすでに得られているが、これを上方から平面波が入射する場合にも応用した。詳しい式の誘導及び計算法は文献(2)とはほぼ同じであり、初期値に關しては次のようにした。図1に示すように角度 θ_i で入射したホイストラモードの波は異方性媒質中では4つの特性波で表わされる。そのうち右旋(R)と左旋(L)の2つの下降波が電離層を通過して、自由空間では1つの波となり、角度 θ_t で抜ける。この透過波から初期値を作る場合、二通りある。入射時から透過するまでの各モードの持続、並びに透過波の物理的な性質を明らかにするためにRモードとLモードにつながらる2つの電磁界ベクトルを印した。

3計算結果 数値計算には、図2の電離層モデルを採った。波面法線は極磁子午面内にあり方位角 $\chi=0^\circ$ 地球磁場は2軸から 22° (dip angle = 68°)を用いている。図3と図4によれば、透過可能な角度には限界があり、この角度を越すと反射係数は増大することがわかる。図4に示された矢印は、幾何光学的に求めた限界角 θ_c (transmission cone)⁽¹⁾であり、fullwave的に得られた結果とよく似た角度差で程一致するが、周波数が高くなるとその差は大きくなる。図5は5kHzで透過する場合($\theta_i=8^\circ < \theta_c=9.5^\circ$)と *wavescut* の場合($\theta_i=10^\circ > \theta_c$)の電界分布を示し $\theta_i=10^\circ$ の時には分反射による定在波の立つのが見られ、また 82km 付近に反射点があると考えられる。

4まとめ 以上のfullwave的な計算の結果、transmission cone現象が認められた。そして界分布においては定在波現象が起ることも分った。この取扱は、物理的な結果を手とており、イオンを含んだより現実的なモデルによる解析にも応用できる。

参考文献 (1) 木村等, 兩種に於けるVLF放射の特性とロケット観測 AP77-54 (2) I. Nagano et al., Radio Sci. Vol 10 1975

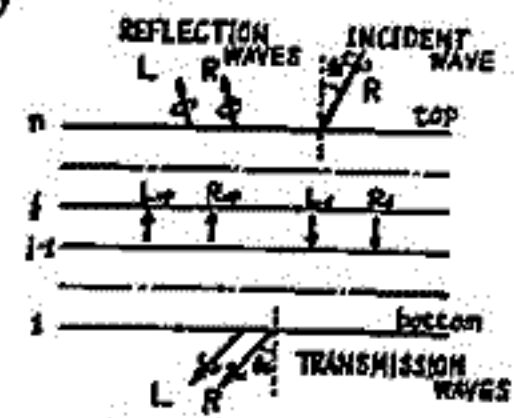


図1 均質多層媒質中の電磁界

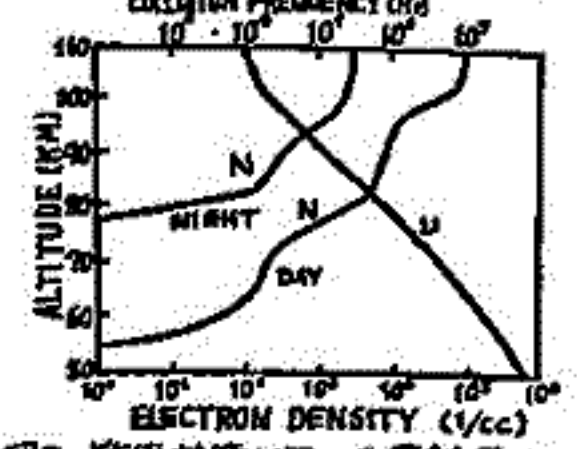


図2 数値計算に用いた電離層モデル $\chi=0^\circ$ DP= 68° $f=01-50\text{MHz}$

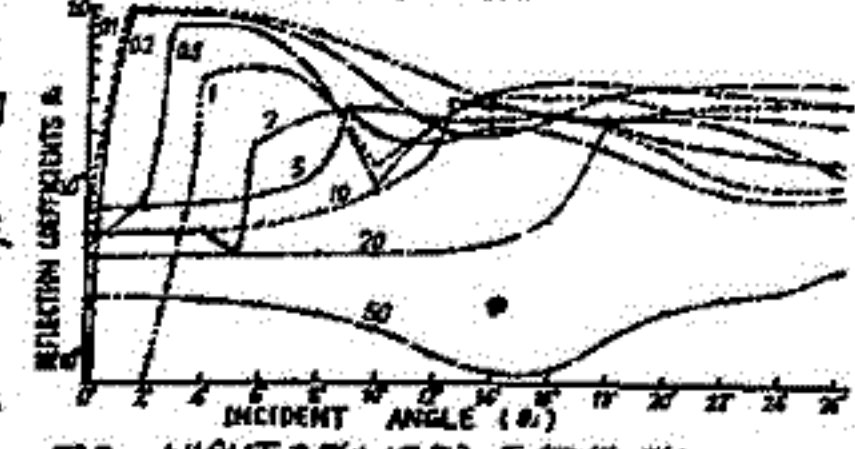


図3 NIGHTモデルによる反射係数 $\chi=0^\circ$ DP= 68°

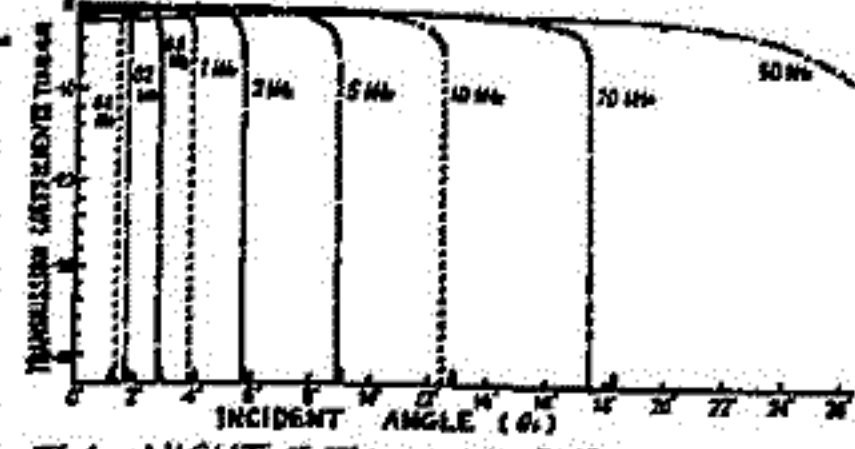


図4 NIGHTモデルによる透過係数

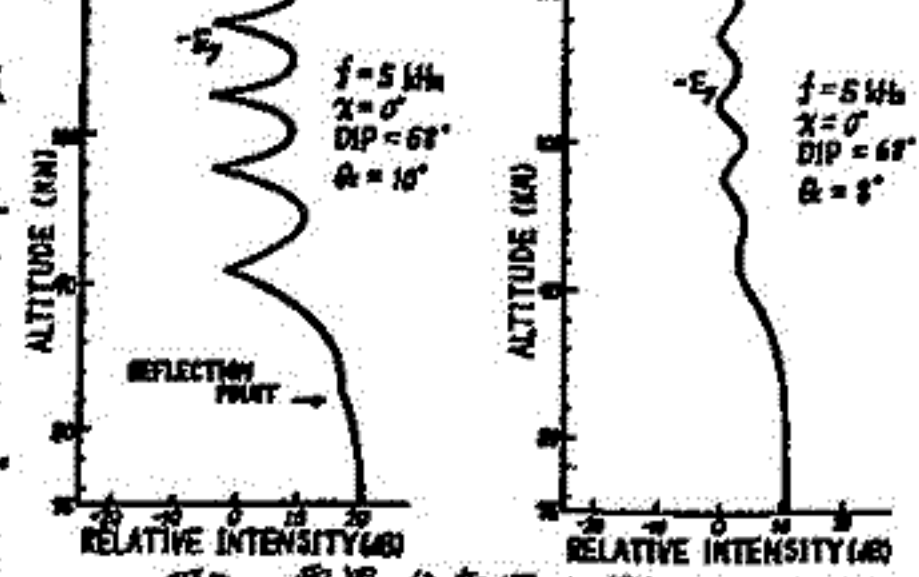


図5 層界分布図の例

京都大学 工学部 松本 紘

A review is given of both experimental and theoretical aspects of coherent nonlinear effects in the whistler-mode interactions in the magnetosphere. Among various nonlinear wave-wave and wave-particle interactions in the magnetosphere, the whistler-mode interaction appears to be one of the most exciting phenomena which have been observed in space plasmas but not in laboratory plasmas. The present review may be far from complete since much of the research, both theoretical and experimental, is still in progress. Given the limitations of time and space, the present article will attempt to cover the following subjects:

- (1) A brief history of the study of VLF triggered emissions in the magnetosphere.
- (2) Recent results of the artificial VLF wave injection experiments with stress on the observed emission characteristics which need to be explained by theoretical work including effects of power-line harmonic radiation on the observed triggered emissions.
- (3) Nonlinear behavior of resonant particles in a monochromatic or quasi-monochromatic whistler wave ----- basic concepts of the nonlinear interaction in the whistler mode.
- (4) Theory of nonlinear interaction of quasi-monochromatic whistler wave in homogeneous and inhomogeneous plasmas.
- (5) Computer simulations relevant to the nonlinear whistler-mode interactions.
- (6) Some suggestions for future work.

巻田和男

東大・理

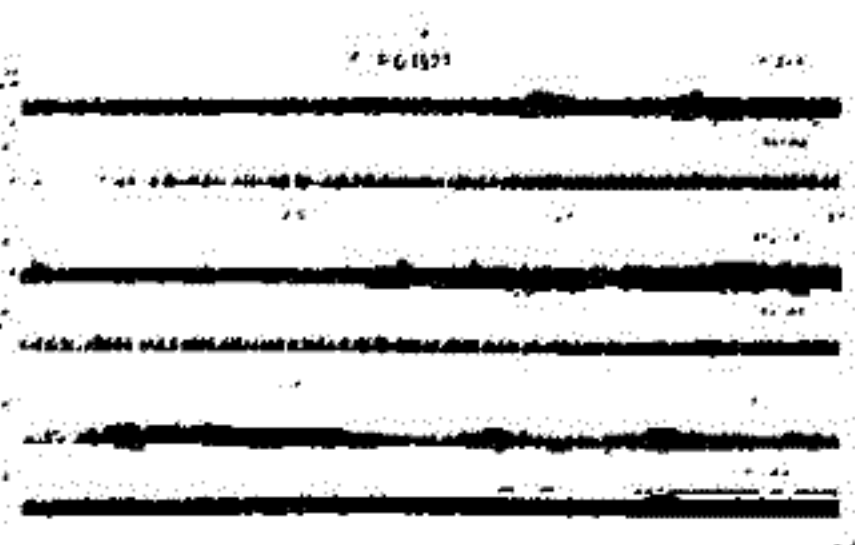
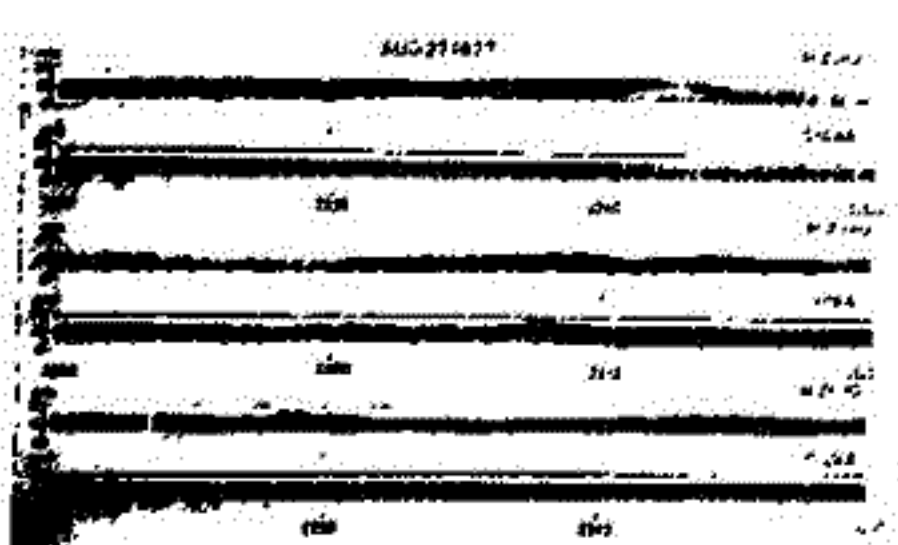
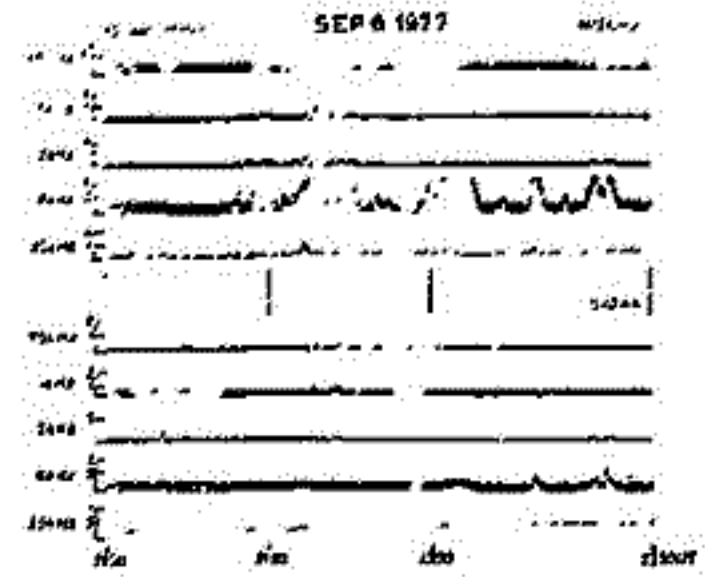
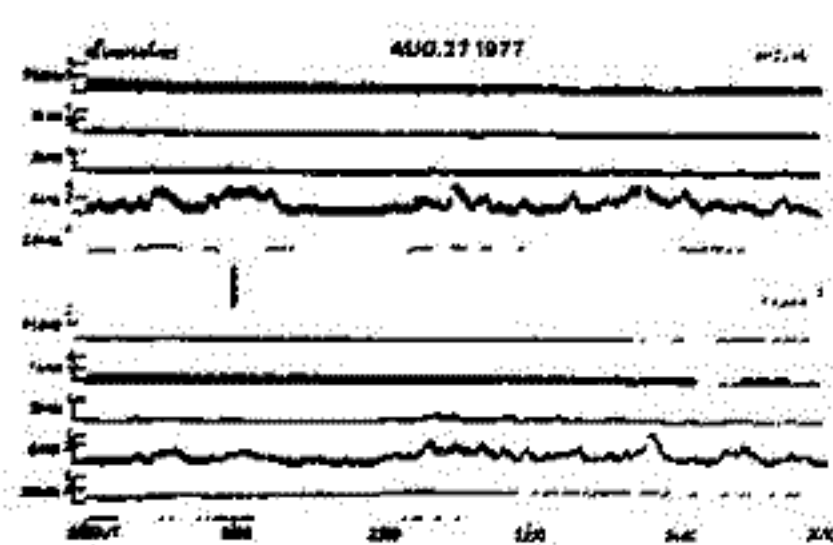
南極のみずほ基地及び昭和基地の2点に於ける、VLF同時観測は1977年、6月より開始された。1977年には通年観測も行なわれた。みずほと昭和基地は地球磁緯度に沿ってほぼ260km離れ、共にオーロラ帯に位置している。2点に於けるVLF観測は、同機種・同性能のブリ・メインアンプ、フィルター等を用いて行なわれた。

ところでオーロラ・ヒス現象はコーラス現象に比べて、局在化していること或何人かの人々により指摘されてきた (Srivastava, 1976 等)。我々が得た観測結果について、コーラス現象は単純な周波数スペクトルで多少異なることとほぼ似たような出現頻度や強度を示す。オーロラ・ヒス現象は2点間の強度等に応じて相異みられること及び、よりしてきた。我々は2点を観測された1年半余りのオーロラ・ヒスのデータを用い、統計及び個々の例に於ける比較を行なった。以下その結果と観測データを示しておく。

- 1) オーロラ・ヒスの季節及び日変化については2点を並べると大きな差はない。
- 2) 2点でのヒス・スペクトラムは似ていることが多いが、強度に於いて差が見られる。
- 3) Narrow-band continuous hiss (帯域10kHz) は2点でスペクトラム、強度が似ている。
- Wide-band impulsive hiss (帯域100kHz) は1点でしか見られない場合がある。

このようにみずほ及び昭和基地の2点でのオーロラ・ヒスの出現頻度は統計的にみると、大きな差は見られないが、個々の現象の強度変化は2点で必ずしも一致しない。特に impulsive hiss はこの傾向がある。このような強度変化の差は発生に関与する粒子のふり込み速度や変動や伝播条件等が複雑に関与していると思われる。

ここで解析したデータは主に1977年南極観測隊の皆様の御努力により得られたデータであり、ここに改めて感謝致します。



17P-I15

S-210JA-20, 21号機で観測された オーロラ ヒス

松尾敏郎・木村智根・鎌田哲夫,
(京大・工) (名大空電研)

オ17次南極観測隊によるロケット実験で、VLF受信機(0.1~10kHz)を搭載したS-210JA-20, 21号機によりオーロラヒスが観測された。20, 21号機はそれぞれ、1976年6月24日, 23時LT, 同年7月26日, 03時LTに発射され発射時にはいずれも diffuse aurora が昭和基地上空に出現しており、両機ともオーロラに命中した。

搭載観測装置 20, 21号機ともほぼ同様の性能を有し、センサーとして tip-to-tip 2.4x2.4mのダイポールアンテナとフェライトコアのループアンテナが用いられた。アンテナ切換のタイムシーケンスはループ[L], No Biasのダイポール[D(0)], 3V DC Bias印加[D(3)]のダイポールの順で、それぞれ5秒間ずつ観測し地上へ伝送された。

観測結果 20号機で観測されたVLFスペクトラムを図1に示す。D(0), D(3)側では約4kHz以上にブロードで且つ、Spin Modulationを受けたEmissionが見られるが、この図を見る限りL側ではEmissionは弱くはっきりしない。しかしソナグラフの結果を見るとL側でも弱いEmissionが観測されているのが確認されたので、この波動はオーロラヒスと考えられる。同時搭載の電子密度測定器(NEL)のデータから伝播率を求めるとD(3)とLの強度比は、このオーロラヒスがほぼwhistler modeで伝播していることがわかった。又、3kHz以下のEmissionは群発的なものと考えられ、中一を記した箇所ではNELがプローブに直流電圧を印加した時に一致し、群発的成分が消えていることがわかる。

物語 この実験は国立極地研究所の特別事業として行なわれたもので、ロケット打上げ及びデータ取得は17次南極観測隊(芳野隊長, 平沢副隊長)の隊員の方々の御努力で済ませることができ、厚く感謝の意を表す。

参考文献
木村・松尾, 山岸, 鎌田「南極に於けるVLF帯打ち上げスペクトルのロケット観測」
宇宙技術報, AP77-54

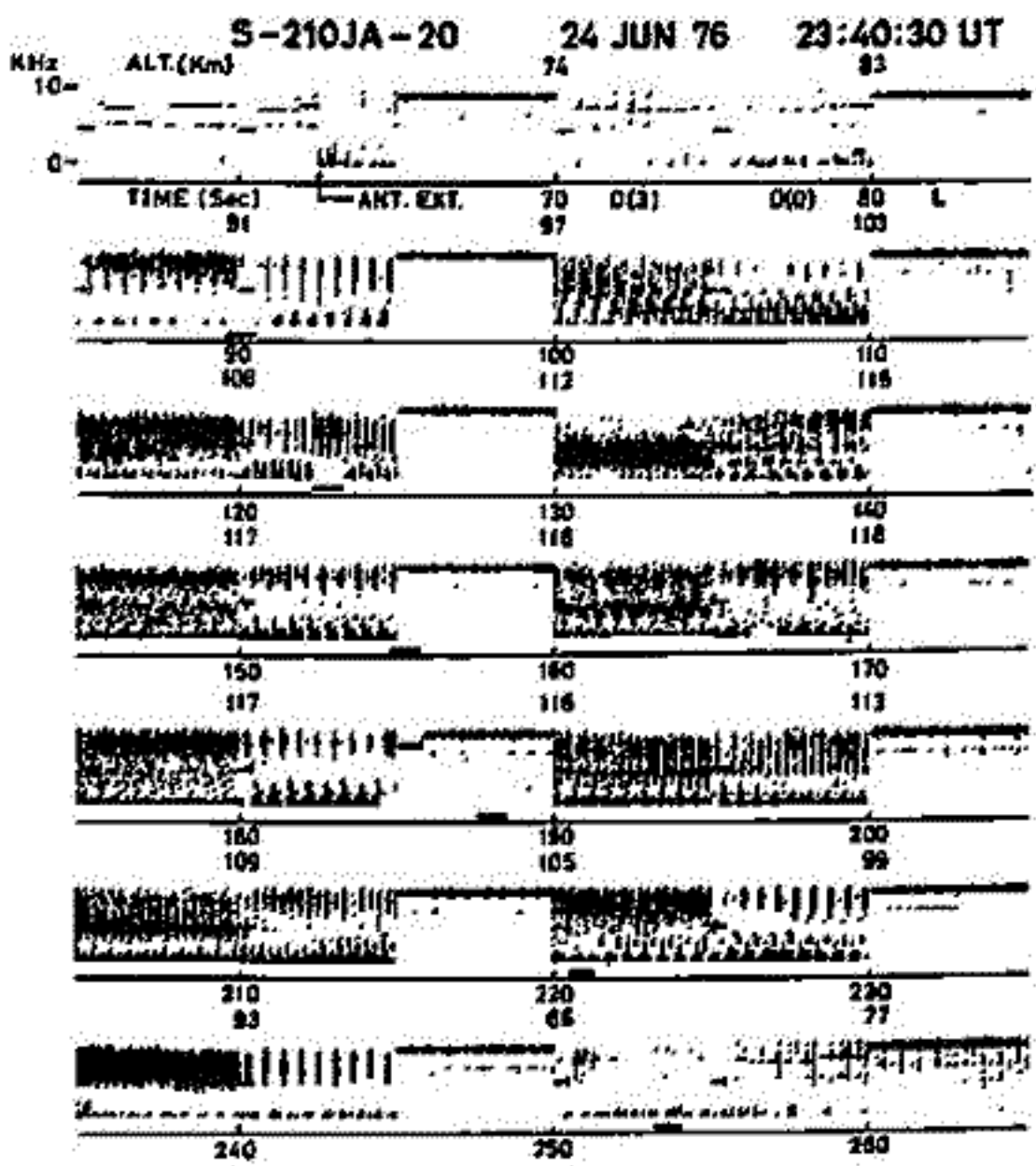


図1, 20号機で観測されたVLFスペクトラム。

ソーサー及びホイッスラーの発生領域(II)

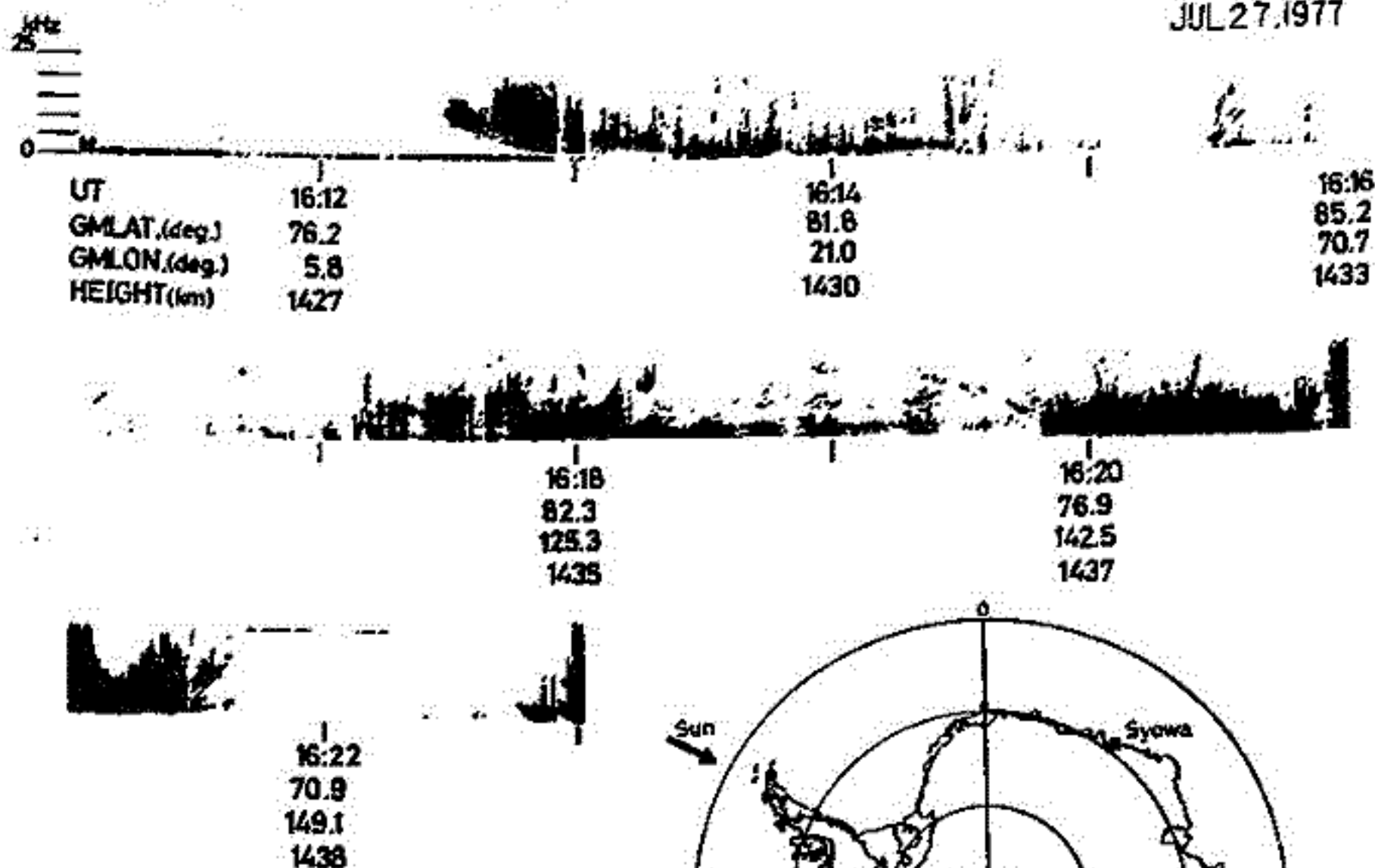
岩瀬政之, 尾崎孝之, 芳野超夫, 佐藤夏雄, 福西浩
(電気通信大) (極地研)

1976年4月から1978年2月まで南極昭和基地で受信したISIS衛星のVLFデータの解析を行なった。解析した軌道数はISIS-1が118軌道, ISIS-2が155軌道である。解析は全軌道のf-cスペクトルを作製し, そのスペクトル型からVLFヒス, ソーサー及びホイッスラーを選び出した。先回の学会では1年分のデータを用いて各エミッションの発生領域の緯度, MLT, 季節変化, 高度分布の統計結果を報告した。今回は, さらにもう1年分のデータを加算し, 密な統計解析を行なうとともに, 地磁気活動度と発生領域との関係や, 日照効果にともなう密度変化との関係を調べた。

VLFソーサーの観測される緯度と地磁気活動度との関係は,

- i) Quiet ($0 \leq K_p < 2$) 時の夜間では $65^\circ \sim 75^\circ$ に発生頻度最大になるが 80° 付近にも観測される。特に昼間付近では magnetic pole 付近まで観測される。
(下図には $K_p = 0+$ の静穏時に観測されたソーサーのスペクトルと軌道を示す。)
- ii) Disturbed ($K_p > 3$) 時の夜間の発生頻度最大は 70° より少し低緯度側であるが, 60° 付近まで観測されることがある。

JUL 27, 1977



ISIS-2 (Rev. No. 20257)

大塚 寛, 近藤哲朗
(東北大・理)

〔序〕 木星デカメートル波放射の出現頻度は、木星中央子午線経度 (CML) 依存性のあることが知られている (第1回参照)。そこで、この出現頻度分布を説明するために、デカメートル波放射源は木星表面近くの極域であり、さらに放射は磁力線に対して直角方向に最も効率よく行なわれるという理論⁽¹⁾に基づき、パイオニア11号によって求められた GSFC-O4 モデル磁場⁽²⁾を用いて電波源の大きさを CML の関数として計算した。その結果を第2回に示すが、南半球を主電波源とする理論⁽¹⁾の予測どおり、実際の出現頻度分布と、きわめて良い一致を得た。

〔計算方法〕 木星磁場の磁気ポテンシャルは、極座標 (r, θ, ϕ) を用いる時、次式で表わされる。

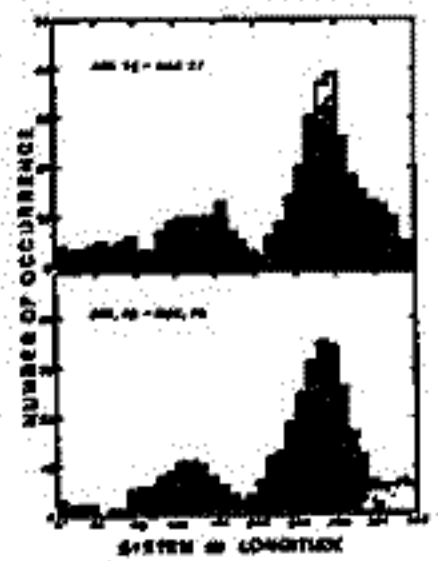
$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}$$

n	m	g_n^m	h_n^m
1	0	+4.22	+0.562
2	0	-0.442	
2	1	-0.203	-0.037
2	2	-0.871	-0.402
3	0	+0.331	
3	1	-0.233	-0.463
3	2	-0.357	+0.096
3	3	+0.306	+0.233
3	3	-0.292	

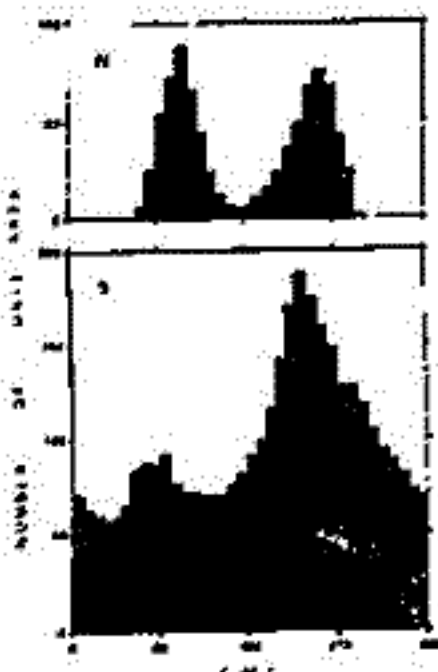
表1. GSFC-O4 モデル

ただし a は木星半径 71372 Km である。使用した GSFC-O4 モデルではガウス係数は3次まで与えられる (表1参照)。まず、この理論では伏角の絶対値が 80° から 90° の極域でエネルギー注入があると仮定し、さらに磁力線と地球方向のなす角度が 80° から 100° (放射は磁力線に直角方向に最も効率よく起こる) の領域の面積を、CML を 10° ずつ変えて求め出現頻度に比例するとした。具体的な面積の計算方法は、木星の南北両半球を 101×101 の正方形におさまる円として、前述の条件を満たしている領域の個数を求めた。

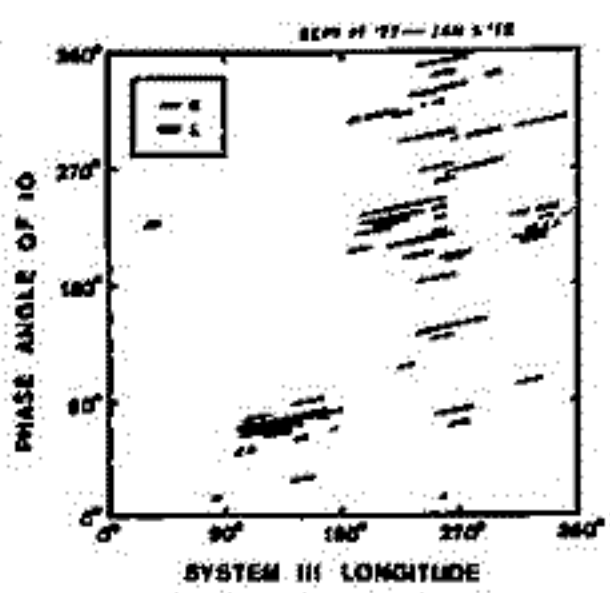
〔結果〕 前章で述べた方法に基づいて、デカメートル波放射出現頻度分布を計算した結果を第2回に示す。計算は木星表面 (高度 0 Km) で行なった。第1回と第2回を比較する時、木星デカメートル波放射出現頻度分布の観測結果は、南半球の出現頻度理論計算結果と良い一致を示している。さらにデカメートル波の偏波観測結果、主電波源はすべて右旋偏波であり、左旋偏波は I_0 に関係した電波源にのみみられる (第3回参照) という事実と、今回の出現頻度理論計算結果とから、北半球より左旋偏波、南半球より右旋偏波が発生していると推論される。



第1回 木星デカメートル波出現頻度分布



第2回 出現頻度理論計算結果



第3回 偏波観測結果

(1) Oya, H., Origin of Jovian decameter wave emissions - conversion from the electron cyclotron plasma wave to the ordinary mode electromagnetic wave, P.S.S. 22, 687-708 (1974)

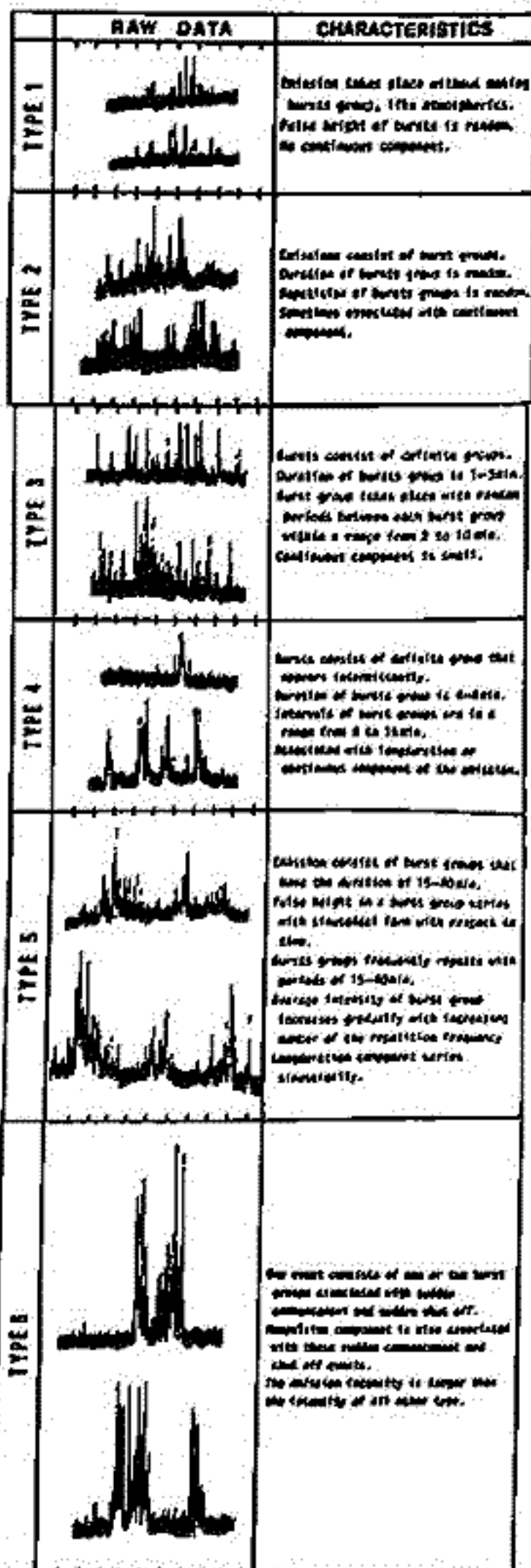
(2) Acuna, M.H. and N.F. Ness
The Main Magnetic Field of Jupiter
J.G.R. 81, 2919-2922 (1976)

森岡 昭, 大塚 寛
東北大理

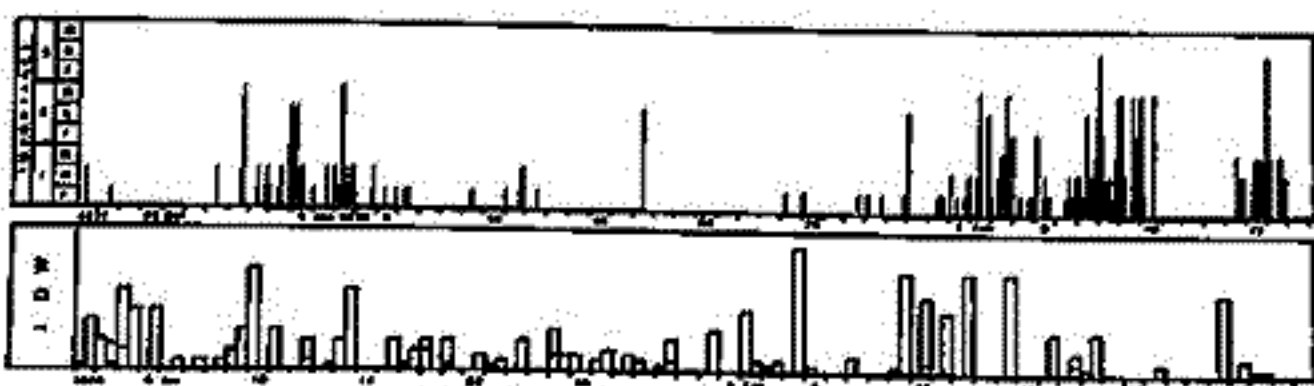
§1. 序 木星デカメータ波放射の強度変動の特性を Morphological に分類すると6つのタイプに大別される(図1参照)。この分類された各々のタイプは単に受信されたデカメータ波強度記録波形が特長的な6つのグループに分けられるというだけでなく強度分布, 継続時間分布および CML- I_0 phase angle ダイアグラムでの出現特性にも分類されたタイプ毎に特長をもち, デカメータ波発生に関する情報をもっているものと考えられる。今回はこの6つのタイプの放射のうち Type 5, Type 6 の大きな burst は solar flare に伴う高速プラズマ流が木星に到達したときに発生することを示す。

§2. Solar flare とデカメータ波放射 このまでの成り解から木星デカメータ波は太陽と共回転する太陽風の擾乱域によって enhance されることが明らかになった。もう一つの惑星間空間の大きな擾乱として solar flare にもなる高速プラズマ流がある。この高速プラズマ流が木星磁気圏と直撃したときのデカメータ波放射特性を調べるため, solar flare と木星デカメータ波の相関を示したのが第2図である。第2図上段には木星から見た中央日面経度 $\pm 30^\circ$ の範囲に発生した flare を示し, 下段は上段に対して11日間の長さだけシフトされた木星デカメータ波データを示す。1978年1月前後のフレア一群に対して11日間の delay をもって大きな強度をもつ木星デカメータ波が良い相関を示し2月1日以降のフレア一群に対しては13日位の delay で良い相関を示している。

§3. まとめ 木星デカメータ波は solar flare によって強く enhance されることが明らかになった。すなわち flare に伴う高速プラズマ流は木星磁気圏に大きな擾乱を与え, その一部のエネルギーがデカメータ波として放射される。また木星より放射されている高エネルギー粒子もおそらく solar flare のような大きな擾乱の結果であろうと考えられる。



第1図



第2図

木星デカメータ波のダイナミックスペクトラム観測

森岡 昭, 三浦俊一, 近藤哲朗, 近藤 実, 大家 寛
(東北大・理)

§1. 序

木星デカメータ波放射の周波数・時間変動を知ることは、偏波の観測と並んで、その放射機構を明らかにするために重要である。これまでの狭帯域で受信したデカメータ波の強度変動の解析では、デカメータ波バーストはさまざまなタイムスケールの時間変動をしていることがわかった。今回は広帯域受信システムを完成させ、木星デカメータ波のダイナミックスペクトラム観測を行い、木星デカメータ波の強度の時間変動及び周波数時間変動を議論する。

§2. 強度変動の解析結果

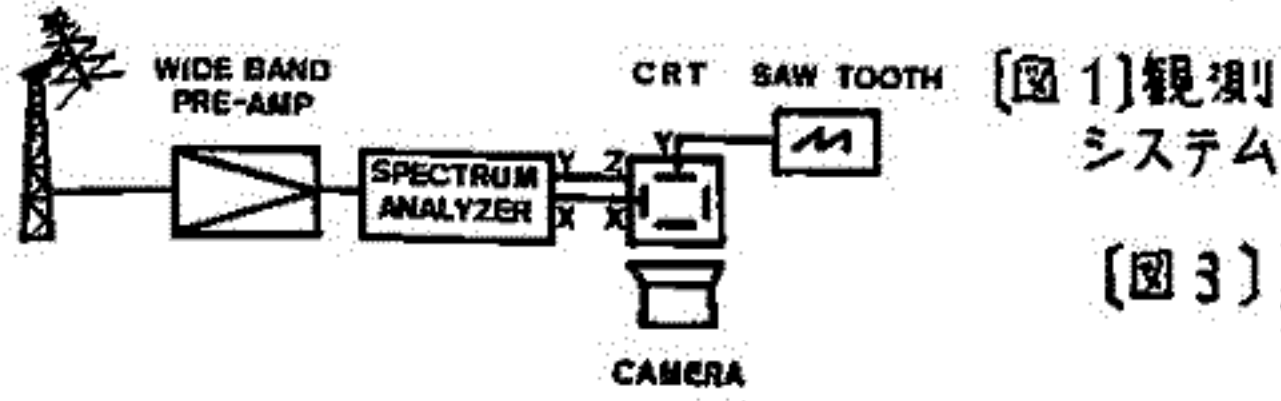
強度変動記録の周波数スペクトル解析の結果、変動の周期帯を①1秒以下②1秒~10秒③10秒~100秒④100秒以上に分けてみると、各々の周期帯においていくつかの特徴的な spectral peak が存在する。このうち①にみられるはやい変動は S-pulse に相当し、木星起源の時間変動と考えられる。②の周期帯には惑星間空間起源、③及び④の周期帯には地球電離層起源の Modulation 成分も含まれており、強度変動記録のみからは木星起源との分離はむずかしい。しかし、強度変動観測に加えてダイナミックスペクトラム観測により受信されるバーストの周波数構造を知ることで、木星起源の変動を分離することができ、その放射機構を議論することができる。

§3. システム

ブロックダイアグラムを図1に示す。アンテナからの信号は広帯域アンプで増幅された後、スペクトルアナライザに入力される。アナライザのY軸出力を用いてCRTの輝度変調を行い、さらに外部より saw tooth 電圧を加えて、CRTのY軸方向に振りながらカメラに記録する。

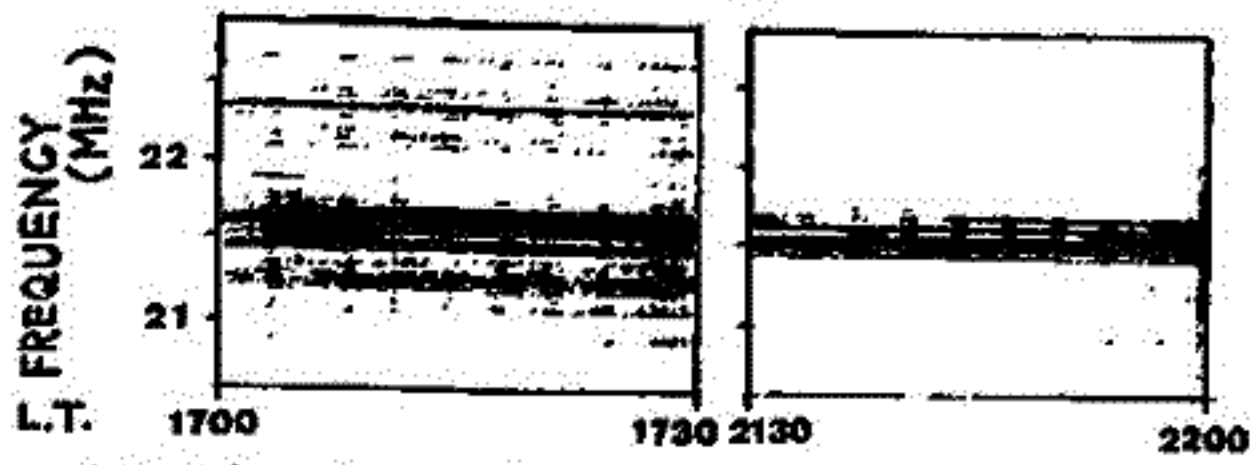
§4. 観測

5素子の八木アンテナを使用して始められた。(図2に21MHz付近の昼間と夜間の電波スペクトルを示す。)さらに、5素子の Log periodic dipole array アンテナを建設し、(図3)20MHz~24MHzまでの広帯域受信が可能となった。



〔図1〕観測システム

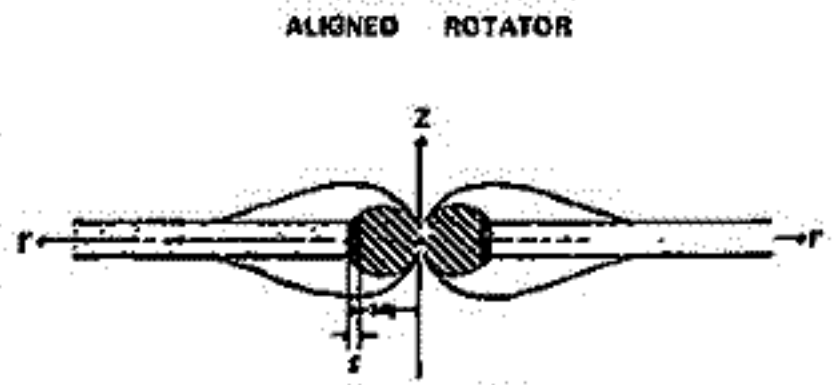
〔図3〕広帯域アンテナ



〔図2〕昼間と夜間の電波スペクトル

大塚 寛・青山 陸司
東北大学 理学部

〔序〕 すでに、木星磁気圏内に存在する Disc 領域を、第1図の如き Aligned Rotator と仮定し、Disc 領域内プラズマの bulk motion を計算した。その結果 bulk velocity の radial 成分 V_r は第2図のようになり、X-type critical point が存在することが示された。そして、太陽風の圧力を考慮すると、subsonic speed で出発したのち、critical point を通過し、さき V_r supersonic に加速される critical solution (Jovian Wind) が Disc 内に存在せねばならないことを示した。しかし、これまでの計算は $z=0$ つまり赤道面内に話を限って来た。そこで今回は、 $z \neq 0$ での Jovian Wind の性質と Disc 内プラズマの温度分布の関係を調べ、結果を報告する。



ALIGNED ROTATOR

第1図

〔Jovian Wind at $z \neq 0$ 〕 赤道面内 ($z=0$) におけるプラズマの bulk velocity の radial 成分 V_r は、すでに示した基本方程式系より、

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} \left(1 - \frac{kT}{mV_r^2} \right) = \frac{V_0^2}{rV_r} + \frac{r f(B)}{m \psi(0)} + \frac{kT}{mrV_r} \quad (1)$$

と表わされる。ここに、 $f(B)$ は $(\vec{j} \times \vec{B})$ term であり、 $\psi(0) (= N(r_0, 0) r_0 V_r(r_0, 0))$ は出発点での flux である。(1) 式では critical point が現われるが、 $z \neq 0$ での方程式は、($T(r, 0) = \text{const. for } r$ の場合)

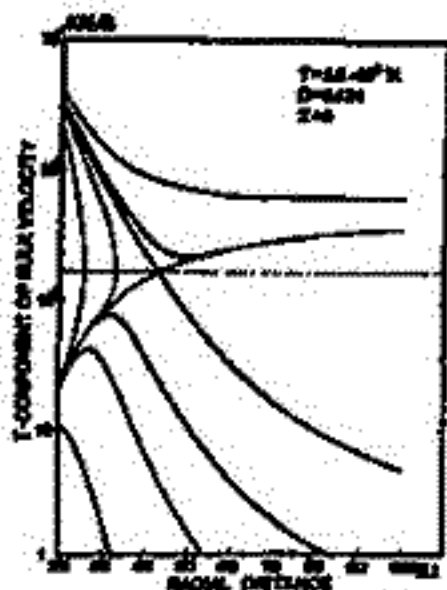
$$\frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{V_0^2}{rV_r} + \frac{rG(B)}{m \psi(z)} + \frac{kT_0 \psi(0)}{m \psi(z)} \left\{ \frac{1}{rV_r(r, 0)} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_r(r, 0)}{V_r^2(r, 0)} \right) \right\} \quad (2)$$

となり、critical point は現われないことがわかる。ここに $G(B)$ は $(\vec{j} \times \vec{B})$ term であり、 $\psi(z)$ は $N(r_0, z) r_0 V_r(r_0, z)$ の値である。さき温度分布は、

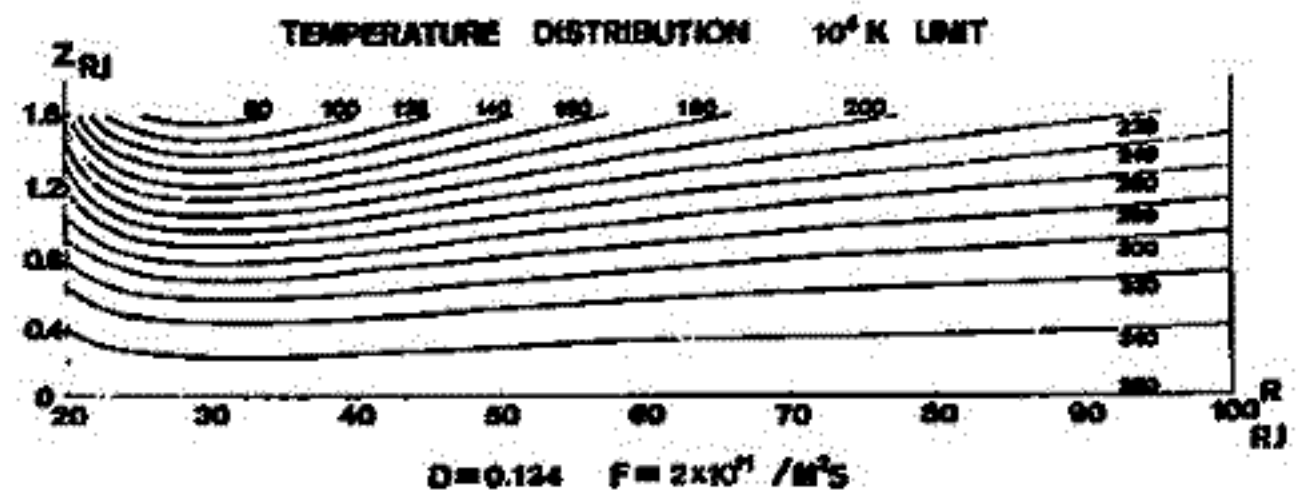
$$T(r, z) = \frac{1}{N(r, z)k} \left\{ N(r, 0)kT(r, 0) + E(B) \right\} \quad (3)$$

where $E(B) = \int_0^z (J_r B_\theta - J_\theta B_r) dz$

として計算される。(2) 式は、critical solution を持たないので、(2) 式だけから初期値 $V_r(r_0, z)$, $N(r_0, z)$, $T(r_0, z)$ ($r_0 = 20R_J$) を決める根拠はない。しかし、(3) 式から求められる温度分布が、物理的に reasonable になるような初期値は、かなりの精度で押えることが出来る。こうして求めた Disc 内プラズマの温度分布の一例を第3図に示す。



第2図



第3図

冒頭一部
(電気通信大学)

新近に開発した木星デカメートル波放射スペクトル観測システムについて紹介する。木星放射のスペクトルの0.1~10秒程度の变化の様相は、ふたつに分けられている。一つは、真星間空間シンチレーションによって生ずるもの。もう一つは、木星放射源自体に起因すると考えられる modulation lane である。

固定周波数だけで、この両者を区別するのは無理であるから、スペクトル観測が必要になる。また、この観測を行なうことにより、固定周波数での受信波形に対する上記のふたつの要因の寄与の違いを明らかにし、現在、私達のところに付いている真星間シンチレーションの三地点観測への木星放射源自体の強度変動(modulation lane)の影響を予測できる。一方、この強度変動の大きさを、それにより受信帯域統計的に調べることにより木星放射源の大きさ、及び、放射源における強度変動が何によって起こっているかを明らかにして行きたい。

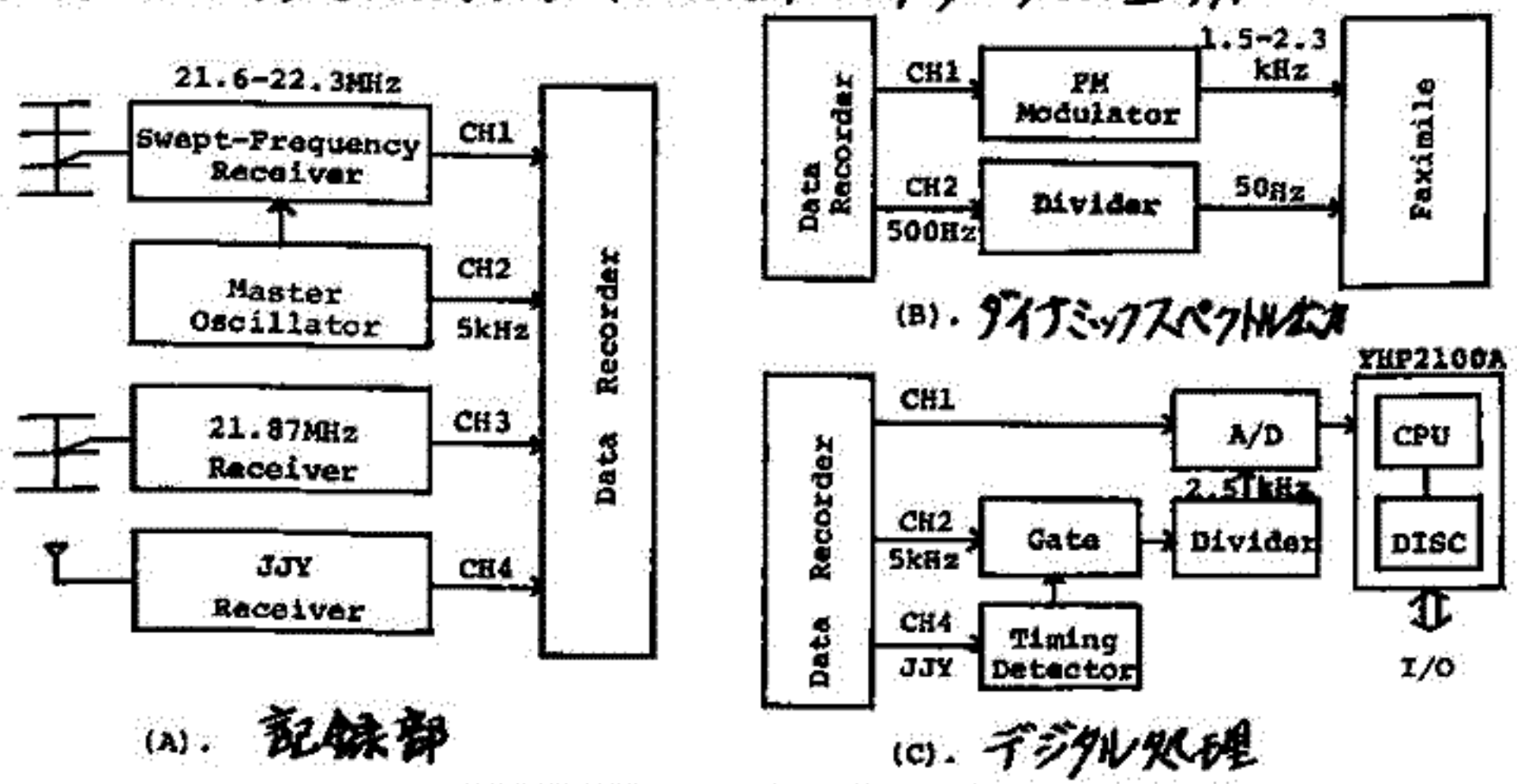
以上を目的として、下図のようなスペクトル観測システムを開発した。

受信周波数は、固定周波数(21.87MHz)との兼合から、21.6~22.3MHzの700kHzとした。中間周波の帯域幅は、20kHz、アンテナは、四素子八木アンテナを使用している。スペクトルの掃引速度は、毎秒10回である。この速度は、主発振器により制御されている。利得増幅は、同時に、5kHzの基準信号に重畳して記録する。他に、比較のため、21.87MHzの受信出力、及び、時刻信号としてJJY信号を記録する。

記録は、まず、1/10の速度に落して再生し、これをマグネティック濃淡のダイナミックレンジとして出力する。この出力結果を見て、適当な箇所をデジタル信号に変換し、磁気ディスク上に記録する。最終的には、この記録を計算機を用いて統計的に処理し、スペクトルの強度変動の様相を詳しく調べる。

現在、このシステムは完成し、試験観測を開始しようとしている。

* Riihimaa, J.J. (1970) Astron. Astrophys., vol. 5, pp 180-188



(A). 記録部

(C). デジタル処理

木星放射スペクトル観測システム

今井 一雅

(電気通信大学)

木星デカメートル波は、その放射源付近の磁場のパラメータに密接に関連していると考えられる。すでに木星磁場に関しては、Pioneer 10, 11号による観測データをもとにしていくつかのモデルが発表されている。その中でも Acuna & Ness (1976) により定式化された八重極モデルは、最も精度のよい木星磁場モデルであるといえよう。筆者は、このモデルを用いてデカメートル波放射源の中でも衛星Ioに属する4つの放射源 [Io-A, Io-B, Io-C, Io-D] の放射特性と磁場パラメータとの関連について定量的に調べたので報告する。

各放射源における放射の周波数範囲

まず、放射周波数がその放射源付近での局所的な電子サイクロ周波数(f_c)を反映しているという仮定に立脚して、各放射源付近での放射の周波数範囲をコロラド大学のグループ (Warwick et al, 1975) の観測データを用いて調べた。彼等のデータには 1 event における放射周波数の上限と下限が記されているので、各放射源毎の event 数対放射周波数範囲に関するヒストグラムを求めてみた(図1参照)。用いたデータは、1969年から1974年の6年間で event の総数は172例である。図1からは次のようなことがわかる。**Io-A**: 35 MHz 付近までの放射はあるものの、30 MHz 以上を越える事例はあまり多くない。**Io-B**: 非常に広範囲でかなりの例が 35 MHz 以上を越える放射である。**Io-C**: 狭い範囲での放射でカットオフは 26 MHz 付近である。**Io-D**: 観測例が少なく、極めて狭帯域の放射である。

放射特性と磁場モデルとの対応

放射源の位置が、Io を貫く磁力線 (IFT) の近傍にあり、放射周波数の上限が IFT の根元付近の磁場強度に対応すると仮定して両者の比較を行なった。その結果、Io-A, Io-C に関してはそれぞれ北極および南極の極域に対応し、Io-D に関しては南極から少し東よりの領域に対応していることがわかった。しかし Io-B に関しては、40 MHz の上限に匹敵する磁場強度は北側でもはっきりとした対応がみられなかった。また Io-A に関しては、Wilson et al (1968) のデータから 30 MHz 以上においては非常に狭い Io からみた System III 経度の範囲内でも放射がみられず、その放射範囲と磁場分布は図2のように良い一致を示している。

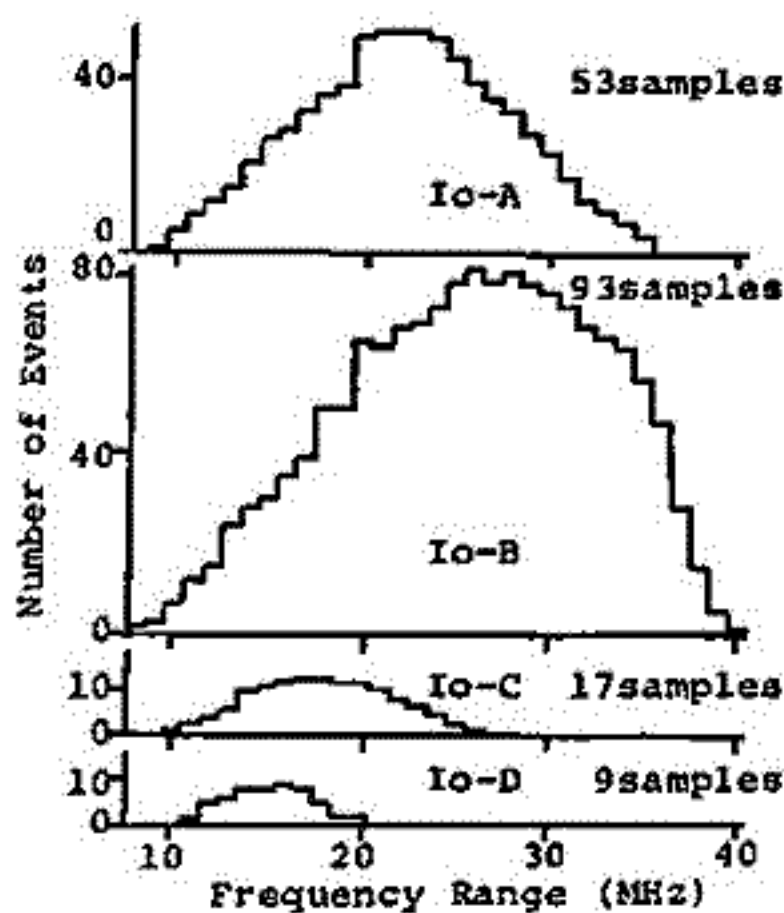


図1 各放射源毎の event 数対放射周波数範囲

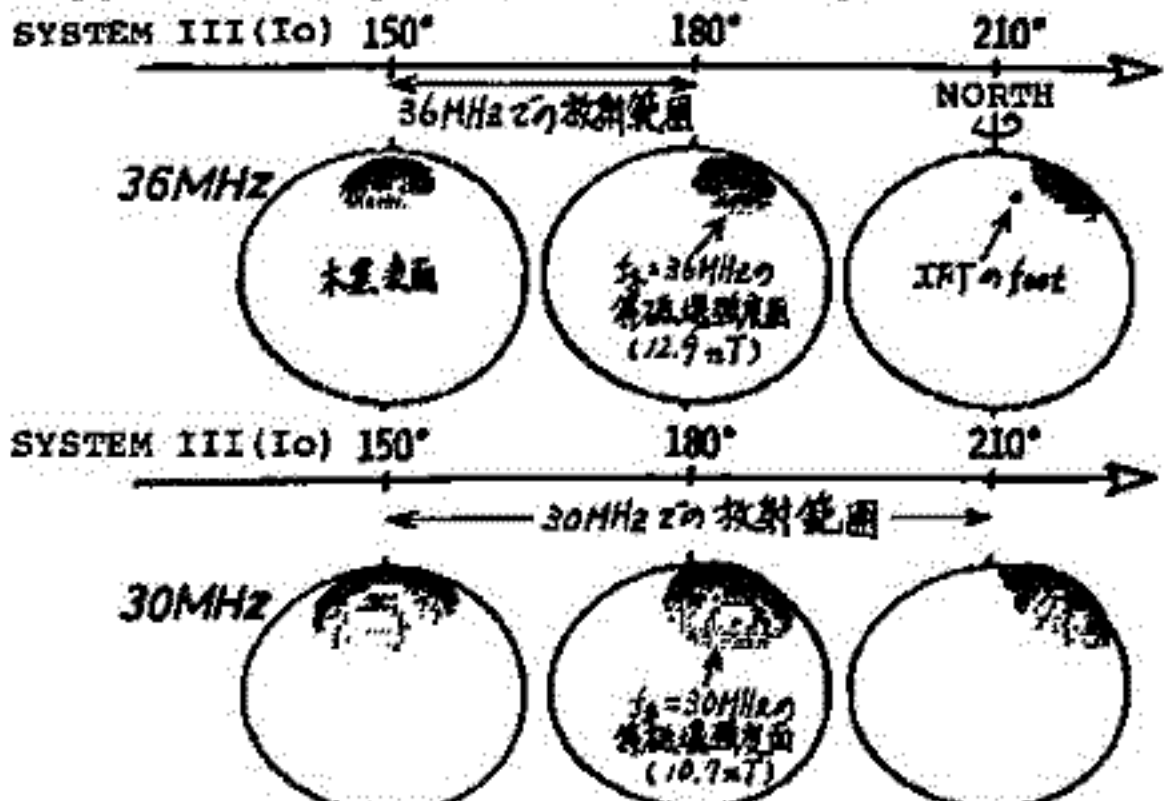


図2 Io-A の 30 および 36 MHz 付近における放射範囲とこれと同じ f_c に対応する等磁場強度面との関連

17P-I23 木星デカメータ波放射と太陽風構造の相関 (III)

Non-Io-related B source についての解析

寺沢敏夫*, 前沢 剛*, O. Chris St. Cyr**, and T. D. Carr**

* 東大宇宙研

** フロリダ大学

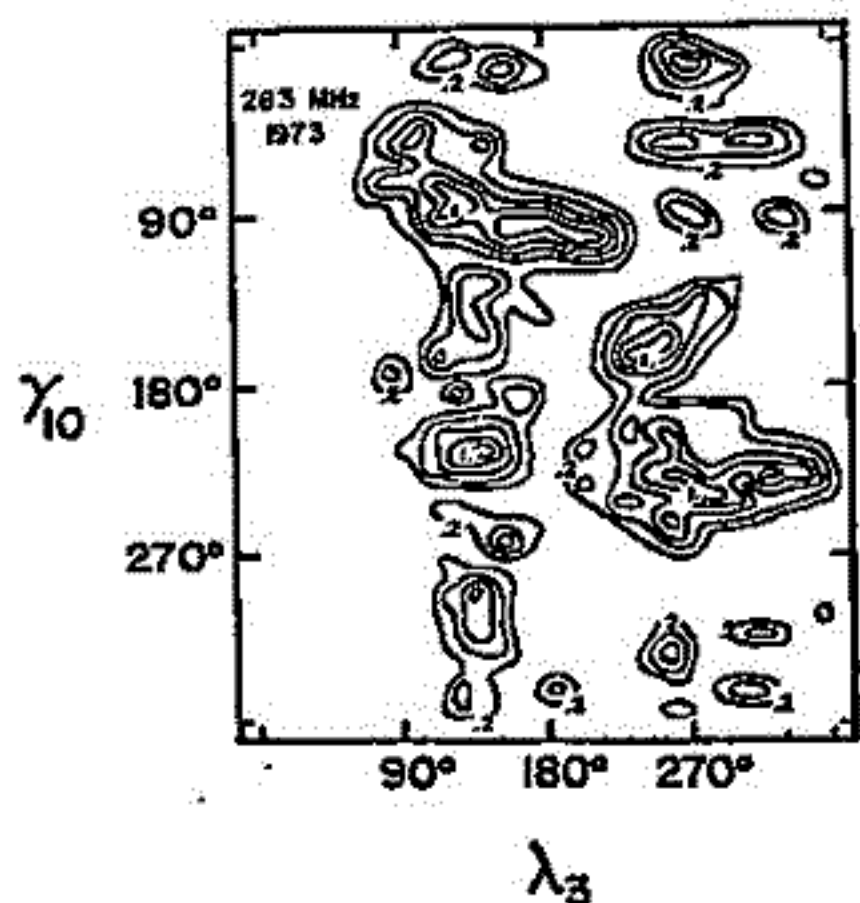


図1. 26.3MHzにおけるデカメータ波放射強度
(Desch et al., 1975 に引く)

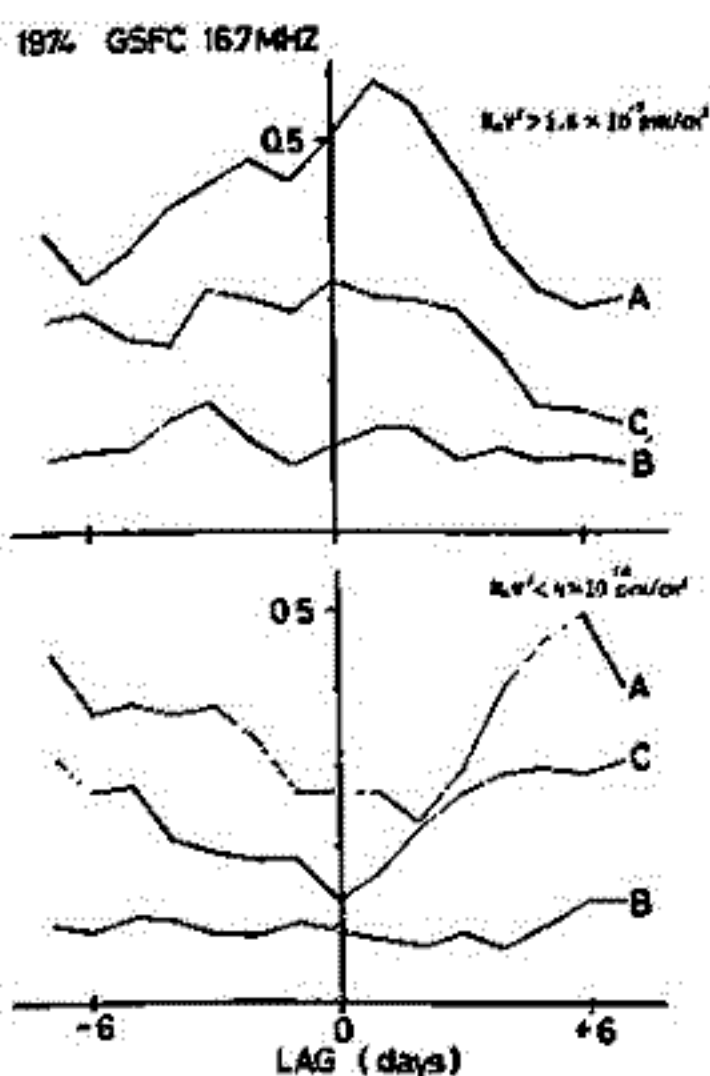


図2. 16.7MHzにおけるデカメータ波と
太陽風動圧の相関を示す。

(A, B, C は非イオ起源の3つの source に対応)

前回までの講演で、木星デカメータ波放射のうち、非イオ起源の A および C sources には、太陽風動圧の変動と正の相関があったことを示した。今回は非イオ起源の B source (non-Io-related B, 以下 NB と略記) について太陽風構造との相関を調べた結果を報告したい。使用したデータは 26.3MHz (フロリダ大学) と 16.7MHz (GSFC⁽¹⁾) の観測である。

NB source はフロリダ大学のグループにより、最初に同定された⁽²⁾。図1に見られた、System III 経度 $\lambda_3 = 100 \sim 150^\circ$ にイオの位相 λ_{10} と無関係に存在する成分が NB source である。

図2にゴダードのデータの解析例を示す。図の format は前回と同様で、上段は動圧の高い日、下段は動圧の低い日を基準にして、±7日間のデカメータ波の放射強度を示す。A, C source については動圧の高い時に放射強度が高まり、動圧の低い時には強度が下る傾向がみられるが、NB source については、動圧との間に有意な相関認められない。

フロリダ大学のデータについては現在解析中であるが、今までのところ動圧との間に有意な相関を見出してはいない。これらの結果が NB source に対する太陽風の影響の欠如を結論できるか否かについては現在検討中である。

(1) Desch et al., (1975) Icarus, 25, 12

(2) Alexander et al., (1975) GSFC X-693-75-48

西田篤弘・前沢 列 寺沢敏夫 (東大宇宙研)

Like in any other branch of physics, energetics represents one of the fundamental aspects of the magnetospheric physics. People have long been concerned with energetics of the earth's magnetosphere along with their efforts to understand its dynamics. In the earth's case solar wind is the uncontested source of energy and the transfer rate to the magnetosphere has been assessed in terms of the reconnection model (e.g., Siscoe and Crooker, 1974; Axford, 1976; Atkinson, 1978). Interest in the magnetospheric energetics has grown further as in-situ observations of planetary magnetospheres other than the earth's have become reality. It has been recognized that in Jupiter's case planetary rotation might possibly compare with solar wind as the energy source and relative importance of these two sources has been contemplated (e.g., Kennel and Coroniti, 1975). Discovery that large quantity of energetic electrons is ejected from the Jovian magnetosphere has added interest in the driving agent of this huge magnetosphere.

This paper reviews our knowledge on the magnetospheric energetics taking advantage of improved estimates of basic parameters that have been obtained by more recent observations. Although Mercury has also been found to possess a magnetosphere, present coverage is limited to magnetospheres of earth and Jupiter for which we have some idea about the energy consumption rate inside the magnetosphere. Energy input to the Mercurial magnetosphere by the reconnection process has been estimated by Siscoe et al. (1975).

Estimated values of various energy supply rates are summarized in the accompanying table.

Supply Process	For Earth's magnetosphere	For Jupiter's magnetosphere
Poynting Flux	($= W_{RE} + W_{ER}$)	
Reconnection	4×10^{11} W	4×10^{13} W
Erosion	$< 9 \times 10^{10}$ W	
SW into Plasma Sheet	± 0 (10^{10} W)	
SW into Polar Cusp	$< 3 \times 10^9$ W	
Centrifugal Acceleration	10^7 W	$< 10^{12}$ W (10^{14} W ?)
Io's Dynamo	—	10^{12} W

坂井純一*, S. V. Bulanov, S. I. Syrovatskii, (富山大.工) (バチン物理研)

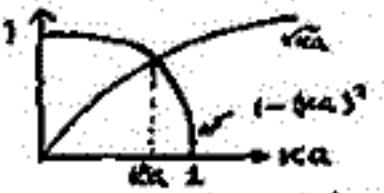
Tearing Mode 不安定は理在, 天体プラズマ及び実験室プラズマへのいりいり, 応用と関連して興味深い。この不安定は MHD 的扱いのみならず collisionless プラズマ⁽¹⁾においても起こる。このモードの理論によればプラズマ中の Tearing Mode は常に不安定である。しかし実験室プラズマや天体での観測の説明によれば Neutral Sheet はかなり安定な長い間存在している。このモードのいりいりの安定化機構の研究に結びつくことなくここではなるべく理論と観測の結節を説明出来る結果について述べる。このモードの扱いでは, 静的な配位, 即ち Neutral Sheet でプラズマ圧と反対方向に向いた磁場の圧力が平衡状態にある場合について研究される。しかし実際に存在する Neutral Sheet は, これらの状況と異なり, Neutral Sheet の広い表面にプラズマの流小のみ, 磁場に沿って Neutral Sheet の両側の方向に流小出すプラズマ流が存在する。この他ある程度有限な大きさをもつ Sheet に垂直な磁場の成分 (Normal Component) が Sheet の近傍に発生する。このため Tearing Mode は本質的な修正を受け得る可能性がある。Collisional Tearing Mode は collisionless の場合と異なり normal magnetic comp. による安定化されないが, 磁場に沿って expanding plasma flow によって強く安定化されることを示す⁽⁴⁾。

Furth 等のモデル⁽¹⁾では $y=0$ 面に Neutral Sheet が存在し, 磁場は $\vec{B}(y) = \vec{B}_0(y) = B_0 \text{th}(y/a) \vec{e}_z$ と表わされる。彼等の model とは expanding plasma flow: $v_x = h x$ ($h > 0$) を導入している。数値計算の結果から上記の流小の速度を仮定した。Sheet に流小こむ速度は, Sheet に沿って流小出すプラズマ流の速度よりかなり小さいので無視出来る。high conductivity の極限では $S = 4\pi\sigma \lambda a / c^2 = 2R/\lambda a \gg 1$ ととることに出来る。MHD 方程式を stationary な配位の手前で線形化する: $\vec{B} = B_0 \text{th}(y/a) \vec{e}_z + \vec{B}_1$, $\vec{v} = h x \vec{e}_x + \vec{v}_1$ 。又擾動 ψ, τ 依存性を $\exp\{i k x \tau + \int \delta(k(\tau), \tau) d\tau\}$ とおく。ここで $k(\tau)$ は時間依存性をもつ波数である。もし $k(\tau) = k_0 \exp(-\int h d\tau)$ と選べば磁場 B_y と速度 v_{y1} の擾動に対する次の方程式を得る。

(1) $(\delta + h) B_{y1} = i k B_0 \text{th}(y/a) v_{y1} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} (B_{y1}'' - k^2 B_{y1})$
(2) $(\delta + 2h) v_{y1} - k^2 v_{y1} = i \{ k B_0 \text{th}(y/a) / 4\pi\rho_0 \} (B_{y1}'' - (k^2 - 2/a^2 \text{th}^2(y/a)) B_{y1})$

ここで δ は y の関数で, 成分を示す。方程式 (1) (2) を解くには Neutral Sheet の frozen-in 状態にある外部と磁場の reconnection を起さる薄層 (厚 $\delta_R = a \delta^{1/2} S^{1/2} (ka)^{1/2} a^{1/2}$) に分けてそれぞれ解を境界で接続させる。その結果次の分散式を得る。

(3) $1 - (ka)^2 = \frac{(\delta + h)(\delta + 2h)^{1/2} 2\pi \Gamma(3/4) (ka)^{1/2} 2e^{h\tau}}{S^{1/2} \Gamma(1/4)}$



marginal state ($\delta=0$) は $k = k^*$ で起こる。もし $k < k^*$ ならば不安定である。もし $S \gg 1$ かつ $h\tau > 1$ ならば $k^* \approx \frac{S}{\sqrt{2} a (ka)^{1/2}} \left(\frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4) 2\pi} \right)^2$ と h を $h = v_a / a$ (a は Sheet の有限長) と評価すると $ka < a S^{1/2}$ ならば Sheet は安定で $\delta = -h$ で減衰する。(太陽大気では $S \sim 10^{10}$) 不安定の安定化条件は流小の広い時の growth rate δ_0 と h を比較し $|\delta_0| < h$ ならば安定である。この様な状態はもつと一般的に, 仮定した nonlinear tearing mode の状態で起こると考えられる。今 nonlinear growth rate δ_n と h の X-type, 近傍では二次的に発生し流小の $v_{y1} \approx v_a \delta$ と l は特徴的な厚さ $l \sim \pi/k$, δ は y の関数で $v_{y1} \sim \delta_n \delta$ とプラズマ流の damping rate h_n は $h_n \sim v_a / l$ と評価できるとから上式より $h_n \approx \delta_n$ と得る。即ち二次的に形成された Sheet の不安定の境界の状態にあり, Sheet の崩壊は anomalous resistance の機構が原因である。文献: (1) Furth et al. Phys. Fluids 6, 459 (1963) (2) Laval et al. Proc. Conf. on Plasma Phys & Contr. Nuclear Fusion, Culham (1965) (3) Bulanov et al. Sov. J. Plasma Phys. (1978) (4) Bulanov et al. JETP Lett. (1978) (5) Gelman et al. JETP 20, 2135 (1976) (6) Topov, Chisovskii, Trudy FIAN 24, 73 (1974)

湯元清文・斎藤尚生
(東北大学)

Parametric 不安定による MHD-波の励起に関しては、Hung (1974; 長. // B₀)、Cramer (1977; 長. ⊥ B₀) 等により、既に、特解についての研究がなされている。ここでは、fast magnetosonic pump wave の波数 vector k_0 が外部磁場 B_0 と任意の角をなす場合についての、解析結果を報告する。

有限 β 、一様な plasma 中の、resistive な項を無視した MHD-方程式の三波共鳴相互作用の結合方程式は、次の様に表わされる。

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial H_L^A}{\partial t} - H_{0\parallel} \frac{\partial V_L^A}{\partial z} &= -\frac{\partial}{\partial z} (V_{\parallel 1}^{\pm} H_{L2}^M + V_{\parallel 2}^M H_{L1}^{\pm}) \dots\dots (1) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial V_{\parallel 1}^M}{\partial t} + \nabla_s^2 \frac{\partial \hat{\phi}_1}{\partial z} + \frac{H_{0\perp}}{4\pi} \frac{\partial H_{L2}^M}{\partial z} &= -\frac{1}{4\pi} (H_{L1}^{\pm} H_L^A) \dots\dots (2) \end{aligned} \right.$$

ただし、(\pm ; fast magnetosonic pump wave, A; 1次の Alfvén 波, M; 2次の magnetosonic 波, \parallel 軸; k_0 方向, \perp ; k_0 に対して直角成分 \parallel ; k_0 に対して平行成分

まず、magnetosonic 及び Alfvén 波の normal mode;

$$\left\{ \begin{aligned} a_{fs}^{\pm} &= \hat{\phi}_{fs}^{\pm} + \frac{1}{g_{fs}^{\pm}} V_{fs}^M + \frac{2g_{fs}^{\pm}}{g_{fs}^{\pm}} (H_{Lfs}^M + \frac{2g_{fs}^{\pm}}{g_{fs}^{\pm}} V_{Lfs}^M) \dots\dots (3) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} b_A^{\pm} &= H_L^A \mp \nabla_{A\parallel}^{-1} V_L^A \dots\dots (4) \end{aligned} \right.$$

ただし、+; forward, -; back-ward wave を示す。(g_{fs}^{\pm} は省略) を求めて、(1)(2)における a_{fs}^{\pm} , b_A^{\pm} の解を $1, 2 \sim \exp(-i\omega t)$, $\omega \ll \omega_{fs}$ を仮定する。次に、整合条件;

$$k_{s1} = k_{M2} + k_A, \quad \omega_{s1} - \omega_A \approx \delta = \omega_{M2} \dots\dots (5)$$

を用いて、(1)(2)式を整理すると分散式が得られる。

今、fast pump \leftrightarrow Alfvén, slow 波の相互作用の場合についての分散式を書くと、

$$\begin{aligned} &\omega(\omega - 2\delta)(\omega - \delta + \omega_{M2})(\omega - \delta - \omega_{M2}) \\ &+ D_3 |A_{1\delta}^-|^2 \{ D_2(\omega - \delta - \omega_{M2}) - D_1(\omega - \delta + \omega_{M2}) \} \omega \\ &+ D_3 |A_{1\delta}^+|^2 \{ D_2(\omega - \delta + \omega_{M2}) - D_1(\omega - \delta - \omega_{M2}) \} (\omega - 2\delta) = 0 \dots\dots (6) \end{aligned}$$

となる。(6)式以外の分散式についても、standing pump ($|A_{1\delta}^-| = |A_{1\delta}^+|$) 及び propagating pump ($|A_{1\delta}^-| = 0$) の各々に関する成長率、不安定となるための threshold level $|A_{1\delta}|_{th}$ 等を求めた。その結果、(6)式の条件下における fast pump は、Alfvén, fast の2次波を励起せず、Alfvén と slow の2次波を励起する事になることが解った。その詳細と、物理的解釈は講演において言及する。

参考文献

Hung (1974) J. P. P., 12, 445.
Cramer (1977) J. P. P., 17, 93.

佐々木徹・斎藤尚生 (東北大・理)

substorm時に数10KeVのprotonにより形成されるring currentの減衰は、protonが自らion cyclotron instabilityを起し、ビッチ角散乱を受けてprecipitateするためとされている。そして、その際励起された波動が地上まで伝播し観測されたものがIPDFやPearl型Pc1と考えられるが、Pc1はring currentがplasmaspereに侵入した所で励起されると一般に言われている。しかし未だ、衛星によって励起場所付近でPc1とring currentとの関連を観測的に直接確認した例はない。

しかしながら S^3-A_1 によると、Pc1との同定はできないものの1-3Hz帯のnoiseがsubstorm時にring currentの領域で観測された。ただ必ずしもplasmopauseの内とは限らず外においてもしばしば見られ、その際注目されるのは、protonが20-40KeVでFluxが顕著なpeakを持つnose構造と呼ばれるものを示すことだった。そこでこの様な構造を示す分布関数を持つhot protonのplasmopause内外での安定性を調べた。

hot protonの分布関数として

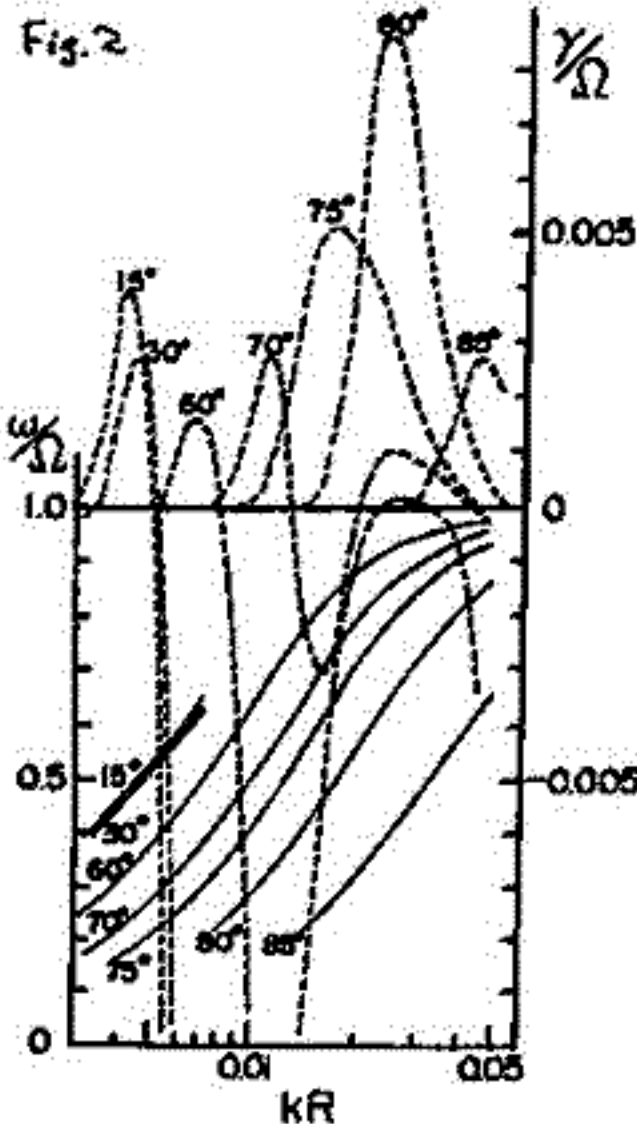
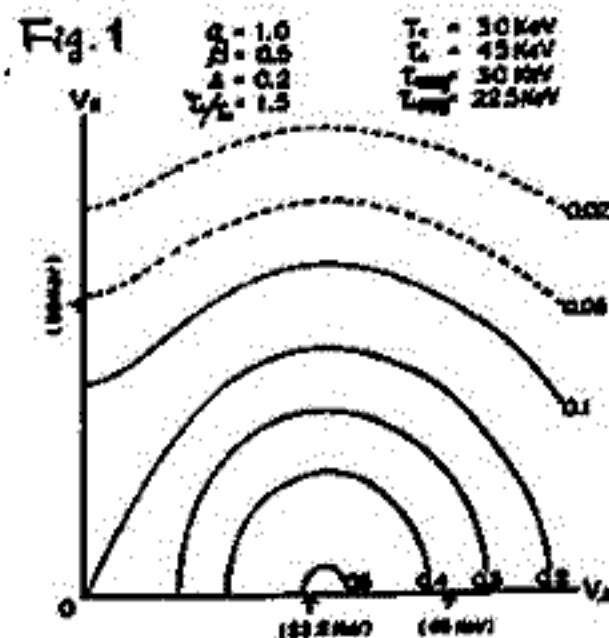
$$f = \Delta \frac{e^{-v_H^2/a_H^2 - v_L^2/a_L^2}}{\pi^{3/2} a_H a_L} + \frac{1-\Delta}{1-\beta/\alpha} \left[\frac{e^{-v_H^2/a_H^2 - v_L^2/a_L^2}}{\pi^{3/2} a_H a_L} - \frac{e^{-v_H^2/\alpha a_H^2 - v_L^2/\beta a_L^2}}{\pi^{3/2} a_H a_L} \right]$$

を使ったがこれは温度 $T_H = ma_H^2/2k$, $T_L = ma_L^2/2k$ と $T_{neg} = m\alpha a_H^2/2k$, $T_{L,neg} = m\beta a_L^2/2k$ の2つの成分からできている。まず第1項は通常の T_H, T_L をもつBi-Maxwell成分を示し、 $0 \leq \Delta \leq 1$ はその割合である。()の中では T_H, T_L の分布と $T_{neg}, T_{L,neg}$ の分布との差をとってnose構造を実現させている。このhot protonの他にcold成分を入れて次のparameterを設定した。

	Inside Plasmopause	Outside Plasmopause
hot proton	2 particles/cc	2 particles/cc
cold proton $T_p = 5eV$	100	3
cold electron $T_e = 5eV$	102	5

ここでは全てBi-Maxwell型の分布を仮定したので、そのままStix (1962)の表式によるdielectric tensorが計算でき分散式を得た。これを解き複素周波数 $\omega + i\gamma$ を求めた。

【結果】Bi-Maxwell型の場合、insideで生じたinstabilityがoutsideではdampingに転じてnose構造をとることにより、outsideでもinstabilityが生じることが示された。しかも、Fig.1のような分布の時、Fig.2で示される様に $\theta \sim 80^\circ$ で大きなinstabilityを生じることがある。ring currentの減衰やPc1の励起に関連して、こうしたnose構造の果たしている役割について考察する。



図分 征

東京大学理学部 地球物理研究施設

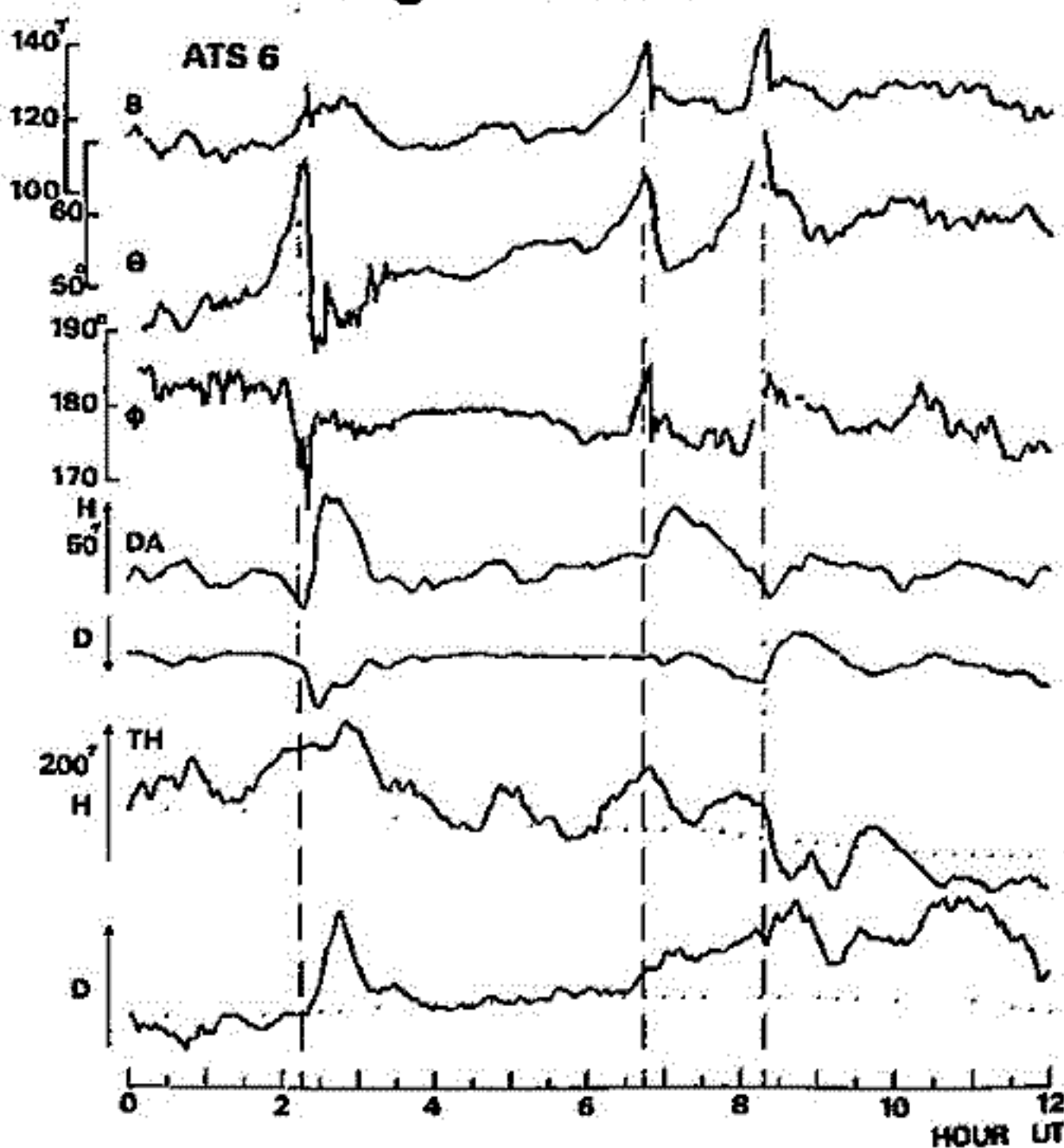
静止衛星高度 (6.6 RE) における磁気圏嵐の時間的発達の様相を調べるため, ATS-6 で得られた磁場及び高エネルギー粒子の観測データの解析を行った。これまでのATS-1 やATS-5での観測から, near-tail regionにおいては expansion phase onset に伴って磁場が tail-like から dipole-like に変ると, particle injection が起こるとなことが知られていた。また最近 Walker 等は, 高エネルギー粒子フラックスの増加 (particle injection) に先立って, trapping boundary の地球方向への移動が磁場の tail-like configuration の発達に伴って起こるとを明らかにした。これらのフラックス増加の所に起る現象が, expansion phase onset の前兆現象と考えられるかどうかという点に関しては, growth phase controversy と関連して曖昧な問題であるが, これまでの解析ではやはり明らかでない。

この解析ではフラックス急増に先立つ現象がどのような地上の地磁気変動に対応するかという点に重点をおき検討した。用いたデータは 1974 年 6 月から 9 月の三ヶ月間のものであり, UCLA の R.L. McPherron と R. Walker の好意により得られたものである。

結果

高エネルギーフラックスの急増に先立って, trapping boundary の地球方向への移動と tail-like configuration の発達が, 極区値磁場の S_q 型展開の発達とほぼ同時に観測される例がしばしばみられることが明らかになった。

August 5 1974



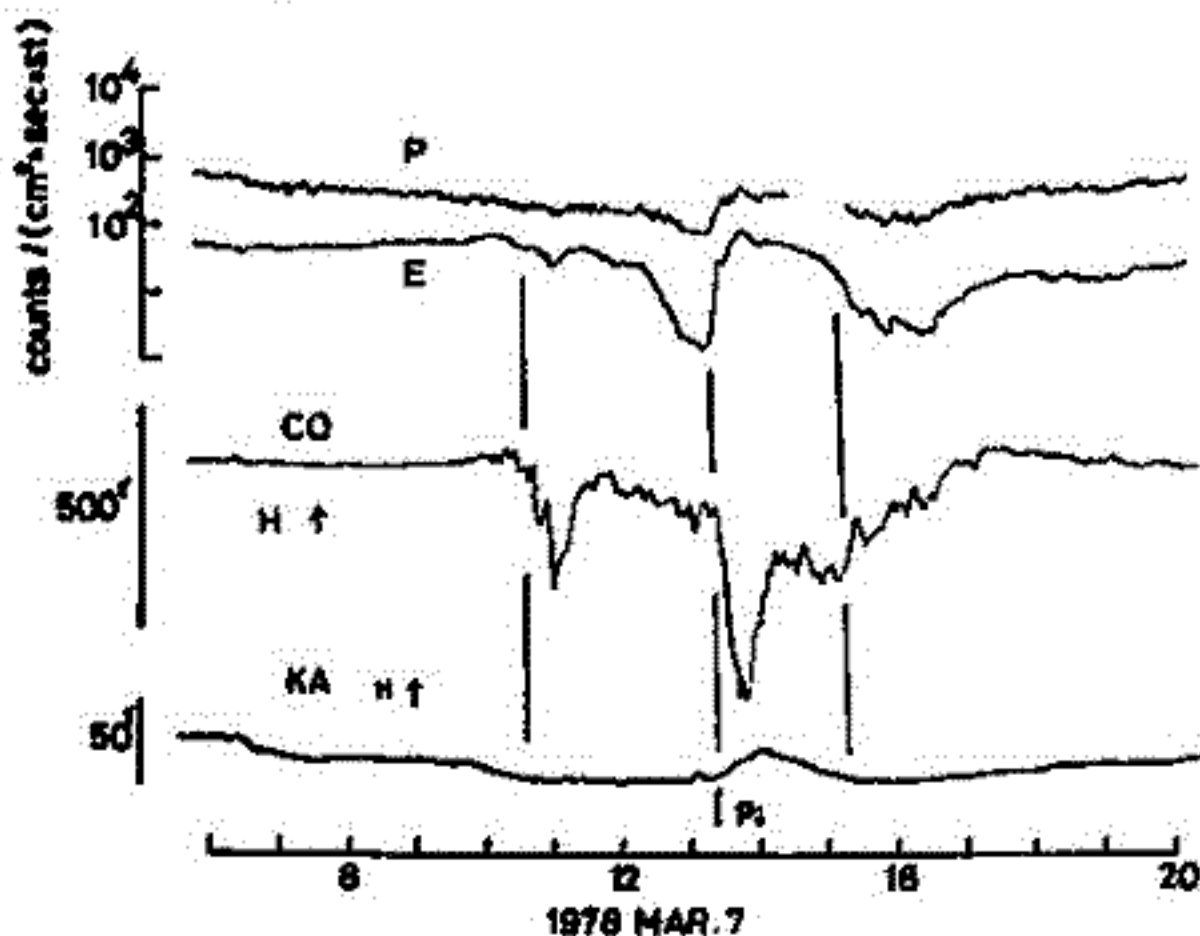
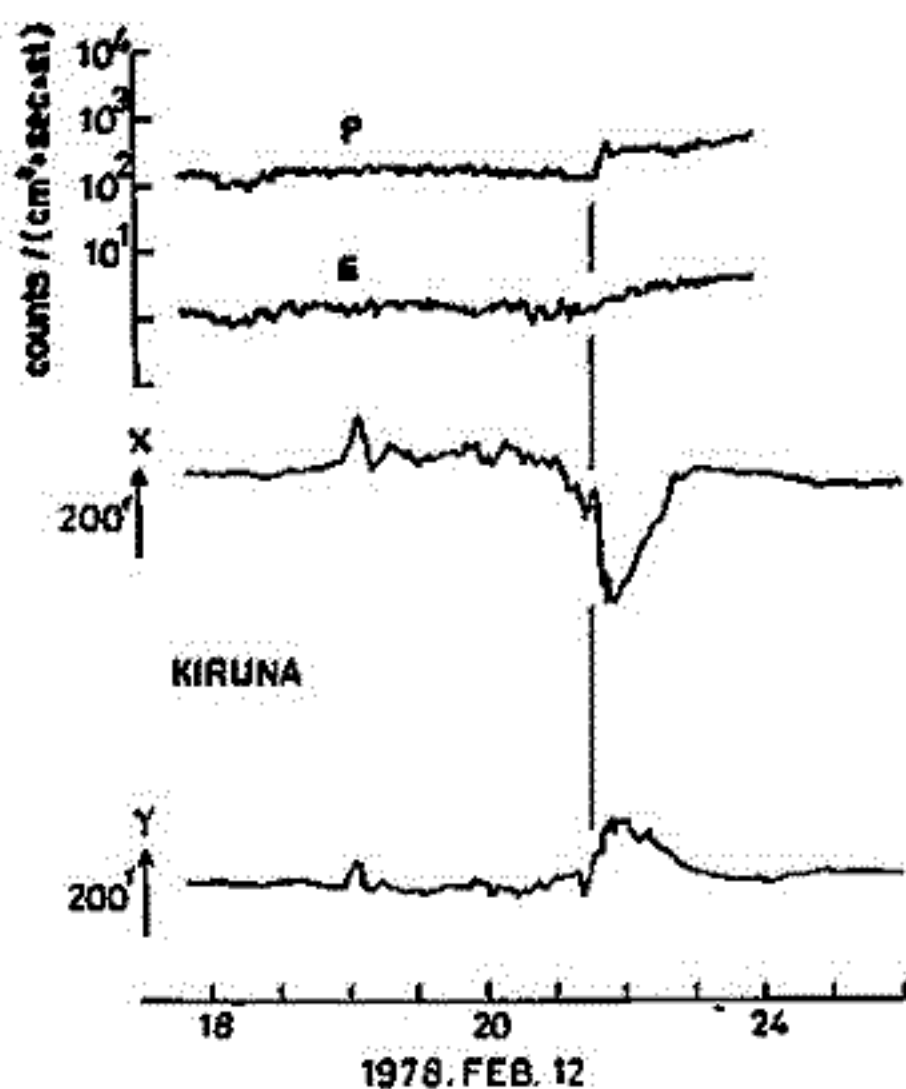
長井嗣信^{*}・河野毅^{**}・桑島正幸^{*}・河村 謙^{*}
 地磁気観測所^{*} 気象研究所^{**}

GMS (気象衛星『ひまわり』) では, 静止衛星高度 (6.6 Re) における
 プロトン, エレクトロン, アルファ粒子の観測を, 1978年2月5日以後, 定率的
 に行っている。1.2-4 MeV のプロトンと 2 MeV 以上のエレクトロンの
 channel には, substorm に伴う

particle boundary の運動と思われる
 現象が観測されている (Walker et al. 1976)。
 ここでは, 地上の磁場, 特に極光帯
 の磁場変動との対応についてのべる。

右に代表的な event を示してある。
 GMS の midnight は 15h UT である。
 evening side では, substorm の onset と
 ほぼ同時に flux が減少し, substorm の
 終りには, ほぼ前のレベルに回復して
 いる event が良くみられる。真夜中前
 より morning side では, substorm の
 onset 前に flux が減少し,

onset と同時に sharp に
 flux が増加する event が良
 くみられる。講演では, typical
 な event についてさらに検討を
 加える。また GMS (40°E),
 GOES-3 (135°W), GOES-2
 (75°W) により 同時に観測
 された substorm についても
 報告する。



**18A-130P SIMULATION STUDIES OF IONOSPHERIC ELECTRIC FIELDS AND CURRENTS IN
RELATION TO FIELD-ALIGNED CURRENTS: 4. VARIABILITY OF SUBSTORMS**

Y. KAMIDE

Kyoto Sangyo University, Kita-ku, Kyoto 603

and

S. MATSUSHITA

High Altitude Observatory of NCAR, Boulder, Colorado 80307, U.S.A.

We continue to examine in a quantitative detail the link of field-aligned currents with electric fields and currents in the ionosphere. As described in our talks at the Spring Meeting, our goal of this series of numerical simulations is to understand how the basic assumptions lead to the main observed features of the ionospheric electric fields and currents, the field-aligned currents, and ground magnetic perturbations, and how it is possible to isolate certain aspects of the entire system under study so as to reproduce particular phenomena during both quiet and substorm periods. We concentrate the discussion on the following three main questions: 1. How are the field-aligned currents connected to the ionospheric currents, in particular, to the auroral electrojets? 2. To what extent can the distribution of the field-aligned currents reproduce the electric field pattern observed by recent new techniques? 3. How the ionospheric currents and the equivalent ionospheric currents differ or similar?

In earlier presentations (I-50, 51, and 52 at the Spring Meeting, Tokyo), we have demonstrated that it is possible to deduce the essential features of the observed electric field and current pattern by using the observed distribution of the field-aligned currents as the boundary condition. In the present paper, we simulate the variability of the ionospheric fields and currents which is to vary considerably during magnetospheric substorms by taking synthetically into account our current knowledge of characteristics of day-night asymmetry and auroral enhancements of the ionospheric conductivity and changes in the location and intensity of the field-aligned currents. It is assumed that several parameters are changed to the realistic degree over those for the 'typical' substorm model.

The possible effects of these parameters in producing the observed complexity of the field and current distribution are studied with the following main results: (1) By changing the ratio between the intensities of the field-aligned currents in the poleward half and in the equatorward half of the auroral belt, it is possible to reproduce a. the reversal of the electric field direction near the midnight auroral belt, b. an intense northward electric field in the evening sector, c. the intense eastward auroral electrojet, and d. the appearance of the eastward current in the morning auroral belt. (2) Shift of one pair of the field-aligned current system relative to the other system can be shown to be the main cause of complicated longitudinal extent of the eastward and westward electrojets and of the spatial structure of the Harang discontinuity. (3) The effect of the variable Hall-to-Pedersen conductivity ratio seems minor in that it does not change drastically the electric field pattern in high latitudes, but it only controls the intensity of the electrojets. (4) The eastward electrojet in the evening sector is produced even when the ionospheric conductivity is very low, implying that the electric field is responsible for the production of the eastward electrojet in evening high latitudes.

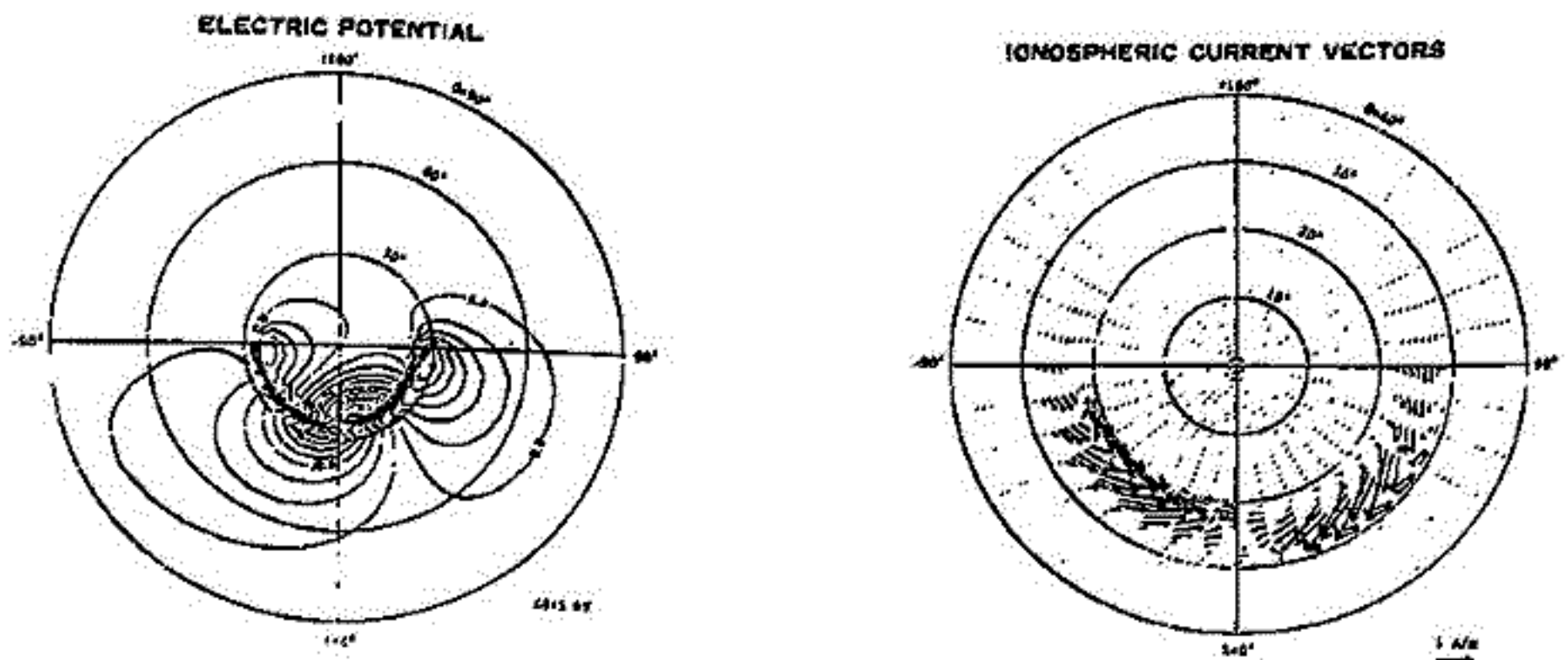


Figure 1. Distribution of electric potential and ionospheric current vectors for the case in which the poleward-half and equatorward-half field-aligned current intensities are assumed to be equal.

18A-131

FIELD-ALIGNED CURRENTS IN THE NIGHTSIDE
AURORAL-ZONE: THE N-S COMPONENT OF
TRANSVERSE MAGNETIC PERTURBATIONS

飯島 健 (東京大学理学部)

藤井 表一 (国立地理研究所)

T.A. POTEMRA (JOHNS HOPKINS UNIV./APL)

著者らがこの年に行つた TRIAD 衛星の対高度 800 km の磁場計測データの解析の結果には、磁場の線電流の存在を意味する 主磁場の垂直方向の磁場変動は east-west 方向の成分をもち、たゞ north-south 方向の成分があらたに east-west 方向の成分と同期して、単に磁場の線電流 sheet の完全な east-west 方向の傾斜として見ることができた。LML 最近 Resolute 受信した TRIAD 磁場計測データは east-west 方向の perturbation とは独立な north-south 方向の perturbation が存在することを示していることが判った。この独立な north-south 方向の perturbation は磁場の線電流の。Substorm 発達過程で考慮される Harang 不連続面の早期に於ける、予断型 regional current (電磁場の出)領域に於ける expansion phase の時に於ける磁場の線電流は、この独立な変化を伴う N-S perturbation の領域は、westward intrusion とは不可なり、equatorward の poleward に expand した regional と regional の領域に於ける生成が示唆される。予断型と予断型は、磁場の線電流の線電流の増加を伴う、Substorm の intensification に伴う plasma sheet 一部に於ける線電流の発生、伝播の遅延と相関していることが示された。

の磁力線沿いの加速

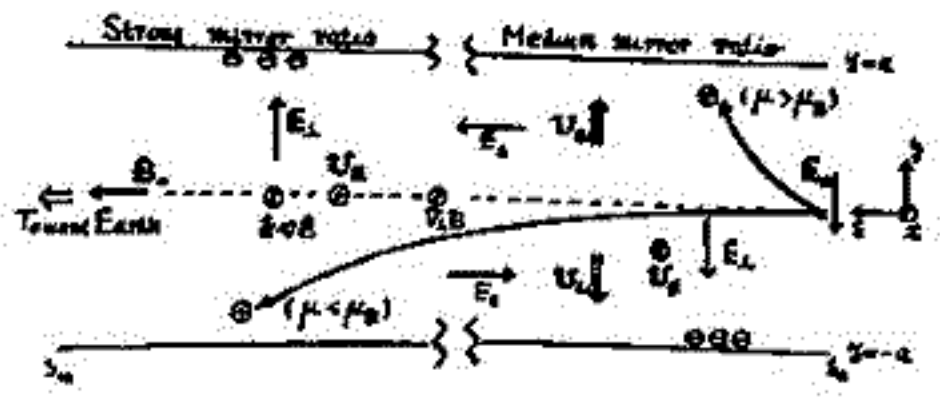
尾 攸, 藤 田 茂

東京大学理学部 地球物理研究施設

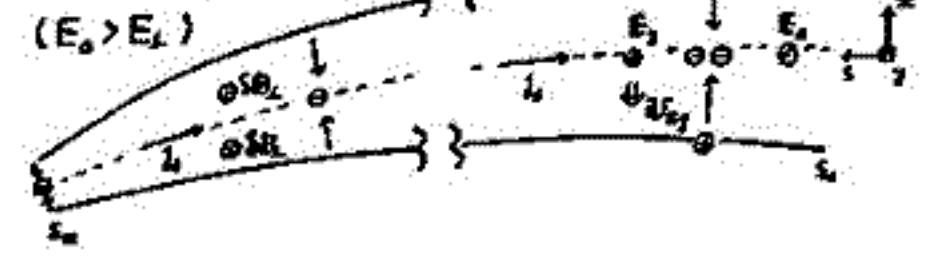
オーロラ電子の加速に関しては現在大別して次の3つの機構が独立に、或は関連し合っ
て必要がある。(i) 磁気圏尾の局所的、急激な粒子加速、加熱(磁気中性線の形成?)
(ii) 磁力線沿いの電子加速
(iii) 統計的加速(UHF-VLF相互作用) として朝方のオーロラ

一方、現在迄は提唱されていゝ加速モデルの現実状態への大まな相違は東西方向の非対称
性を無視していゝことである。今回はiiiの局所的加速を粒子源と見まして、有限範囲の粒
子源が存在する場合は、iiiの問題を電場と粒子分布を同時に決めること。E_{||}, ポテンシ
ル分布、落下電子加速を考へる。此のモデルの要諦は、磁気圏プラズマシート最外殻の
磁場の分布はプロトンに対して grad-B ドリフトは東向き、曲率ドリフト(μの小さい粒子は
有効)は西向きとする構造を考へる。此の状態では才1図に示す極端な急激な左磁場
の弱領域では grad-B ドリフトが利い結果的に西向き電場をまいて、此の電場ドリフ
トは発生したプラズマシート深部に運ぶ。一方、μの小さい粒子は磁場の強
地球に近領域に磁気鏡で反射せよる電場は東向きをまいて、同時に上記の
運動の結果、真夜中前には Tailward の E_{||}, 真夜中後には earthward の E_{||} をまいて
夫々、電子、プロトンの沿磁力線加速をうたう。実際の計算は粒子分布函数 F = v_{||}f/B
が主 $DF/Dt = S - \Omega_p QF$ (Sはsource, Qは粒子運動のdivergence) を数値的に解
く。電荷の中性 n_r = n_e からポテンシャル分布を求め、grad-B ドリフトと慣性ド
フトがイオントに対して釣り合ふことを $\langle v_{0y} \rangle \sim \langle v_{1y} \rangle$ とおき E_y ~ B(T_{e1}/u₀)^{1/2} (l_y/l_x),
E_z ~ E_y (l_y/l_{||}) 程度の電場の期待出来る。

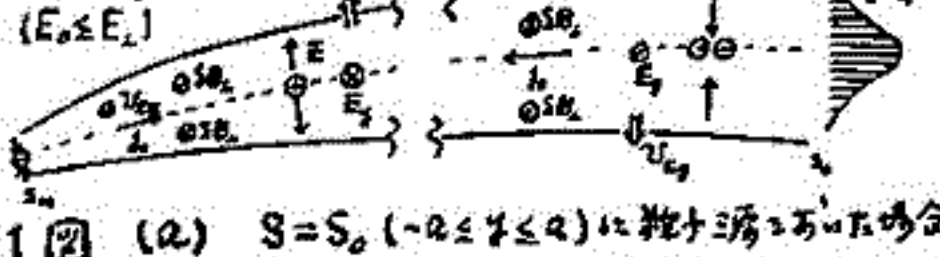
(a) Particle Injection and Charge Separation



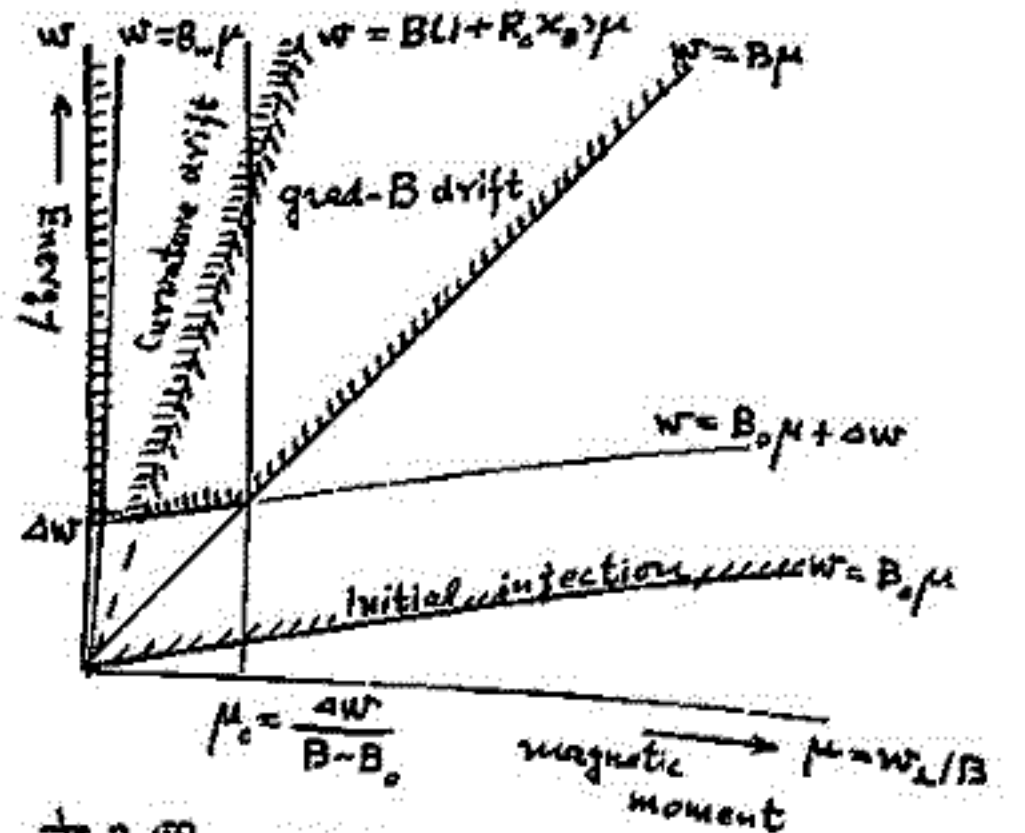
(b) Weak Injection (E₀ > E₁)



(c) Strong Injection (E₀ < E₁)



才1図 (a) S = S₀ (-a ≤ y ≤ a) に粒子源がある場合
の粒子軌道及電磁場を示す。(北が上見)
(b), (c) 子午面の断面図



才2図 W (energy), μ (magnetic moment)
空間内の粒子の存在領域を示す。たまた粒子源
(S = S₀) の B = B₀ とし、S - S₀ を走り向う
エネルギー変化を ΔW とする。
W = B₀μ 以下の大ききエネルギーの粒子は加速
されは落下し得る。

地球磁気圏の電磁氣的モデル II

井上雄二

京都産業大学、計算機科学研究所

前回の春の学会において発表した「地球磁気圏の電磁氣的モデル」の継続である。磁気圏と Magnetosheath の形状を半球に直接接続した半無限長の円筒をもって近似する。即ち、Bow shock および Magnetopause の前面を半球面とし、Tail 部分は同軸型の二重円筒構造とし、円筒の半径は各々約 $20R_{\oplus}$ と $40R_{\oplus}$ であるとし、地球双極子を磁気圏の半球領域の中心に位置させる。

太陽風および Magnetosheath 内には高速度のプラズマ流が存在するため、地球および磁気圏内部に生じた磁気力線は Magnetopause を横断し、外部に出ることは出来ない。即ち、磁気圏内部に磁場の肉込みが行われる。この肉込みは Magnetopause 表面電流と Tail 電流による。磁気圏に肉込みられた磁場は次の4の部分から構成されている：(1) 地球双極子場。(2) Tail 磁気圏と同じ半径を有する無限長の円筒の中心に地球双極子を位置させた時に生ずる磁場の円筒表面上の法線成分を丁度打消す様に、円筒表面電流を流すことによつて生ずる磁場、これは磁気圏内部では、スカラー・ポテンシアルから導出可能である。(3) 半無限円筒内で、Laplace 方程式を満足し、円筒表面上で法線成分が零である一般解としての磁場系。(4) 前方の半球領域内では、Laplace の方程式を満足し、後方の円筒領域においては、太陽または反太陽方向成分のみを有する磁場系。上記の(1),(2)はモデルの幾何的構造が与えられると一義的に規定されるが、(3)、(4)は線形結合の未定定数が存在する。それらの未定定数の決定には、前方の半球面の Magnetopause 上で、合成された全法線成分が零であると云う境界条件を用いて、最小自乗誤差の方法によつてなされる。この際に、Magnetopause の前面の表面電流による Ampere 力と太陽風の圧力との平衡を考慮に入れる。更に、Magnetopause 前面附近の電磁氣的微細構造について計算機実験を行う。

IMF の磁気圏および substorm に及ぼす影響を理解するため、IMF および Magnetosheath の効果を考察し、計算機実験を行う。太陽風および Magnetosheath 流は高速度であり、磁気圏内のプラズマ流は低速度である。この大きな速度差のために、IMF は直接に磁気圏内に侵入しないが、IMF によつて誘起された磁場が、磁気圏および Magnetosheath に現れる。この誘起磁場の構造を探究する。同時に、IMF の変化に伴つて起る磁気圏内部およびその周囲の磁場のエネルギーの貯積の変化について、計算機実験を行う。

Quiet Aurora Arc 生成 の Global Simulation

三浦 彰・佐藤 哲也
東大理

前回の講演で Quiet Aurora Arc の生成の数値シミュレーションについて、予備的な結果を報告したが、今回いくつかのパラメーターについてアークが成長しほぼ定常状態に達するまでのシミュレーションが可能となったのでその結果を報告する。

基礎方程式系は、電離層において

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \cdot \nabla n = -\frac{j_{||}}{eh} - \gamma(j_{||}) \frac{j_{||}}{eh} - \alpha(n^2 - n_c^2) \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_{\perp} = -neM_H \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} + neM_p \mathbf{E} \quad (2)$$

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} = j_{||}/h \quad (3)$$

の3式である。ここでEは静電ポテンシャルφにより導かれるものとする。次に電離層と磁気圏とのアルベソ波による結合については、集中定数を用いた次の式を用いる。

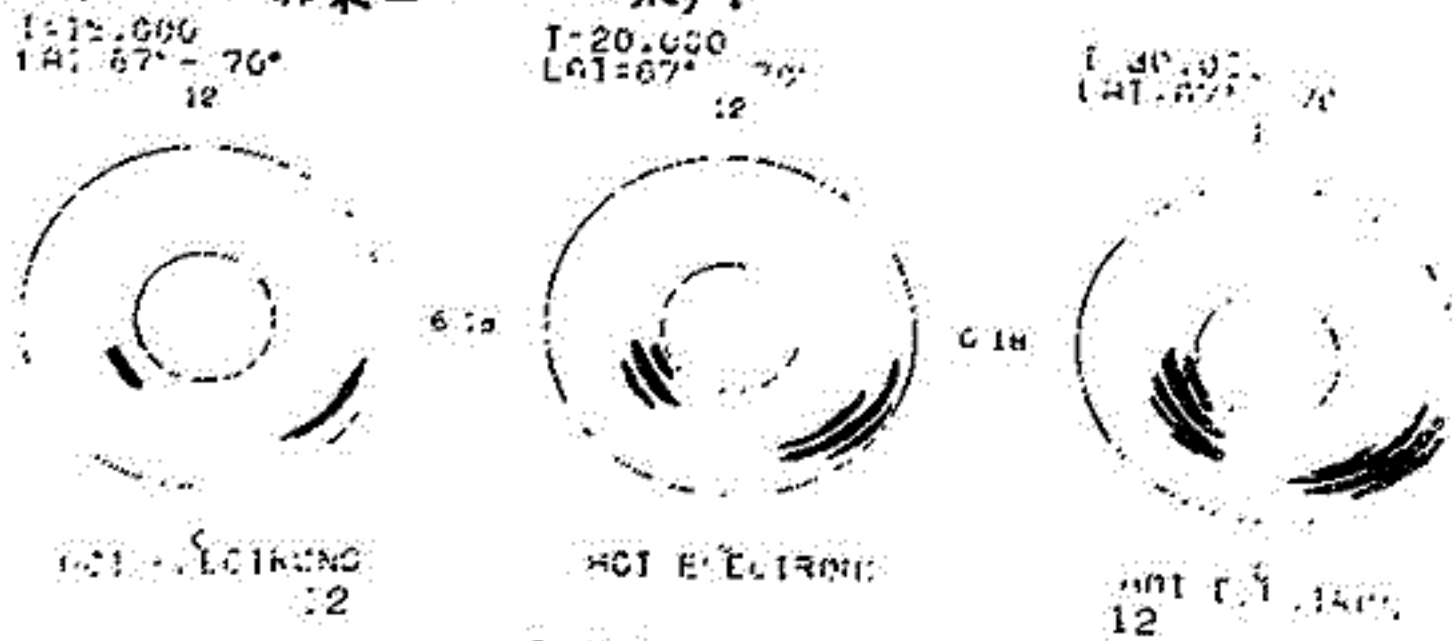
$$\left(\frac{2\mu_0 h}{\pi^2}\right) \frac{d\tilde{j}_{||}}{dt} = \left[\left(\frac{L}{\pi V_A}\right)^2 \frac{d^2}{dt^2} + 1\right] \nabla_{\perp}^2 \tilde{\phi} \quad (4)$$

ここでLは磁力線の半分の長さであり、V_Aは磁気圏中のアルベソ波速度の平均値である。またj_{||}、φはj_{||}、φの時間に依存する部分を表わす。

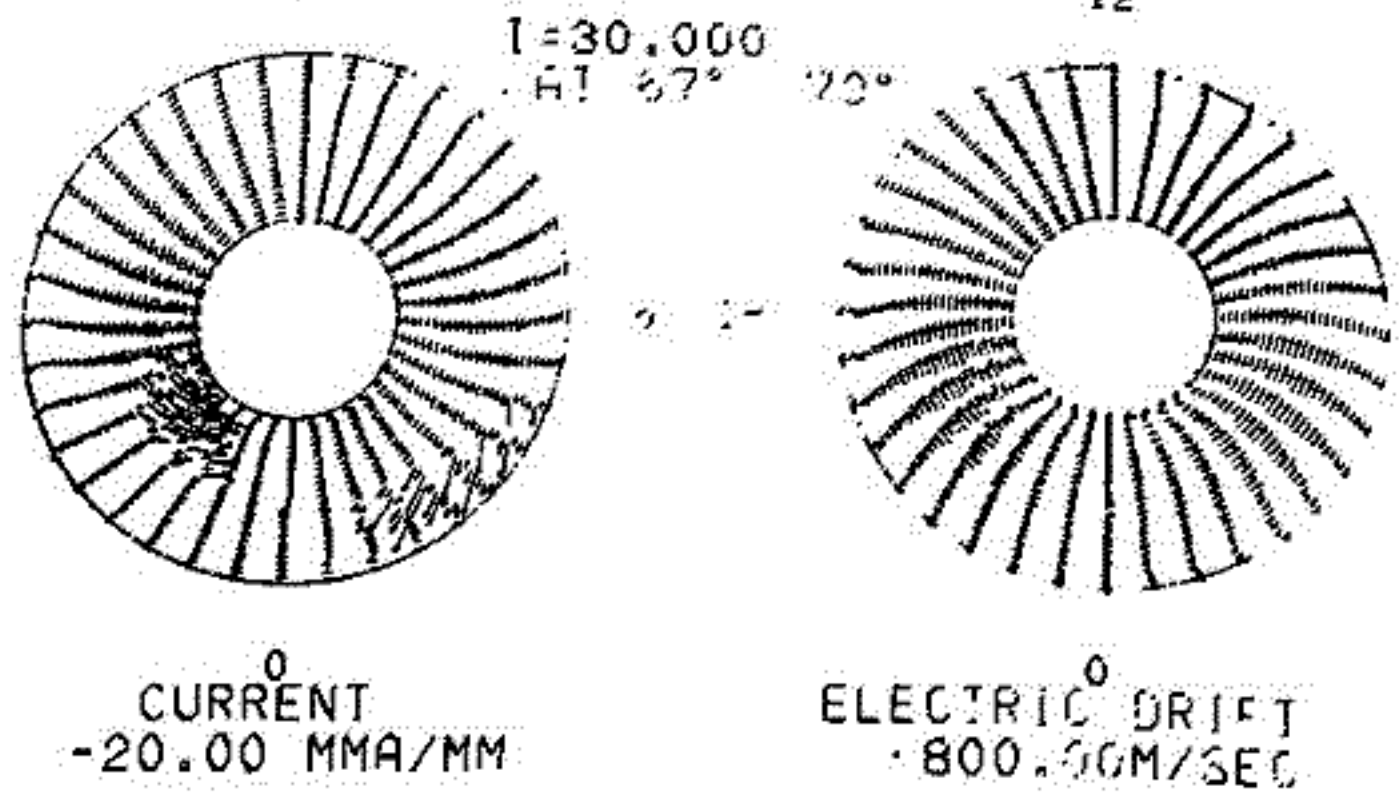
シミュレーションにより得られた詳しい結果は講演の際に述べるが、いくつかのパラメーターに対して得られた結果を下の図に示す。

右の図は次のようなパラメーターに対して計算した結果である。

$N_c(\text{noon}) = 10^{11} \text{ m}^{-3}$
 $N_c(\text{midnight}) = 10^{10} \text{ m}^{-3}$
 $L \sim 2.0 R_E$
 $V_A = 2000 \text{ km s}^{-1}$



上の図は hot electron flux の等高線の時間発展を示し、下の図はアークに伴う電流ジェットの発達、電場ドリフトの様態を示す。



18P-I35P 南極およびアイスランドにおけるIMS観測

国立極地研究所

1. 観測項目

南極におけるIMS観測は以下の5項目よりなり、1976年の第17次南極観測隊から開始され、1978年の第19次隊まで実施される。

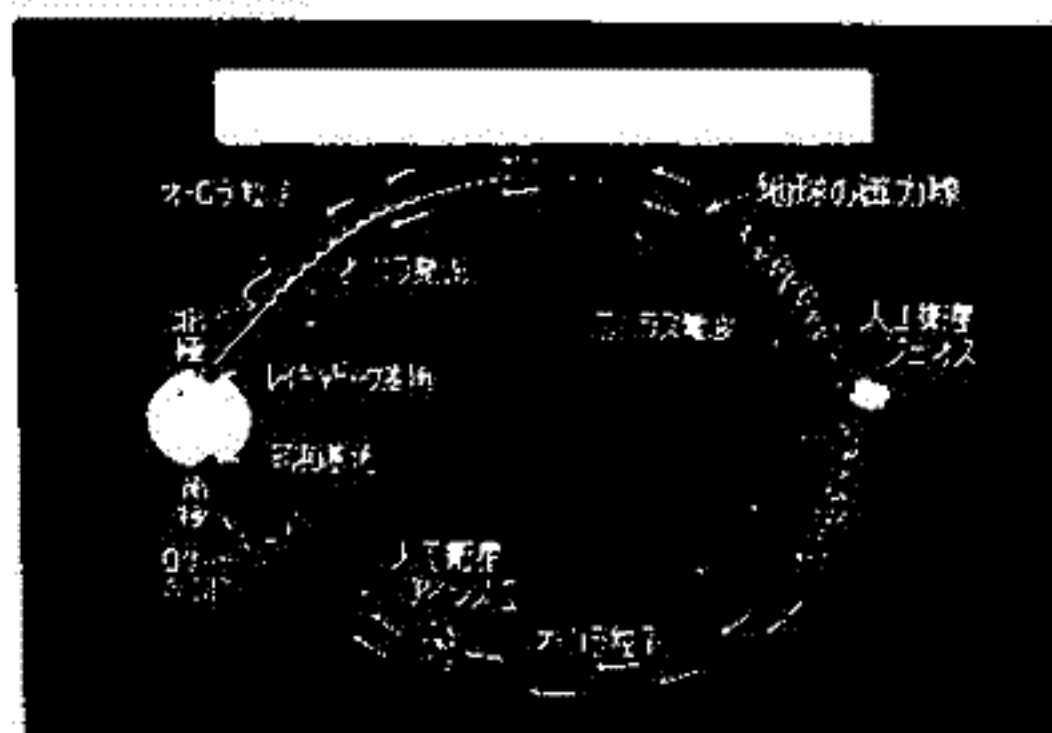
- 1) 人工衛星テレメトリーによる超高層観測 (EXOS-A, ISIS-1, 2)。
- 2) 極域擾乱と磁気圏構造の統合観測。
- 3) ロケットによる超高層観測 (S-210, S-310)。
- 4) 大気球による超高層観測。
- 5) 観測点群による超高層観測 (みずほ基地, 無人観測点群)。

昭和基地の地磁気共役点である、アイスランドのレイキャビック近郊において、1977年7月30日～9月18日、および、1978年8月18日～10月1日に、オーロラ、VLFエミッション、地磁気変動、CNA等の観測を実施した。

2. 観測目的と成果

南極およびアイスランドにおけるIMS観測の目的は、地磁気共役を観測、地上観測点網、大気球、ロケット、人工衛星を用いての、立体的な同時観測を実施し、磁気圏で起っている各種の現象、とりわけ、オーロラ現象を統合的に観測し、その機構を解明することにある。

IMS期間中に収録された、17次隊、18次隊、およびアイスランドでの観測データの解析が進められており、その成果についてはすでに学会等で報告されている。ポスターには、観測システムおよび代表的な観測結果について示める。



昭和基地と共役点アイスランドを結ぶオーロラの立体観測の模式図

KYOKKO搭載ATVによる真空紫外オーロラ撮像観測。

金田葉根 (東京理地物研施設)

前回は速報として、内之浦KSCに於いて取得したデータを基にして観測結果の報告を行ったが、今回は本1期観測の終了時(5月25日)迄のチャート地上局(JNCS)取得のデータも含めて観測データの検討を行った結果に於いて報告する。

今期の観測に於いては、ATVは1週間に4日間、1日に4周回飛行をせる事を原則的に適用とした。観測装置は本稿中段に Kp-index と一節に示してある。この期間 ATV の動作状態は良好で、本稿中段に示した観測結果の1例の如く、aurora oval の動態に関する synoptic は観測に於いて所期の成果を収めて居ると云へる。特に留意する事としては、真空紫外光による撮像の利点が生かされて、事象例も明らかにならぬ(北半球の日照条件としては、夏至の頃と殆んど同等の4月9日)、散乱光の影響を抑えてオーロラの撮像が行われて居る点である。

観測データの検討から明らかになった統計的傾向に於いて、2,3 纏めると以下の如くである。

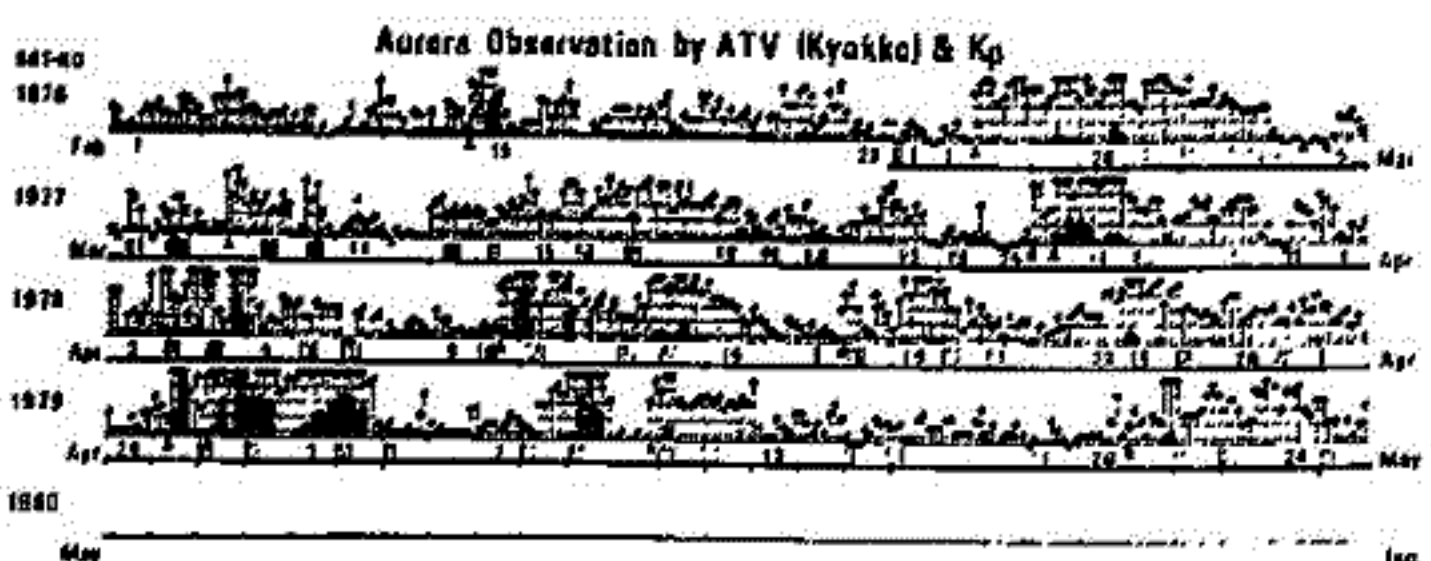
- i. Kp-index が 2.0 附近で、観測データ中に容易に識別出来るオーロラの有無の threshold がある。
- ii. 観測データ中に容易に識別出来るオーロラに就いては、ISIS-Ⅱで報告されて居る如く、高緯度側は discrete、低緯度側は diffuse 且 double track の傾向を示す事が多い。
- iii. discrete aurora と diffuse aurora は通常分けて居る。この stand off distance は activity と成る種の相関性を示す。
- iv. storm の initial phase に於いて、polar cap の中は或る程度 uniform に aurora の緯度は上昇して居る。

ATV は 9 月初頭より本2期の観測を開始し、10-11月には、KYOKKO と ISIS-Ⅱ の共同観測、更に 9 月中旬には打上げ予定の EXOS-B との liaison 観測等を、この期前に行う予定である。特にこの時期には KYOKKO の apogee が最も北寄りとなる為、ATV の観測は oval の detail 及び global feature に重点を合する事となる。

NE	REU-1008	NP
FT	780509	PB
FN	062409	H
TE	TI-53088	OF



1977年5月9日 06^h24^m09^s (UT) 観測の Auroral Oval の様相。(71°N-77°N 表示) (概しては Oval と Daylight Region 迄は可視)

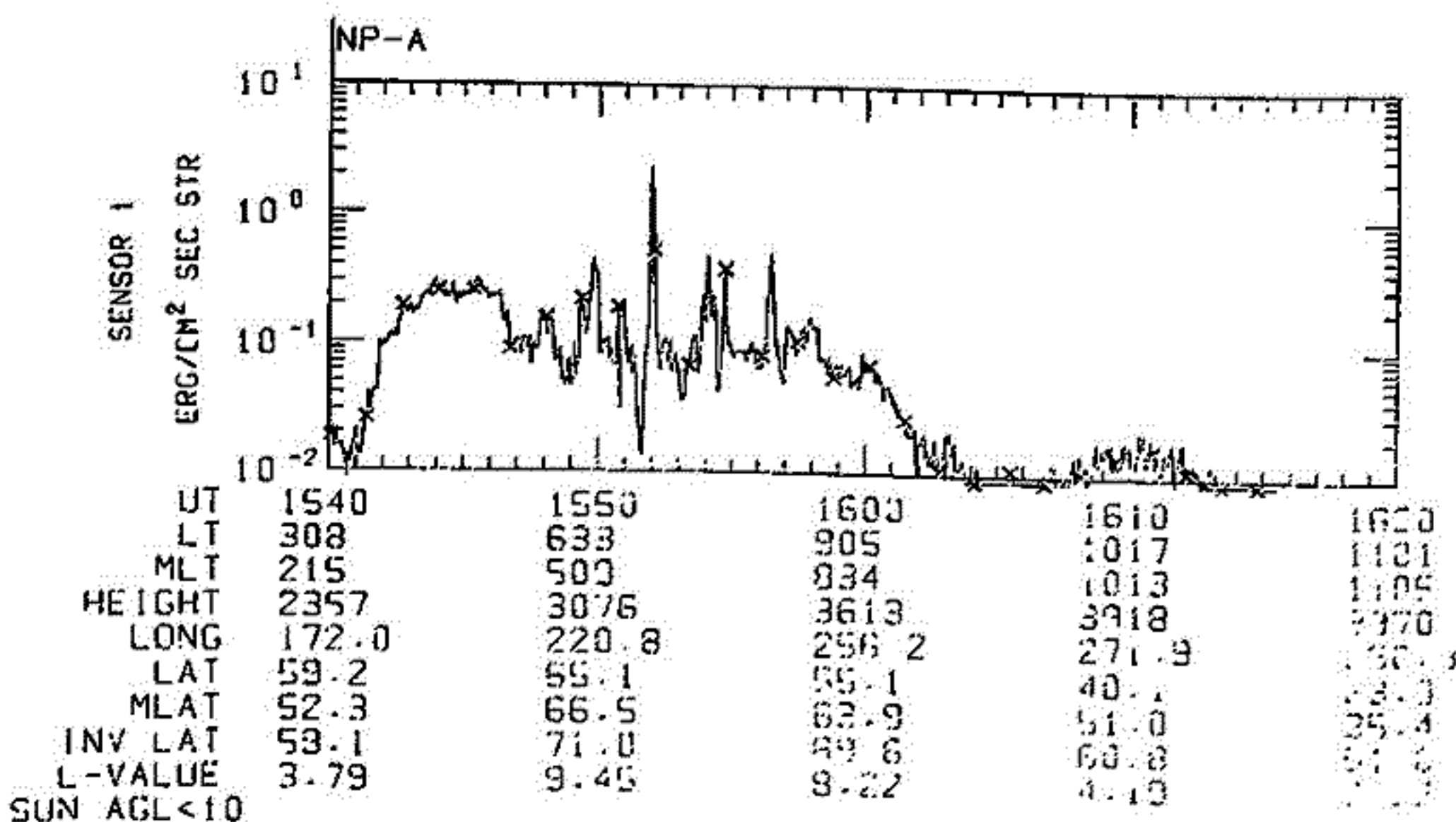


Kp の Code 下の 縦線 / 本日の1回の観測 (5040 回) を示して居る。

向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙航空研究所)

オウ号科学衛星「KYOKKO」に搭載された低エネルギー電子分析器(ESP)によって得られたデータの中で、北半球高緯度地域のオーロラ電子の特徴について述べる。ESPの測定エネルギー範囲は4 eV ~ 9.4 keVで、その掃引周期は1秒である。センサは2コあって upward flux と downward flux を同時計測する。KYOKKOの姿勢制御方式が沿磁力線制御である為ピッチ角分布を得ることはできないので、コリメータ方向は2コのセンサ共に沿磁力線方向に向けられた。即ち、ESPは field-aligned の成分を測定している。現在までに処理されたデータは極く初期のデータ(1975年3月)で、local time (MLT) が真夜中から朝方にかけてのデータである。

高緯度のデータは全く多種多様なパターンを示すが、大きく分けて2つの領域に分けられるようである。1つは比較的穏やかな領域であり、もう1つは非常に激しく precipitation が変動している領域である。下図は Rev. 326 のデータの例である。15:42~47の間は比較的穏やかである。この間は数 keV 以上の電子が卓越し、流入してくる energy flux の大部分は keV-range の電子が荷を、ている。15:49~55の間は変動が激しく、流入してくる energy flux が 2桁以上も変動しているときもある。このときのエネルギー分布も大きく変わり、1 keV 前後の flux が卓越しているときがある。講演では、流入してくる energy flux と共にエネルギー分布についての他の例とまとめて報告する。



REV-326

1975-03-01

図. Precipitation による流入エネルギーフラックスのデータ例

SIMULTANEOUS OBSERVATIONS OF THE AURORAL ELECTROJET AND ENERGETIC
PARTICLE FLUXES IN THE MORNING SECTOR - A PRELIMINARY REPORT

G. Rostoker and Y. Kamide
Department of Physics, University of Alberta
Edmonton, Alberta, Canada T6G 2J1

and

J.D. Winningham
Center for Space Sciences, University of Texas at Dallas
Richardson, Texas 75080 U.S.A.

While it is well known that the auroral electrojets exist by virtue of the presence of a high conductivity channel created by the precipitation of energetic particles, the distribution of these particles across the width of the electrojets is poorly known. In recent years, the study of meridian line magnetometer data in conjunction with polar orbiting satellite data has afforded an opportunity to study the structure of the precipitating particle fluxes in the framework of the electrojet. In this paper, magnetic field data from the Alberta meridian line of magnetometers are utilized to define the boundaries and latitudinal structure of the auroral electrojet in the morning sector along the subtrack of the Isis 2 polar orbiting satellite. We correlate the energetic electron and proton fluxes measured over the energy range $5 < E < 13,000$ eV by the soft particle spectrometer (SPS) aboard Isis 2 with the electrojet structure in the morning hours, and find that the latitudinal distribution of the electron fluxes is, in general characterized by the following four elements:

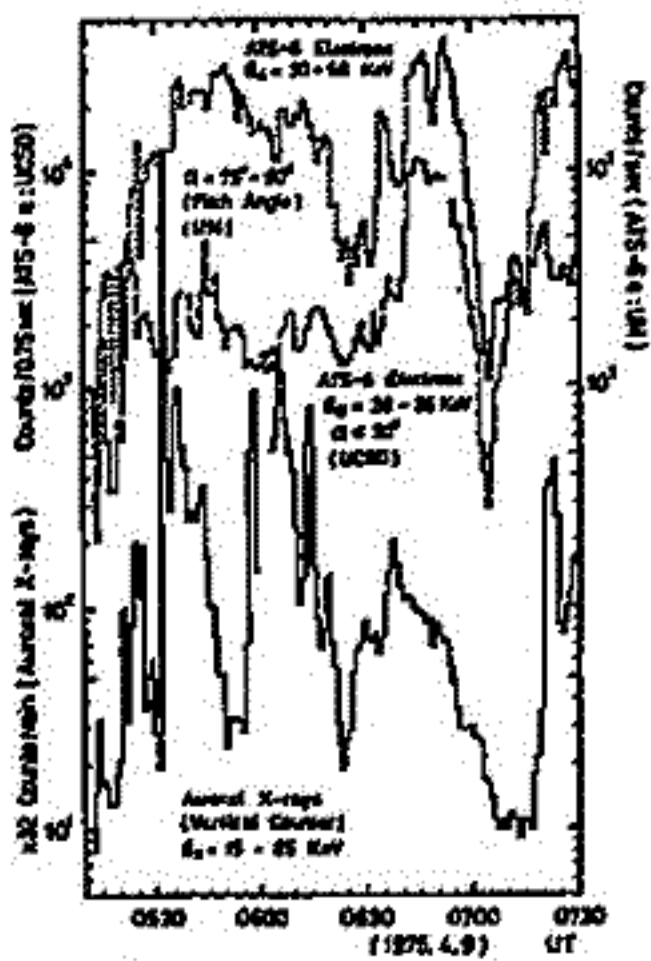
- A: A region of trapped energetic electrons below the equatorward boundary of the westward auroral electrojet,
- B: A region of precipitating energetic electrons in the equatorward portion of the westward electrojet. This particle population consists of a hot Maxwellian superposed on a spectrum which has a power law distribution.
- C: A region featuring energetic electrons which have a power law distribution in the poleward portion of the westward electrojet.
- D: A region of low energy electrons featuring localized regions of intense fluxes, and having the character of the boundary plasma sheet in the evening sector but lying poleward of the westward electrojet in the morning sector.

The development of these regions of electrons is discussed in the context of the acceleration of boundary plasma sheet material as it drifts from the dawn and dusk regions towards the center of the magnetotail under the influence of the east-west component of the magnetospheric electric field.

極光帯オーロラX線と静止衛星位置高エネルギー電子の相関関係と地球気共役性

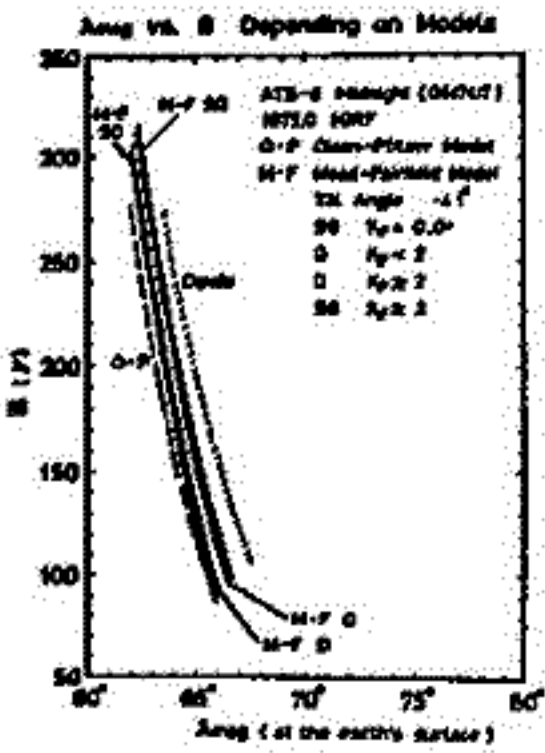
平島 洋
立教大 理

Yamagami et al. (1) は1975年4月9日 UT にカナダの Thompson 地球により活潑なオーロラX線バーストの観測を行った。観測オーロラX線のエネルギー範囲は15~85 keV である。この時、静止衛星 ATS-6 が赤道面と、大抵 Thompson と地球気共役位置にあり、オーロラX線と UCLSD, UMem. により観測された ATS-6 位置における高エネルギー電子との相関関係を調べた。解析したのは 0512~0729 UT (0617 UT: ATS-6 2400 LT) である。オーロラX線, ATS-6 による高エネルギー電子のカウントの時間変化を第1図に示した。相関の良い時間帯と相関の悪い時間帯に分け、X線と電子のカウントの相関係数を求めた。その値は第3図の図に示されている。ここで極光帯にあり、オーロラX線と赤道面静止衛星位置の高エネルギー電子と地球気共役性について調べる。従来はこの地球気共役性を調べるのに L をパラメータとして用いていたが、電子の Larmor 半径が極めて小さいことから最近の magnetosphere のモデルを採り、ATS-6 位置から磁力線を追って行った地表の地球気緯度 λ_{mag} を求め、地球位置の λ_{mag} と合していろいろのモデルを調べた。

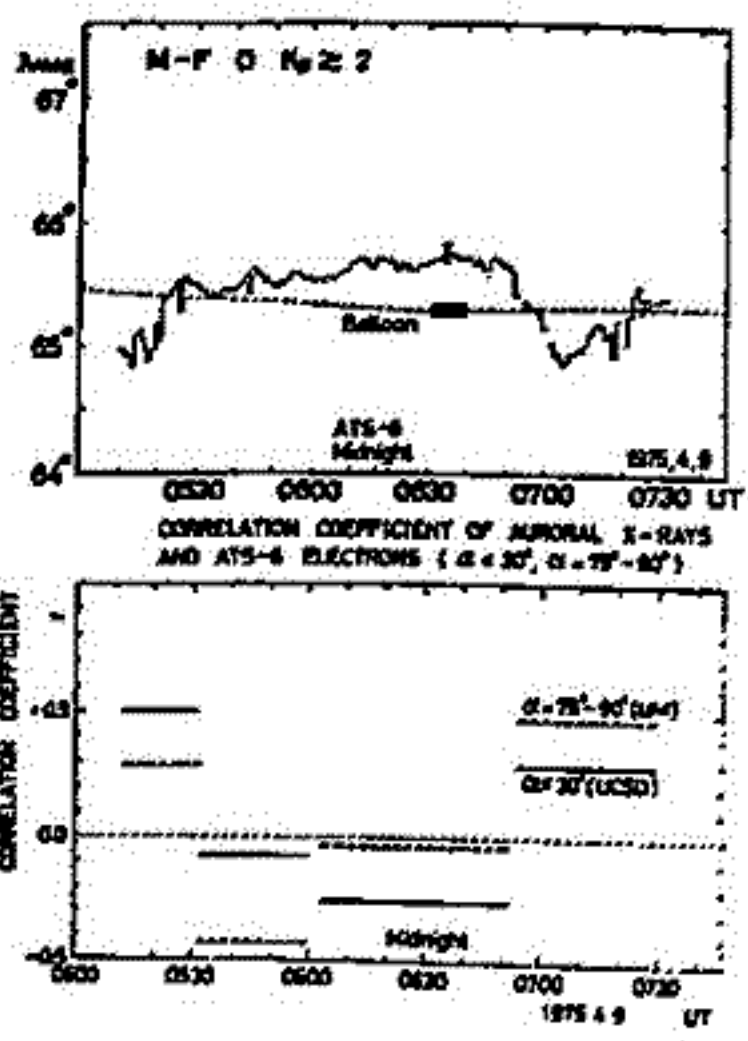


TIME VARIATIONS OF AURORAL X-RAY COUNTING RATES AND ELECTRON COUNTING RATES AT ATS-6

第1図



第2図



第3図

また ATS-6 では磁束密度の3成分の観測が UCL A により行われた。各モデルで ATS-6 附近の磁束密度を計算し、磁力線を描いた。磁束密度 B と地球気共役位置の地球気緯度 λ_{mag} との関係が第2図である。この関係を用い、観測された磁束密度の値から各モデルについて λ_{mag} を計算し、この値と地球の λ_{mag} とを比較する。双極子モデル, Olson-Pfitzer モデル(新モデル), Mead-Fairfield モデルで K_p が小さい場合は、地球気共役性が成り立っていないが、Mead-Fairfield モデルで K_p が大きい場合は第3図のようになります。オーロラX線と ATS-6 電子の相関が良い時には ATS-6 の λ_{mag} と地球の λ_{mag} が近い値を示し、地球気共役性が見られる。以上のように地球気共役性を議論するときには λ_{mag} が良いパラメータである。

参考文献
(1) Yamagami et al.: J. Geomag. Geoelectr., 30, 1978, to be published.

奥谷晶子, 和田雅美, 竹内一, 小玉正弘, 今井喬
理 研

1976年1月からの1年半の間に, オーロラ電子検出器搭載の観測ロケット6台が昭和基地から打上げられた。うち2台は静穏時に, のこり4台はオーロラ活動時に行われた。電子検出器は比例計数管とプラスチックシンチレーション計数管である。測定の下限エネルギーは40 KeVである。ここでは, オーロラ出現時における高速電子の高度分布, ピッチ角分布について, 静穏時における特性と比較しながら議論する。

高エネルギー電子観測ロケット

観測隊	ロケット号札	打上げ日	発射時刻 [†]	到達高度	同時搭載計器
17次	S-210JA-20	June 25, '76	02 40	118 Km	PWL, PWH, NEL, TEL, GA
	S-210JA-21	July 26, '76	03 23	116 Km	PWL, PWH, NEL, TEL, GA
	S-210JA-22	Jan. 26, '76	02 20	119 Km	NNP-NO, NEL, TEL, GA
	S-210JA-23	Sep. 13, '76	07 31	120 Km	NNP-NO, NEL, TEL, GA
18次	S-310JA-2	Feb. 10, '77	03 22	212 Km	PWL, PFX, PWH, NEL, TEL, ESL, GA
	S-310JA-3	July 26, '77	18 35	222 Km	PWL, PWN, NEL, TEL, MGF, MS

* 45° EMT

ESL: 低エネルギー電子
NEL, TEL: 電子密度, 温度
PWH: HF帯プラズマ波

GA: 地球電位計
NNP-NO: 一酸化窒素
PWL: VLFスプリット

MGF: 磁場 MS: 月センサー
PFX: VLFホーディングフラックス
PWN: 電子プラズマ波, イオン音波

電子検出器の測定エネルギー範囲と各号札別取付角度

測定器 チャンネル エネルギー ロケット号札	比例計数管			プラスチックシンチレーション計数管			θ-φ チャンネル数
	PC-L	PC-H	PC-BG	SC-L	SC-H	SC-BG	
	Kev 40-60	Kev 60-110	Kev >110	Kev 60-80	Kev 80-170	Kev >170	
S-210JA-20	90°	X	X		90°		5
S-210JA-21	90°	X	X		90°		5
S-210JA-22	45°	X	X				7
	90°	X	X		90°		
S-210JA-23	45°	X	X				7
	90°	X	X		90°		
S-310JA-2	65°		X		65°		11
	65° M		X		65° M		
S-310JA-3	65°		X		65°		11
	65° M		X		65° M		

* 検出器のディスクリメンタル設定値 M: 永久磁石つき

オーロラ静穏時^{*}に対する擾乱時の60-80 KeVの電子の計数比

	S-210JA-20	S-210JA-21	S-210JA-23	S-310JA-2	S-310JA-3
カウンtr比	1.2.5	5	2	50	1

* S-210JA-22

高橋 忠利 大塚 寛
東北大・理

これまで、我々の南極ロケットによる電離層電子密度計測については、第11次南極観測隊以来のラングミュアー・プローブによる蓄積があり、高度約130km迄の電子密度計測結果が数多く得られているが、このたび、第18次及び第19次隊によるインピーダンス・プローブ (NEI) の電子密度計測結果を得たので報告する。

南極ロケットに用いたインピーダンス・プローブは標準タイプのものであるが、S310-JA搭載用とS210-JA搭載用では、到達高度の違い、配分TM4チャンネル等を考慮して機器のパラメータを変えてある。これらのパラメータ、及びFlight時の条件等を今回報告する三つの例について、Table にまとめてある。S210-JAシリーズに搭載したNEIは特にプローブ印加電圧の周波数固定モードを持ち、3/4のタイム・シェアで200kHzにおけるプローブ容量値を計測している。

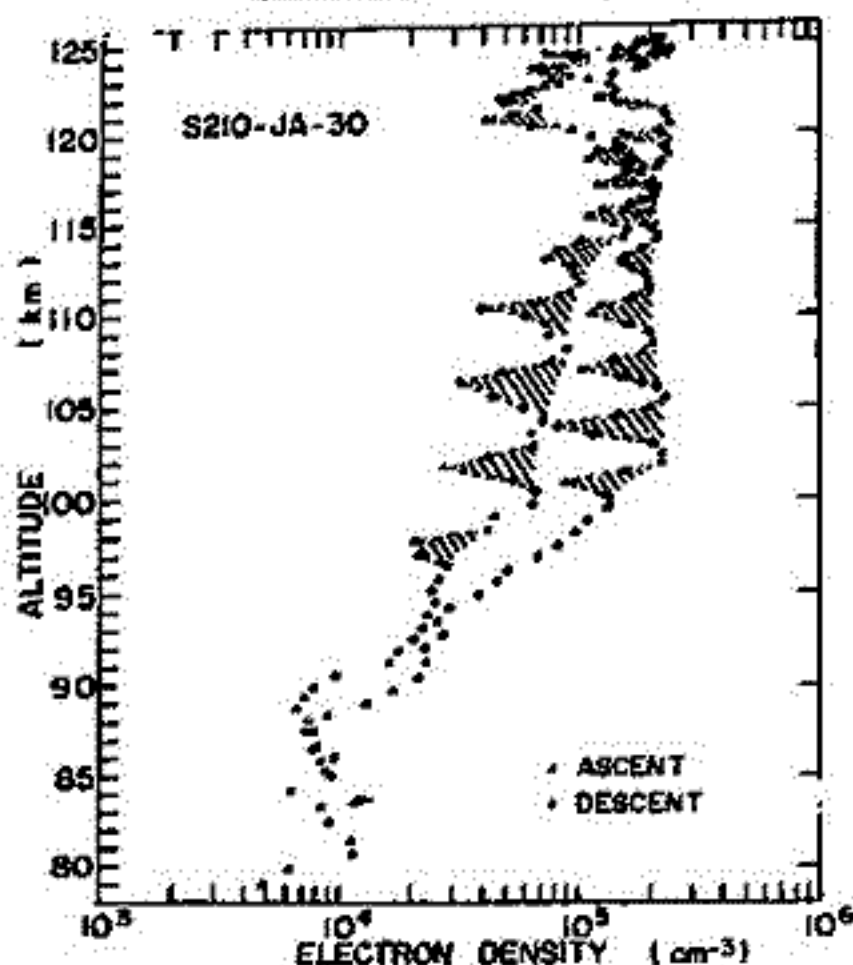
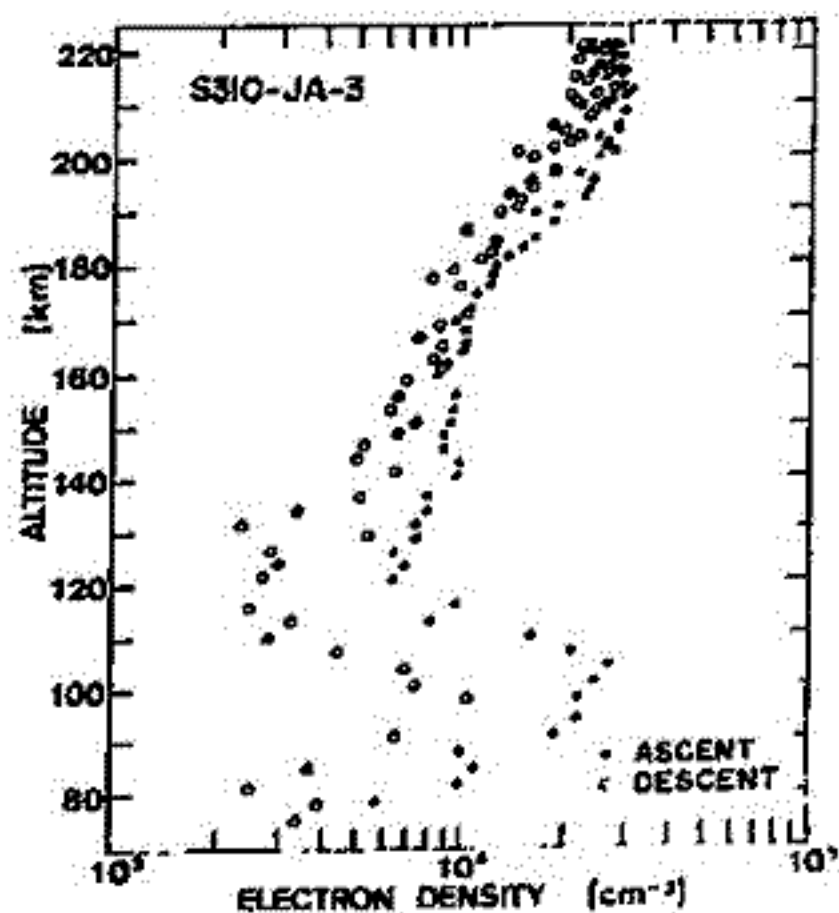
得られた電子密度プロファイルを、S310-JA-3及びS210-JA-30のCaseについて図示した。上図はS310-JA-3のCaseで冬の夕刻側の電離層である。電離層は全体として低いレベルにあるが、100km付近に高度中約20kmの層が見られる。下図はS210-JA-30によるもので、夏の真夜中付近の電離層を示す。上昇時にはやはり110km付近に層構造が見られるが下降時のプロファイルは若干様子が異なっている。

NEIによるこれらのプロファイルは高い精度で得られており、S310-JAシリーズでは下層の下部迄計測されている。これらの結果はまた南極ロケットの他の搭載機器の諸結果、昭和基地における各種地上観測結果と広くcoordinateされており、これらとの比較検討のpreliminaryな結果についても報告する。

1) Miyazaki, J. Radio Res. Labs., 21, 551~ (1974). etc

Table

	S310-JA-3	S210-JA-30	S210-JA-31
Probe	1.2m Whip	1.2m Whip	1.2m Whip
Sweep Mode (Periode)	0.2~11MHz 0.5sec	0~5.9MHz 0.25sec	0~5.5MHz 0.25sec
Fix Mode (Periode)	-	200kHz 0.75sec	200kHz 0.75sec
TM Responce	25Hz	450Hz	450Hz
Date	1977.7.26	1978.1.28	1978.2.6
Time(45°BMT)	18.35	23.10	21.55
Max. Height	221.5Km	125Km	116Km
Hor. Distance	313Km	96Km	148Km
Azimuth	325°	23°	38°

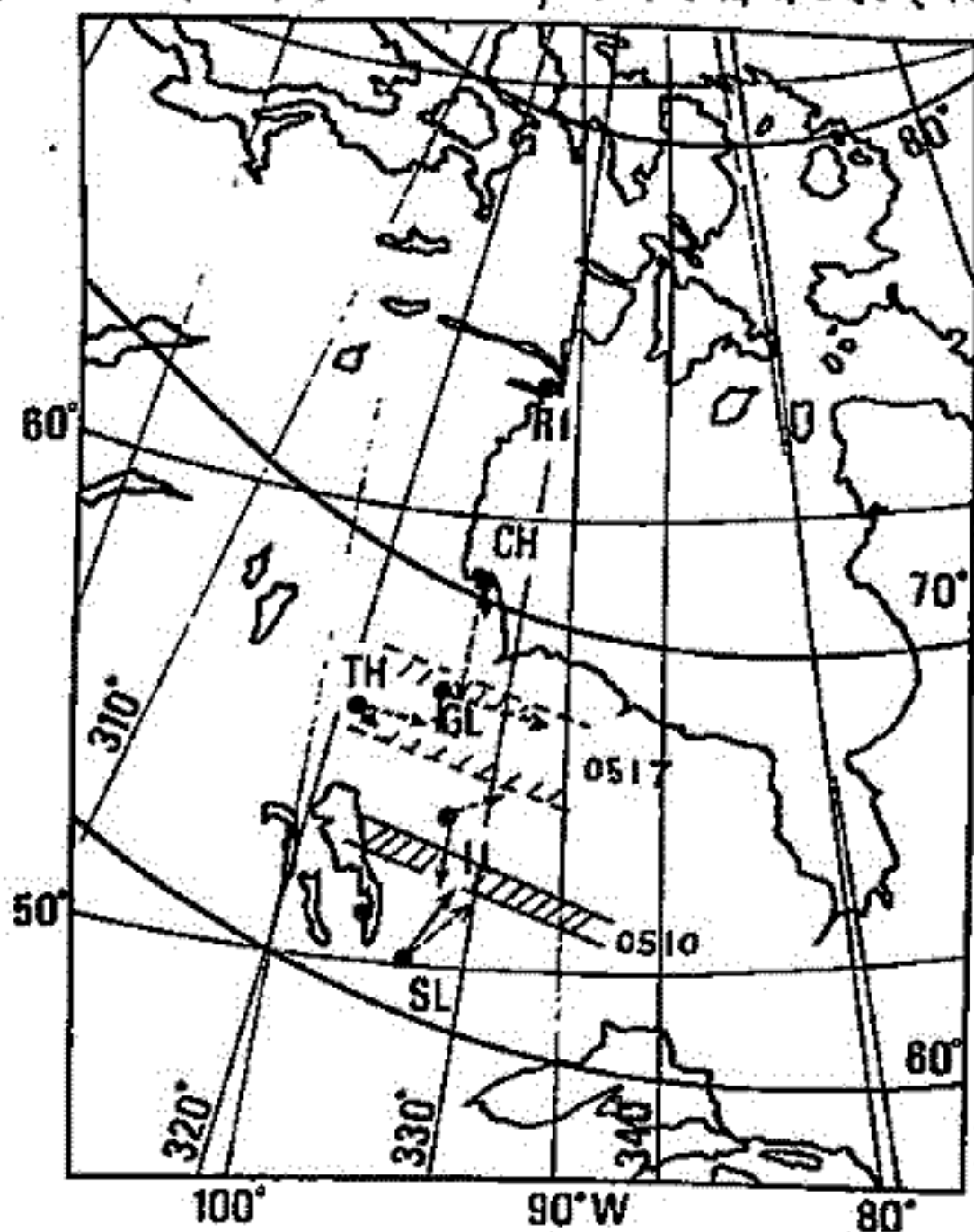


18P-I42. ローカルなオーロラ Expansion と P₂-2

小口 高, 林 幹治, 国分 征, (東大理), 鶴田浩一郎 (東大宇宙研),
渡辺寛世 (ブリティッシュ・コロンビア大), R.E. Hirth, (ビクトリア大)

オーロラ Expansion は一連の Expansion として理解できる場合もあるが, いくつかのローカルな Expansion の合成として考えられる場合が多い。一例として 1976 年 9 月 18 日, 0508 UT 頃の Expansion について見ると, 少なくとも中規模の 3 個の Expansion で構成されていることが判る。これを, オーロラに付いたチャータルの TV 観測により, 又 ULF については, チャーナル(CH), ギラム(GL), トングソン(TH), アイランドレイク(IL), スターレイク(SL)の5隻の記録に見がけで解析した結果, 次の事柄が知られる。

1. それぞれの Local Expansion は起こった場所が異なり, 後のもの程高緯度側に寄っている。
2. これに伴って 3 個の P₂-2 が起り, それらの peak の位置も全く同じように高緯度側に移る。
3. 各観測点ごとの P₂-2 の初動はそれぞれ P₂-2 についていざがれも Local Expansion の起こったところの向きの向きから始まるように見える。例えば, 0510 には Expansion はアイランドレイクとスターレイクの間に起り, 0517 にはギラム上空で起っているのに対して, 水平成分の初動の向きは, それぞれスターレイク⇨アイランドレイク間及びチャータルのアイランドレイク間で逆転している。



この Expansion は Successive Expansion の典型的な例と見る事ができる。初動の向きから見て, 少なくとも極光帯近傍での P₂-2 の立上りは, 粒子の急激な加速に伴う Diamagnetic 効果, 及び, 粒子入射に関連する電場の効果と考えれば理解できる。

昭和・アイスランド同時観測による

高緯度地磁気脈動の共役性(I)

岩淵美代子 佐藤夏雄 福西浩
国立極地研究所

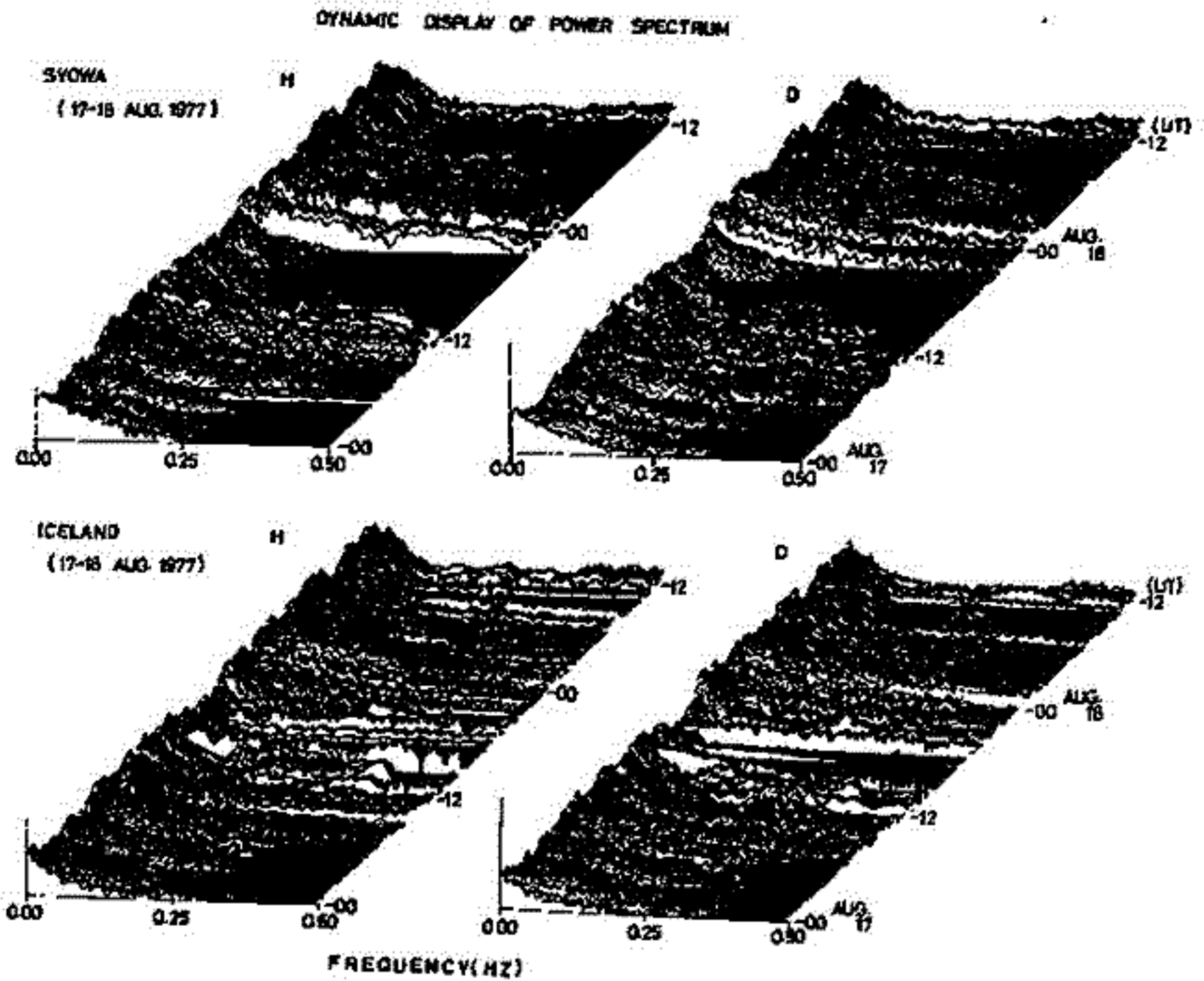
四年度に実施された南極の昭和・みずほ基地、アイスランドのレイキヤビーク基地における共役点観測で得られた約50日分の脈動データについて、現在解析をすすめている。

データ解析は、アナログデータからデジタルデータを作成し、パワースペクトル、相関係数、偏波、位相差等の相関解析を行った。観測地点間の時間ズレは、タイムマーカー間を等間隔に補間することにより、1秒以内の精度で補正した。

極光帯における地磁気脈動の共役性に関して、今まで、ほとんど統計解析が行われていない。超高層現象の共役性の研究は、諸現象の発生メカニズムを立証する上で大変重要である。昭和・みずほ基地とアイスランドでの共役点データを統計的に解析をすすめることにより、ULF波動のモード、発生領域、伝播特性等が明らかになるものと思われる。

解析結果の一例として、昭和・アイスランドにおける約2日間(77.8.17~8.18)のデータのダウナムックースペクトルを下图に示す。非常に似た現象が南北で観測されたというのがわかる。

今後では、約10日間のデータについて、特性周期、ポーラリゼーション、オリエンテーション、位相差等の統計的結果を報告する予定である。



佐藤 夏雄
(極地研)国分 征
(東大理)

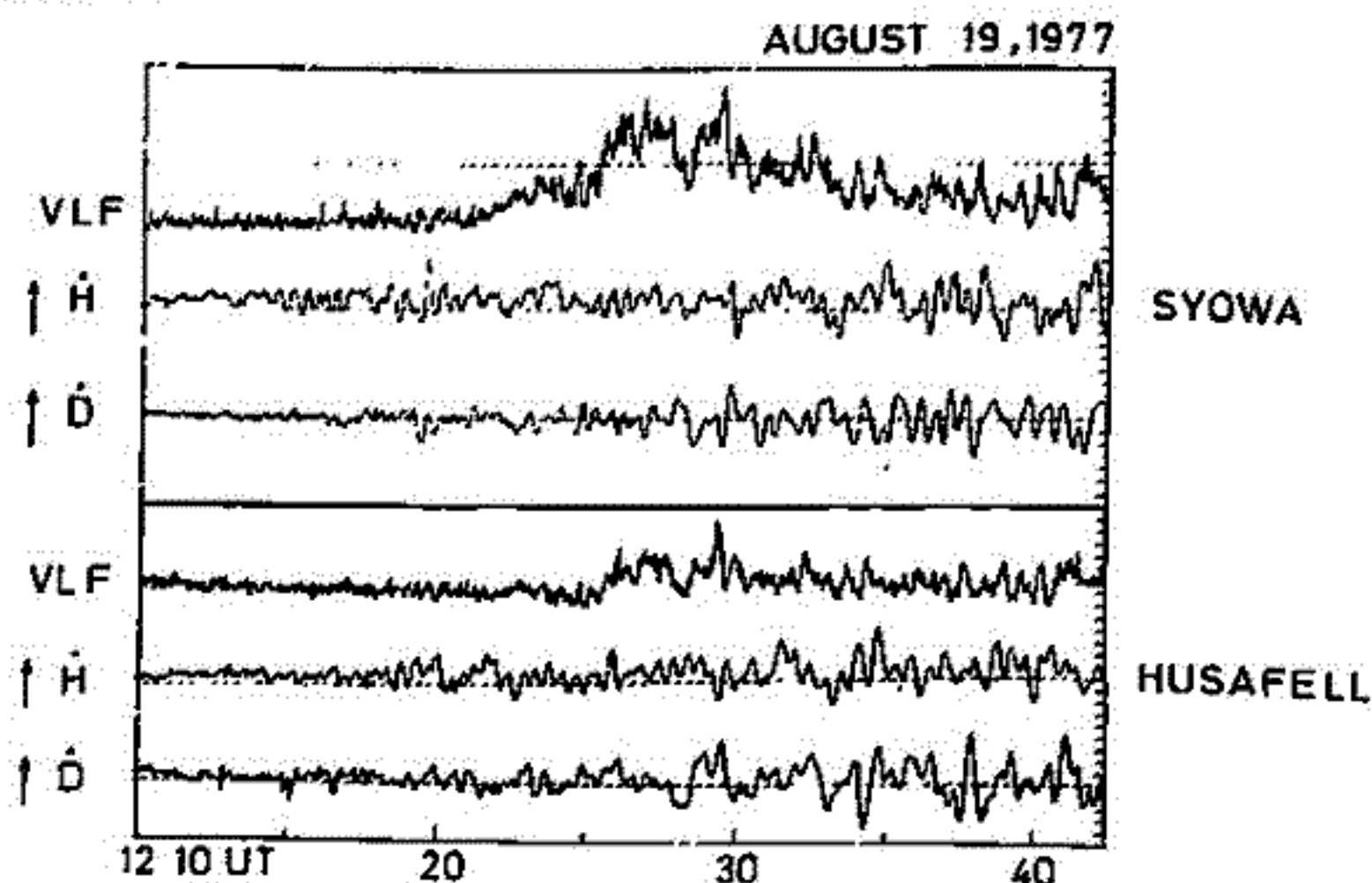
地磁気脈動と相関の良いQP放射とPc3帯脈動との相関解析を、昭和基地およびアイスランドのデータを用いて行なった。その結果、次のような解析事実が得られた。

- i) QP放射は脈動D成分と相関が良い。但し、短周期(5~20秒)では、H成分とも相関良い。
- ii) 脈動とQPとの受信時間差は昭和基地、アイスランドともに20~30秒である。
- iii) 地上で観測される脈動とQPとの位相差は周期に依存する。しかし、伝搬時間差を考慮すると modulation を起こしている領域ではほとんど周期に依存しない。
- iv) 共役点で受信される脈動H成分の位相差は0度であるが、D成分は180度異なる。

上記の結果は次のように解釈できるであろう。

QPと脈動との受信時間差が20~30秒であるのはホイスラーモードのQPとアルフベン波のULF波動との伝搬スピードが異なるためである。また、下図に示めたように、共役点で観測された同じ現象の相関解析結果より、QPと脈動の時間差は共役点で同じである。したがって、QP modulation を起こす発生領域は、磁気圏内の赤道面付近であることを暗示している。

また、共役点での位相関係より、Pc3脈動はoddモードの波であろう。これらのQPと脈動の相関解析をさらに進めることにより、ULF波動の伝搬速度や波動のモード等を知ることができ、脈動の発生メカニズムを探る一つの手段になると思われる。



極光帯及び中低緯度におけるPc脈動の
特性の対比 (I)

外谷 健, 森島 正幸, 河村 謙 (地磁気観測所)

福面 浩, 魚川 勝 (国立極地研究所)

現在進行している「IMS」では 極光帯での地磁気観測が実行され 成果を上げて
あるが、極光帯の現象と大抵に関連すると思われる中低緯度の現象の特性を比較すること
は、磁気脈動のように磁気流体系として考えるべき現象では意味がある。磁気脈動の中で
Pc脈動については、substormに関連して 極光帯から中低緯度に至る広い領域に
わたって similar な period component をもた P_{c2} が観測される ことがわかって
おり、P_{c2} が 特に中低緯度の場合について substorm onset の indicator として
重要であるという報告もある⁽¹⁾。これに対し P_c脈動については、研究の歴史が
古くにも 明らかで、全世界的な発生の様子については、未だに十分に把握されては
いない。例えば P_{c3}については plasmapause 付近については image が かなり明確
に示されてきたが⁽²⁾ 極光帯における P_{c3}については まだ未解決の問題が色々
あるし、大抵と中低緯度で観測される P_{c3}との関連についても 研究の余地を多く
残している。この問題について 取り組んでいきたい。

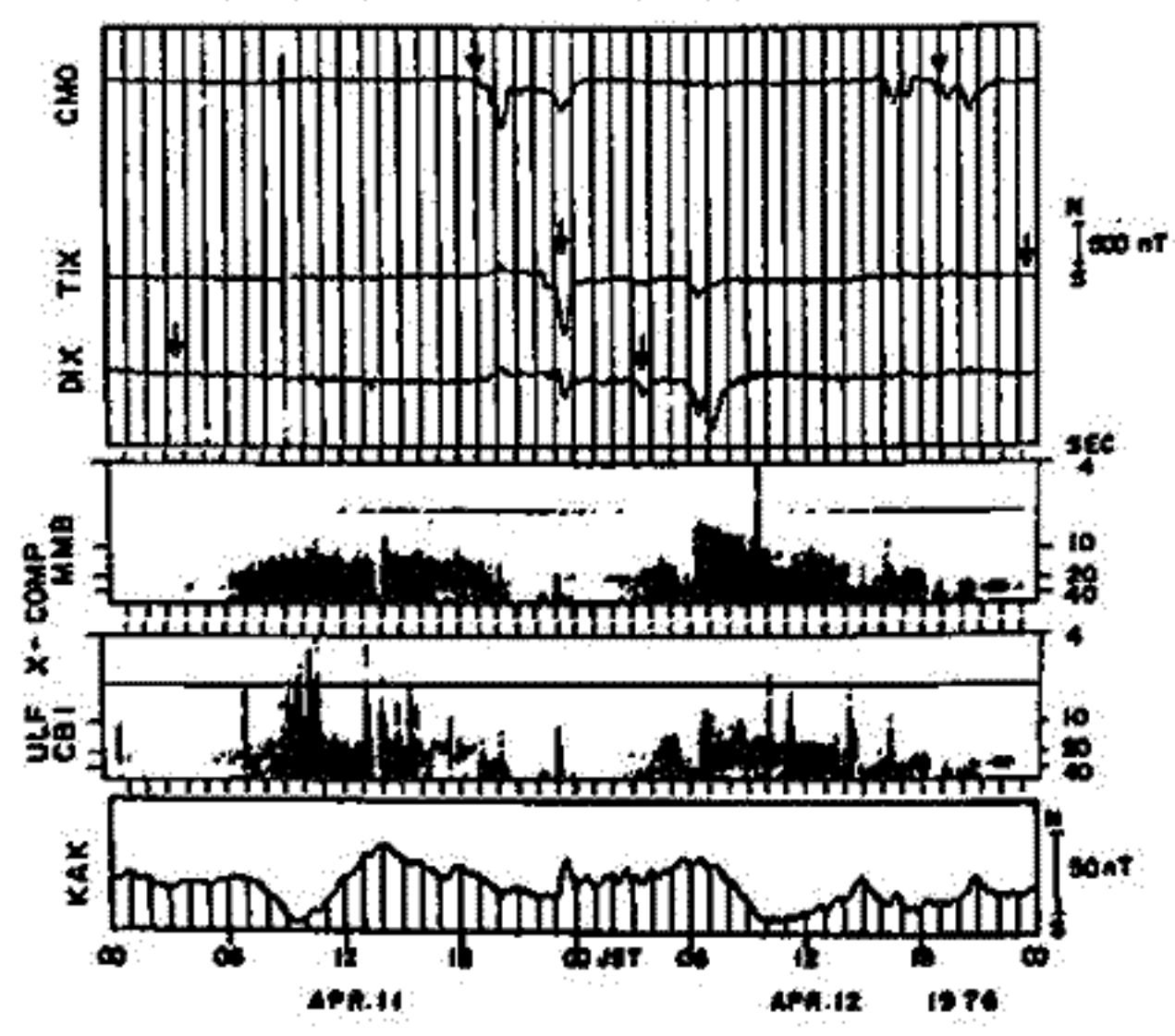
解析に使用する磁気脈動の資料は 極光帯については 南極昭和基地で
観測されたものを、又 中低緯度については 女満別で観測されたものを 主として
用いる。中低緯度で観測された

脈動の例を 図に示す。
解析の期間は、前者のうちで
外谷、魚川が南極で、越冬
観測を行った 1977年 2月 -
1978年 1月である。

図は P_{c1}, P_{c3} について
極光帯と 中低緯度における
特性の対比を行う。

(1) Saito et al.,
PSS, 24, 1025, 1976.

(2) Fukunishi and Langerotti,
JGR, 79, 4632, 1974.



Pc3 型磁気脈動(Ⅱ)

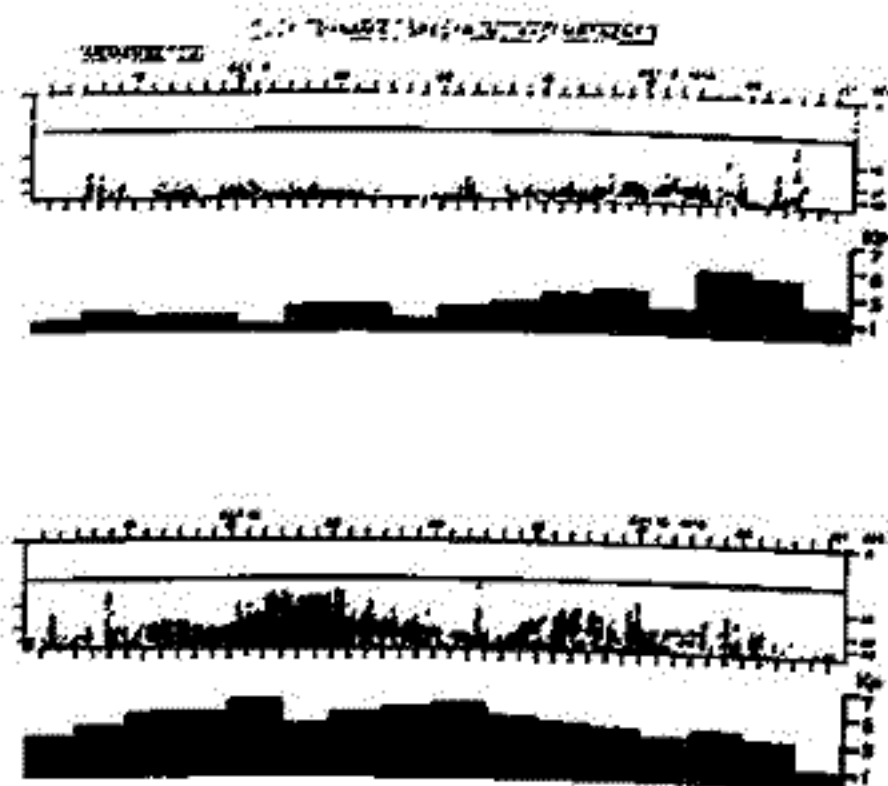
桑島 正幸、河村 謙、佐野 幸三

(地磁気観測所)

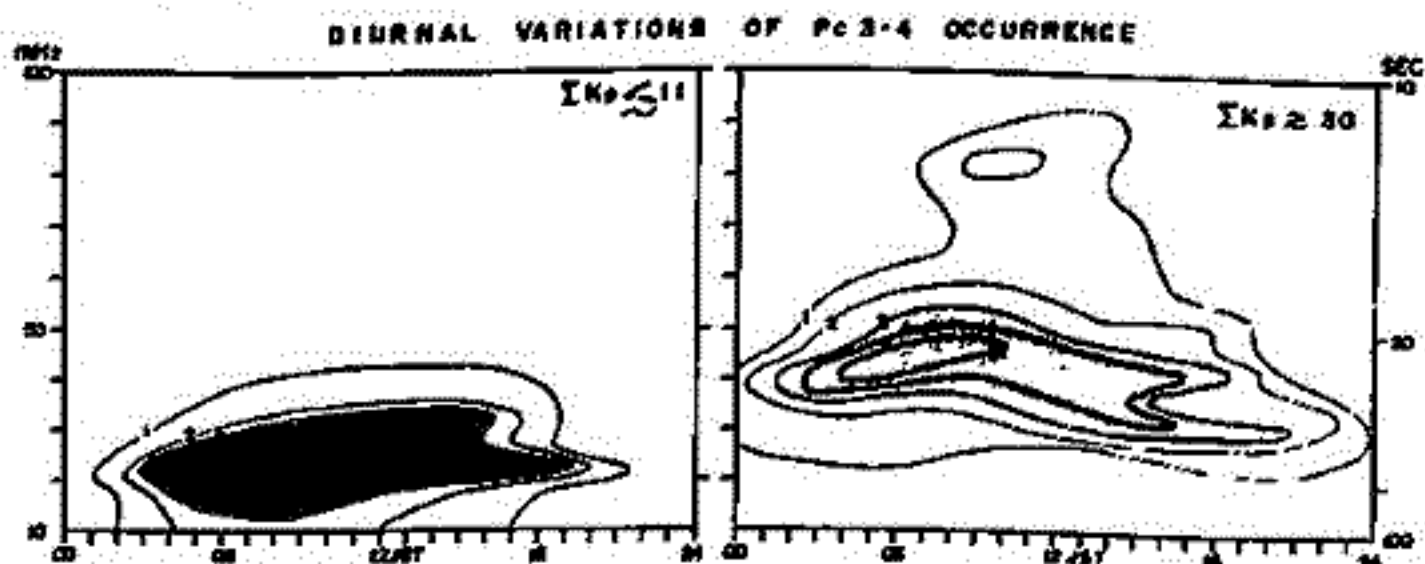
我々は、1976年1月より群馬別、鹿屋及び父島で、又1977年1月からは柳岡も加えて、誘導磁カ計による磁気脈動の連続観測を行、ている。この観測資料は、柳岡において連続ダイナミックスペクトラム解析装置により処理される。我々は、Pc3脈動に焦点をあて、解析をし、今まで2回にわたって学会で報告してきた。Pc3に焦点を絞る理由は、この現象が観測の歴史が古くにも分かる可、発生機構が十分に明らかで存りことによる。

またここで、今までに解析結果をまとめてみる。1976-1977にわたってPc3の発生頻度を調べると、地磁気擾動の増加に従ってPc3がactiveになる傾向が見られる。Sunspot minimum phaseにおいてはEquinoxにPc3の発生が増加するといふことは、Equinoxに地磁気擾動が起きやすいという結果によるとも考えられる。Pc3と地磁気擾動との関係は発生頻度のみでなく、その中心周期についても見られる。すなわち地磁気擾動が活発になるとPc3の中心周期は短くなる。この関係を示すのが、図1および図2である。

今回は、中低緯度の chain station 群馬別(地磁気緯度 218.4° , 経度 34.0°), 柳岡(206.4° , 26.0°), 鹿屋(198.1° , 20.5°) 及び父島(208.9° , 12.1°) におけるPc3の緯度効果について調べてみる。(図1) 又 polarization characteristics について調べる予定である。



(図1)



(図2)

D磁カ計による阿蘇での観測から)

飯島雄二 坂崎介 石津美津雄 糸原雅弘 北村泰一
 九大 理学部

低緯度での磁気脈動現象では、高緯度或いはアラズマホーズ下と比べて、興味をそそられる現象が比較的少なかった。我々は阿蘇でSQUID磁カ計による磁気脈動の観測を続けて来たが、その中でPc-4, Pc-5域の現象について、低緯度での磁気脈動現象を考へる上での問題点が2つほど浮かび上がって来たのでそれらの点についてふれてみたい。

まず、脈動現象は、比較的エネルギーソースが高緯度にあると考えられる。従って低緯度の脈動現象と高緯度のそれとが、どのような対応関係にあるかということは興味ある問題である。そこで阿蘇(23°N)南極昭和基地(69.6°S, 77.1°E)(両地間は経度で90°, 6時間差がある)の2点のデータを使って、主に周波数解析により両地点の磁気脈動の比較を行った。図1にその結果を示す。横軸は昭和基地、縦軸は阿蘇でのそれぞれの脈動の周波数としてある。このように同一の脈動現象と思われるものであっても、2地点でその周波数は必ずしも一致してはいない。又周波数の分布の広がりも、昭和基地に比べ阿蘇のほうが小さい。図1に述べた現象は主に夜側の現象であるが、これらの結果は低緯度における磁気脈動現象が、高緯度からの単なる“もれ”としては理解されないことを示しているように思われる。

また低緯度の場合、高緯度地方と異り、地磁気の活動が非常に静かであるので、電離層の状態の変化と、地上での磁気脈動との関係を観測できる可能性がある。図2の上半分は、阿蘇での脈動現象について、水平面内の偏波方向の主軸の方向をLTに対してとったものである。夜間主軸の方向が北東方向から北西方向に回転しているのは、すでに指摘されている現象である。ここで注目したいのは朝方、6時頃をさかいに主軸の方向が急激に南北方向から東西南北方向に変わることである。具体的に脈動の例を同図の下側に示す。これらの主軸の回転と、FOR2, FOR1との関係を個々の場合について示した例を図3である。図より、主軸の回転とFOR1とがよい相関を示しているように思える。現在更に例を解析中であるが従来Pc-4, Pc-5域の比較的長周期の波動に対して電離層の効果はかなり重くみられているから、たまたま、興味をそそられる現象である。

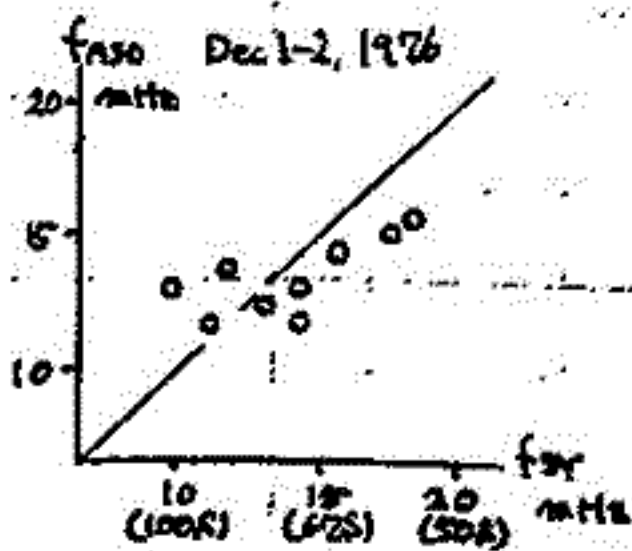


図 1

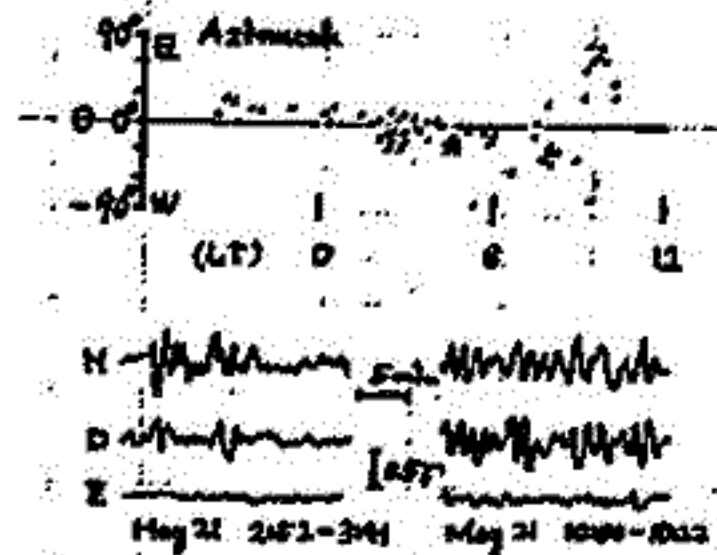


図 2

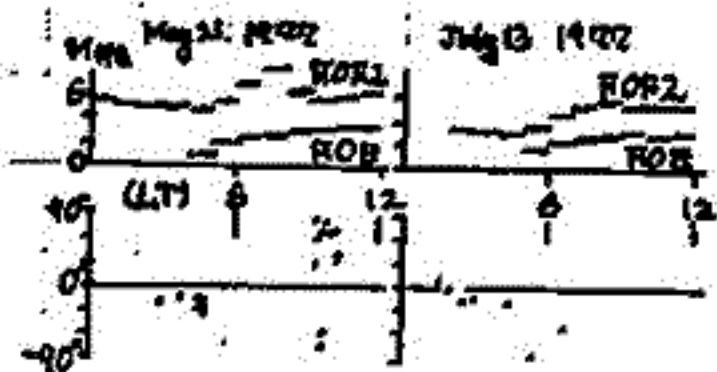


図 3

19A-I48 日没前後の電離層電子密度分布の変化について

渡辺 勇三 江尻 全機 大林 辰蔵
東京大学宇宙航空研究所

[1] Nocturnal variation of E layer peak density

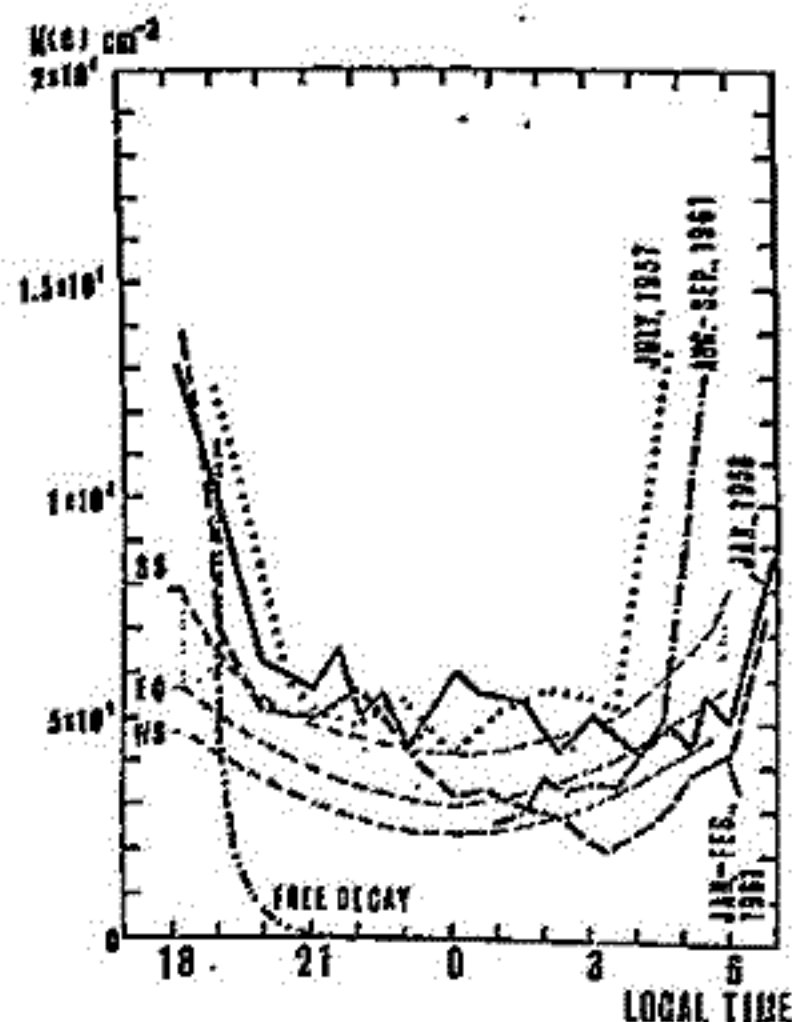
Boulderで観測された $N_e(t)$ [Wakai] の微細な変化が、 $Q(t)$ [Tinsley, Maeda], α [Biondi, Oya], $T(t)$ [Kato, Fujitaka] の値を用いて、 $dN_e/dt = Q(t) - \alpha N_e^2 - T(t)$ の式を解くことによって、調べられる。

[2] NO density deduced from N_e , α (1216Å) and T_e

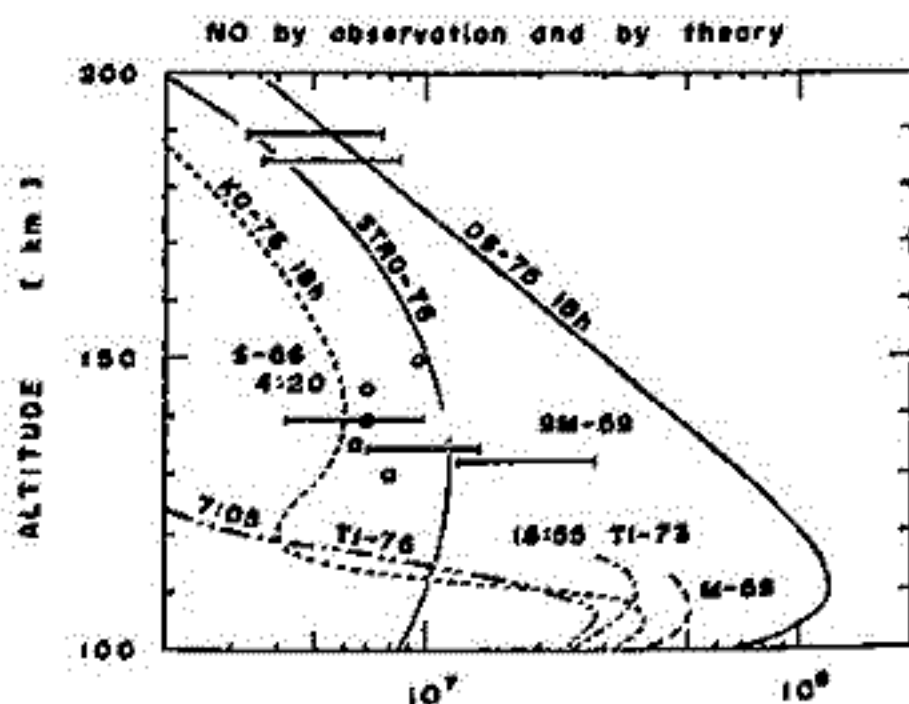
Uchinouraで K-9M-59 ロケットによって観測された N_e [Watanabe, Obayashi], α [Watanabe, Oshio], 及び、 T_e [Oyama, Hiraio] の値が用いられて、 $dN_e/dt = NO \cdot \alpha \cdot N_e - \alpha N_e^2$ を解くことにより、NO が測定された。NO [Ogawa, Shimazaki, Kondoh, Meira, Iwagami, Strobel, Smith] の高度分布と比較検討される。

[3] Nighttime ionization rate at various Kp in M region

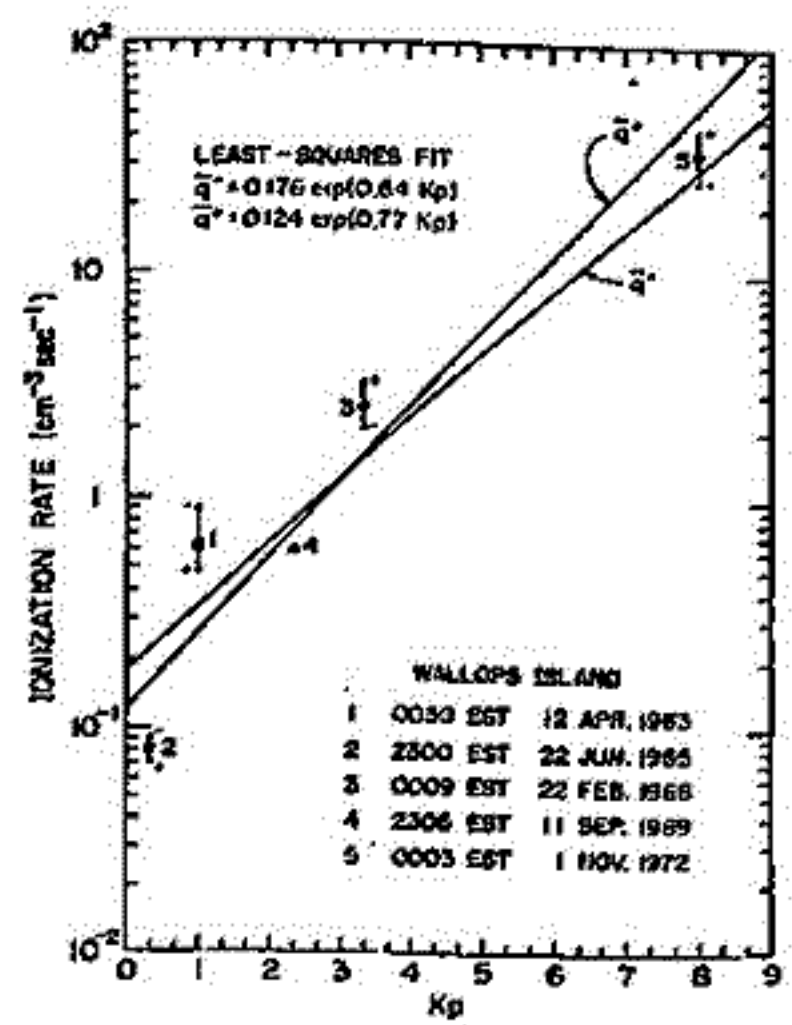
Wakkanai において観測された M 層のピークの $N_e(Kp)$ [Wakai]、及び、 α [Oya, Biondi] と E-F 領域のモデル大気風によるドリフト効果から荷電粒子分布に及ぼす影響 [Kato, Tohmatsu, Fujitaka, Ogawa] を考慮して、 $Q(Kp) = \alpha N_e^2 + T$ が求められる。 $Q(Kp)$ [Geller, Shen] の結果と一緒に考察される。



by T. Tohmatsu and N. Wakai (1970)



by D. F. Strobel and T. Tohmatsu etc.



WALLOPS ISLAND

1	0030 EST	12 APR. 1963
2	2300 EST	22 JUN. 1965
3	0009 EST	22 FEB. 1968
4	2306 EST	11 SEP. 1969
5	0003 EST	1 NOV. 1972

by L. G. Smith and M. A. Geller (1974)

[4] Electron density profile by Impedance probe of 9M-62

K-9M-62 [Jan. 22, 1978, 11:00:10 (JST)] gave - - -

松浦延夫・緒方隆信・永山幹敏・猪木誠二・丸山隆・藪馬尚・山西光夫・井出俊行
(電波研究所)

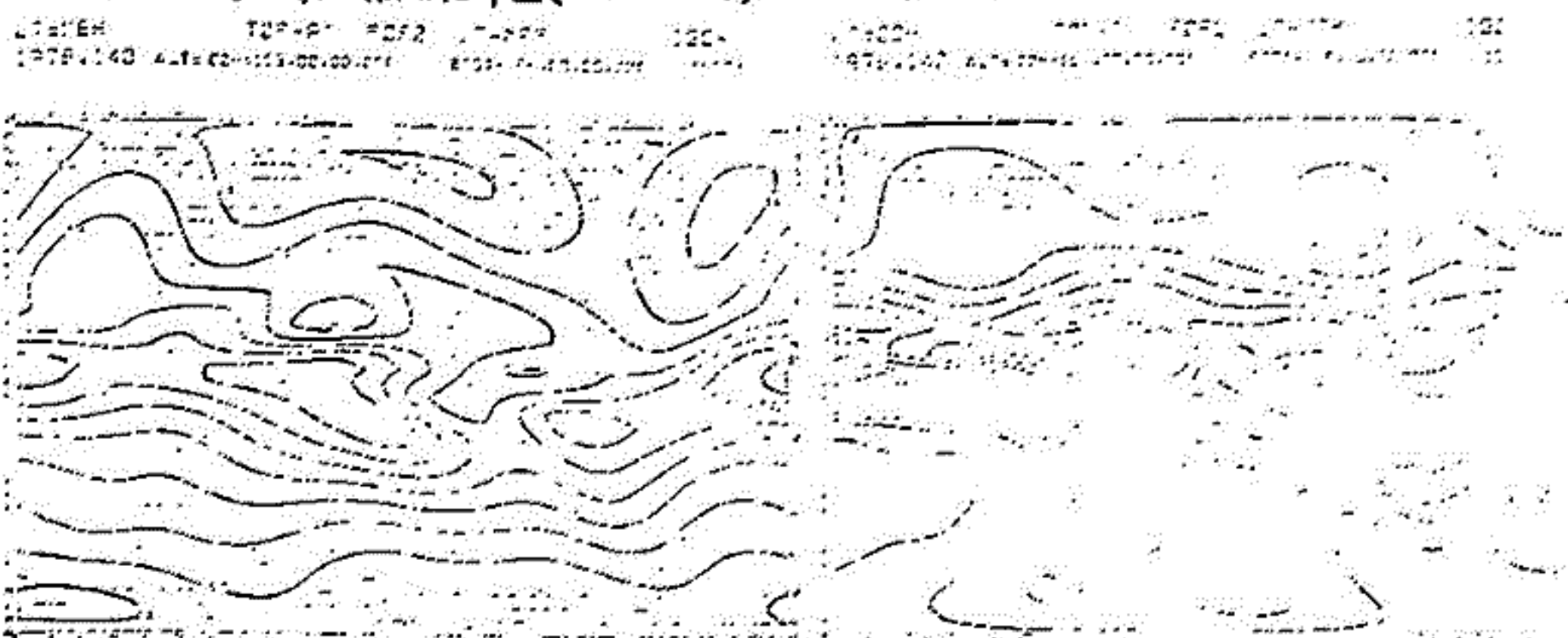
電離層観測衛星 (ISS-b) は昭和59年2月16日に打ち上げられ、4月24日から電波研究所による定常運用が行われている。ISS-bのコマンド、テレメトリー及び衛星動作状態の監視は鹿児島所管制センターにおいて、また衛星運用計画作成及び観測データの処理解析は電波研究所本所において、夫々実施されており、両方向の諸データ伝送はマイクロ回線を介して行われている。

ISS-bには4種類の主要観測があり、このうちの一つである電離層観測 (略称POP) の結果について報告する。POPにはPOP-A (8秒間) 及びPOP-B (16秒間) の観測シーケンスがあり、POP-Aは衛星直下英での電離層臨界周波数を衛星上で論理判定しその結果を地上に送ることを目的としており、POP-Bはイオノグラムデータ (周波数範囲 0.5~15 MHz, 周波数ステップ 0.1 MHz; 距離範囲 0~1333 km, 距離分解能 33.3 km) と共に宇宙雑音スペクトラムデータ (8ビット, 受信機動作範囲 -120 dBm ~ -60 dBm, 周波数ステップ 0.1 MHz) を地上に送ることを目的としている。POP-Aは動作不安定のため所期の目的を達成できず、電離層臨界周波数はPOP-Bのイオノグラムデータから処理計算機システムを用いて読取っている。一日約4周回分のデータを取得しており、一周回に約100組のイオノグラムが得られる。一周回毎に臨界周波数の地球周回分布図が作成され、またこれらのデータを長期間集積することによって電離層臨界周波数の世界分布図 (次1図, 次2図参照) が得られる。次1図及び次2図は4月15日から6月15日までの2ヶ月間に得られたデータを用いて、夫々LT=08±1時 及び LT=20±1時 に対応するLT-MAP (LT=一定) である。同世界分布図作成に際しては球面函数展開法を用い、最小自乗法により各係数を求めた。地上観測に基づいた臨界周波数世界分布図はNOAAのグループにより求められているが、人工衛星観測から得られたのは初めてである。さらに、観測及び解析と続けることともに地上データとの比較によりその信頼性を吟味してゆく積りである。

POP-Bの宇宙雑音データの解析結果に基づき、電波の特性についても、二、三報告する。

次1図 電離層臨界周波数世界分布図 (LT=08h±1h)

次2図 電離層臨界周波数世界分布図 (LT=20h±1h)



19A-150 TAIYO - RPA によって観測された SOUTH ATLANTIC ANOMALY REGION における電離層プラズマの特性

宮崎 茂 (電波研)

周知の如く、地球には磁場が存在するが、種々の異常領域が存在することが知られている。特に南米ブラジルを中心とした South Atlantic Region は他の領域に較べて磁場が弱い。従ってこの領域には比較的多く precipitated electron and ion fluxes が存在する。Precipitation は大気と相互作用を起し、種々の Aeronomical effects を惹起する。

さて March 1975 - October 1976 の太陽活動極小期において TAIYO-Retarding Potential Analyzer (RPA) によって観測された電離層プラズマの特性について報告する。測定結果の概要は、(1) $250^{\circ}\text{E}-0^{\circ}\text{E}-80^{\circ}\text{E}$ において高エネルギー粒子降下の影響による電離層プラズマの Non-thermal 成分の存在する頻度が大きい。高度は 800km 以上に達する場合もある。この経度領域は South Atlantic Geomagnetic Anomaly Region に相当する。そしてこれは更に4つの領域に分かれ、 $290^{\circ}\text{E}-30^{\circ}\text{E}$ の South Atlantic Anomaly の中心領域で、高度 250km-800km の領域、 $(230^{\circ}\text{E}) 250^{\circ}\text{E}-280^{\circ}\text{E}$ 及び $40^{\circ}\text{E}-80^{\circ}\text{E}$ における 250km-500km の北半球にわたっている領域、これに加えて 180°E 付近の小さな頻度の領域である。特に Irregularity の大きい場合が South Atlantic Anomaly の中心領域に集中しているのが特徴である。次に LMT 変化については、全般的には、昼夜を分かたず存在するが、07h - 11h の昼間のピークと 19h - 02h の夜間のピークがある。又 Irregularity の大きい場合は夜間にのみ存在することが判る。

(2) これは TAIYO 衛星の他の測定器による観測及び他の衛星による異常現象の起る領域の観測とほぼ一致し、又それらと密接に関連することが推定される。

以上の結果によって South Atlantic Anomaly 上の電離層プラズマを考察する場合、昼間及び夜間共に高エネルギー粒子降下による影響を考慮する必要がある。今後の課題として、South Atlantic Anomaly 領域における、高度 200km - 1000km の間の粒子エネルギー・スペクトル、プラズマ密度、大気組成、電波現象、擾乱現象等を観測することが重要である。

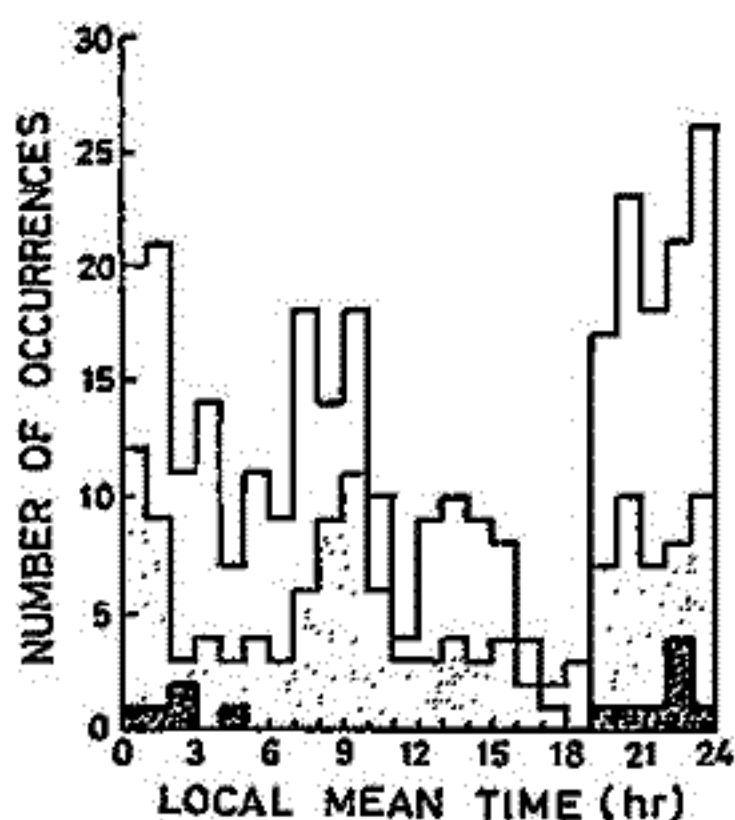
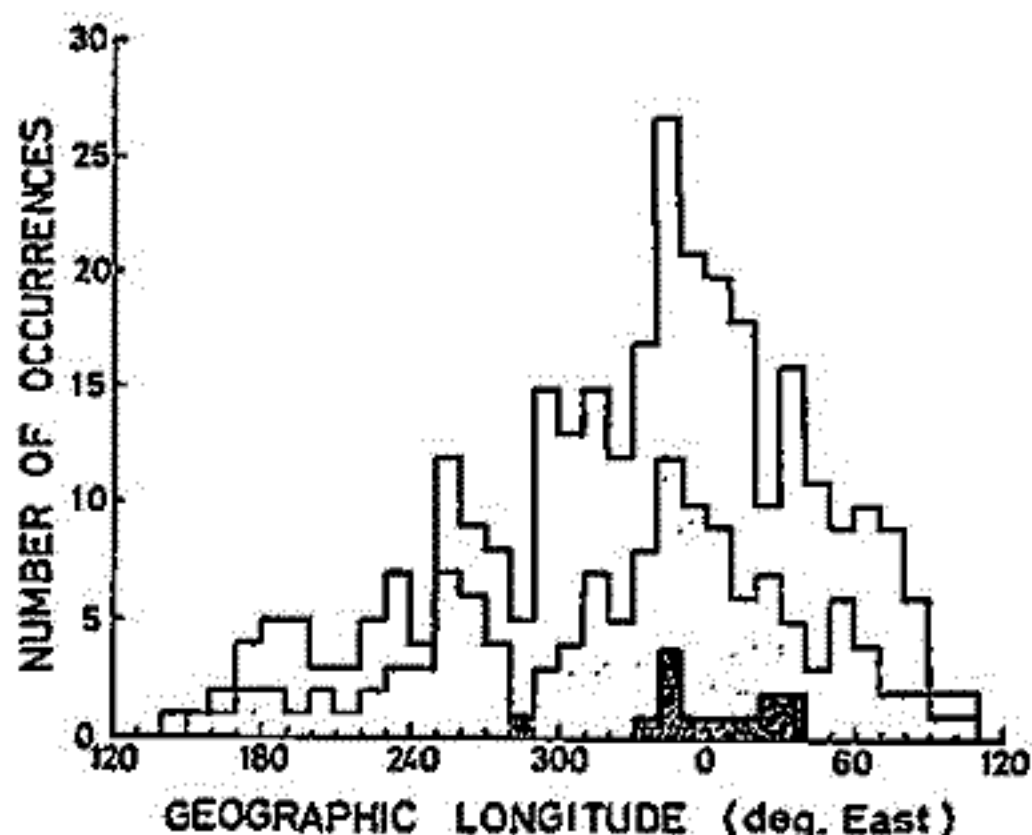


Fig. 1(a) Geographic longitude characteristic.

Fig. 1(b) Local mean time characteristic.

Histogram of the number of occurrences of irregular electron and ion mode observational data. The white area shows the ion mode, the grey area shows the electron mode, and the dark grey area shows the severe irregular data both in the electron and ion mode.

佐川永一，藤本巖，水津武（電研研）

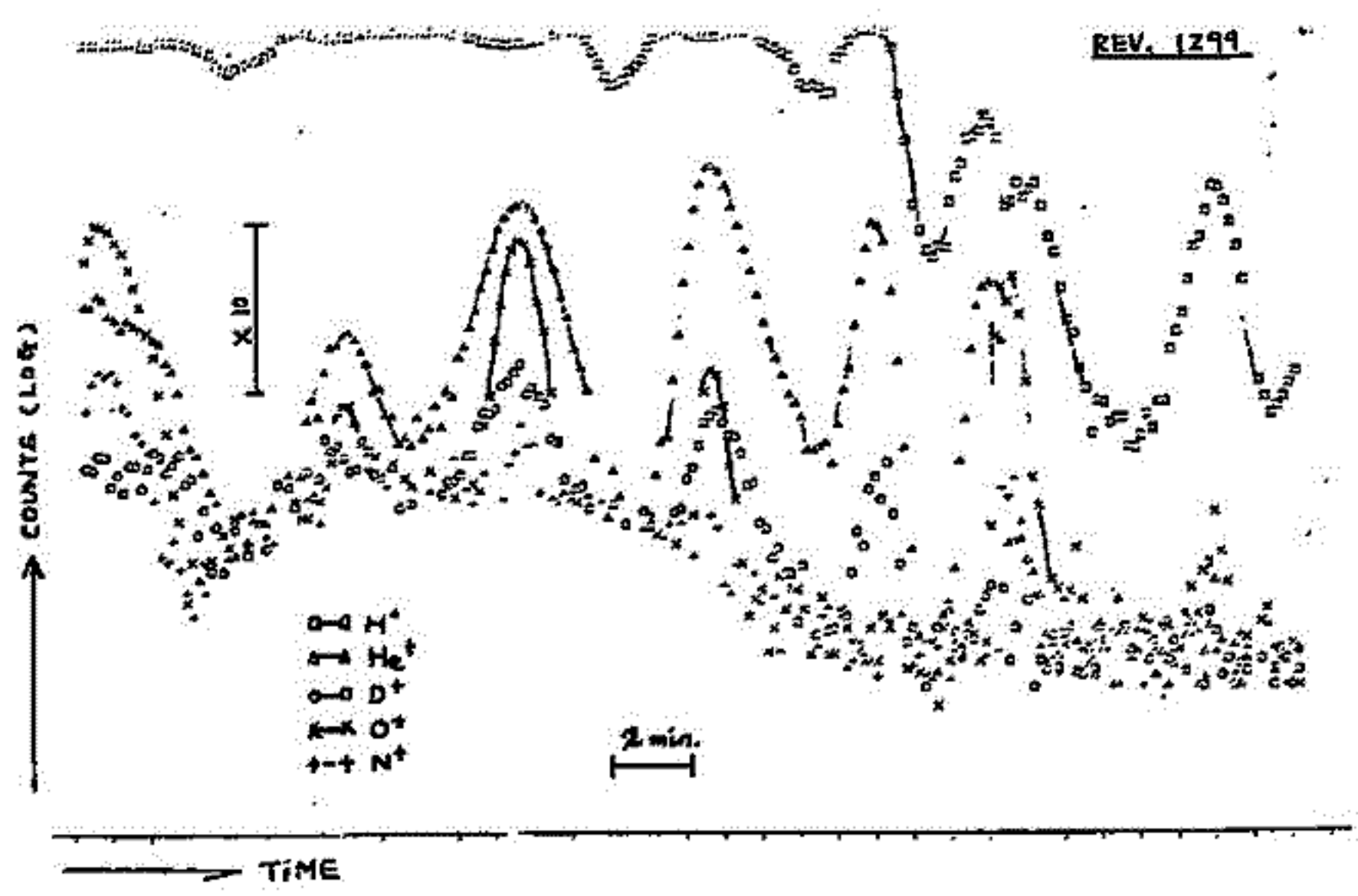
前回の学会講演で紹介したように科学衛星「KYŌKŪ」に搭載された，正イオン組成測定用質量分析器（MSP）は現在，順調に観測を行っている。前回は機器の概要と観測データのサンプルを紹介したが，今回の講演では電子密度測定器（NEL）のデータによるMSPデータの校正と，質量分析器角度特性の検討について報告する予定である。

NELは円筒プローブ（ガラス封止）でラングミュアカーブを得ることが出来る。従って電子密度，温度，空間電位を測定することが可能であり，MSPのデータを校正する上で重要な情報が提供される。NELのデータ処理は計算機での処理を可能にするために，プローブへの印加電圧が空間電位より低い時の理論式，

$$I_e = A \cdot e^{-Te/V_p} (V - V_p) + B \cdot (V - V_p) + C$$

を用い，A, Te, Vp, B, Cの5つのパラメータを観測データに適合させる非線形最小自乗法を開発中である。現在，若干の問題は残っているが，大筋では済みより，NELの処理を行っている。MSPとの比較は結果を講演で報告する。

MSPの角度特性については前回の講演で述べたように多くの問題を抱えているが，幸いにも，衛星のライブラレーションが拡大した時期の観測データは明らかなる角度特性を示していた。下図はそのようなデータの一例でREV. 1299（6月8日）で得られた例である。図では各イオンの観測値は6~7分の周期で周期的に変化しているが，この周期がライブラレーションの周期を示していると考えられる。このようなデータを姿勢のデータと合わせて解析することによって角度特性の一部を明らかにする予定である。



Aso, T., T. Tsuda, Y. Takashima, R. Ito and S. Kato
 Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Uji 611

Meteor radar observations at Kyoto University have been continued at Shigaraki, Shiga (34°51'N, 136°6'E) since December, 1977. For the summer period covering the URSI/IAGA Cooperative Tidal Observation Program campaign periods (June 1-4 & July 27-August 9), almost continuous run has been carried out.

Meteor echoes of more than 10^3 per day are analyzed to infer wind fields, steady and tidal components, of the lower thermosphere by the least-square fitting method proposed by Groves (1959). An illustration of the NS winds for two periods in June are shown in Fig. 1. June 21-23 and 26-28 show predominant semidiurnal winds at all heights, which is the case for most of the meteor wind observations. The phase, northward maximum around 0600 LT, shows a slight increase with height, indicating upward propagation of wave energy, and a vertical wavelength greater than 200 km, consistent with the presence of a fundamental (2,2) mode. On June 7-10, the diurnal wind dominates. This might have a link to disturbed conditions on a global scale.

The monthly averages of the phase of diurnal and semidiurnal components are shown in Fig. 2. In this the observed phases are plotted on an idealized pattern taken from observations at 50-53°N by Muller (1966). The agreement is rather good in December, March and July, but differs considerably in April and May. The diurnal component shows large scatter, which is in contrast to the result of Muller who shows the NS and EW components both maximizing at around 1400 LT. Further results and discussions will be given at the assembly.

References

Groves, G.V. JATP 16, 344, 1959.
 Muller, H.G. PSS 14, 1253, 1966.

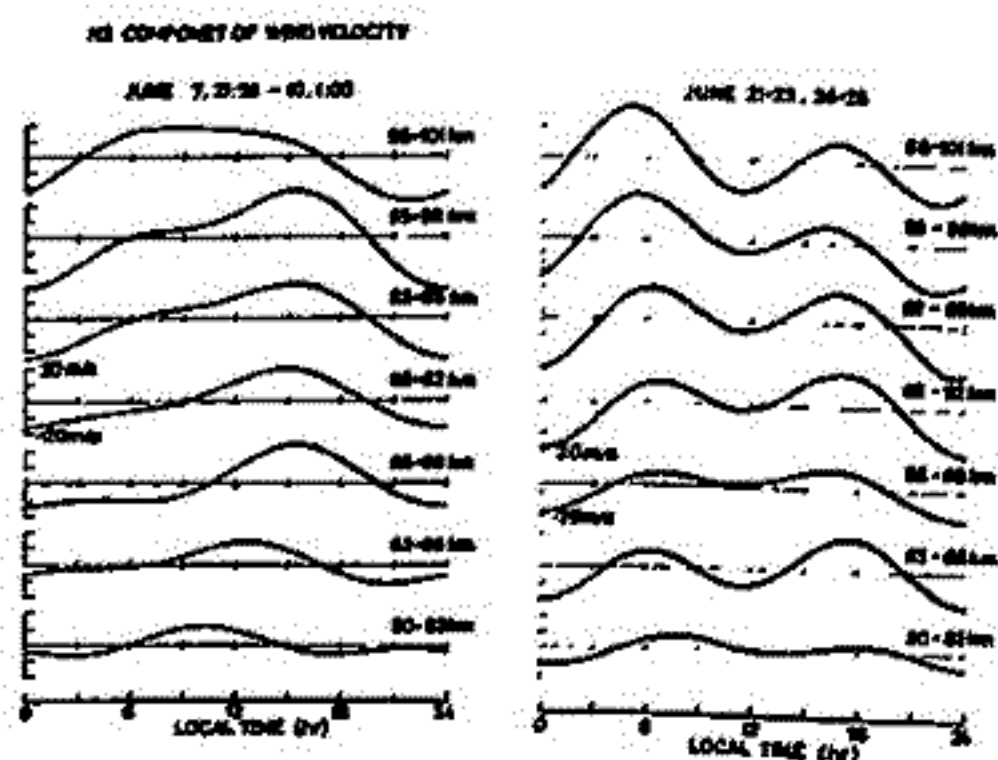


Fig. 1

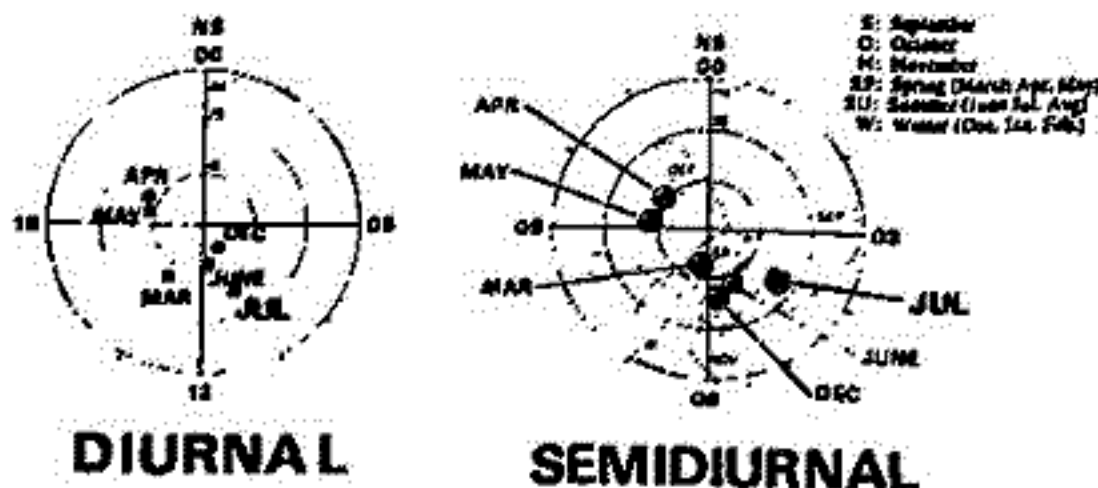


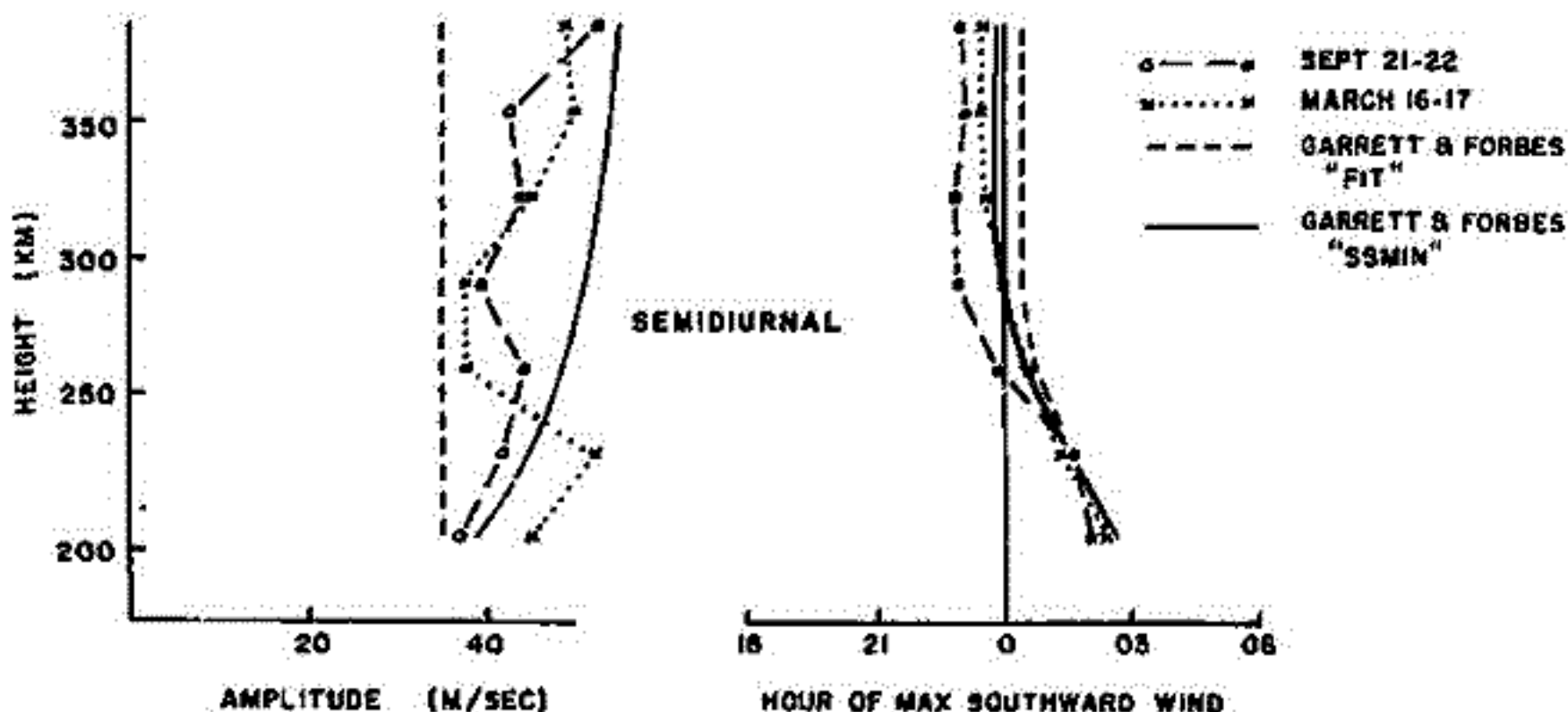
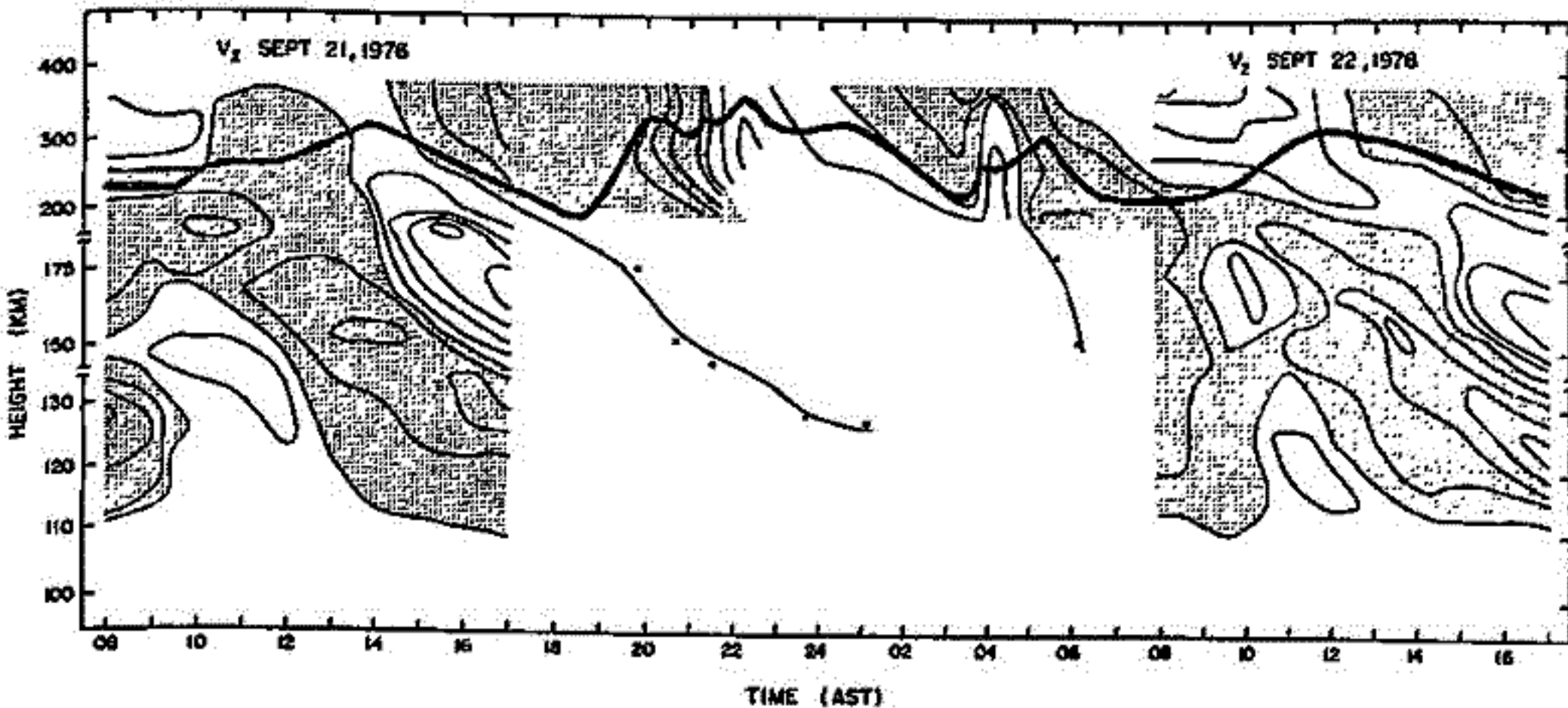
Fig. 2

A semidiurnal tide in the meridional wind at F region heights
at low latitudes

R. M. Harper

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Arecibo data for equinox conditions at solar cycle minimum are presented which show the existence of an important semidiurnal meridional wind oscillation at F region heights at low latitudes. The inferred structure of the semidiurnal tide is in reasonable agreement with theoretical predictions based on in situ EUV and ion drag forcing and tidal energy propagating upward from the lower atmosphere. The post-midnight descent of the F layer that is observed at low latitudes is shown to be the result of the semidiurnal winds. The height varying semidiurnal winds cause gradients in the vertical ion velocity which reach $2 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$. Thus the semidiurnal winds not only have important effects on the F layer height, but also on the layer shape and peak density.



石嶺 剛, 越前谷 孝松, 貝沼 昭司, 小舟 敏弥, 森 増造

郵政省 電波研究所 秋田電波観測所

下部電離層による短波帯吸収の冬季異常は電離的K層層圏における波動擾乱現象に類
似し、例之は面首共電離層高度中、高緯度で優先して、また時間的、空間的規模は火火と
水敷日、数kmであり、電離層高度は冬季に低くなる。この類似現象は両者の間の物理的
関係が不明で、両者を代表する諸種のパラメータ間の関係を統計的に調査し、前者の結果が
得られていたが、両者の電離層高度は少くとも40kmは違はるといふような物理過程によつて
両者が関係づけられる方が不明である。

我々は冬季異常は冬季成層圏、中間圏に卓越するアリュージョン高気圧の東西方向の
移動と密接に関連していることを報告したが、その流星レーダ観測資料を解析した結果
、冬季異常発生時には卓越風(赤道風成分)が北向から南向に(その大きさは10 m/s)に
変ることを判明した。この反方向の逆転はアリュージョン高気圧と関連する擾乱が流星高度まで
達したためと考えられる。したがって成層圏擾乱と冬季異常は力学的に関係が
つけられることが推測される。

先づは冬季異常はこの反方向の逆転はどのような物理過程により関係づけられるのか
。観測によると冬季異常が発生するときは10⁺の密度が90km付近まで増大してあり、
10⁺のLyman- α による10⁺の電離の結果として冬季異常発生時の電子密度の増大
は10%増大の原因となることとなる。したがって冬季異常発生問題はNOが何故増加するか
とこのことと関係する。この10%増大の原因は気温増加(10%生成反応係数は温度の増加の
数である)に求められ、あるいは大気運動擾乱によるNOの輸送混合によるかは議論の分
かたきとこのことである。しかし前者については反応式そのものが疑問視される。生成反応
は冬季異常発生時の10%増大は説明しきれない。したがって他の領域で生成されるNOが大気
運動によつて異常発生領域へ運ばれその可能性を検討し得られる可能性がある。

このような観測からすると上述の流星高度における卓越風の反方向逆転は興味深い。
卓越風は南半球、北半球大気による太陽輻射収量の差に起因し、流星高度では南半球が
北半球へ流れるが北半球では冬季には通常北向に吹くが、前述のとおり冬季異常
発生時にはこの向きが逆転し南向に吹くが、卓越風がNO濃度を大さく一方向に集中
させる輸送に大きな役割を果たしていることが不確かである。そこでAlma Ata, Tomsk,
Irkutsk 赤い山脈五観測所のfmin資料を用いて緯度および経度方向特性を調査した結果
、冬季異常は緯度方向では同様に発生し、経度方向では西方領域で1-2日先行する。
この異常発生領域の緯度および経度方向の移動特性は、卓越風の南向きの領域が南北に延
び、これが東西方向に移動することを確認されたことを説明すべきである。

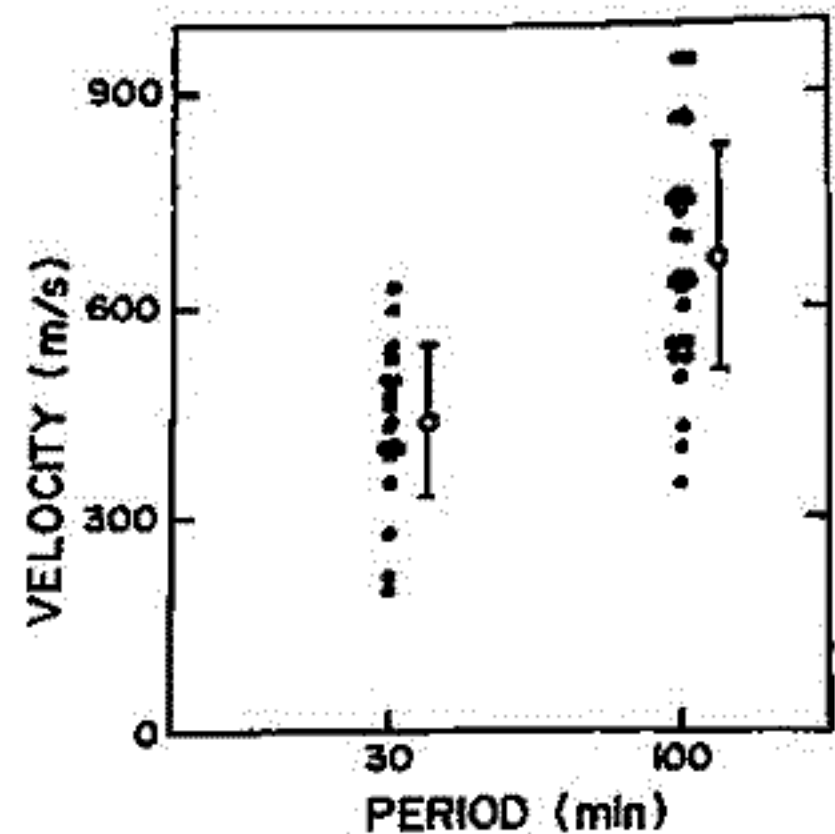
前田佐知子・半田 駿

(京大・理) (京大・教養)

我々は、日本国内4電離層観測所(稚内, 秋田, 国分寺, 山形)のf_oF₂ 5分肉際値を使って周期 20分 ~ 3時間間の波動の解析を行ってきた。その結果, 平均的な伝播速度は 約 500 m/s で全て北から到来し, 北極域の磁場擾乱との相関がみられた。これらは大規模電離層擾乱(LS-TID)の特性とよく一致しており, 解析した波動現象は LS-TIDであると解釈できる。さらに, 日変化の影響を除いたのにバンド・パスフィルター処理を行なったデータについてパワースペクトラムを調べた結果, 2つの卓越周期(約30分と約100分)をもつことがわかった。そこで, 異なる帯域のバンド・パスフィルターを通してこの2つの周期成分の変動を分離し, それぞれの平均的な水平伝播速度を調べると周期30分の場合には 約440 m/s, 周期100分の場合には 約670 m/s となり, 両者の間には有意な差が認められた。(図1)

波動現象の解析にあつては, その分散を調べる事は基本的に重要であるが, TID, ことにLS-TIDに関しては観測データを用いて分散特性を調べた例はほとんどない。我々はLS-TIDの分散を調べるために, 解析の周波数分解能を高め, 水平伝播速度の周期依存性を詳しく調べることを試みた。解析方法としては, (1)従来は, 狭い周波数帯域をもつ数種のバンド・パスフィルターを通した波動について, 各点(観測所)間での相関をとり, そのラグ・タイムから速度を算出していた(図1)。 (2)今回は, 2つの時系列からクロス・スペクトル密度関数を推定し, 各周波数毎の位相角を求め, それから速度を算出する方法を用いる。

なお, (1), (2)の方法から得られた結果について比較検討をもおこなう予定である。



第1図

前田 刀雄・吉川 和男
電波研究所

第19-20太陽サイクルにおいて発生した電離層嵐のカタログを試作した。電離層伝搬
じょう乱を起すにやむを得ない電離層嵐ではfoF2変動の負相が発達している。この種のじょう乱
が国分寺(36°N, 139°E)で観測される時期は主に4-9月である⁽¹⁾。ここでは上記期間内
に発生した約180のfoF2 negative-type disturbanceの統計的性質について述べる。foF2
じょう乱の北半球性は稚内(45°N, 142°E), 秋田(40°N, 140°E), 山川(31°N, 131°
E), 沖縄(26°N, 128°E), Slough(52°N, 1°W), Ahmedabad(23°N, 73°E), Ran-
tonga(21°S, 160°W), Stanley(52°S, 58°W)の電離層観測資料で一心のチェックを
行った。

foF2負型じょう乱の発生時期は太陽活動の極小期から極大期にかけて夏季から春秋
へ広がる。第20太陽サイクルは第19太陽サイクルより活動が低かったが、そのわりには電
離層嵐の生産性が高かった⁽²⁾。

国分寺のfoF2じょう乱特性はおおよ次の通りである。発達は日中に集中して、その時
のレベル値が8~11MHz, 偏差値が-2~-4MHzである。Dsモードの卓越がえ, 3日間続く。
。発生のピークは季節的に5月であるが、ほとんどは4-9月に出現する。

foF2じょう乱は地磁気じょう乱および伝搬じょう乱に対してほぼ正相関にある。この
場合、地磁気じょう乱としては極圏のH変動を、伝搬じょう乱としては14~15MHzのトワ
イ-平磁回線電界強度変動を考察した。

(1) Maeda, R. & K. Yoshikawa, Radio and Space Data, Nos. 2/3, 85, 1976.

(2) Maeda, R., H. Ohyama & K. Yoshikawa, Solar Terr. Environ. Res., 3, 92, 1977.

田中高史

(電波研究所鹿島支所)

松浦延夫

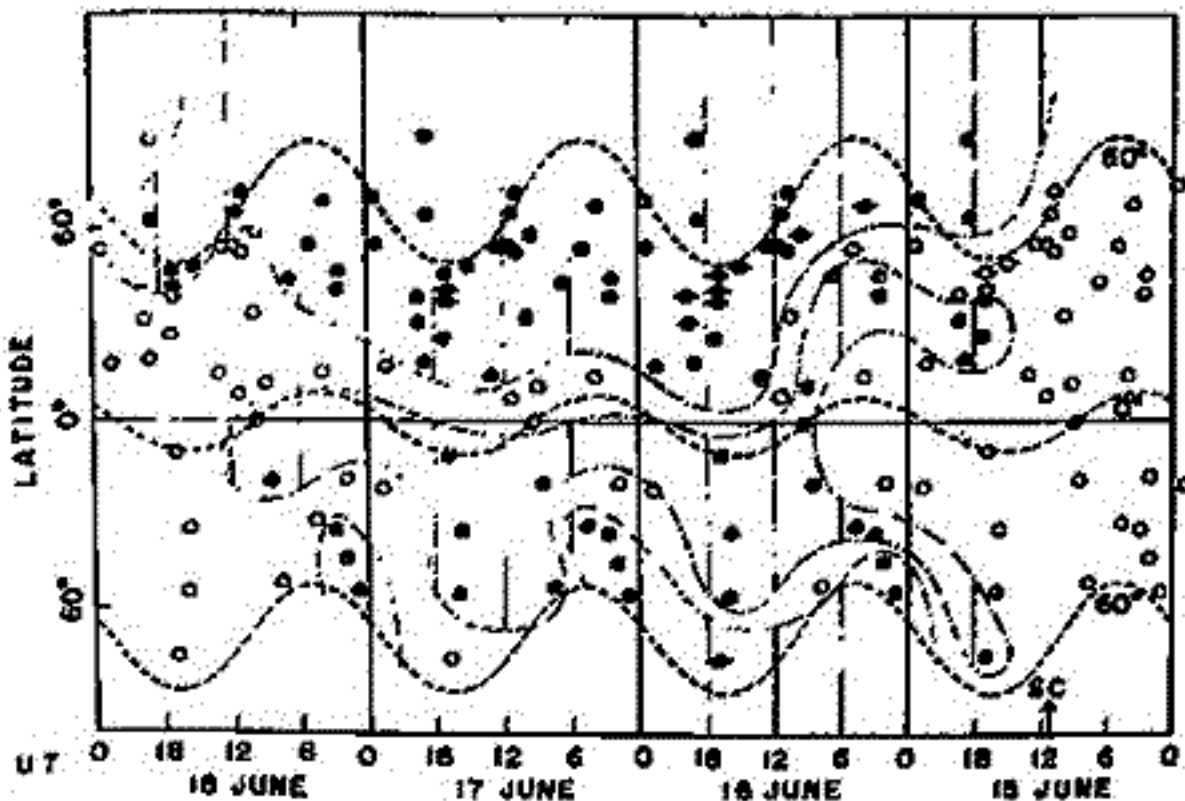
(電波研究所)

電離層嵐の形態は、始めに positive phase が生じ、続いて negative phase に移行してゆくというのが一般的である。このうち negative phase は磁気嵐時の極域加熱によって生じる global な circulation と、それに伴う wind induced diffusion の効果により、大気組成が変化するのが原因である。一方 positive phase に対しては、wind drift 説、電場ドリフト説、⁽¹⁾ フラックス流入説等があるが、その原因は negative phase ほど明らかでない。我々はこの点に特に注意を払い、1965年6月15日から18日にかけての電離層嵐を解析し、以下に述べる結論を得た。

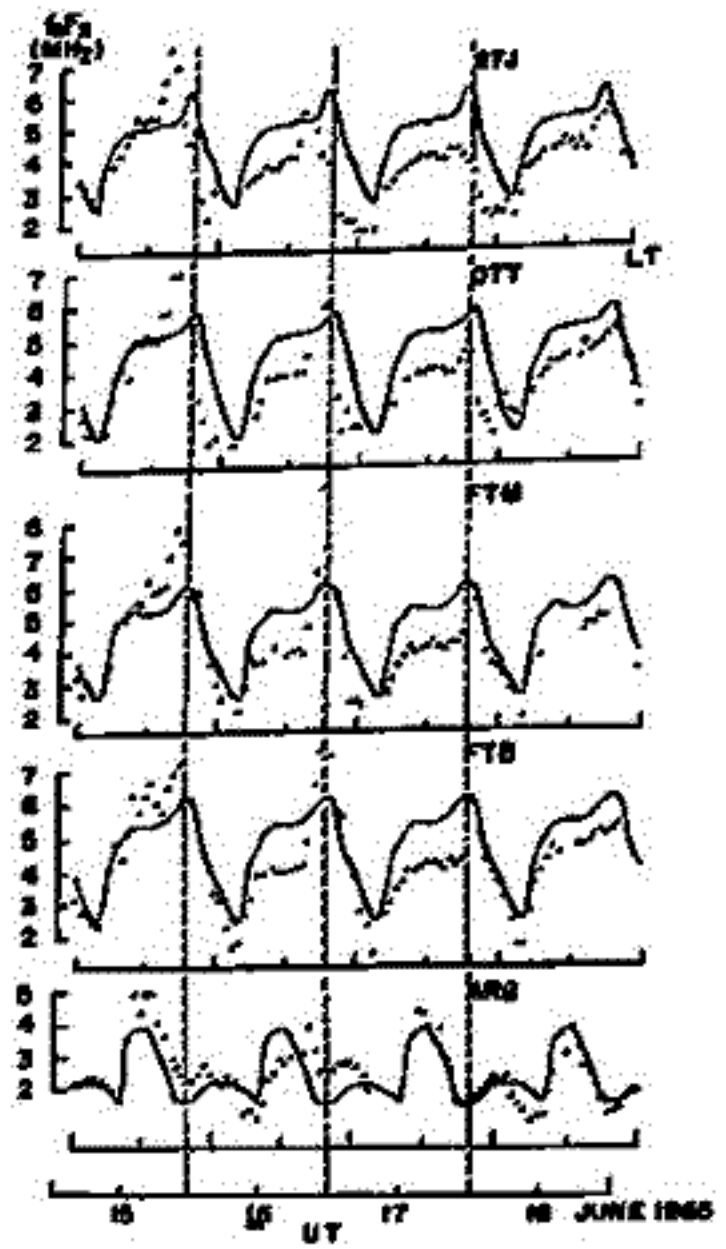
解析の方法 f_oF_2 の変化を positive type, negative type にわけ、この時の基準は、 f_oF_2 が9時間以上平均15%にわたり増加したものを positive type とし、逆のものを negative type とする。どちらでもないものは normal type とし、また夕方18時前後で増加を示すものを特に evening peak と定義する。各ステーションごとに以上のタイプわけをし4日間にわたり、各タイプの分布を示したものが本1図である。

結果 (1) negative phase は極域より始り赤道方向に拡がってゆく。また negative phase 域の拡りは北半球で優勢となる。(2) negative phase 域の赤道側前面に、positive phase を生じる領域がある。この positive phase は熱圏中の擾乱が原因であると思われる。(3) 赤道地帯の positive phase は、negative phase 域の赤道側前面に生じる positive phase 域が赤道に到達した後には始る。よってこれも熱圏に原因を持つと思われる。(4) evening peak の発生には強い longitudinal asymmetry があり、この例では北アメリカ域に強く生じている。evening peak の発生域は本2図に示すように、少しずつ南へドリフトしてあり、プラズマホースの運動に対応している。また conjugate effects もあり、この現象は磁気嵐に原因がある。

References (1) Tanaka, T. (1998) JATP to be published
 (2) Tanaka, T. and K. Hino (1973) JATP 35 1443



本1図 ● negative type ◎ positive type ○ normal type
 —○— evening peak ⊙ 不明(欠測)



本2図 北アメリカ域および南極における evening peak

太陽磁気圏中性面

斎藤 尚生
(東北大・理)

地球磁場が太陽自転周期で乱れるので、その擾乱源に相当する太陽面上の活性領域は Bartels (1932) によって、Mysterious Region 又は Magnetically Active Region、略して M-region と名付けられ、この M-region の正体が長い間追求され続けてきた。1950-60年代に、M-region の正体は低緯度の UM-region であろうとの仮説が立てられたが、その後 UM-region から高速の太陽風が吹き出すことが解り、かつ coronal hole の観測と研究が進むにつれて仮説は次々に裏付けられ、最近では単極性低緯度 coronal holeこそ、M-region の正体であろうことが解ってきた。

一方斎藤は、過去 100年間に現われた solar M-region を解析した結果、M-region は太陽面上に2個現われる傾向があり、かつその2個は互いに太陽の中心に対して対蹠点に位置し易いことを見出した。更に両極冠 coronal hole から低緯度に向って舌状に延びる coronal hole にも、対蹠点性質の傾向が見られることを知った。

そこで M-region = 低緯度に延びる舌状 coronal hole を極とする斜交 dipole を考えると、その magnetic equator が solar sector boundary に相当し、これが太陽風によって惑星間空間に運び出されると、その包絡面は、interplanetary neutral sheet を形成することになる。高緯度からの太陽風は、convergent effect によって低緯度に向かう傾向があるので、太陽磁気圏の中性面は太陽活動極小期には地球の orbital plane に近付き、惑星間空間をほぼ2分するので、1975年に提唱した two-hemisphere model を支持する証拠が、ほとんど総て論理的に整った事になる。

solar sector boundary には緯度幅があるので、interplanetary neutral sheet にも 50° 程度の緯度幅を持つひだを生ずる。このひだがたまたま地球をよぎれば、それは見かけ上 sector boundary として観測されるが、ひだの緯度幅より高緯度部分では、見かけ上 sector が消滅した様に見える。この様にして Pioneer 11 によって観測された sector の消滅等の現象を、模型を使用しながら two-hemisphere model で説明する。

前次 別

東大 宇宙研

IMF (惑星間空間磁場) が北を向いていて、しかもその強度が強い時には、Polar Cap の中に、太陽方向を向いた Γ 構造の対流があられる。そのメカニズムとしては、Tail の磁力線と、北向き IMF との Reconnection が有力であるというのが、以前からの筆者の主張である。これは、極域電流系と IMF の相関解析から出した結論であるが、最近、衛星による Polar Cap の電場観測、Field Aligned Current や Aurora のデータが累積してきたので、これらの地上データから出した上の結論とどうがみ合うか議論したい。特に、強い北向き IMF の時に磁気圏の様子が異なることを示唆する最近の証拠として、次のようなものがある。

- ① 午前 07 時 - 10 時における 逆方向の Σ の Field Aligned Current の出現 (Mediarmid et al., 1977)
- ② Polar Cap 内の逆方向対流電場の出現 (Burke et al., 1978)
- ③ Polar Cap 内の Sun-aligned arc の出現 (Ismail et al., 1978)
- ④ Polar Cap 内の逆方向 Hall Current (Iwasaki 1971; Maezawa 1976)

① と ② は地上データから出した、太陽向き対流パターン (④) と consistent である。また、①, ②, ③, ④ とともに IMF が北向きでしかも強い ($B_z \gg 1 \gamma$) 時にはのみ現われるという点でも一致している。

従って、IMF が強く北向きの時には、磁気圏の中にふたんど異なる Γ 構造がある、と考えるのが自然である。

ここではさらに、College で受信した Triad の Field Aligned Current のデータを解析し、奥 (日照による conductivity が電流を決める時期) の Field Aligned Current の方向はやはり IMF 北向きの時に特異性を示す (逆方向の Current が出現する) ことを報告する。ただし午後側では、この逆方向 Current の出現は、IMF 北向きで、しかも Away Sector の時に顕著であるが、その原因はまだ良くわかっていない。逆方向 Current は一般に Region 2 current と一緒に、その高緯度側に出現し、Cusp Current と呼ばれているものに対応するが、IMF が強く北向きの時、その強度は Region 1 Current より強くなる場合も多い。

20A-160 Substorm の準周期性

家森俊彦 前田坦
(京都大学・理学部)

磁気圏の内部的原因による substorm の周期性が存在するか否か ということとは、substorm 発生メカニズムを考へる上で重要である。Akasofu and Lepping (1977) は、IMF- B_z が比較的一定に南向き方向を向けており、substorm は間欠的に発生してゐることから、磁気圏内の利用可能な energy が存在する限り、IMF- B_z とは関係なく substorm は quasi-periodic に起こると述べてゐる。(図1)。

今回我々は、IMF- B_z が短時間(1~2時間)南向きになるが、その後数時間は北向きの状態が続くような場合、すなわち、図1のように IMF の南向き成分がインパルス的にやめてきた場合、地上の磁場 data は、どのような変動を示すか、個々の場合について調べてみた。

IMF- B_z が、上に述べたようなインパルス的な変化をもつ場合は非常に稀ではあるが、そのような場合のほほ全部に共通して見られるのは、IMF が南向きから約1時間後に最初の substorm が発生し、その後 IMF は北向きの状態が続くにもかかわらず、4~5時間後に再び Substorm 又は何らかの磁場変動が見られるということである。(図2に一例を示す)。

これは、以前我々が線型予測理論に基づいて求めた地磁気インデックスの IMF 南向き成分に対するインパルス応答が示す内容と一致する。(1977年春・学会)。それゆへ、これらのことから、磁気圏には、その物理的性質として、Substorm の発生と関連する 4~5時間の準周期性と呼べるものが存在することが推測される。もしこれが正しいとすれば、このことは、IMF- B_z 南向き成分の Substorm に対する役割として、単に dayside-reconnection によって tail に磁場 energy を蓄積するということだけでなく、より直接に、substorm の発生とかがわつてゐることを意味する。

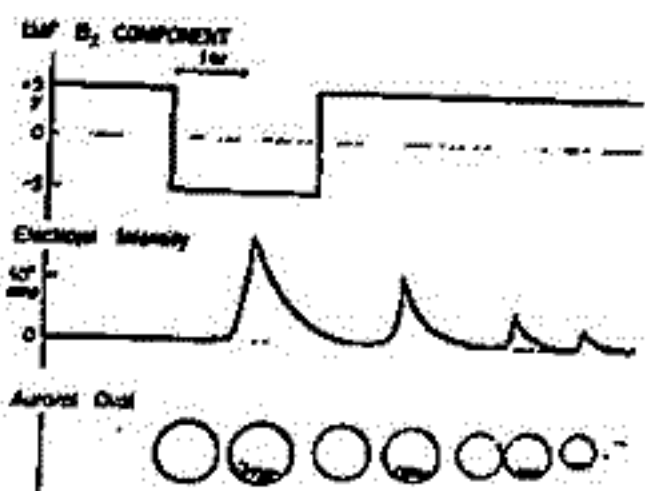


FIG. 1. SCHEMATIC DIAGRAM SHOWING THAT A SERIES OF MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS RESULTS AFTER A RECTANGULAR CHANGE OF THE IMF B_z COMPONENT.

図1 (Akasofu and Lepping, 1977)

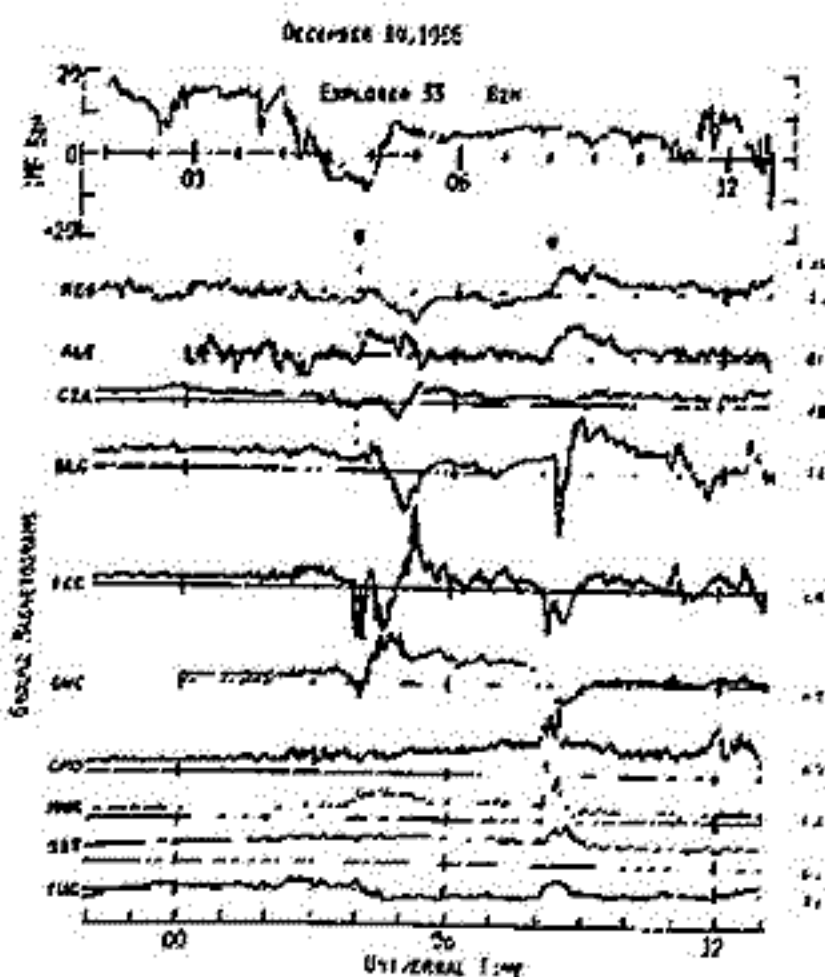


図2 点線は P2.2.6.4 Substorm の onset time である。

黒木 徹
京大理工

(1) SC の Rise Time を決めるものとして可能なものをまとめることにより (Nishida 1964)

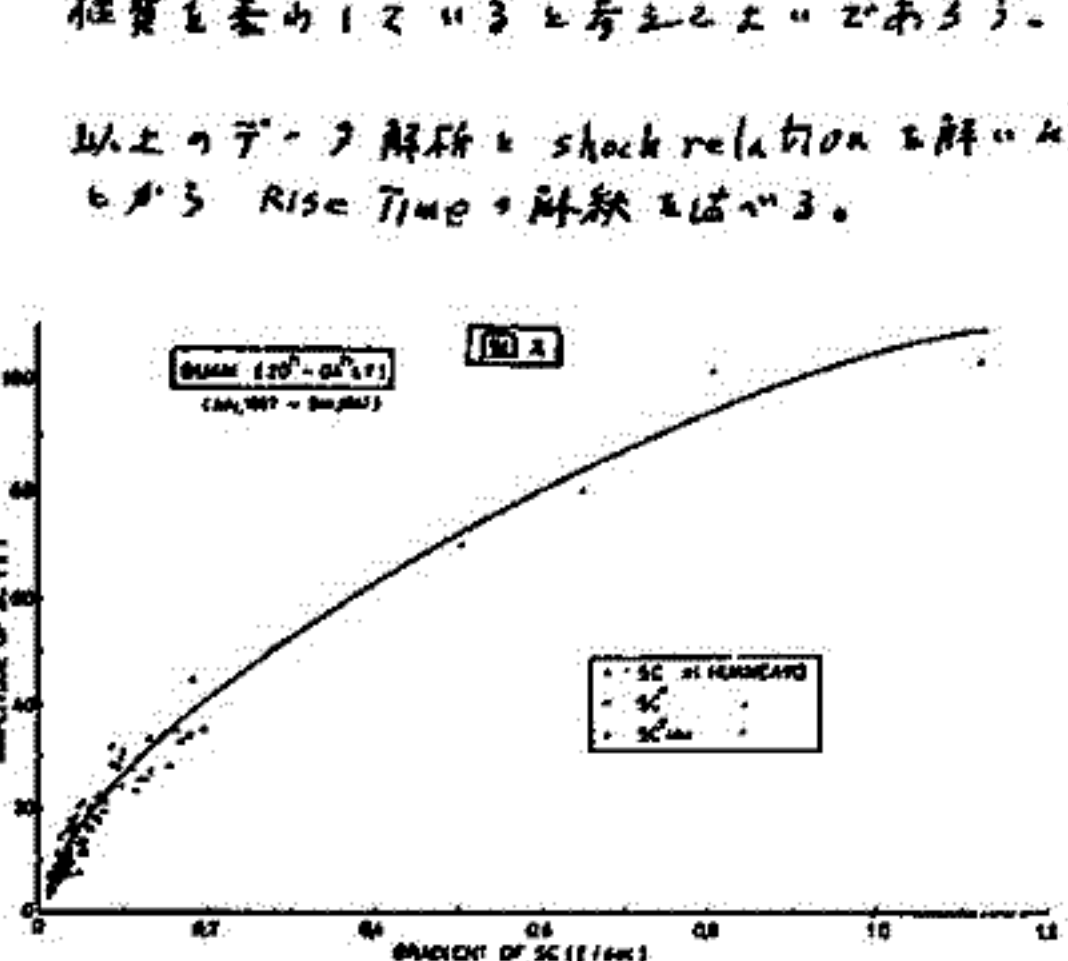
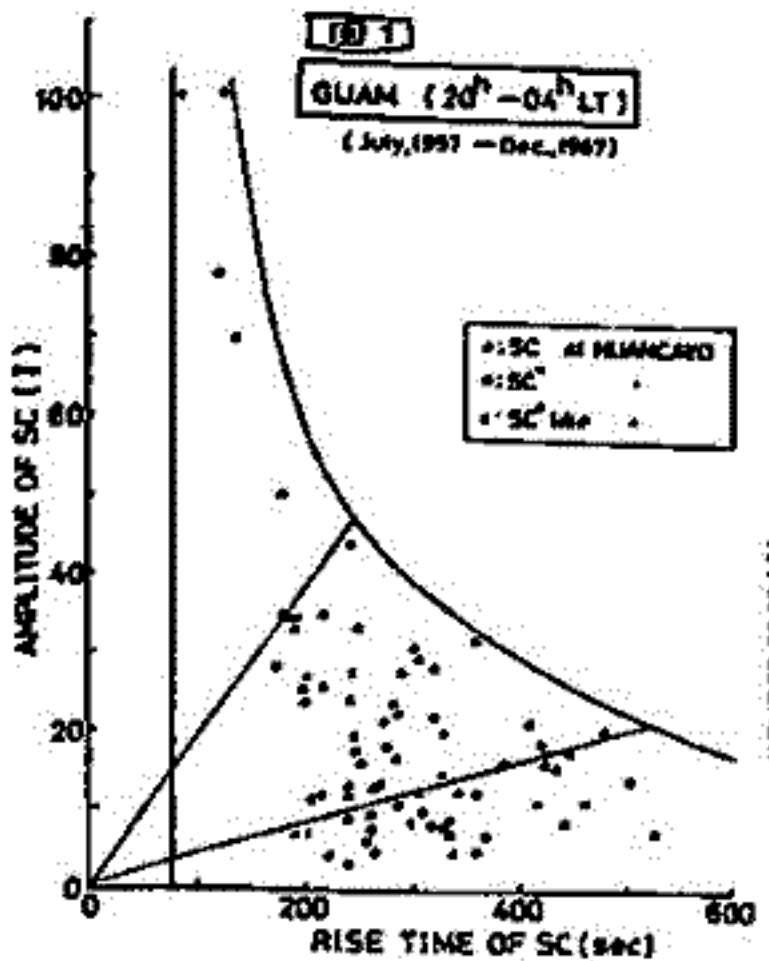
- ① 太陽風中の瞬時的運動量増加により magnetopause が圧縮されたためから磁鞘の位置に到着するまでの時間。
- ② 太陽風中の運動量増加領域の中。
- ③ 太陽風中の運動量増加領域が磁気圏を通過する時間。
- ④ 磁気圏圧縮の結果 magnetopause の異なる点から地上の1点に伝わるまでの時間の差。
- ⑤ HM 波の磁気圏内多重反射による波面の broadening。

(2) 今まで検討してきたおぼろげの解析から Rise Time の考慮には下記の配慮を要する。

- ① 地上で観測される SC の Main Impulse (MI) は 磁気圏圧縮の直接的結果であり伝播速度を考慮する DL-part と 圧縮の結果 磁気圏内に生じた二次的結果 DP-part の二つから構成される。1 μV 以上の Rise Time と太陽風中の変化と関連させて論じる際には DL-part が卓越し、DP-part が最小になる LT と緯度の SC とは関係が深い。
- ② MI は先行する preliminary reverse impulse (PRI) は高緯度帯以降と赤道帯を卓越する。この領域が広い場合には PRI は負に、MI は正の現象がより顕著に現れることになり、赤道帯以降の緯度帯朝側にかけると PRI の現象が正にかなり大きく現れることになり MI と関連が深い状態となる。

Rise Time は ? であることへの解析 (Pisharovy 1962, Ondok 1964, Mazda et al 1962, Nishida 1961, Bursaga et al 1969, Magaud 1975) は 11 年と上記の点に検討した結果が不足して 11 年以上に及ぶ。

(3) おぼろげな (2) の考慮として Guam の 20^h-04^h LT の Rapidrun magnetogram と 10.5 年間のデータを調べた。図 1 は ΔH (SC の振幅) と ΔT (SC の Rise Time) の関係を示す。これより ① ΔT が 90° の SC は存在しない。② 図の上側 envelope は ΔH-ΔT の逆相関を示す第一と第二の包絡線。図 2 は ΔH と ΔH/ΔT は予想以上の良い相関があることを示す。これは地球磁場の擾乱結果が一様で、2 以上は太陽風中の衝撃波 (or 不連続面) と磁気圏の相互作用の基本的性質を示していることと考へてよいであろう。



以上のデータ解析と shock relation を解いた計算結果に基づき Rise Time の解釈を述べる。

坂 翁 介 (九州理)

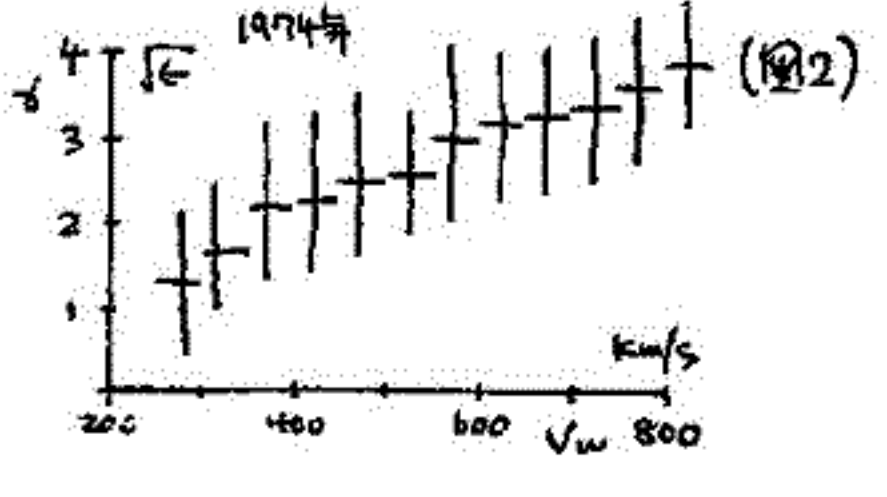
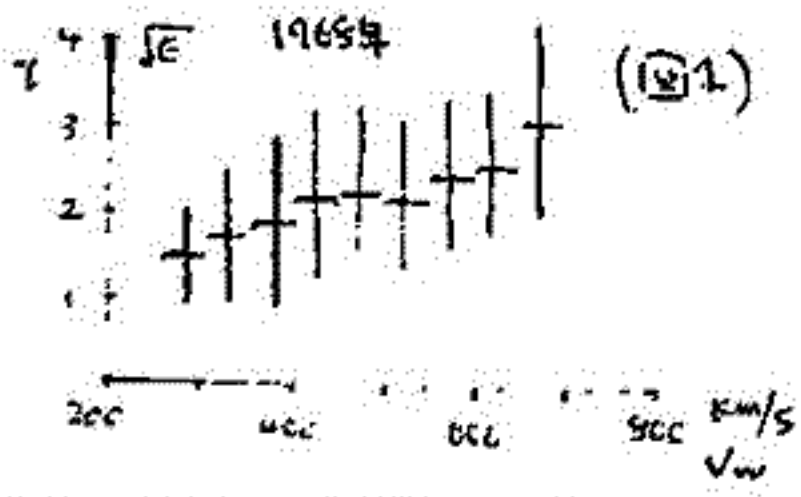
太陽風アルベーン波の太陽極大期(1967, 1968年)と太陽極小期(1974, 1975年)でのちがいを地球を廻る衛星を用いて調べた。使用したデータは1965年より1975年までの10年間にわたる各種衛星のデータを編集したものである。

今回の太陽極小期(Solar Rot. 20)の1つの特徴はコロナホールの異常発達であり、太陽風の観測面からいえば、そこから飛び出すプラズマ流速が非常に高速であった(2800km/s)ことである。しかし極大期においてはコロナホールは消え、極小期に比べ流速はあちる。又コロナホールによる高速領域が明確な27日周期性をもつのに比べ、極大期のそれは、その周期性がうすくなる。この様にコロナホールの生成と消滅がコロナ膨張の様子に多くの影響を与えている。

ここで我々の興味はアルベーン波である。ここでは上記の様に異なった太陽表面の条件のもとで、コロナ膨張の様式と切りはなせたりそのアルベーン波がどの様に異なっているのかを調べた。使用したデータは磁場のゆらぎの1時間平均値である。衝突領域以外ではこの時間スケールの中からはアルベーン波によるものと考える(1)。47年のデータより以下の事がわかった。

- (1) アルベーン波のエネルギー密度(ϵ)は太陽風速度(V_w)依存性を持つ。即ち V_w が大きい程 ϵ は大きい。
- (2) 極大期(図1), 極小期(図2)で $\epsilon - V_w$ の関係には変化がない。つまり極小期の高速流内ではその速度に相应した強いアルベーン波が励起されている。

この結果より ϵ の大きさが何によって決まるのかに疑問を持つ。非線形のためなのか、それとも単純な原因なのかあるだろうか？ H-M 波による太陽風加速の立場にたてば(2)の結果より極小期に於ける超高速流はコロナホールが形成されたために出現したのでなくここでは用いた磁力線ゆらぎに、強いアルベーン波が励起されるために出現したとの解釈が出来る。



(*) 本誌の編集に協力した東京大学理学部地球物理学教室の先生方に感謝する。

IMF, 磁気圏尾部および高緯度帯の磁場変化
の統計的比較

笹村 義孝

京都産業大 理学部 物理

磁気圏内のプラズマ・シート附近での、粒子フラックスおよび尾部の磁場と substorm の Expansive phase などについては多くの人々によって議論されている。一方、高エネルギー粒子 ($E_e \sim 40 \text{ keV}$) のフラックスの増加はプラズマ・シート内かあるいはその附近で起っている。これらの粒子フラックスの増加は、その場所での磁場変化と関係しており、粒子フラックスが増加するときには磁場の X 成分は減少するようである。しかしながら IMF の southward-turning によるプラズマ・シート附近の磁場および粒子の作舞については、substorm の場合ほど多くは議論されていない。

従って今回は IMF の southward-turning による磁気圏尾部のプラズマ・シート附近の磁場変化および電子 ($45 \sim 50 \text{ keV}$ 以上) のカレント変化と地上の磁場変化との比較を月軌道附近について、1967年6月から1968年9月迄の Explorer 33, 34, 35 の磁場、プラズマおよび粒子のデータとマグネトグラムを用いて統計的に行った。この期間中 IMF の southward-turning は 86 例あり、これらの IMF の変化に対応する磁気圏尾部および地上での磁場変化を調べた。結果は以下のようにならされる。

- 1). IMF の southward-turning が起こると磁気圏尾部のプラズマ・シート附近の磁場の強さは、76 例中 44 例 (57%) が減少した。おおむね減少を伴うものは 42 例 (55%) になる。これに対して磁場の強さが増加したものは 3 例 (4%) にすぎなかった。同様に磁場の南北成分については 65 例 (86%) が北向きであった。
- 2). 電子のカレント数については、IMF の southward-turning に伴って、磁気圏尾部のプラズマ・シート附近で増加したものは 44 例 (58%) であった。
- 3). 磁場および電子のカレント数については、電子のカレント数の増加に伴って磁場の強さの減少を示すものが、 B_z (プラズマ・シート附近における磁場の南北成分) が北向きのときは 28 例 (50%)、南向きのときは 6 例 (8%) であった。
- 4). IMF の southward-turning によるオーロラ・オーロラ内での電流ベクトルは 63 例 (90%) がほぼ太陽方向、4 例 (5%) が dawn 方向であった。
- 5). 磁気圏尾部で 1). ~ 3). のような変化が起った附近の地上の AE 指数は 100 ~ 150 がノマ程度であった。

以上の結果について考察する。

石井 隆宏雄, 宮本 善行, 丸橋 克英
電波研究所平磯支所

一般に地磁気あらしは太陽フレアに続いて起こるフレア性の地磁気あらしと太陽フレアと無関係に回帰的に起こる回帰性地磁気あらしの二種類に大別される。フレア性地磁気あらしは強い電波放射(特にメータ波のII, IV型バースト)をともなうような太陽フレアに際して噴出する高速プラズマ雲によって起こされるものであり、当然太陽フレアの頻発する太陽活動活発期に多い。回帰性地磁気あらしは太陽の自転とともに回転する寿命の長い高速のプラズマ流(Corotating High-Speed Stream)によって起こされるもので、太陽活動減少期から極小期に多いことはよく知られている。最近特に太陽活動同期No. 20の後半期スカイラブ等の観測により Corotating High-Speed Streamの起源が大部分コロナルホールにあることが明らかになるとともに、コロナルホール自体の消長過程の研究も進められている。

電波研究所平磯支所では IUWDS のプログラムに従って、西太平洋地域警報センターとして地磁気あらしの予報を実施している。現在地磁気あらしの予報は太陽フレアの諸特性及び1977年1月以降出版されているコロナルホールのデータ(1太陽自転周期前の Synoptic Chart)をもとに行われ、発生した地磁気あらしについてはある程度その原因を同定することができるとともに、コロナルホールの消長、太陽活動領域との関係について報告する。太陽活動が次第に活発になるこの期間の特徴として現在までに明らか事実を列挙すると以下の通りである。

- (1) 一般にコロナルホールの寿命はスカイラブ観測当時と比べて短く、変化しやすい。
- (2) コロナルホールの発生及び消滅と太陽面活動の関連性を支持する例がいくつかあげられる。
- (3) フレアとコロナルホールが同時に地磁気あらしの原因となる例がある。
- (4) 一見コロナルホールが消滅したようにも地磁気あらしの回帰性が続く場合がある。
- (5) 地磁気じょう乱と明らかな対応を示さないコロナルホールが存在する。

S. Shibuya

Department of Physics, Faculty of Science, Yamagata University

The conventional definitions of frozen-in phenomena are reviewed and the many-sided problems of the definitions are discussed from a new viewpoint which is different from a dualistic standpoint.

The state of frozen-in magnetic field which plays a fundamental role for cosmic physics is distinguished from a magneto-hydrodynamic state and holds good even in the low-density collisionless plasma when some conditions are satisfied.

The concept of frozen-in lines of force is usually established in MHD because there we can always observe the MHD waves which contain the frozen-in condition. Lately, however, the use of the concepts frozen-in magnetic field lines and field-line reconnection has been criticized especially in a low-density collisionless plasma (e.g., Alfvén-Fälthammar, 1971; Heikkilä, 1973; Alfvén, 1975, 1976) from a particle position.

Since frozen-in magnetic phenomena have various aspects, there have been many definitions and exact definitions have not yet settled. So first of all we classify their definitions into three groups from different angles. Then the nonlinear term $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ (involving the product of two variables) is investigated.

Dualistic description which define the magnetic plasma by a particle concept or a field concept before we give a vessel cannot extract the property of frozen-in magnetic phenomena, because a physical description of the system is defined only after the characteristic length is given.

As frozen-in magnetic field is not a mixture of charged particles and a magnetic field, but makes a phase. Therefore pure additional linearized theory is inadequate to specify the frozen-in phenomena.

As is analogized from CGL theory, frozen-in state is useful in a collisionless plasma when the scale length for the spacial change is very large compared with all characteristic lengths (such as the gyration radii and the Debye lengths) and when the time scale for the temporal change is very large compared with the characteristic times (such as the gyration periods and the inverse plasma frequency). Therefore it is necessary to distinguish between MHD state and frozen-in magnetic state.

山下喜弘*・小沢方郎*
* 気象衛星セトダ

1978年5月7日に発生した太陽爆発は随伴した電波、X線バーストから推して⁽¹⁾、プロトン現象、宇宙線急増、地磁気嵐など一連の地球嵐を発生したものと考えられる。静止気象衛星「ひまわり」(東経140°の赤道上空、約36,000 km、地心距離は6.6 Reに静止)の宇宙環境モニター(SEM)⁽²⁾は、地球プロトン現象を観測した。

本図は、5月7日に、GMS/SEMで観測されたプロトン、 α 粒子、電子のフラックスの時間変化を示す。これによると、0323 UT頃に地球プロトン現象が発生した。また、このプロトン現象の初相におけるエネルギースペクトルを本図に示す。

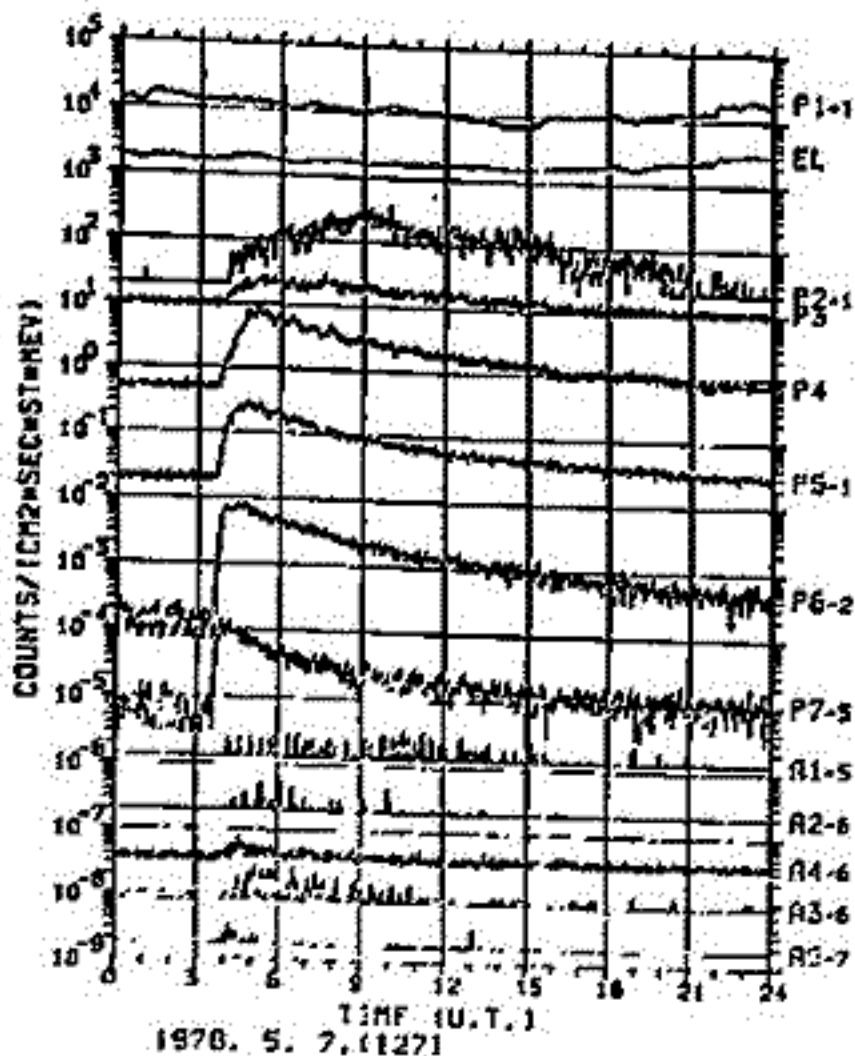
この地球プロトン現象の特徴を挙げると、

- (1) フラックスの時間変化からみると、低エネルギー部分(P1; 1.2~4 MeV)の時間変化がなく、むしろ、高エネルギー部分(P2~P7; ~ 500 MeV)の変化が顕著であり、立ち上りがシャープな急増型である。
- (2) スペクトル勾配が小さく、高エネルギー粒子に富んでいる。
- (3) この地球プロトン現象に対応する太陽爆発が孤立型であるが、これに伴ったH α 線、 γ 線の電波バースト、X線バーストの発生時刻⁽¹⁾がいずれも、地球プロトン現象の発生時刻より遅いという結果が得られた。

参考文献

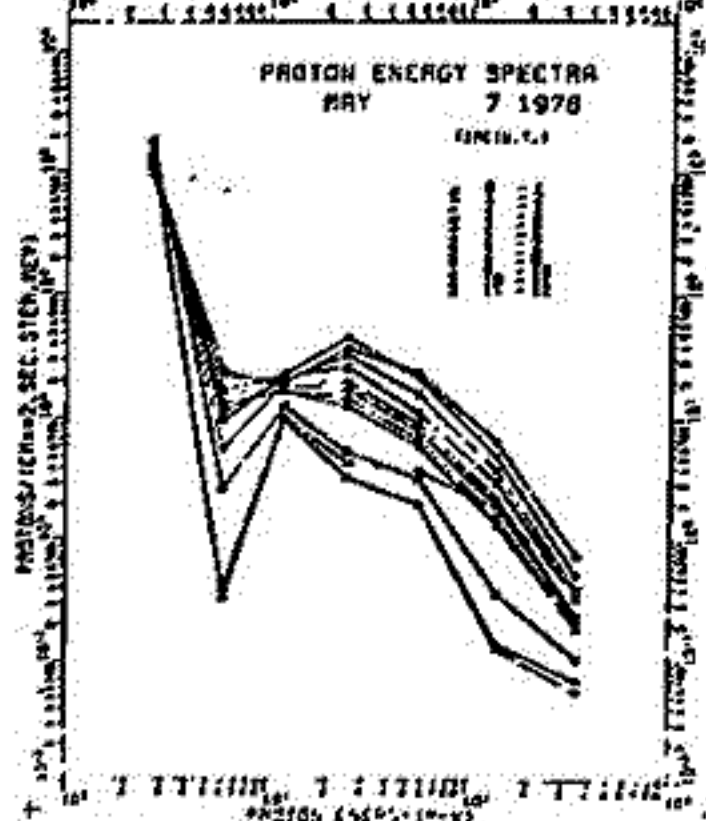
- (1) Solar-Geophysical Data, July, 1978.
- (2) 「静止気象衛星による粒子観測(I)」(河野山) , 1978年春季, 学会講演.

GMS/SEM TWO-MIN. AVERAGES



本図

GMS SEM DATA



本図

20P-167 太陽宇宙線生成率と銀河系宇宙線

桜井邦朋
神奈川大学工学部

太陽系空間に由来する銀河系宇宙線の一部は、超新星やパルサーから生成されるものであると、現在考えられている。超新星のような超高温で起る爆発現象に宇宙線が由来するものとすると、宇宙線の化学組成が、原子の一次電離ポテンシャルに依存して決まってしまうという、Haunas や Kristiansson によって見出された観測事実の説明がむずかしくなる。この困難の解決として、Cassé & Goré (1978) による "Ionization Model" が、最近提唱されている。

太陽は、我が銀河系の中で、主系列に属する標準的な星のひとりで、目立つ活動現象も起さず、永い間に亘って進化して来たものと、現在、考えられている。ところで、ごく最近明らかになった結果によると、太陽活動には過去に相当大きな変動があったようである。現在の太陽からの宇宙線成分(太陽宇宙線)の生成率は小さく、太陽と同程度の星の数 10^{11} を考慮しても、現在信じられている銀河系宇宙線の生成率を説明するに足らない。しかしながら、太陽に起った過去の大変動に伴う太陽宇宙線生成率の増大を考慮すると、銀河系宇宙線の生成が、太陽のような主系列上の矮星に起った大規模の活動現象に伴うとして説明できるようになる (Sakurai, 1978)。

実際、星からの宇宙線生成率は、エネルギー的に、 $\sim 2 \times 10^{46}$ eV/sec となり、現在、推定されている宇宙線生成率 $\sim 10^{43}$ eV/sec をはるかに上まわすほど大きくなる。この結果は、粒子一辺に配合されるエネルギーにっついては考慮してはならないので、現在、観測から知られている銀河系宇宙線のエネルギー・スペクトルの説明には、星からの発生後に不ける加速の存在が不可欠となる。

銀河系宇宙線の寿命の間に不ける伝播距離は、現在の拡散理論によると余り大きくならないので、地球で観測される銀河系宇宙線の源泉は、現在の太陽の位置から数万光年以内の空間にあり、この空間で伝播中に宇宙線は局地的に加速されて行くものと思われる。

このように、銀河系宇宙線を "恒星" 起源と考へても、エネルギー的には十分、現在観測される銀河系宇宙線フラックスの説明がつけられるのである。

Sakurai, K.: CRL 報告-23-77-3, p.24, 東京大学宇宙線研究所 (1978).

20P-I68 太陽ニュートリノ生成率変動の原因

桜井邦明
神奈川県大学工学部

太陽ニュートリノの観測が始まって以来、既に10年余り経過した。この観測を通じて明白となった事実のひとつは、このニュートリノのフラックスが、太陽の内部構造に関する標準モデルから期待される値に比べて、約半に小さいという点である。このことは、太陽中心部におけるニュートリノの生成率が、現在とがっていることを推測せしめる。現在、何故このようなことが起こるかについて、その理由をさがす研究が盛んである。

ところが、ニュートリノ・フラックスの経年変化を示すグラフをみると、このフラックスの大きさは標準モデルからの期待値に比べて常に小さいのではなく、周期的な変動を起しているらしいことに気づく。勿論、観測データが沢山のものをわけなければならぬので、この周期の長さが「くうなと」細かく議論をすることが、現在のところ不可能である。この周期は大体2年の長さなので、太陽に同程度の長さの時間的な変動がみつかれば、このニュートリノ・フラックスの変動の原因が太陽にあると推測することができるとは言える。

1970-1976年にみける太陽活動の短周期変動に関する解析結果は、約2年の周期変動の存在を明らかに示すので、この結果と太陽ニュートリノ・フラックスのものとを関連を調べてみた (Sakurai, 1978)。両者の変動は、時間的に "In phase" ではないので、みかけ上、太陽活動変動の方が、約4ヶ月だけ位相が早くなっている。太陽の内部における変動が太陽活動にみける擾動を作り出すことを考慮すれば、実際には、太陽内部における変動の影響が約20ヶ月かかって、太陽表面に達し、太陽活動の上で約2年周期の変動を作り出すのだという点に注意しよう。太陽内部における変動が「かなる性質のものか」については、内部における対流の問題とすべきに研究されなければならぬので、この解決は今後に残されているのである。

Sakurai, K.: ICR-Report. -66-78-10, ICRR, Univ. of Tokyo (1978).

鷲坂修二, 三島 靖, 井上 葵, 村上一昭, 長島一男
 信大理 愛媛大理 理研 名大理 名大理

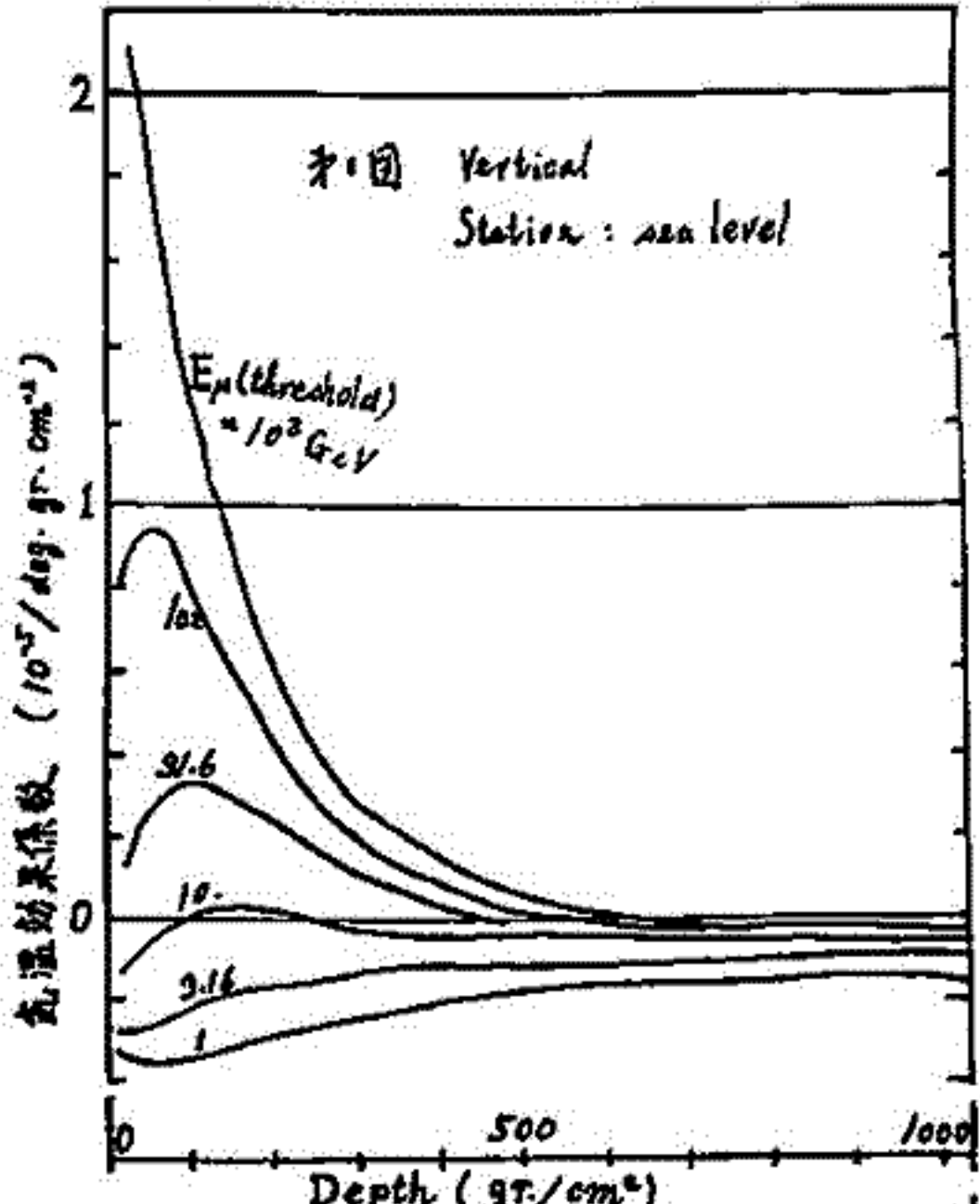
I 気温効果係数の計算: 深さ y での求める係数 α_y とすると, 各深さでの気温変化 ΔT_y が与えられた時の, 深さ y_0 での Muon 強度変化は

$$\Delta I = I_0 \int_0^{y_0} \alpha_y \Delta T_y dy$$

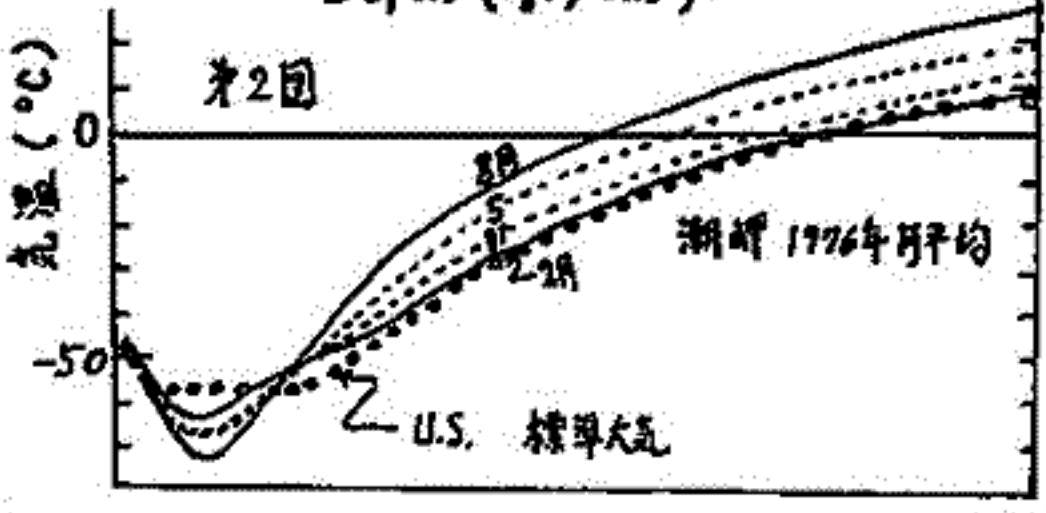
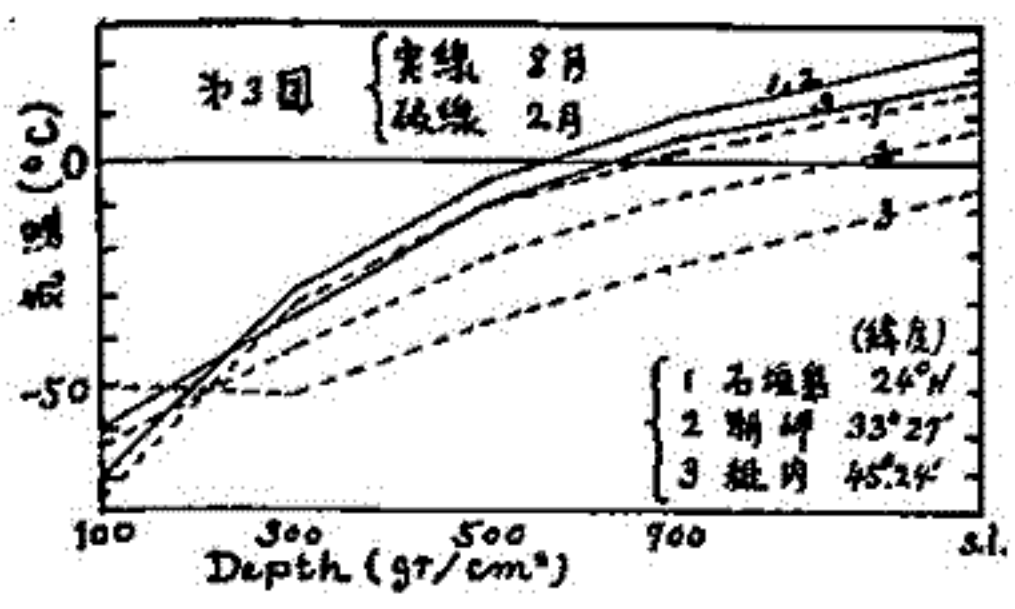
この α_y は, それぞれ次の過程による3項の和として計算される。すなわち, 深さ $y \sim y + \Delta y$ の気温が ΔT_y だけ上昇したとすれば

- (1) 深さ $0 \sim y$ で発生した Muon が, Δy を通過する時, path 増大 $\rightarrow \mu \rightarrow e$ decay 増大 による負の効果
- (2) Δy での $\pi \rightarrow \mu$ decay 増大による正の効果
- (3) 前項による Pion の減少が, $y + \Delta y \sim y_0$ の Pion Cascade に引つかれ, その Muon 発生を減少させた負の効果

この計算は, U.S. 標準大気を用い, 入射角 θ による観測角の深さ毎に実行した。結果の1例を第1図に示す。



II 実際の気温分布への適用: 高层気温 data は, 国内では気象庁の Airological Data が便利である。一例として 潮岬での等圧面温度分布 (月平均) を, 第2図に示す。比較のため, U.S. 標準大気も示す。温度変化と気温効果係数とから概算すると, 潮岬での Muon 強度の2月と8月の差は1%程度になる。緯度による気温変化の例を, 第3図に粗く示す。Muon の緯度効果は, この気温変化を考慮しなくてはならない。気象 data を世界的に集めて検討を進める。



北村正重
気象研究所

(観測事実) 宇宙線中間子及び中性子成分日変化を解析すると、i)最大時刻(T_{max}) については、中間子成分が中性子成分より前進し、ii)振幅(Amp) については中間子成分<中性子成分であることを、名古屋中間子成分及び東京中性子成分について、前回報告した。

今回は柏崎中間子成分と東経中性子成分についても同様のことが成立つことを示す。1957 ~ 1966 年の計測データの T_{max} 及び Amp を図示すると才1図の様になる。(横軸 T_{max} 、縦軸 Amp とし、○印は柏崎中間子成分、×印は東経中性子成分を表し、添数字は年を示す)。

この図から分かるように、中間子成分 $T_{max} = 12 \sim 13^{\text{h}} \text{L.T.}$ 、中性子成分 $T_{max} = 14 \sim 15^{\text{h}} \text{L.T.}$ で、明らかに中間子成分 T_{max} が前進している。

才2図には、横軸に $T_{max}(\text{中性子}) - T_{max}(\text{中間子})$ をとり、縦軸に $\text{Amp}(\text{中性子}) / \text{Amp}(\text{中間子})$ の値を図示する。前記 T_{max} 及び Amp に関する両者の関係が才1図に於いて明確に示されている。

(モデル) 以上の事実を説明するために Archimedian Spiral に沿うと考えられる 2^{h}L.T. 及び 4^{h}L.T. 方向からの二方向の宇宙線非等方性 Δj_1 及び Δj_2 について考察を行う。

今 Δj_1 及び Δj_2 を次の様に考える：

$$\Delta j_1(p, \psi, t) = k_1(t) j_0(p) (p_0/p)^{m_1} \cos \psi (p \leq p_{H1}) \dots \dots \dots (1)$$

$$\Delta j_2(p, \psi, t) = k_2(t) j_0(p) (p_0/p)^{m_2} \cos(\psi - \phi) (p \leq p_{H2}) \dots \dots \dots (2)$$

(1) 及び (2) を用い、才2図に相当する図を画くと計算と観測とが最もよく一致するものは

$$\phi = 180^\circ \text{ 及び } \dots$$

$$m_1 = -1, m_2 = 0, p_{H1} = 30 \text{GV}, p_{H2} = 50 \sim 1000 \text{GV}$$

である。尚

$$m_1 = -1, m_2 = 0, p_{H1} = 30 \text{GV}, p_{H2} = 50 \text{GV} \text{ 及び } \dots \text{ として } k_1/k_2 = 3 \sim 5$$

$$m_1 = -1, m_2 = 0, p_{H1} = 30 \text{GV}, p_{H2} = 1000 \text{GV} \text{ 及び } \dots \text{ として } k_1/k_2 = 4 \sim 15$$

となる。

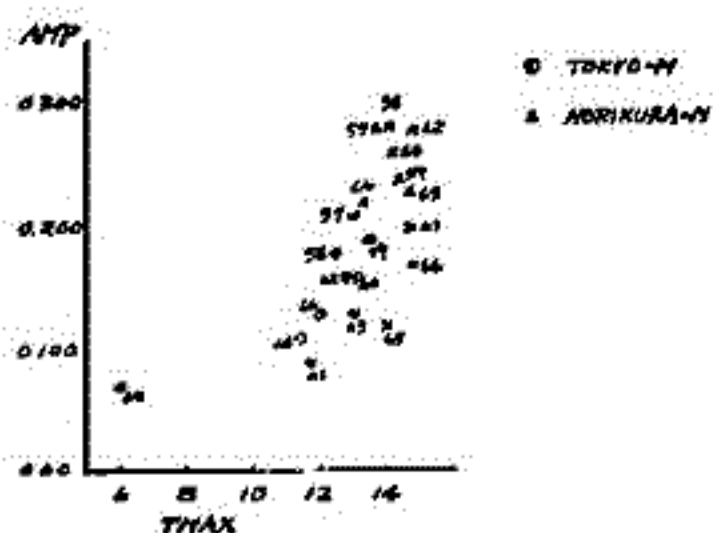
更に

$$k_1(t) = a_0 + a_1 \cos \omega t \dots \dots \dots (3)$$

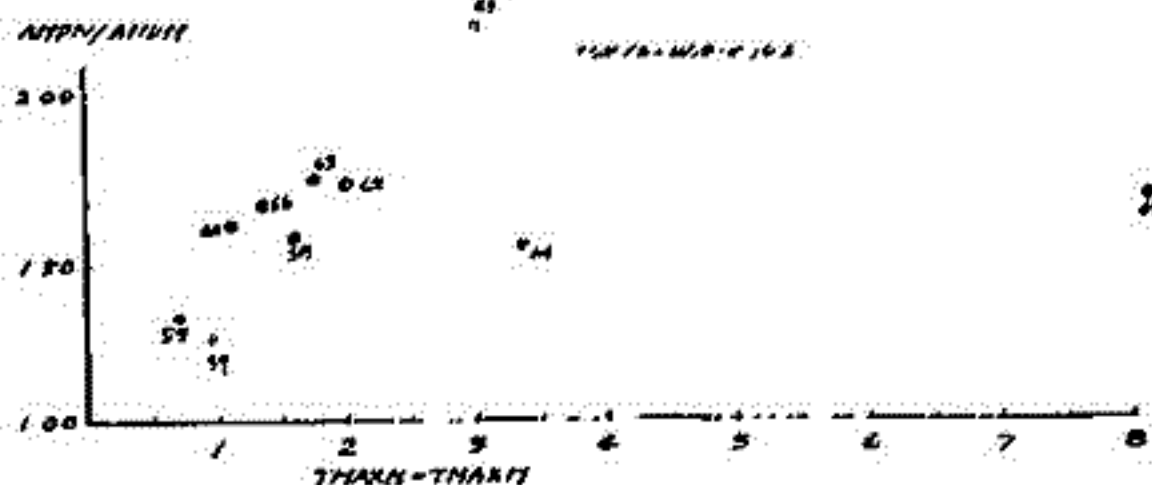
$$k_2(t) = b_0 + b_1 \sin \left(\frac{\omega}{2} t \right) \dots \dots \dots (4)$$

(ここで $\omega = 2\pi/11 \text{ year.}$)

として Amp 及び T_{max} の 11 年及び 22 年変化を説明できることを示す。



才1図



才2図

糸原義教(中部工大), 森 寛(岩大. 理)

宇宙線の異方性のうち、ナリニモニターヤ中性子 π -ターヤの係「エキル半」一様性
 について、星間空間プラズマの動向に、この方の分布、影響を水子ニセ知す水
 子本たが、具体的には判然とし「た」。前日の係で、著者や名古屋大の藤井博士
 によつて、異方性のうち日変化について「太陽風」の速度に比例するこ「示」されたが、こ
 れらはあくまで統計的に見ると「う」前提が「た」。個々の例として下図に示された
 方に「示」し「た」。多分、他の星間空間のプラズマ「場」、磁場、
 及びその乱れ、Proton Density, 及び「示」て報告する。

下図は概して Rotation No. 概して 27 日間を「た」あり、Rotation 平均「た」日(日)
 平均「た」日(日)印「示」された「た」。空白は欠測、Rotation No. 1891 ~ No. 1933 まで「た」、
 した「た」。観測 1894 年「た」した「た」。図は左に「た」中性子 π -ターヤ (Deep River) の
 速度、日変化 (1st harmonic) の平均、右に「た」速度「た」。

Rot. No.	NEUTRON INTENSITY	NEUTRON AMP	SOLAR WIND VELOCITY
91
92
93
94
95
96
97
98
99
00
01
02
03
04
05
06
07
08
09
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33

20P-I72. 太陽自転周期の間、宇宙線の Spherical Zonal Components と 惑星間空間パラメータ

高橋八郎 矢作直弘 長島一男
岩手大・数産 岩手大・人社 名大・理

長島による宇宙線三次元異方性解析方法により、現在昇仙分布の40%の余りの宇宙線観測所データの宇宙線中性子成分 data を用いて、惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components ($A_0^\circ, A_1^\circ, A_2^\circ$) ならびにこれらに best-fit の宇宙線変化スペクトラム ($P_0^\circ, P_1^\circ, P_2^\circ$) を求め、これら諸量の時間変化の傾向、これらと惑星間空間磁場との関連性について、今までは数回にわたって報告してきた。解析は Solar Rotation 毎にわたって行い、期間としては、惑星間空間データが比較的よく揃い、宇宙線データもよく揃っている1967年を選んだ。この期間の数 Rotations についての解析結果について、これまでは報告してきたが、前回より早く1年間全体にわたっての解析が完了、その全体の解析結果の概要を報告した。

今回は、これらの1年間(1967年)の解析結果のうち、主として A_0°, A_2° と惑星間空間パラメータとの関連性について述べる。今までは A_2° と惑星間空間磁場(IMF) とが密接な関係を持つことが見出されていたが、これが1年間全体にわたって同じであるかどうか、どうも季節変化がある(本誌4月号)に、これらについて調べた。なお見出された IMF と A_2° の関係は単純ではなもので、他の惑星間空間パラメータとの関連を調べると異なる。 A_0° については IMF との関係は、はっきりしなかった。これについても他のパラメータとの関連を調べると異なる。これらの関連の追求から A_0°, A_2° のあらゆる異方性のメカニズムをさぐる。

石田 善雄, 森 覚
 福島大・教育 信州大・理

長島らよび長島等による宇宙線の三次元異方性の理論にもとずいて、宇宙線日用変化の解析は、森(5.9.9 2275)によつて報告されてゐる。すなわち、新株-月周期変化($\Delta D_2'(152)$)の年周変化と南北両半球にある conjugate station の data と選んで、その日用変化の差をとることによつての理論的な季節変化(年周変化)の存在を報告した。期回は、同様な手続きによつて、69年以降の, Goose-Bay-Sanaa, Calgary-Kerquellan についての解析結果を報告した。それによつて、森の解析期間(1964~68)ほど、上記の station pair 2'は顕著な年周変化は見られなかった。

今回、1957.7 以降の neutron data (主に I.Churchill-Mawson, 2. Deep River-Mt. Wellington) 69年以降の neutron data (主に, I, 2. Goose-Bay-Sanaa, B. Calgary-Kerquellan) によつて、同様な手続きによる解析結果を報告し、年周変化の long-term variation, 恒星時・反恒星時による time variation についで報告する。

List of Station

Station	Geographic		Cut-off Rig. (GV)	Counts/hr (x10 ³)	
	Lat. (°)	Long. (°)			
Kesolute-Bay	74.48	-94.98	0.00		
Walker	-54.42	110.43	0.01		
Churchill	58.75	-94.08	0.21		
Mawson	-67.40	62.88	0.22		
Goose-Bay	53.27	-40.40	0.52		Tinie-Bay
Sanaa	-70.10	-2.15	1.06		
Calgary	51.08	-114.13	1.09		Mt. Washington
Kerquellan Is.	-49.15	78.13	1.19		
Deep river	46.10	-77.50	1.01		
Mt. Wellington	-62.92	147.11	1.09		

表 1. 解析に用いた station list.

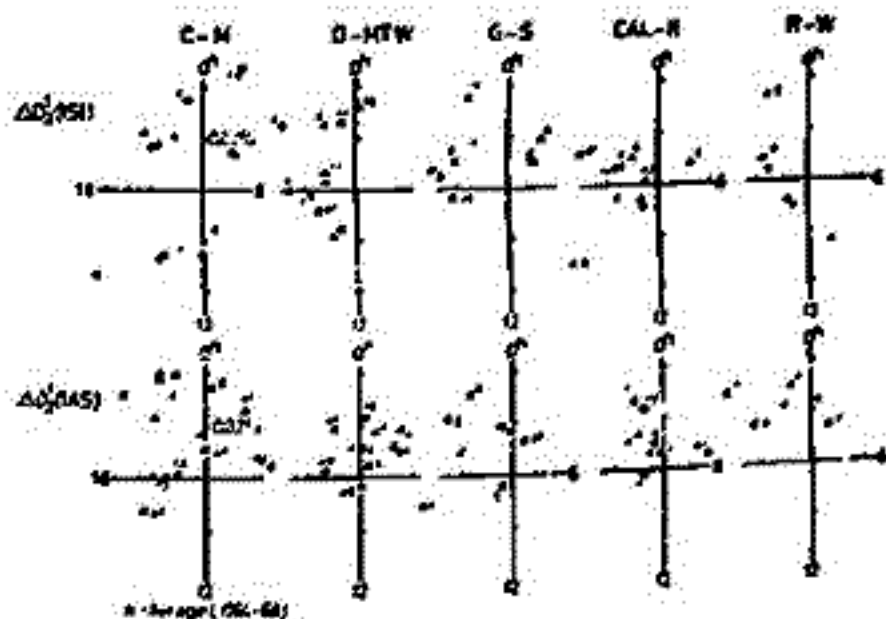
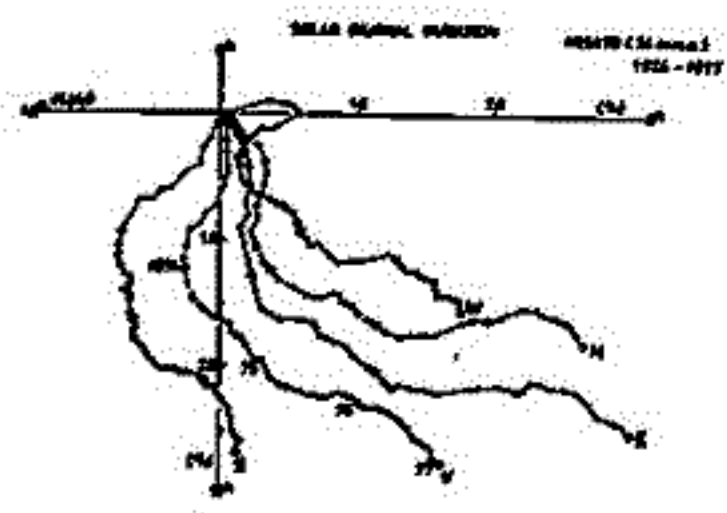


図 1. 各々の station pair による恒星時時周変化 ($\Delta D_2'(152)$) と反恒星時時周変化 ($\Delta D_2'(115)$) の年平均値。

20P-I74 太陽活動極小期(1974-1977)における宇宙線異方性

森 覚 安江 新一 石田 善雄 (信大理) 一之瀬 匡興 (信大教養)

太陽活動極小期(1974-1977)における宇宙線異方性は、特にその「流れの方向」に著しい変動が見られる(第一図参照:三州地下多方向宇宙線による日周変化の逐年変化)。いわゆる18h方向からの「流れ」は、恐らく太陽系外からの物理的状態の変動を反映しているであろう。これは、宇宙線異方性の「11年」あるいは「22年」変化として、論じられてくるが、特に1976年は、(1)22年前の1954年——宇宙線低エネルギー成分(中性子成分)でも、太陽系外からの流れが見られた——と極端に似た状況に奇をばかりでなく、(2)一

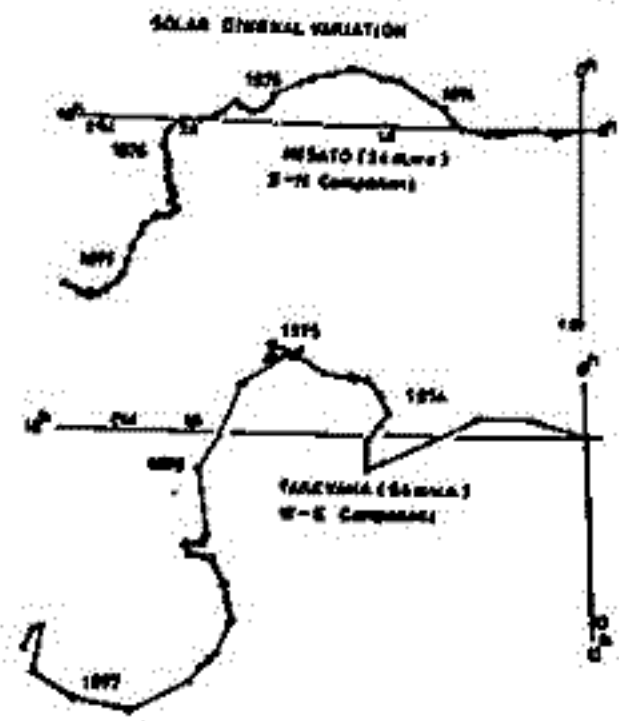


第一図

観測的には、中性子成分、地上中性子成分に加えて、十分な精度をもつ、地下宇宙線(高エネルギー成分)のデータも利用できる。

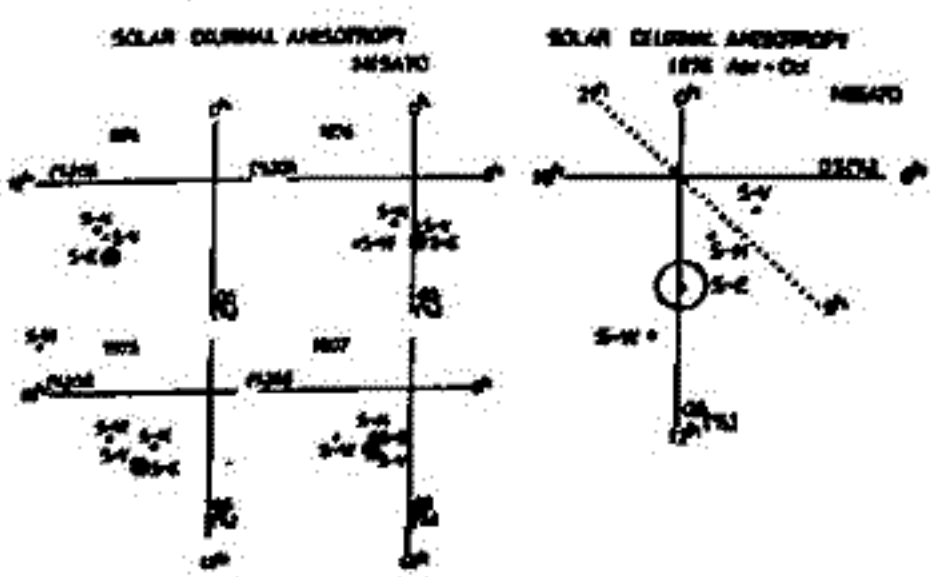
第二図は、地下宇宙線異方性について、MISATO(三州)とTAKEYAMA(武山)の変化を示す(右、毎年9大まに、大気効果を消すために、「差ベクトル」をとり、その変化が示してある。ベクトルの位相の変化は空間における宇宙線異方性の位相の変化を思わせる。特に、1976年に位相に顕著な前進が見られ、地球運動

果の修正を施すと、9h~6h方向へ動いていると判る。第一図は、MISATO(三州)多方向計について、異方性を(1)逐年、1974年0.3 1977年1.0として、年平均位相、(b)は、変動の果し



第二図

1)期間(1976 Apr.~Oct.) について、同様の変動を示す(左も同様である。これは、いさよゆ地磁気による、ゆりは未修正である。地球の軌道運動の結果は



第三図

修正したもので(6h方向, 0.04%の大きさ)。上記の結果から、(1)太陽活動極小期では9h方向の流れが、

存在する。従って(2)定常的なもの、この9h方向の流れは、いわゆる18h方向の流れと共有(2)の可能性が示すことが想像される。

これ以後の議論、例えば、2方向の異方性のスペクトル、大きさ、方向等を示す。これは、太陽極磁場の反転と関係ありと主張でき、このことについて、考察を述べていく。

第 2 会 場

加藤 道

京都大学工学部附属電離層研究施設

本年5月インスブルグで中層大気国際協同観測 (*middle atmosphere program*) に関する SCOSTEP (太陽地球間物理学特別委員会) 主催の *Steering Committee* が開かれた。3日間に亘る討議の結果、本計画の実施が、1982-1985年の4年間であることが決められ、この旨を ICSSU (国際学術連合) の勧告とする様に同委員会に提出することになった。さらに、1979年より1981年を *pre-MAP* と名ずけて、MAPに適した観測を、可能な限り早くスタートさせることを奨励することにした。この *pre-MAP* は、SCOSTEPの勧告ということに止って、ICSSU勧告にはならない。ここに至るまでにはMAPの内容についていろいろ討議があった。中層大気とは電離層よりは低い、対流圏よりは高い大気領域であって、従来電離層の様に電波や衛星による観測、対流圏の様にバルーンの直接観測などが殆ど行われて居らず、その特性は殆ど分っていない所である。しかし、最近のリモートセンシング法の発達はこの中層大気の観測を可能にして来ている。他方、この領域の特質である複雑性、つまり力学、放射、物性が互いに密に結合しているために、理論と観測の対比において複雑な処理を必要とするので大型計算機が必要であるがこれも最近、使用可能となっている。具体的には、上記リモートセンシングの中で、MAPに重要な貢献をする *radiometer* などと搭載した衛星計画、地上における大型VHF、UHFレーダーの整備計画がMAP実施期間の重要な決定要素となっている。また *pre-MAP* も今年打上げの TIRUS N, NIMBUS G 計画に関連している。しかし、この様な大型計画だけでMAPが行われるものでは決してない。衛星や地上からのリモートセンシングの他に、ロケットによる限られた頻度の直接観測も、重要であることはいまでもない。

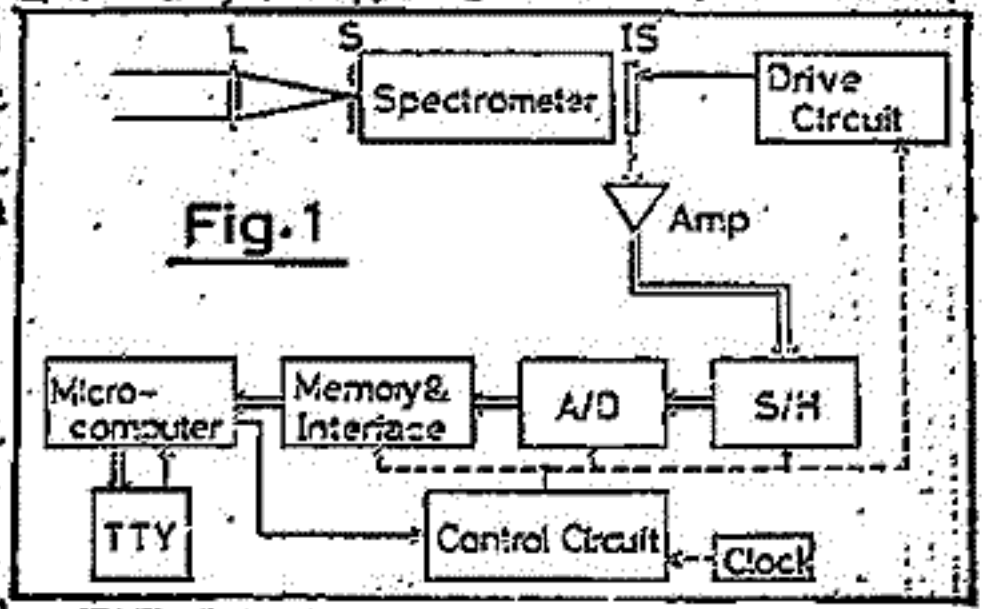
中層大気研究が大気汚染や気候変動の解明に貢献するといふ点、MAPの中心は既にまで科学研究計画であって、応用に流れてはならないであらう。MAPの科料となる問題は、力学、物性、放射の経度平均状態に加えて、様々なスケール比較の乱気流の解明にあるといえる。これを理解するには、中層大気の状態だけでなく、対流圏より成層圏への *input*、電離層と中間圏の結合も明かにされねばならないであらう。複雑な系を理解には実験室でのきわめて高い精度での反応係数の測定も必要である。さらに、光だけでなく粒子放射の点から考えても特殊状況にある南極での総合観測も興味ある計画になるはずである。日本の研究者の中広い活動が望まれる。そして、これを機会に、若い世代のこの方面の研究の進出を願って止まない。

惑星大気の可視および近赤外領域吸収スペクトルの新しい測定方法

松崎章好 本田秀之 中村長治 伊藤富造
東京大学宇宙航空研究所

(序) 宇宙観測用の飛翔体に搭載し、地球大気あるいは惑星大気の可視および近赤外領域の吸収スペクトルを大気掩蔽法により測定するための新しい分光測定法を考案し、開発した。この測定装置は、分光器の回折格子からの分散光を、約2000チャンネルから成る一次元固体撮像素子で測光するものである。従来の分光測定は、回折を必要とする写真乾板によるか、波長掃引を必要とする光電測光による方法で行われていたが、本研究で開発された装置は、400 nm から1200 nm までの間の希望する波長領域のスペクトルをデジタル信号として約2000語のメモリーに、数ミリ秒で記憶することが出来る。更に本装置の重量および大きさは、ほとんどの分光器で決まり、また電源は5V, ±15V (合計10W以下)で済み、高圧電源は不用である。この様に、ここで提案する方法は、データ回収の困難な遠心や測定対象の条件変化が速いためにスペクトルの同時刻測定が困難な場合、更に遠方に打ち出すために小型、軽量、低消費電力を必要とする場合の宇宙観測用の飛翔体搭載装置として大変優れている。これをSSIS法*)と名付ける。

(装置の構成) 試作した装置の構成の概要を図1に示す。太陽光をレンズLによってスリットSを通し分光器に導入する。分光器の出口スリットは取り外してあり、回折格子によって分散された光を一次元撮像素子で受光し、出力を電圧として取り出す。出力信号はデジタル化され、その後、メモリーに記憶される。



(観測) 試作した装置を用いて、地上にて、400-1100 nm 領域の太陽光のスペクトルを観測した。分光器は、JY HR-1000 (口径 = 1000 mm, 連続分散 $8 \text{ \AA}/\text{mm}$) および JY H-20 IR (口径 = 200 mm, $8 \text{ mm}/\text{mm}$) を使用した。一次元撮像素子は MPD 7920 を使用した。これは受光部の大きさが $3 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ で、2048 絵素の CCD 構造の素子である。500 kHz の 70 V 駆動させた場合の空速における S/N 比は、50 dB 程度である。

観測結果の一例を図2に示す。これは、764 nm 付近の O_2 の ${}^1D_g \leftarrow {}^3D_g$ 電子遷移に基づく吸収スペクトルであるが、P 枝および R 枝の回転帯が観測された。特に P 枝については、P 帯および Q 帯が区別でき、J=1 から引き出せば、はっきり progression を読み取ることが出来る。同様に H_2O の振動回転スペクトルや、 O_3 等の吸収スペクトルも観測された。また光電に対する出力信号の連続性及び温度特性を調べた結果、吸収強度から組成成分の濃度を求める方法に依る定量分析装置としても有用である事が分かった。

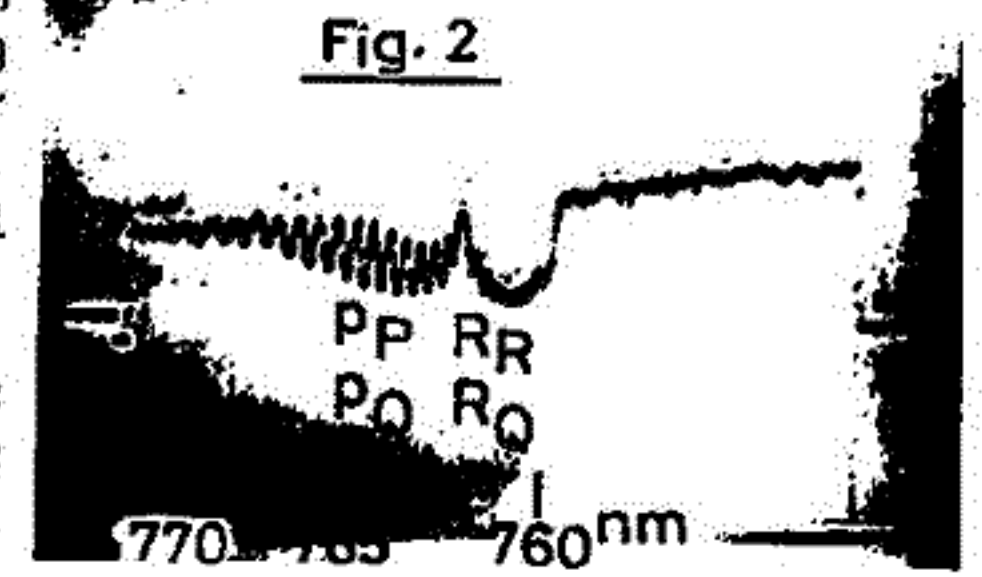


Fig. 2 O_2 ${}^1D_g \leftarrow {}^3D_g$ 吸収帯. (8月中旬快晴 12:00 測定) 分光器は HR-1000 (slit幅 0.1mm) を使用. Sample & hold の出力を 30V 20-70V に増幅した。

*) Simultaneous observation Spectroscopy with (solid state) Image Sensor の略。

17A-II3 フラネタリ-波によるオゾン輸送
- 簡単な数値実験 -

川平 浩二
(京大・理)

1. 研究の目的

成層圏におけるオゾンの分布は、光化学的平衡が数多く成り立っており、詳細な状態を知ることは出来ず。一方、オゾンの輸送は、特に極域のオゾン量の減少が懸念されている。

ここでは、成層圏の冬季における成層圏循環の強い季節変化をフラネタリ-波に起因するオゾンの輸送を調べようとする。

多くの理論的要素が、フラネタリ-波は季節循環の月、緯度を変えていく、いわゆる相対的移動を伴う。成層圏の平均的循環もフラネタリ-波に起因する変動を伴う。ここでは、この相対的移動の起るメカニズムについて、オゾンがどのように変動するかを調べる。簡単な光化学モデルを用いて数値実験を行った。

2. 基本方程式について

モデルとして、東西方向・上下方向の2次元面を考慮し、その中に存在するオゾンの分布の変動を zonal mean を、擾乱 (perturbation) を、 \bar{O}_3 と O_3' の変換方程式として、

$$\frac{\partial \bar{O}_3}{\partial t} = -\alpha(\bar{O}_3)(\bar{O}_3 - \bar{O}_3^e) - \bar{u} \frac{\partial \bar{O}_3}{\partial x} - \bar{w} \frac{\partial \bar{O}_3}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}' O_3') - \rho^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\rho O_3' \bar{w}') \quad \dots (1)$$

$$\frac{\partial O_3'}{\partial t} = -\alpha(O_3') O_3' - u_0 \frac{\partial O_3'}{\partial x} - u' \frac{\partial O_3}{\partial x} - w' \frac{\partial O_3}{\partial z} \dots (2)$$

ここで \bar{O}_3 は zonal mean value, O_3' は perturbed value に関する方程式、 α は relaxation time の逆数を意味し、 \bar{O}_3^e は、光化学平衡値である。

ここで、 u, u', \bar{u}, \bar{w} は、 x, z 方向、フラネタリ-波、平均場における z 方向の flux divergence を意味する。

次に、フラネタリ-波の運動方程式、stream function ψ に関する potential vorticity equation \mathcal{Q}' について、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \mathcal{Q}' + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0'}{\rho_0} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots (3)$$

また、平均場に関する、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial t} &= f \bar{u}, & f \bar{u} &= -\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + N^2 \bar{w} &= -\alpha' \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{RT'}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}' \bar{w}') \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0$$

以上の式を time step を1時間にして、数値的に解く。

ここでは、平均場と擾乱場との関係について述べる。結果の一部を報告する。

惑星大気の可視および近赤外領域吸収スペクトルの新しい測定方法

松崎章好 本田秀之 中村良治 伊藤富造
東京大学宇宙航空研究所

(序) 宇宙観測用の飛翔体に搭載し、地球大気あるいは惑星大気の可視および近赤外領域の吸収スペクトルを大気掩蔽法により測定するための新しい分光測定法を考案し、開発した。この測定装置は、分光器の回折格子からの分散光を、約2000チャンネルから成る二次元固体撮像素子で測光するものである。従来までの分光測定は、回折を必要とする写真乾板によるが、波長掃引を必要とする光電測光による方法で行われていたが、本研究で開発された装置は、400 nm から1200 nm までの間の希望する波長領域のスペクトルをデジタル信号として約2000語のメモリーに、数ミリ秒で記憶することが出来る。更に本装置の重量および大きさは、ほとんどの分光器と決まり、また電源は5V, ±15V (合計10W以下)で済み、高圧電源は不用である。この様に、ここで提案する方法は、データ回収の困難な場合や測定対象の条件変化が速いためにはスペクトルの同時刻測定が困難な場合、更に遠方に打ち出すために小型、軽量、低消費電力を必要とする場合の宇宙観測用の飛翔体搭載装置として大変優れている。これをSSIS法*)と名付ける。

(装置の構成) 試作した装置の構成の概要を図1に示す。太陽光をレンズLによってスリットSを通して分光器に導入する。分光器の出口スリットは取り外してあり、回折格子によって分散された光を一次元撮像素子で受光し、出力を電圧として取り出す。出力信号はデジタル化され、その後、メモリーに記憶される。

(観測) 試作した装置を用いて、地上にて、400-1100 nm領域の太陽光のスペクトルを観測した。分光器は、JY HR-1000 (寸=1000 mm, 逆分散8 Å/mm) および JY H-20 IR (寸=200 mm, 8 nm/mm) を使用した。一次元撮像素子はMPD7920を使用した。これは受光部の大きさが3 mm x 3 mmで、2048 画素のCCD構造の素子である。500 kHzのクロックで駆動させた場合の電圧におけるS/N比は、50 dB程度である。

観測結果の一例を図2に示す。これは、764 nm付近のO₂の¹Σ_g⁺ ← ³Σ_g⁻電子遷移に基づく吸収スペクトルであるが、P枝およびR枝の回転帯が観測された。特にP枝については、P₁帯およびP₂帯が区別でき、J=1から引き出せば、はっきり progression を読み取り事が出来る。同様にH₂Oの振動回転スペクトルや、O₃等の吸収スペクトルも観測された。また光量に対する出力信号の直線性や温度特性を調べた結果、吸収強度から組成成分の濃度を求める方法に依る定量分析装置としても有用である事が分かった。

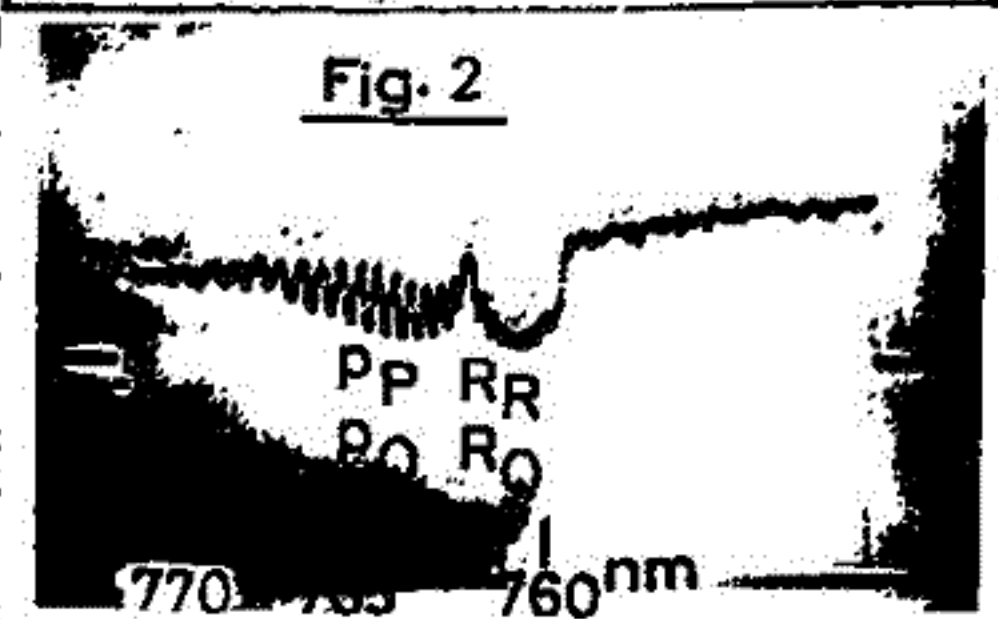
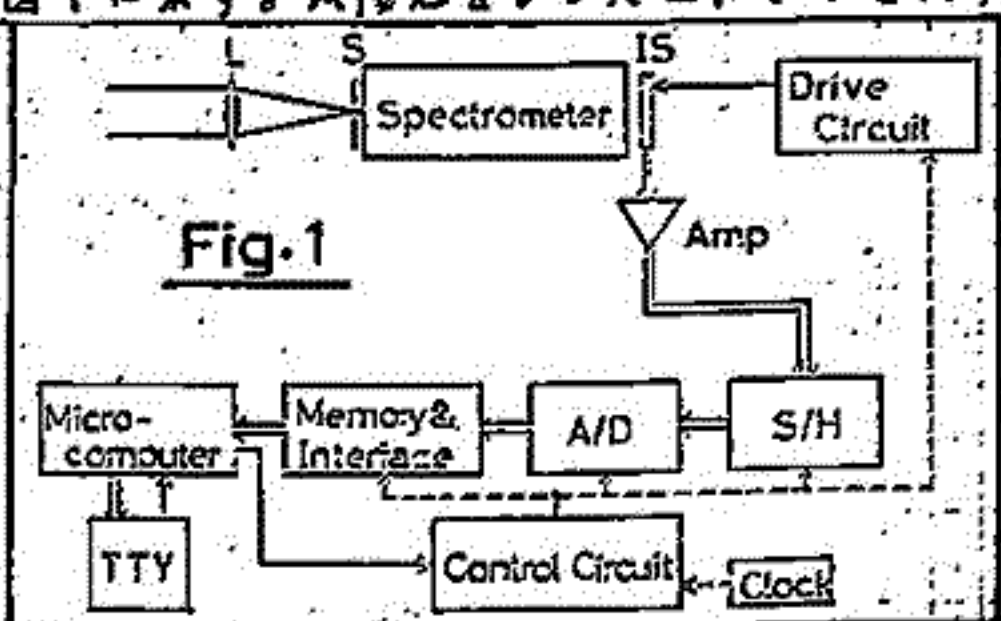


Fig. 2 O₂ ¹Σ_g⁺ ← ³Σ_g⁻ 吸収帯. (8月中旬午後12:00 観測)
分光器はHR-1000 (口径1000 mm) を使用. Sample & hold の出力を37023-70に記録した。

*) Simultaneous observation Spectroscopy with (solid state) Image Sensor の略。

17A-II3 フラネタリ-波によるオゾン輸送
- 簡単な数値実験 -

川平 浩二
(京大・理)

1. 研究の目的

成層圏におけるオゾンの分布については、先代学級研究が数多く行われており、詳細な観測データも出ている。一方、オゾンの輸送については、初めにその経路が解明されてきた。

ここでは、成層圏の冬季における成層圏循環の強い季節変化によるフラネタリ-波によるオゾンの輸送を調べたいことにする。

多くの理論的計算がなされ、フラネタリ-波は季節循環の1つ、温度を変えていく、いわゆる相対運動を伴っている。成層圏の平均的循環もフラネタリ-波による支那されていくといえる。ここでは、この相対運動の起る原因を探り、オゾンがどのように変化するかを調べたい。簡単な先代モデルを用いて数値実験を行った。

2. 基本方程式について

モデルとして、東西方向・上下方向の2次元面を考慮し、その中に於けるオゾンの分布の平均を zonal mean と、擾乱成分を zonal 平均からの偏差と見做す。その支配方程式は、

$$\frac{\partial [O_3]}{\partial t} = -\alpha(z) ([O_3]_p - [O_3]_c) - \bar{u} \frac{\partial [O_3]}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial [O_3]}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}' [O_3]') - \bar{w}' \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 [O_3]') \quad \dots (1)$$

$$\frac{\partial [O_3]'}{\partial t} = -\alpha(z) [O_3]' - u_0 \frac{\partial [O_3]'}{\partial x} - u' \frac{\partial [O_3]}{\partial y} - w' \frac{\partial [O_3]}{\partial z} \dots (2)$$

ここで (1) は zonal mean value, (2) は perturbed value に関する方程式で、 α は relaxation time の逆数であり、 $[O_3]_c$ は先代平衡値である。

ここで、 u', w', \bar{u}, \bar{w} は、それぞれ、フラネタリ-波による平均場による成分である。また、 u', w' は、それぞれ、フラネタリ-波による擾乱成分、上下の flux divergence である。

次に、フラネタリ-波の運動方程式、stream function ψ に関する potential vorticity equation (3) は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi' + \rho_0 \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{f_0}{f_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha' \rho_0}{N_0} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots (3)$$

また、平均場に関する、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial t} &= f \bar{u} \quad , \quad f \bar{u} = - \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + N^2 \bar{w} &= -\alpha' \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{RT}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}' \bar{w}') \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial z} (f \bar{w}) &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

以上の式を time step を1時間として、数値的に解く。ただし、数値計算の向きは (4) の式から、数値の安定性を考慮する。

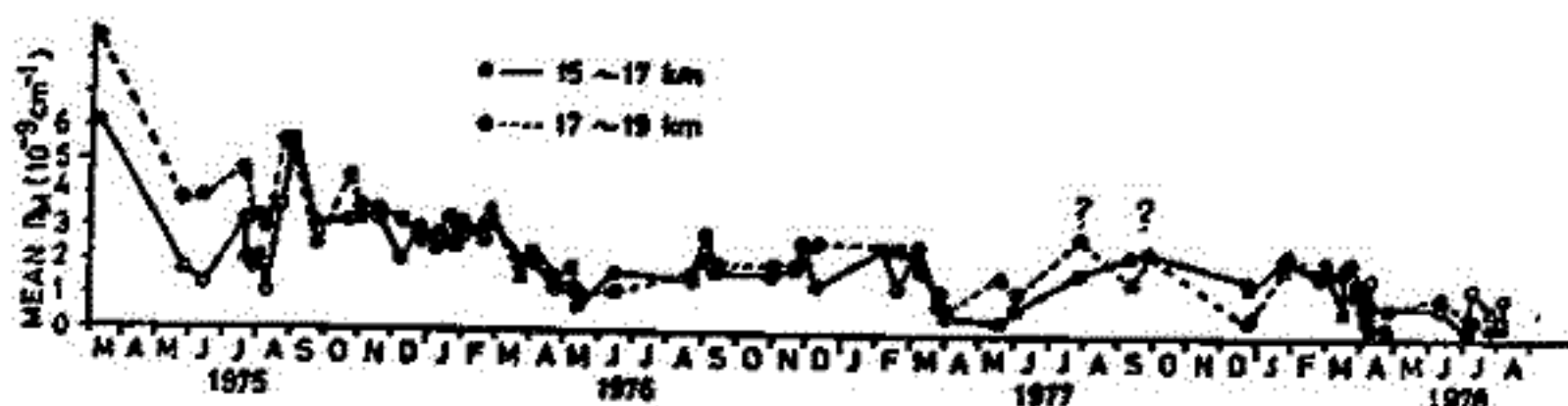
藤原玄夫・柴田隆・左野求和・長沢親生
九州大学理学部

成層圏エアロゾル層の季節変動については、1963年 Agung 火山、1974年 Fuego 火山の大爆発による擾乱が数年間続いたこともあって、未だ確立されていないが、Agung 山爆発後の直達日射量の変動は、中緯度成層圏エアロゾルの秋から冬にかけての増大を示しており、¹⁾ Fuego 山爆発後の我々のルビーライダーによる観測結果もこれを支持している。図に1975年以後の福岡における観測結果を示す。レーザース断面積 βM (エアロゾル濃度按比例) の高度 15-17 km 及び 17-19 km の平均値をプロットしたものである。1976年までは火山擾乱の影響がかなり残っているが、明らかに秋冬極大の傾向が見られる。1977年夏の値は装置に欠陥が生じて多量のノイズを生じたため信頼できない。

成層圏エアロゾルの濃度変動は、成層圏における H_2SO_4 水溶液の液滴生成と消滅及び波動伝散等による輸送によって支配されると考えられるが、次の講演で述べられるように秋冬の極大はむしろエアロゾル生成(消滅)率の変化に起因するであろう。もしそうであれば火山静穏期にも同様の季節変動が期待される。静穏期に入ってエアロゾル量の絶対値が非常に小さくなり、従来のライダー装置では充分の精度の測定が行なえなくなったので装置の改善を行ない、昨年末から静穏期エアロゾル層のより精度の高い観測を始めた。図に示されたように、これまでのところあまり顕著ではないが冬から夏に向かって減少の傾向を示しており、これは季節変動を表わしているものと考えられる。ここではごく最近までの福岡におけるルビーライダーによる観測結果を述べ、他所の観測結果や核生成に関連する温度、圏界面高度等のパラメータと比較検討した結果を報告する。

なお静穏期における少量のエアロゾルを高精度で測定するには、エアロゾルによる Mie 散乱と大気分子による Rayleigh 散乱の比が大きいため、より長波長のレーザが有効と考えられるので、最近高出力化の著しい、そしてそれを受信するためのフォトマルの効率が飛躍的に増大した、VIG-Nd レーザ (1.06 μ) の導入を予定している。これによってより短時間により高精度の測定を行なうことができるばかりか、その高周波やルビーなどの多波長を用いて、エアロゾル粒径分布に関する情報を得ることが出来る。

1) A.J. Dyer and B.B. Hicks, Quart. J. R. Met. Soc. (1978) 94, 545-554



玄野求和・藤原玄夫・柴田隆
九州大学理学部

下部成層圏で保存量と考えられるオゾンは、年間を通じて赤道で極小値をとり、中緯度では春極大となる。エアロゾルについては世界的な観測値は未だ非常に少ないので、全地球的な分布については不明の点が多いが、今までに得られたデータの示すところでは赤道付近に極大が示唆されている。1963年 Agung 火山大爆発後、成層圏に注入されたエアロゾル量は、翌年には 15° 附近の低緯度では6月頃、 30° より高緯度では 60° 位までは秋から冬に極大値を示し、更に高緯度では極大が遅れている。1974年 Fuego 火山大爆発後の成層圏に注入されたエアロゾル量については、中緯度でやはり秋冬極大がライゲール観測でみとめられている。

Itabe et al.¹⁾, Hirano et al.²⁾ らの示したところによれば、Gudiksen et al.³⁾ の2次元大気モデルによる輸送拡散のみでは秋冬極大は説明できない。また Cadle et al.⁴⁾ の2次元大気モデルでは、中緯度での保存量混合比の秋の極大を説明できるが、その緯度変化は観測結果と一致しない。一方 Hofmann et al.⁵⁾ は火山活動静穏時を舍めて成層圏エアロゾルの高々積分値は圏界面高度と負の高い相関を持つことを見出している。McCormick et al.⁶⁾ は Fuego 大爆発以後数年間についても上記法則の成立することを見出している。Toon et al.⁷⁾ は1次元モデルで、生成、凝縮、coagulation, sedimentation も含めた詳細な計算を行なっているが、火山爆発注入後の成層圏エアロゾルの季節変化の相当な部分は、これらの結果によれば、⁶⁾ 1次元的に少なくとも定性的には説明できそうである。

本論文ではその定量的考察について述べ、更に非定常解における気体→液滴変換の意義を考察する。

- 1) T. Itabe et al., J. Meteor. Soc. Japan 55 (1977) 606-612
- 2) M. Hirano et al., J.G.G. 29 (1977) 541-556
- 3) P.H. Gudiksen et al., JGR. 73 (1968) 4461-4473
- 4) R.D. Cadle et al., JGR 81 (1976) 3125-3132
- 5) D.J. Hofmann et al., JAS. 32 (1975) 1446-1456
- 6) P.M. McCormick et al., JAS (to be published)
- 7) O.B. Toon et al., JAS (to be published)

の全球観測

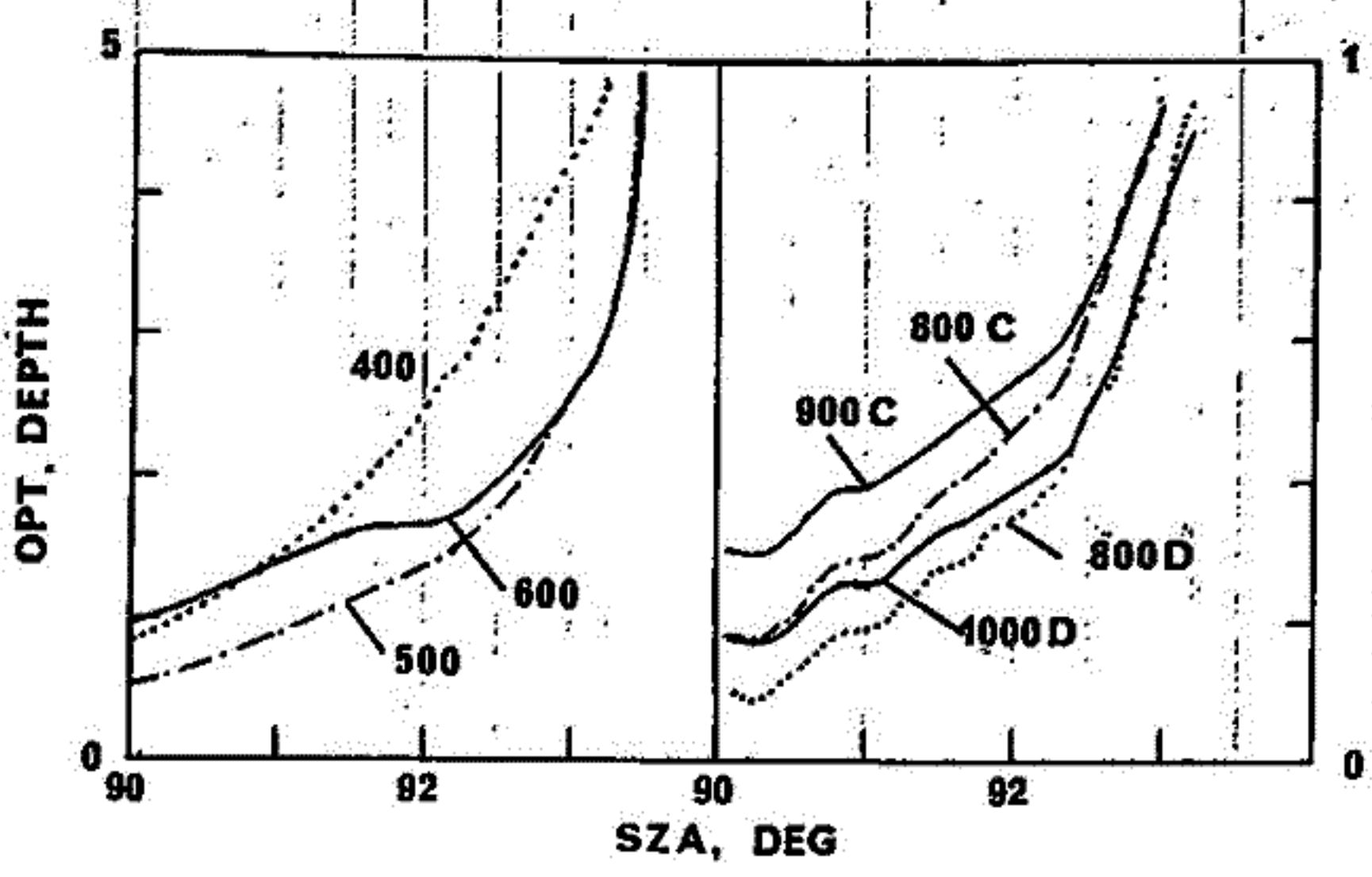
近藤 豊・高木増美・石川晴治

名古屋大学・空研

成層圏中に存在するエーロゾル粒子及びオゾンは可視域の光を散乱・吸収する。従って太陽直達光の強度を大気中の $air\ mass$ の関数として観測すればエーロゾル・オゾンの密度を求めることができ、我々はこの度、天頂角方向に太陽を直視する架台に放射計を乗せ、さらに放射計全体を乗せたゴンドラを方位角方向に地球のよりよい正規を利用して直視するシステムにより、高度20kmにありて日没時をぬき、この太陽光の減光の多色観測を行な、たゞこの時地球上昇時にオゾンシシテルよりオゾン密度の垂直分布も測定された。放射計は干渉フィルタ (bandwidth 10-20nm) と光電管から構成され、A (300, 500, 600, 700, 800, 900, 1000), B (200, 400, 500, 600, 700), C (300, 320, 400, 500, 600, 800, 900), D (300, 320, 400, 500, 600, 800, 1000) の4つのチャンネルから成り(各チャンネルは干渉フィルタの中心波長, 単位は nm)。またこれらのチャンネルの視野は ±3, 5, 10, 20° である。観測は1975年5月29日東大宇宙研のSBC12において 14h - 19h30m の間行なわれた。

観測結果 C, Dのチャンネルのデータの解析より、各波長の太陽天頂角に対する観測された optical depth ($\tau = \ln(I_0/I)$) を示した。計算した大気のレイリー散乱による optical depth と比較すると

- 400nm での減光は大部分 Rayleigh 散乱による
- 600nm での optical depth に対する Rayleigh 散乱の寄与は 20-30% であり、残りはオゾンによる吸収と考えられる。また同時にオゾンシシテルで観測されたオゾン分布も反照している。
- 800nm に比べ 900, 1000nm での optical depth が相対的に大きくなる。この原因としてエーロゾル粒子の粒径分布による現象あるいは水蒸気による吸収の効果が考えられる。これらのデータを逆変換することによりオゾン・エーロゾルの垂直分布が求まるはずである。(図中の数字は波長, nm)



17A-II7

□ケット掩蔽法で観測された成層圏エロソルの
の長期変動傾向

小川 利 弘 (東大理)・渡辺 隆 (筑波大物系)

中気圏オゾンを観測するための太陽放射計には、可視部の4500Å太陽放射計も組込入であるので、薄明時の□ケットによる掩蔽観測の際には、成層圏エロソルの観測と同時に進行することができる。

初期の観測結果については、すでに報告済みであるが、今回は最近の観測結果を紹介する。今迄の観測結果と併せて、1973-1977年の4年間の変動傾向について調べてみた。得られた全観測データは次の7例である。

1.	September	22	1973	K-10-10
2.	August	20	1974	S-210-10
3.	January	17	1975	K-9M-49
4.	August	26	1975	K-9M-53
5.	September	18	1976	K-9M-56
6.	September	3	1977	K-9M-59
7.	September	15	1977	S-210-12

なお今回報告する解析結果は、データ解析の方法を改めてやり直したものである。

嵯崎和夫・小川利弘・鈴木勝久
(東京 理)

前々回、前回と報告してきたように我々は430-450 nm 領域の可視光連続スペクトルのデータより、 NO_2 の観測を地上で行ってきた。今回は気球に分光器を搭載して成層圏 NO_2 の観測を試みたその結果について報告する。

1978年5月27日午前6時32分三陸大気球観測所より放球された気球は約7時間半後、高度24 kmに達した。観測はその直後より開始され午後7時過ぎまで続けられた。搭載した分光器は正常に働き、基準スペクトルとなる太陽天頂角 χ の小さいときの太陽スペクトル ($\chi \sim 30$ 度) から、 $\chi > 40$ 度の太陽スペクトルまでおよそ90個のスペクトルデータを取得できた。これらのデータは下層大気の影響を受ける地上観測データと比較するときわめて質の良いデータである(図1)。

これらのデータより成層圏 NO_2 の高度分布を求めることができる。データ解析の方法は以前に講演したのと同じである。その結果は図2、図3に示すようになり、他の報告と一致する結果が得られた。この結果と、解釈についての詳細は講演の際に報告する。

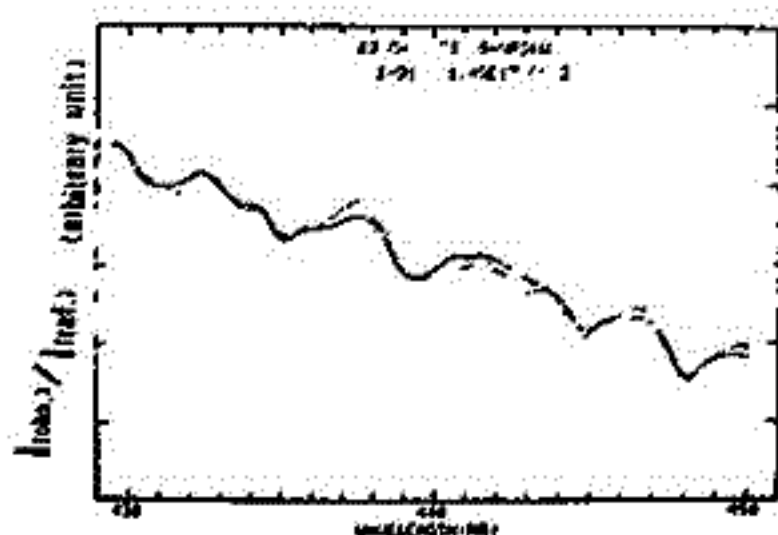


図 1



図 3

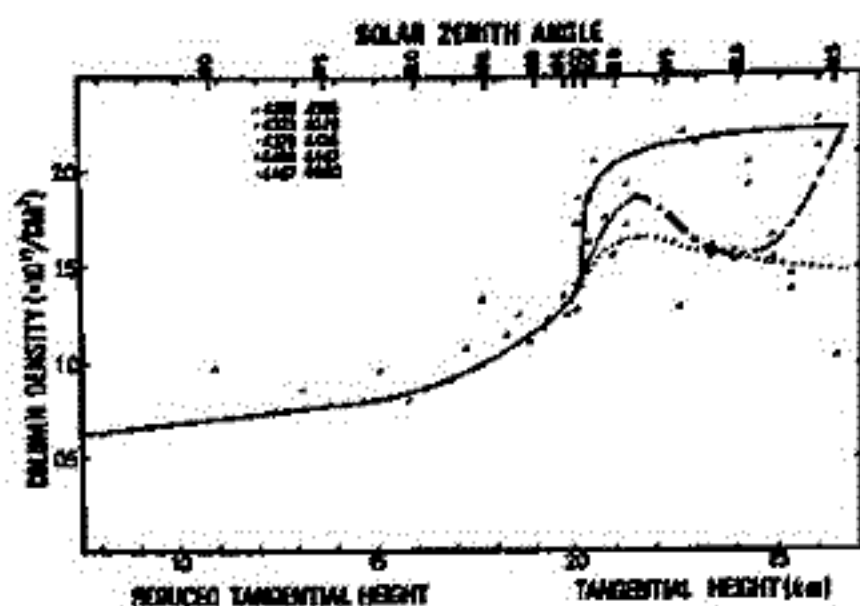


図 2

高橋文徳, 三留重夫, 向井利典, 平尾邦雄
(東大宇宙研)

今秋、9月2日に気球観測が行われその予定であった。対流圏・成層圏 H₂O の数密度測定については、前々回の学会におきましては、観測の基礎といたし、H₂O - σ band (942 μm - 945 μm 付近) の吸収係数の取り扱いと、その吸収断面積については報告した。(文献1) 前回の学会では、実際、気球に搭載する機体の概要と、そのセンサースケームについても報告した。室内実験の結果から、エレクトロニクスについては報告した。(文献2, 3) 今回の学会では得られた観測結果については報告したいと思ふ。実際に行われた観測については、透視光(吸収なし)と、吸収セルを通った光を光検出器 chopping frequency は、0.16 Hz であり、(室蓋裏に2枚羽根を99-37-1, pulse motor で駆動している) 直接光と、Up-counter で計数し、光路長 9.8 m の吸収セルを通った光は、down-counter で計数した。その周波数は、0.16 Hz であり、Up-count と down-count の差 (Up-down count) と下図の様は、D/A 変換して、Telemetry に送り出した。同期信号も同期させた。Tele-

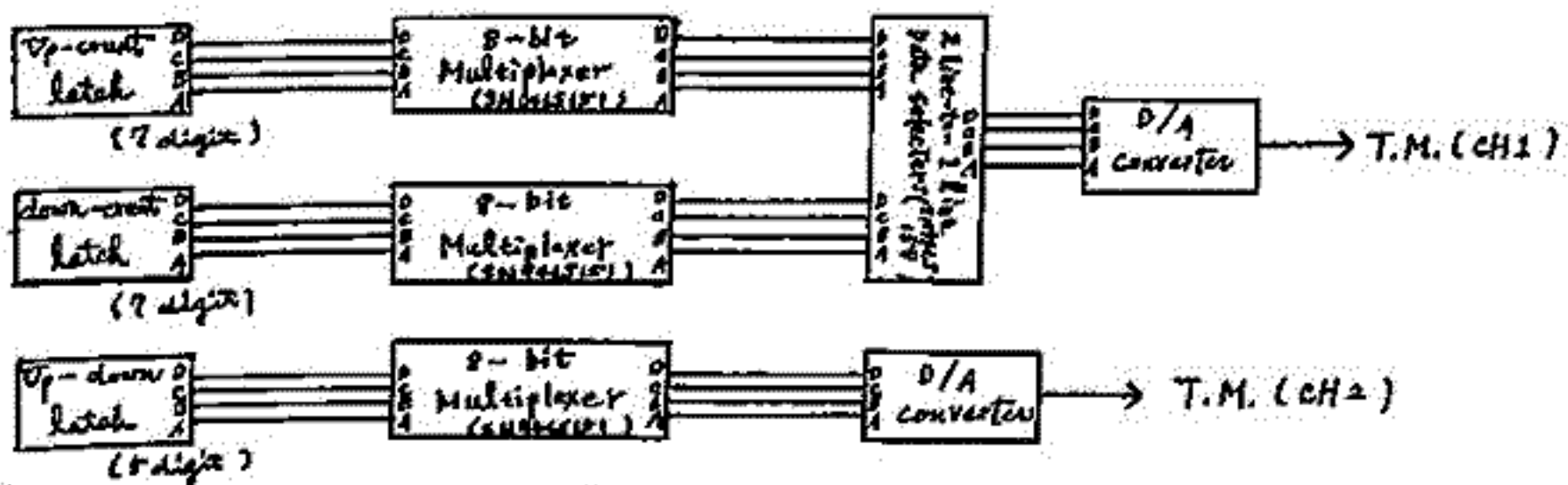


図2. 測定回路 - Telemetry Interface のブロック図

meter 送出手続については、Up-count と down count は、4 Hz、Up-down count は、2 Hz としていた。送り、データは、同期クロックとして用いた。前回の学会におきまして報告した様に、Up と down count 区別は、少なくても、10⁶ (10⁶ count signal の精度は ±1 count 誤差) の精度が、観測に要求された。 (文献3) 水晶発振子と down-counter を用いた。要求精度は ±10⁻⁷ 程度であった。Gate 幅の精度は幅 ±4 μs 程度にあり、水晶発振周波数 4.193188 MHz の ±9、約 1.7 × 10⁻⁷ 程度であった。又、今回用いた水蒸気吸収線は filter の特性、3 μs Band 幅、2.2 Å、中心波長 942.75 Å (at 23°C) であり、強度は ±4.5% 程度である。前回の報告に在りては、944.089 μm - 1 μm であり、30% 程度 total の吸収強度は、filter の温度特性は、+20°C の変化に際し、+5 Å shift と比較的大きな変動があった。搭載用には、温度制御(恒温)回路が標準にあり、実際には、±0.5°C 程度、Heater control された程度であった。その他、詳細については、講演の際に行いたいと思ふ。

参考文献

1. 高橋・平尾, 第62回地球電気磁気学会予稿集, P94 (1977)
2. 高橋・平尾, 第63回地球電気磁気学会予稿集, P131 (1978)
3. 高橋・平尾, 昭和52年度大気球観測予稿集, P13 (1978)
4. 高橋・三留・平尾, 昭和52年度大気球観測予稿集, P13 (1978)

17P-II10

Atomic oxygen concentration in the mesosphere inferred from
positive ion composition data

K. S. ZALPURI and T. OGAWA

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

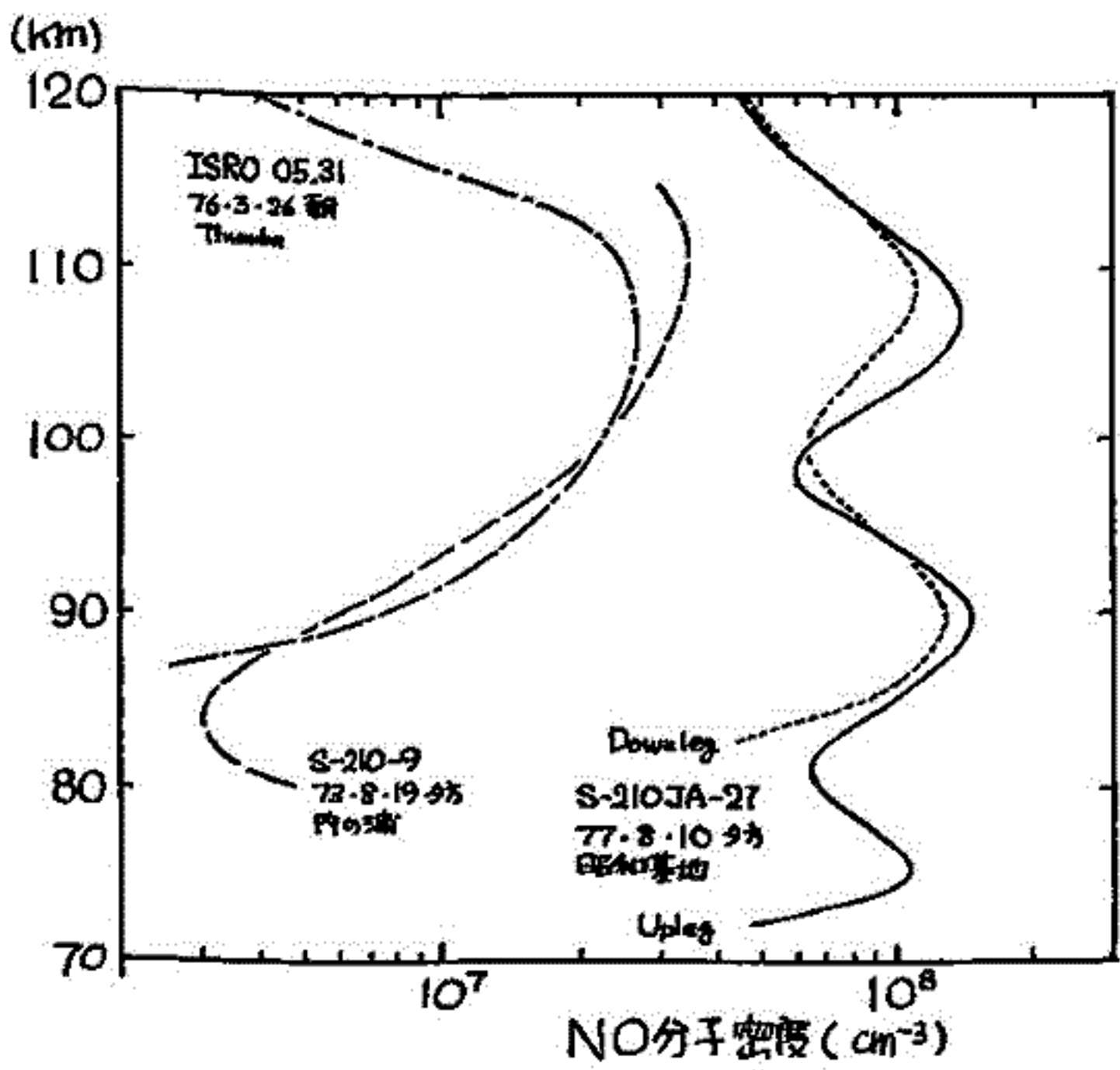
An attempt has been made to derive the atomic oxygen density from the positive ion composition data by considering the continuity equation for O_2^+ ions. The importance of various chemical reactions contributing to the production and loss of O_2^+ and their possible values of reaction rates to be chosen within the range suggested from laboratory measurements by various workers are discussed. For atomic oxygen density, it has been found that above 82 km the derived values are in good agreement with those directly observed, while below this altitude our values show an increasing trend with value at 75 km as high as by a factor of 5.

17P-II11 昭和基地におけるNO密度分布のロケット観測 およびNI 5200 Å 輝線の地上観測

岩上直幹, 小川利紘, 第18次南極地域観測隊
(東大理) (東大理)

1. 1977年8月10日15:47 (45° EMT) ($\lambda_0 = 91.5^\circ$), 昭和基地より打ち上げられたS-210JA-27号機により下部電離圏におけるNO分子密度分布観測を行ない, 良質のデータを得ることができた。観測方法はこれまで内の浦及びインドのThumba (+8°N)で行なってきたものと同じく, 薄明時におけるNO $\gamma(1,0)$ バンドによる太陽紫外線の共鳴散乱を利用するものであり, 測定器もほぼ同型のものを用いている。内の浦及びThumbaにおける結果との比較を下图に示す。観測時, 地磁気は比較的静穏であったが, それ以前は一週間にわたって小規模な擾乱状態が続いており, 高度100 km付近以上の5倍程度のNO密度の増分は, 丘藤-小川のモデル計算が示しているように, 明るか上降下粒子に起因すると思われることかできる。高度100 km以下の, 中低緯度と比べひと桁以上も高いNO密度の原因は明白ではないが, この領域でのNO分子の非常に長い寿命による輸送及び蓄積の効果のようなものも考えられることかできる。

2. 1977年2月23日から11月12日までの薄明時及び夜間, 昭和基地において, NO分子の生成に深い関与を持つ準安定窒素原子N(2D)の放出する5200 Å輝線の観測を行なった。観測方法はフィルタリングフィルタ方式であり, フィルタの透過半値半は4.5 Å, 視野全角2.5°, 視野方向は天頂に固定, 片道(0°→15°)45秒の速さで5120 Å~5210 Åの領域を走査し, 良質のデータを取得することができた。特に夜間, 極光活動に伴う輝度変化だけでなく, 静穏時においても1R程度の残存輝度を記録することができた。



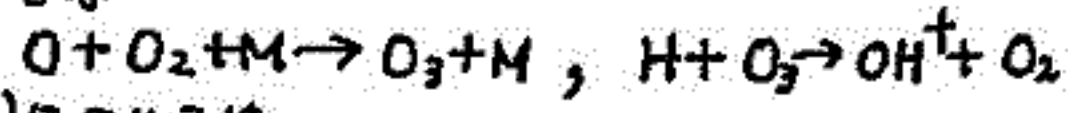
S-210JA-27号機によるNO分子密度測定結果と, 同型の観測器による中低緯度における結果の比較 (27号機の結果には自己吸収および他の分子による吸収の効果はまだ考慮されていない)

17P-II12 L-3H-9号機によるOH及びO₂(¹Δ_g)の測定と(酸素原子)の高度分布

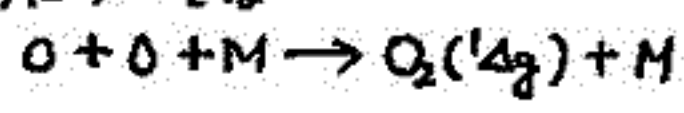
牧野忠男 山口宏之 山本博聖
立大 理 東大 理

72年8月のL-3H-9号機における夜光赤外線, OH(1.6 μm band)及び¹O₂(¹Δ_g - ³Σ_g⁻)(1.27 μm)の測定結果をそれぞれが一回及び二回=図に示す。
これらの結果を高度について微分すれば微分高度分布が得られ, OH層については最大密度を示す高度が84 km, 半値全幅が11 kmとなり, O₂(1.27 μm)では最大密度を示す高度が88 km, 半値全幅が7 kmとなる。

OHについては



O₂(1.27 μm)については



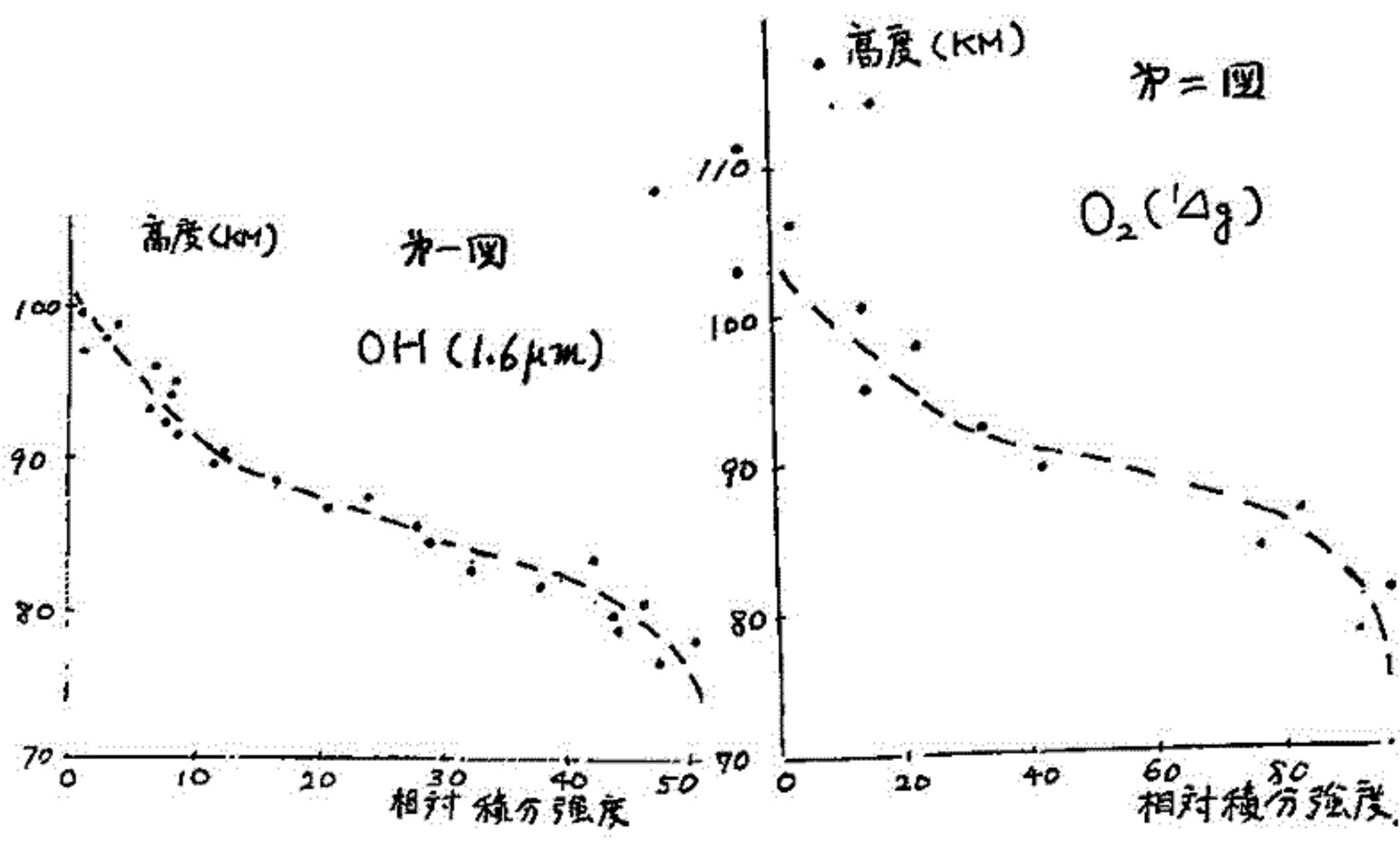
を生成機構と考へればO(酸素原子)の高度分布が得られる。この両者より得られた酸素原子の二つの高度分布を比較検討する。
また, O₃の夜光の高度分布を他の観測データを引用すればH(水素原子)の高度分布も得られる。

O₂(1.27 μm)の測定ではEvans et al が測定した高度87 km及び97 kmの二ヶ所の微分高度分布の山は観測されなかった。

また, Bishop et al による観測は半値全幅が20 km以上にも及び"がオーロラ発生時のデータで今回の夜光としてのデータとは直接に比較できない。"

Evans et al, (1972). J. geophys. Res. 77, 4899

Bishop et al, (1972). J. atmos. terrest. Phys. 34, 1477



長沢親生, 広野未知, 藤原玄夫

九州大学理学部

レーザ・レーダによる中間圏ナトリウム層の観測は, 従来の観測手段にくらべて, 著しく高い精度で, その目的を達することが出来る。

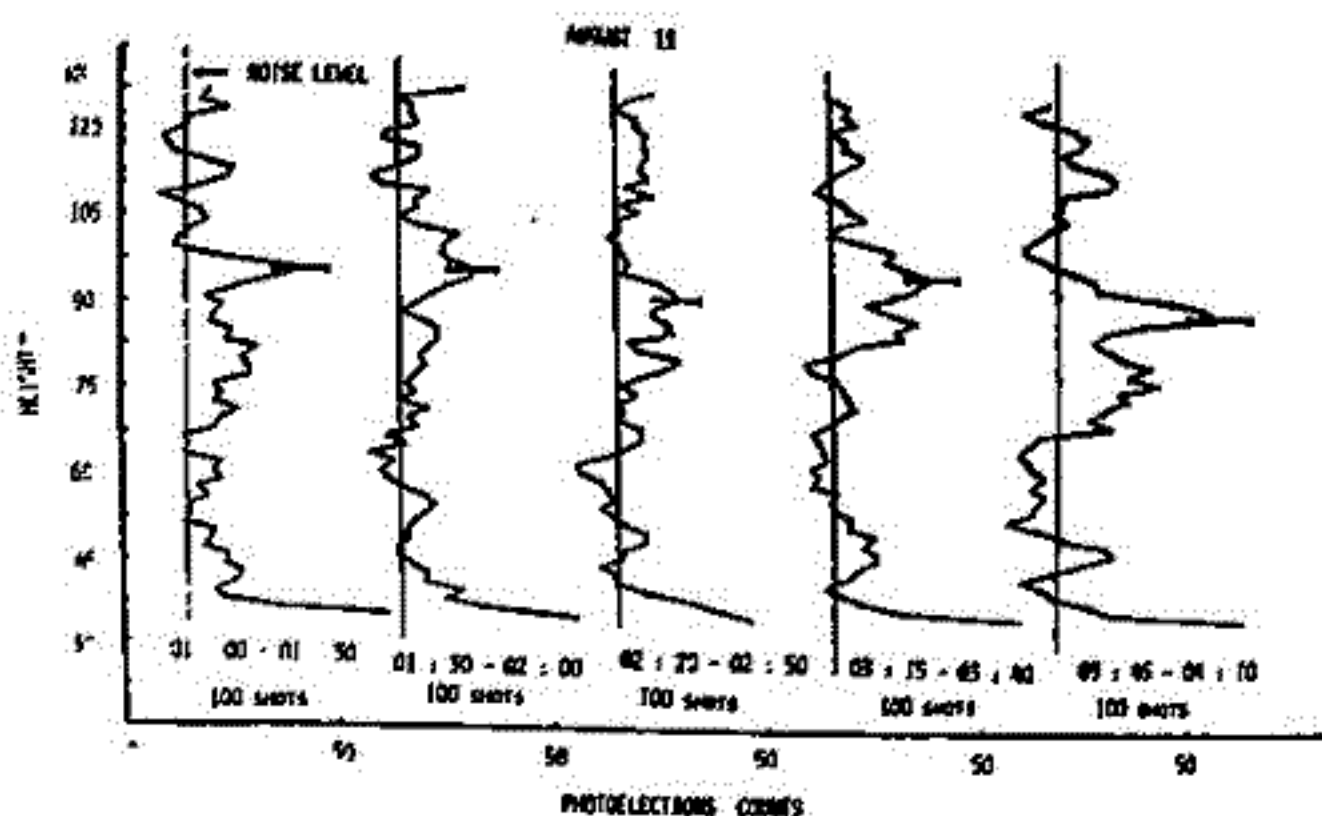
我々は, 昨年10月に, その予備観測に成功して以来, レーザ・レーダシステムに種々の改良を加えて来たが, この梅雨明けから一応の定常観測に入ることができた。観測データをまとめると, 一般的傾向として, ナトリウム層は, かなり速く変動するので, one profile は, 少なくとも1時間以内で観測することが望ましいことが解った。

また, ナトリウム層の Sporadic event として知られている meteor shower による影響をしらべるために, 8月13日を中心としてペルセウスY流星群が, 現われることを知り 8月12日夜半から観測をおこなった。その結果は下の図に示す。高周波成分のノイズを落とすために, 高さに対するランニングミーン操作をほとんどしてある。図を見て解るとおり, 13日のAM, 4:00 ころから著しいナトリウム層の増加が, おこっている。約1時間程で, ピーク値で約2倍になっている。この結果は, Megie et al.¹⁾, Hake et al.²⁾ の同様の event に対する報告とよい一致を示している。その後のナトリウム層の様子を知りたかったのだけれども, その後, 数日天候が良くなく観測が実行できなかった。しかしながら, この急激な増加は, 中間圏ナトリウム層がかなり, 速い response で, 形成されることを示している, 興味深い。

中低緯度の中間圏ナトリウム層の観測データは, まだきわめて少いので, この緯度, 特有の現象(例えば, Fountain theory による効果など)も現われることが, 予想されるので, 今後とも定常観測を続けるつもりである。

参照文献

- 1) G. Megie et al. (1977) Planet. Space Sci., 25 1093
 2) R.D. Hake, et al. (1972) J. Geophys. R. 77 6839



杉山卓也 藤原俊憲 奥田治久

京都大学理学部

気球高度での近赤外(1.6μ)OH大気光強度分布の観測から、熱圏下部の水平~200km規模までの乱れについて議論する。

観測は75年6月16日 宇航研大気球センターから行われ、視野1°の測光器を仰角25°に固定し全方位360°を約2分の周期で回転スキャンする方法をとった。別に天頂角分布から発光層高度95kmが得られ、直径280km中3kmの内環をスキャンしたことになる。(75秋学会) 方位360°に展開した強度比分布を図1に示す。

I. 21:30→22:30までの比較的穏やかな時期のスキャンをFig. 2に示す。結果はK²によく合っており下層大気での水平大規模スケールまで一挙集約になっているのと同様になっている。即ち水平~200kmまでのスケールでは乱れの要素が濃縮されていると考えられる。

II. 22:30→23:10の期間はPatternがE25°S方向に~40m/sでflowしている。内環スキャンデータをflow軸に射影し、flowにのった系に書き直したのがFig. 3である。South側の顕著な波が停止しておりCritical layerになっていると考えられる。ただしNorth側でも高高度部分で波が停止している事から、外から重力波がきたのではなく、内部的な乱流の成分が'matched layer'現象(AM. Phillips JPM. 27/131)を起し平均場から乱れにエネルギーが射影するプロセスであろうと思われる。その際のcoherent timeは約1000秒である。

図1. 強度比の方位-時間分布

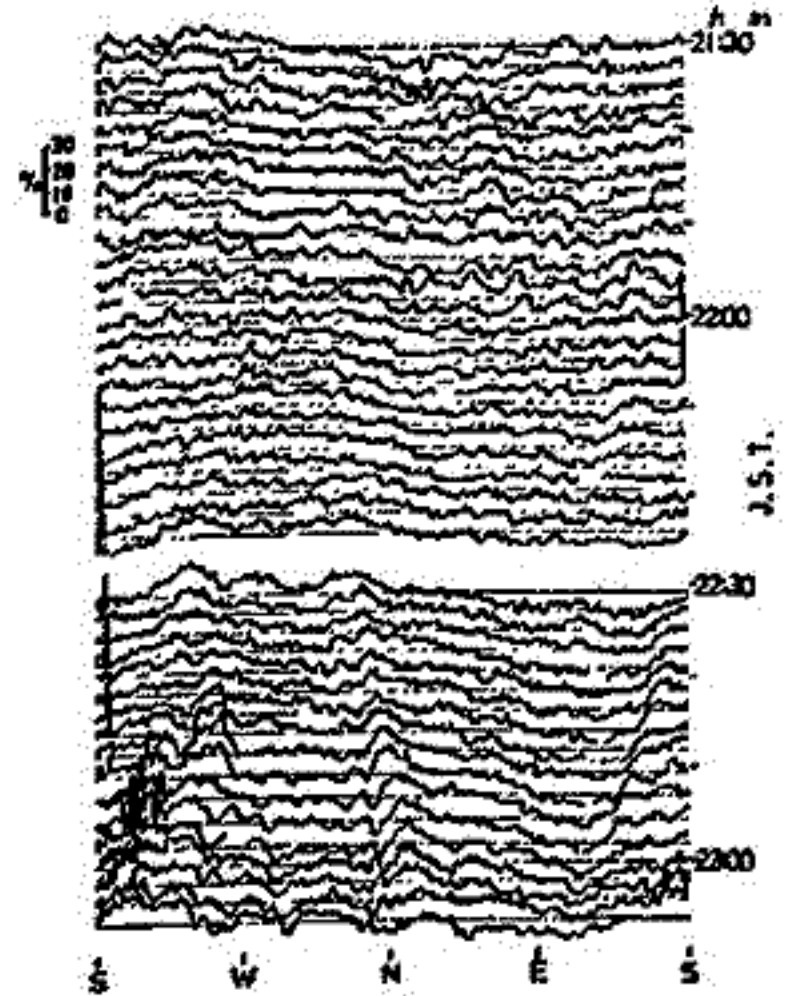
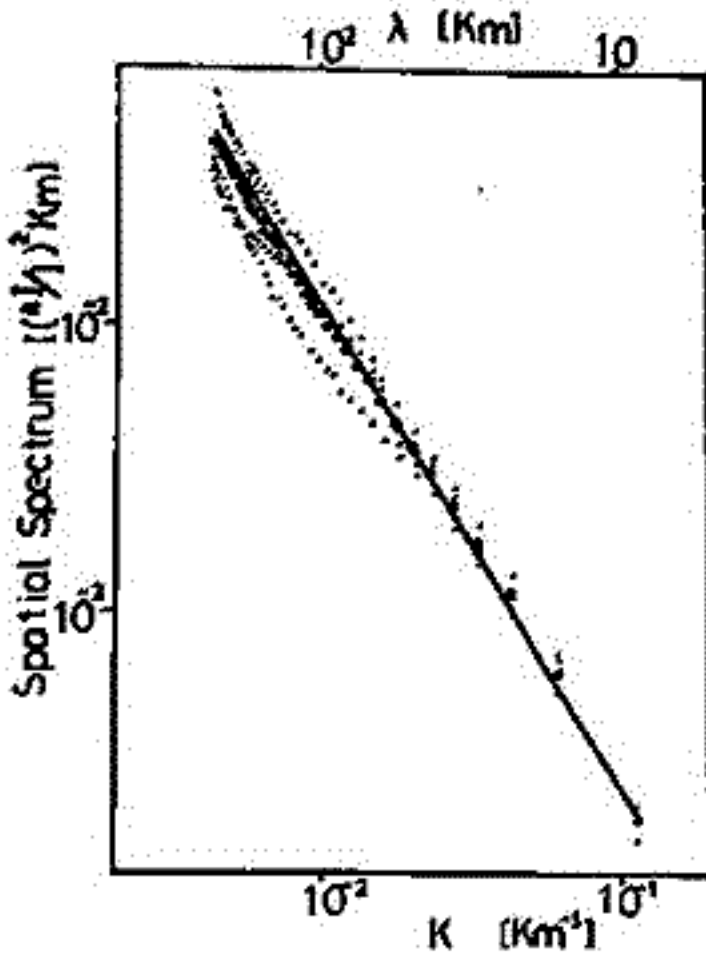
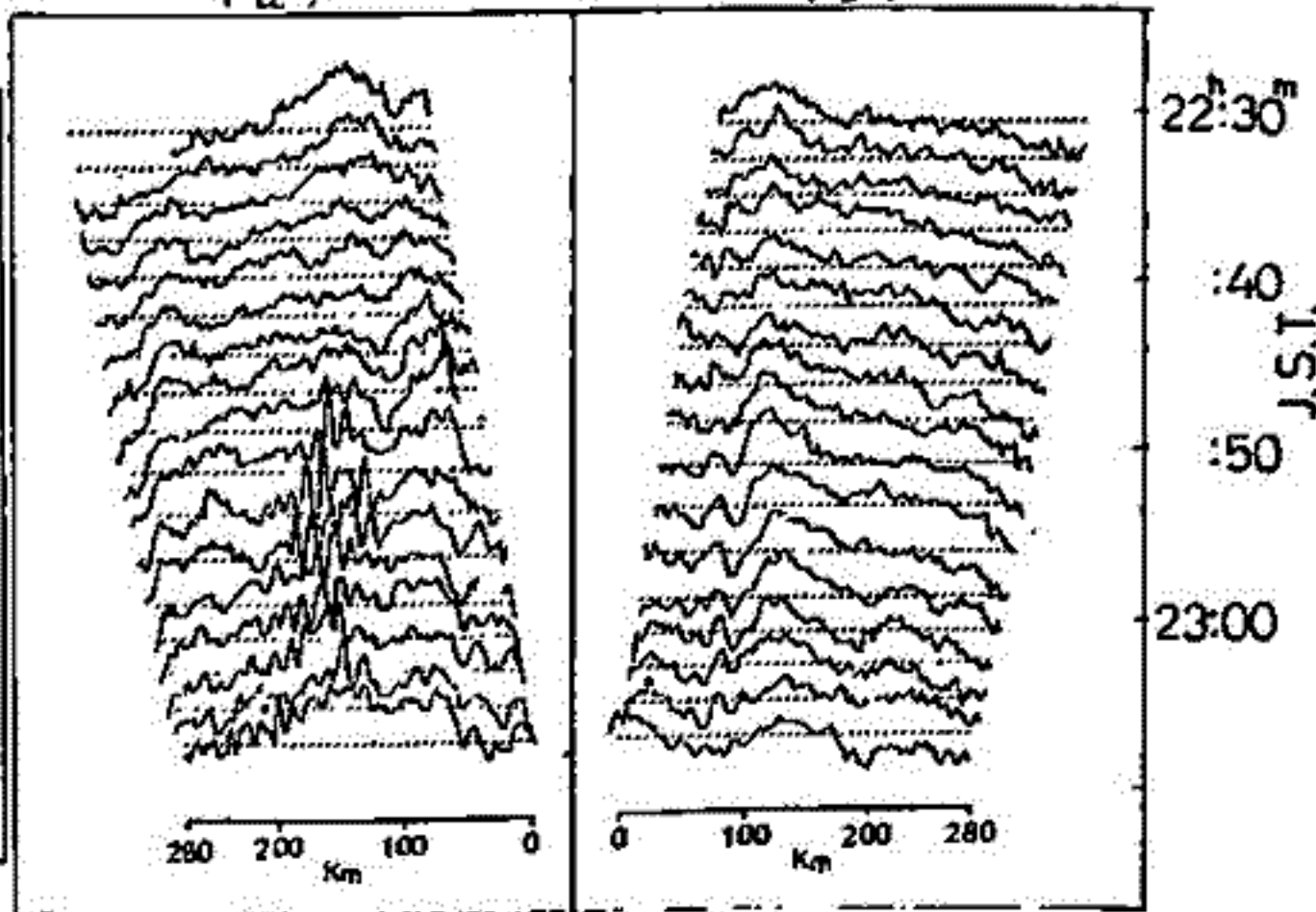


図2



大丸は全方位、小丸は方位図中のスキャン。直線はK²。Dirac: Fierによる。

図3



mean flowにのった系でのゆらぎ成分 (a)は内環スキャンのSouth side (b)はNorth side

三沢清敏

竹内郁夫

防衛大・物理

諒問高専・数学

完全に分解されたOH分子の回転線の強度の比較による温度測定は、回帰直線法 (Kuijfte 1959) によって求められる。一般に、測定器の分解能を上げれば測定器の明るさが落ち、明るさを上げれば分解能が落ちる。測定器の明るさと一定にして、分解能を上げれば長時間かかる。測定に長時間かかれば、正確な回転温度は普通は求められない。それで、正確な回転温度を求めることは、測定器の分解能と明るさの兼ね合いとなる。

tilting-filter 法でも完全に回転線を分解するには時間がかかりすぎる。ある程度よく分解された回転線のスペクトルから回転温度を計算する方法を考えた。*filter* の 1 scan の時間と 5 分にすることに成功した。*filter* の 1 scan の時間が 5 分であれば、温度を求めるに必要な回転線は約 2.5 分で scan される。1 scan が 2.5 分であれば、かなり早い温度の変化が正確に測定される。

tilting-filter 法と我々の考えた計算法とで、1978年3月24/25日の月食の間のOH-bandの回転温度を測定した。温度は重波力によると思われる波動現象を示した。その周期は約30分であった。強度も波動現象を示しており、その周期は15~25分であった。同時観測を行った [OI] 5577A 線の強度変化を調べたら、それ程は、きりはしていないがやはり波動現象がみられ、その周期は約30分であった。

- Reference : G. Kuijfte, JATP, 1959, p. 252
 G. Kuijfte, PSS, 1961, p. 153
 L. Wallace, JGR, 1960, p. 921
 L. Wallace, JATP, 1961, p. 85

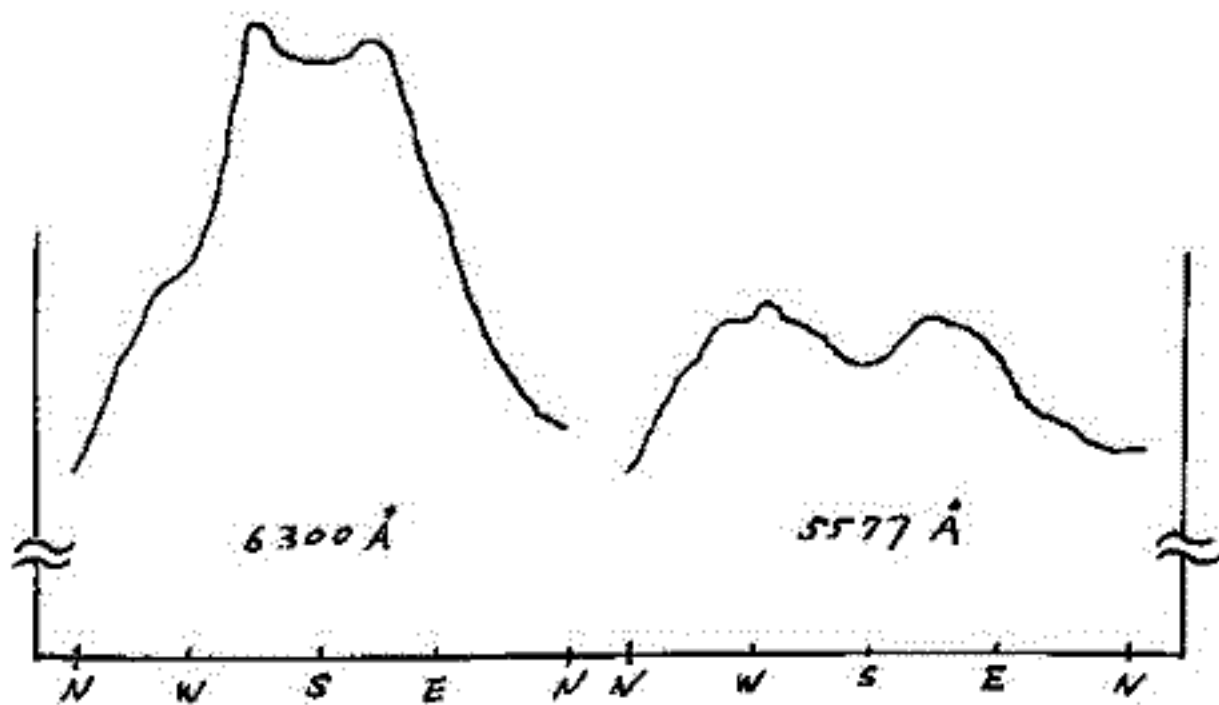
17P-II16 低緯度における 6300 \AA と 5577 \AA OI 大気光の

CO-VARIATION

奥日光直, 山下 崇, 平良賢剛
(弘前大教育) (琉球大理工)

低緯度における 6300 \AA と 5577 \AA OI 大気光の covariation については、これまで多くの報告が為されているが、今回 IMS に当り、沖縄県八重山郡西表島で行なった観測でも屡々見出されて居り、山下・平良が報告している。これらは、同一地点での時間的変化の CO-VARIATION であるが、強度の空間分布に於ける知見を併せて報告する。

図は、1978年2月6日 21^h35^m 前後の観測例にあるが、 6300 \AA の強度の maximum は北から東まわりの 155° 及び 240° にあり、この前後の観測を總結すると、これは観測高度より 193° の方向約 220 km 高度 250 km 付近を通り $105^\circ - 285^\circ$ 方向に走り Arc であると判断される。これに対し 5577 \AA airglow は、ほぼ



平行に走っており、これは磁気緯度から換算した L value が約 1.089 の shell 上の増減を示していると思われる。原因として electron precipitation の結果が考えられる。又この Arc は時間と共に南下することが認められた。

上山 弘, 大沼利弘, 富田 三彦
 東北大・理・超高層研

沖縄県の奄古島において夜間大気光酸素輝線(6300Åおよび5577Å)のドップラー温度の計測と並行し、大気光強度の掃天観測が続けられている。観測に用いた掃天観測装置はIQSY当時に用いられていた大気光観測装置を、アンプおよび冷却装置等大中に改良したもので、フォトマルからの暗電流は約26pAと極めて小さく、充分によいS/N比でデータが得られている。

観測はback ground(5750Å), ナトリウムD線(5896Å), 酸素輝線(6300Åおよび5577Å)の4種のフィルタを約3秒毎にこの順で回転させ、約32分で16方位について天頂角0°-80°を掃査し全天の観測を1晩とする。直流増幅により得られたアナログデータをデジタル化して計算機に入力。同時に行なった星および標準光源による光の測定をもとにして各時間における全天の大気光絶対強度を求めた。既に冬、春、夏の観測を終了したが、解析が遅れているため、今回は昨年12月の第1回観測の結果を報告する。

観測はFabry-Perot干渉計によるドップラー温度の観測と同じく、海上保安庁のロケット電波の送信所で行なわれたが、back ground(5750Å)の強度が西から北の方位にかけると異常に高い値を示していることがわかった。これは下層大気による市街光の散乱によるものであるとして簡単なモデルを考え、次式により検討した。すなわち、観測値は、

$$I_{obs} = (I_{slo} + I_{ago} \sec \alpha) \exp(-\sigma \sec \alpha n_0 H) + \frac{C}{\sigma H^2} \{ 1 - \exp(-\sigma \sec \alpha n_0 H) \}$$

- I_{obs} : 観測された光の強度 I_{slo} : 大気の外側での星野光の強度
 I_{ago} : 大気の外側での夜天光の強度 (5750Åでは省略)
 C : 大気による市街光の散乱強度を表す係数
 σ : 大気による extinction を左右する吸収断面積
 n_0 : 地上附近の大気の number density H : スケールハイト
 (平行平面大気を仮定)

で与えられるが、星野光および市街光の分布を正確に把握するためまずback ground(5750Å)の観測結果から各方位ごとに最小二乗法により I_{slo} , C , σ の値を決定し、次に5577Å または6300Å の観測により絶対強度の全天分布およびその時間変化を求めたのでその結果を報告する。

I_{slo} , C , σ の値は、例えば12月9日夜には全天を平均して

$$\begin{aligned} I_{slo} &= 2.942 \\ C &= 2.113 \times 10^{-14} \\ \sigma &= 1.855 \times 10^{-26} \end{aligned}$$

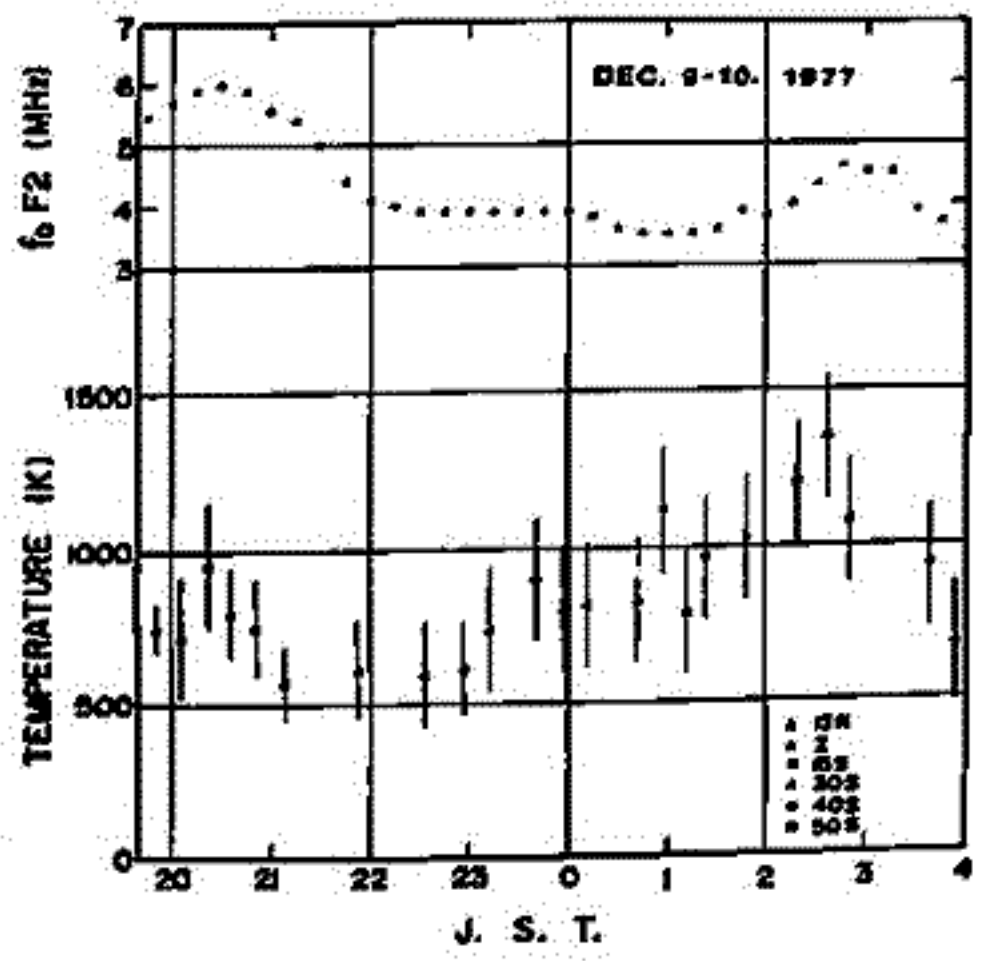
であったが、これは同日の星の観測により得られた extinction factor $\tau=0.424$ と consistent である。

17P-II19P 亞熱帯大気光のドップラー温度観測 (第一報)

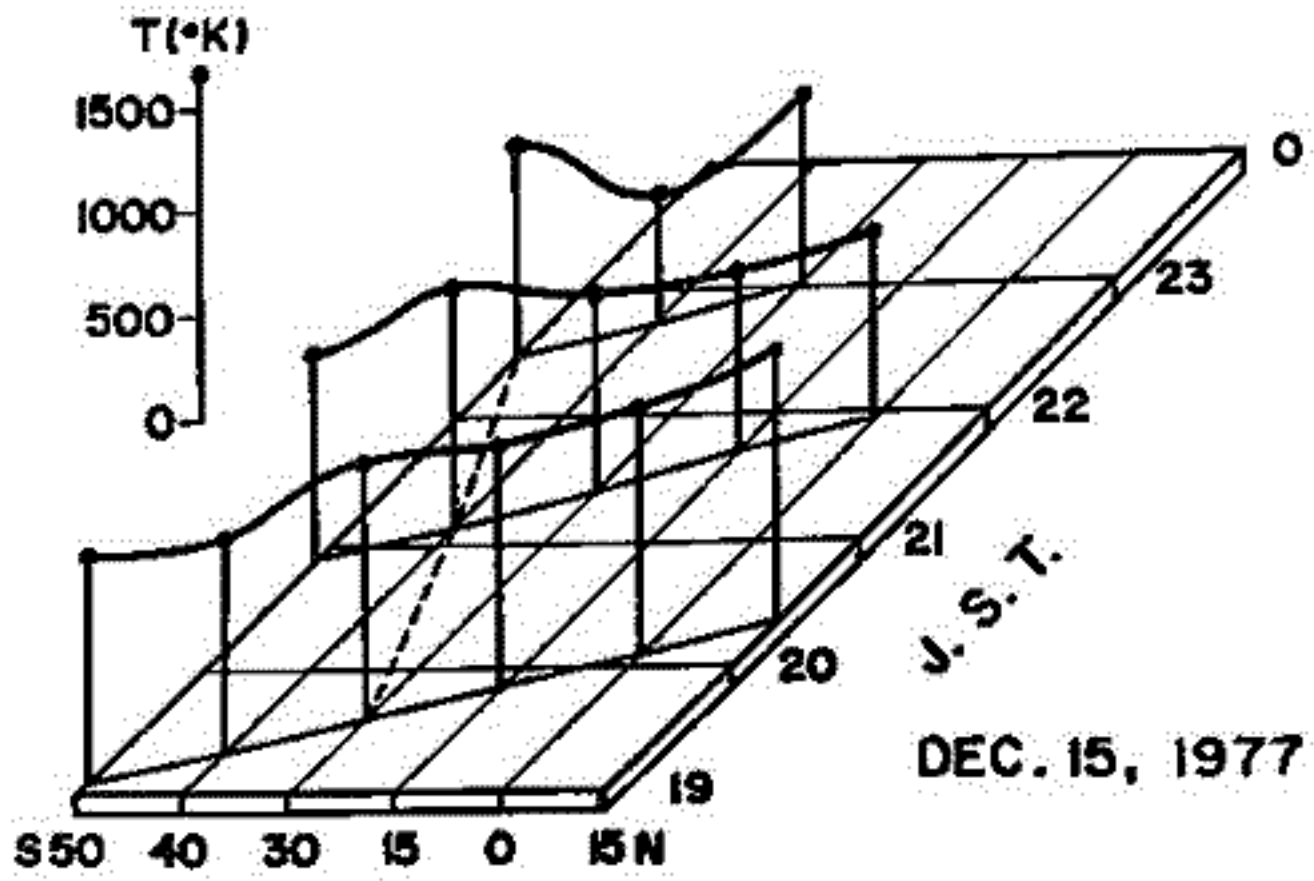
上山 弘, 大沼利弘, 富田 二三彦
東北大・理・超高温研

亞熱帯異常帯の総合観測の一環として、われわれは沖縄県の宮古島において夜間大気光酸素輝線 (6300\AA および 5577\AA) のドップラー温度の計測を続けている。観測に用いている Fabry-Perot 干渉計は既報の強度補償式のものである。なお、ドップラー温度の計測と並行して、大気光強度の掃天測光も行ない異常帯の様相を把握するとともに、電波研にお願いして沖縄電波観測所からは電離層観測結果を提供していただいている。

観測は宮古島に在る海上保安庁のロウソ電波の送信所の一室を借用し、昨年12月から今年10月まで、各季節毎に行なう予定であり既に冬、春、夏の観測を終了しに、解析が遅れているので、今回は昨年12月のオ1回観測の結果を報告する。観測は12月8日から16日朝まで順調に行なわれ、特に9, 10, 13, 15日の夜は終夜快晴と連続観測が出来た。オ1回は12月9日から10日朝にかけての red line 発光層のドップラー温度を示す、誤差範囲である。この夜に関しては、方向による不均一性はほとんどなく、全体が或る傾向を示している。この図の上部には、比較のため沖縄の電離層 f_oF2 を示した。若し、 $h_p e^{3000}$ 型の適当なカーブを想定するとそれからの f_oF2 の偏差と温度とがよく対応しているといえる。オ2回は12月15日の記録であるが、温度分布には地理的画一性がない。天頂より南側に温度の極大があり、しかもその位置は時間の経過と共に南下して見えるように見受けられる。



(オ1回)



(オ2回)

斎藤文一・渡部重十・吉富博之・牧口一男
新潟大理 東北大理 新潟大理 新潟大理

OI 6300, 308 Å 昼間大気光を高分解能分光法で観測している。観測法の基本については、本学会報告で(1)に述べた通りであるが、その要旨は、それぞれ同輝線が青空スペクトル中 Fraunhofer 吸収線の最低部に位置していることを利用する。分光計の分解能を 0.072 \AA とし、とくに波長の目印にギリギリ一散乱光の強度変動をモニターする役割から、隣接する Fraunhofer 線 Sc II 6300, 678 Å のプロファイルも併せて測定し比較する。これより昼間大気光のシグナルを取り出すことが出来る。今回は分解能を上げることで、大気光の天頂角依存性 (フアン・ライン効果) についての結果を解析しつつ述べる。

§1. 分解能の向上

分光計の分解能を 0.044 \AA に上げて測定している。この波長中は大気光の半値巾とほぼ等しいので、当初からこれが目標であったが、測定は前回よりと比べて一段と難しくなった。Sc II の吸収線のプロファイルの右向き側のフラクチュエーションがあるので、一定数の平均化が必要である。又波長目印の目印とギリギリ同吸収線の最低部の位置と、一見して見極め難い場合がある。測定器のより一層の安定化が必要である。さらに昼間大気光のシグナルが波長的に細められた結果、前回より一層精細にテータを積み取る必要があった。しかしシグナルは明瞭に出ていたので、目標は達成しつつある。

§2. 大気光の天頂角依存性

大気光の天頂角依存性 (フアンライン効果) についてであるが、天頂角 70° の 6300 \AA (天頂) のものを比較し、強度比が平均として 1.8 という値を得た。

§3. 電離層との関連

1977年9月17日と10月18日のテータについて、その時の電離層との関係と調べた。ここに横軸は

$$K_{DR} = (f_o F_2)^2 \exp\left(-\frac{K_F - 200}{40}\right)$$

と取る。ここで $f_o F_2 = F_2$ 層実高換算周波数 (MHz), $K_F = F$ 層見かけの層高 (km) と取り、これらの値は従前の同条件の平均値と取る。この季節9月17日と10月18日で、 K_{DR} 値が大変異なっているが、テータで見ることが出来る昼間大気光強度の変化は K_{DR} への依存性は明瞭ではない。 K_{DR} 値は、大気光強度機構として解離面結合モデルと反映していることを考えれば、昼間大気光がこの機構によることを考えれば出来る。しかしテータの精度を上げ、統計を積み上げてより詳細に検討したいと考えている。

文献

1. Saito, B., and S. Watanabe: Dayglow of Atomic Oxygen 6300 Å Line, Bull. Niigata Astron. Obs., p. 1., No. 6, 1977.
2. Barnore, F.E.: High Resolution Observations of the 6300 Å Oxygen Line in the Day Airglow, Planet. Space Sci., 25, p. 185, 1977.

17P-II21 多色式ティルテングフォトメーターによる
He グロー (λ10830 Å) の観測

鈴木勝久
東京大学理学部

超高層大気中に存在する He 原子は一部は光電子の衝突により 3S 状態に励起される。この He 原子により太陽赤外光 10830 Å の共振散乱がみこる。この散乱光の観測から、He 原子の EXOSPHERE における分布が明らかになり、EXOSPHERE の構造を研究するうえで重要である。この光は薄明時に地上観測が可能であるが、この共振線のごく近くに OH 分子の 5-2 バンドの回転線が存在すること、またこの付近の波長域で感度のよい検出器がないなどにより、今までにいくつかの観測例があるが充分そのふるまいが明らかになっていない。IMS 観測の一つとしてこの観測をとりあげ、現在観測できる見通しがついたためこれについて報告する。

観測における主要な問題点はすでに述べたように He の共振線にほぼ 1 Å はなれたところに存在する OH の回転線を分離することである。高分解能の分光器を用いればよいが、受光量が少なくなり高感度の検出器がないので不利になる。ここで用いたのはティルテング方式によるフォトメーターである。このフォトメーターの諸特性を下に示す。用いたフィルターの半値幅は 10 Å 程度で He 共振線と OH 回転線は分離できないが同じバンドの回転線を同時に測定し、共振線に近接する回転線の強度を推定し He 共振線の強度を求める方式をとっている。今回観測の状況と得られたデータの特徴について報告する。

フィルターの特性

	中心波長	半値幅	透過率	エミッション
#1	10832.9 Å	12.0 Å	38%	He, OH 5-2, Q 枝
#2	10756.4 Å	10.6 Å	53%	OH 5-2 R 枝
#3	10954.2 Å	10.7 Å	47%	OH 5-2 P 枝

干渉フィルターをフィルタすることにより波長掃引を行う。
視野角: 3°, 5°, 7° 切り換え, 受光面積: 18 cm² (50 mm 中)
検出器: 光電子増倍管, R632 (S-1), ティルテング周期: 60 秒

18A-II22P K-9M-55号機による field aligned current の観測

小川 徹・教崎 努
京都大学工学部

我々はK-9M-55号機により磁場観測を行なったが、下降時についての解析の結果電流系中心の東側を通過したと見られ、field aligned current がE領域到達後に水平方向に拡散して行く電流によると推定される磁場変化を観測したので報告する。観測結果は図1に示す通りで、注目すべき点は次のようである。(1)110ないし120km附近に磁場変化が存在する。(2)変化は高度と共に増加する方向である。(3)変化値は 14.4 ± 4 nTである。このような磁場変化の原因について考えて見ると、(1)磁カ計自体の変動：磁カ計は機体の全範囲にわたり動作しており、他の時間領域ではこのような変動は認められなかった。(2)他の観測機器による磁場変動：センサー展開などの操作は上昇時に完了しており、特にこの時刻の変動は記録されていない。(3)地磁気変化：地上のマグネットグラムの記録によれば2 nT程度の変化が見られる程度である。(4)ロケットが電流系中心の南側に落下した可能性：鹿屋、父島、グアムのマグネットグラムとロケットの飛行距離より考えて可能性はない。以上のことから今回観測された磁場変化は S_{ϕ} 電流ではなくそれより約10km高い層に流れている水平電流であると思われる。一方もしfield aligned current が S_{ϕ} 電流系の中心附近にそれ以外の点よりも多く流入し、水平方向に放射状に拡散しているとすれば定性的には説明出来る。今回の磁場観測はスカラ磁カ計を用いるので永久磁場に垂直方向の磁場変化は検出出来ない。従って水平電流層の上下における磁場観測の変化量は $\delta F = 2S_{\phi} \cos \alpha \cos I$ 。ただし、 $\delta H_c = J_{\phi} \frac{S_{\phi}}{r}$ 、 $J_{\phi} = \frac{I_{\phi}}{2\pi r}$ 、ここに δH_c は水平電流層によって生じる磁場、 α は S_{ϕ} 電流系中心から見た観測点の東からの方位(図2)、 I は伏角、 d は電流層の厚さ、 J は観測点の電流密度、 r は S_{ϕ} 電流系中心から観測点までの距離、 S_{ϕ} はそれとfield aligned current の断面、及び電流密度である。従ってfield aligned current の全電流は、 $I_{\phi} = 2\pi r \cos \alpha \cos I$ 。鹿屋、父島のマグネットグラムよりロケットの落下点

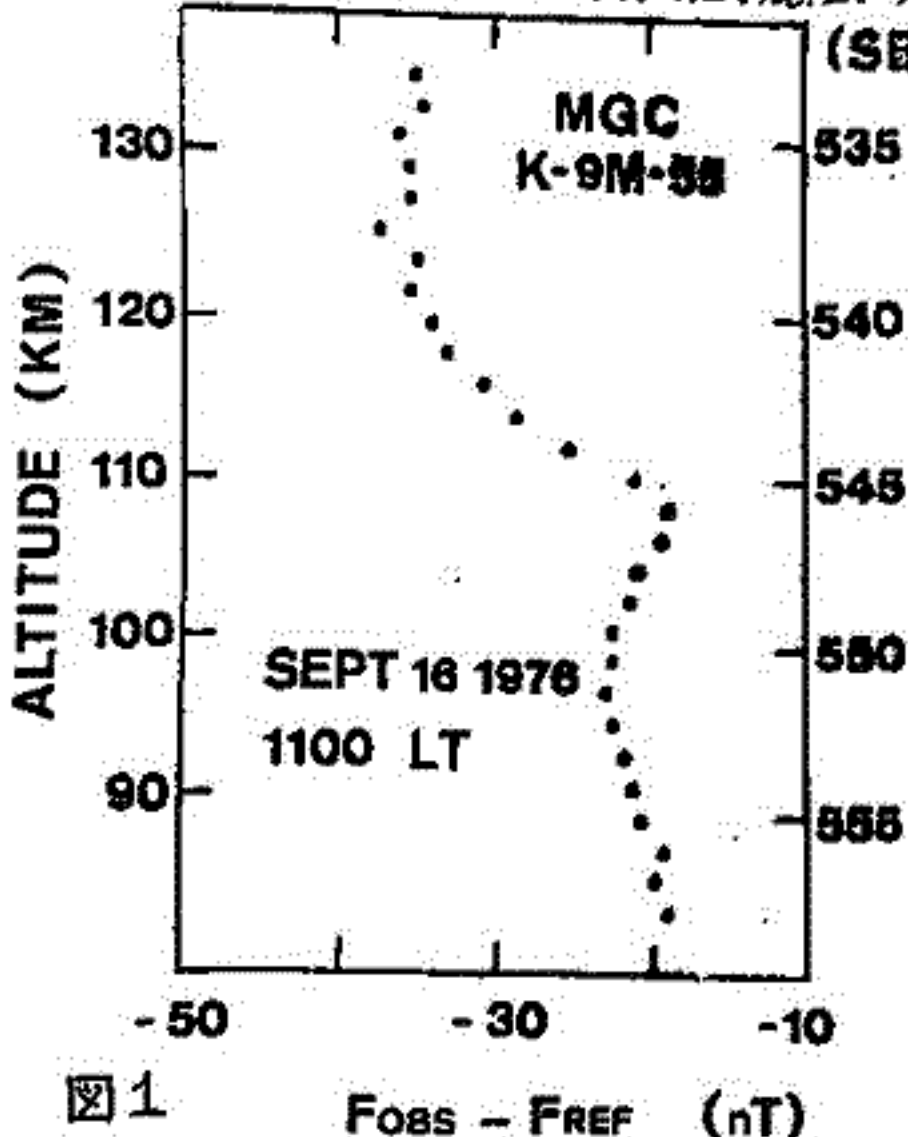


図1 F_{obs} - F_{ref} (nT)

(SEC)は S_{ϕ} 電流系中心東方約800kmに落下したことになる。式において $r=800$ km, $\delta F=14$ nT, $\alpha \approx 0$, $I \approx 40^\circ$ とするとfield aligned current の全電流は、ほぼ 7×10^8 Aとなる。この電流値は地上の磁場観測より推定される値と比較してやや大きい。オーガー的には合っている。

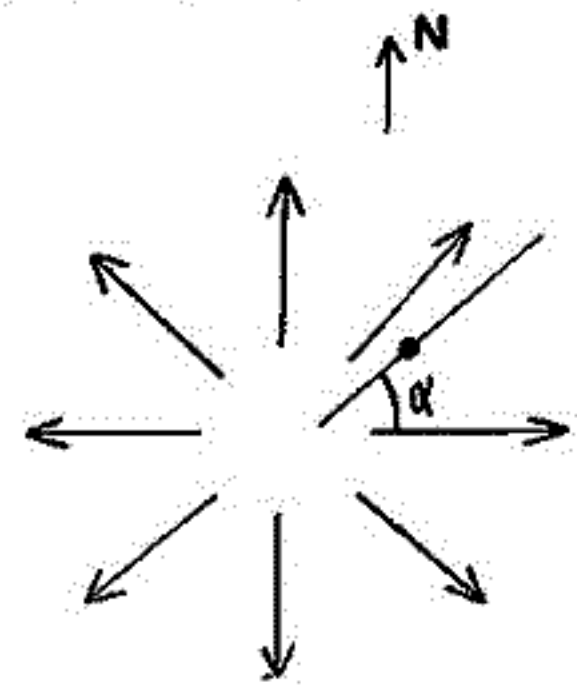


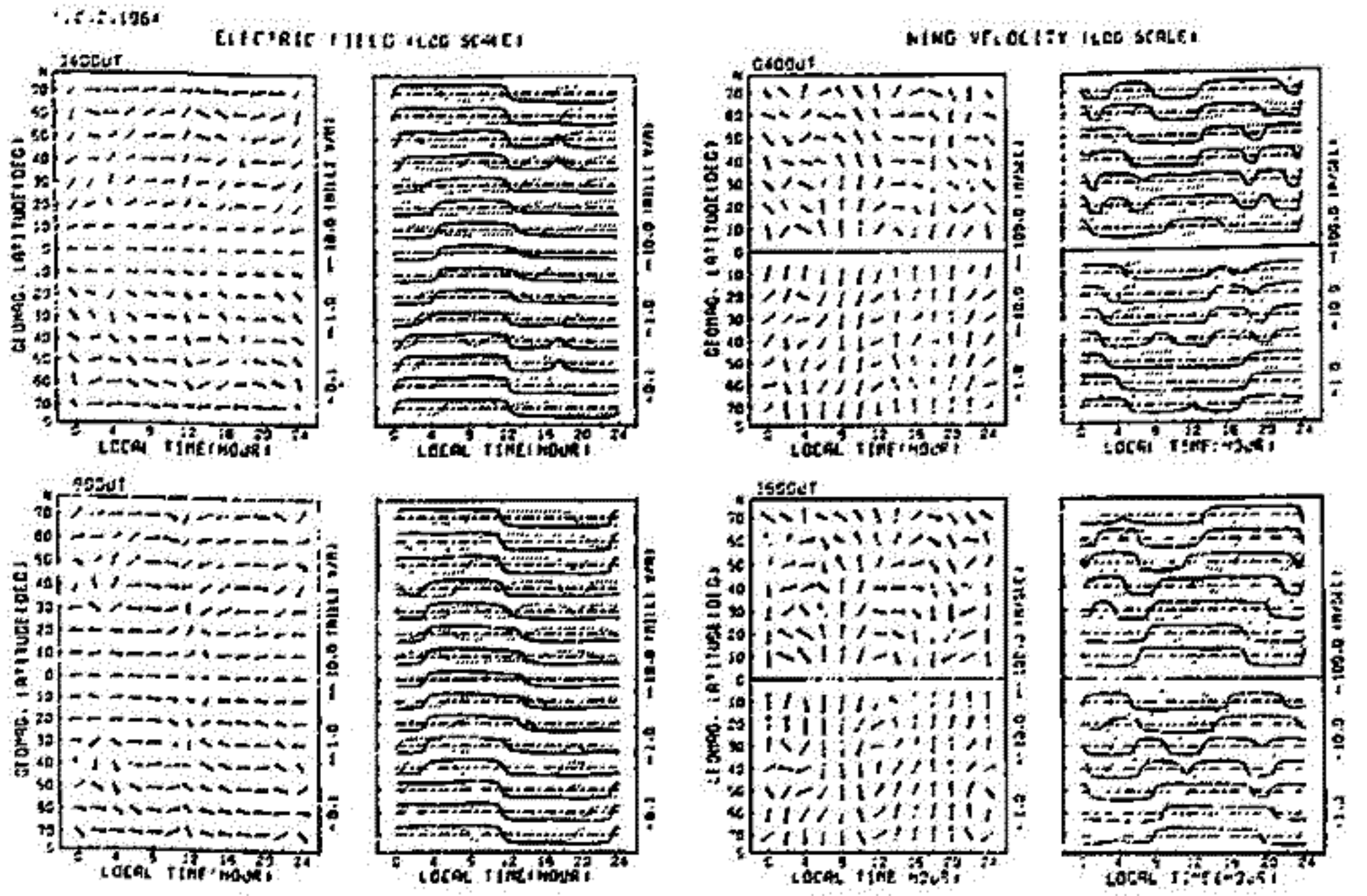
図2

前田 坦, 荒木 徹, 鈴木 亮, 竹田雅彦
(京都大学理学部)

前回は S_0 場の詳しい瞬時解析から外部・内部の等価電流系を求めた結果について報告した。今回はこの内の外部電流系から求めた風と電場の分布について報告する。方法は我々が20年前に行ったものと同じであるが、南北対称点(磁場について)の電位は等しいと仮定している。計算は UT 2 時向きに行い、すべての結果は近く DATA BACK No. 2 として印刷公表の予定である。

これらの結果については、いそくを並べた場から検出がなされる。その一つは観測との比較である。最近いそくを方法で電位場の風や電場が測られるようになったが、よく似たものとすると平均的なものしかない。これらが何れも変化しやすいことから、比較するためには断片的なものでなくてはならない。この意味で、このよきな解析を観測日に行なって比較することは意義がある。

他は原因に肉迫するものである。風は主として潮汐運動と循環による電位差起原のものであるが、磁気圏からの対流・加熱の影響も無視してはならない。また電場についても電位差起原のものや磁気圏起原のものも重なっていきまうと考えられる。得られた結果から、これらの異なる原因の部分を分離することは容易ではないが、いそくを方法で、これらの性質をしるべきことにより、より程度これらの影響の程度を推定しようとする。その推定には簡単なモデルに基づく数値実験も含まれる。下図は結果の一例として 1964年12月2日 4 UT (P27000) と 16 UT (P40000) での電場と風の分布である。



18A-II24 地磁気太陽日変化の太陽活動依存性について

白木正規
地磁気観測所

これまでの学会では、西太平洋域における地磁気太陽日変化(L)の季節変化が、太陽日変化(S)と比べても、また、他の地域のLと比べても、異常な変化をすることが明らかにされ、この原因が大気潮汐の地域的な異常季節変化にあるものと推定されることを報告した。今後、この異常な季節変化を定量的に解析してゆくうえで、解析期間の異なる資料を同時に取扱ってゆく必要がある。このとき、太陽活動の依存性の影響を除いて議論する必要があるが、これまでの研究からは、このLの太陽活動依存性に関して、確定的な結論が得られていない。

松下・前田(1965)は、Sと比べてLの依存性は同じ程度であるという結論を得ているのに反し、Chapman et al. (1971)は、Sと比べてLの依存性は非常に小さいという結論である。また、最近、Malin et al. (1975)は、Lを球面波に展開したうえで太陽活動の依存性を調べ、LとSでは、同期によって依存性が異なることを示した。Malin et al. の結論は、彼等の解析方法を考えると、非常に決定的な結論のように見えるが、解析された生のデータもみていると必ずしも満足できる結論とも思われない。

そこで、今回は、我々の手元にあるデータを用いて、Lの太陽活動依存性について調べてみた結果について報告する。用いたデータは、1958-73年の日本、アメリカなど10地点と、1913-1976年の柿岡のものである。前者は、太陽活動によるスワググループに分けて解析し、Chapman et al. の方法と同じような方法で、依存性を調べた。また、後者は3つのグループに分けたうえに、季節、地磁気擾乱の程度による依存性の違いも調べた。

一次解析の結果で得られた結果は次のとおりである。10地点のデータからは、依存性が地点によって、成分によって、非常にばらつきが大きいことが明らかである。平均した結果では、Chapman et al. の結果に近く、Lの依存性はSと比べて非常に小さい。また、柿岡の長期間のデータからは、解析期間によって、季節によって、地磁気擾乱の程度によって、Lの依存性が異なっている。学会では、これまでの解析結果とここで得られた結果との比較検討を行なった結果を報告する。

18A-II25 counter-electrojet と電離層の3次元電流系の関係

竹田雅孝・前田坦
(京大・理)

赤道地域においては、地磁気静電的日変化に、異常なH成分の低下が起こることがある。このことがBartles and Johnston (1940) によって発見されて以来、世界のあちこちで確認され、その性質についてはいろいろいふことがいわれてきた。

- ① 太陽活動度の高い時より低い時の方が多い。
- ② かなり局所的な現象で dip-equator のごく近傍でしかみられず、経度方向にも小さい時には2〜3時間以下である。
- ③ その振巾分布は、equatorial electrojet のそれとよく似ている。
- ④ この現象はF層の vertical drift の逆転や、Es層の消滅と関係している。

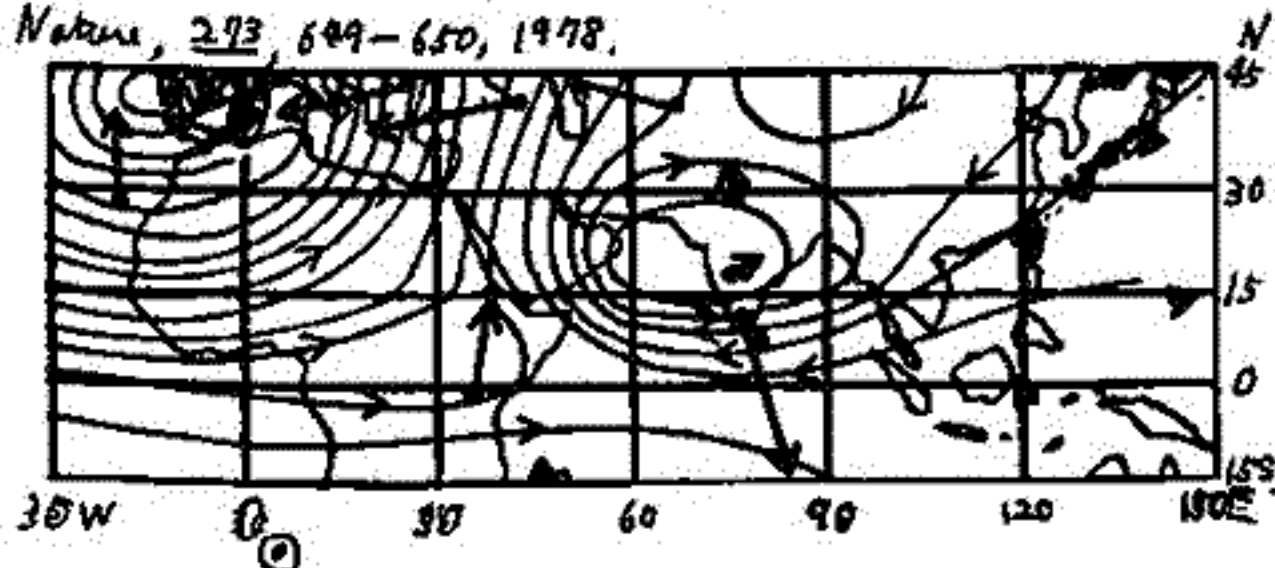
このうち、③・④の性質から、dip-equator 上を流れる、通常とは逆向きの電流である counter-electrojet によって、H成分の減少が引きおとされると考えられているが、その成因については未だによく知られていない。考えられることは、

- ① 極から、I, M, P の電場が赤道に伝搬した。
- ② Sq電流系そのものが赤道付近で少し変化した。

のうちのいずれかであろう。①については、極からの電場が赤道でもかなり大きな値 (1mV/m程度) になりうること (Machawa and Maeda, 1978) から、考慮する必要があるかもしれないが、この場合は、中緯度でも何らかの影響が出るものと思われる。②については、E領域で風が高さと共に相も変化するので、赤道付近で逆向きの電流が流れる可能性もある。ここでは特に②の場合について検討するため、電離層の3次元モデルに基づいて、Sq電流分布を詳しく検討した結果について報告する。

参考文献

Bartles J. and H. F. Johnston, Geomagnetic tides in the horizontal intensity at Huancayo, Terr. Magn. Atmos. Elect., 45, 269-308, 1940.
 Machawa K. and H. Maeda, Electric fields in the ionosphere caused by polar field-aligned currents, Nature, 273, 649-650, 1978.



左図) counter-electrojet が赤道上空にあるときの電流系 (1993年7月4日 11~12 UT)

18A-II26 極域における夏・冬の電流系

長井 嗣信
地磁気観測所

福島 直
東京大学理学部

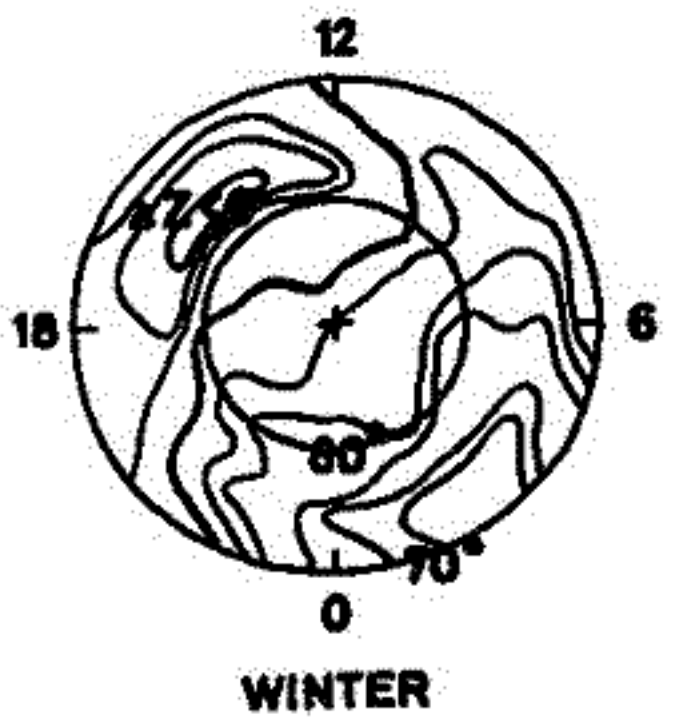
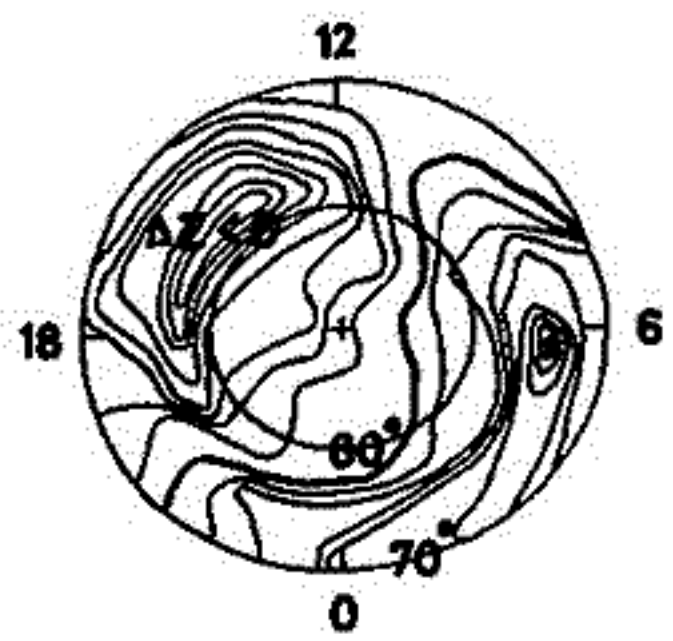
極地方の地球磁場Z成分を調べてみると、夏と冬とでは、平均的に夏のほうが30~50%小さくなっていることがわかる(春学会地球磁場のannual variation)。この原因を考えるために、極地方の電流系の夏冬の季節変化について、詳しく調べてみた。

方法 Svalgaard and Mansurov effectsを除くために、惑星間空間磁場(IMF)の $|B_y| < 1.5^r$ の時について、地上のstationのhourly valueを、 $B_z < 0^r$, $0 < B_z < 2^r$, $B_z > 2^r$ の3つの場合に分けて、夏冬の電流系を求める。

data 夏 1968年5月, 6月, 7月, 8月
冬 1968年1月, 2月, 11月, 12月

base line Resolute Bayのマagnetogramを見て、冬のabsolutely quiet dayを選び、midnight valueを平均して使う。

結果の一部として、右に $B_z < 0^r$ のときの夏冬の ΔZ の様子を示した。Polar cap には、冬に dawn side の $\Delta Z > 0$ の vortex が卓越し、夏に dusk side の $\Delta Z < 0$ の vortex が卓越する。この two vortex の位置の移動により、Polar cap の夏冬のZ成分の差が説明できる。



STATIONS	THULE	87.7°
	RESOLUTE BAY	84.3°
	FOULD BAY	80.6°
	GODHAVN	77.6°
	BAKER LAKE	75.1°
	FORT CHURCHILL	70.0°
	GREAT WHALE RIVER	68.2°

MEANOOK 62.5°

佐藤 亨・深尾昌一郎・木村繁根・加藤 進
(京大・工)

1977年度のペルーにおける海外学術調査では、Jicamarca ISレーダーを用いて成層圏及び中間圏の種々な観測が行なわれた¹⁾。中間圏に関してはJ E J-2と呼ばれる約62時間の連続観測が1977年11月14~17日にかけて行なわれ、高度60~90 kmの領域からの散乱エコーが2.5 kmの高度間隔及び0.144秒の時間間隔で磁気テープに収納された。

これまでの中間圏のレーダー観測の中では、前回までに報告したJicamarcaにおける1974年5月23~24日の24時間の観測が最も長時間のものである²⁾。その主な結果は次のようなものである。

- i) 高度60~80 kmでは日中のみ定常的に散乱体が存在する。高度85 km以上では昼夜を問わず、流星塵跡によると思われる瞬発的なエコーが受信される。
- ii) 平均東西風の高度分布は時間的に安定で65 km付近に約50 m/secの東向きの特長が存在し、80 km付近で風速はほぼ0になる。この値は同時期のロケット観測と一致する。
- iii) 75~80 kmの高度にBrunt-Väisälä周波数に対応する周期に近い5~6分の周期を持ち、鉛直方向に伝搬性を持たない強い正波動的振動が間欠的に現れる。

しかし中間圏の大部分の高度では夜間には散乱エコーが受信されないため、大気潮変動等の長時間スケールの運動を知るためには24時間の観測は十分ではない。今回の観測は3日間わたるので、1日・半日等の周期成分のみでなく、これらの経日変化の様子を調べることが可能である。

また、前回の報告に用いたデータは1分毎に求められた自己相関関数であったが、今回は実時間の検波出力が直接記録されているため流星エコー等の短時間の現象を分離するのに有効である。さらに今回の観測では図1に示すようなパルス送受信方法を用いることにより、中間圏からの信号、天候雑音の他にスプレッドF層が現れる高度からの信号が独立に記録され、高度に対するエリアジングが生じないように配慮されている。

講演では散乱電カ及び東西・鉛直方向の風速の時間変化、高度変化について報告し、南半球の冬に当る1974年5月の結果と夏に当る今回の結果の比較を行なう。

参考文献

- 1) 若杉他, 第2回ISレーダーシンポジウム報告書, 19 (1978)。
- 2) 佐藤他, 第63回日本地球電気磁気学会講演会予稿集, 16A-I3 (1978)。

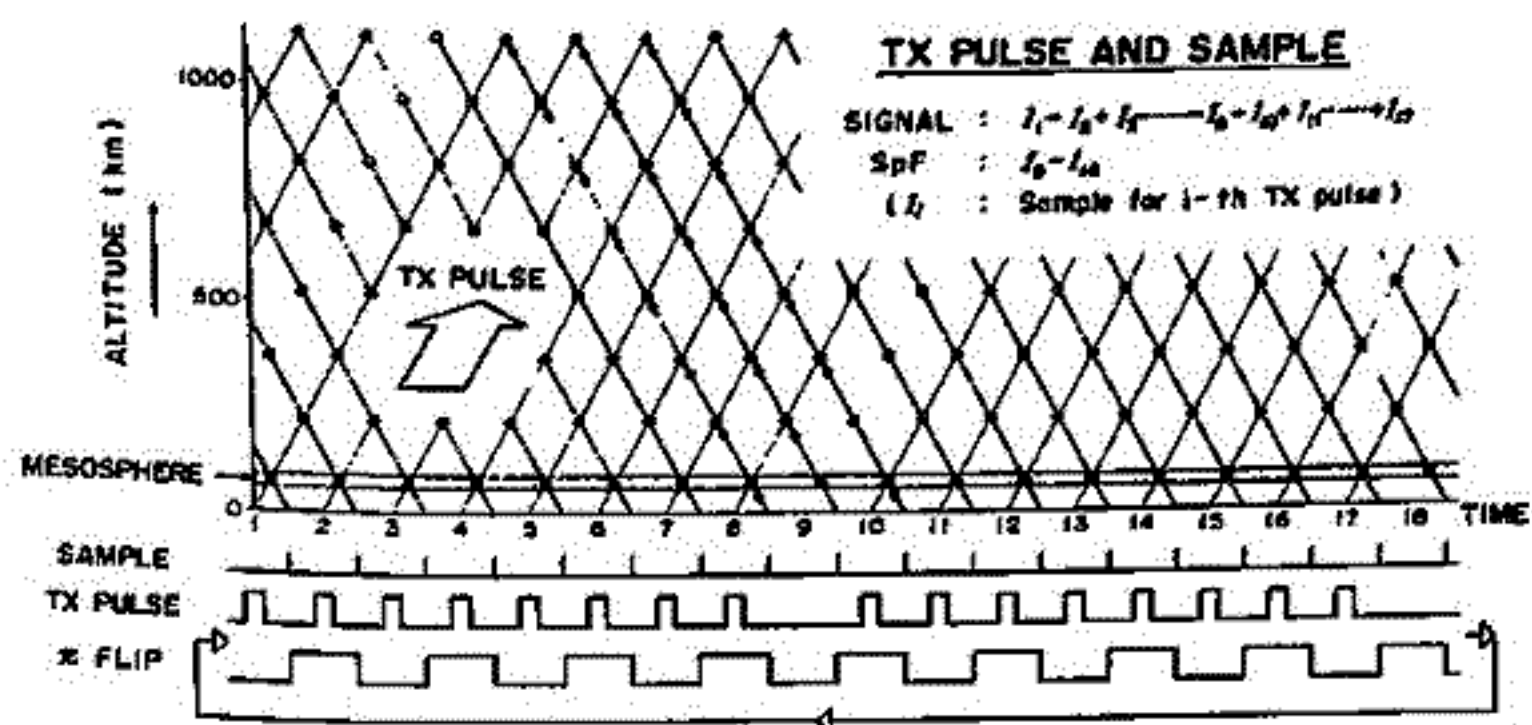


図1
J E J-2のパルス送受信方法。

Jicamarca ISレーダーによる 中層大気圏散乱観測 (II)

若杉 耕一郎・深尾 昌一郎・加藤 進
(京大・工)

レーダーによる通常の観測では、散乱電力やドップラ周波数偏移の情報が得られる。散乱体に関するさらに詳しい情報を得るために、直交する直線偏波や右旋及び左旋の円偏波で送信・受信を行い散乱行列を測定することがある。これより散乱体の形状やレーダーのビーム方向と垂直な面内の運動などの情報が得られることが知られている。

前回¹⁾は、Jicamarcaレーダーでの偏波特性実験(1977年12月27日)のデータより散乱電力の高度変化などに関する平均的な性質について報告した。今回はこれら物理量の高さ及び時間的变化とこれらの変動の相互関係について報告する。

観測には右旋(R)及び左旋(L)の円偏波を用いた。時刻 t 、高度 h で観測された散乱行列 $C(t, h)$ は次のように表わされる。

$$C(t, h) = \begin{pmatrix} C_{RR}(t, h) & C_{LR}(t, h) \\ C_{RL}(t, h) & C_{LL}(t, h) \end{pmatrix} \quad (1)$$

ただし、 C_{ij} は i 偏波で送信し、 j 偏波で受信した場合の出力電圧である。受信電力 $P(t, h)$ は散乱断面積のほか散乱体の偏波率 $D(t, h)$ にも依存する。以下では P 及び D を次式のように定義する。

$$P(t, h) = \sum_i \sum_j |C_{ij}|^2 \quad (2)$$

$$D(t, h) = (|C_{RR}|^2 + |C_{LL}|^2) / \sum_i \sum_j |C_{ij}|^2 \quad (3)$$

ここに $\sum_i \sum_j$ はR及びLに関する和を示す。この P と D の関係の一例を図に示す。各点はデータを71.4秒間平均したものである。散乱体の特性時間(成層圏では10°秒オーダー)より充分長い時間スケールでは P の変化に対し D はほぼ一定の値をとる。しかし、短い時間スケールでマイクロ秒変化の様子を調べると D は P に逆比例の関係を示す。これは散乱電力が大きい場合は電波の散乱が可干渉的であり偏波関係が保たれるのに対し、逆の場合は複数の散乱点から散乱され送信偏波以外の偏波成分が生じ(3)式の比が1に近づくためと考えられる。

1)若杉・深尾・加藤 日本地球電気磁気学会第63回講演会予稿集 II-2・1977

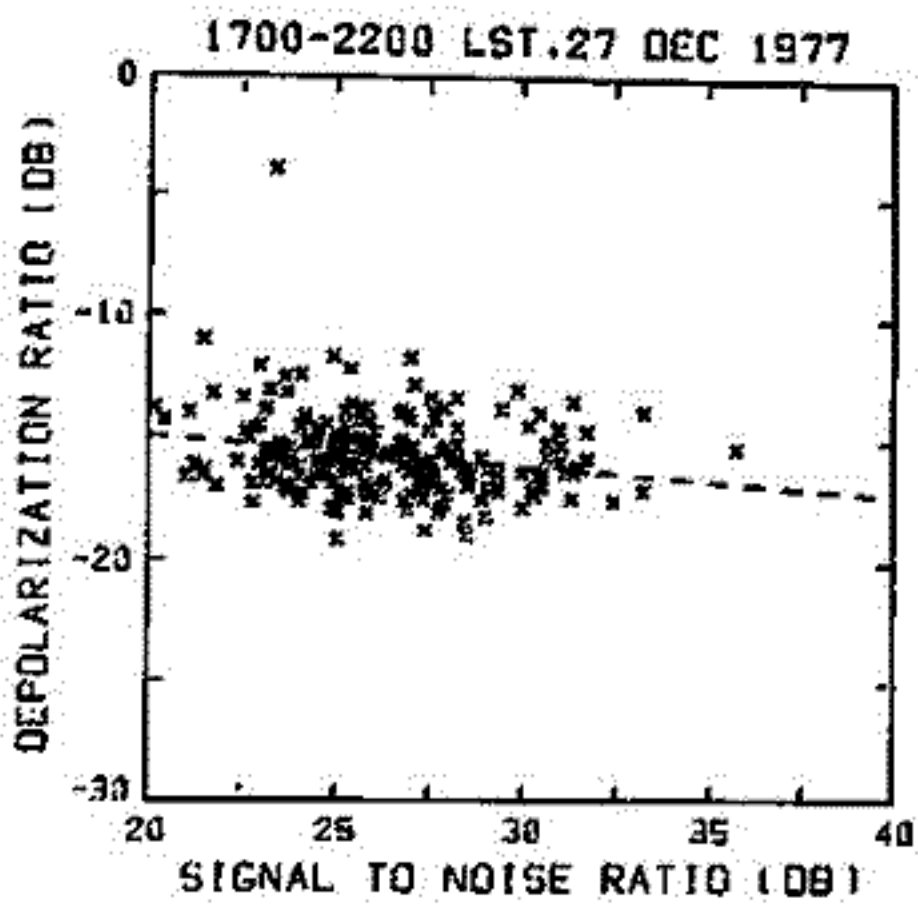


図1. 信号対雑音比と偏波率の関係。各点は71.4秒の平均値である。高度 20.5 km。

MUレーダーにおける周波数の選定

深尾昌一郎・麻生武彦・加藤 進
(京大・工)

現在計画が進められているMUレーダー(Middle and Upper atmosphere radar)では主として中層及び上層大気の運動を観測することに重点が置かれている。散乱体として大気乱流に起因する屈折率の非熱的なゆらぎを用いるので、熱的ゆらぎの場合に比して散乱強度ははるかに大きくなり比較的小規模なレーダーで観測が可能である。しかし、ゆらぎのスケールより大きなレーダー波長を選ぶ必要があるため利用しうる周波数には若干の制約がある。まずゆらぎの最小スケールは高さと共に急激に大きくなるため、中層大気全域を観測しうるためには周波数は50MHz以下でなければならない。一方この周波数帯では周波数が低い程可干渉性の妨害散乱波、特にE_s層による散乱・分反射等が顕著となるので、40~45MHz以上の高い周波数を選んでこれから逃がれる必要がある。以上のことから、MUレーダーの周波数としては45~50MHzの範囲内で高い程望ましい。下図1にMUレーダーで期待される散乱電力の高さ変化の一例を示す。ただし、成層圏・中間圏の(大気乱流による屈折率のゆらぎからの)散乱については、その強度が尖頭送信電力とアンテナ開口面積の積に比例するとしてヒカマルカISレーダーによる観測値から推定したものである。一方、高度100km以上の電離圏と一部中間圏におけるインコヒーレント散乱については理論的に散乱電力を求めている。従来ISレーダーで最もよく用いられているUHF帯、特に400MHz近傍では成層圏・電離圏で特にSN比の改善が著しいがMUレーダー程度の規模では高度60~80kmで受信が全く不可能となる。本講演では1. 周波数の最適範囲, 2. 必要な占有帯域幅, 3. 必要なレーダーの規模について論じるが、更にEMC(環境電磁工学)的観点から既設の無線局・放送受信者等に妨害を与えないかどうか、混信妨害の可能性についても言及する。

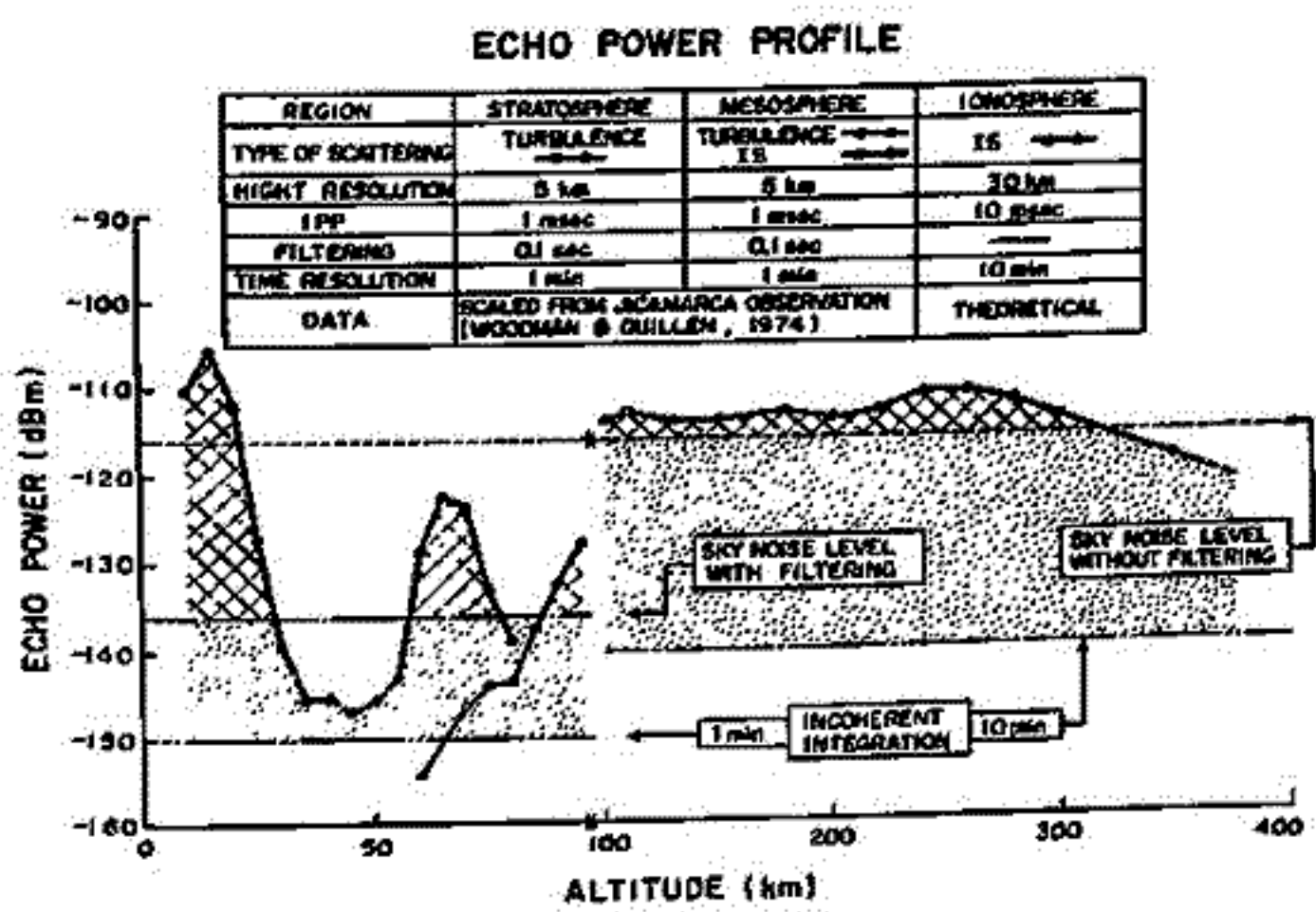


図1 MUレーダーで期待される散乱電力の高さ変化例。

Jicamarca ISL-ダーによる 成層圏風の観測

青木謙一・深尾昌一郎・木村繁根・加藤 進

(京大・エ)

Jicamarca ISL-ダーによる中層大気観測データの解析に関しては、これまでにいくつかの結果が報告されてきた。特に今回報告する成層圏に関するものとしては、1974年5月、及び1977年10月の観測があった。風速の算出方法として、モーメント法による結果とMEM法による結果に大きな差異のないこと、また得られた平均風速の高度変化が準年周期振動における同時期の高度分布と同じ傾向を持つこと、潮汐波動に関しては、冬期下部成層圏で一日周期が、上部対流圏では半日周期成分の卓越していることが明らかになっている。

今回は1977年9月から本年1月にかけて実施された海外学術調査における観測のうち、成層圏風の解明を主目的としたJEG-4と呼ばれる観測の解析結果について報告する。

観測は1977年12月7日から9日にかけての約50時間にわたって行なわれた。パルス幅は25 μsec で、256個の受信パルスをコヒーレント積分することにより、444 msec 毎に一組のデータを得ている。高度10 kmから50 kmの間を2.5 km間隔でサンプルしたが、解析に十分なSN比の得られているのは12.5~35 kmである。解析にあたっては71.04秒、160個のデータ毎に自己相関関数(ACF)をとり、モーメント法を用いて風速を算出した。アンテナアレイは三つの部分に分割して、それぞれ天頂方向及び天頂から南と西の方向に 3.45° ビームを傾けているので、風速の三方向成分を得ることができる。更にJEG-4では、Jicamarcaの西約30 kmにあるCallaoの気象台において、実験時間帯に数回のバルーンによる成層圏風の観測を行なっている。両者で得られた風速を比較できるのが、この実験の大きな特長である。

得られた解析結果として、まずバルーン観測との比較では、風速の高度変化の傾向はほぼ一致するが変動の大きさに大きな差のあることがわかった。レーダーによる絶対値の方がかなり小さくなるのである。レーダー周辺の山岳地形(アンデス山脈)が成層圏の風系にも影響を与え、空間的変化を大きくしていることが考えられる。風速の時間的变化に関しては、2日間にわたる潮汐波動成分の解析や、より短周期の波動成分の解析を試みる。大気潮汐についてはこれまで得られていた結果との比較を中心に報告する。更に受信パワー、ノイズパワー、あるいは散乱スペクトルの時間変化、高度変化の解析結果についても報告する。特に散乱スペクトルの解析は、まだ明らかにされていない散乱体の性質の解明に手がかりを手とる可能性を持っている。

参考文献

- 1) 第59, 60, 61, 62, 63回日本地球電気磁気学会予稿集
- 2) Fukao 他, J.A.T.P. (印刷中)

Measurement of the Ion Component of the Incoherent Scatter Spectrum
over the 65-95 km Region at Arecibo (II)

福山 豊 (京大理), R. M. Harper (京大工)

The 430-MHz radar at Arecibo has been used to measure the ion component of the incoherent scatter spectrum over the 65-95 km region. This paper presents the preliminary analysis of the observed spectra for the fall equinox and a winter period in 1977.

The mesospheric measurements, using the 430-MHz radar at Arecibo, were taken with a 13-baud Barker coded pulse with a baud length of 4 μ sec, corresponding to a height resolution of 600 m.

Since the theoretical consideration has shown that the ion component of the incoherent scatter spectrum in the mesosphere has an approximate Lorentz shape, the observed spectra were fitted with Lorentz-shape functions in non-linear least square sense. Thus we can estimate the Doppler shift of the return spectrum, the spectral width, and the relative power under the spectrum.

From the estimated Doppler shift of the spectrum, the horizontal components of the wind system were calculated. The results show a predominately diurnal component (the $S_{1,1}$ mode) above 80 km, and a strong prevailing E-W wind with an amplitude of ~ 80 m/sec near 70 km altitude. (Fig. 1).

The observed spectral width and relative power of the ion component were compared with the predictions from incoherent scatter theory of the mesosphere. The comparison shows good agreement except below 75 km, where the observed widths tend to broaden probably due to smearing of the short period wind variability and smoothing in the data processing.

Using the estimated width and power of the spectrum, an attempt is made to derive the height and time variations of the quasi-electron density and other parameters (negative ion density, mean mass of the ions, etc.) in the D region.

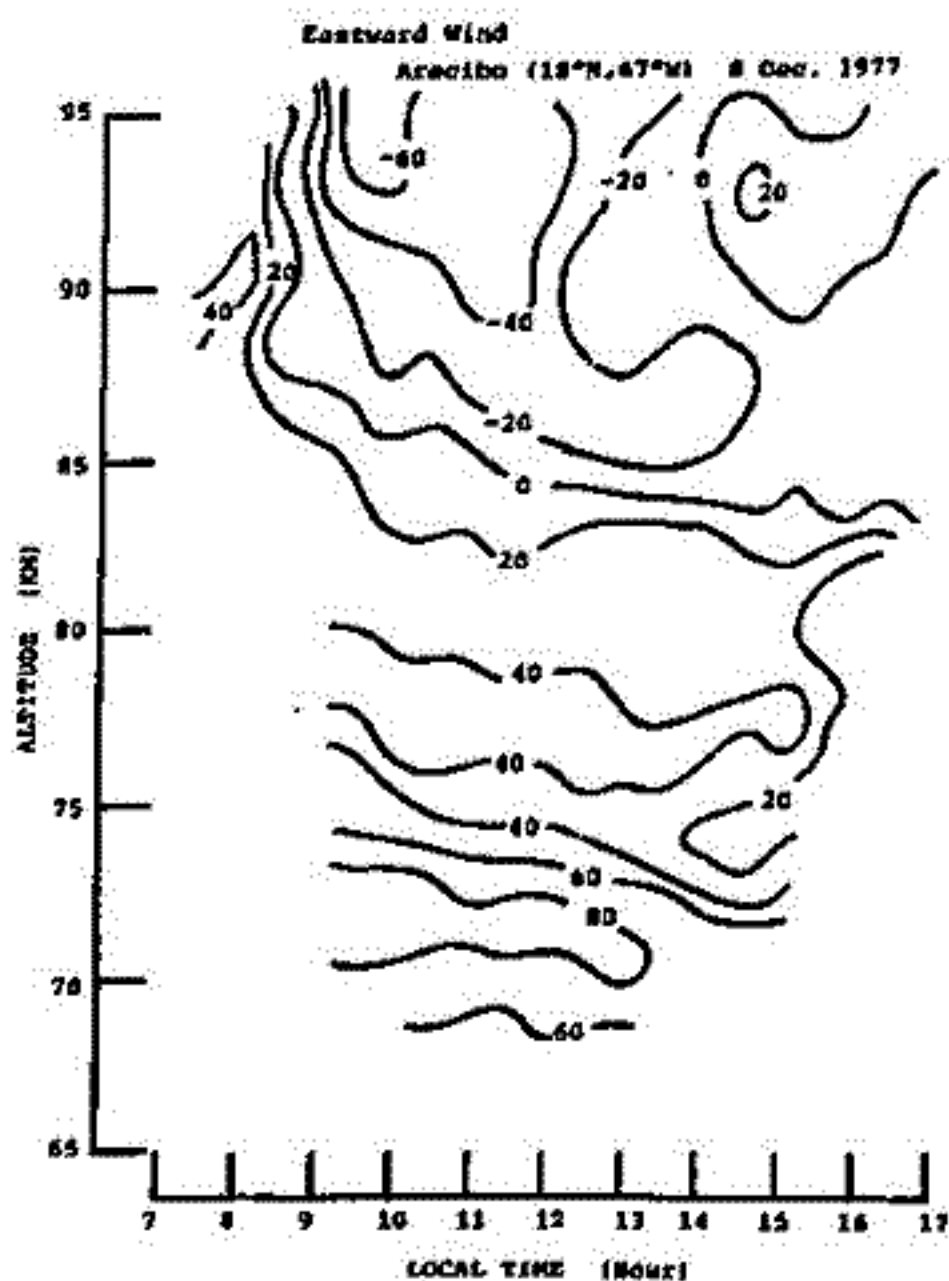


Fig. 1

田中秀文
東工大・理

妙高山の最も新しい活動期の噴出物のうち、7つの2枚の火砕流を sampling し、2回加熱法によるアリ工法を行なっている。

赤倉火砕流堆積物

C-14年代: $8,640 \pm 100$ y. B.P. (妙高国研ケル-7°, 1969)

大田切川火砕流堆積物

C-14年代: $4,970 \pm 110$ y. B.P. (妙高国研ケル-7°, 1969)

また、下図はこれまでに発表した古地球磁場強度の結果を、過去3万年間について、既報の他のデータとともにまとめたものである。これに今回の結果を加え、古地球磁場強度のデータに関するいくつかの問題点について検討してみたい。

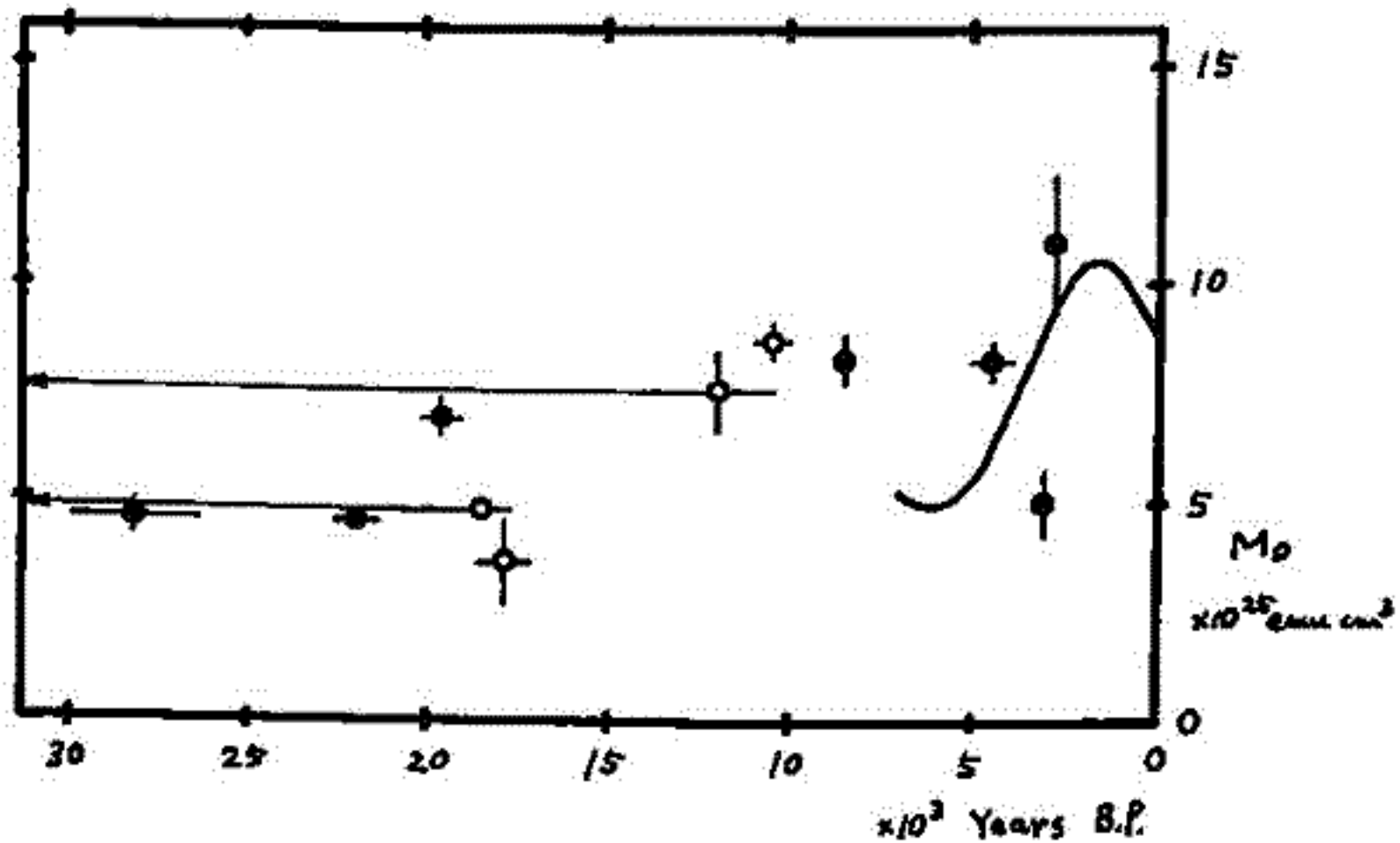


図. 過去3万年間の双極子モーメント

実線: 過去8,500年についての正弦曲線近似 (Bucha, 1970, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A, 269, 17)

黒丸: 箱根, 富士などの溶岩や火砕流によるデータ (田中, 火山学, 1978; 地球電磁気学, 77)

白丸: Hawaiiの溶岩によるデータ (Coe et al., 1978, J.G.R., 82, 1740)

岐阜県郡上八幡の鍾乳洞の

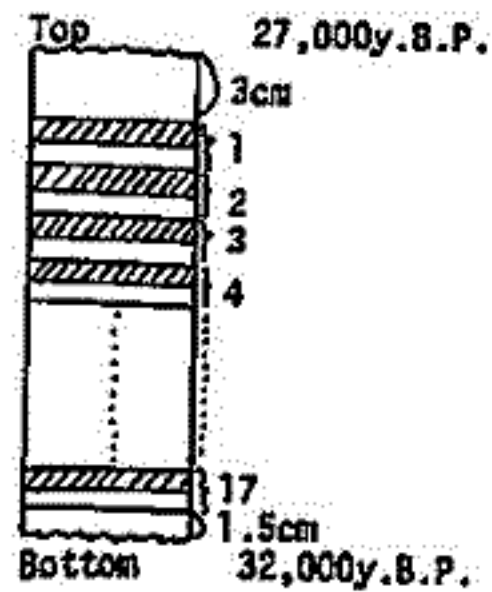
flowstone の磁化

井口博夫・安川克巳
(神戸大・理)

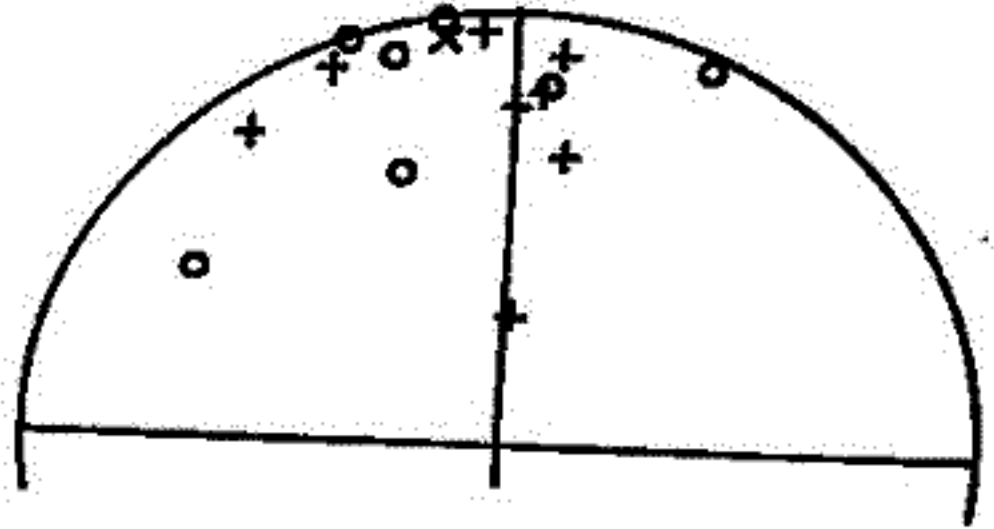
岐阜県郡上八幡の鍾乳洞の中、床の上に堆積した Howston (石灰岩) の磁化方位・磁化強度を超伝導磁力計を用いて測定した。試料は中井信三先生(名古屋大学・理学部)によつて、本1図のように採取された。測定用試料は直径 $\frac{1}{2}$ インチ、厚さ4~5mmの円筒状に成形し、同一層で2つ作るものを上下2段に重ねて測定した。磁化方位を本2図と本3図(上下2段を重ねたもの)に示す。精密度10 \times メートルは、2段重ねのものを、 $k=13$ である。また、磁化強度は 10^{-9} emu/cc のオーダーである。

Cave Howstone の磁化の獲得機構などは明らかでないが、今回の実験結果は、石灰岩の磁化を測定することの有意性を示唆すると思われ、今後、同一層から数箇のサンプルを測定し、バラツキを検定する必要がある。また、同位体比による気候と関連づけ、石炭期と古地磁気の関係を探る一手段と見られる。

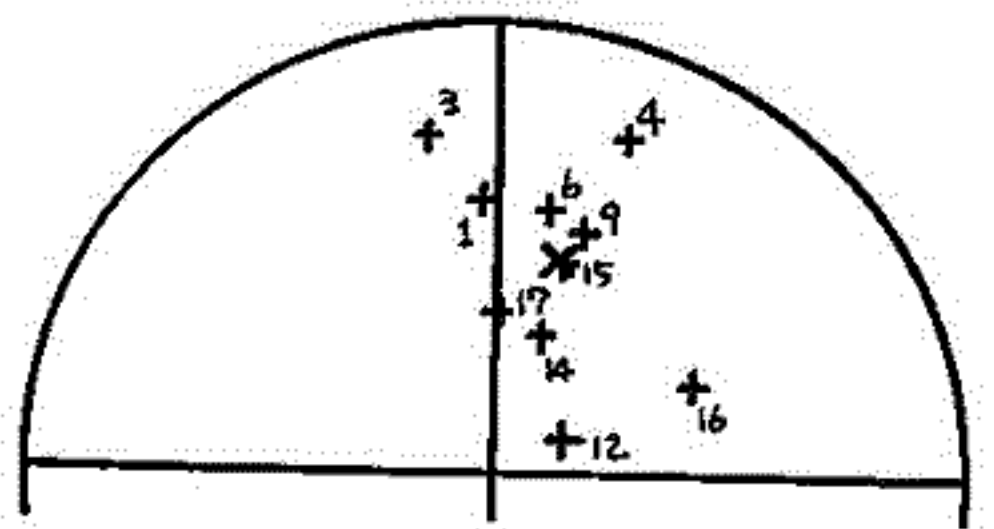
本1図



本2図



本3図



石沢俊樹, 安川克己, 井口博夫, 松田荘一 (神大・理)

前田保夫 (神戸市立教育研究所)

兵庫県尼崎市にある阪急電車塚本駅の南地区において、最近大がかりなビル建設が行なわれた。これに伴い地下20m近くを掘り下げられた工事現場において、古地磁気学的試料の採集を行った。水平方向に5個、垂直方向に10個~20個(約2m)の試料を採集するサンプリングと工事が進行するにつれ計4日行った。

この地層は、上新世層(Late Pleistocene)の伊丹粘土層(オ12海成粘土層)で、層厚は約10m、特徴的な帯緑色~灰色を呈している。また、薄い砂層と下に含んであり、殻のうまゝ貝殻片も多数残存している。

この伊丹粘土層の上にある伊丹礫層が、26,000 ± 800 y. B.P. の¹⁴C年代が得られた高槻市の高白礫層と対比させること、また伊丹粘土層自体から産出した礫化石と貝殻から29,800 ± 1,200 y. B.P., 32,700 ± 2,800 y. B.P. の¹⁴C年代が得られていることから、この伊丹粘土層は約3万年前のものとの報告がある。この伊丹粘土層を堆積した海成として「伊丹海成」が提案されている。また、花粉分析のデータによれば、現在の気候に比べ、40%かたがと気温が低かったことが報告されている。(Huzita & Mada 1971)

しかしながら、最近の研究によれば、この伊丹粘土層は大阪市南部の上町層と対比できるとの報告がある。(古谷, 1978) この上町層から得られている礫化石の¹⁴C年代は、37,600 ± 2,400 y. B.P. で、測定者によれば上町層の年代は、これより古いと考えられている。また伊丹粘土層の上にある伊丹礫層からは、40,100 y. B.P. という礫化石の¹⁴C年代も報告されており(Huzita & Mada 1971)によれば、これを二次化石と考えている)。これによれば、伊丹粘土層は、40,000 y. B.P. よりも古いということになる。

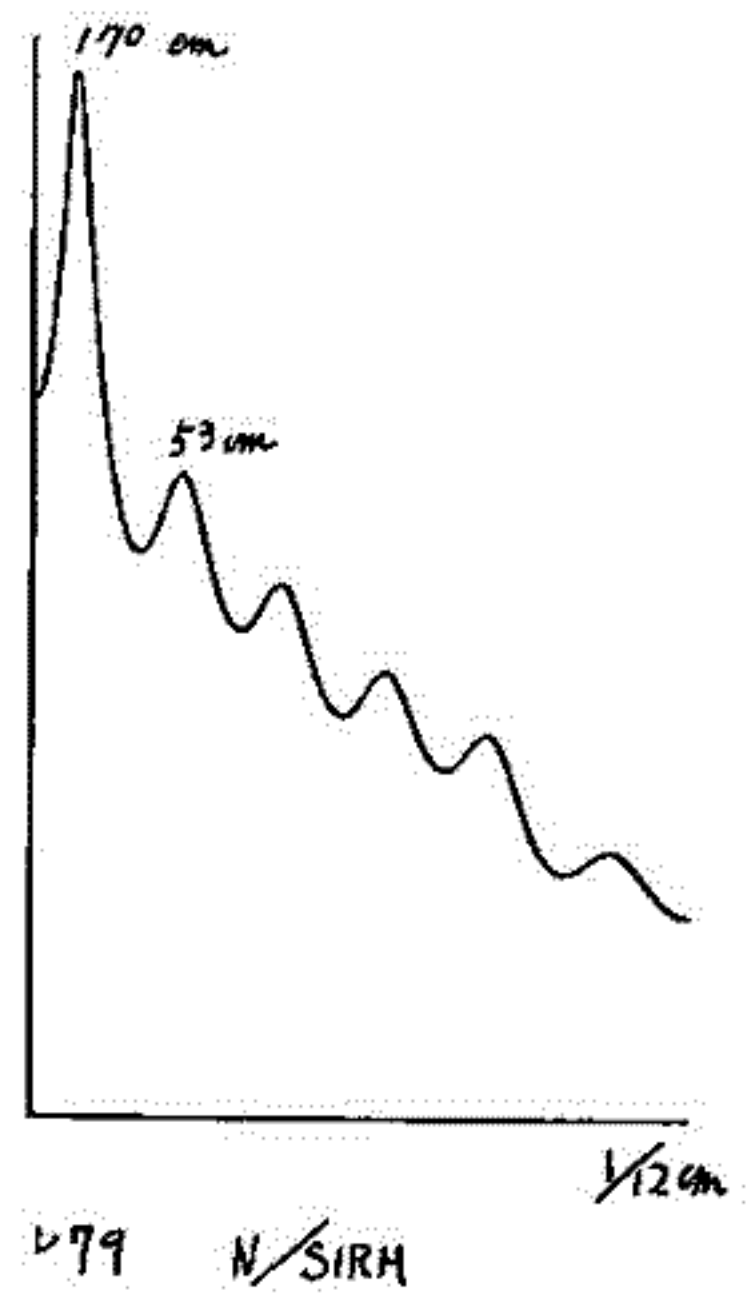
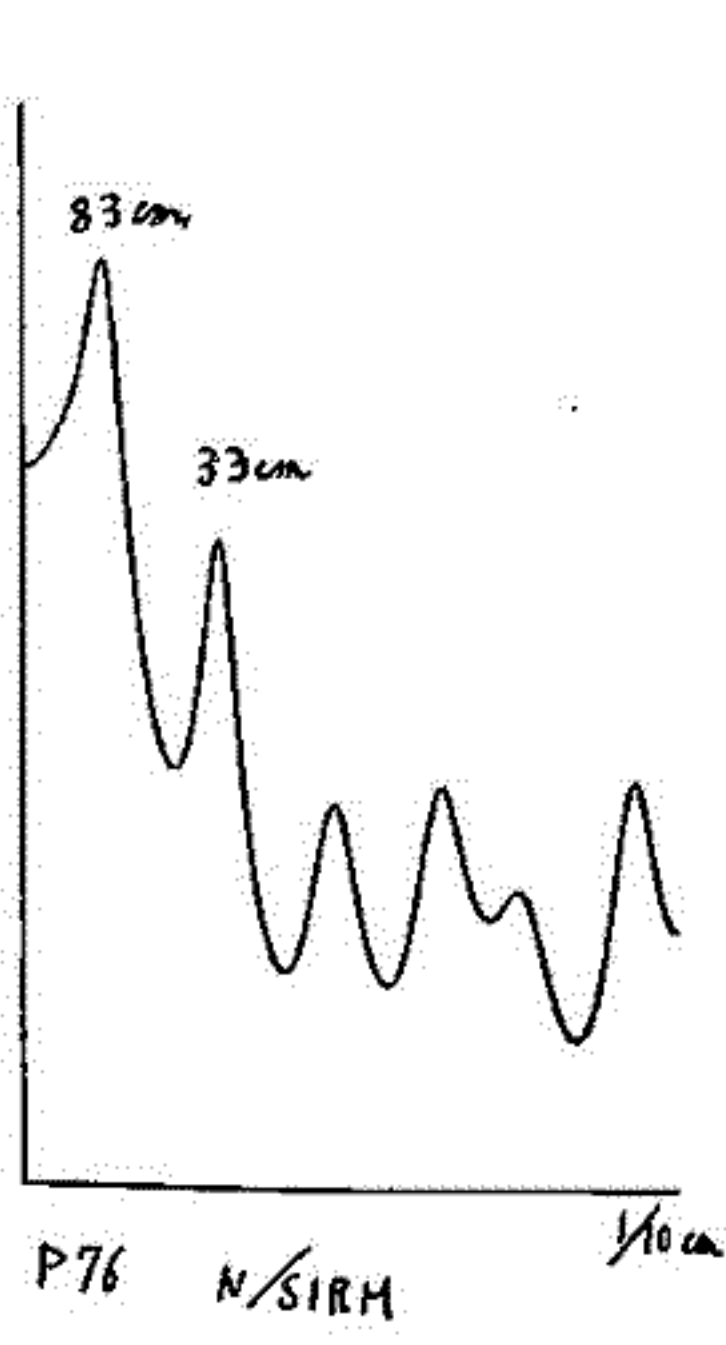
今回は、この伊丹粘土層から得られた古地磁気学的試料について超伝導磁力計で測定した結果を報告する。

海底堆積物（数万年～数十万年）の残留磁化
の変化について

上嶋正人、大久保隆平
地質調査所 東大理

日本周辺の深海底を大陸棚で、地質調査船白龍丸により得られたストロンコアの残留磁化を測定した。四国海盆より GH75-4 で得られたものが P.58 で、東太平洋の日本海溝の外側で GH76-2 で得られたものが P.76, P.79 である。他に、西津軽海盆より GH77-3-Ⅱ で得られたものは P.114 と P.116 がある。これらのコアの残留磁化の変化と相関について検討した。又、年代との相関を求めるため、 C^{14} により年代の出たコアについても測定を行った。P.63 と P.105 の 2 本であり、それぞれ GH75-4, GH77-2 で得られたものがある。

コアに対しては、自然残留磁化、50～75 cm の交流消磁を行った後の残留磁化、ARM, SIRM の測定を 6～10 cm の間隔で行っている。ニッケル-9 の波紋スペクトルを MEM 法で取り、同期性について検討を行った。下の 2 図は例として P.76, P.79 の NRM/AF/SIRM 比についてのスペクトルで、ピークの位置がずれているのがわかる。



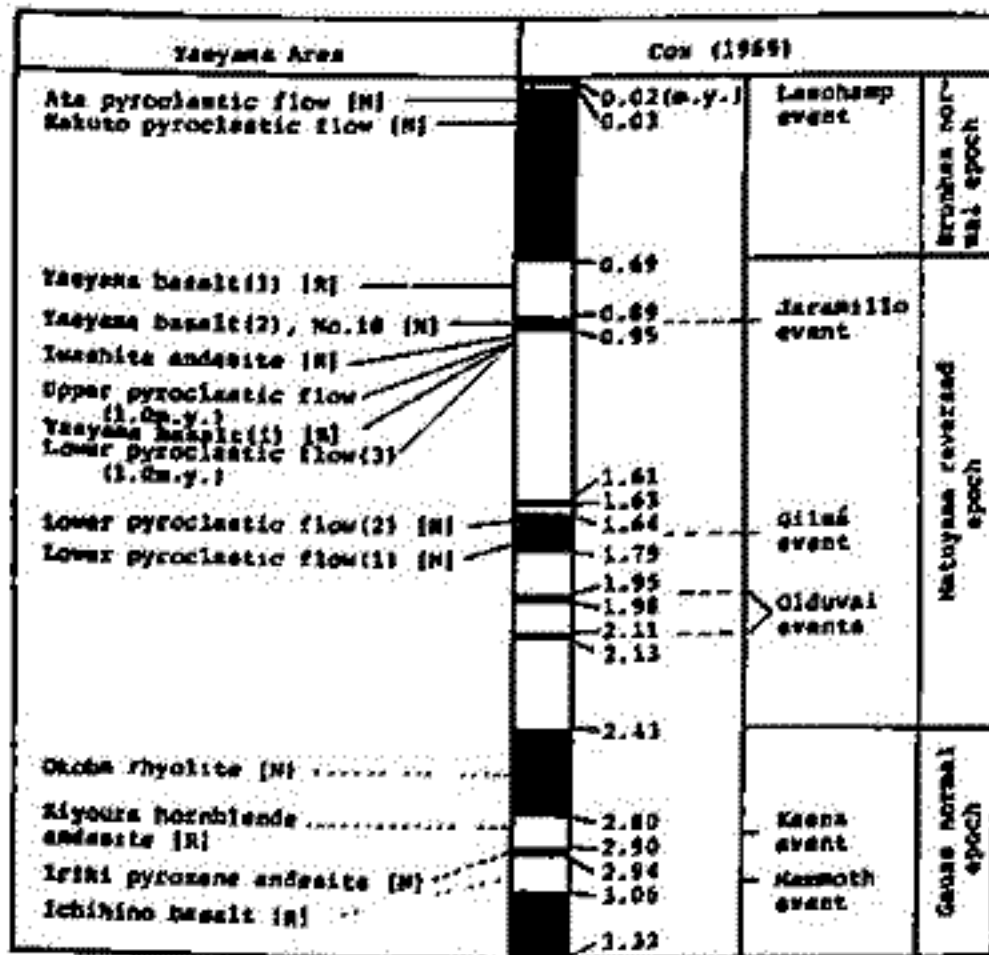
高井真夫
(九大・理)

鹿児島県薩摩郡入来町に位置する八重山をとりまく地域は、中新世末より更新世後期にわたる火山岩類、火砕岩類が分布し、南九州の火山活動を明らかにするのに重要な地域の一つである。この地域の地質は、宮地・宮地(1975)によって報告されている。

著者は、その各層序にわたる、58 site、約400個の火山岩類、火砕岩類の定方位試料を採取し、自然残留磁化の測定を行い、古地磁気編年を試みた。

自然残留磁化の測定は、無定位磁カ計で行い、磁化の安定性については、各 site より1~2個の *pilot sample* を選り、6000Gまでの交流消磁により吟味した。

編年の結果を下図に示す。対比の基準には、永野層下部層火砕流(3)、および上部層火砕流のジルコンのフィッシュン・トラック年代値 1.0 my. (西村・宮地; 1976) を用いた。編年の結果、本地区は、少なくとも中更新世の火山活動によって形成されたと考えられる。なお加久藤火砕流については、宮地・宮地(1975)は、加久藤火砕流下部層と考えられており、その下部層の絶対年代は、福岡・木越(1971)、西村・宮地(1973)により11万年という値が報告されており、Blake eventの年代に相当するが、磁化測定の結果は、正常磁を示した。八重山玄武岩(2)、入来輝石安山岩については、*sampling site* の違いにより、正・逆両方の帯磁を示すことから、噴出時を2期に分ける必要がある。又、永野層下部層火砕流(2)は、中間帯磁を示し、地磁気の逆転の時に獲得した磁化と思われる。



[N]: Normal polarity [R]: Reversed polarity

18P-II37 丹沢花崗岩体にみられる地球磁場の反転

伊藤晴明, 時枝克彦

島根大・理

丹沢花崗岩体の生成年代は, K-Ar dating に従って (河野・植田, 1966), 4.3, 5.2,

7.6 m.y. であるが, 地質・岩石学的な研究 (滝田, 1974; 丹沢団体研究グループ, 1975,

1977) によると, upper Miocene 以降と推定されている。日本の第三紀花崗岩体 (主として

Miocene の) は反転時に貫入したことを示すように, 一つの岩体が Normal と Reverse に帯磁し

ている場合が多い。丹沢花崗岩体もその一つの例である。

この岩体の主要部分を占める睡子丸型の岩体は周辺部で Reverse に中心部に達し部分で

Normal に帯磁している。その前後に貫入した小岩体は Normal に帯磁しており, 睡子丸型は

地球磁場反転時の一時期に生成されたことをはっきり示している。このように Normal →

Reverse → Normal に移る時の地球磁場の動きを多くの測定データから, 連続的ではない

が, 求めたことが出来た。反転時の VGP は, 日本の岩石から求めたそれのように, ヤマ

リ大陸を通過することを認められた。

河野美弘・植田良夫, 本邦産火成岩の K-Ar dating (IV) - 東北日本の花崗岩類 -, 56 巻, 41-55, 1966. (岩鉱)

滝田良基, 丹沢トータル岩複合岩体の岩石記載と岩体形成史, 地質雑, 80 巻, 505-523, 1974.

丹沢団体研究グループ, 丹沢山地のグリーンスタフに関する研究, 地球科学, 29 巻, 130-147, 1975.

丹沢団体研究グループ, 丹沢山地のグリーンスタフに関する研究 (その4), 地質研専報 20 号, 177-191, 1977.

荒上 豊 柳沢正久 小嶋 稔 兼田 一郎 Leg 57 科学者一同
(東京大学 理学部)

DSDP の Leg 57 - Site 439 (日本海溝の 90 km 西) [図 1] における海底下 1098.0 - 1145.5 m (Core 32-2 ~ 37-1) より Dacite の boulder が見つかつた。Geotimes (April 1978) によると、Dacite の下の層は late Cretaceous の Clay stone であり、Dacite との間は不整合をなしている。また上の層は sand stone で、化石より late Oligocene であることが判明している。そして Dacite の angularity や size (最大 60 cm) 及び、本州から約 150 km の地点であることから、次のような説明をしている。



(図 1)

Cretaceous では、この地域は *Oyashio ancient landmass* となっており、徐々に沈降していった。late-oligocene 以前にその landmass で作られた Dacite が、late-oligocene の時、海底にこぼり落ち、堆積した。沈降はその後も続き、現在に到っている。

我々は今回、この Dacite について $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法による年代測定を試みた。3 つの試料について測定した結果、約 2100 ~ 2300 万年の値が得られた。[図 2] がおわかりのように、いずれの試料においても Total Fusion, Plateau, Isochron Age が同じような値を示しているため、得られた年代はかなり信頼できる。特に Core 33 の試料は、それらを Plateau, Isochron をしているため、年代をより確かなものにしている。[図 2]。そして、この年代は、Oligocene (24 ~ 39 $\times 10^6$ 年) よりも僅かに Miocene (5 ~ 24 $\times 10^6$ 年) にはいっている。

この結果を使い、上の仮説を考え直してみると、Dacite が落ちて堆積したのは、仮説より若い、late oligocene ~ early Miocene の一時期であったとされる。

このような地域にこの頃、火山活動があったことは注目される。

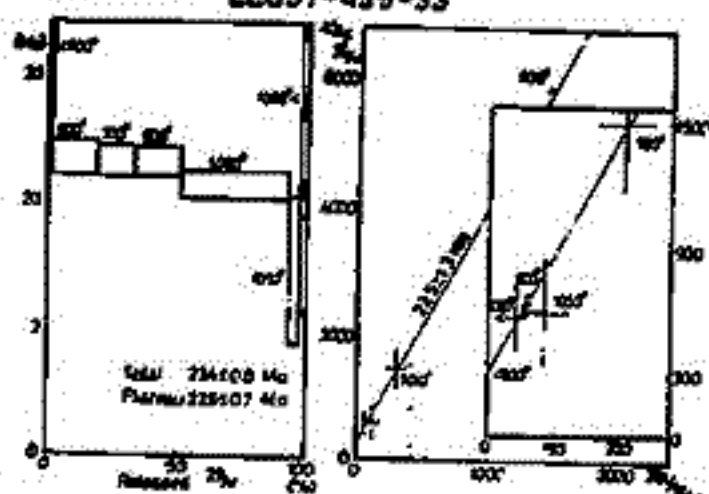
LEG 57 - SITE 439 (Dacite)

Core	Total Fusion Age (Ma)	Plateau Age (Ma)	Isochron Age (Ma)	Intercept	Best Age (Ma)
32	22.8 ± 0.7		21.2 ± 0.7	3035 ± 44	21.2 ± 0.7
33	22.4 ± 0.8	22.5 ± 0.7	22.5 ± 1.2	3110 ± 90	22.5 ± 1.3
36	24.9 ± 1.1	22.5 ± 2.0	22.8 ± 1.5	3095 ± 16.7	22.8 ± 1.5

• Error figures 1σ
• Standard Age: 908 Ma (JPL-Dacite)
• λ = 5.543 × 10⁻¹⁰ yr⁻¹

(表 1)

LEG 57-439-33



(図 2)

DSDP Leg 58 研究者一同 (主任 G. Klein / 小林和男)
発表者 木下 繁 千葉大学・理学部

Glomar Challenger 号による Leg 58 の掘削に関する資料は次の通り。

Site No.	Lat.	Long.	Water Depth	Sub-bottom Depth (Penetration)
442 A	28°59'N	136°04'E	4639 m	314 m
443	29 20	137 27	4372	582
444	28 32	137 41	4543	92
445	25 32	133 13	3377	892
446	24 42	132 47	4952	421
446 A	"	"	"	629

これらの Sites では、上層は固化 (または固結) 堆積物や泥岩より成り、下層には断続的に、チャート、枕状溶岩や噴出岩流が認められた。所謂基盤岩層には到達していない。本研究者一同は、堆積岩層の古地磁気学的結果に有意性を認めため、比喩にその概略を紹介する。

1. フィリピンプレートの北進；速さは 6cm/yr 以上か？

各 Site で得られた 9m 長のコアから、ほぼ 1.5m 毎に $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ の古地磁気用ミニコアを切出し、NRM, 150-Oe-AFD'd RM 及び χ_{bulk} を測定した。Q (Königsberger's) 比が 10 以上、MDF が 150 Oe 以上、 $\angle(\text{NRM}, 150\text{-Oe-AFD'd RM})$ が 10° 未満の条件を満たした NRM を安定と見做し、それらについて統計的処理を行った。全体を地質的時間帯 (epoch) ごとの群に分けた。年代決定は古生物学的手法に依った。Site 445 の予備調査で得られた表層のポストンコアの NRM から割り出された大東海嶺の古地磁気緯度は、Brunhes 紀については現在の緯度と一致する。各地質 epoch の結果を総合すると、大東海嶺とその附近の海底地域は 42 Ma BP 頃には、殆んど磁気赤道上にあり、その後ほぼ等速度で北進したらしい。その速さは最低 6cm/yr と推定される。

2. 地磁場逆転の時定数は 25~30 Ka もあり得る？ 逆 (R) 状態は非安定状態か？

Site 445, 大東海嶺上の窪地に堆積した海底面下約 400m の nannochalk は、掘削によっても大きく破損することなく回収され、D, I 及び J_N の連続測定が可能である。堆積速度は 1Ma と 15m と並である。含有される強磁性鉱物は恐らく火山灰起因のチタン磁鉄鉱で変性は殆んど見られない。24-25 Ma の間に反転期は 2 回ある。一方は見掛け上の N-R-N 方向の変化が 20Ka 程度の迅速なもので、逆転途上の様子は捕え難い。他方は N→R, R→N の転移が両方ともに見掛け上 25-30 Ka に近い。R 期の D 及び I の変動 (永年変化?) は N 期のそれらに比して大きく不安定に見える。この事実は R. L. Wilson et al. (Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 28 (1972) 213) による N/R の統計の結果と照し合わせると、興味深い。他の特性については、今日迄に得られた多くの場合と同一傾向にある。

当倉 利行 河野 長
(東大 理学部)

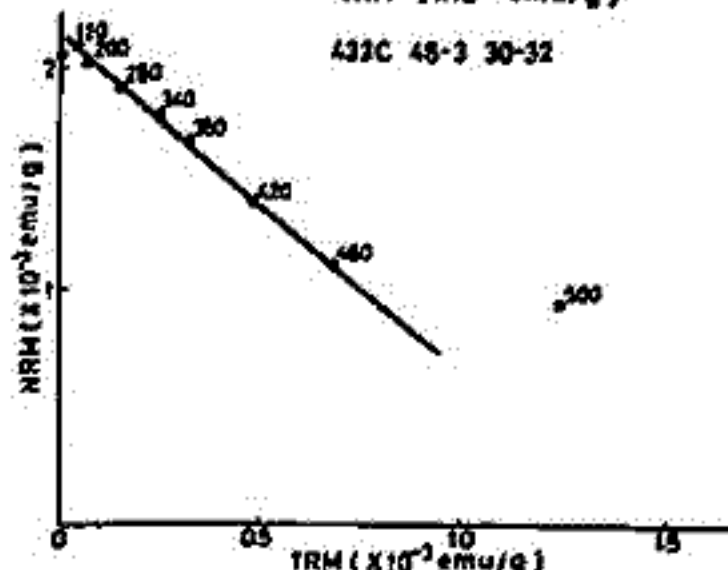
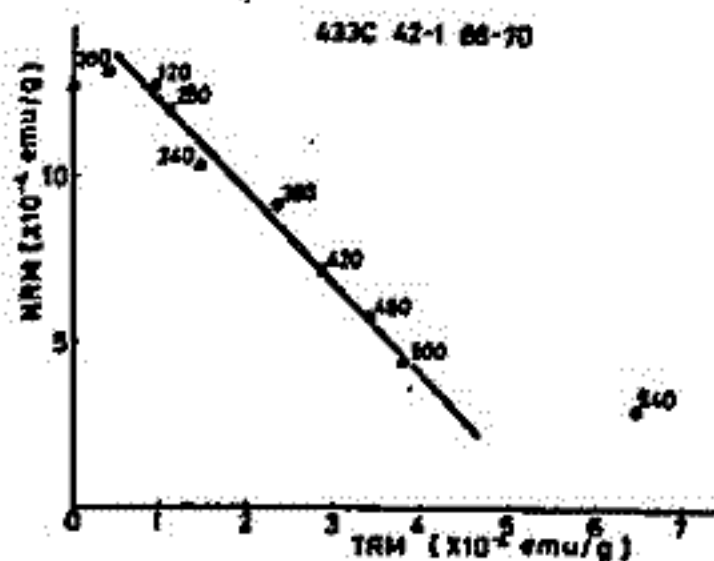
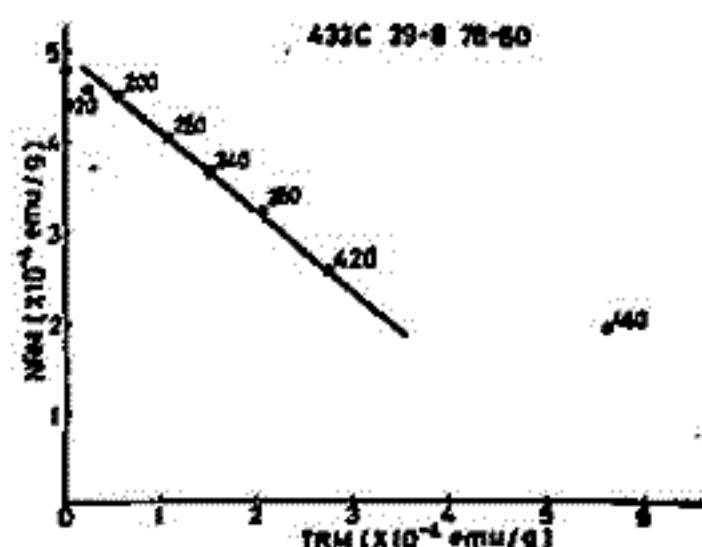
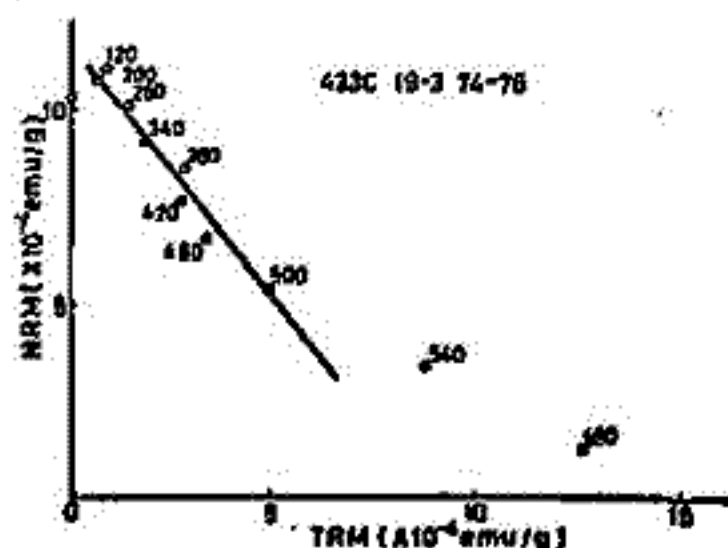
深海掘削計画 (DSDP) 55次航海 (Leg 55) によって得られた Suiko 海山の溶岩からテリ工法によって Paleo intensity を求めた。

Hole number 433C は、65 my. といわれる Suiko 海山の海底下 400 m 近くまで掘削したもので少なくとも 67 の flow unit より成るものである。今回使用した岩石試料は Leg 55 で得られた試料のうち、磁気天秤による J_s -T 曲線を基準として高温酸化しているとおもわれるものを 32 個選出した。

実験は通常の 2 回加熱法を用い、空气中で行なった。 J_N - J_T diagram (Arai diagram) にまとめた結果のうち 4 例を右に示す。各々について Paleo intensity を求めると下のようになる。

433C	19-3	74-76	#15	0.687 ± 0.061 Oe
	39-6	78-80	#48	0.423 ± 0.011 Oe
	42-1	68-70	#52	1.326 ± 0.040 Oe
	48-3	30-32	#64	0.716 ± 0.022 Oe

(#: flow unit number)



18P-II41 Minnesota River Valley Area における
年代決定と古地球磁場強度

細川秀夫・西谷忠師・当舎利行
(東京大学 理学部)

Minnesota River Valley における Granite 及び Gneiss は、Goldich (1970) 5
により、全岩年代： ~ 35 億、鋳物年代： ~ 25 億、Biotite年代： ~ 18 億
(いずれも Rb-Sr 法) が得られている。これらの年代は、25億年前に強い変成
作用があり、鋳物年代が reset され、さらに18億年前に弱い変成によって熱に弱い
とされる Biotite 年代が reset されたことを意味する。

我々は現在、Morton Gneiss 及び Sacred Heart Granite (25億年前の
変成時に大規模に貫入) について Rb-Sr 法により年代決定を進めているが、
18億年前の変成を受けていないとされる Sacred Heart Granite から Biotite 年代：
18.5億を得た。さらにこれらの試料について Shaw's method により古地球磁場
強度を求めた。ARM の重線の傾きからの補正をすると、Morton Gneiss (~ 25 億；
Goldich, 1970) : 0.32 oe , Sacred Heart Granite (18.5億) : 0.51 oe を
得たので、これについても報告する。

小林和男, 中田正夫
東大海洋研究所

四国海盆 26°N 以北の磁気異常を最新のデータにもとづいて詳しく吟味し直した。観測線は50本近く、そのほとんどが海盆をほぼ垂直に横切っていて、観測間隔は10ないし15km以内なので、この海域の局所磁気異常の波長が20~30kmをこえることを考ると、これだけのデータによってかなりの信頼度をもって隣接する観測の山と山、谷と谷を結びつけ、いわゆる磁気縞模様を描くことができる。

この海盆は西に九州パラオ海嶺(実は remnant arc)、東に(伊豆)七島硫黄島海嶺(活動中の島弧に囲まれた縁辺海)であり、磁気縞模様を有する海盆部の地殻は海洋性であるから、中央海嶺から生じた太平洋、大西洋、インド洋などの海底と類似した磁氣的構造をもっていると考えよ。かつて、マウ海盆(トンガ島弧の背面の縁辺海)やマリアナトラフのように小さい、もっと複雑な縁辺海の磁気異常の研究から縁辺海の局所磁気異常は大洋底よりも振幅が小さく、かなり乱れているのが共通の性質だと考えられたこともあったが、少なくとも四国海盆の西側約1/3に限る限り、磁気異常の縞状配列は明瞭で、太平洋や大西洋の同緯度のものと比べて遜色がない。

海盆東側では磁気異常は西側ほどは明瞭ではないけれども、縞状配列は十分認められる。

四国海盆中軸部やや東寄りにはいくつもの海山が生んでいて、そのまわりでは磁気異常もかなり乱れているように見える。この部分では特に詳しく地形、地磁気の観測を行ない、一層詳しい地形図と磁気異常図をつくった。その結果、これらの海山はあたかも縞状磁気異常を押しわけようとする位置にあることがわかった。縞状磁気異常がここで自海底拡大の痕跡だとすると、この配列は海山が海底拡大のくびれのある所にできることを示している。

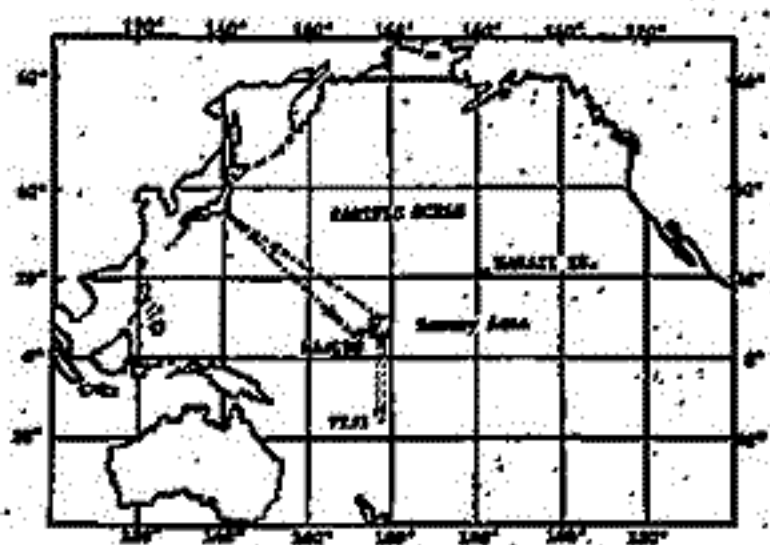
西側の縞状異常の一つは先づきで特番あるものを(磁気異常プロフィールをもつた) Watts & Weissel (1975) は明らかにこれを anomaly 6 (約21 my BP) とみよすと、番号7 (27 my BP) の少し前か少し後(約19 my BP) までの磁気異常が同定できる。海盆東側約1/3の磁気異常が海盆の中軸に好して西側と対称であるが(この場合は東側では七島硫黄島に近いほど海盆の生成年代は古い)、それとも東へ行くほど年代は若くなる(片側拡大)は磁気異常だけでは断定できず、他に決定的な証拠も見付いていないが、両側が対称的であると考える方が、東側の磁気異常のバランや波長の磁場反転のモデルとよく合うようである。両側約1/3づつが拡大したとき(約27~30 my BP から約20 my BP まで)の対称軸は海山列よりかなり西方の海盆中央軸付近にあったと見られる。その後、海盆拡大軸はやや東方にジャンプしたと見られる。20 my BP 以前の拡大軸は transform fault を作る横ずれのほとんどなかったらしいが、以後の拡大軸はかなり破砕され、拡大速度も場所によってかなり異なっていたらしい。拡大終了時期も場所によって少しづつちがっていった。そのための拡大にくびれを生じ、下からの mass 供給が大まかに拡大が少ない点には山ができたのであろう。こうしてできた地形は少し後の溶岩の貫入と冷却に伴う沈降とによってさらに変化し現在みられる形に至ったと考えられる。深海掘削ではこのように off-ridge (post-spreading) volcanism の年代が主として求められたのであろうと見られる。

石原文実・西村清和・上嶋正人
地質調査所

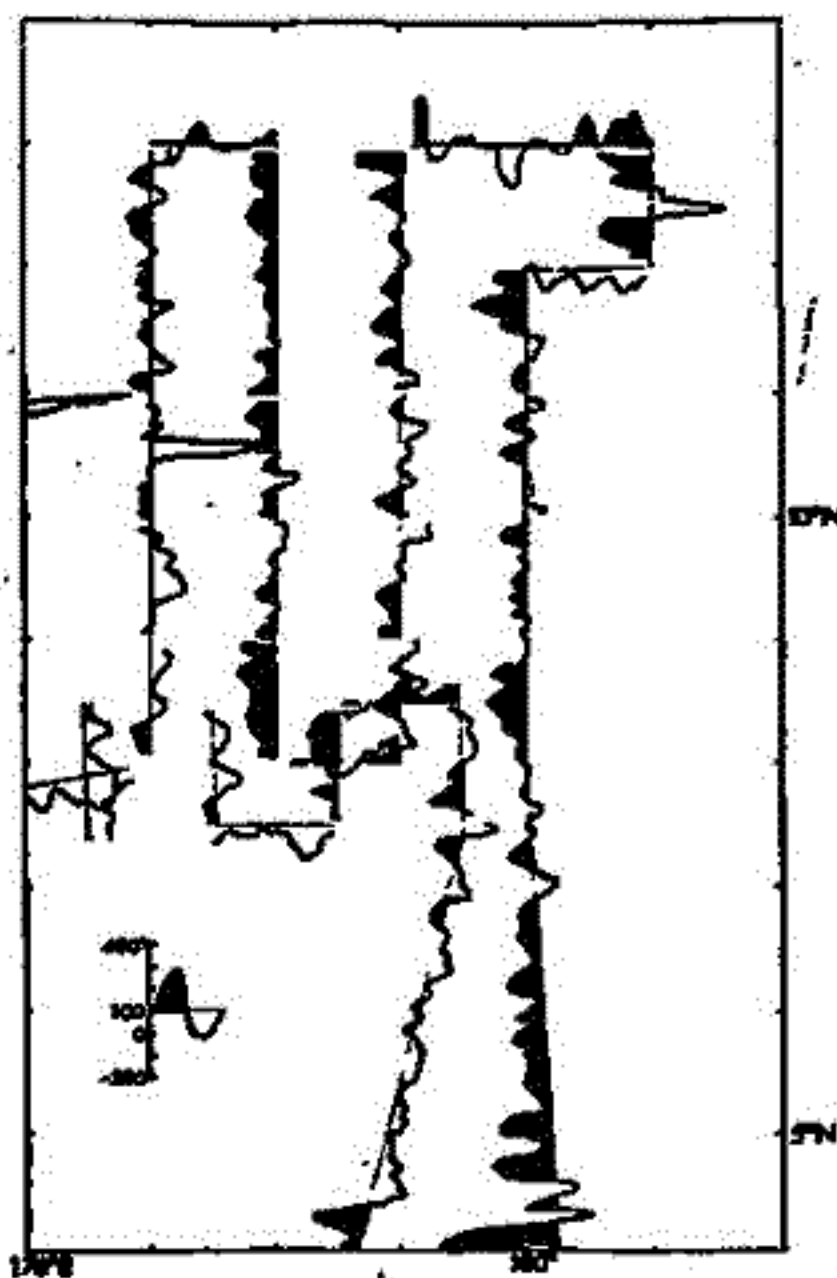
地質調査船「白嶺丸」を用いて実施したGH78-1航海においてプロト・磁カ計による地磁気異常観測も行った。調査海域は第1図に示す様にマーシャル群島の東方の中央太平洋海盆域、 $8^{\circ}N \sim 13^{\circ}N$, $177^{\circ}E \sim 180^{\circ}$ が中心で測線は主として南北方向に 1° 間隔でとっている。

観測値(全磁カ)よりIGRF1975+100 γ を差引いたものを第2図に示した。磁気異常は本海域の南方に見られるPhoenix lineation(図の下端にその北端が見える)と比較すると弱く200 γ 程度の振幅しかないが東西方向に近い地磁気縞模様が見られるようである。

他航海の測定データ等含めて年代等を検討中であり、その検討結果を報告する予定である。



第1図



第2図

河野 長
(東大理)

古地磁気データで傾角のみが知られ、偏角が不明のことかしばしばある。このうち、深海底のピストン・コアなどの場合は、かなり長いコアを連続的に採集することが可能なので、偏角の絶対値はわからないが相対的変化は追跡することが出来る。このような場合には、通常 Fisher (1953) の統計法が適用可能である。しかし、ボリニコアなどの場合は、岩石片がブロウとして回収されるのが普通で、ブロウ同士のつらかり方は一般にはわからない。傾角は正確に測定できるが、偏角は全くわからない。このような場合に得られる残留磁化方向の統計法については、以前 Briden and Ward からの取扱いを探討している (Pure Appl. Geophys., 63, 133-152, 1966)。彼らの用いた手法は、まず Fisher 分布を仮定し、これを D について積分した形を求め、これと実測値から求められる $\sin I$, $\cos I$ の期待値とを比較して、傾角の真の平均値 I_0 , dispersion parameter K を推定するものである。実際にこれらの値を求めるときには、まず実測値から次の値を計算し、

$$\bar{c} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin I_i, \quad \bar{s} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos I_i$$

次に、これらを用いた 2 つの確率変数 Λ, Θ に書きかえる。

$$\Lambda = \frac{1}{1 - \sqrt{\bar{c}^2 + \bar{s}^2}}, \quad \Theta = \arctan\left(\frac{\bar{s}}{\bar{c}}\right)$$

そうすると Λ は K に強く依存し、 Θ は I_0 に強く依存する量なので、数値計算によって理論値 Λ^*, Θ^* が観測値に合うような K, I_0 を求めるわけだが、Briden and Ward は K, I_0 を推定する元の考えが必ずしもあてはまらない。この手法の欠点は、 Λ^*, Θ^* (あるいは理論的 $\sin I, \cos I$ の期待値 s, c) が無限級数の和として与えられるために計算が困難であり、そうかといって Briden & Ward の図の表にたよって I_0, K を求めるのは精度が非常に低い点である。

Briden & Ward は $\sin I, \cos I$ の期待値は初等関数では表わせないといっているが、実際は $\sin I$ については簡単な表現が可能である。実際、 $\sin I$ の moment generating function (MGF) は

$$\begin{aligned} M_{\sin I}(t) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{t \sin I} \cdot \frac{K}{4\pi \sinh K} \cos I dI \int_0^\pi e^{K(\sin I \sin I_0 + \cos I \cos I_0 \cos \phi)} d\phi \\ &= \frac{K}{2 \sinh K} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp(t \sin I + K \sin I \sin I_0) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K \cos I \cos I_0)^{2n}}{2^{2n} (n!)^2} \cos I dI \\ &= \frac{K}{2 \sinh K} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(K \cos I_0)^{2n}}{2^{2n} (n!)^2} \frac{(K \sin I_0 + t)^m}{m!} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\sin I)^m (\cos I)^{2n+1} dI \\ &= \frac{K}{\sinh K} \frac{\sinh[\sqrt{k^2 + 2kt \sin I_0 + t^2}]}{\sqrt{k^2 + 2kt \sin I_0 + t^2}} \end{aligned}$$

であり、これより $\sin I$ の r 次モーメントは

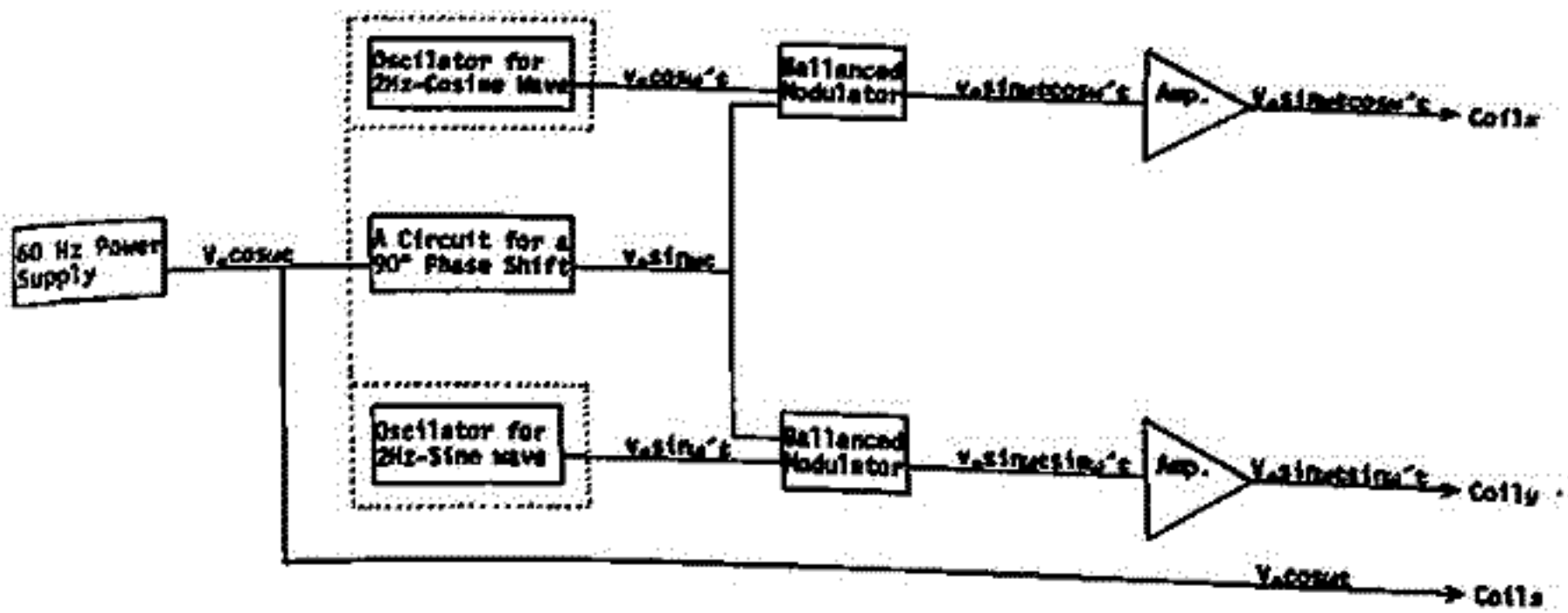
$$\mu_r' = \left[\frac{d^r M_{\sin I}(t)}{dt^r} \right]_{t=0}$$

として求まる。従って実測値から $\sin I, \sin^2 I$ の期待値を求めれば、簡単な計算によって I_0, K を計算することが可能になる。

19A-II45 回転磁場を使った消磁装置

兵頭政幸・松田准一・宮本正道・元木昭寿・井口博夫・安川克己(神戸大・理)

従来の交流消磁では、試料を交流磁場、もしくは一軸回転磁場の中で回転させる方法が広く行なわれている。これらの方法では、試料の回転を伴うため、軟泥堆積物等の軟らかい物質の消磁はできない。今回軟泥物質でも消磁できるように、試料を固定して消磁する装置を作製した。試料を一樣に消磁するためには、試料にあらゆる方向の減衰していく磁場をかけなければならない。その方法として、我々は磁場を回転することにした。以下簡単にその原理を示す。



ω, ω' : angular velocities of 60Hz-wave and 2Hz-wave, respectively.

空間で互いに直交するx, y, zの3軸方向に 2個のソレノイドコイルを一組として、三組設置する。コイルは全部で6個使う。三組のコイルにそれぞれ (1)式で表わされる3種

$$(1) \begin{cases} I_x = I_0 \sin \omega t \cos \omega' t \\ I_y = I_0 \sin \omega t \sin \omega' t \\ I_z = I_0 \cos \omega t \end{cases} \quad (2) \begin{cases} H_x = H_0 \sin \omega t \cos \omega' t \\ H_y = H_0 \sin \omega t \sin \omega' t \\ H_z = H_0 \cos \omega t \end{cases}$$

類の電流を流せば、中心においては、(2)式に示すような磁場が発生する。これを合成すると、中心では、絶対値が H_0 で回転している磁場が得られる。回転のし方は、 ω と ω' によって決まる。我々は60 Hzと2 Hzの波を選んだ。 I_0 は交流電源からそのままコイルに流すことができる。 I_x, I_y は 2 Hzの正弦波と余弦波を発振器で同時に発生させ、60 Hzの正弦波と平衡変調をとることによって得られる。コイル一組の直流抵抗は約10 Ωであるため、これに10 Aの電流を流すためには、約1 kWの大アンプが必要であった。大電流を得るために、共振用のコンデンサーを使用した。 I_x, I_y は各々角周波数が $(\omega + \omega')$ と $(\omega - \omega')$ の2種類の波の合成であると考えられる。そのために共振をとるには、 $(\omega + \omega')$ と $(\omega - \omega')$ が非常に近い値になる必要がある。コイルとコンデンサーの共振をとる場合、高周波においては、コイルでの損失がはなはだ大きいことがわかり、結局60 Hzに対し、2 Hzの交流波の組み合わせを行なった。これにより、 $I_0 \approx 10$ Aに対し、消磁装置の中心で $H_0 \approx 2000$ eの消磁装置が作製された。流す電流に対し生じる磁場が比較的小さいのは、コイルを離しているためである。しかし一様性は良く、中心から3 cm離れた場所でも5%以内の誤差に納まり、1インチ立方の試料では、同時に8個処理することも可能である。

船木 實 永田 武
 国立極地研究所

南極探氷上で採集された隕石のうち、4個の A chondrite の磁気試験を行なった。資料は Yamato-74136, -74450, -74097, -75032 である。

A chondrite の磁気試験された例は少ないので、これら4個の A chondrite の基礎的な磁気特性と磁性粒子の種類を明らかにするため Vibrating Sample Magnetometer で Thermomagnetic Curve と Hysteresis loop を得、それを解析した。また74450 と75032 については NRM を測定し、A-F Demagnetization に対する安定性も調べた。

その結果、A chondrite の I_s と I_R は Ordinary Chondrite の $1/10$ 以下で、そのため強磁界中では Paramagnetic Component の影響が大きい。74097 と74136 は色と構造のよく似た diogenite であり、両者とも同じ Thermomagnetic Curve を示し、N. SUGIURA (1977) によって報告された Yamato 7307 の Thermomagnetic Curve とよく似ている。またこれら3個の A chondrite は比較的狭い範囲から発見されていることから、同一の隕石である可能性が強い。74097 と74136 の Ferromagnetic Component は純粋の金属鉄 (Kamacite) と考えられる。75032 は化学分析の結果 Iron rich diogenite と同定され、Thermomagnetic analysis の結果ほとんどが Paramagnetic Component で、Ferromagnetic Component は非常に少ない。74450 は化学分析の結果 Eucrite と同定され、Thermomagnetic analysis の結果 Ferromagnetic Component は純粋の金属鉄 (Kamacite) と考えられる。74450 と75032 の NRM はそれぞれ 1.11×10^{-6} emu/gm, 4.21×10^{-6} emu/gm と小さく、A-F Demagnetization に対して両者は方向・強さとも安定である。次に室温での磁気特性を Table 1 に記す。

Table 1

Magnetic properties of Yamato-74136, -74450, -75032 and 74097.

	Ym 74136	Ym 74450	Ym 75032	Ym 74097	Unit
I_s	3.8×10^{-2}	5.0×10^{-2}	4.2×10^{-2}	3.2×10^{-1}	emu/gm.
I_R	3.7×10^{-3}	5.0×10^{-4}	6.5×10^{-3}	8.05×10^{-2}	emu/gm.
H_c	56	15	93	13	Oe
H_{20}	320	-	320	210	Oe
K_T	2.47×10^{-5}	7.5×10^{-5}	2.65×10^{-5}	2.4×10^{-5}	emu/gm/Oe

(石質隕石熔融殻の自然残留磁気)

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

Natural remanent magnetization (NRM) of 3 Yamato achondrites and 2 Yamato ordinary chondrites is examined as a function of depth from their surface through the fusion crust into the apparent undisturbed interior.

In 3 achondrites, the dark coloured fusion crust is much more strongly magnetized in comparison with the uniform NRM of the interior. Fig. 1 shows an example of variations in the intensity and direction of residual NRM after scraping off the fusion crust down to d in depth from the surface.

From experimental results of this kind, distributions of the intensity and direction of the fusion crust NRM as well as those of the interior NRM can be estimated. The intensity of fusion crust NRM thus derived generally decreases inward from the surface down to 0.3 ~ 0.8 mm in depth. The interior NRM is, in the contrast, uniform with respect to both intensity and direction. Experimental results show that the direction of NRM in the fusion crust is approximately uniform but it is generally different by angle θ from the direction of uniform interior NRM. In the following table, the surface intensity of fusion crust NRM, the intensity of interior NRM and θ between the two NRM directions are summarized.

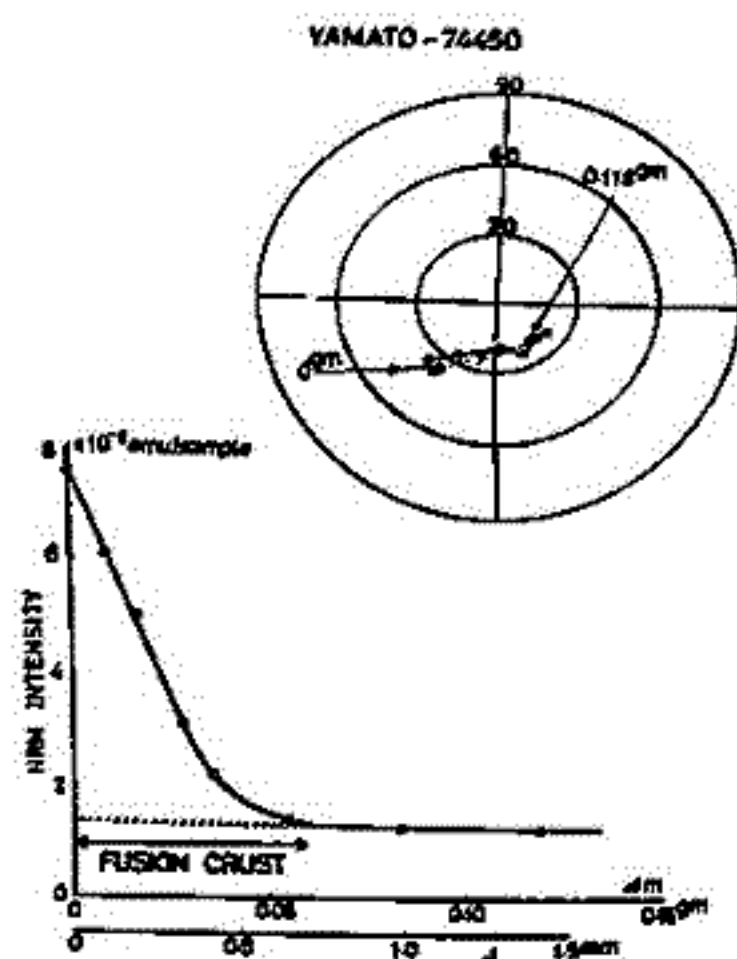


Fig. 1

Sample	Fusion Crust NRM	Interior NRM	θ
Yamato-(1) (Howardite)	1.6×10^{-4} emu/gm	6.1×10^{-6} emu/gm	130°
Yamato-74450 (Eucrite)	1.5×10^{-4} "	1.2×10^{-6} "	45
Yamato-75032 (Diogenite)	4.3×10^{-4} "	4.9×10^{-6} "	~ 0

The intense fusion crust NRM can be interpreted as the thermoremanent magnetization in the geomagnetic field on and after the entry into the earth's atmosphere. Then, approximate uniformity of the fusion crust NRM may suggest that no serious rotation of meteorites took place during their cooling process in the earth's atmosphere.

The fusion crust NRM of two ordinary chondrites can not be clearly distinguished from their interior NRM, probably because the latter is competitively strong as the former.

登内正治, 古田俊夫, 小林和男
東大. 海洋研.

オフィオライトの生成機構と磁性はプレートテクトニクスの問題や海底磁気異常の成因と関連して、地質特に構造地質と岩石学の分野で国際的に重要な研究テーマとなっている。岩石磁気学の分野では、外国で K. Banerjee, Saul. Levi らによって、Macquarie island Troodos massif, Smartville Complex の3つの Ophiolite Complex についての報告はあるが、日本では春の学会で我々が瀬田のオフィオライトについて報告した。

現在の海底はトレンチに沿ってマゼンタの下に沈み込んでしまうことを考えると、これまで知られていない過去の海底は2億年ぐらいであることもうなずけるが、地球上のどこかに、かつての深海地殻が露出していて、岩石学者が深い孔を掘ったり潜水艇に乗らなくても観察ができて、直接手にすることが出来る場所があるのではなうかとの吉とに注目され、ヨーロッパアルプス、地中海地域、北米などにおいてオフィオライトの研究がなされている。オフィオライトは岩石の組合せに与えられた名称である。その内容は、火成岩、変成岩、堆積岩を一纏にしるもので、典型的なオフィオライトの層序としては最上部の1層には、石灰岩、シエール、チマートなどの堆積物を含み、第二層には玄武岩の枕状溶岩、第三層には上部に玄武岩の Dyke、下部ははんれい岩の下にかんらん岩、またはかんらん岩が加水変質してできた蛇紋岩から成るとされている、これは正に深海地殻と同じである。

日本列島では超苦鉄質、苦鉄質深成岩類が広く分布するところとして、北海道神居古栗地方、幌満地方、岩手県早池峰山付近、新潟県六日町、青海付近、千葉県鴨川付近、三浦半島、瀬戸川、近畿地方西加部、中国地方東部、みかさ帯、黒瀬川付近、福岡県篠栗付近などで、このうちいくつかはオフィオライトと呼べる組合せをもっている。日本列島の生成の時代は大きく分けると、古生代末期、中生代、新生代の3つで、北海道のオフィオライトは大部分が中生代に形成されたとみられる。本州、四国では古生代の地角斜堆積物が広く分布しているところにあるオフィオライトが大部分で、新生代のものは、伊豆半島をばらばら、東側(千葉県)、西側(静岡県)に帯状に産する。

我々は日本のオフィオライトの研究の方法として、まず古い時代に生成したものの(古生代末期)と新しい時代のもの(新生代)の磁気的性質をばらまきさせ、これを基準として、今後の調査をするため、いろいろな場所のオフィオライトの研究結果と比較検討して研究をおこなうという意図のもとに、春には新生代の瀬田のオフィオライトについて報告した岩石磁気的性質は

		J_n	T_c	
Basalt	Pillow	$\rightarrow 2 \sim 27 \times 10^{-4}$	$\rightarrow 440 \sim 470^\circ\text{C}$	変質あり (低湿酸化している)
	Dyke	$\rightarrow 4.5 \sim 32 \times 10^{-4}$	$\rightarrow 325 \sim 410^\circ\text{C}$	(")
Ultra-mafic	dunite	$\rightarrow 2.4 \times 10^{-4}$	$\rightarrow 580^\circ\text{C}$	2次晶出のマグネサイト
	Harzburgite	$\rightarrow 2.5 \times 10^{-4}$	\rightarrow	"
Gabbro		$\rightarrow 0.9 \sim 7.1 \times 10^{-4}$	$\rightarrow 580^\circ\text{C}$	"

今回は古い時代の(古生代末期)西南日本内帯に産する従来は夜久野岩類と呼ばれていた、玄武岩、はんれい岩、輝石岩、ダナイト、ハルツバー-ジャイトの5つの岩相組合せからなる舞鶴帯について報告する。

小林和男* 百瀬寛一** 古田俊夫*

*東大・海洋研究所 ** 信州大学理学部

DSDP Leg 58で四国海盆から大東海嶺地域で5点の深海海底掘削が行なわれ、そのうち4地点で玄武岩系の岩石が採集された。四国海盆での掘削はこの地域の marine magnetic anomalyの lineation がよく調べられており、基盤岩との関係を知ることは非常に興味のあることであった。岩石そのもの・絶対年代は現在測定中でその結果は出ていないが、岩石上の堆積物の古生物年代より中期中新世のものであると推定された。又、大東海嶺地域の岩石は同様にして前期始新世であると推定された。これらの岩石に含まれる磁性鉱物を、1. 熱磁気分析、2. 顕微鏡による観察、3. Microprobeによる化学組成の決定等の実験によつてしらべた。

その結果、各地点を共通していふ特徴は、低温酸化をうけていゝものと、うけていゝもの Ti/Fe 比の値はその大部分が60%前後である。各々の地点での Titanomagnetite の特徴をみると、

site 442 では数本の Pillow lava が存在し、これに含まれる Titanomagnetite は可なり低温酸化をうけていゝ。しかし sheet 状の massive な lava では低温酸化をうけていゝ Titanomagnetite とうけていゝものがあり、又 Ilmenite と Titanomagnetite が互いに自形もしくは半自形で共存していゝ岩石もある。さらに高温酸化で除去したと思はれる Ilmenite lamellae をもつ Titanomagnetite を含んでいゝものもある。

site 443 の下部は Pillow lava を4本含む玄武岩から成り、Pillow lava 及び massive lava にも低温酸化をうけていゝものがある。Fe-sulfide はこの site ではかなり普遍的に存在していゝ。

site 444 では採集された基盤岩の可なり massive lava の風化の程度もそれほど著しくない。この site では今のところ低温酸化をうけていゝ Titanomagnetite を含む岩石は見られない。

site 446 は大東海嶺の東側で掘削され、ここでは玄武岩は15本以上の flow unit を含んでいることが多く、各 unit の面には堆積物がはたまりていゝ。Pillow lava は湾曲した一枚板状の Basaltic hornblende を含んでいゝ。Titanomagnetite は各 site と同様に低温酸化をうけていゝものと、うけていゝものとの両者がみられるが、低温酸化をうけていゝ Titanomagnetite の熱磁気分析の曲線はそのほとんどが JH_0/J_0 の値が1に近いのが非常に特徴的である。

これらの Titanomagnetite を化学組成と Curie 温度より $TiO_2-FeO-Fe_2O_3$ 三角図にプロットしてみると、低温酸化をうけていゝものは当然のことながら、酸化度0.2から1まであるものに対して低温酸化をうけていゝものは酸化度0.3以上である。又 Ilmenite と共存していゝ Titanomagnetite の Ti/Fe 比の値も60%前後と他のものとあまり差がないことも注目すべきことがもしれない。

機構について

桂 郁雄, 乙藤洋一郎, 越嶋貞雄

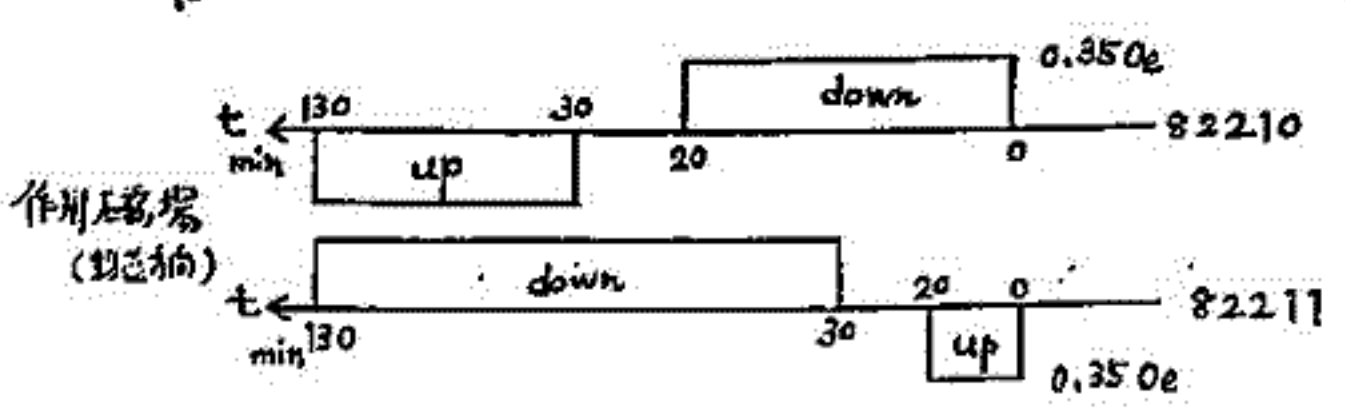
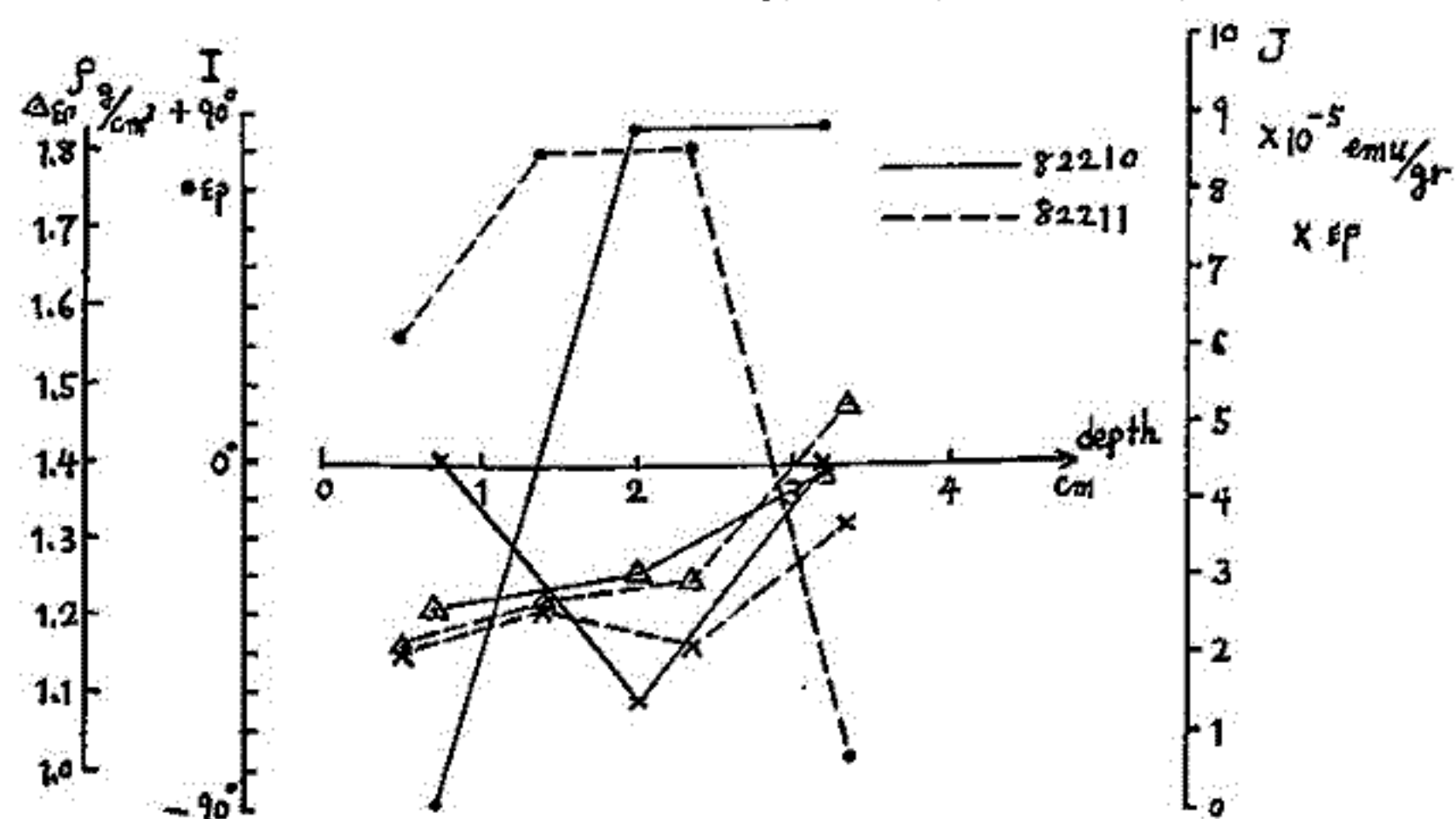
京大. 理

磁場コントロール下での、遠心分離による人工堆積実験により、堆積物コアが、外部磁場変化をかなり忠実に記録していることが確かめられたので、以下に報告する。

我々は、遠心分離機の試料筒の外周にソレノイドコイルを取り付け、ヘルムホルツコイル内に置き、試料への作用磁場コントロールが容易にできるように工夫した。また、試料筒の長さも従来のものより長くしたので、約5cmほどの人工堆積物を得ることができた。試料のうす切りをすれば、かなり細かい変化を追うことができる。なお、遠心分離機であるから、試料筒を長くすることは、試料にかかる遠心力場が、堆積物の底から表面にかけて遠心機の腕の長さに比例的な勾配をもつこと下意味する。この勾配があることは、堆積物の残留磁化を固定するとその物理条件を与える手掛りとなるかもしれない。

作用磁場回転のパターンを、人工堆積物の残留磁化として、どのように記録されているかの、かんたんな例を下に示す。合わせて、出来上がった堆積物の密度を示す。これらの結果によれば、同一パターンで磁場を回転させても、堆積物の圧密の進みが違いコアではく出発物質は同じ)、磁場回転の境界が、より堅いものより上の方に記録されることかわかる。このことは、堆積残留磁化が、ある程度圧密されて始めて固定され、以後の磁場変化には影響されないものらしいことを示唆する。

現時点では、実験装置の完成後まだ日も残っているので、余り多くの結果が出ていないが、この方法により堆積残留磁化(p-DRM)の獲得のための物理条件や、また地球磁場の変化をいかに堆積物は記録するかとらった問題について、新たな知識を得ることが期待できる。



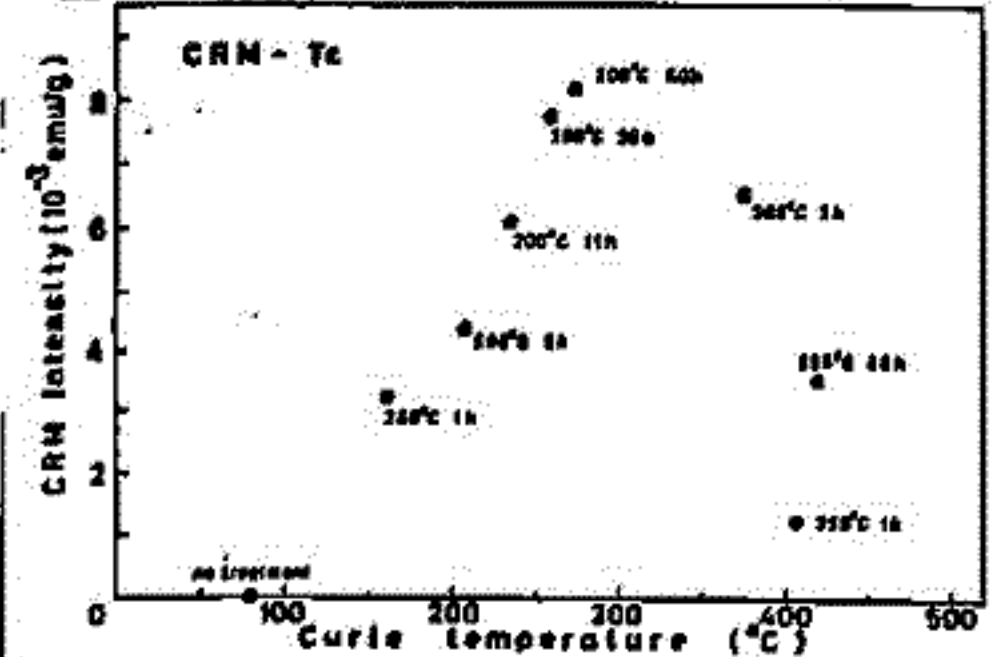
西谷 忠師, 浜野 洋三
(東京大学 理学部)

低温酸化の進行とともに化学残留磁化(CRM)の獲得と安定性がどのように変化する
かを見るため合成試料を作り実験を行なった。

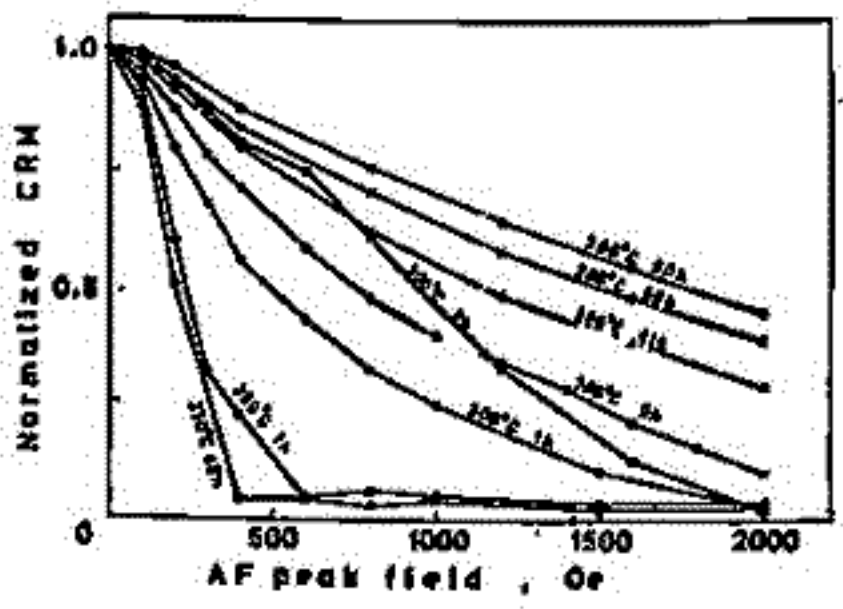
磁性鉱物としては $x = 0.3, 0.5, 0.7$ のチタノマグネタイトでポールミ
ル処理したものをを用いた。このチタノマグネタイト(重量パーセントを1%)をアルミナ
セメント(A-1-ム)と混合し、直径10 mm、高さ15 mm程度の円筒状の形にした。
電気炉内に試料を入れ設定温度に達してから磁場($h = 1.5 \text{ Oe}$)を加え、適当な時間
の後無磁場中で冷却した。

このようにして獲得されたCRMの強度を測定し、交流消磁を行な、CRMの安定
性を調べた。加熱された後の試料の保磁力(H_c)を知る目安としてARMを与えて強度
を調べ交流消磁を行なった。また、最初にTRMを与えておき、これを低温酸化させて
強度、安定性を調べた。磁化温度曲線を書かせてキュリー一点を測定し、酸化程度をモニ
ターした。

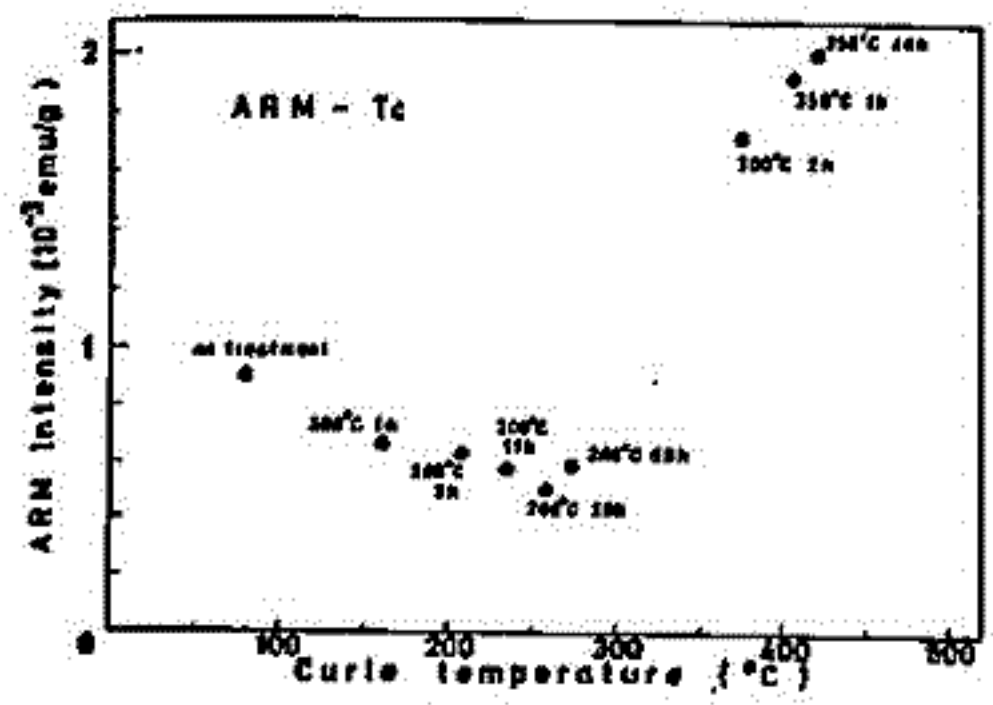
いくつかの実験結果を示す。これらはすべて $x = 0.7$ の場合である。
図1は横軸にキュリー一点、縦軸に獲得されたCRM強度をプロットしたものであり、測定
点の横に示してある数字は加熱温度と時間である。図2は各試料のCRMを交流消磁した
ときの減少の様子を示す。図3は同一試料のARM($H = 2000 \text{ Oe}, h = 3.5 \text{ Oe}$)と
キュリー一点(T_c)の関係で、図4は交流消磁の結果である。これらの図からも明らか
なように低温酸化の進行にともなう、系統的な変化があらわれている。



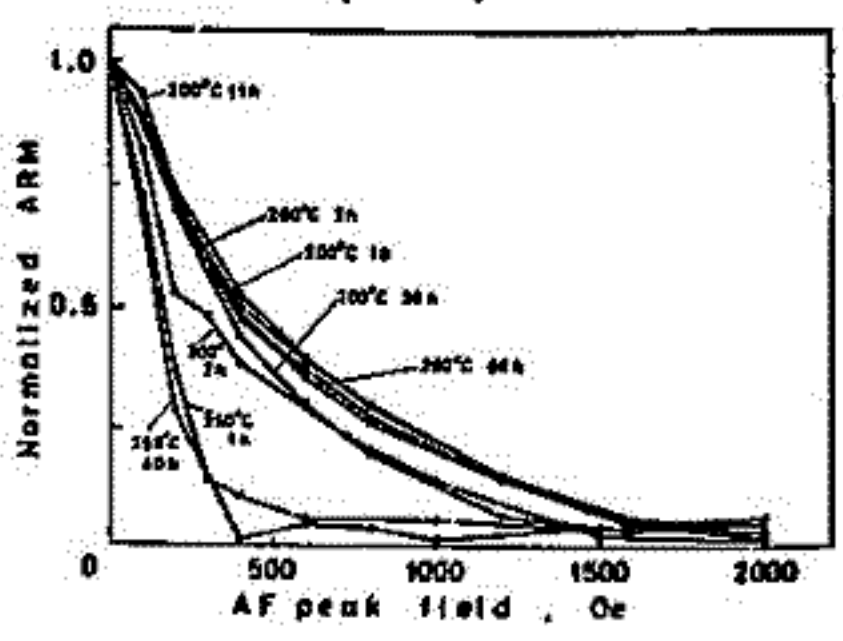
(図1.)



(図2.)



(図3.)



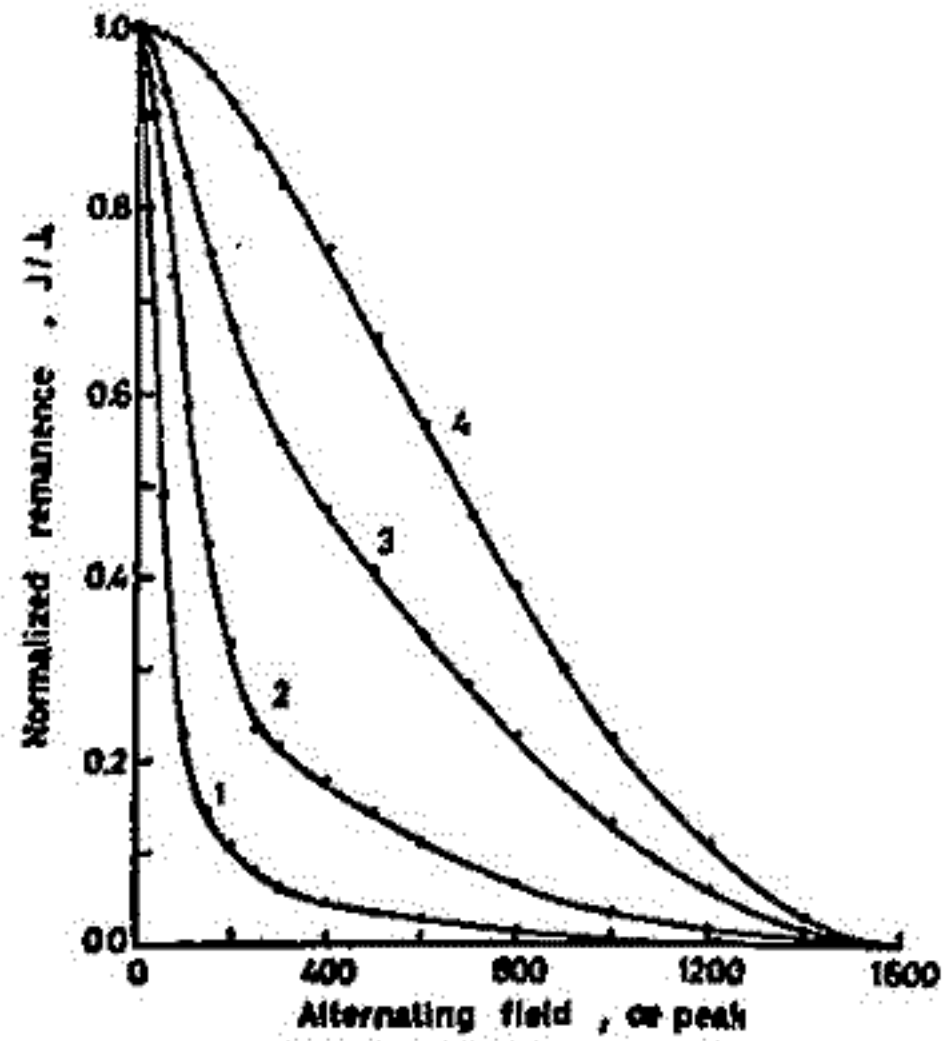
(図4.)

チタノマグネタイト(X=0.5)の磁気的性質

(粒子サイズ効果)

浜野 洋三 · 西谷 忠師
(東大 理)

海底地殻岩石の磁性は主にチタノマグネタイト及びチタノマグヘタイトによって担われている。これらの岩石の持つ自然残留磁化や磁気的性質がどのような要因によって決定されているかを調べることは、海底地磁異常帯の原因を考える上で重要である。要因としては (i) 低温酸化の影響 (ii) 岩石固成時の冷却速度の影響の二つが主なものである。 (i) については枕状溶岩の表面付近についてその影響が従来調べられていたが、前回の報告(1978年春 電磁気学会)では、冷却速度の違いによる磁性粒子の覆層や大きさの変化が枕状溶岩の内帯や厚い塊状溶岩流の内帯でも岩石の磁気的性質に対して大きく影響していることを示した。この結果は主に海底地殻玄武岩の磁気的性質の測定から得られたものであり、測定結果を岩石中のチタノマグネタイトの粒子サイズの分布と直接結びつけることが必要である。しかしチタンを含まないマグネタイト(Fe_3O_4)については今までに数多くの実験によりその磁気的性質が粒子サイズによりどう変化するかを調べられているが、チタノマグネタイトについては定量的な議論をするには十分でない。今回は平衡雰囲気中で合成されたチタノマグネタイト(X=0.5)についてその磁気的性質の粒子サイズによる変化を調べた。この試料はキュリー-点 $T_c = 250^\circ C$, 格子定数 $a = 8.46 \text{ \AA}$, 飽和磁化 $J_s = 32 \text{ emu/g}$ を持つものである。 $1200^\circ C$ で合成後、乱鉄及びボールミルによりすりつぶしフィルターによって4種類の粒子サイズを持つ部分に分けた。各試料の粒子サイズ分布は光学顕微鏡及び電子顕微鏡により求めた。磁気的性質の測定は各試料を約1重量%の割合でアルミナセメントと混ぜ合せ重量で成型(10mmφ x 10mm)したものについて行なった。



(オ1図)

Sample No.	Mean grain size (μm)	J_r/J_s	J_a/J_s	MDF _a (oe)
1	15	0.089	0.817×10^{-3}	50
2	2	0.271	1.139×10^{-3}	130
3	0.5	0.511	0.768×10^{-3}	370
4	0.2	0.584	0.560×10^{-3}	680

(オ1表)

オ1図にはARMの交流消磁曲線を各試料について示し、オ1表には各試料の平均粒子径、飽和残留磁化 J_r と飽和磁化 J_s の比、ARM(直交磁場: 1oe)の相対強度及びMDFをまとめてある。X=0.5のチタノマグネタイトでは今回用いた粒子径の範囲(0.2μm ~ 15μm)で磁気的固さが大きく変化し、単磁区構造から多磁区構造に変化していると考えられる。

オ1図にはARMの交流消磁曲線を各試料について示し、オ1表には各試料の平均粒子径、飽和残留磁化 J_r と飽和磁化 J_s の比、ARM(直交磁場: 1oe)の相対強度及びMDFをまとめてある。X=0.5のチタノマグネタイトでは今回用いた粒子径の範囲(0.2μm ~ 15μm)で磁気的固さが大きく変化し、単磁区構造から多磁区構造に変化していると考えられる。

行武 毅

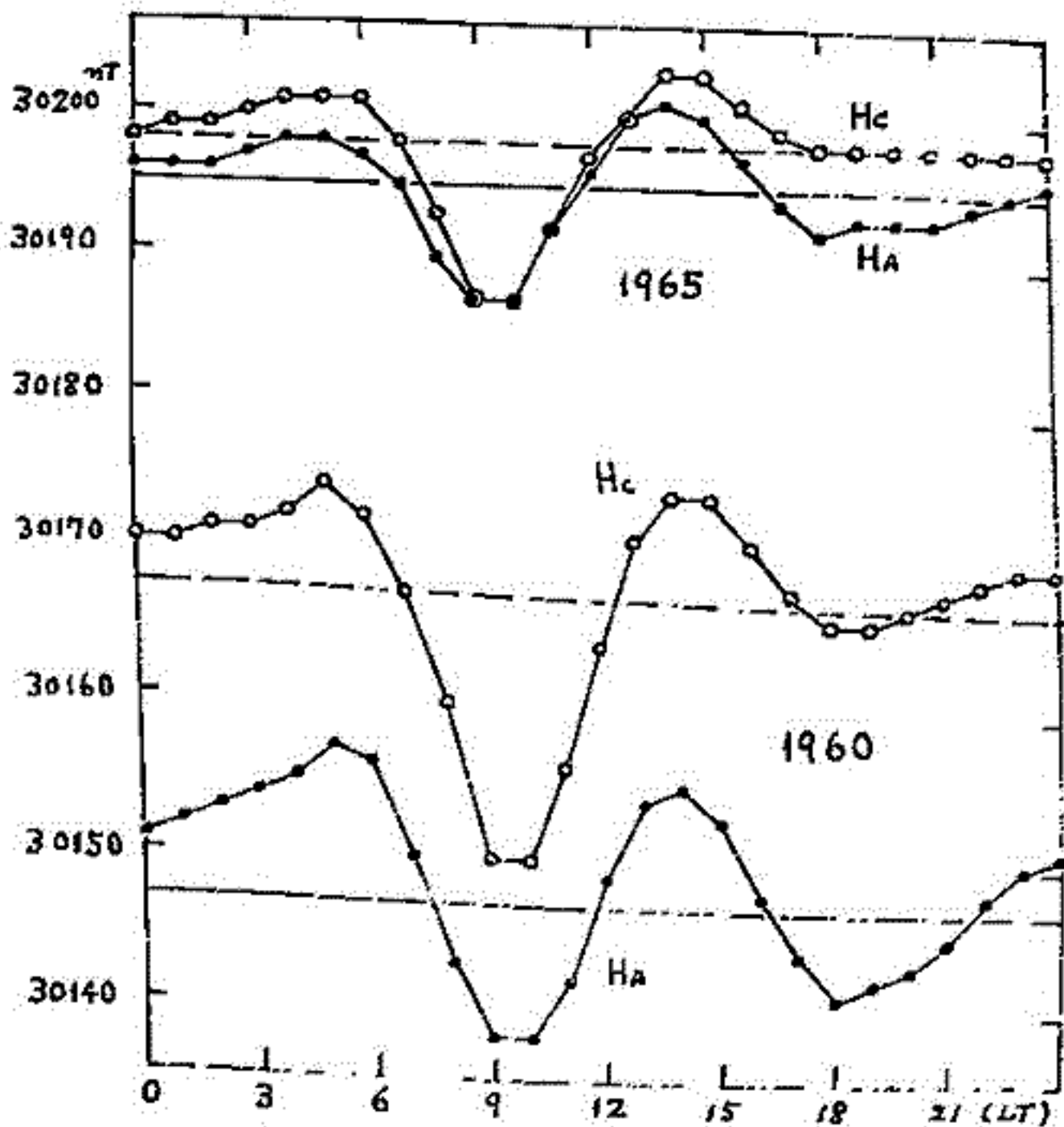
東京大学地震研究所

観測所のデータを用いた地磁気永年変化の研究には all day data をもとにした年平均値が使われることが多い。太陽活動に伴う長周期変化の解析にも、この種の年平均値が用いられている。しかしこのような長周期外部磁場変化は、日変化や磁気嵐変化に比較すると、け、しるべき変化量ではない。日変化振幅の変動や、磁気擾乱日の年平均値に対する影響を知る目的で、稀岡における日変化の様子を調べた。

Malin and Gupta (1977) は日変化電流を求めるときに、日平均値を基準としたのでは夜間に大きな電流が流れることにより不都合であるとして、 S_p の基準として夜間値をとることを提唱している。この主張が正しいと日平均値の変動は日変化振幅の変動に比例すると考えられる。予備調査として、夜間値および日平均値の変化を調べた。1960年と1965年の稀岡における水平成分の日変化を図に示した。各点はそれぞれの日平均値である。1960年は太陽活動の活発な時期にあたり、1965年は極小期である。黒丸 (Hc) は all day data に、白丸 (Hc) は calm day data にともなうものである。それぞれに対する日平均値を実線と破線で示した。これを見ると地方時0時の値と、日平均値との差はたいてい約3mT であることがわかる。少なくとも稀岡に関する限り、日変化振幅の変動の年平均値に対する影響はそれほど大きくないといえる。

次に地磁気静穏日と all day data による日平均値との違いを検討してみた。1960年と1965年とで、水平成分に関する静穏日日平均値は31mT 変動したのに対して、all day data にもとづく日平均値では47mT の変化がみられる。稀岡では両者の違いは無視できない量に達している。

稀岡のデータを見た限り、日変化振幅の変動が年平均値の変動に大きな影響を与えているように思われる。むしろ擾乱日の変化が年平均値の変化に無視できない影響を及ぼしているようにみえる。



稀岡における水平成分の日変化

水沢測地観測所における地磁気全磁力に関する
太陽黒点及び K_p -指数による補正法

田 中 謙

国土地理院

地磁気全磁力データを用いて2点間の地域差を求め、その経年変化から異常を検出し、地磁気知に役立てるため日本各地でプロトン磁力計により観測されてくる。2点間の地域差に関する補正法には、(i) 単純差引法 (ii) weighted difference method, (iii) best fitting method 等がある。

(ii) の weighted difference method のうち、電離層などの外部の影響を除去するもの

(1) Dst correction method

(2) K_p index " "

(11) Sun spot " "

等がある。

今回の報告は、 K_p と Sun spot index を用いてとにかく実験的に、補正公式を導出し、精度がどの程度向上するか試算を試みた。この方法により日変化、日変化、年変化の補正が可能である。また11年周期の影響も60年周期が明らかとなるかは補正できないかである。

日変化の補正については K_p -index の精度により従来の方法と比べて1~2%しかよくならぬが、月平均値、年平均値については、目下計算中であるので、講演日までに発表したいと思ふ。

植田 義夫
海上保安庁 水路部

下里の地磁気短周期変動については、久保木他(1966)の研究がある。それによると下里では、変化ベクトルの東緯面が大きな分散を有していることが報告されている。又、笠井(1969)による周波数解析によると、下里での $\Delta Z/\Delta H$ の異常は海岸線効果によるのではないかと報告されている。今回、筆者は、上記の問題点を調べるため、周波数解析の方法を用い、東緯平面、及び変換関数、 A 、 B 、の周波数依存性について調査を行ったので、この結果について報告する。

解析には、1976年3月18、26日の UT 00^h00^m ~ UT 23^h59^m、4/1 UT 15^h00^m ~ 4/4 UT 14^h59^m の24時間分のデータを用いた。下里では、デジタル記録方式の逐分値出力、柿岡は KASMER の逐分値出力データである。

解析方法 ①の結果について、B.T. 法により自己スペクトル、相互スペクトルを求め、その値から λ カ / 出力系の関連度関数、及び変換関数を求めた。

1. 関連度関数 $C_{\alpha\beta}$ について
 $C_{\alpha\beta}$ の周波数依存性を Fig. 1 に示す。この結果から下里での東緯平面が著しい周波数依存性を示していることがわかる。又、下里の値が柿岡と比べて、かなり小さいことから、紀伊半島南部の地下導電層の構造が関東地方のそれと比べて、不均一性が高いと推測される。

2. 変換関数について、下里での A の周波数変動が著しく、この現象は、柿岡について若干現われている。この結果は、 S_y の位相差異常(カ武他 1956) とつながっていると思われる。(Fig. 2, Fig. 3)

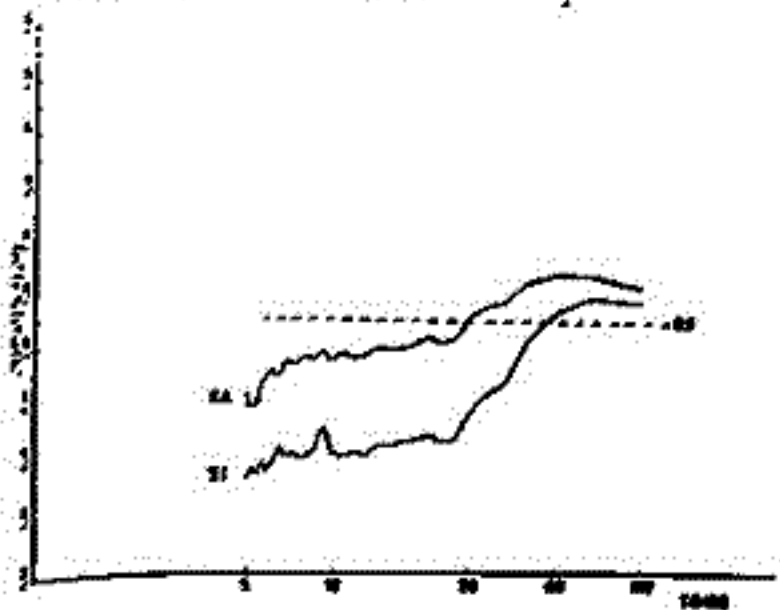


Fig. 1 $C_{\alpha\beta}$ vs T (min) at SHIMORI

Period T (min)	Transfer Function				Parkinson Vector		
	A_x (min)	A_y (min)	B_x (min)	B_y (min)	θ	ϕ	θ/ϕ
5	0.02 ± 0.03	-0.03 ± 0.05	-0.25 ± 0.10	0.04 ± 0.05	48°	51°E	0.88
10	0.02 ± 0.07	-0.03 ± 0.03	-0.25 ± 0.05	0.01 ± 0.01	48°	51°E	0.72
30	1.01 ± 0.07	-0.09 ± 0.05	-0.40 ± 0.03	0.11 ± 0.00	48°	51°E	0.75
60	1.01 ± 0.04	-0.20 ± 0.06	-0.30 ± 0.05	0.16 ± 0.04	47°	51°E	0.74
120	0.00 ± 0.06	-0.46 ± 0.05	-0.18 ± 0.05	0.18 ± 0.05	40°	51°E	0.65

Table 1, The values of the transfer function and Parkinson vector at SHIMORI

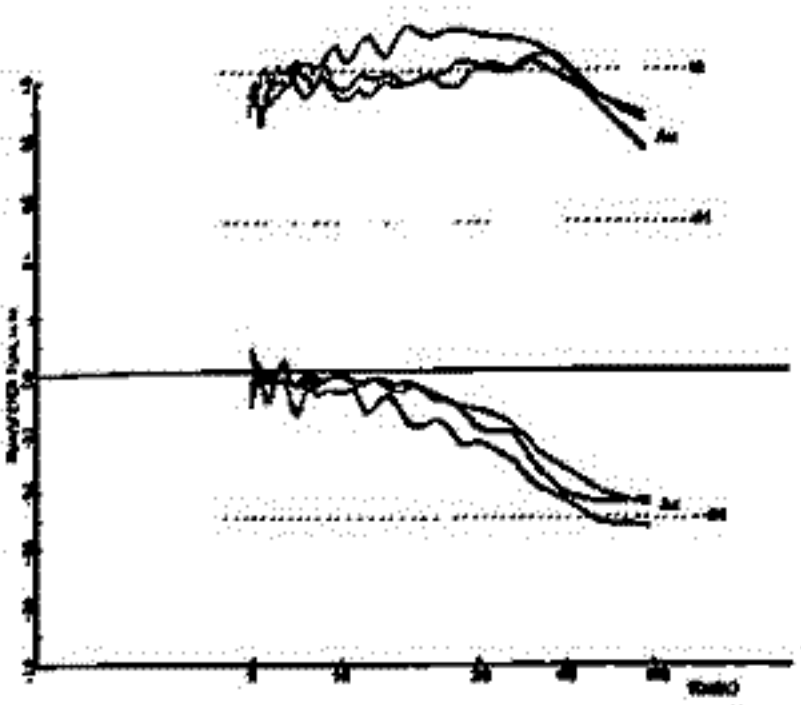


Fig. 2 A vs T (min) at SHIMORI

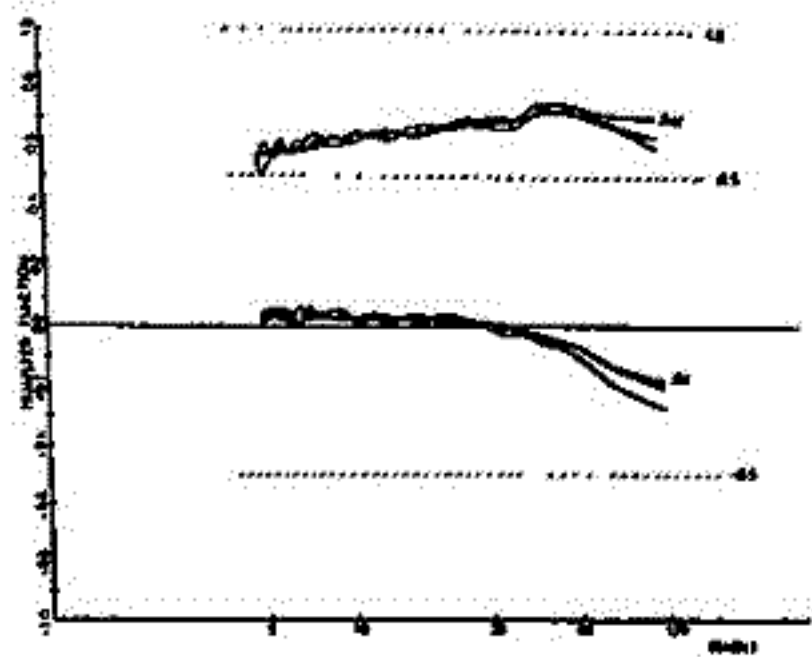


Fig. 3 B vs T (min) at SHIMORI

歌代慎吉

海上保安大学校

日本近海に於ける地磁気積年変化の様子が1973年頃より急激に変わってきた。即ち水平分力及び減少が增加に、全磁力及び減少が減少に、垂直磁力も減少が增加に転じて来た。従つて積年変化図のパターンも数値も著しく変化して来た。この様子を日本周辺の16の地磁気観測所の観測値をもとに、用いた地磁気観測所はセクーツク、マガダン、イルクーツク、サハリンスク、ウラジオストク、女羅別、栲園、鹿野山、下里、辰屋、ルンピン、モンテシルバ、グアム、アピア、ポートモレスビー、ハワイである。地磁気成分(D, H, I, X, Y, Z)について1970, 1971, 1972, 1973, 1974, 1975の各年の積年変化図を求め、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北に上つて来た様に思はれる。一方米国のDefense Mapping AgencyのHydrographic Centerが出版している1975.0年の世界地磁気図とWMSの1965.0年の世界地磁気図及び日本周辺の1975.0年の積年変化曲線図と比較研究した結果特に日本周辺の積年変化の様子が著しく変わったことが解った。

1964~6年にアジアに生じたXの分布の
変動の origin について

水野浩雄

(国土地理院)

先に、1964~6年と境に、日本、中国、インドを含む広域において、水平合力の年変化量が急速に負に転じたことに注目し、この現象が zonal ではそのこと等から、内部に起因してのものであることと論じた。しかし、はたして内部原因であるのかどうかについては、更に充分な論証を求められようとした。すなわちポテンシャルによる内外各部への分離として、注目した現象がたしかに内部原因であることと示さねばならぬ。

そこで、入手し得た観測所の年平均値により、1956年から72年に至る間、一年おきにその年変化量分布図を作成し、之れから格子点で読み取った値を入力して、ポテンシャルの内外部の決定を試みた。格子点は経度方向に10°毎、緯度方向に赤道上下の10°毎の間隔に近く取らるようになされた。合計100点におけるX, Y, Zの読み取り値を入力してその各々の *harmonic coefficients* と決定した。

すなわち内部起源として決定した係数 (*J* 係数) はそのその時期の IGRF など、すでに公表されているモデルにそれぞれ対応しており、解析の妥当性はそのことよりとらえらる。

内部起源の係数については次のように注意される。

- 1) $J_2(2,0)$ が 1964年以降急激に減少した。これは、今着目して、1964~6年にアジアに生じたXの分布の変化によく照応するものである。
- 2) $J_2(1,0)$, すなわち *dipole moment* の減少速度はこの間次第に大きくなり、 $J_2(1,0)$ の減少が顕著である。
- 3) $J_2(1,1)$ にも有意な変化がある。そのことである。
- 4) その他の係数については、系統的な経年変化は指摘し難いと思われ。
- 5) その結果、全体として、内部起源によるXの分布は、1964~6年と境にして、すでに論じた特徴と再現するものである。

外部起源の係数については

- 1) $J_2(1,0)$ が太陽活動の変化とどのように対応するかが問題である。太陽黒点数の年変化量と比べてみると(極めて良いとはいえないが)一定の対応関係は認められる。解析例が、また少数ではあるが、両者の関係は $J_2(1,0) = 1.0 \text{ mT/y}$ である。
- 2) $J_2(1,1)$, $J_2(2,1)$ は大きな値が2つあり、これは大西洋に中心を持つての大きな *oval* の *internal part* を表現し、また残りの部分と残し、その *external part* と生じたものであると思われ。
- 3) $J_2(2,0)$, $J_2(4,0)$ といふ偶数次の *zonal part* の大きい。太陽活動と相関した系統的な経年変化は難い。これを解釈の材料とする。しかし、今回の解析結果における難点の中心で(認め)る。
- 4) その他の *external part* は非常に小さい。

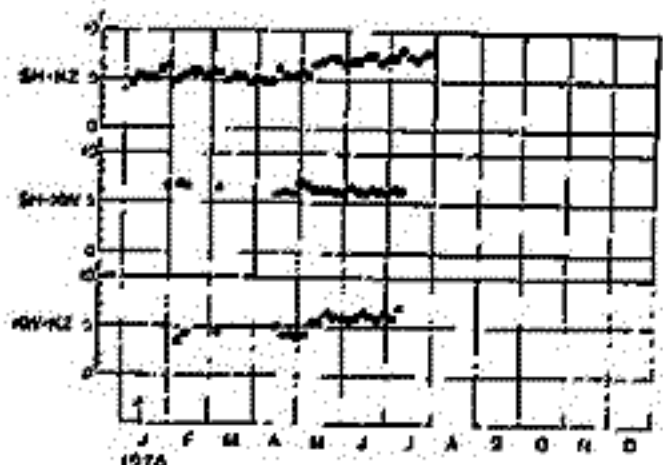
以上の結果から、いくつかの *external part* の係数の出方がよくみられる問題も残っており、解析の精度の更なる向上の吟味が必要とすべし。これは、1964~6年と境に生じたアジアに生じたXの分布の変動が *harmonic coefficients* のもとでは $J_2(2,1)$ の変動としてあらわされたこととは、これは、たしかに内部起源であることよりより強く示唆されるものである。

笹中洋一・石川良直
 東京大学 地震研究所

78年1月の伊豆大島近海地震前後の全磁力変化については、春の学会で報告した。78年1月末から河津町上佐ヶ野において、全磁力連続観測を開始した。この観測点は箱取岬から西北西にのびる余震分布の線上にある。才1図に78年1月から最近までの、菅引、河津、鹿野山相互の全磁力単純差5日平均を示す。河津の器械が不調で欠測が多いが、地震後4月までは顕著な余効変動は無かったようである。ところが5月に入って、菅引と河津で同時に約2%の増加が見られ、8月現在もこの状態が続いている。

この異常変化の地域的拡がりを見るために、7月に東部地域の全磁力測量を行なった。才2図には、参考までに、77年10月と78年1~2月にかけての全磁力変化を、才3図に本年1~2月と7月の間の変化を示した。東部測量域の中央附近の二重丸が菅引観測点、南部のそれが河津観測点、西部の白丸は東工大(田中・他1978)による観測点である。才2図では、南東部の地震断層近傍の全磁力減少と、天城山をおおう地域の正異常が顕著である。前者はStaceyモデルを用いた地震地磁気効果によって量的にも説明できる(笹中・石川1978)が、後者は全く正交射の変化である。これは77年10月と78年1月の間に生じた先行的变化が、地震後もそのまま残ったものと考えられる。このような推測を示唆するのは、地磁気観測所による松崎の観測結果である。即ち、松崎においては77年11月に約5%に及ぶ全磁力の急増が認められ、伊豆大島近海地震の後にも、この増加状態が続いている(河村・他1978)。この種の異常変化は、地震に先行した変化として興味深い。この変化を生じた機構は不明で、今後の説明が望まれる。

本年5月に菅引と河津で大体同時に全磁力増加が起ったことから、東部地域一帯で全磁力が増加しているのではないかと予想していた。ところが才3図によれば、この予想は外れて、両観測点の中間、天城山一帯に負異常が見られる。連続観測点の近傍は大体同程度の増加を示し、この間の全磁力変動と調和的である。才2図と才3図では、天城山以南の地域で変化の様相が交錯している。しかし北東部の丹那断層附近から東海岸寄りでは、昨年10月以来の増加がその後にも続いているのが注目される。現在、我々の観測データと松崎との比較が試みられているが、松崎においては、4月以降若干の減少が見られる(白木正規・私信)。今回の変動は、77年前半に見られたような、伊豆半島全域で一斉に全磁力増加のように広域的でなく、空間的にも複雑なパターンを示すようである。最近の水準、光波測量では、本年一月以降顕著な地殻変動は起っていないようであるし、微小地震活動も比較的静穏である。



才1図 菅引(SH)、河津(KW)、鹿野山(KS)相互の全磁力単純差5日平均



才2図
 1977年10月~
 78年1~2月の全
 磁力変化(菅
 引・河津・鹿野山
 基準)
 才3図 →
 78年1~2月-
 7月の全磁力
 変化(菅引・河
 津・鹿野山基
 準)



大気球による宮城県沖地震の余震域上の 地磁気観測の解析結果

加藤安雄 瀬戸正弘, 早坂 孝
(東海大工) (東北工大)

現在まで我々は三陸沖約250kmより内陸にかけて、大気球による地磁気観測を行ない、地下の磁気的状態について考えようとした。これに更に日本海にまで延長するため、1977年5月20日、三陸大気球観測所より放球された大気球(BS-79)にファロトン磁カ計及びフラックスゲート磁カ計を搭載し地磁気観測を実施した。その軌跡は予想していたものと大抵に異なり図のような軌跡となった。フライトレベルは約28kmである。そのためフラックスゲート磁カ計はダイナミックレンジ外となり、垂直成分の観測は仙台平野北部でしかできなかつたが、偶然にも、その約1年後に発生した宮城県沖地震の余震域上を通る結果となり、ファロトン磁カ計により得られた全磁カ及び高度450mで得られた地磁気調査所誌巻の航空磁気測量図を用い、余震域を中心に地下の磁気的状態に関する考察を行なった。



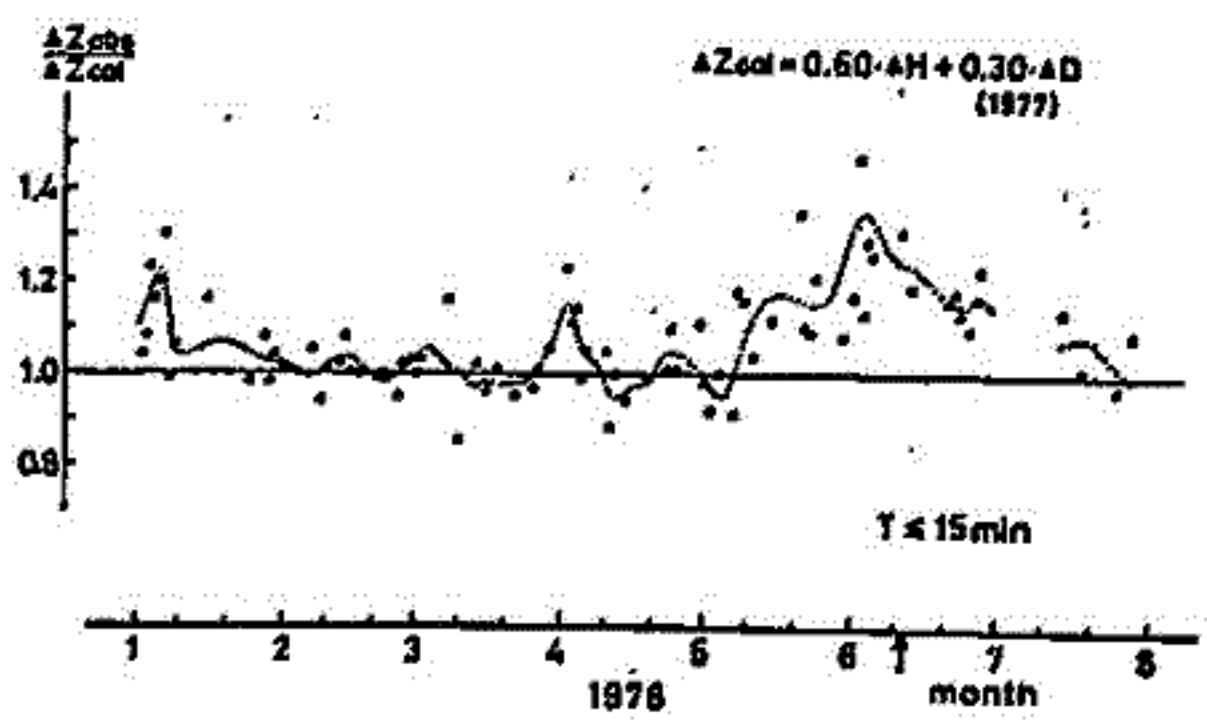
宮城県沖地震に伴うCAの時間変化

加藤友雄 (東海大工) 森 洋介 (宮城教育大) 瀬戸正弘, 早坂 秀 (東北工大)

1978年6月12日, 宮城県沖を震源とする地震が発生した。地震に伴って地磁気短周期変化にその影響が現れるという研究は柳原元生を始めとして精力的に行われてきた。...

筆者の一人(森洋介)は東北大学で地磁気観測所に依頼し, 1976年9月よりGIT型直視磁針計と同観測所に設置して得た地磁気変化記録を得た。...

ここからは位相の右に限られた短周期変化についての解析。これから, 変換関数を用いてより詳細な解析を行おうべく準備している。



中伊豆におけるCA変換関数の
時間変化について

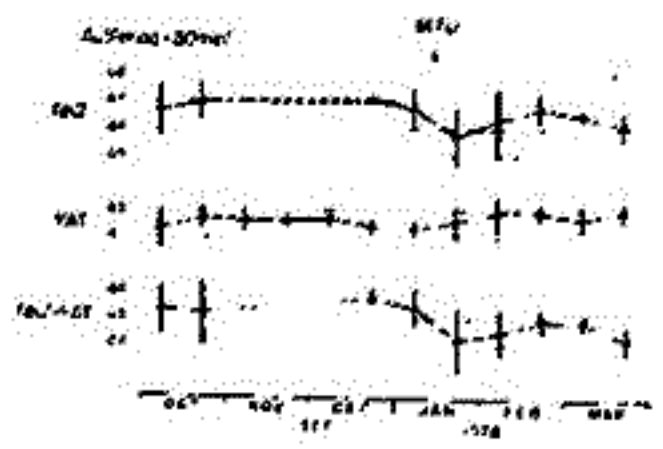
東京大学地震研究所
本蔵義典

地震に伴う地殻抵抗変化をCA的手法を用いて検出する試みとして、中伊豆において地磁気短周期変化の観測も行っている。ログ記録方式であるため、解析方法としては個々の変化の振幅を読み取るという単純な手法に依存してきた。前回の学会でも報告したように、伊豆大島近海地震(M7.0)の前に、H成分が成分の振幅に異常と思われる現象がみられた。この地震の前後6ヶ月間の記録のうち、解析に適した所を読み取り、変換関数を求めたので、その結果を報告する。

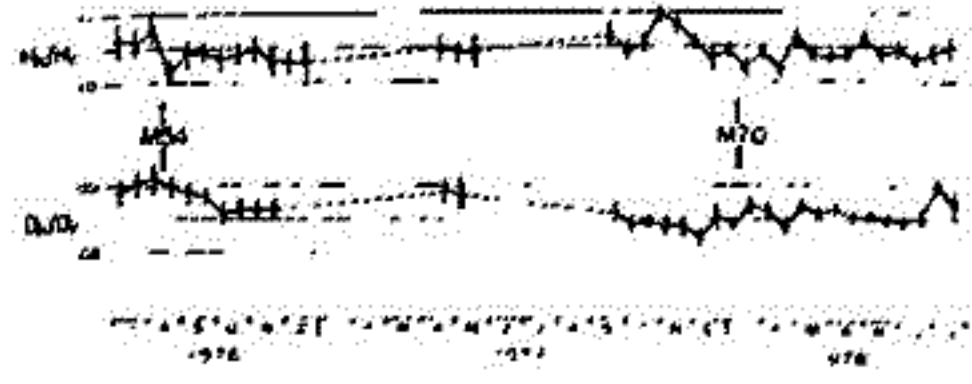
中伊豆では電化線の影響によるノイズが大きく、昼間のデータはほとんど使えない。しかし、23^h30^m~5^h30^mの間は比較的良好的記録が得られる。そこでこの6時間分の記録を用いることにした。時間帯が限られるため解析に適した記録が少なく、1区間(年月)に4~6個しか選べない。また外部磁場の影響を補うために、117矢観測所の同時記録を用いて変換関数を求め、両観測点での変換関数を比較した。

第1図は中伊豆におけるH、D成分の振幅比を示したものである。伊豆大島近海地震の2ヶ月後からは比較的变化が小さいが、7月には、2つの振幅比急上昇した。これは地震に関連する異常であったか否かは現時点では不明であるが、注目する必要がある。

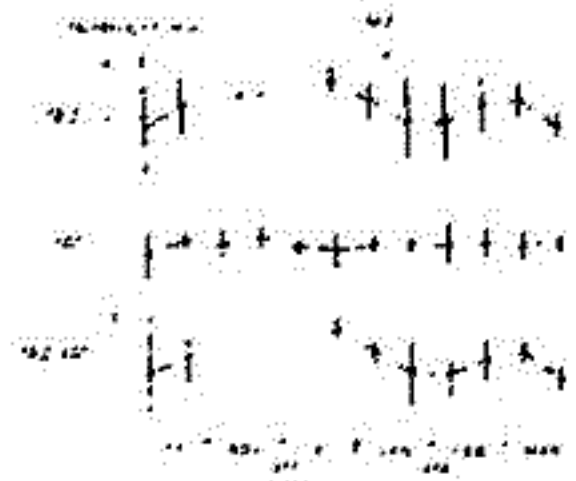
第2図はAu(A in-phase part)の変化を示したものである。中伊豆では地震の前にAuの値が少し大きかったように見える。この変化は外部磁場の影響による見かけ上の変化であることは、117矢のAuと比較すればわかる。Buについても結果は第3図に示した。Auと同様、Buも地震前に大きく値が大きくなったように見える。これにより、水平成分だけでなく、垂直成分にも伊豆大島近海地震に関連する変化がみられたかと思われる。



第2図



第1図



第3図

柳川と八ヶ岳のよけさのA変換関数について

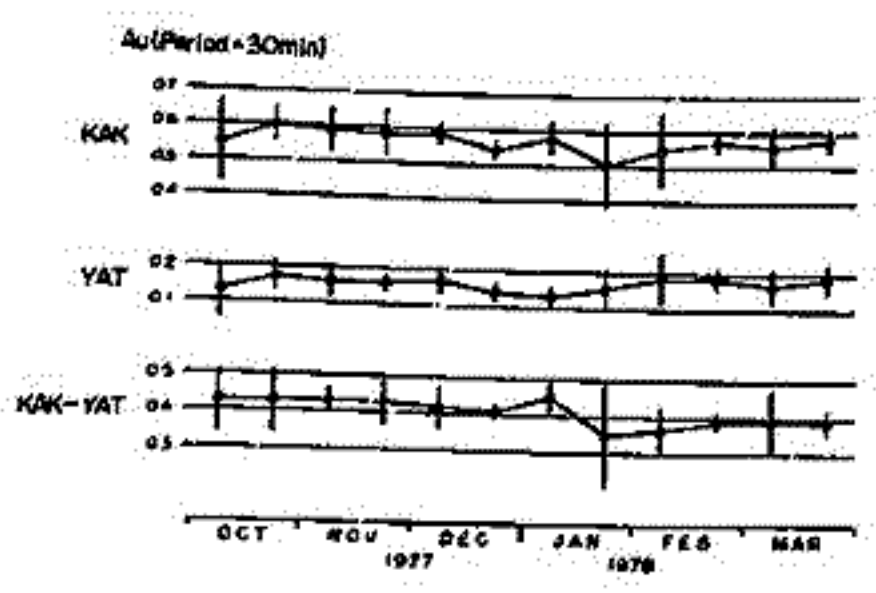
東大地震研究所
柳川地磁気観測所

本蔵義典
日本正理

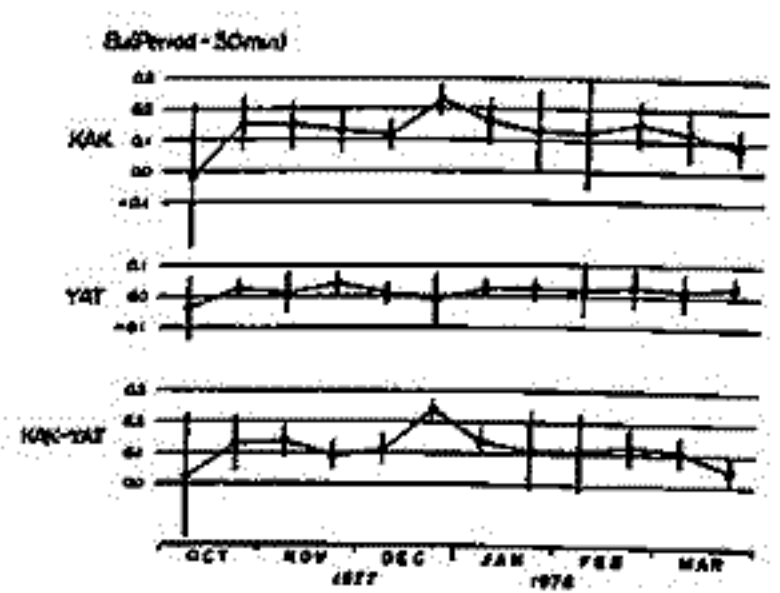
地震に関連してA変換関数の変化が認められるという議論が、既に我が国にも
と活発になつてきている。しかし、問題点の一つとして常にあげられることは、変換関数
は地震以外の要因でも変化するのである。このことである。そのよき原因の
一つとして、外部磁場変動の球面の変化が考えられる。

たとえば、高緯度地方では外部磁場変動の振幅は大きく変化し、特に external
成分の大きな変化のため、変換関数は個々の磁場変化によつて大きく異なることが
ある。このよき影響は日本付近では小さいとされているが、そのよき影響は
けつては無い。この external 成分の変動が変換関数のばらばらさの原因の一つであること
は、三宅島の観測結果から推定された。つまり、比較的近い観測点間では外部磁場の
変動は同一と推定されるため、その影響は両観測点での変換関数の差をとりとるこ
とによつて示される。このことは高緯度地方(カナダ東部)でも試され、その有効性が確
認されている。

そこで、柳川と八ヶ岳で得られた同時記録を用いて、それぞれの変換関数を求め
た。夜間の6時間分の記録を半月に5~6個選び、6ヶ月間をわたつて調べた。第1回
は、第2回とは異なる結果を示した。個々のばらばらさに関しては、予想に反し、
差をとることはよくできるとは思はれない。このよき原因は
external 成分ではないと推定される。つまり、6時間という短い記録のばらばらさ
はノイズやドリフト、クロスオーバーなどの不安定性のためであると思われる。こ
し、平均値の時間変化に関しては変動が小さく、互に傾向があり、この点からは差をとるこ
との有効性が示唆される。



第1図



第2図

水沢における CA 観測

田中 穰 水野 浩 雄

国土地理院

地磁気短周期変化の3成分 ΔH , ΔD , ΔZ から求めらるる変化ベクトルの拘束面とパーキニンベクトルの各係数は、水沢測地観測所において1970年1月~5月までは

$$A = 0.11, B = -0.28, \alpha = S 68.4^\circ E, \theta = 17.0', \rho = 0.29$$

であった。

今回8年ぶりに CA の経年変化を求めたため、1977年11月のデータを用いて上記と同様の手法で各係数を求めたところ

$$A = 0.03, B = -0.28, \alpha = S 83.9^\circ E, \theta = 15.7', \rho = 0.27$$

であった。Aが若干変化してゐることがかかまる。

他方、電子計算機により、1978年2月14日 21^h46^m UT頃始まった磁気嵐の24時間分データ他3例を用いて解析を実施したが、上記の係数に比べ若干変化してゐるが、これは、解析手法の違いによる差のようである。目下、数例の結果からの、誤差がどの程度か解析を怠らぬところである。とりうのは、水沢では、地磁気—地電流の異方向性が強く、 $\Delta Z \sim 0$ で位相差のずれも大きいのがデータの扱いに於いて若干問題があるようである。

水沢周辺を横断する CA から求めた東北地方の電氣的地下構造は、いろいろモデルが発表されてゐるが、上記頃の期間の地磁気・地電流の変化 (10^2 秒~ 10^3 秒) から見かけの比磁率 $f_c(\text{Gm}) = 0.2 T (E/H)^2$ を求めたところ傾向は拮抗と同一パターンを示すらしいというところかわかった。

以上のことについて報告する。

歌田久司, 竹武毅
東大地震研究所

最近、活断層の破砕帯の規模を、電気探査の手法によって解明しようという試みがなされている。このような測定の結果の解釈を行うには、充ち行なわれているような、水平の構造を仮定したモデルを用いるのは不適当である。ここでは、破砕帯の中、深さ、および基盤との比抵抗コントラストをおおむねに適用しうるモデルを考えてみた。

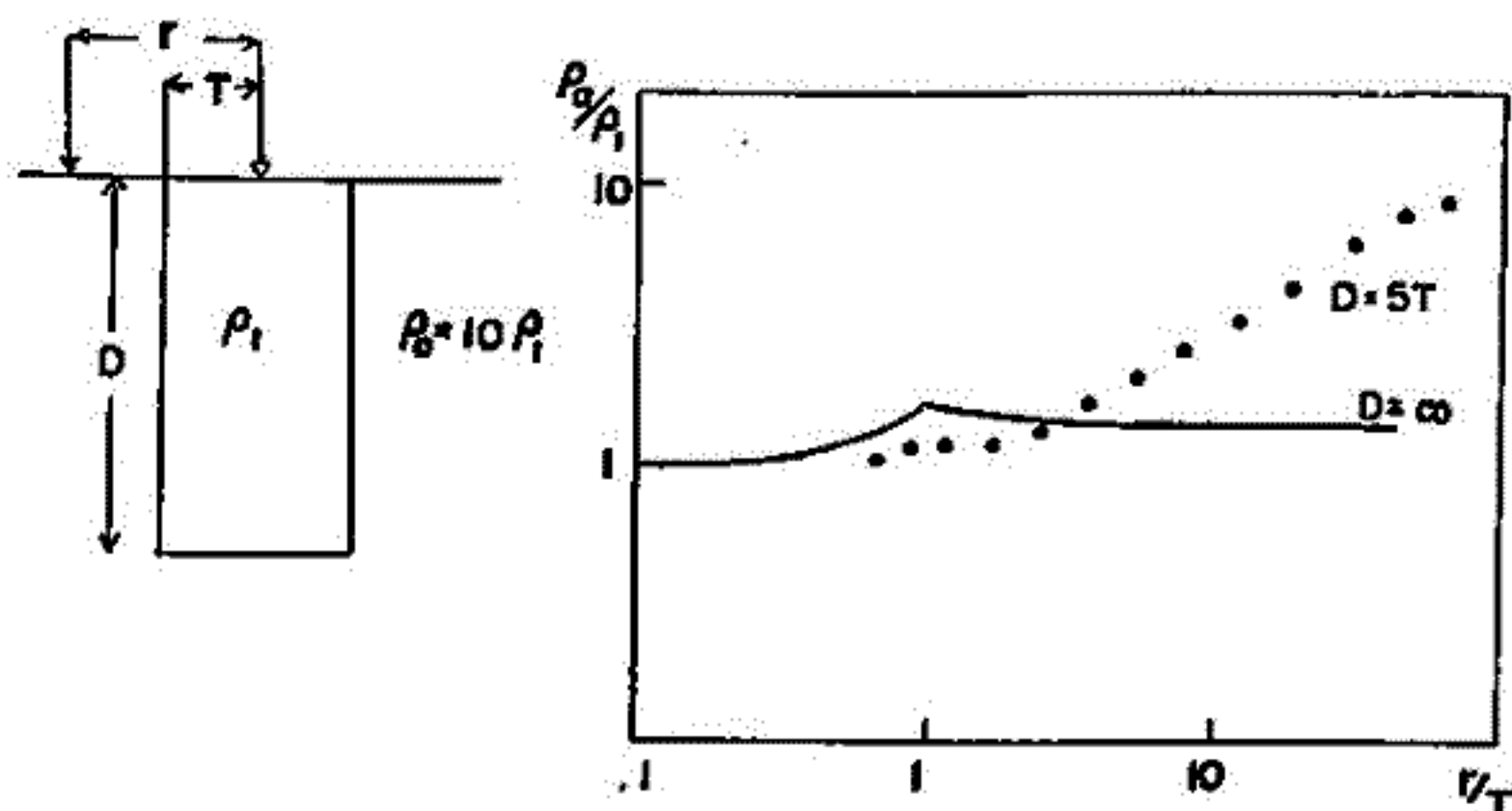
図(左)に今回計算を行なったモデルの一つを示す。図は断層破砕帯を仮定した比抵抗領域の断面であり、断面に垂直な方向には一様であるとした。これと同様の構造で、深さ D を無限とした場合の解は、解析解にも、また何れも光学的手法でも容易に得ることが出来る。しかし、 D も有限とする場合の解は、数値的に求める以外の方法は見当たらない。

数値解法としては、差分法がよく知られているが、ここでは Snyder (1976) を参考にし、積分方程式の手法による数値解法を試みた。

結果の一例を図(右)に示す。見えてきたのが数値解で、実線で示したのは D を無限とした場合を、光学的手法で解いた結果である。現段階では、数値解は精度が上から見るとおおよそな部分についてはあまり信頼することが出来ない。ここでは、結果のうち $1/7 \pm$ の部分を見ることにする。この部分では、 r を大きくするにつれ、 $D = \infty$ の場合は見かけの比抵抗が、仮定比抵抗領域(断層破砕帯)の比抵抗に近い値に近づくのに対し、 D も有限にした場合には、外部の比抵抗値に近づくことがわかる。このことが、深さを有限にとりつけた場合の特徴であると云える。

今回積分方程式の手法を初めて行なってみたので、以下に差分法との比較を示してみた。

- (1) 計算時間は若干長くなる。
- (2) 人工的に外部境界を設定する必要がない。
- (3) Boundary の形状を、おおよそ任意に出来る。
- (4) 任意の真における Potential を求めることが出来る。



中村良治, 伊藤寛造, 柴田喬
(東大・宇宙研) (電通大)

オーロラを生成する数KeVの電子ビームとプラズマとの相互作用により電子プラズマ波が励起され、また磁力線に沿った電流によりイオン音波が増幅されること期待される。こゝろのプラズマ静電波の観測を目差してS-310JA-3号機にPWNを搭載した。

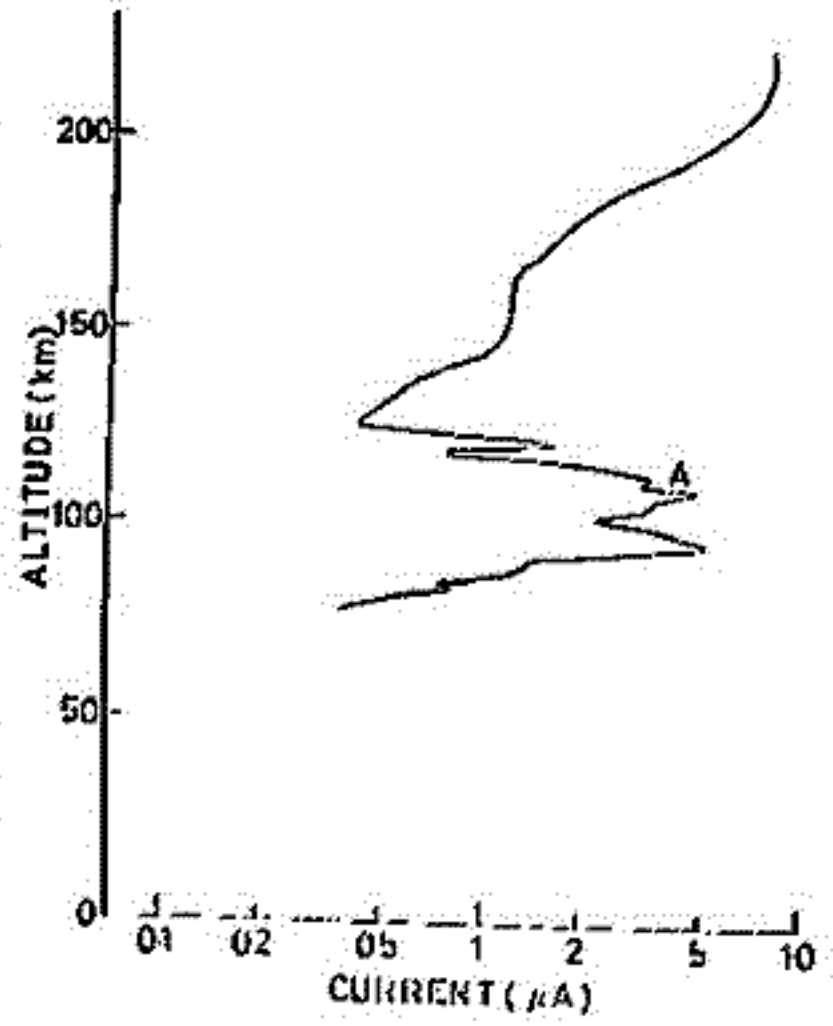
センサーとして直径40mmの球アローブを2個ロケット本体より40cm程互いに180°方向に展開させた。2個とも内部に前置増幅器を内蔵している。一つのアローブは+3Vのバイアスを電池にて印加して流れる電子電流の直流と交流成分を4.7KΩの抵抗によりピックアップする。交流成分はスーパーヘテロダイン方式により1~30KHzと1~8MHzの2チャンネルにわけ各々1秒間で周波数掃引を行い、交互に低周波と高周波のスペクトルを得る。他方の球アローブにはバイアスは印加せずFETを用いて10MΩの高抵抗で受信する。このセンサーの観測周波数も同じで電流アローブが低周波を観測している時にはこのアローブは高周波を観測し、テレメータ2チャンネルにより交互にスペクトルを送る。また直流電流は対数圧縮を行い#4により伝送する。電子電流の交流成分感度は 10^{-9} A、高抵抗アローブの感度は3μVであった。

観測目的は電子捕集アローブにより電子密度のゆるぎの量を、また高抵抗アローブにより静電波のポテンシャルを測定し、こゝろの2つの値から波の波長を算出する²

S-310JA-3号機は1977年7月26日18時35分20秒(LT)に南極昭和基地で打上げられた。オーロラ中に打込むのが目的であった筈のが変更されEOSとISIS-IIとの共同観測となった。その時はオーロラはあらかた磁気擾乱もない非常に静かな日であったという。測定器は正常に動作し、他観測器との干渉または人工電波と思われるものは受信されているがプラズマ波動によるものは検出されなかった。ISIS-IIの同時刻における波動観測のデータも静かな状態を示している。

右図は電流アローブに捕集された電子電流の高度変化である。くだりのデータはスピンの影響を大きくうけた。

打上げを遂行したのは第18次観測隊のみ同様に対応する。



参考文献

1. T. Itoh, M. Nakamura, Y. Nakamura; *J. R. Letters* **2**, 553 (1975).
2. Y. Nakamura, M. Nakamura, T. Itoh; *IEEE Plasma Science* **1**, 100 (1973).
- M. C. Kelly, F. S. Mozer; *J. G. R.* **11**, 6900 (1972).

大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸, 三浦 悟 (東北大 理)
 鎌田 智夫 (名古屋大 空電研)

宇宙空間プラズマ波動の性質を明確にするためには、周波数スペクトルの情報に加え、波数ベクトルの計測も必要である。1978年1月の K-9M-61 ロケットで、波数計測計 (PWP-SK) を開発し実験を行った。この実験では、低エネルギー電子流でプラズマ波動を励起しつつそれを自然プラズマ波動として計測を行った。

解析 プラズマ波動の電位を図1のようなセンサーでピックアップしそれを超狭帯域(100Hz)増幅し、センサーのピックアップ間の波動の位相差を検出した。また受信機は、周波数を100 Hz ~ 10 kHz 帯引受信を行ない、周波数対波数スペクトルが求められた。さらに同時に広帯域受信し dynamic spectrum も求めた。

結果 観測データから得られた波数と、センサーの方向と磁力線のなす角を図2に示す。同一周波数で位相計測上の ambiguity を考慮するとき、波数は3つのグループとなる。そこで今回の実験では、ambiguity を理論と対比させることにより消す方法をとることにした。

図3は波数ベクトルが磁力線に対して垂直または平行であると仮定して、 k_x, k_y を求めて $f-k$ 図にプロットしたものと、理論的に求めたプラズマ波動の分散関係(ロケットの速度による doppler 効果を考慮した)とを示し、観測されたプラズマ波動は、i) イオン音波, ii) ion cyclotron harmonic 波(有効分散領域), および iii) LHR ion cyclotron 波と同定された。

図4に dynamic spectrum の例を示す。discrete emission がロケットのスピンに同期して存在し、これらは、A, B, C がそれぞれ、低エネルギー電子流で励起されて生ずる、イオン音波, LHR ion cyclotron 波 (6 kHz 近傍), および ion cyclotron harmonic 波であることが結論される。

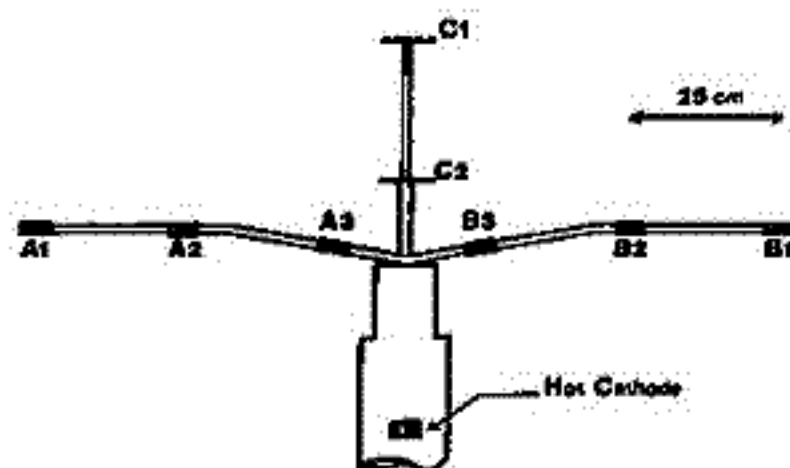


図1 センサー部

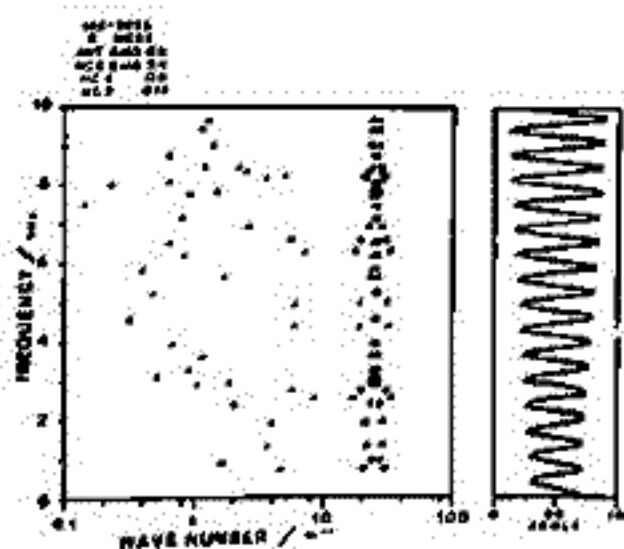


図2 $f-k$ の結果

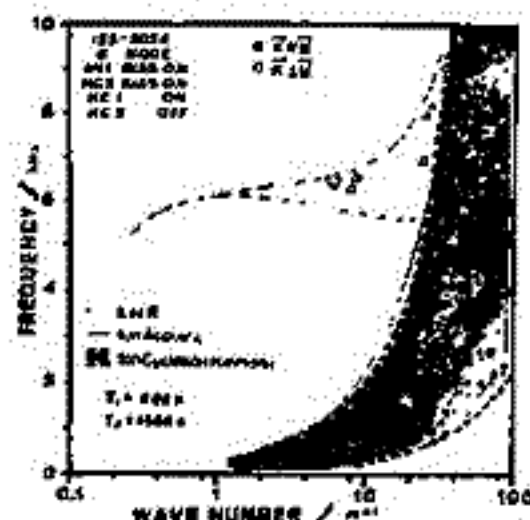


図3 分散関係の結果

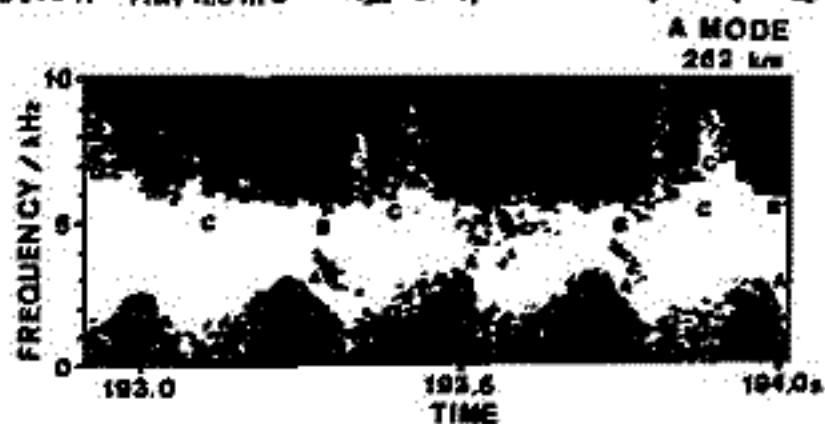


図4 ダイナミックスペクトル

20P-II67

K-9M-61号機による電離層プラズマ中への電子ビーム放出実験

河島 信樹, 佐々木 進, 金子 修
東大宇宙研

本年1月K打ち上げから以来K-9M-61号機ではエネルギー0~2kV, エミッション0~35mAの電子ビームを定常的に放出し, 大気光強度(3914Å, 5577Å), ロケットポテンシャルの上昇, シース内の電位分布の測定, プラズマ密度の変化が観測された。これらについての詳細は前回の講演で報告した。その後解析を進めるにつれて電位が磁力線とロケット軸とのなす角度に依存すること, ビームが磁力線に沿って上向きに打ち出される時と下向きに打ち出される時ではプラズマ密度に差があること, 又, エミッション量が増大するとリターン電流がパルス的に増大することに着目しては, 前回にも触れたが, この量が放出ビームのポッチ角に強く依存していることが明らかになった。今回はこれらの点に重点を置いて解析した結果を報告する。

20P-II68 電子ビーム放出によるシース生成のシミュレーション実験

河島 信樹, 佐々木 進, 金子 修
東大宇宙研

宇宙空間において電子ビームを用いた実験を行なおうとする時、向流となるのは、ビーム放出に伴う飛翔体の電位上昇とその結果周辺に生じるシースの影響である。飛翔体の電位は電子ビームのエネルギーに影響を与え、シース内の擾乱は飛翔体に搭載されている測定器に影響を与えることと考えられる。従ってビームを放出した時、飛翔体の電位がどのくらいになっているか、又シースがどのくらいの範囲に広がっているかという情報を得ることが必要となる。我々は K-9M-61号機において長さ90cmのプロローブを展出し、ロケット電位の空間分布を測定したが、ビーム量が10mAを越したところから電位勾配が明確になり、シースがプロローブ位置より更に外側に広がっていることを示している。このようにプロローブがシースの内側に入った状態ではロケットの(電離層プラズマに対する)電位を正確に測定することができない。そこで電位があらかじめわかっている物体の周辺にできるシースについての実験を室内で行なう必要がある。我々は宇宙研の大型チェンバー内に電子銃とプロローブを備えたシステムを外部と電気的に絶縁した状態に固定し、その電位を外部からコントロールが可能であるようにする一方、電子ビーム放出によるシミュレーション実験を行なえるようになっている。

システムは 外径12cm 長さ40cm の円筒から成り、内部に電子銃を備えてある。ビームは円筒の軸に平行に5keV, 100mA 定常放出が可能である。円筒の中央部からは軸に垂直に4方向にプロローブが備えてあり、各方向共円筒壁面から5cm, 15cm, 30cm, 50cm の位置に径3cm 長さ3cm の円筒形プロローブを置き、それらをフローティング、又はラングミュアプロローブとして使用し、電位の測定、プラズマ密度、温度等の測定を行なう。これらの測定はすべて外部より電気的に絶縁された状態で行なう。

以上のような装置でシース電位の空間分布、磁場をかけた時の変化、これらのプラズマ密度依存性、等についての測定を行なった。

20P-II69 南大西洋磁気異常帯における高周波電波スペクトラム
 - ISIS-2による観測結果 -

大家 寛, 宮田 宏
 (東北大学・理学部)

1. 序

南大西洋磁気異常帯(以下、異常帯)に一致する面経 $0^{\circ} \sim 100^{\circ}$, 北緯 $15^{\circ} \sim$ 南緯 45° にわたる電離圏領域においては, VLF His, Spread Fの出現あるいは電子温度の上昇等, この領域における粒子降下を間接的に示す現象が頻りに観測されており, 粒子計測によっても, 実際多量の降下粒子が存在することが明らかにされている。さらにTAIYO衛星による観測でも粒子降下に関連した多くの現象を見出している。これらの異常帯における降下粒子が電離圏レベルにおいて惹起する波動粒子相互作用は, 極域におけるものと同様に極めて興味ある問題である。今回, ISIS-2衛星による高周波電波スペクトラムの異常帯における現象について, 観測結果の解析をおこなったので, その結果を報告する。

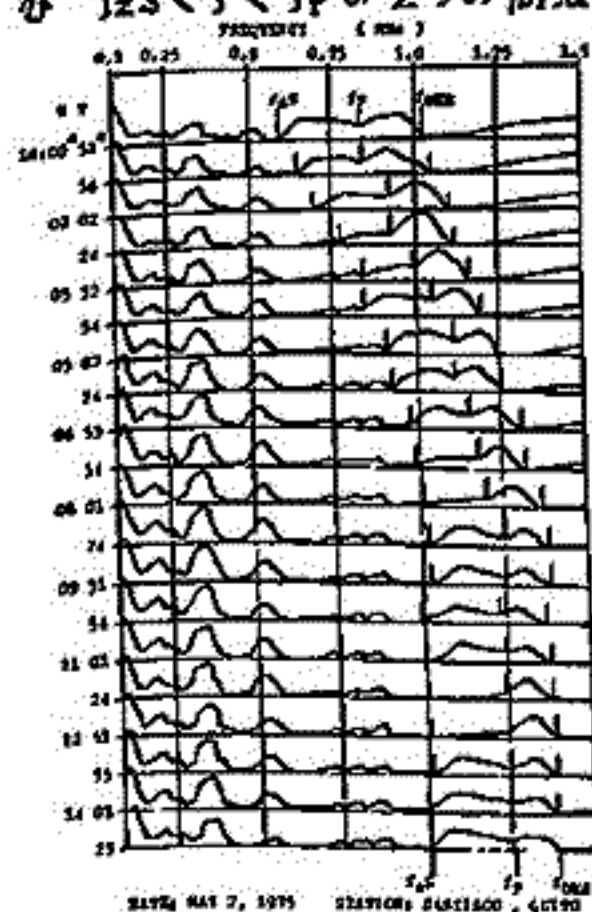
2. 解析データ

(周波数範囲の)

解析に使用したデータは, 100 kHz ~ 20 MHz にわたる電界受信レベルを示すAGCレベルデータ, および同じ周波数範囲で迷受信しつつ周波数掃引する topside sounding によって得られる ionogram である。前者のAGCレベルデータから電波スペクトラムが得られ, 後者の ionogram からプラズマ周波数, 電子サイクロトロン周波数等の特性周波数を知ることができる。なお, AGC回路の時定数は, 立上り60 msec, 立下り12 msecを1回の周波数掃引に要する時間は約30秒である。解析したデータは, Santiago, Quito, Kourou等, 異常帯近傍の station で受信されたもので軌道総数約300である(観測期間は全て1975年)。

3. 解析結果

異常帯上空(高度約1400 km)で観測される典型的なスペクトラムの例を第1図に示す。これは, AGCレベル(縦軸は, 80 dBを対数的に圧縮されている)を飛行時刻の経過に従って周波数と合わせて並べたもので, 第2図にこの時の飛行経路が示してある。個々のスペクトラムのうち, 0.35, 0.5 および 0.8 MHz 近傍で現われるピークは, テレメータの影響によるものでこれらを除いたのが実際のスペクトラムである。第1図から, 異常帯においては, $f_p < f < f_{UHf}$ および $f_{LS} < f < f_p$ の2つの周波数帯域でピークをもつ場合と $f_p < f < f_{UHf}$ にのみピークをもつ場合とがあるが, 特に後者のスペクトラムは, 粒子降下領域(第2図における電子フラックスの Contour Mapは Stassinopoulos, 1970¹⁾による)の境界域で観測されており(18:02, 18:07, 18:12), TAIYO衛星での観測結果に基づき提案された異常帯における粒子降下域のモデル²⁾を支持する有力な観測事実が明らかとなった。



第1図



第2図

参考文献

- 1) E.G. Stassinopoulos: NASA SP-3054, (1970)
- 2) 森田昭, 大家 寛: 東大宇宙研報告, 11, 613, (1975)

電離層観測衛星「うめ2号」の
宇宙雑音データとその利用西崎 良, 高比良 昭, 松浦 延夫, 猪木 誠二
(宇宙開発事業団) (電波研究所)

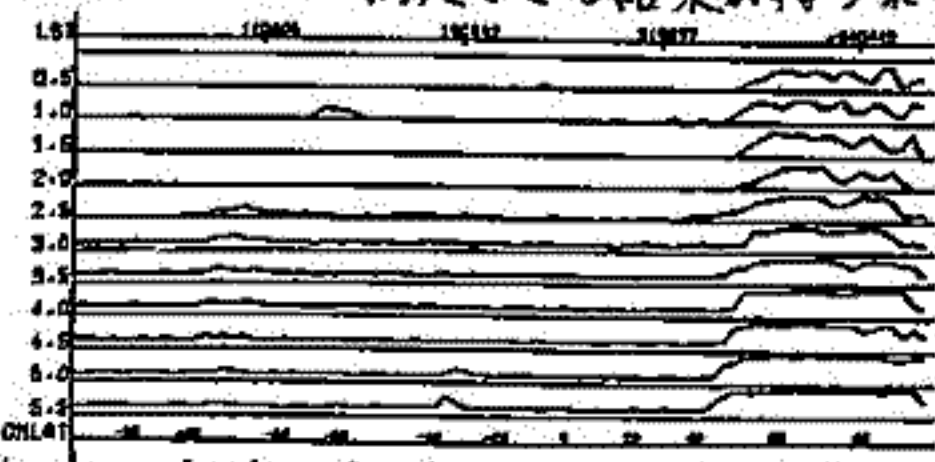
トップサイド・サウンダ受信機のAGC電圧記録から地上では観測出来ないヘクトデカメートル波帯からデカメートル波帯にかけての宇宙雑音電波が観測出来ることは既に *Alouette*, *ISIS* を用いて, T. R. HARTZ¹⁾ によって発表されており, 我が国においても同衛星を使った羽倉博士ほか²⁾ の報告があるが, 「うめ2号」においてもトップサイド・イオノグラムと共に宇宙雑音データが得られており, 1978年2月16日の衛星打上げから8月中旬までに地球周回パスだけで約140パス, 13,000枚のイオノグラムが得られている。

それらの中には太陽バーストによると見られるAGC電圧の上昇例もいくつか見られるが, ここでは極域において見られる観測周波数帯全域にわたるAGC電圧の上昇について述べ, また宇宙雑音データを使った地上混信波の最低周波数検出結果について述べる。

極域におけるAGC電圧上昇の特徴を列挙すると,

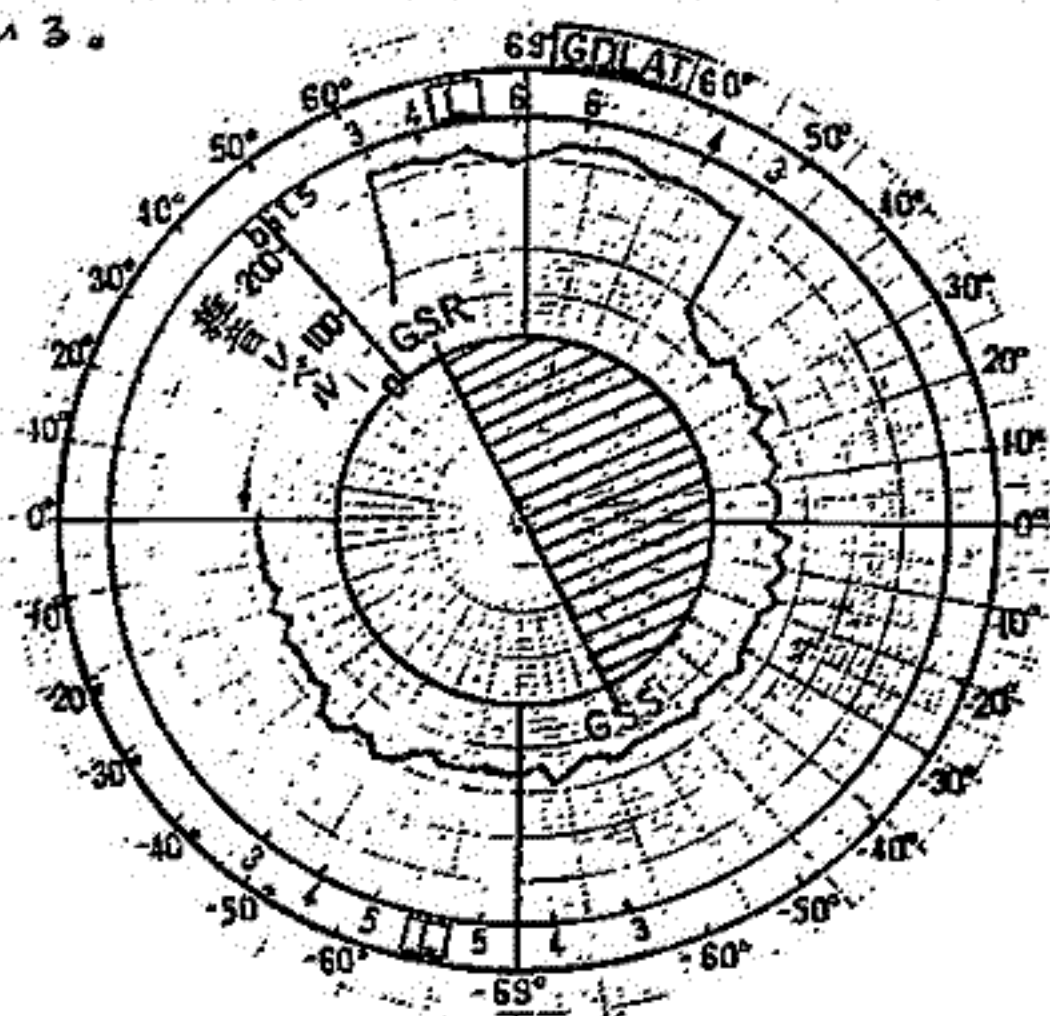
- 1) 発生場所は主に地理緯度, 北緯50°より高緯度側で起っている。
- 2) 臨界周波数 f_c より低い周波数でも起っている。
- 3) 電界強度が宇宙雑音レベルより20dB以上高くなっている。
- 4) AGC電圧の上昇は衛星直下点が日陰に限られ, 日照と共に低下している。

日陰, 日照でAGC電圧が大きく変化していることから, 地上からの混信電波がD層の減衰によって受信されたり, 受信されなかったりするのではないかと考えられるが臨界周波数より低い周波数でしかも宇宙雑音レベルより20dB以上の高レベルで受信され得るものかどうか計算して見る必要がある。今後地磁気活動度との関係等調べることにより, さらに明確な結論が得られるものと考ええる。「うめ2号」は打上げ以来トップサイド・サウンダの混信周波数検出機構が期待通りの動作をしない問題点が発生しており, これの代替方法としてAGC電圧を使った混信周波数検出方法が電波研究所で考え出され地上のソフトウェアによって行うため臨界周波数の決定を実時間で行うことはできないが混信周波数の検出についてはほぼ満足できる結果が得られている。



↑図1. 1978年3月19日21時50分~23時11分UT (周回番号426~427)に「うめ2号」トップサイド・サウンダ受信機で得られた宇宙雑音周波数スペクトル

図2. 同上, 周波数4MHzの地球周回分布図 →



- 参考文献 1) Hartz, T. B., *Ann. d'Astrophys.*, 27, 523, 1961.
Hartz, T. R., *Proc. IEEE*, 57, 1042, 1969-a.
Hartz, T. R., *Planet. Space Sci.*, 17, 267, 1969-b.
- 2) Nakura, Y., *Ann. IGSY Vol. 3*, 337, 1969.
Nakura, Y., Nishizaki, R. and Yao, K., *JGRS*, 16, 215, 1969.

柴田 喬, 芳野 勉夫 (電通大)

中村 良治, 伊藤 富彦 (東大宇宙研)

科学衛星"きょっこう"に搭載されたプラズマ波観測装置(ESW)は、400 Hz から 3 MHzまでの波動をダイポールアンテナと2個のファラデーカップを用いて観測している。測定の方法は、30 kHz以下(VLF帯と呼ぶ)と30 kHz以上(HF帯と呼ぶ)で異なり、前者については広帯域アナログ観測をおこない、後者については11個のバンドパスフィルタで順次周波数選択し、その振幅を測定している。

本報告では、1978年3月中に得られたHF帯データのなかで、データ連続時間が1時間半を超えるもの(22軌道)に注目し、そのスペクトルのグローバルな様相について述べる。図1に示したものは得られたHF帯パワースペクトルの典型例で、Rev. 297-298のものである。ファラデーカップ(A)は地磁気磁力線に対して垂直な成分を、(B)は平行な成分を、それぞれ検出するように配置されているが、(A)についてのアーム伸展終了のアンサーバックが得られておらず、現在検討中である。図2は、同じデータについてノイズ入感領域を示したもので、斜線を施した領域がダイポールアンテナに、斑点を施した領域がファラデーカップに、それぞれノイズが入感したところである。対象としたデータが22軌道と少く、またその走査した空間も限られているので、入感頻度は考慮せず入感領域をすべて表示した。

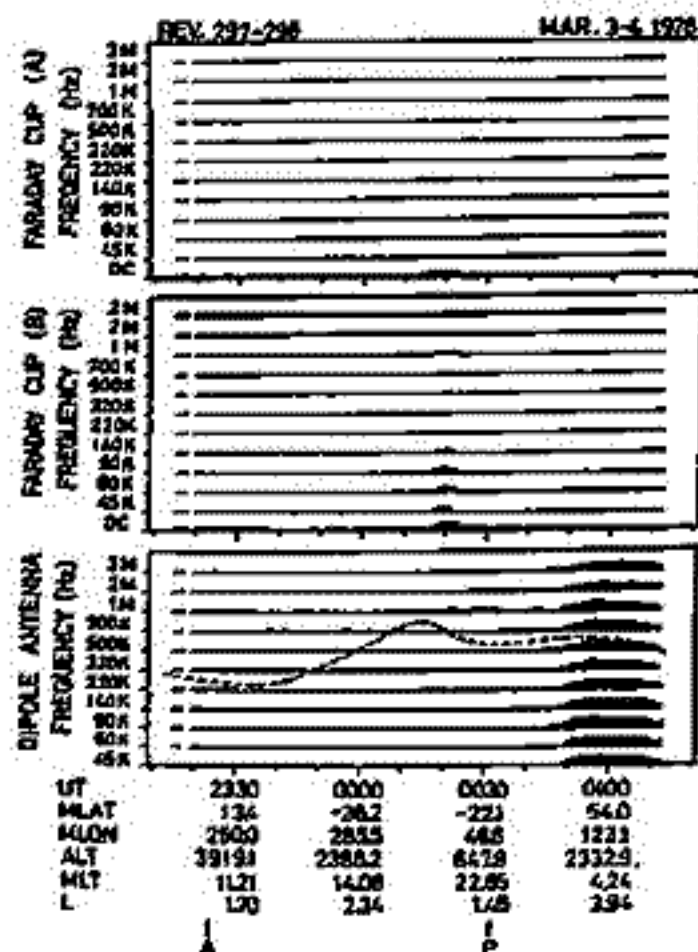


図1

一周回中に入感するノイズとしては、次のようなものが特徴的である。

1) 静電ノイズ (ファラデーカップ) [例: 図1, UT0020頃]

特徴: 捕集電子電流のDC成分の増加に伴っている。
220 kHz ~ 500 kHz ではノイズパワーは押えらる。

領域: 南米上空地磁気異常帯地帯付近

$H \approx 1000 \text{ km}$, $MLAT \approx -40 \sim -50$, $L \approx 1.4 \sim 2.8$, $MLT \approx 19 \sim 21$ 時

2) 電界ノイズ (ダイポールアンテナ)

① 広帯域ノイズ [例: 図1, UT0050~0113]

特徴: 非常に広帯域で、多くの場合数 KeV 電子の降下フラックスの増加を伴っている。

領域: 北半球高緯度付近

$H \approx 1000 \sim 3500 \text{ km}$, $MLAT \approx 40 \sim 65$, $L \approx 2.0 \sim 5.3$, $MLT \approx 00 \sim 09$ 時

② 狭帯域ノイズ [例: 図1, UT2335~0043]

特徴: 衛星の移動に伴う周波数のシフト。
局内電子ジャイロ周波数より高い。

領域: 周回により異なる。

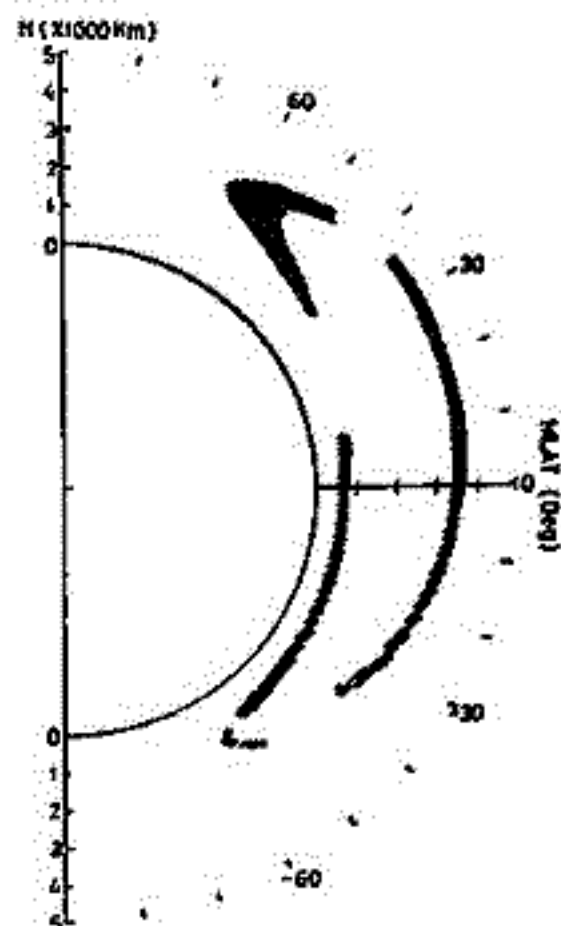


図2

より詳しい検討は、講演時にゆずることとする。

プラズマ波動励起実験—I

大家 寛, 小野高幸
(東北大学, 理学部)

1 序

科学衛星 EXOS-B では, 磁気圏プラズマを用いたプラズマ波動励起実験 (SPW) が実施される。この能動実験は, 全長 120 m のダイポールアンテナより大電力 (300 W) の高周波電界をパルス状にプラズマに印加して, プラズマ波動を励起し, 励起されたプラズマ波動を受信観測することにより, 波動粒子相互作用を解明するという目的を持っている。

2 機器の構成

第1図に SPW システムのブロック図を示す。SPW システム単体としては, 送信信号の波形整形, 電力増中, 及び受信されたプラズマ波動信号の増中のみを受け持ち, 送信周波数信号の合成, 及び受信信号の周波数分析は WCM (Wave Common) と呼ばれる共通のサブシステムに於て行なわれる。

2.1 送信部 WCM に於て合成された周波数固定, あるいは周波数掃引の送信信号は, 受信周波数レンジの切換に従い Low Range (10 kHz ~ 200 kHz) では 500 μ sec, High Range (200 kHz ~ 3 MHz) では 100 μ sec のパルス中に整形された後, 300 W にまで電力増中される。パルス発射の瞬時に電力増中部に流れる電流は 70 A にも達するが, 衛星電源への影響を無くするため, +Bus Line (+18 V) より供給される電力は 9000 μ F のコンデンサバンクに一担蓄えられた後, 電力増中部へ供給される。

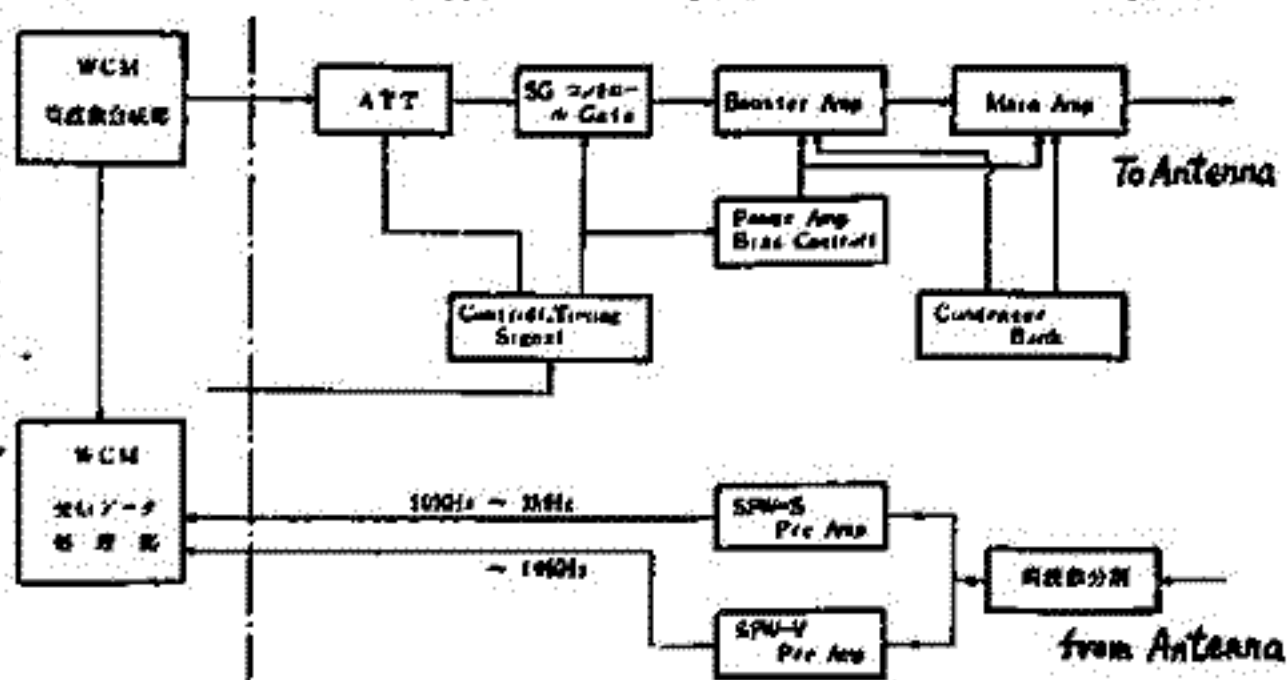
2.2 受信部 自然プラズマ波及びパルス状電界により励起されたプラズマ波の受信はともに VLF 帯 (~10 kHz) に於ては広帯域受信されて受信波形が地上に伝送され, 高周波帯 (10 kHz ~ 3 MHz) に於ては一担増中された後, WCM 部に於て周波数分析され, 地上に伝送される。このとき Ionogram 方式で処理される地上でのデータ処理を容易にするため, パルス発射のタイミングに合わせて, 3 μ sec のパルスが重畳されて, 伝送される。

3 観測のねらい

すでにカナダでは Alouette, ISIS 衛星による電離層の Topside Sounding を行なってきたが, EXOS-B 衛星でのプラズマ波動励起実験のねらいは, 磁気圏プラズマ中への領域の拡大である。つまり, i) 磁気圏プラズマの Sounding, ii) 磁気圏プラズマ中での非線形現象をも含めた波動粒子相互作用の解明が行なわれることになる。

全長 120 m のダイポールアンテナを持つ EXOS-B 衛星に於ては, 荷電粒子流による波動励起, プラズマの加熱, あるいはプラズマ波の直接放射といった効果が重畳されて観測されることになる。従って観測されるプラズマ波動現象は豊富な内容を含んでくるが, EXOS-B 衛星に於ては, このため粒子計測を同時に行なう等の多方面からの分析が予定されていて, 波動粒子相互作用の総合的な研究が可能となっている。

第1図



大林辰蔵
東京大学 宇宙航空研究所

電磁圏内に生起するさまざまなスペースプラズマ現象を解明する実験として、スペースシャトルに粒子加速器を搭載して行なう宇宙科学実験 *Space Experiment with Particle Accelerators: SEPAC* が計画されている。

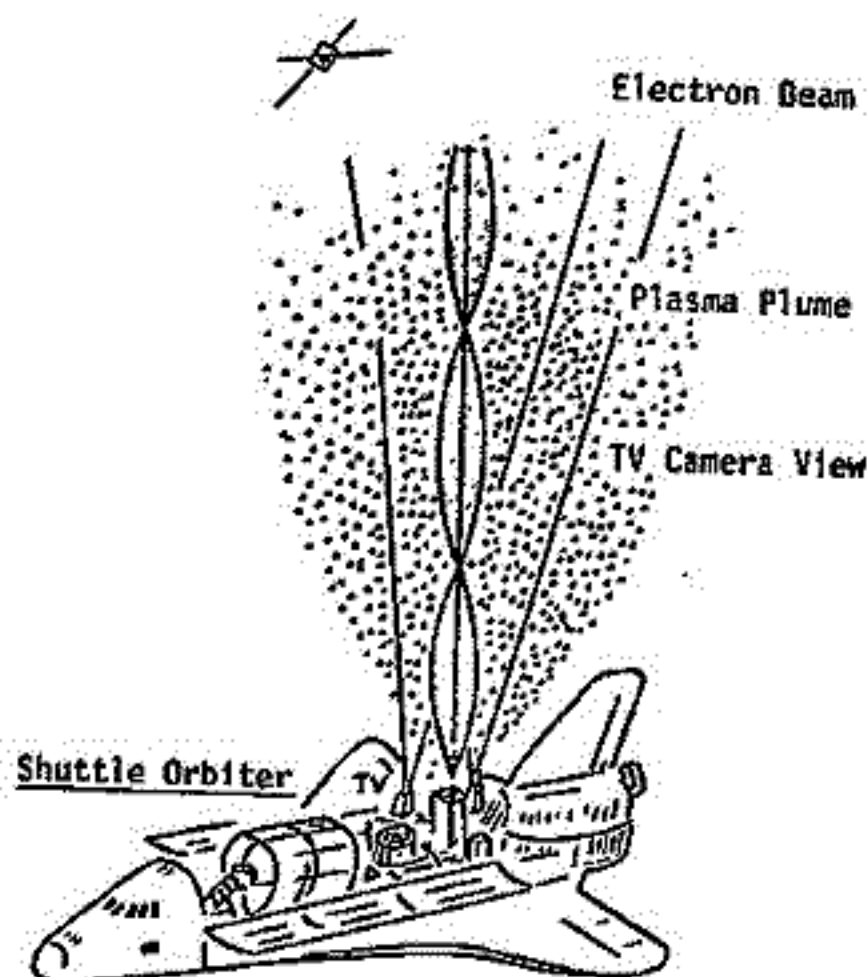
○ 科学実験目的

- 1) スペースシャトル帯電中和実験
- 2) 粒子銃によるプラズマ物理学実験
- 3) 大気発光実験

○ 搭載される主要機器群

- | | | |
|-------------|-------|--------------------------|
| 1) 電子ビーム加速器 | EBA; | 10KV, 1.5A (max) パルスビーム |
| 2) プラズマ銃加速器 | MPD; | Ar ガス 2kJ/pulse |
| 3) 中性ガスアールム | NQP; | N ₂ ガスアールム発生器 |
| 4) 計測装置 | DGP; | プラズマ, 粒子, 運動, 発光測定 |
| 5) テレビカメラ | MTV; | 高感度発光画像撮影 |
| 6) コントロール装置 | CDHS; | 計算機, 接続, 表示器 |

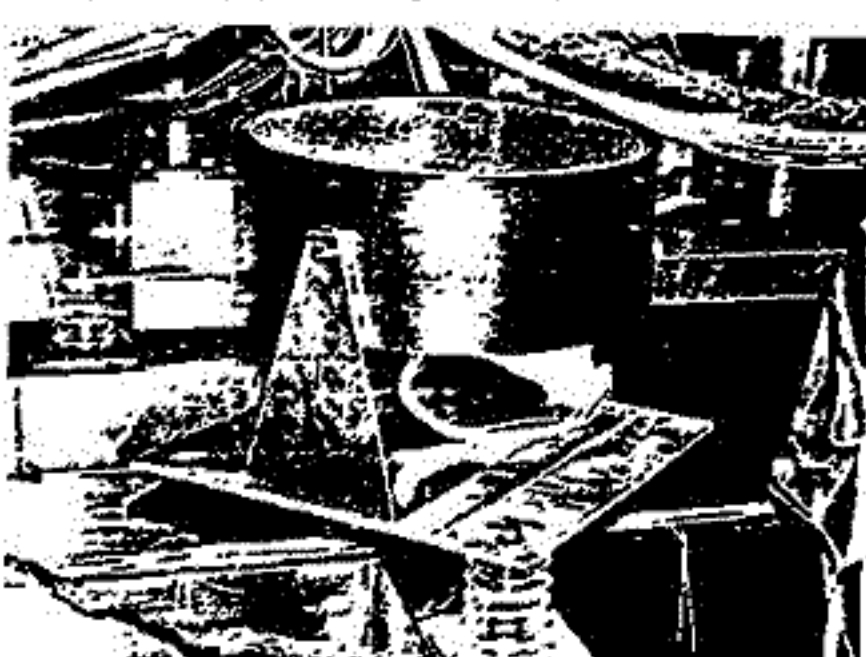
SEPAC 実験は昭和 55 年末のスペースシャトル 7 号機で行なわれる。このため、現在プロトタイプ機器の製作が完了している。今後の予定は大型スペースシャトルを利用したシミュレーション実験(昭和 56 年 11 月)、フライトモデルの製作、総合試験を行い、昭和 57 年後半からスペースシャトルへのインテグレーションを実施することになっている。



高比良昭, 長谷川貞雄, 山田弘善
宇宙開発事業団

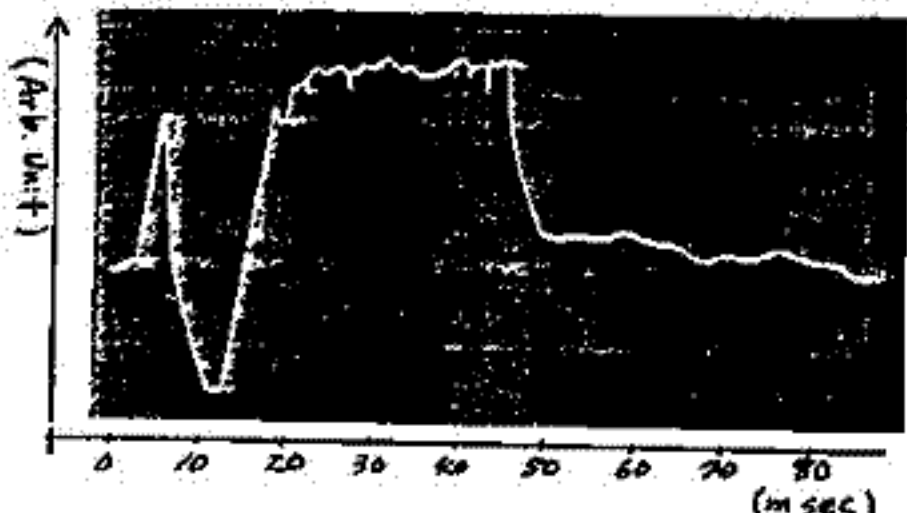
衛星の軌道上動作に不審な振舞いが見られる時その原因が搭載電子機器にあるのか、あるいは衛星が置かれていた環境によるのかを知ることは動作解析上必要なことである。静止衛星軌道上にある多くの衛星の不具合が報告され、磁気圏嵐等との因果関係が解明された。アメリカNASAの各種衛星には科学指向の観測機器の同時搭載が積極的に行われていたため不具合動作解析には即刻対応できる強みがある。宇宙開発事業団も静止衛星軌道上にETS-IIをはじめGMS, CS, BSを打ち上げて運用を行っているがGMSの宇宙環境モニタを除いて他の衛星にはこれに類似する機器は搭載していない。従ってもし衛星に異常動作が発生した場合その解析、検討には推定によるものが入ることにもなる。衛星の健康状態を知るためにはLEM (Launch Environmental Measurement) 機器及びHK (House Keeping) 機器が搭載される。衛星が曝されていく環境状態を更測するためSEM (Satellite Environment Monitor: 衛星環境モニタ) の開発計画を我々は持っている。性格的には科学観測を目的とするものではなく衛星システム工学的な立場で衛星環境の測定を行なうものである。この計画の一環として『衛星帯電防止の研究』が東京大学宇宙航空研究所との共同研究として昨年、筑波宇宙センターにおいて実施され我々は帯電測定器を製作し基礎データを取得した。衛星環境モニタの内、衛星電位測定方法を検討するためにUTAH大学で開発された『PDP-11』と類似の測定器を製作した。操作上の不手際によりスペースシャトル内に電圧帯電測定器は動作停止となつたがスペース外の電氣的絶縁室の電位変化は別の帯電測定器でモニタされた。東京大学宇宙航空研究所が準備したSEPAC機器の電子銃もPDP-11モードで動作させ、MPD-ATで電氣的に中和した様子が見られた。

なお今年度の実験には過渡設計、応答速度の点を改良した帯電測定器を使用し、同時にJPL大学からも参加する予定である。衛星環境モニタとしてまず帯電測定器の開発に着目したのが今後は、バレーレン帯、磁気圏尾部、太陽等からの荷電粒子エネルギー分析器なども開発する予定である。また衛星環境モニタとは異なるが衛星電位の能動的制御を目的とした機器の開発も検討中である。



← スペースシャトル内に設置された帯電測定器

絶縁室の電位変化



参考文献

(1) Proceedings of the spacecraft charging technology conference NASA TMX-73537
 (2) spacecraft charging by Magnetospheric Plasmas A. Rosen MIT Press (1976)
 (3) 大型人工衛星の放射線加害実験及び衛星帯電防止研究 東京宇宙開発事業団 (ABSZ)

加藤 俊雄, 野崎 高司
東海大工

1. まえがき. 実験室で取り扱われるプラズマは, そのほとんどが, 非定常なもので, その性質を理解するためには, 複数のパラメータを同時にかつ連続的に測定する必要がある. 我々は, ランガミアアローブ特性と利用して, ある程度高速で連続的に測定することが出来る.

2. 測定手法. ランガミアアローブ特性曲線は, プラズマ空間電位のところで変曲点をもつ. 従って, その微分波形は, 空間電位のところでピーク値を示す. 今, このピーク値を P とし, これに対応する $I_p - V_p$ 特性曲線の電流値を I とすると, 電子温度と密度は次式より決定することが出来る.

$$T_e = \frac{e I G}{P k}$$

$$n_e = \frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{2\pi m_e P I}{G} \right)^{1/2}$$

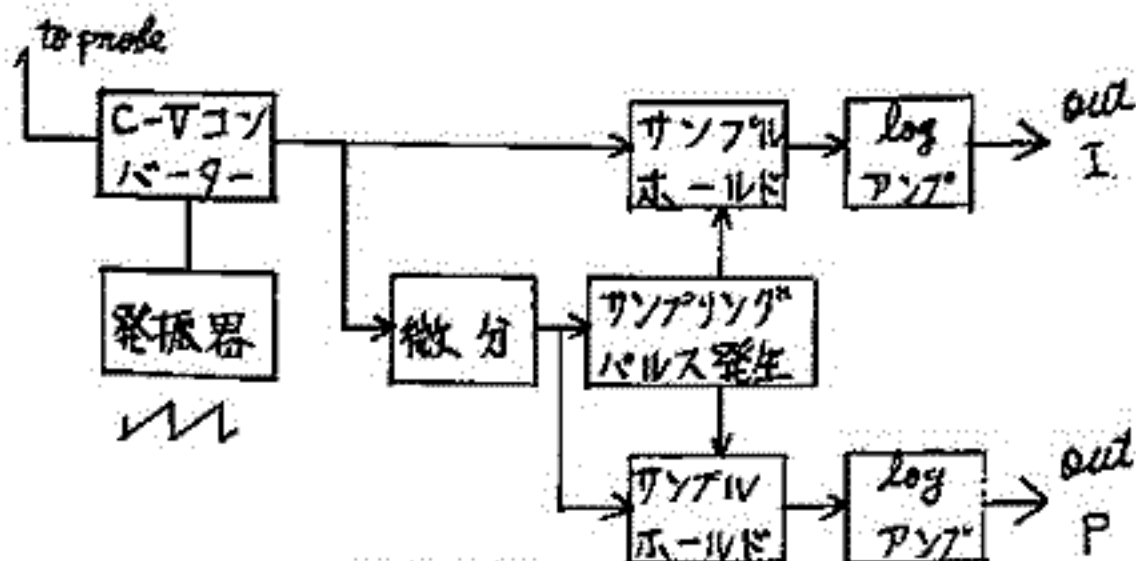
ここで, e は電子電荷, k はボルツマン定数, m_e は電子質量, \sqrt{e} はアローブの全長面積である. アローブ掃引電圧として, 周期 T , 振幅 A のランガミを用いると

$$G = \frac{A}{T}$$

と作る.

4. 測定装置

アローブに流れ込んだ電子電流は, C-Vコンバータで電圧に変換され, さらに微分回路を経る. $(dI/dt) - V_p$ 特性波形を得る. この波形のピーク値に同期してサンプリングパルスを生じさせ, I, P の値を得る.



測定装置ブロックダイアグラム

5. 測定結果

今までのところ, 掃引周波数 5 KHz で 0.2 μ sec の時間分解能を得る. 掃引周波数を高くすると, 波形が崩れるが, 今後は, この問題を解決し, 時間分解能を 1 μ sec まで上げてゆきたい.

瀬戸正弘・早坂孝(東北工大) 青山徹(東海大・工)
斎藤尚生・桜井亨・田村忠義・湯元清文・佐々木徹(東北大・理)

Ring-core type fluxgate magnetometer は直径僅か 30mm 程度の sensor を 2 成分の磁場が測定出来る位小型軽量であるという長所を有している。而も附属する電子部品も少量で済むため、将来の人工衛星搭載用 magnetometer としては極めて有望である。前学会で ring-core が fluxgate magnetometer の sensor として充分に動作し得る事を明らかにし得たので、今回は ring core 自体の基本的特性を更に詳細に検討する事を主眼とした。

ring core の基本的特性を明確にするために permalloy の材質、捲数、直径を夫々異にする次の 12種類の core を製作し test を行なった。

ring core 材質	2 種類	(5-79 Mo-, 6-81 Mo-Permalloy)
" 厚さ	10 μ	
" 幅	3 mm	
" 直径	2 種類	(20 mm ϕ , 30 mm ϕ)
permalloy tape 捲数	3 種類	(9, 12, 15 層)

前回の学回での検討で permalloy tape の捲数は 50 層より 20 層の方が出力特性が優れている事が判明していたので今回は 9, 12, 15 層の捲数の ring core についての出力特性を検討した。結果は図に示してあるが、横軸に permalloy tape の捲数、縦軸に出力をとり、8kHz の sine wave で励起したときの出力電圧が示されている。図より消費電力が最も小さく出力が最大になるのは 12 層の ring core である事が明らかとなった。現在、尚実験を続行中であるが 15 層の様に permalloy tape の層数が大になると消費電力が大になり、且つその割に gain が小さい。この点 12 層の core は励起周波数が 20kHz になっても極端に gain が落ちることなく低い power で駆動出来る等、優れた特性を有している事が明らかとなった。

