

第57回講演会

講演予稿集

昭和50年5月20日～5月23日

於 郵政省電波研究所

東京都文京区弥生二丁目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57回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和50年5月20日(火) - 23日(金)

会 場 東京都小金井市貫井北町4丁目2-1

郵政省電波研究所

Tel (0423) 21-1211 (代表)

懇親会場 電波研究所講堂 (第1会場)

日	時 会場	AM				PM							
		9	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7	8
5月20日 (火)	1		惑星間空間			ホイッスラー・VLF放射				運営委員会			
	2		観測機器			大気光・原子分子							
5月21日 (水)	1	木星・磁気圏Ⅰ				磁気圏Ⅱ				評議員会			
	2	ロケット・衛星				宇宙線							
5月22日 (木)	1	電離圏Ⅰ				特別講演		総会		懇親会			
	2	地球内部											
5月23日 (金)	1	電離圏Ⅱ				電離圏Ⅲ・中間圏							
	2	岩石磁気・古地磁気				岩石磁気・古地磁気							

講演は12分以内、質疑応答は3分以内を厳守のこと。

第1日 5月20日(火) 10:00 - 12:30

第1会場

開会の辞

惑星間空間

- | | | |
|-----|------------------------------|--|
| 1-1 | 山下喜弘(気象庁・気象衛生), 池上比呂志(気象研) | 太陽宇宙線と惑星間磁場の揺動 |
| 2 | 村山喬, 青木孝夫(名大理)
袴田和幸(中部工大) | Solar activity における南北非対称性の geomagnetic activity に対する影響 |
| 3 | 斎藤尚生(東北大理) | 太陽および惑星間空間の磁場構造 |
| 4 | 袴田和幸(中部工大) | 惑星間空間磁場と地磁気擾乱の南北非対称性との関係 |
| 5 | 荒木徹, 橋田匡邦(京大理) | $SI^+ - SI^-$ pair の性質 |
| 6 | 荒木徹, 橋田匡邦(京大理) | M-region beam に伴う forward shock の形状 |
| 7 | 坂翁介, 北村泰一(九大理) | 太陽風内でのアルフベン波の乱流スペクトル(I) |
| 8 | 坂翁介, 北村泰一(九大理) | 太陽風内でのアルフベン波の乱流スペクトル(II) |

第1日 5月20日(火) 10:00-12:30

第2会場

観測機器

Ⅱ-1 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)

Electron Density Measurement by a Contaminated Langmuir Probe

相乗機器によるプラズマ擾乱

MTOF 温度計について

レゾナンスプローブの特性(Ⅱ)

スペースチェンバー用大容積プラズマ源の試作

2 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)

3 平尾邦雄, 松村正三(東大宇宙研)

4 竹屋芳夫, 南繁行(阪市大工)

5 岡井司, 筒井稔, 吉門信, 松本紘
木村磐根(京大工)

6 佐々木進, 金子修, 河島信樹(東大宇宙研)

Delayed Emission Triggered by a High Power RF Pulse

南極における無人観測機器の開発(Ⅰ)

SQUID と Modified Gradiometer

誘導磁力計の周波数レスポンスについて

7 鮎川勝, 平沢威男, 永田武(極地研)

8 山本利文, 石津美津雄, 北村泰一(九大理)

9 上田一, 渡辺富也(ブリティッシュコロン
ビア大, 東北大理)

第1日 5月20日(火) 13:30-18:00

第1会場

ホイッスラー・VLF放射

I-9 高橋直久, 伊藤秀一(電通大)

10 岡田敏美(群馬大工), 岩井章(名大空電研)

11 上滝実, 渡辺昭二, 西牟田一三, 山西光夫
(電波研沖縄)

12 佐藤夏雄(東大理)

13 鎌田哲夫(名大空電研), 平沢威男(極地研)

14 鶴田浩一郎, 渡辺勇三, 西田篤弘(東大宇宙研)

15 渡辺勇三, 鶴田浩一郎(東大宇宙研)

16 奥沢隆志(電通大)

17 奥沢隆志(電通大)

18 木村磐根, 川合誠(京大・工)

19 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)

20 橋本弘蔵, 熊谷博, 木村磐根(京大・工)

21 恩藤忠典, 村上利光(電波研)

22 松本紘, 安田豊(京大・工)

23 松本紘, 安田豊(京大・工)

24 松本紘, 安田豊(京大・工)

25 松本紘, 垣本直人(京大・工)

ミニコン制御による対話的ホイッスラー解析システム

ホイッスラー分散の自動測定化

沖縄における低緯度ホイッスラーの観測

昭和基地でのVLF方探観測(速報)

S-210-JA 19号機によるVLF観測結果

プラズマポーズ周辺のコーラス到来方向の日変化

ホイッスラーエコーの到来方向

拡散型ホイッスラーと磁気じょう乱(II)

Scattering of Whistler Waves from Irregularities in a Magneto-ionic Medium

損失媒質中の ray tracing

Deuteron/ α Whistler の赤道越え伝播

ホットプラズマ中での Ray Tracing

プラズマポーズ近傍のVLF放射

非線形ホイッスラー波-粒子相互作用のコンピュータ・シミュレーション —方法と結果—

VLFトリガード・エミッションと非線形ホイッスラー波-粒子相互作用 —シミュレーション結果との比較—

Low Pitch 電子ビームとホイッスラー単色波相互作用 —GEOS実験と関連して—

相対論的プラズマ波動のコンピュータ・シミュレーション

第1日 5月20日(火) 13:30-18:00

第2会場

大気光・原子分子

- | | | |
|------|-----------------------------|---|
| I-10 | 篠木誓一, 渡辺隆, 中村正年(東教大理) | 夜間大気光のバルーン観測(II) |
| 11 | 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理) | 夜光O ₂ (1.27μ)のバルーン高度における天頂角分布 |
| 12 | 渡辺隆, 篠木誓一, 大島新一, 中村正年(東教大理) | K-9M-49号機による夜間大気光の観測 |
| 13 | 渡辺隆(東教大理), 等松隆夫, 小川利紘(東大理) | K-9M-49号機による大気オゾンの観測 |
| 14 | 奥田光直(弘前大教育) | Oscillatory Phenomena in the Airglow |
| 15 | 斎藤文一(新潟大理) | ジャコビニ流星雨夜(1972)における大気光スペクトル |
| 16 | 福山薫(京大理) | 大気光強度変動と成層圏大気力学 |
| 17 | 鈴木勝久, 等松隆夫(東大理) | OH大気光廻転温度の理論 |
| 18 | 小川利紘(東大理) | 酸素原子分布と太陽紫外線強度・渦拡散係数 |
| 19 | 小川利紘(東大理) | O ₃ , NO, NO ₂ のケミルミネッセンス |
| 20 | 森田ひろみ(東大理) | O ⁺ 833 Å グローの発光機構 |
| 21 | 有賀規, 五十嵐隆(電波研) | オゾン層垂直分布の新決定法 |
| 22 | 近藤豊, 小川利紘(東大理) | 極域大気構造モデル(I)極光電子と大気主成分との衝突過程 |
| 23 | 近藤豊, 小川利紘(東大理) | 極域大気構造モデル(II)極光電子降下による大気微量成分の時間変化 |
| 24 | 足原修(東大宇宙研) | 惑星大気中の電子気体の冷却率について |
| 25 | 清水幹夫(東大宇宙研) | 彗星大気中の温度分布 |
| 26 | 清水幹夫(東大宇宙研) | 彗星イオンの生成過程 |
| 26a | 岡野章一, 上山弘(東北大理) | 超高層大気温度の分光観測(III) |
| | 市川敏朗(岐阜歯大) | |

第2日 5月21日(水) 9:00-12:30

第1会場

木星・磁気圏 I

- | | | |
|------|--------------------------------------|---|
| 1-26 | 高橋富士信, 川尻轟大, 河野宜之, 尾島武之, 三木千紘(電波研鹿島) | VLBI(超長基線干渉計)技術の木星電波探査への応用 |
| 27 | 森岡昭, 近藤実, 大家寛(東北大理) | Observation of Jupiter Decameter Waves (III)
J-1-Bによる結果
木星熱圏の構造 |
| 28 | 足原修, 清水幹夫(東大宇宙研) | Jupiter Magnetosphere (II) |
| 29 | 大家寛(東北大理) | Plasma Flow in the Magnetospheric Tail Region (II) |
| 30 | 大家寛(東北大理) | 磁気圏境界におけるFLR・Kelvin-Helmholtz不安定について(IV) |
| 31 | 永野宏(岐阜歯大) | Field mergingに関連した電流及び電気伝導度について |
| 32 | 玉尾孜(東大理) | 磁場のリコネクションと過渡応答 |
| 33 | 佐藤哲也(東大理) | 磁力線の再結合に関する数値的研究 |
| 34 | 鶴飼正行(愛媛大工), 津田孝夫(北大工) | 磁化プラズマ中の波動伝播と乱流領域 |
| 35 | 鷲見治一(名大空電研) | 電子サイクロトロン波とリングカレント陽子との相互作用 |
| 36 | 南部充宏(九大教養) | Nonlinear Interaction of a Plasma with a Electron Beam (I) |
| 37 | 山本隆(東大理) | |

第2日 5月21日(水) 9:00-12:30

第2会場

ロケット・衛星

- | | |
|--|---|
| Ⅱ-27 中村純二(東大教養) | K-9M-39号機による風の観測 |
| 28 小川俊雄(京大理), 平沢威男, 鮎川勝
(極地研) | S-210 JA-18号機による電場の観測 |
| 29 中村正治, 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙
研) | K-9M-50による電離層の静電的ゆらぎの観測
(速報) |
| 30 久保治也, 向井利典, 伊藤富造, 平尾邦雄
(東大宇宙研) | K-9M-48号機による夜間低エネルギー電子の
観測 |
| 31 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研) | 電離層光電子のエネルギー分布について |
| 32 遠山文雄, 青山巖(東海大工) | S-210 JA-18号機による磁場測定 |
| 33 大家寛, 森岡昭, 小野高幸, 近藤実(東北
大理) | K-9M-49号機によるプラズマ波励起実験 |
| 34 松本紘(京大工) | K-9M-51 BWI計画 |
| 35 河島信樹, 佐々木進, 矢守章, 金子修, 村
里幸男(東大宇宙研) | プラズマ銃を用いた電離層中の Controlled
Experiment (I) |
| 36 松本紘, 木村磐根(京大工)
宮武貞夫(電通大) | Space Shuttle「LEBEX」計画 |
| 37 大家寛, 森岡昭, 近藤実(東北大理) | SRATS衛星によるプラズマ計測(II) |
| 38 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) | TAIYOに搭載された電子温度プローブ
— 結果速報 — |
| 39 宮武貞夫(電通大) | FM法による波数測定実験(K-9M-46) |

第2日 5月21日(水) 13:30-18:00

第1会場

磁気圏Ⅱ

- I-38 H. Kikuchi (日大理工, 名大プラズマ研)
- 39 H. Kikuchi (日大理工, 名大プラズマ研)
- 40 福西浩 (極地研, Bell Laboratories)
- 41 加藤愛雄, 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男, 大西信人 (東海大航空宇宙)
- 42 桜井亨 (東北大理)

- 43 桑島正幸 (地磁気観)
- 44 斎藤尚生, 湯元清文 (東北大理)
- 45 桜井亨, 斎藤尚生, 小山幸男 (東北大理)
- 46 平沢威男, 鮎川勝 (極地研)
- 47 藤井京子, 西田篤弘 (東大宇宙研)

- 48 西田篤弘, 長山直弘 (東大宇宙研)

- 49 林幹治 (東大理)
- 50 金田栄祐 (東大理)
- 51 小口高 (東大理)
- 52 永田武, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研)

- 53 永田武, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研)

- Micropulsations and Plasmapause(II)
- Shocks, Solitons and Plasmapause
- 磁気圏内の電磁流体波動
- カナダ北極圏に於ける地磁気微細変動の観測

- Pc 5 oscillations observed by Ogo 5 and Explorer 34
- 極光帯における Pi 脈動と関連現象(I)
- Ps 6型 Pi 3磁気脈動の polarization
- Pi 2型脈動と磁気圏嵐
- Substorm と Pi-pulsation (II)
- サブストームに伴うプラズマシートの構造変化 (I) R~6.6 Re での観測
- サブストームに伴うプラズマシートの構造変化 (II) R~30 Re での観測
- Chorus 型 ELF 放射におけるサブストームの影響(II)
- Substorm の特性(IV)
- オーロラの動特性-I-オーロラと地磁気脈動
- 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学(I)
- 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学(II)

第2日 5月21日(水) 13:30-18:00

第2会場

宇宙線

- II-40 斎藤尚生(東北大理), 菅野常吉(福島大教育)
- 41 近藤一郎, 藤井善次郎, 長島一男(名大理)
- 42 宗像義教(中部工大), 森覚(信大理)
- 43 千葉敏躬(岩手大教育), 小玉正弘(理研)
- 44 一之瀬匡興(信大教養), 森覚, 安江新一(信大理)
- 45 矢作直弘(岩手大教養), 千葉敏躬, 高橋八郎(岩手大教育)
- 46 和田雅美(理研)
- 47 寺沢敏夫(東大宇宙研)
- 48 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大教養), 長島一男(名大理)
- 49 安江新一, 森覚(信大理)
長島一男(名大理)
- 50 北村正彦, 池上比呂志(気象研)
小玉正弘(理研)
- 51 菅野常吉, 石田喜雄(福島大教育)
斎藤俊子(福島医大教養)
- 52 菅野常吉, 石田善雄(福島大教育)
斎藤俊子(福島医大教養)
斎藤尚生, 桜井亨, 湯元清文(東北大理)
- 53 千葉敏躬(岩手大教育)
- 54 森覚, 安江新一(信大理)
一之瀬匡興(信大教養)
鷲坂修二, 赤羽重信(信大理)
- 55 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎(名大理)
小島浩司, 花井狂太郎(名古屋保衛大)
- 56 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎(名大理)
小島浩司, 花井狂太郎(名古屋保衛大)
- 宇宙線 anisotropy と惑星間空間 sector 構造
- 惑星間空間磁場方向と宇宙線異方性
宇宙線中性子強度の27日再帰現象の解析
宇宙線異方性の27日周期変化
I.M.F. の Polarity による高エネルギー宇宙線の異方性
太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum
- 宇宙線嵐と惑星間空間の不連続面
惑星間空間衝撃波による太陽宇宙線の Modulation (II)
Forbush Decrease の間の宇宙線の Spherical Zonal Components
宇宙線強度変化の三次元的逐時解析
- 宇宙線短周期変化の解析
- 宇宙線半日変化, $\frac{1}{3}$ 日変化とその時間変動(I)
- Deep River における neutron 強度変化の dynamic analysis
- 宇宙線中性子成分の時間変化
地下 30 m. w. e. における宇宙線強度の観測(II)
- Local Air Shower について
- 乗鞍における Small Air Shower の観測

第3日 5月22日(木) 9:00-12:30

第1会場

電離圏 I

I-54 古関照男, 相京和弘, 五十嵐喜良(電波研)

55 大瀬正美, 城功, 坂元敏朗, 新野賢爾(電波研)

56 丸橋克英(電波研), J. M. Grebowsky (NASA/GSFC)

57 丸橋克英(電波研), H. A. Taylor, Jr., C. A. Reber (NASA/GSFC)

58 上滝実, 渡辺昭二, 山西光夫, 西牟田一三(電波研沖縄)

59 Girija Rajaram (東大宇宙研)

60 K. Kawasaki (東大理)

61 福島直(東大理)

62 佐藤哲也(東大理)

63 山下喜弘(気象庁気象衛星)
池上比呂志(気象研)

64 前田坦(京大理)

65 前川紘一郎(京都教育大), 前田坦(京大理)

符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測 II. $h'f$ 曲線

南極昭和基地における電離層諸現象の解析

プラズマ圏日変化のモデル計算 1. 基礎モデルと磁気圏対流の効果の予備的結果

地磁気嵐に伴う上部電離圏イオンおよび中性粒子密度の変化

低緯度における夜間F層の特性

Asymmetry in Plasmatrough Structure between European and American Sectors

Relation between Electric Field and Three-Dimensional Current System with Field-Aligned Current

Field-Aligned Current と電離層電流とのつながりに関する問題

Field-Aligned Currents と電場
極域熱圏の風系 — 数値計算(II)

電場による極地電離層の風(II)

極域電離層電流(III)

第3日 5月22日(木)

第1会場

特別講演 13:30-16:00

野田春彦(東大理)

久城育夫(東大理)

「生命現象と物質」

「地球および月の初期の分化について」

総会 16:00-18:00

第3日 5月22日(木) 9:00-12:30

第2会場

地球内部

- 『-57 加藤愛雄, 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大)
- 58 水野浩雄, 田島稔(国土地理院)
- 59 水野浩雄(国土地理院)
- 60 大島章一, 進林一彦, 塚本徹, 大森哲雄,
淵上勝義(海上保安庁水路部)
- 61 歌代慎吉(海上保安大学校)
- 62 笹井洋一(東大震研)
- 63 行武毅, 吉野登志男, 木本栄次, 下村高史,
小山茂(東大震研)
- 64 森俊雄(地磁気観)
- 65 柳原一夫(地磁気観)
- 66 白木正規, 柳原一夫(地磁気観)
- 67 渡辺秀文(東大理), 行武毅(東大震研)
- 68 行武毅(東大震研)

CA観測用無人磁力計の試作

野外磁気測定におよぼす表層土質の磁性の影響

一等磁気測量による最近の地磁気経年変化

九州西方と四国南方の地磁気異常分布

日本周辺海域の地磁気異常について

伊豆大島における地磁気短周期変化の異常

人工電流法による伊豆大島三原山の比抵抗測定

北海道東部の CA

関東地方 CA 変換関数の時間的变化

Transfer functions at Kakioka (I)

核内 α - ω ダイナモにおける速度場の性質

ヨーロッパ地方の地磁気永年変化

第4日 5月23日(金) 9:00-12:30

第1会場

電離圏 I

I-66 深尾昌一郎(京大工), 松下禎見(HAO, NCAR)

67 鈴木亮, 前田坦(京大理)

68 石嶺剛(電波研秋田)

69 白木正規(地磁気観)

70 亀井豊永, 前田坦(京大理)

71 菅宮夫, 新野賢爾, 蛭川八千代(電波研)

72 新野賢爾, 菅宮夫, 蛭川八千代(電波研)

73 佐藤哲也(東大理), 小川忠彦(電波研)

74 菊池崇, 荒木徹(京大理)

75 加藤進, 川上孝仁(京大工)

76 一ノ瀬琢美(同志社大工)

小川徹(京大工)

77 早川幸男, 岩波秀樹, 村上敏夫, 長瀬文昭, 田中靖郎, 山下広順(名大理)

77a 上山弘, 武井恵雄(東北大理)

Contribution of the Upper Ionosphere and the Plasmasphere to the Sq Current System

電離圏ダイナモ電流の UT 変化(III)

大気潮汐国際協同観測について

1958-73年の女満別, 柿岡および鹿屋における地磁気太陽・太陰日変化(I)

地磁気データ読取装置(II)

日本地域における短波 Es 層伝搬 (I) Es 層出現特性

日本地域における短波 Es 層伝搬 (II) Es 層と短波電界強度

Type I Irregularities の二次元乱流

非定常波に対する電離層の応答

Acoustic Gravity Waves Radiated from Moving Sources in the Upper Atmosphere

HF ドップラーデータより推定した日食時の重力波(II)

地磁気擾乱に伴う高速降下電子

電離圏とプラズマ圏の結合(I) — 高エネルギー電子降下の緯度効果

第4日 5月23日(金) 9:00 - 12:30

第2会場

岩石磁気・古地磁気

- | | |
|------------------------------------|----------------------------------|
| Ⅱ-69 上野宏共(東北大理) | Anorthositeの磁性とFe-Ti酸化鉱物 |
| 70 百瀬寛一(信大理) | Titanomaghemiteの熱安定性 |
| 71 田中秀文(東大理) | 玄武岩のTRMに対する酸素分圧の影響 |
| 72 笹嶋貞雄(京大理) | 海洋底玄武岩の自己反転について |
| 73 百瀬寛一(信大理) | 西之島新島の溶岩中の強磁性鉱物のJ-T曲線 |
| 74 野村哲(群馬大教養) | 岩石磁気の安定性に関する地史的試み |
| 75 広岡公夫(福井大教育), 安川克己(阪大基礎工) | 微粒子堆積物のPost-DRMに関する2, 3の実験結果について |
| 76 安川克己(阪大基礎工), 室井勲(大阪科学教育センター) | 生花苗沼水底堆積物の磁化 |
| 77 乙藤洋一郎, 川井直人(阪大基礎工), 小林和男(東大海洋研) | 薄い試料による深海底堆積物の残留磁化測定 |
| 78 西田潤一, 石田志郎(京大理) | 大阪層郡深草火山灰 - アズキ火山灰間の堆積物の古地磁気 |
| 79 堂面春雄, 宗岡浩(山口大教育) | 山口県下における第四紀火山灰の磁化(Ⅱ) |
| 79a 乗富一雄, 多田良平(秋田大鉱山) | 秋田駒ヶ岳新熔山の磁性 |

第4日 5月23日(金) 13:30-16:30

第1会場

電離圏Ⅲ・中間圏

I-78 M. A. Geller (イリノイ大), 田中浩(電波研), D. C. Fritts (イリノイ大)

79 川平浩二(京大理)

80 新野賢爾, 石井隆広雄(電波研)

81 村岡良和, 村田宏雄, 佐藤輝夫(兵庫医大物理)

82 柴田喬(電通大)

83 鎌田哲夫(名大空電研)

84 堤四郎(阪市大工)

85 藤原玄夫, 板部敏和, 広野求和(九大理)

86 広野求和, 藤原玄夫, 渡辺健一(九大理)

87 皆越尚紀, 上田恭市, 五十嵐隆(電波研)

88 鈴木裕, 竹屋芳夫(阪市大工)

88a 上山弘, 反田久義(東北大理工)

Turbopauseの成因について

プラネタリー波動とD領域電子密度変動

VLF冬季異常伝播の解析

NishinomiyaにおけるNPG(18.6 kHz)VLF標準電波の受信

VLF(NWC, 22.3 kHz)受信電界強度変動にみられる下部電離層日出効果

低域電離層高度低下と太陽X線バーストとの関係

Chemical cloudの光電離

Fuego火山噴火に伴う成層圏エアロゾルの突然増加 - 福岡におけるライダー観測

成層圏エアロゾル生成論: レーザ・レーダ観測値とAitken粒子密度の関係

大気密度のレーザーレーダによるエアロゾル観測への影響

対流圏における微気圧波動の観測例

D層のイオン組成から考えられるNOの分布

閉会の辞

第4日 5月23日(金) 13:30-16:30

第2会場

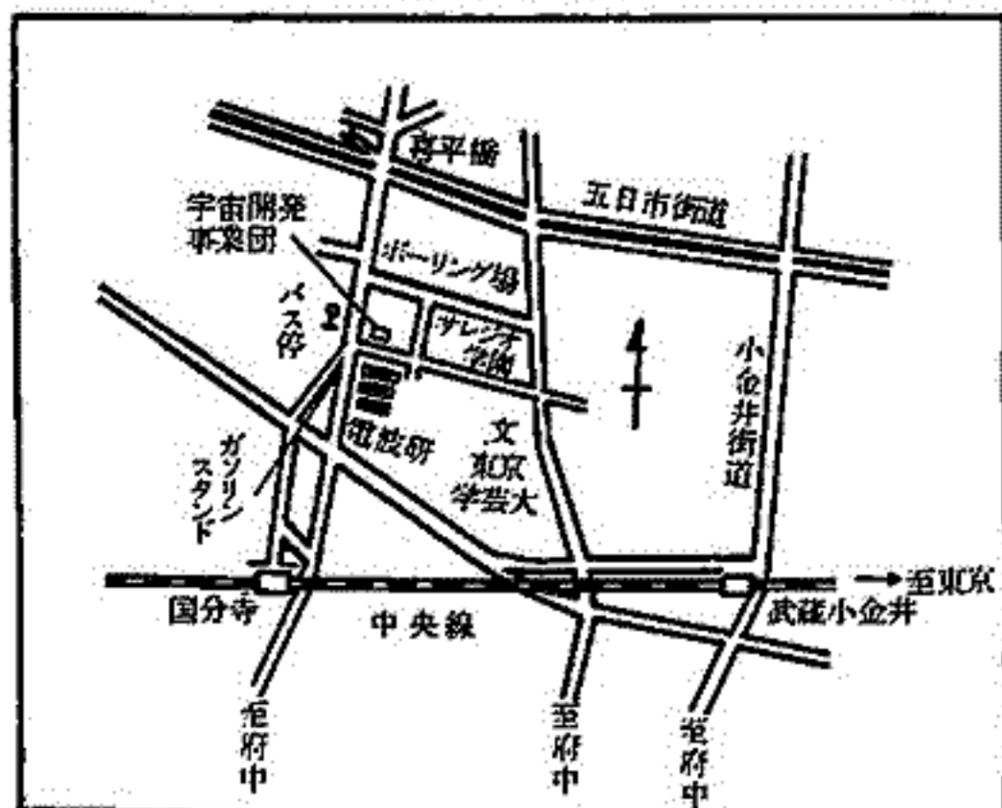
岩石磁気・古地磁気

- | | | |
|------|---|--|
| Ⅰ-80 | 伊藤晴明(島根大文理), M. Fuller(Calif. Univ., Santa Barbara) | Paleomagnetic Record of Late Tertiary Field Reversal |
| 81 | 伊藤晴明, 時枝克安(島根大文理) | 丹沢山地新第三紀花こう岩体の古地磁気 |
| 82 | 時枝克安(島根大文理) | 伏角と地磁気強度の利用 |
| 83 | 河野長(東大理) | 古地磁気データの球面調和解析(Ⅳ) |
| 84 | 斎藤和男, 小嶋稔(東大理) | Line Chain の $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代 |
| 85 | 安川克己(阪大基礎工) | 古地磁気学的にみた日本列島 |
| 86 | 杉浦直治(東大理), 永田武(極地研) | 大和隕石の磁氣的性質 |
| 87 | T. Nagata(極地研), M. Shima(理研) | Natural Remanent Magnetization and Exposure Age of the Yamato Meteorites |
| 88 | T. Nagata(極地研) | Ferromagnetic Component in Lunar Materials |

第57回総会・講演会の会場案内

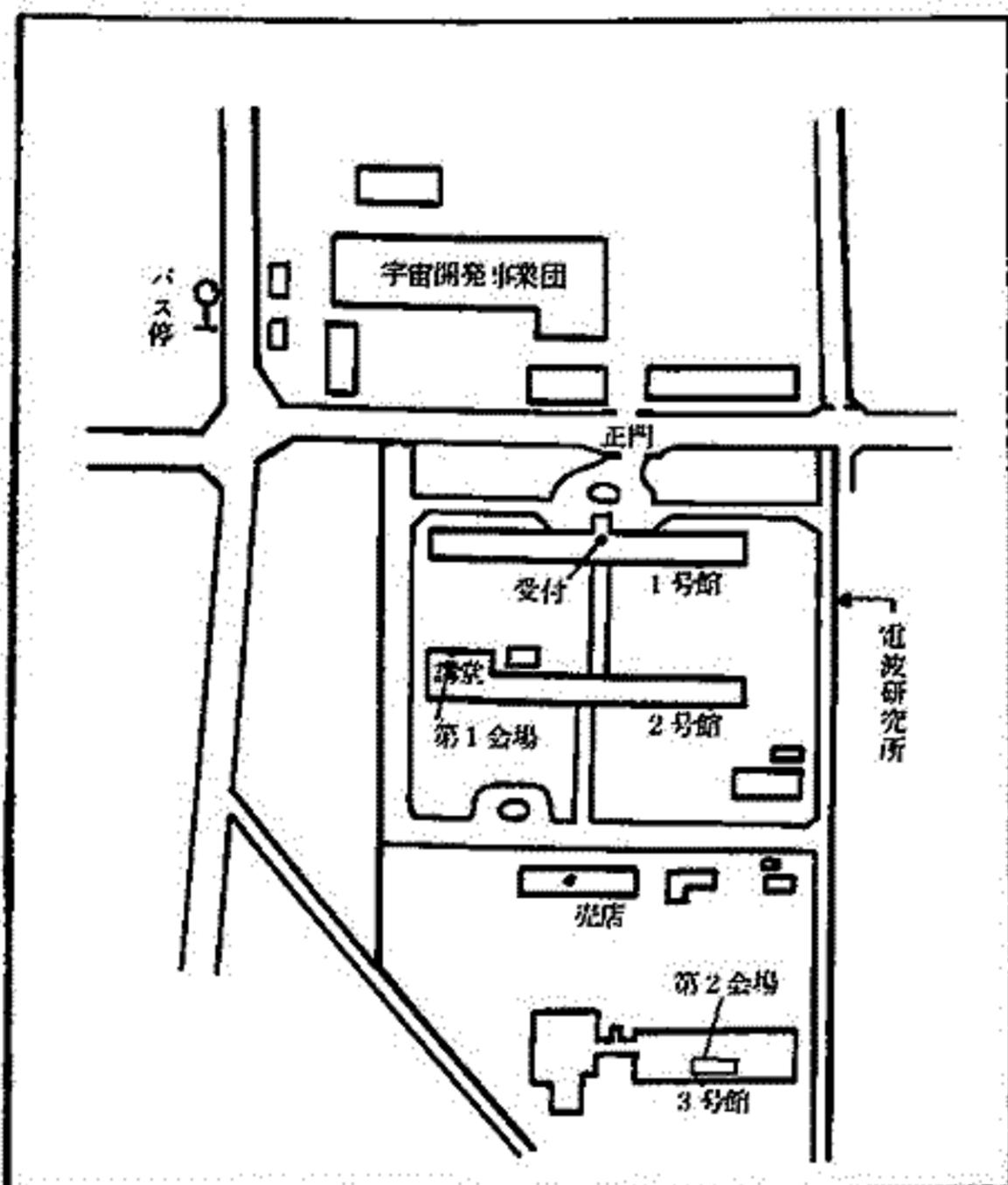
会場 電波研究所本所

東京都小金井市貫井北町4丁目2-1 (〒184), 電話 0423-21-1211 (代表)



交通

- ① 国電中央線武蔵小金井駅北口下車
京王バス小平団地ゆき(9番のりば)
にて電波研究所下車
- ② 国電中央線国分寺駅北口下車
徒歩 約10分
または
立川バスにて電波研究所下車



会場

受付	1号館 玄関
第1会場	2号館 2階 講堂
第2会場	3号館 3階 306号室

第 1 会 場

山下喜弘*, 池上比呂志**

*気象庁・気象衛星, **気象研究所

太陽プロトン ($> 100 \text{ MeV}$) の惑星間空間伝播の多くの研究によると太陽フレアから放出された高速粒子は太陽-地球間の空間状態に強く支配されていることが明らかにされている。しかし惑星間空間では粒子の相互の衝突は殆んど起らないとみてよいから問題となるのは空間に存在する磁場であると考えられている。太陽プロトン ($> 100 \text{ MeV}$) は一般にスライラルセクタ(コア領域)内を伝播する。それよりも低いエネルギーの太陽プロトンは磁場の乱れによって散乱されて、その外側(ハロー領域)にも拡散すると考えられている。従ってこの拡散は個々の太陽プロトン現象でセクターの角度の大小, また惑星間空間の衝撃波の存在によってこのことは大きく異なってくると思われる。

そこで, この拡散現象を定量的に表現するために, Jokipii (1967) の考えに従って, 惑星間空間媒質の各種の乱雑な電磁流体力学的擾乱を規則的なスライラル磁場とその扇形構造に重なった乱れのパワースペクトルで表現する。いま, 磁氣的乱れスペクトルと関係する拡散係数 D は, $D = v^2 T / 6$, ここで, 粒子速度 v , それから, 速度空間における緩和時間 T とすると, T については, 次の関係式がある, $T = (m/\beta)^2 \cdot (2v/\pi p(k_0))$, ただし, $k_0 = (\beta/mv)$, ここで, m, β は粒子の質量と電荷量, β は平均的磁場強さ, そして $p(k_0)$ は波数 k_0 での磁場的乱れパワースペクトル (波長は $2\pi r$, r は gyro半径) となる。

《惑星間磁場(IMF)の揺ぎと太陽プロトンの拡散》

今回は 1967年5月~1972年8月までの5年間に地球人工衛星 IMP 5, 6 で観測されたプロトンフレア現象 38例について, その時の磁場のテレタと太陽プロトンの

積分フラックス ($> 10 \text{ MeV}$, $> 30 \text{ MeV}$, $> 60 \text{ MeV}$) のテレタの測定値と惑星間磁場(IMF)の揺ぎと太陽プロトンの拡散現象との間の関係を次の二点について資料解析を進めているので;

(1) IMP 5, 6 で観測されたプロトンフレア現象の初相において積分フラックスの時間変化のタイプを急増型と緩増型と分けた場合, 積分フラックスの強度, エネルギースペクトルの勾配について, この二つのタイプの間に相異があるか。

(2) 個々のプロトンフレア現象の積分フラックスを $J(>E) = J_0 \cdot (-E/E_0)$ で近似したとき, 特性フラックス J_0 , 特性エネルギー E_0 と上述の磁場的乱れパワースペクトル $p(k_0)$ (または拡散係数 D) との間にどのような関係があるか。

※解析結果は会場で報告する。

I-2 Solar activity における南北非対称性の

Geomagnetic activity に対する影響

村山 喬, 青木 孝夫, 袴田 和幸
(名大理) (中部工大)

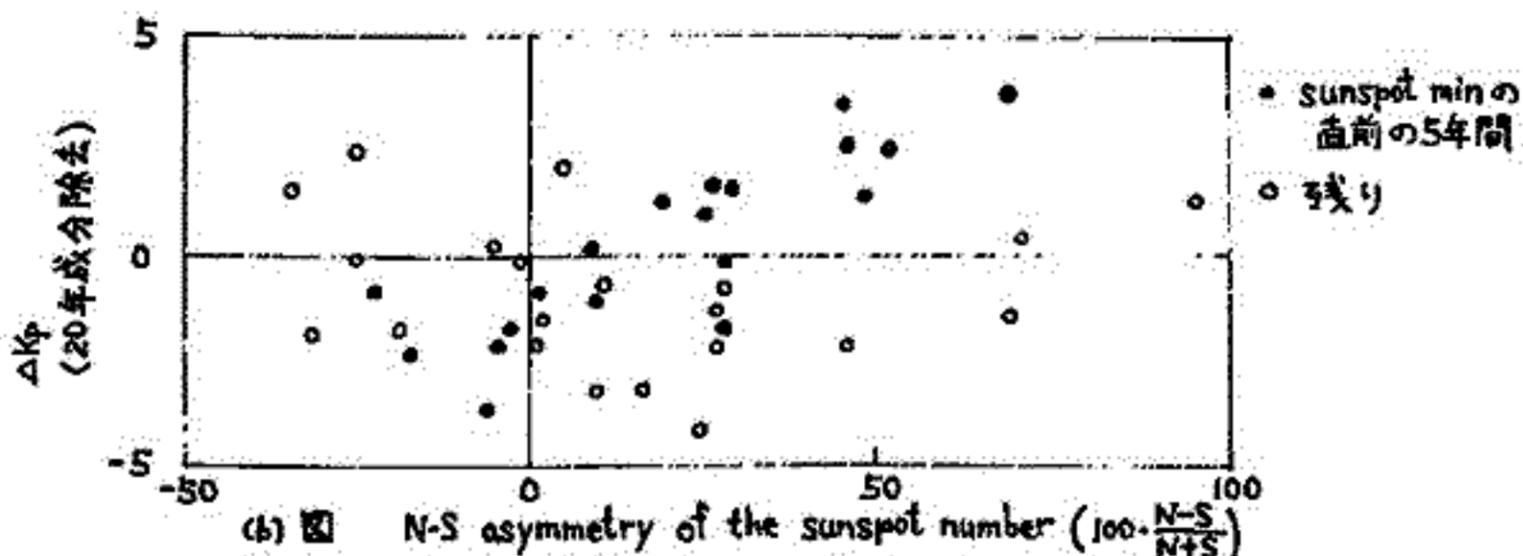
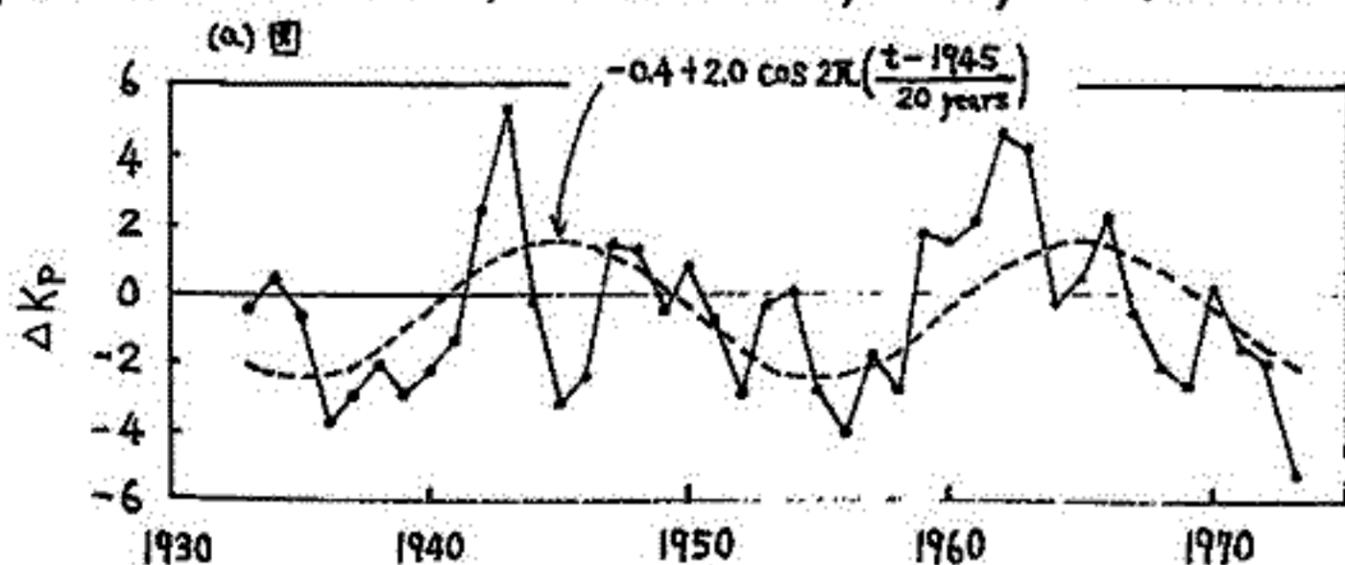
1932-1973 の期間における Kp index の時間変動を, solar activity の南北非対称性 (N-S asymmetry) の効果との関連性に注目して調べた。この効果は, geomagnetic activity の各年の前半と後半との非対称性 (L-E asymmetry) として現われる。しかし, Kp には, solar cycle を通しての大きな変化が存在するので, それを除くために, ΣKp について一年の running average をとり, それよりのずれの量 (δKp) から次の量を定義した。

$$\Delta Kp \equiv \langle \delta Kp \rangle_{後半} - \langle \delta Kp \rangle_{前半}$$

ここで $\langle \rangle$ は半年間の平均を示す。

この量を (a) 図に示した。これについての解析から次のような結果が得られた。

- (1) ΔKp における時間変動の主要な成分は約 20 年の周期をもっており (a) 図の点線参照), solar magnetic cycle に伴った変化を示唆する。これは, その asymmetry が逆になる時期を, その波が平均値の線を横切る点で判定すると, それは sunspot max. の約 1.5 年後である。またこの波は, sunspot number や coronal green line emission intensity の N-S asymmetry からは説明されない独立のもののようなものである。
- (2) 付加的な成分が, 11 年の solar activity cycle の declining phase において現われ, それは sunspot number の N-S asymmetry とかなりよい相関を示す。その様子が (b) 図に示されている。
- (3) 宇宙線の強度が太陽の activity の影響をうけることはよく知られているが, 地上の neutron monitor によって観測された宇宙線強度についても, Kp の場合と同じ手続きによって解析を行なうと, 同様の L-E asymmetry が認められる。



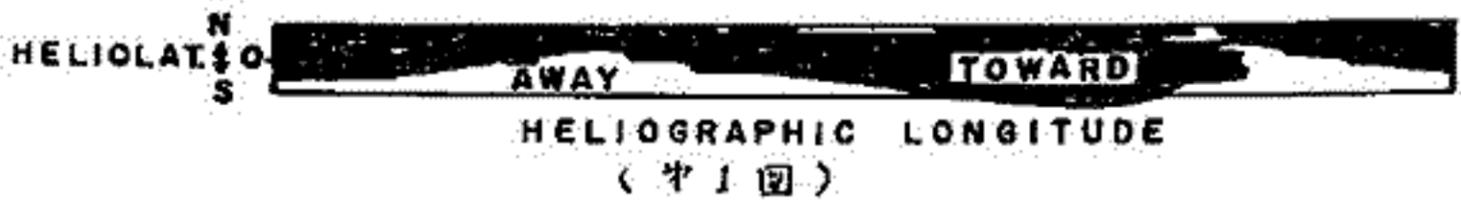
太陽および惑星間空間の磁場構造

齋藤 尚生
(東北大・理)

惑星間空間の巨視的磁場構造に関して、さきには 2-sector spiral-fan model が提唱された(齋藤・1972)。この様な磁場構造を、太陽極磁場まで考慮に入れれば、巨視的に見ると、IMF の sector boundary は一般に地球の軌道面に対して或る傾角を有する一曲面として表現し得るのである。sunspot minimum phase では太陽極磁場が安定する為、この傾角は小さくなる筈である。傾角が小さい場合には sector boundary 面の境が凹凸が少なくて、地球近傍では 2-sector から 4-sector、或いは 4-sector から 2-sector への移行を認められる筈である。

即ち、polar cap の観測所における地球磁場の日変化から推定した IMF (即ち PIMF) の daily polarity が、1970年頃から1972年まで発表されてきたが、1966年頃から1969年までは 2-sector であることがわかった。その後の上記1970年以降の3年間は、可成り規則的に3月付近では 4-sector、7月付近では 2-sector の季節変化が得られてきた。これに對して地球気擾乱の季節変化については、Solar Cycle No. 15~19 に対して既に指摘されてきた(斎藤・1955)。そこで PIMF の daily data から、scanning method (齋藤・1972) で sector の立体構造を求めた。その結果、sector boundary は 12~3 年間に亘って比較的安定した傾斜曲面を形成していった事が知られた。

本1回は人工衛星による IMF の直接観測資料によると、同様に scanning method を求めた、1965年頃から1966年にかけての IMF sector 境界面を示す。今、半径 1 AU の球面上に日面緯度経度ととり、日面緯度 ±7.5° の間の belt の幅と仮定する。この belt 状の球面上に観測された IMF の polarity (away or toward) を投影し、然る後 belt を平面に展開したのが本1図である。polarity の変化する BP の球面と sector 境界曲面との接線が、前記の緯度通り波打っていることが、本1図から明らかである。この様な model は、太陽の Helio-synoptic chart から推定される太陽磁場構造、quiescent dark filament の緯度変化、太陽の極磁場の変動等の観測事実とも矛盾しない。



惑星間空間磁場と地磁気擾乱の 南北非対称性との関係

袴田和幸
中部工大

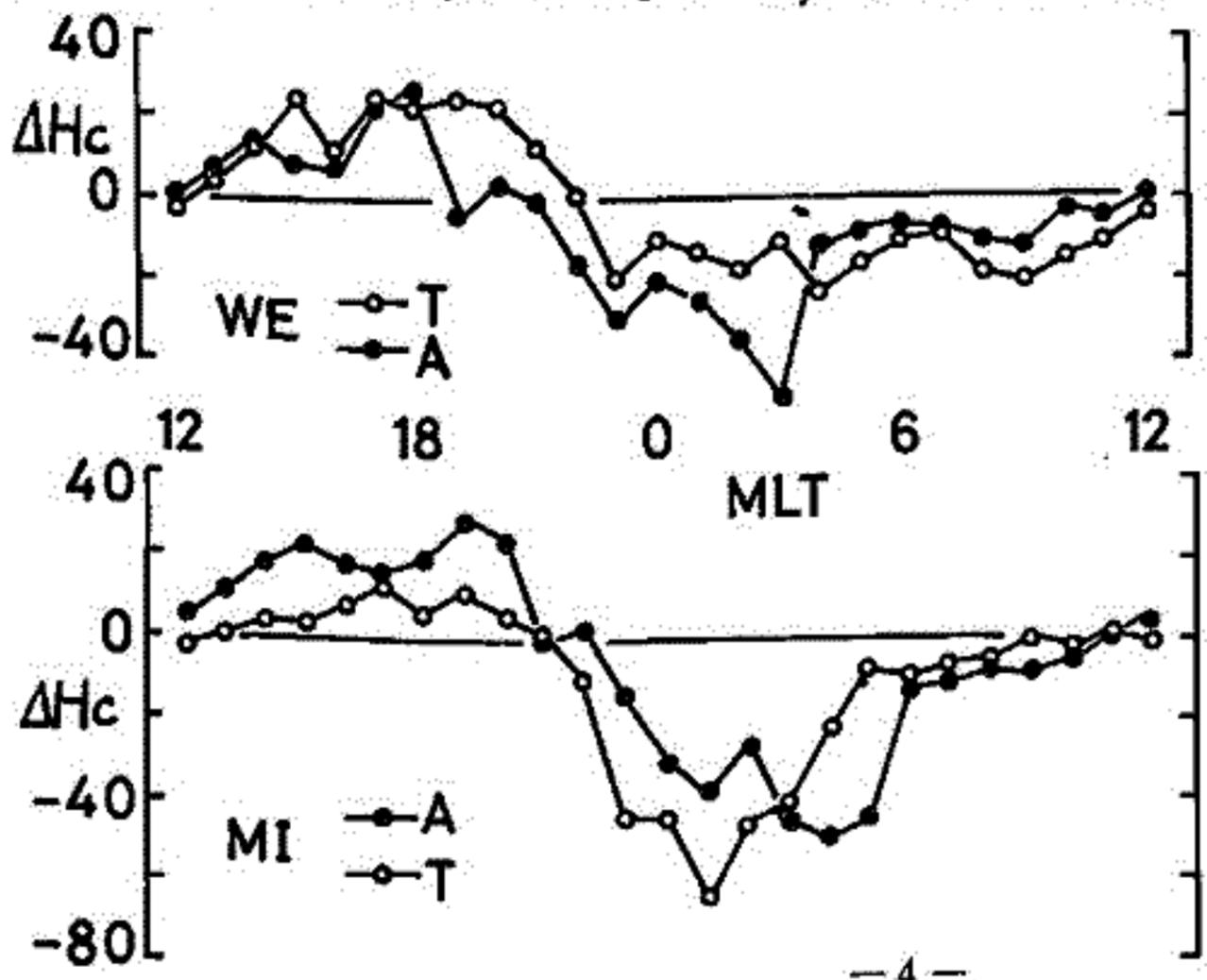
Subauroral zone 付近での地磁気擾乱の大きさが惑星間空間磁場(IMF)の南向き成分(B_s)及び太陽風の速度(V)のみならず、東西方向の成分(B_y)にも依存していることは、 A_n , A_s index を用いて確かめた。今回は、南北両半球の auroral zone 内の conjugate point である、Cape Wellen (WE) と Macquarie Is. (MI) での地磁気水平成分(一時間平均値)の一日変動(時刻は Magnetic Local Time (MLT) を用いた)が B_y に、どのように依存しているかを調べた。

K_p でみた Five quiet days での各観測所における地磁気水平成分の値を Base line にとりこれからのずれ (ΔH) を変動分として用いた。この ΔH を WE, MI とともに、各時刻ごとに IMF の東西方向の成分の状態により、T ($B_y < -2\gamma$) と A ($B_y > 2\gamma$) の 2 つのグループに分け、1967年7月から11月までの5ヵ月間にわたって平均をとる ($\langle \Delta H \rangle$)。この ΔH には Solar Wind parameter (たとえば B_s , V 等) の影響が含まれているので、 ΔH の B_y 依存性を調べる時には、これらの影響を補正する必要がある。

地磁気擾乱の大きさを表わす他の index A_E , K_p 等が、これに対して一時間程度先行する $B_s V^2$ の値と良い正の相関を持っていることが知られているので、ここでは、この補正として $\Delta H / B_s V^2$ を用いることにする。

そこで、各時刻の $B_s V^2$ も T ($B_y < -2\gamma$) と A ($B_y > 2\gamma$) の 2 つのグループに分け、 ΔH と同じ期間にわたって平均し ($\langle B_s V^2 \rangle$)、 $\langle \Delta H \rangle$ とこれの一時間先行する $\langle B_s V^2 \rangle$ を用いて計算した $\Delta H_c \equiv \langle \Delta H \rangle / \langle B_s V^2 \rangle$ を下図に示す。

図よりわかるように北半球の Wellen では、T のときは A のときに比較して positive bay の振幅が増加するのに対し negative bay の振幅は減少している。またそれらの最大値の時刻が朝側にずれ positive bay の時間幅も増加している。これに対し南半球の Macquarie では逆に A のときに positive bay の振幅が増加し negative bay の振幅は減少している。しかし、それらの最大値の時刻が共に朝側にずれ、positive bay の時間幅が増加するのは Wellen と同じ傾向に行っている。



Geomagnetic		
	Lat.	Long.
WE	61.96	237.79
MI	-60.92	243.86

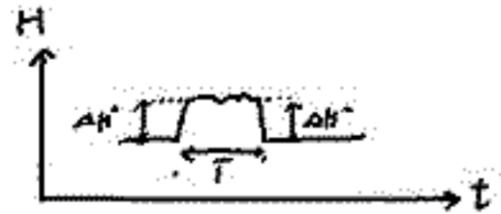
尾木 徹, 橋日 匡邦
京大 理

地磁気記録を調べると、SI⁺の後 1~10 数時間後には同規模の SI⁻が現われることが知られる。これを SI⁺-SI⁻ pair と呼ぶことはできる。これは太陽から放出される高速度ガスが先行する低速度太陽風に追突する際に生じる forward-reverse shock pair と磁気圏との相互作用の結果と一見解釈できる。数人の研究者により調べられたことが (Abe et al., 1964, Smith et al., 1965, Raydon et al., 1965, Hirschberg, 1965, Colburn et al., 1966, 日理 (1967)), いろいろ case study であり、その統計的性質は明らかでなかった。この SI⁺-SI⁻ は太陽風の速度を調べると重要な手がかりを提供するとみられるにもかかわらず、理論的に観測的に説明するべき点も多く残していると思われ、これを明らかにするべくその統計的性質を明らかにするために下記のように解析を行った。

まず 1958 年以降の極圏の Normalized magnetogram から SI⁺-SI⁻ pair を拾い出し、これに付随する Sun Juan のデータを調べた結果 90% 以上の相率で付随する変化を見出した。これは極圏のデータを広く統計をとると SI⁺-SI⁻ pair 以外の層析的変動が混入する可能性は小さいとみられることがわかった。このことは前提として、1942~1977 年の 30 年間の極圏の normalized magnetogram から 430 件の SI⁺-SI⁻ pair を pick up し、そのうち SI⁺, SI⁻ の振幅と SI⁺-SI⁻ 間の時間 (T) を測定し、その統計的性質を調べた。なお、SI⁺ と SI⁻ (ΔH^+ , ΔH^-) の間には、惑星間空間の tangential discontinuity に対応する変動が現われることがあり、SI⁺ からその変動までの時間を調べると有意義であることが、この変動をのぞくならば、1/2 の例が多く、統計を 1/3 にした方がよい。その解析結果は ΔH の分布の表に示した。

結果

	ΔH^+ (γ)	ΔH^- (γ)	T (hr)	$\Delta H^+/\Delta H^-$
最大値	33	56	16.9	4.18
平均値	11.3	11.2	4.2	1.23
最多出現値	8~10	8~10	2~3	1.0~1.2
最小値	—	—	0.5	0.21



経年変化 : pair の数 : 太陽活動度と逆相関
 ΔH^+ , ΔH^- : 傾
 T : 逆

年変化 : pair の数 : semiannual (3, 9月・極小)

日変化 : SI⁺ の数 : 朝方に極小
 SI⁻ : 夜間に極小
 ΔH^+ , ΔH^- : 朝方に極小

References : ① Planet. Space Sci., 12, 577,
 ② " 12, 675
 ③ " 13, 1111
 ④ J. Geophys. Res. 72, 5323

⑤ Space Sci. Rev. 5, 437
 ⑥ 京師大論集 第2巻 第4号 30頁

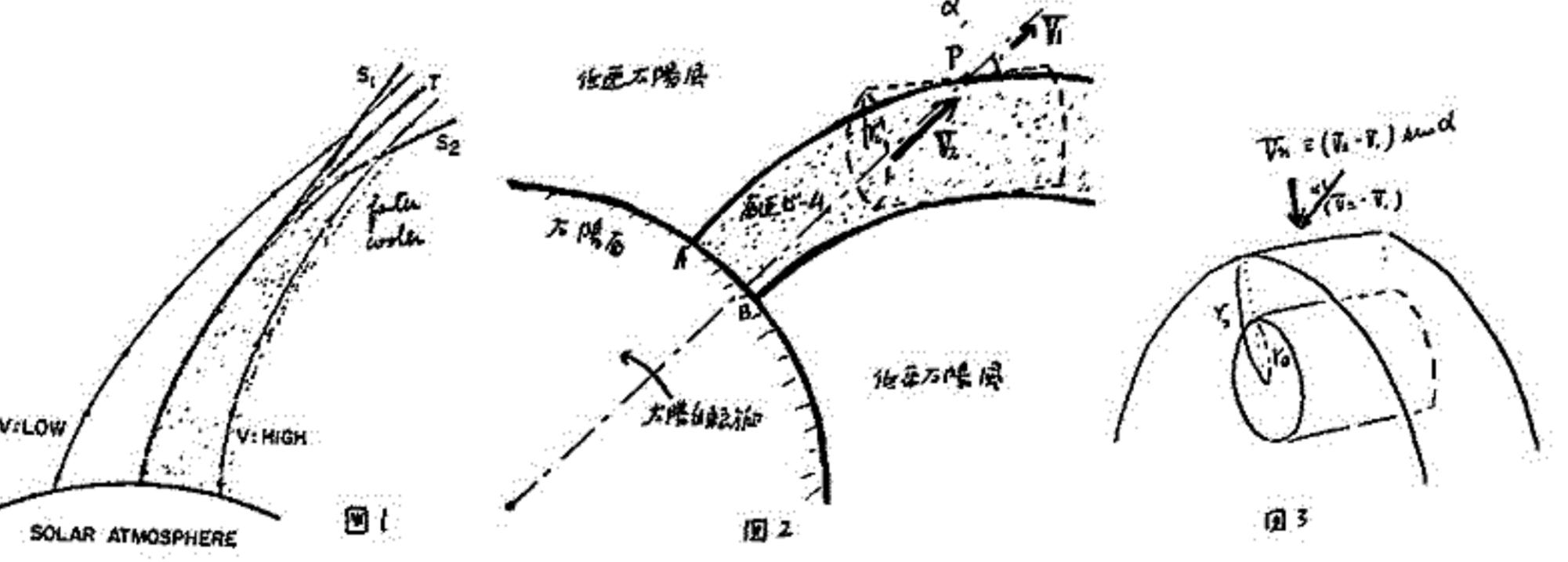
荒木 徹, 橋田 匡邦
京大理

地上で観測される SI⁺-SI⁻ pair に対応する惑星間空間での forward-reverse shock の原因として ① 太陽フレアから放出される高速ガスと先行する低速太陽風ガスとの衝突, ② 太陽面上の一定領域 (= M-region とみえる) から定量的に流れ出る高速ガスと他の領域から出ている低速太陽風ガスとの相互作用の二つが考えられている。このうち ① については 例として Sonett and Colburn^① (1965) の考察があるが ② については ① のような geometry が提案されている (Rogdan et al^② 1965) 以外 定量的な扱いはほとんどない。これは ① が 1次元モデルで十分な程度まで扱えるのに対して ② の場合は 2, 3次元モデルで考慮しなければならない事情によると思われる。Blunt Body の前面にできる shock wave の形を定める方法として 先に shock の形を仮定してそれに合う物体の形を計算する手続をとる。物体の形が客観的のものになるまでくり返すやり方。一様流が物体に衝突する瞬間からの流れの変化を一応状態にまで刻み遅延して置く物定常問題としての扱 (例として Borcherovsky et al^③ 1966, Mason et al^④ 1969) 等があるが ② のような方法の場合への適用については 今後、慎重な吟味を加える必要があるように思える。② の定量的扱の第一歩として Tamada と Hida^⑤ が 既に 1967 年 11 月に 前面にできる shock について計算した結果を述べ 前面を考慮して加えてみる。

図 2 のように 太陽面上の領域 A-B から 周囲の太陽風速度 V_1 より大きい速度 V_2 を持つ β -4 がでてくる。この高速 β -4 の leading edge の P 点 (太陽中心からの距離 R) で β -4 に接し β -4 と等しい半径をもつ円柱型ピストンによって 先行する低速太陽風が押えられ shock が形成されると考えられる。円柱が静止する系でみると 円柱に垂直な流れの速度成分は $V_n = (V_2 - V_1) \sin \alpha$ (α : P 点での β -4 のスリット角) であり この V_n が Mach 数を越えれば shock が形成される。P 点での β -4 の半径は 領域 A-B の大きさに決まり Hida の計算手法により stand off distance r_0 は R の函数と求められることができた。

以上の計算結果については報告し このモデルの妥当性を吟味したい。

References. ① Planet. Space Sci. 13, 675 ③ A&AA Journal 4, 776 ⑤ J Phys Soc Japan 22, 740
② " 13, 1111 ④ " 2, 697



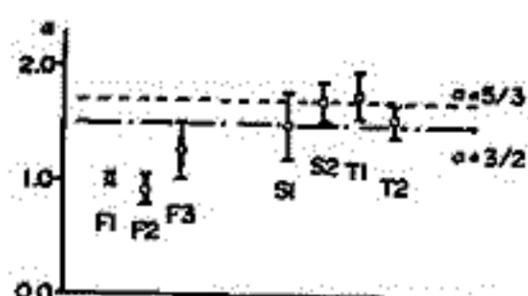
I-7 太陽風内でのアルフベン波の乱流スペクトル(I)

坂 翁介・北村泰一
九大・理

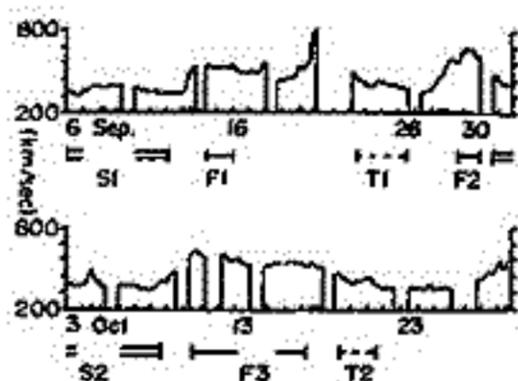
太陽風のパラメータ（プロトン温度，電子温度，プラズマ密度，太陽風流速）が地球軌道付近に一定ではなく大きく変化している事はよく知られているが，その理論的な裏付けは必ずしも成功していない。特に流速(V)とプロトン温度(T_p)の間に $T_p^{1/2} = (0.036 \pm 0.003)V - (5.54 \pm 1.50)$ の関係が成立することが経験的に知られているが，この事については今までのコロナの膨張モデルでは説明がつかない。それが，太陽コロナの非等方的な膨張によるのか，太陽からプラズマが飛び出してくる時にもともと上の関係が成立しているのか，単に熱伝導率や，電子とイオンのエネルギーのやりとりが今までの予想と異なっているのか，もしくは波による加熱が起きている為なのか，は，まじりしていない。

我々は，太陽風の高流速(fast-stream)と低流速(slow-stream)で何が，どちらが起きているのかを明らかにすることは，上の T_p - V 関係式と関連して太陽コロナの膨張過程で起る物理現象を知るのに必要であろうと考えた。ここでは電磁流体波の低周波域(周期 ~ 30 分 ~ 30 時間)での乱流スペクトルが太陽風の高流速と低流速でどう変わっているかについて調べた。解析には，3.41分平均の磁場データ(Explorer 34 衛星, 1967年9月6日から10月29日)を用い，29.1時間(3.41×512 10)のデータに Minimum V. method を適用し，ゆらぎが最大になる方向成分(つまり最大固有値を持つ成分)についてスペクトル解析をおこなった。又時間間隔が2.3時間以上にある連続不連続面(Tangential Discontinuities)を含まない様に1.8時間ずつおろしてダイナミックスペクトルを取った。

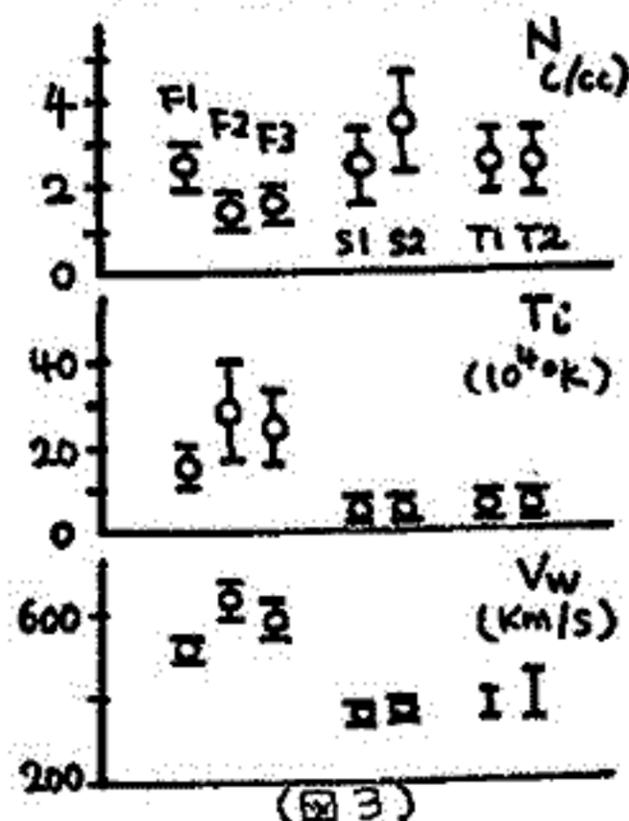
解析の結果，パワースペクトル ($\text{cm}^2/\text{cc}/\text{cpm}$) が $f^{-\alpha}$ (f : 周波数, cpm) に比例すると仮定すれば，太陽風低流速では $\alpha \approx 3/2 \sim 5/3$ に近づき，高流速では $\alpha \approx 1$ に近づくとことがわかった(図1参照)。図1での F1, F2, F3 (fast stream), S1, S2 (slow stream), T1, T2 (Trailing Edge) は図2に示しているものをこの区間に相当し，各区間(F1, F2, ... etc)でのプラズマパラメータは図3に示している。なお Trailing Edge では低流速と同様に $\alpha \approx 3/2 \sim 5/3$ に近づくが，その様な高流速から低流速へのせん移域は次の標題(II)で原因を考察する対象から除いた。



(図1)



(図2)



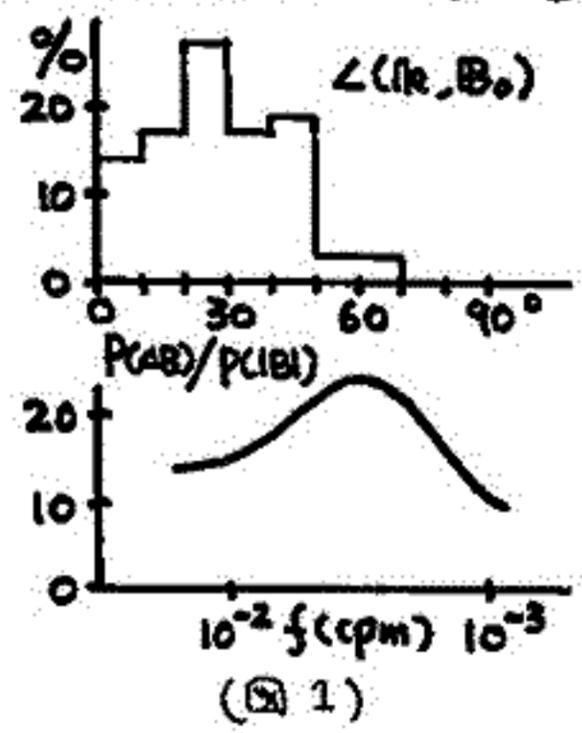
(図3)

* Holweg, J.V., (1974) Publications of the Astronomical Soc. of the Pacific, No513, Vol86

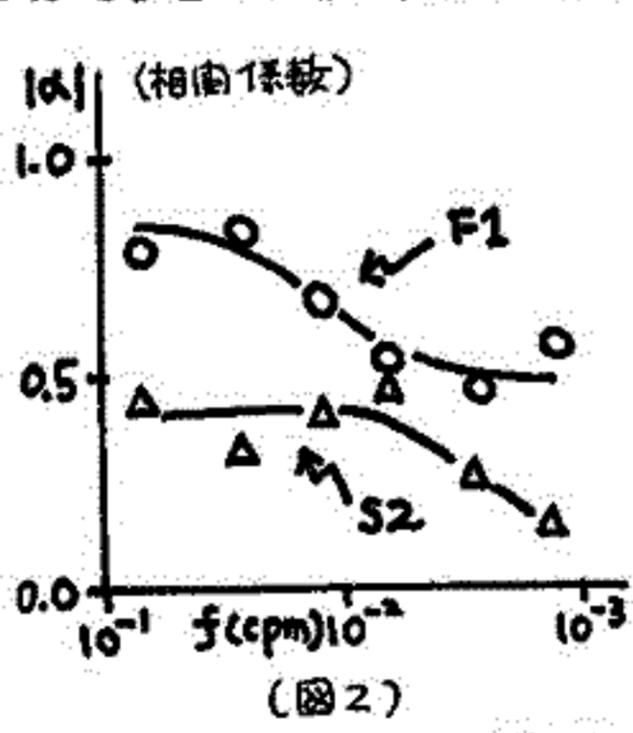
坂 翁介・北村 泰一
九大・理

標題(I)で電磁流体波のスペクトルが太陽風高速流と低速流では異なっている事が判ったが、ここではまずスペクトル解析の対象になつた電磁流体波(Alfven, fast, slow)について調べた。図1には周期30分-20時間に相当する波の波数ベクトル k とその時の平均磁場(~ 20 時間平均)とのなす角度分布, 同波数の相数としての磁場の絶対値のからぎ $P(\Delta B)$ と成分のからぎ $P(\Delta B)$ の比, $P(\Delta B)/P(CIBI)$, を示している。比較的磁場に沿い $P(\Delta B)/P(CIBI)$ が大きい(10倍以上)ことから、ここで対象にしている波は圧縮性(fast, slow)というより非圧縮性(Alfven)の波と推察される。図2では高速流と低速流の2つにわけ太陽風磁場が比較的安定に太陽向き又は反太陽向きの場合をとり出して $V_R - b_R$ (V_R, b_R はアルフベニ波による太陽風流速と磁場の各々の1次のからぎ ω, θ の Radial 成分)の相関係数を示したが、高速流で非圧縮性波(Alfven)はより良くみえる。さて Kolmogorov (又は Kraichnan) の乱流スペクトルは慣性領域では $k^{-5/3}$ (Kraichnan では $k^{-3/2}$) に比例することがよく知られている。太陽風内の低周波波動では $\omega_s \sim k V_w$ (ω_s : 衛星座標系での同波数, k : 波数, V_w : 太陽風流速) という関係が成立するから $k^{-5/3}$ (又は $k^{-3/2}$) はそのまま $\omega^{-5/3}$ (又は $\omega^{-3/2}$) と書きなおせる。つまり太陽風低速流では周期30分-30時間にアルフベニ波乱流スペクトルの慣性領域が含まれていると考えられる。ところが高速流ではスペクトルは ω^{-1} (又は k^{-1}) に近づく。その原因には次の2つが考えられるだろう。1) コロナで圧縮性波が励起されている。2) もともとコロナ内でアルフベン波が広い同波数帯で励起されている。これを調べる為図3に $P(\Delta B)/P(CIBI)$ を同波数を横軸にとつて低速流と高速流に分けて示した。低速流に比べ、高速流で周期30分-数時間において $P(\Delta B)/P(CIBI)$ の値が大まくなっているという事は圧縮性波でなく非圧縮性波が卓越している事を意味するだろう。つまり高速流においてアルフベン波がかなり広い同波数帯で励起されるために、同波数スペクトルが慣性領域のそこから ω^{-1} にずれるのであろう。

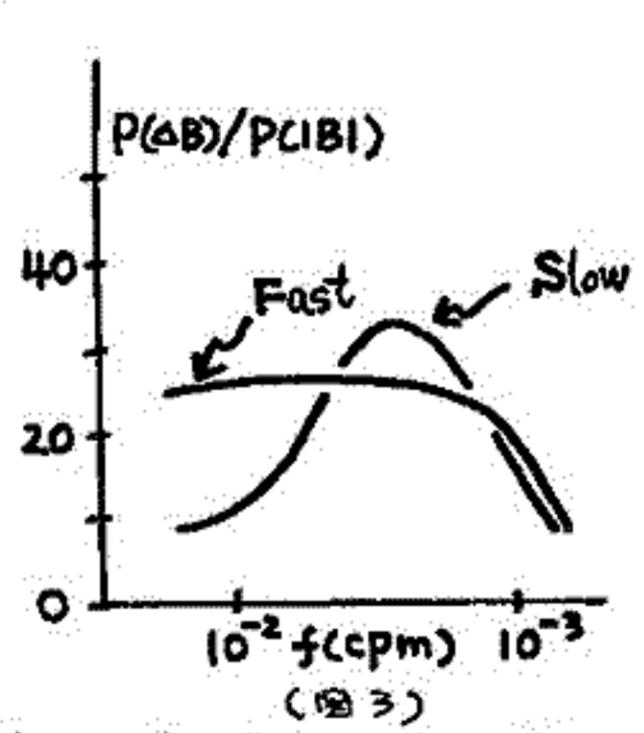
さて標題(I)に記している様に、太陽風の $T_0 - V$ 関係式の説明にはまだ定説がない。Hollweg (1973)^{*)} は波による加熱という立場にたちアルフベン波の存在による $T_0 - V$ 関係式が説明される事を示した。太陽風高速流でアルフベン波が卓越してスペクトルが低速流のそこからずれているという我々の報告は、コロナの膨張モデルにアルフベン波が大ましく影響していると考えた Hollweg の理論を支える1つの観測事実であろう。



(図1)



(図2)



(図3)

*) Hollweg, J. V., (1973) Alfven waves in a two-fluid model of the solar wind, Ap. J., 181, 547

対話的ホイッスラ解析システム

高橋 直久 伊藤 秀一
電気通信大学

従来の様に人間の力のみでホイッスラの解析をする方法では、多大の時間と労力を要する。しかし、逆に、すべて機械により自動的にこれを行なおうとすると難しい問題となる。そこで、人間の向く、見るという基本的な特性と、計算機の単純な高速デジタル信号処理の両方を生かした、マン・マシン・システムによるホイッスラの解析を提案する。

人間、機械両者の特性を十分に活用することにより、それぞれの負担は著しく軽減され、又、解析時間も大幅に短縮される。更に、システムに人間が加わっていることにより信頼性も高い。本システムでは、後述する高速リナグラフを使って、オペレータと対話的にホイッスラの分散を求めているが、10数秒でこれを行うことができる。

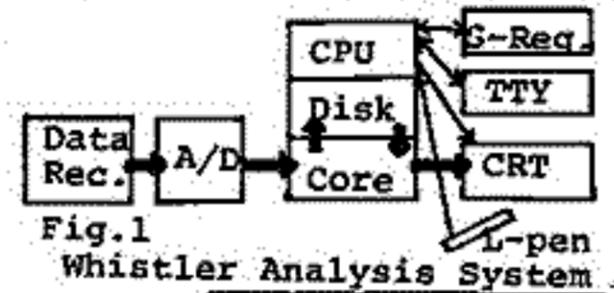


Fig.1 Whistler Analysis System

1. A/D変換 データ切り出し時間 t_d (秒)が指定されると、起動がかけられ、データレコーダのアナログデータが次々にA/D変換される。次に、ストップ信号を受けると、その直前の秒間のデータがディスクに格納される。

2. 高速リナグラフ A/D変換されたデータを適当な時間間隔 Δt で区切ってFFTし、その出力を2値化して、128x128点のメッシュから成るCRTディスプレイに順次表示していく。すると、横軸が時間(6.4ms/点)、縦軸が周波数(78.1Hz/点)で、閾値よりレベルの強い真が表示されている画像が得られる。50 μ sでサンプルした場合、ディスプレイに1度に約0.8秒分のデータが表示される。このために要する時間は、 $\Delta t = 6.4ms$ の時約10秒、 $\Delta t = 12.8ms$ の時約17秒である。

ここで問題となるのは、各表示点が2値しかとれないことである。しかし、これは、ごく短時間で行なわれる2つの機能、閾値を変えて表示し直す機能(図3)と、指定された時刻又は周波数における断面を表示する機能(図4, 図5)により補われる。

3. 分散の求め方 2.のリナグラフをもとに分散を求める方法として、まず回帰分析が考えられるが、ミニコンで行なうにはかなり時間がかかり適当でない。ホイッスラは $\omega = \theta / \tau$ (θ は分散)という簡単な式で表わされるので、2点が正確に定まれば分散 θ は求められる。従って、リナグラフを見てオペレータがホイッスラの存在する場所2点を指定してやればよい。しかし、ここではオペレータの指定位置によりバラツキが生じる恐れがある。又、正確な位置を指定することはオペレータにとって大きな負担となる。そこで、本システムでは、オペレータがライト・ペンで指し示した真の近傍においてピーク値を与える位置を求め、それをもとに分散を決定している。更に、その分散のホイッスラの理想曲線をリナグラフ上に重ねて表示し(図2)オペレータとの対話により、必要ならば修正される。

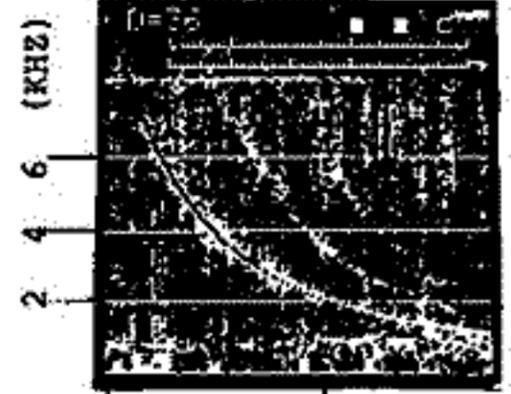


Fig.2 Sonagraph 1

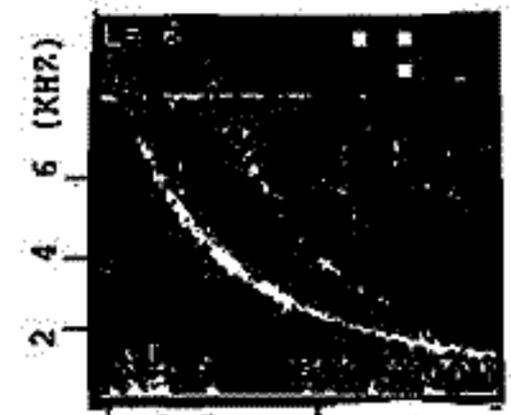


Fig.3 Sonagraph 2

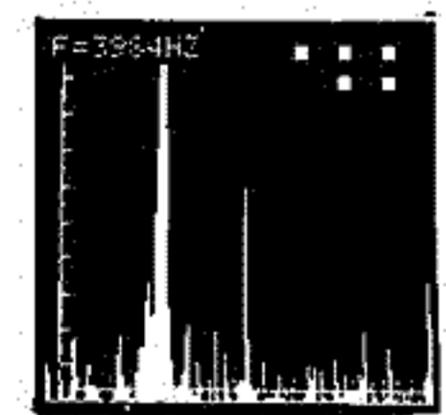


Fig.4 Spectrum 1

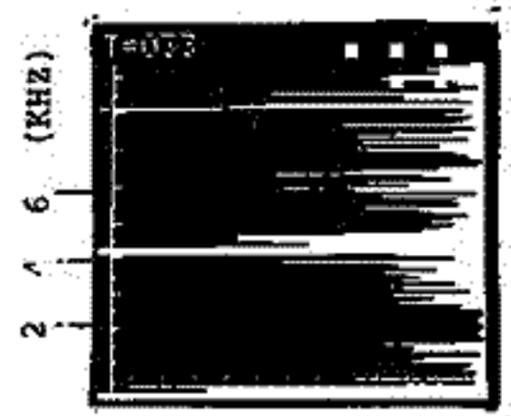


Fig.5 Spectrum 2
Time=6.4x33=212.2 msec

I-11 沖縄におけるホイッスラー観測

上滝 宗*, 津田 昭二*, 山西 光夫*, 西牟田 一三*, 恩藤 忠典*, 村上 利之**
* 沖縄電報観測所 ** 電研

沖縄電報観測所 (Geo. Mag. Lat. $15.3^{\circ}N$) におけるホイッスラーおよびEの観測は1974年10月から電研研究所のIMSプロジェクトの一つとして始められた。

沖縄の様な低緯度におけるホイッスラー観測は、地上で観測される最低限界緯度 (low latitude cutoff) を決める上において極めて重要である。

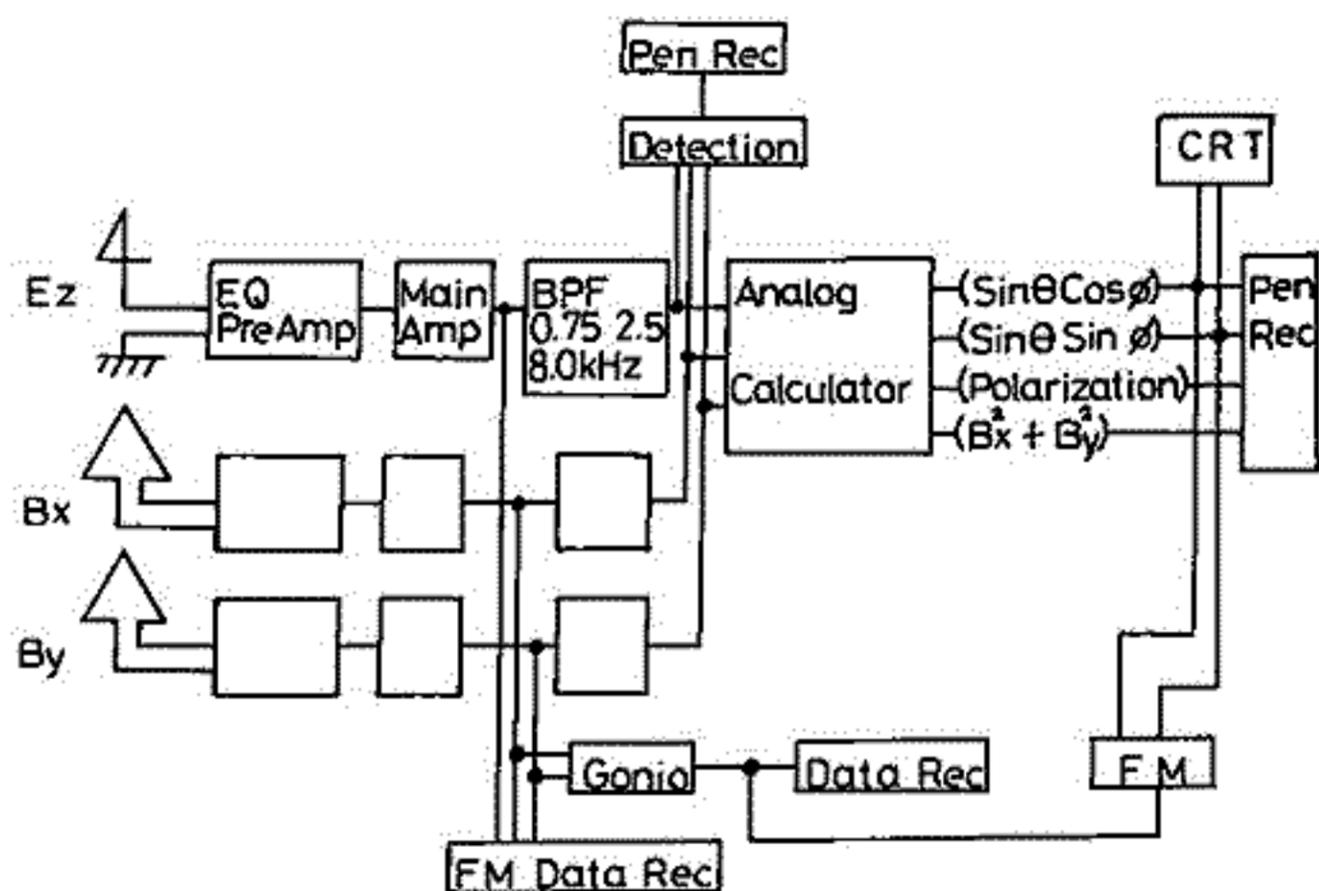
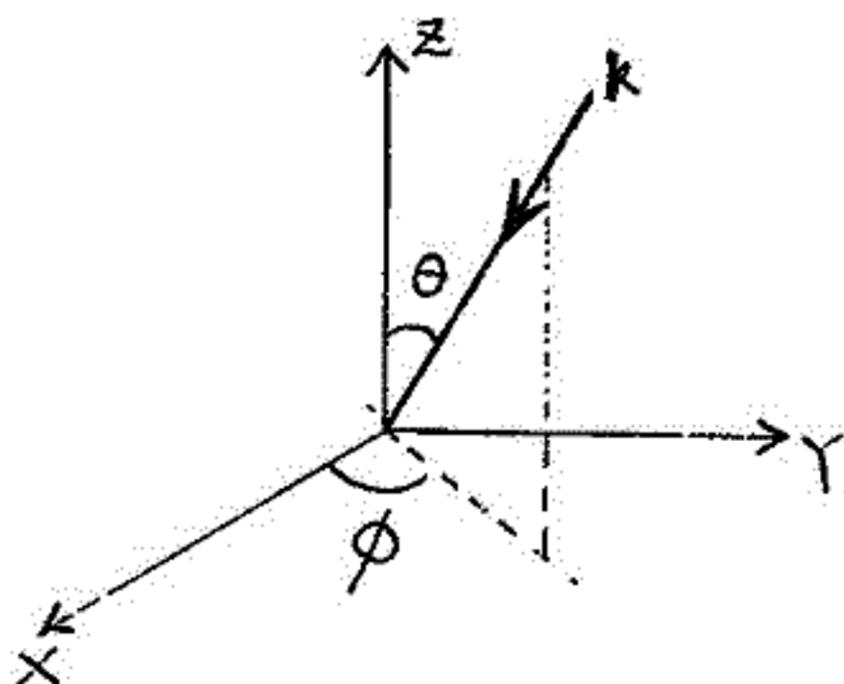
沖縄における、冬期のホイッスラー特性は、次の様になる。

- ① 分散値はエッカルレーの法則に比例し、夜間は約 $15\sqrt{sec}$ 、日没、日出時に連続的に変化する。
- ② 発生頻度は日没から朝方にかけてみられ、昼から夕方にかけてのピークはない。
- ③ Echo-whistler が観測されること、および、分散値が夜間から日出時にかけて数時間に亘って一定値をとることから、サフトの存在が、確からしい。
- ④ 発生頻度と磁気擾乱は相関がみられない。

昭和基地におけるVLF方探観測(速報)

佐藤 夏雄
 東京大学 理学部

1974年4月から1975年1月まで、南極昭和基地において、ELF、VLF帯自然電波の到来方向の観測を行った。観測システム、得られた結果を速報する。



I-13

南極ロケット S210-JA19 による VLF 電波
の観測結果

鎌田 哲夫
名古屋大学空電研究所

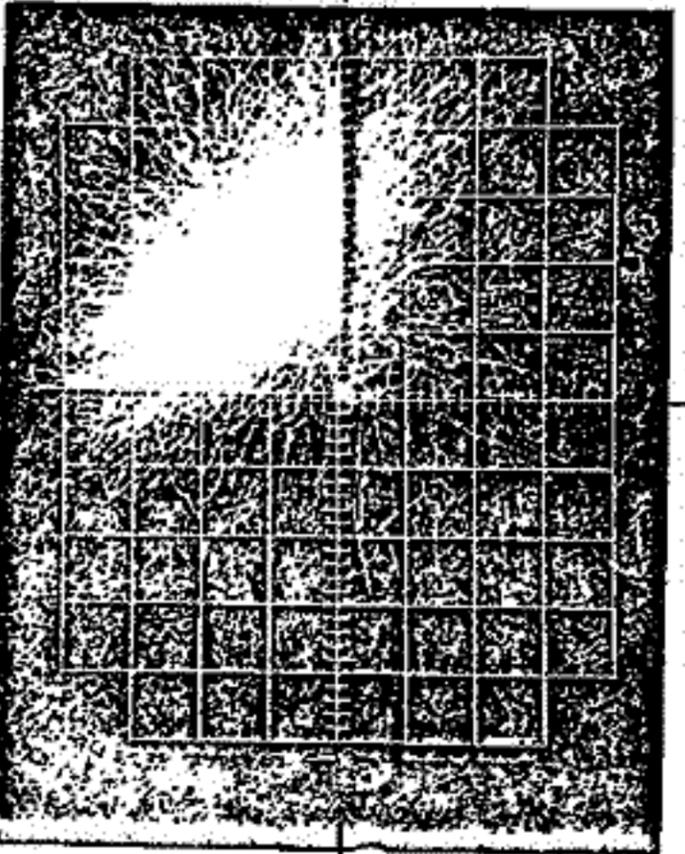
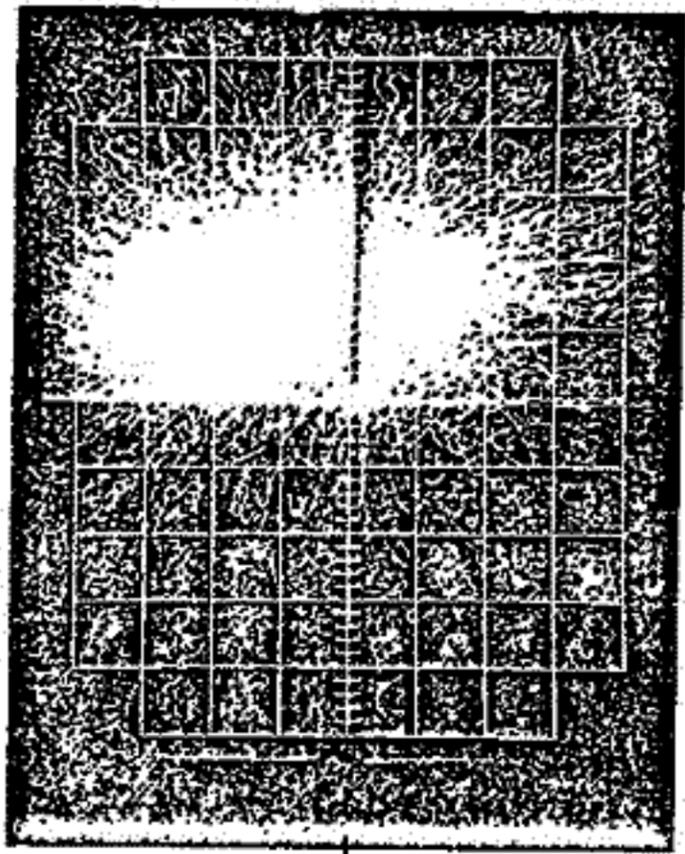
平沢 威男、船川 勝
国立極地研究所 会 石

南極ロケット S210-JA19 3 機により オーロラ電波の観測を 1973 年 7 月 15 日 22 時 09 分 LT に昭和基地で行なわれた。このロケットには、50^{MHz} 帯の Wide-band 送信機（電界と磁界強度測定用）、30 KHz の電界強度測定受信機、17.4 KHz による空中線等価容量測定器、電子密度測定器を搭載した。打上げ所にはオーロラは観測されなかったが、地上の VLF 電波レコーダーに極めて顕著な電波強度変化が記録されていた。観測結果によると約 100 KHz の高度で極めて強い電界強度変化が得られており、或いは静電波ではないかとも考えられるので、これらの点について観測結果を総合的に報告する。

プラズマボーズ周辺のコーラス到来方向の日変化

鶴田 浩一郎, 渡辺 勇三, 西田 篤弘
(東大宇宙航空研)

1974. 10月~12月の3ヶ月にわたりバンクーバー郊外の Westham
島(磁気緯度 54.2°) に於て VLF 波の到来方向の観測を行った。目的
はプラズマシート電の到来方向変化の磁気圏プラズマの運動を求めると
にあったが、VLF下エミッションにも同時に受信することになり、且つエミッションの
平均的な到来方向に明らかと日変化のあることが明らかとなった。この日変
化パターンとプラズマボーズの位置形状との関連
について発表する予定である。



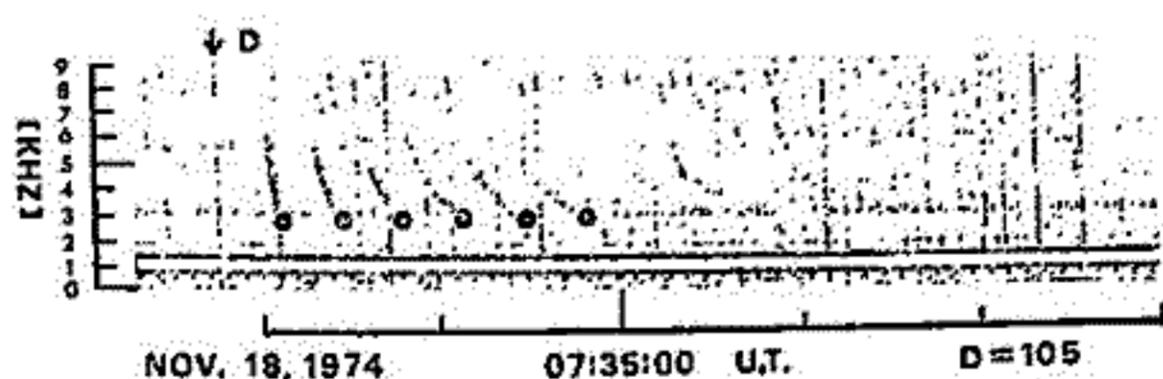
左の二枚の写真は 19時20~22 及び 19時34-36
の2分間ずつ VLF エミッション(コーラス)の到来方向を
モニターして平均化したものである。中心からの
距離は入射天頂角の sin にあわせている。
この例は約12分間のあいだに到来方向が北
→北西へ移っていったことをあわせている。

バンクーバーで3ヶ月の観測期間中に受信さ
ることで、エミッションの方向のコーラスについて
以下のよう傾向があることがわかった。

- 1) コーラスが午後まで続く比較的活動のほ
しい日には、コーラスの出現のは
南側から電波がやってくる。その後次第に
北側に移りコーラスの消滅する直前に北へ
移る。
- 2) 早朝の外コーラスの受信が少いときはコーラス
の北側から来ている。
- 3) 午後側(Bolideのあたり)で東→北→西
という比較的早い(約30分)移動がみ
られることがある。

以上のことはプラズマボーズの形状と関連を定
量的に理解するに役立つと思われる。

渡辺勇三 鶴田浩一郎
東京大学宇宙航空研究所



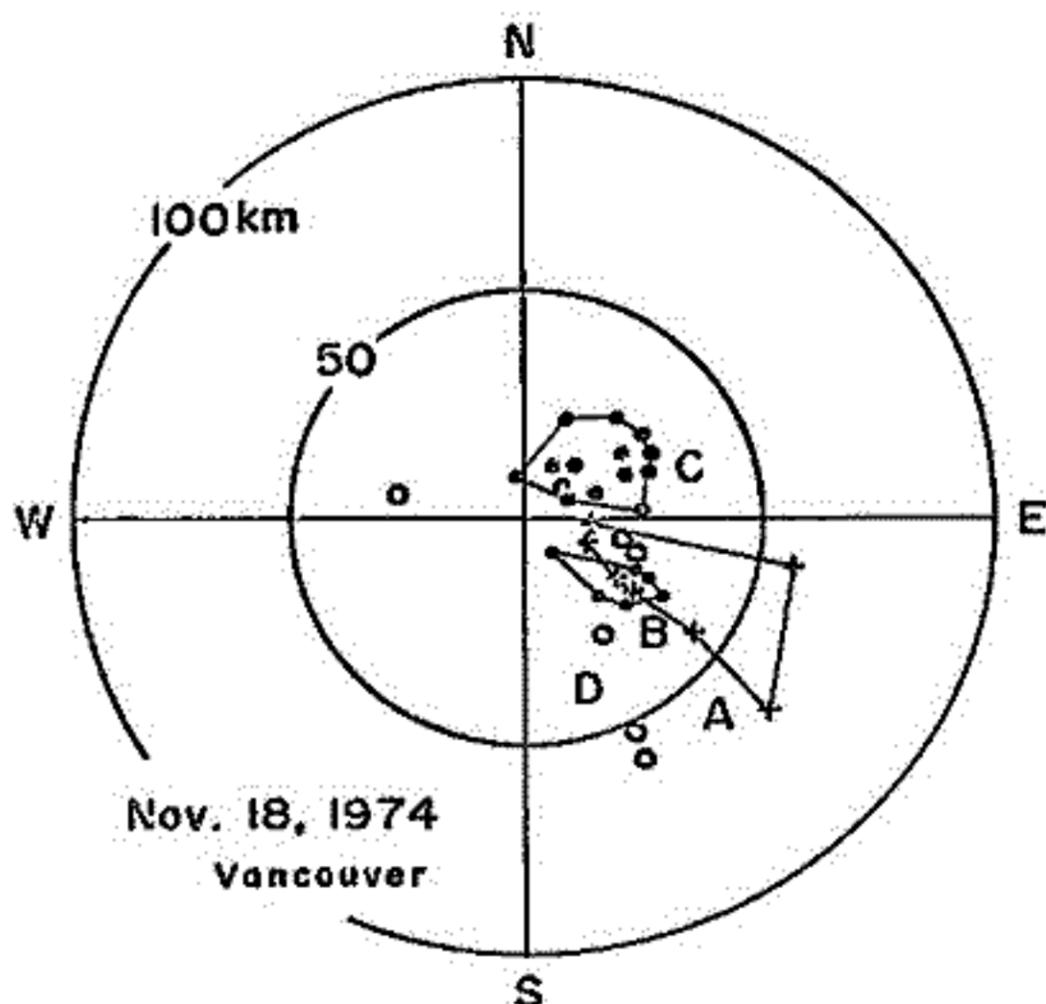
ホイッスラー空電の伝播路の電離層プラズマからの最終出口を方探装置を用いて決定し、ホイッスラーの各周波数成分の伝播路を求めた。用いたホイッスラーは1974年9月から

1月の間にカナダのバンクーバー ($54.2^{\circ}N$) で観測して得られたもので、方探装置の原理と方式および解析の方法手順については、第54回学会予稿集等に記している。

上図に、エコーホイッスラーA, B, CとDを示す。矢印で落雷点、丸印で解析点を示す。下図は解析結果を示し、原点が観測点で出口の位置を地上面に投影して印す。

これから以下のことが結論できる。(i) ホイッスラーの各周波数成分はほぼ一ヶ所から出ており、ダクト伝播である。(ii) エコーをなしている各ホイッスラーは、このダクトを往復伝播して出来たものである。(iii) エコー群A, B, Cの出口の空間的移動が見られるが、これは一ヶ所の同一のダクトの動きと考えられ、磁気圏内プラズマの運動を示したものである。(iv) エコー群Dは、別の時刻に得られたもので、エコーA, B, Cより小さい分散のホイッスラー群であるがその出口はA, B, Cのものより明らかなに南側に出ており、A, B, Cとは別個のダクトによると考えられる。(v) エコー群Dも時間的に、同方向の運動を示しているが、前述のA, B, Cと同じ程度に運動している。

観測の時には、観測した約50個のエコーホイッスラーについての結果をまとめて報告する予定である。



奥沢隆志 (電通大)

リナグラム上, 太めのホイスラが見られることがよくある。これをあつう, pure-tone type と対して diffuse type と呼ぶ。かつて, Crouchley & Trunn は, オーストラリアの観測所で得られた 1 年間のデータを統計的に処理して, 次の二つの結論を導いた。(1) diffuseness の季節・日周変化には, 系統的なものはいくつかみられない。(2) Hobart (-41.7° 磁気緯度, 以下でも同様とする) での電離層データに spread F の出現があるときには diffuseness が増す。筆者等は, これはおそらく広域路上にあたる磁気圏・電離圏内に起る偶発的(?) な事象の反映に違いないと見られ, 磁気じょう乱との対応関係を調べた。前回の講演では, ものぐさをとって柿思だけの磁気あらしデータとのつき合せを行なったところ, 対応関係のよくないものが残ると報告した。今回はこれを反転し, とりあげる地磁気観測点の個数を大幅に増やし, あわせて南北両半球の spread F との対応も行った結果について述べる。

期間: 1970年1月 ~ 1972年11月

データ: ホイスラ — 菅平 (26.0°), リナグラム総数 2661 枚

地磁気 — Guam, Honolulu, Kaksoka, Colleye, Pitka, Newport
に關する NOAA の Solar Geophysical data ならびにこの後五
者と下記の点における normal-sun magnetogram,
Fort Churchill, Point Barrow, Great Whale River,
Podanbyla, Yakutsk, Irkutsk。

電離層 — 稚内, 国分寺, 山川 (北半球)
Townsville, Brisbane (南半球)

方針: 観測スケジュール時間 t_i につき, 一回以上ひき続きで diffuse type であるものをとりあげる。途中に pure-tone type をはさんでこの状態が毎日継続するがあつうであり, この一シリーズをひとつの event と数える。明らかに long とわかるものは, long, short の区別をしない。

結果: (1) 合計 24 の events に対して, 内 20 が磁気あらし主相部およびあらし終了後 \sim 3 日に対応する。2 は bay disturbance と同様の関係にある。残る 2 が全く対応がつかない。

(2) Diffuse の明確な 2200 のホイスラに關して, 南半球 Brisbane (-35.8°) で 58.4%, 北半球 稚内 (35.3°) で 40.9%。spread F 出現時刻に符合するほかは, 地の低緯度電離層観測点との対応はほとんどつかない。

論議: 講演時, 時間の余裕があれば行なう。

I-17 Scattering of whistler waves from irregularities in a magneto-ionic medium

奥沢隆志(電通大)

ホイストラの磁気圏伝搬に関する：これまでの理論解析に共通しているのは、電子密度モデルがきれいな(層流的といえる)に選ばれていることである。現実には Alouette を初めとする衛星観測による MF グラフの存在や、spread F を引き起こす磁気圏沿い下規則電離の幅幅が ± 1 km 程度で、これが群れをなしているらしいことを考えると、むしろ乱れ(いたがって電波のほうからは散乱)の概念を持ち込むほうが自然ではないかと思われる。乱れの correlation length (おそらく異方向性がある)として何をとりようよいかは、ほんとうのところよくわからないのであるが、ホイストラの波長(数 km)と同程度ないしそれ以下のものがあるならば、無意味でない散乱断面積があり得る。

散乱の問題は乱れ領域を二次放射源として、等価ソース項付きの波動方程式を解けばよい。ボルン近似ができるかぎり、散乱電磁界はディアディックグリーン関数を含む多重積分の形で形式的にはあきらかに求められるのであるが、応用に供されるにはほど遠いものであった。Lighthill の漸近定理を適用することによって、Booker-Gordon 流の散乱理論は、最近ようやく magneto-ionic medium にも拡張され、bistatic 問題の遠方界に対する散乱断面積は、なお形式的ではあるもののずっと見通しよく、次のように与えられる (Simonich & Yeh, Radio Sci. 7, pp 291-299, 1972)。

$$\sigma = \frac{k_0^2}{16\pi^2} \frac{|a_s \cdot \bar{M} \cdot a_i|^2}{k_s \cdot k_i \cdot \sec \alpha_i \cdot \sec \alpha_s |C_s|} \langle (\Delta X)^2 \rangle \Psi(k_s - k_i) \quad (1)$$

↑ (幾何学的因子)
 ↑ (統計学的因子)

ただし、 k_0 = 自由空間波長定数、 $k_{s,i}$ = 波長定数、 $a_{s,i}$ = 特性偏波ベクトル、 \bar{M} = susceptibility matrix、 $\alpha_{s,i}$ = 射線ベクトルと $k_{s,i}$ との鋭角、 $|C_s|$ = 屈折率曲面の特性尖でのガウス曲率の大きさ、 $\langle (\Delta X)^2 \rangle$ = 電子密度 (X : Appleton parameter) の空間的乱れの大きさの自乗平均値、 Ψ = 乱れの相関関数のスペクトル (k -ソースでの)。添字 s, i でそれぞれ散乱波、入射波を区別する。

磁気圏におけるホイストラ周波数帯は正常波の伝搬を許さないで、cross mode scattering を考える必要はない。下層上部のパラメータを選び、相関関数としてガウス型をとったとき、ホイストラ波に対する上記散乱断面積の指向性はやはり、磁気圏沿いに鋭い主ビームを持つ場合のあることを数値計算により示し、あわせて応用上の問題点を吟味する。

木村 磐根・川合 誠 (京大工)

1. 序 下部電離層のよりの損失のある媒質(一般に異方向)中の ray tracing の方法は平面層状の場合といふことも確立されていぬ。これに対して最近、損失媒質中の電波通路を空間的にビーム状にした信号を入射することにより測るという手法が一部行われてゐる。^{1)~3)} 本報文では平面層状で損失のある媒質にガウス形の空間分布を有する波を入射して各レベルでの振幅のビームの位置を求め、その波の経路に對するといふやり方を採用した。選路を定める式は異方向の場合にも近似的に解析的に求めたが、これは無損失の場合(今までの方法によるもの)を含む一般式である。

2. 平面層状で損失のある媒質中のガウスビーム 軸を垂直上方とす。直角座標系で電界の成分 E_x を代表として考察する。簡単のために $z=0$ における y 方向のみに対して電界の振幅がガウス状に変化し、波数ベクトル $k_0 = (k_{x0}, k_{y0}, k_{z0})$ によつて特徴づけられる平面波、つまり二次元的なビームを考へると、 $z=0$ における電界は

$$E_x(x_t, z=0) = E_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_0^2} - jk_{z0} z\right); \quad x_t = (x, y), \quad k_{t0} = (k_{x0}, k_{y0}) \quad (1)$$

と表わせる。ただし E_0, σ_0 は定数で、 σ_0 はビームの広がりを表わす。又時間項は省略した。(1)式の x_t によるフーリエ変換を求めると、 $z=0$ における k_t ベクトルが定められる。次に各 k_t を有する成分平面波がそれぞれスネルの法則を満たしなから z を変位するとそのレベル $z = z$ における k_t ベクトルが定められ、これをフーリエ逆変換することにより $E_x(k_t, z)$ が求められる。特にビームの効果を知るためには、(1)式の $\sigma_0 \rightarrow \infty$ (無限平面波の場合)の電界 E_p で正規化すると次のようになる。

$$\frac{E_x(k_t, z)}{E_p(k_t, z)} = \left(\frac{\sigma_0}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{\sigma_0(k_y - k_{y0})^2}{2} - j(k_y - k_{y0})y - j \int_0^z \{k_z(k_{x0}, k_{y0}, z') - k_z(k_{x0}, z')\} dz'\right] dk_y \quad (2)$$

上式の絶対値を漸進展開し、 y の式を極大とすべき極値を求めると

$$y = -\text{Re} \left[\int_0^z \frac{\partial k_z}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} dz' \right] + \text{(第2項)} \quad (3)$$

となる。この第2項はビームの広がり σ_0 を大くすると(平面波に近づく)いくつでも小さくなるから結局第1項の経路を表わすこととなる。ここで k_t は実部と虚部とを意味する。異方向媒質に対しては入射ガウス波を二次元的に

$$E_x(x_t, z=0) = E_0 \exp\left(-k_{t0} \cdot \frac{1}{2} \Sigma \cdot k_t - jk_{z0} z\right); \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \quad (4)$$

と(1)例行(1)の電路の式は

$$k_t = -\text{Re} \left[\int_0^z \frac{\partial k_z}{\partial k_t} \Big|_{k_t=k_{t0}} dz' \right] + \text{(第2項)} \quad (5)$$

と(1)上式の第1項と一致する。これを(3), (5)式は無損失の媒質の経路の式(実数)と見做し⁴⁾、結局無損失の場合も含む一般式であることがわかる。上式の近似的な精度についてはいくらかの具体例により(2)の積分と数値に計算した場合と比較してよく近似であることが確かめられている。

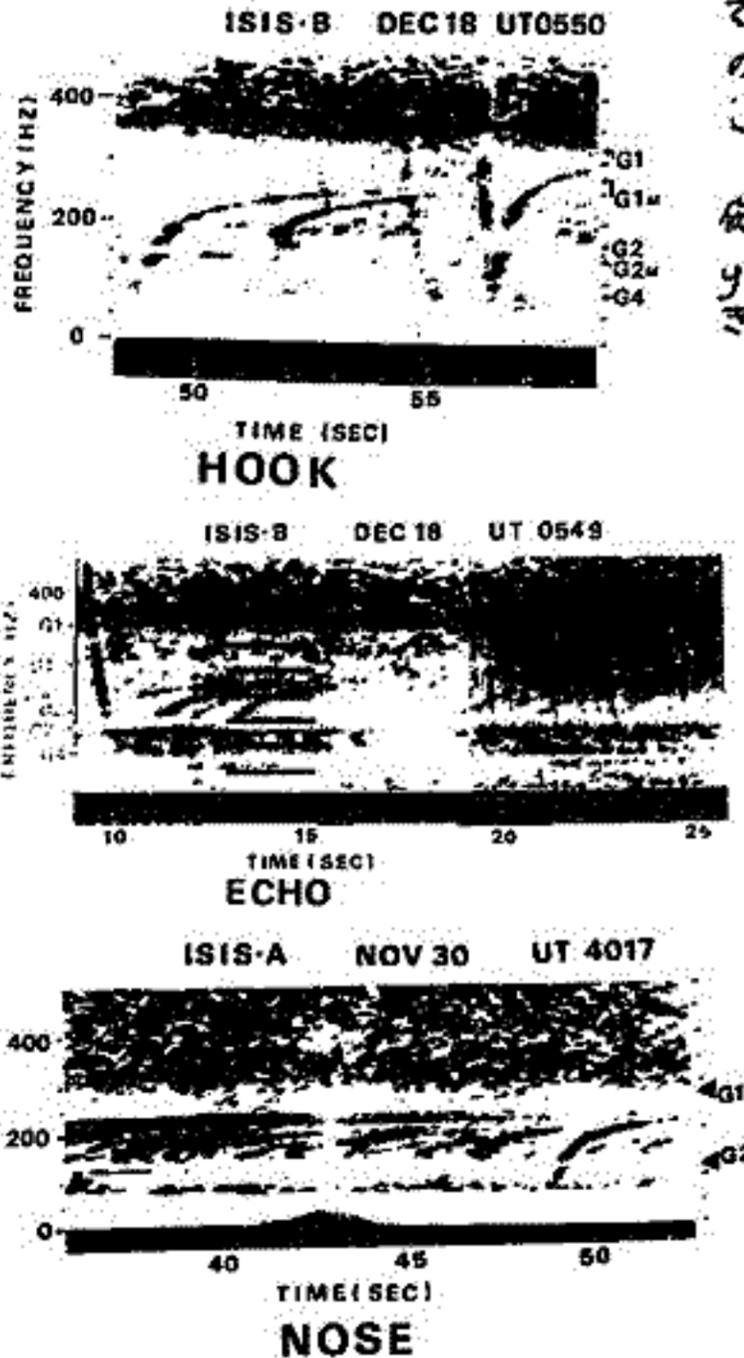
文献

1) H. Bertoni, L.B. Felsen & A. Hessel; IEEE Trans. AP-19, 226, 1971
 2) K. Saito; J. Plasma Phys., 5, 33, 1972
 3) K. Saito; 1974 53, 1972
 4) K.G. Budden; Radio Waves in the Atmosphere, Cambridge Univ. Press, 1961

Deuteron / α Whistler

の赤道越え伝搬

渡辺 茂昭, 恩藤 思典
電波研究所



ISIS-1, 2 経度の VLF Data (主として 1973 年 11 月, 12 月, 1974 年 1 月) の低周波領域 (500-500 Hz) を周波数併和した。

従って赤道付近の特定領域内において Spectrogram に表わされるパターンをきめて注目すべき現象を見いだされた。

これは、観測地の陽子サイクロトロン周波数 $G1$, 及びその $1/2$ ($\equiv G2$), $1/4$ ($\equiv G4$), さらに、観測地を貫ぬく磁力線の最小サイクロトロン周波数 $G1M$, 及びその $1/2$, $1/4$ に漸近線をもつ形で特徴づけられる。

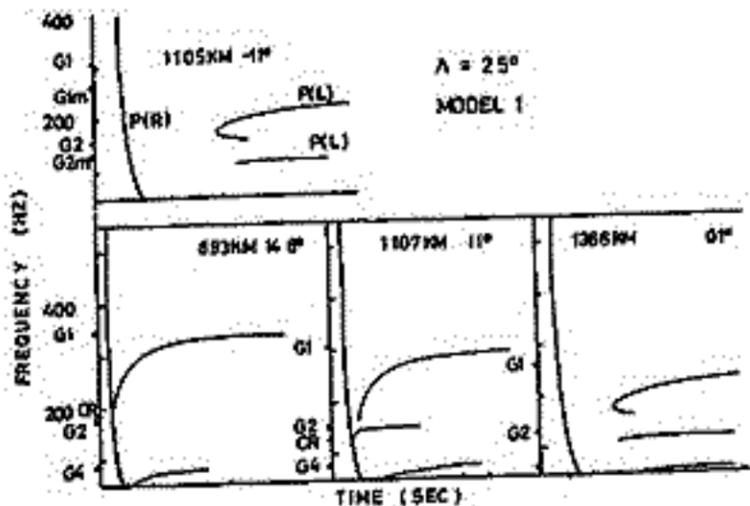
上記、特定領域とは、大体に於て、 $G2 < G1M$, 時 $G4 < G1M$ を満足する部分である。

従来報告されてきた、下方からの proton, Helium Whistler の他に、赤道越えのタイプの存在を、 $G1M$, $G4M$ の漸近線は示唆している。

$G2, G2M$ の漸近線は、陽子の $1/2$ のサイクロトロン周波数を持つ粒子 (He^+, D^+) によるものと思われ、定量的分析と、モデルイオンの高度分布を用いて、Dipole 磁場における波の計算値による spectrogram 作成は、その仮定を支持している。

図の説明

HOOK 型: 56 秒の α 波, 下方からの proton whistler 53 秒の α 波, 赤道越えの proton, D^+ whistler
ECHO 型: $G2M$ と $G4$ の間にて α 波を数回くりかえし受信する。Topside の $L=0$ にある Bouncing NOE 型「 \leq 」型, $G2$ 線まで α 波が分断された NOE 型となる。(経度赤道に近しい)
← 高度 1000 km より D^+ と α の $N_D/N_p = 10^{-2}$ 程度を考えた時の計算値を用いた spectrogram. 北緯 25° の磁力線に沿うとされる。



橋本弘藏・能谷博・木村聖根
(京大工)

磁気圏プラズマ中の Ray Tracing に関して、プラズマの温度効果をいれた取扱いは、Topside Sounder のデータ解析のために、Upper Hybrid Resonance 近傍の high freq. で若干行われているが (Bitoun et al., 1970) VLF 帯では、全く行われていない。しかし、磁気圏をノンダクト伝搬する VLF 波に対しても、プラズマの温度を考慮すると、特に共鳴角近傍ではオ 1 図に示すようにその影響を強く受け、コールドプラズマの場合のような非常に大きな屈折率にはならず、したがって伝搬方向にも影響がでてくると予想される。このような場合に対する Ray Tracing を行い、Ray Path の変化をみる。

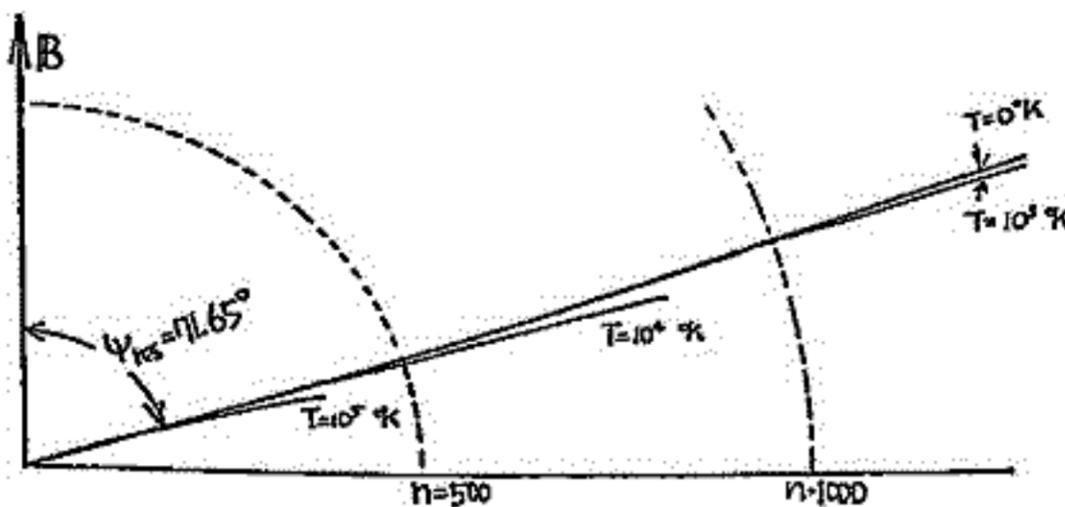
Maxwell 分布をした電子を仮定した場合、ホットプラズマ中での屈折率を求めるには、プラズマ分散関数 (Z 関数; Fried and Conte, 1961) の含まれた複雑な式を解き、かつ Ray Tracing には種々の偏微分係数が必要となる。これは実用的な方法ではないので、Bitoun et al. (1970) が用いた 'warm plasma 近似' を用いる (Allis et al., 1963)。これは Z 関数を $\alpha_n = (\omega - n\Omega) / kV_{th}$ が大きいとして、

$$Z(\alpha_n) = -\frac{1}{\alpha_n} \left(1 + \frac{1}{2\alpha_n^2} + \frac{3}{4\alpha_n^4} \right)$$

と近似し、減衰項 $i \exp(-\alpha_n^2)$ を無視したものに相当し、屈折率の実部のみを得られる。この近似は、ホイスターモード波の領域においても良い近似となること、Z 関数を用いた斜め伝搬の波に対する比較から確認できた。磁気圏での電子密度のプロファイルは、今までコールドプラズマに対して行われたのと同じ、拡散平衡分布と無衝突分布の結合されたものを仮定して Ray Tracing を行った。その結果、共鳴角近傍を通る波面法線方向をもった伝搬路となる場合のみ、コールドからの Path の変化が認められた。

REFERENCES)

Allis, W. P., et al., Waves in anisotropic plasmas, M.I.T. Press, 1963.
 Bitoun, J., and M. Aubry, Radio Science, 5, 1341, 1970.
 Fried, B. D., and S. D. Conte, Plasma dispersion function, Academic Press, 1961.



オ 1 図
 温度による屈折率, Ray direction の変化。
 ψ_{105} (共鳴角) 近傍。
 $f = 0.3 f_H$
 $f_p = 3.0 f_H$
 n : 屈折率
 B : 定常磁場方向

恩藤忠典 村上利光 (電波研究所)

ISIS 衛星からのVLF広帯域テープ出力を、充電時定数10 μ sec、放電時定数10 msecの Minimum Reading 回路をもち、狭帯域増中器に入水て、各バンドにおける強度 vs 緯度のデータを作った。このデータはVLF放射の大規模な緯度分布の解析に適している。

この解析から静穏時でも不変緯度 $73^{\circ} \sim 69^{\circ}$ 及び $62^{\circ} \sim 54^{\circ}$ の領域で、数 kHz \sim 8 kHz にかけてVLF放射が見付けられた。前者のスペクトルは、LHR 下端が数秒の周期で周波数変化する $1 \sim 2$ kHz 及び 10 kHz 以上まで及び Wide Band のオーロラヒスであり、後者は位緯度に行くにつれて LHR cutoff 周波数が高くなる、いわゆる LHR ヒスである。又それらは $0.3 \sim 0.5$ 秒間に 2 kHz から 8 kHz に上昇する多重 Risen からなっている。

この 10 kHz 以下に現れる中緯度ヒスとは無関係に、プラズマポーズの内側の $\Lambda = 47^{\circ} \sim 60^{\circ}$ 間には、 10 kHz 以上に現れる多重 Big Risen がある。この Risen を下端周波数が緯度で下るにつれて上昇する。この下端周波数を LHR 周波数とみなして、Effective Mass Number を求めると、通常の電子密度を代入した場合、1以下の値ばかり、不都合である。一方衛星を通る磁力線の頂点における電子の gyro 周波数 f_{H0} とこの高周波数ライガーの周波数 f とを比較すると、 $f/f_{H0} = \frac{1}{6} \sim \frac{1}{12}$ に入る。

今の放射を Loss Cone 内にある電子のサイクロトロン放射によるとする、放射に要する平行共鳴エネルギーは、 $L=2.7$ の磁力線の頂点付近では、 $23 \sim 61$ keV とおまる。(但し $f_{H0} = 46$ kHz, $B_{0g} = 1.63 \times 10^{-2}$ ガウス, $N_e = 10^3 / \text{cm}^3$ とする)

この程度の位エネルギー電子は、 $L=2.7$ の頂点付近で通常観測されているから、プラズマポーズの内側で観測される 10 kHz 以上の Risen を、電子サイクロトロン放射によるものとする可能性を考えることはできよう。プラズマポーズ付近の電子の pitch 角分布等を吟味する必要はある。

Computer Simulation on Nonlinear Interaction between Monochromatic
Whistler Mode Wave and Particles
Method and Simulation Results

by

Hiroshi Matsumoto* and Yutaka Yasuda**

* Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

** Dept. Electrical Engineering, Kyoto University, (now KDD Co.)

1. SUMMARY

This paper deals with our recent computational study on whistler mode (WM) nonlinear wave-particle interactions^{1,2,3,4}. Extensive simulations were carried out on nonlinear self-consistent interaction between a large amplitude monochromatic WM wave and resonant hot electrons.

A method of computer simulation as well as a model is presented first. Some simulation results on large amplitude oscillation of monochromatic WM wave will then be given. The present simulation corresponds to a case treated theoretically by Palmadesso and Schmidt⁵.

2. MODEL, METHOD AND PARAMETERS

The present simulation deals with WM waves propagating parallel to an external magnetic field in a homogeneous electron plasma. The plasma is assumed to be composed of two components, i.e., cold background and hot resonant beamy electrons, the distribution function of which is given by

$$f_R(v_{\parallel}, v_{\perp}) = C_N v_{\perp}^n \exp \left\{ -\frac{mv_{\perp}^2}{2kT_{\perp}} - \frac{m(v_{\parallel} - V_B)^2}{2kT_{\parallel}} \right\} \quad (1)$$

A method of computation adopted in the present simulation is the Morse & Nielson PIC difference method which solves directly Maxwell's equations and equations of motion of all particles.

3. RESULTS

Results will be given in a talk with regard to time evolution of (1) wave amplitude, (2) wave instantaneous frequency, (3) wave number spectra, (4) velocity distribution function of hot electrons, (5) phase trapping and phase bunching, and (6) energy exchange in the system, etc..

REFERENCES

1. Y. Yasuda, H. Matsumoto and I. Kimura, Symposium at IZU on Electromagnetic Theory, 1973.
2. Y. Yasuda, H. Matsumoto and I. Kimura, Symposium at Shirakaba on Electromagnetic Theory, 1974.
3. Y. Yasuda, Master Thesis, Dept. Electrical Eng., Kyoto University, 1975.
4. H. Matsumoto and Y. Yasuda, Rept. Ionosphere Res. Lab., IRL-HM-01-1975.
5. P. Palmadesso and G. Schmidt, Phys. Fluids, 14, 1411, 1971.

VLF Triggered Emissions and Nonlinear Whistler Mode Wave-Particle Interaction
 ——— Comparison with Computer Simulations ———

Hiroshi Matsumoto and Yutaka Yasuda

Ionosphere Research Laboratory and Dept. Electrical Eng., Kyoto University

SUMMARY

According to results of our computer simulations, a large amplitude WM monochromatic wave grows up to a higher level than its initial amplitude after initial damping and subsequent amplitude oscillation, being accompanied by a frequency variation, when the wave interacts with relatively high pitch angle resonant electrons with a large temperature anisotropy such that $T_{\perp} \gg T_{\parallel}$.

At the same time, the distribution function of the resonant electrons is also drastically changed through the interaction. Though these are the results for a homogeneous plasma, they seem to include some essential nonlinear features of generation mechanism of VLF triggered emissions in the magnetosphere.

From a viewpoint of the triggered emissions by a monochromatic artificial WM wave, our simulation results may be regarded in the following two ways.

One view point is to consider that the triggered emission is nothing but an evolved state of the original triggering monochromatic wave itself. As seen in the simulation results, the wave amplitude first decreases for while and thereafter begins to grow up to a considerable level. At the same time, the frequency of the wave also varies through the interaction with particles. Such characteristics coincide with those of the triggered emissions observed in the magnetosphere. Thus we can consider that the triggering wave is changed in both amplitude and frequency through nonlinear and self-consistent interaction with resonant electrons and resultant modified wave field itself may be observed as "triggered emissions" on the ground. As one of the facts that support such an idea is the experimental result by Likhter et. al. [JETP Lett., 14, 465, 1971]. According to their report, the wave amplitude begins to oscillate in amplitude with a certain time lag from the wave front. At corresponding instances, the frequency begins to fluctuate.

The other view point is to consider the wave-particle interaction process in our computer simulations as a particle modulator which produces phase organized resonant electrons with fairly distorted velocity distribution function. The modulated distribution function becomes favorable to a new WM instability which generates "triggered emissions" in other place(s) along the propagation path along B_0 . Such an idea was once adopted before by Sudan and Ott [J. Geophys. Res., 76, 4463, 1971]. However, they postulated an oversimplified distribution function for the modulated particles in both phase and velocity spaces. As seen in the simulation results, the distribution function has rather complicated shape after the interaction. Therefore, a more rigorous treatment should be made upon this problem.

It is, however, necessary to improve our simulation code in order that it can handle an inhomogeneous plasma, if much more discussion on the generation mechanism of triggered emissions is desired [e.g., Helliwell and Crystal, J. Geophys. Res., 78, 7357, 1973].

Nonlinear Interaction between Low Pitch Electron Beam and Monochromatic Whistler Wave in the Magnetosphere

In Relation to Satellite Active Experiments

by

Hiroshi Matsumoto: Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Yutaka Yasuda: Dept. Electrical Engineering, Kyoto University

(now KDD Co.)

INTRODUCTION

A computer simulation is made on a case in which a low-pitch electron beam interacts nonlinearly with a large amplitude whistler mode wave.

The simulation results may predict a behavior of artificially ejected electron beam from a satellite for active wave-particle interaction experiments as those planned in GEOS satellite, when they encounter a large amplitude WM wave in the magnetosphere.

[I.H. Matsumoto, K. Hashimoto and I. Kimura, J. Geomag. Geoelectr., 26, 365, 1974.]

SIMULATION RESULTS

In a case of low-pitch resonant electrons, a transverse phase bunching¹ takes place even though these resonant electrons do not suffer from phase trapping. Figure 1 shows an evolution of velocity distribution function in v_perp, v_parallel and zeta (phase relative to wave magnetic field vector) space. Corresponding changes of the wave amplitude and frequency are depicted in Fig.2. Figure 3 shows phase traces of typical twelve resonant electrons in this case. A transverse phase bunching is clearly observed around t approx 3 T_H.

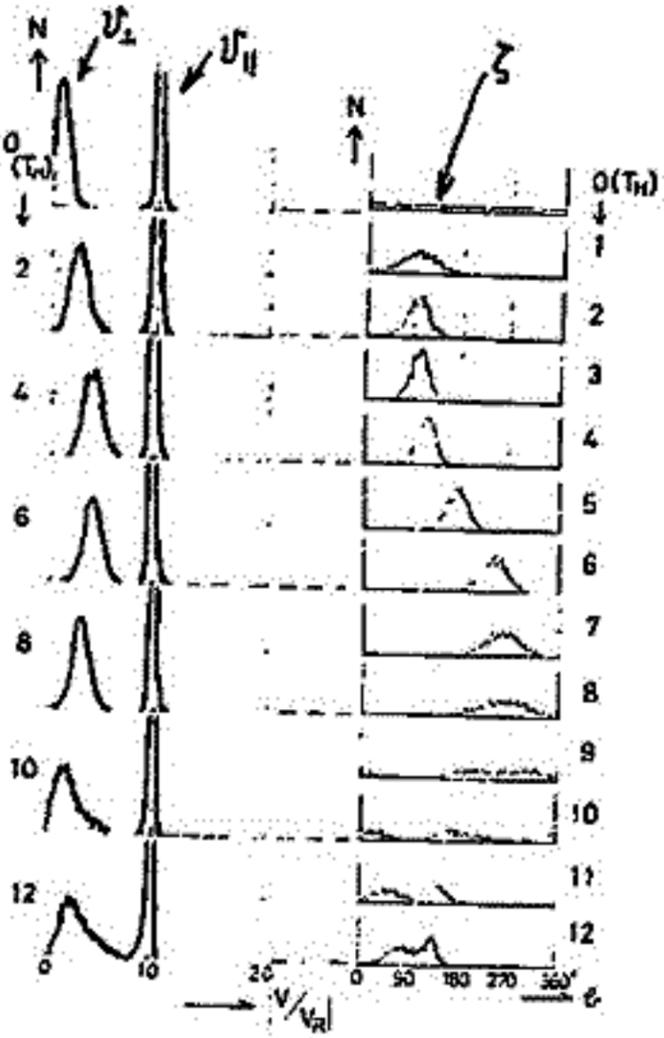


Fig. 1

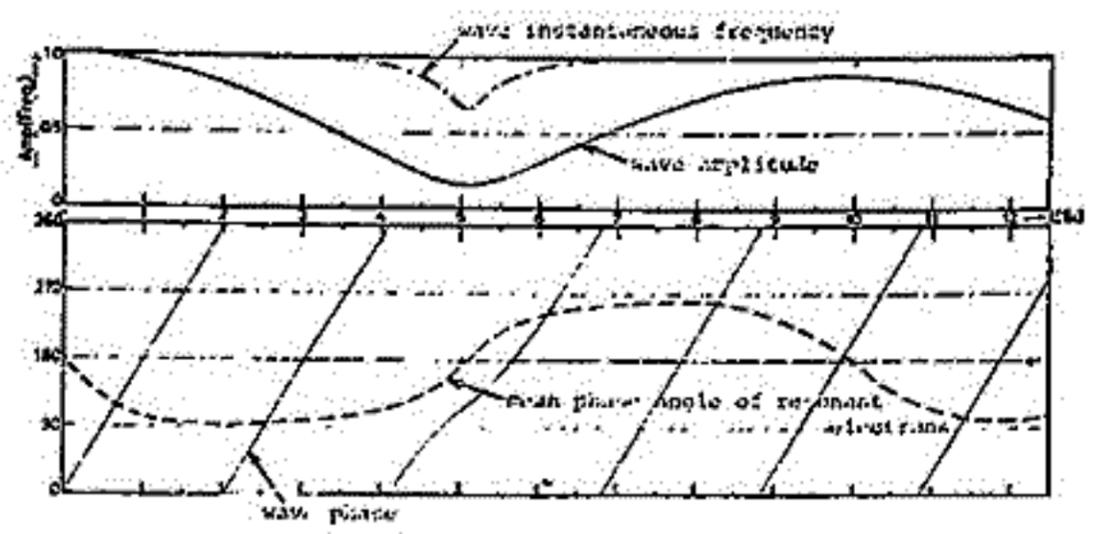


Fig. 2

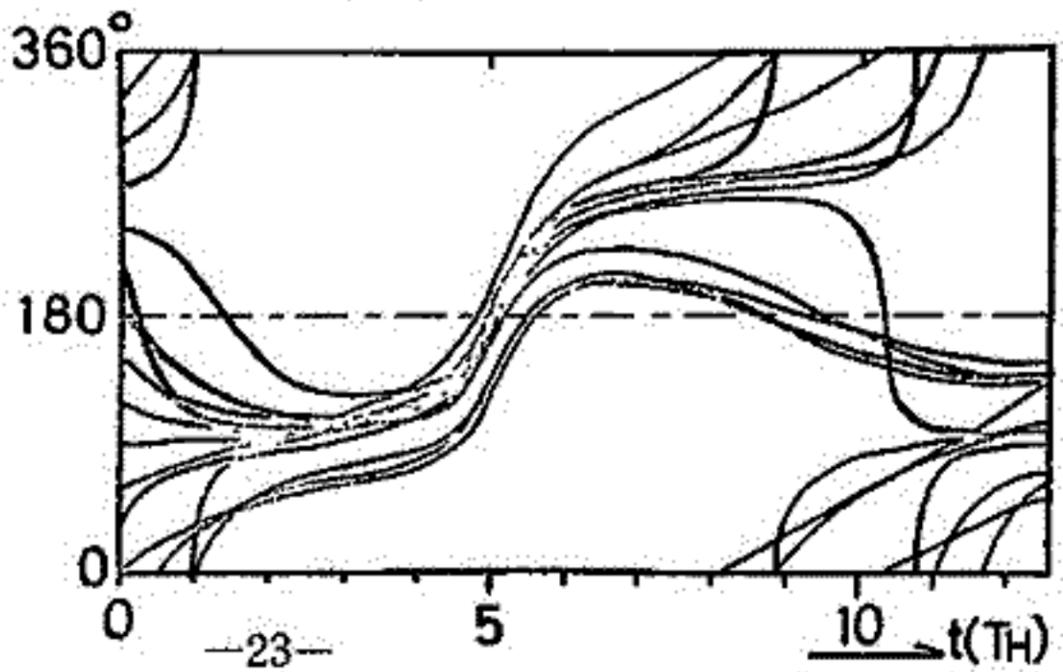


Fig. 3

(I)

Hiroshi Matsumoto and Naoto Kakimoto
 Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

In certain astrophysical circumstances, wave-particle interactions in a ultra-relativistic plasma such as in the Crab Nebula becomes important.

Investigations on plasma waves in relativistic plasmas can hardly be performed by laboratory experiments nor by theoretical studies. It is, however, possible to make a kind of experiment even for such an extreme case if we use a computer plasma. Simulation code for relativistic plasmas have been developed for this purpose^{1,2}.

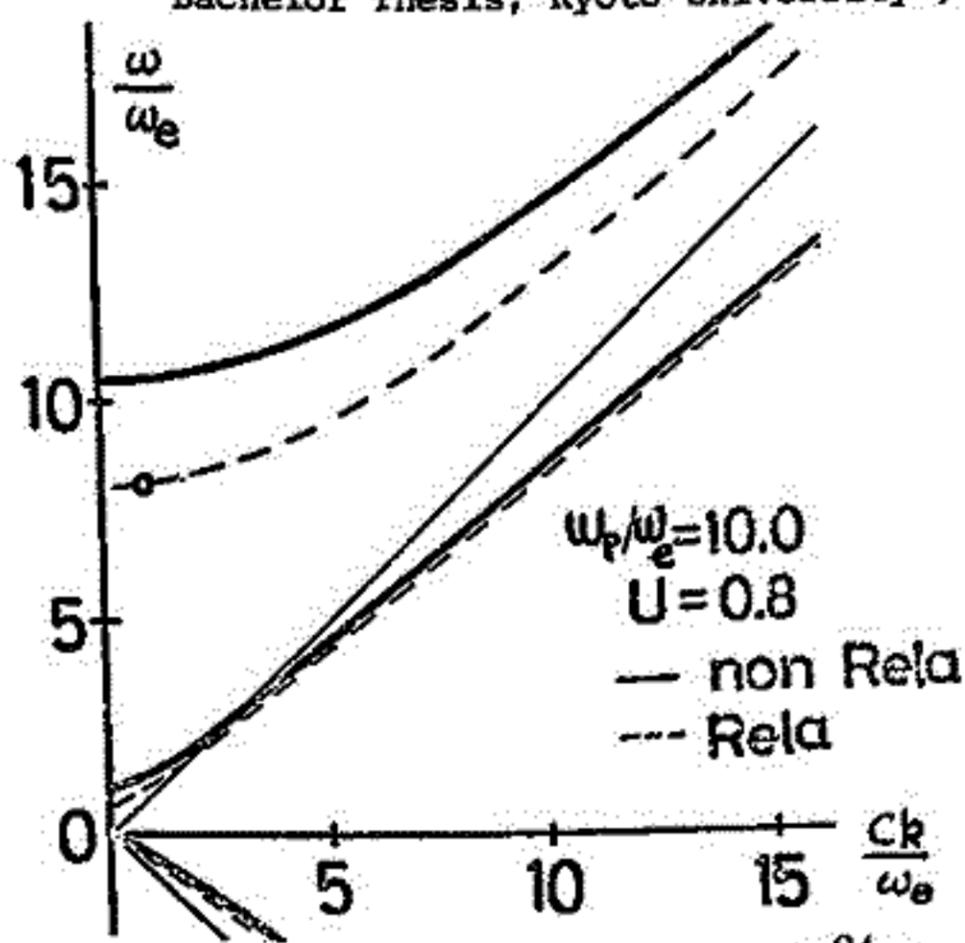
We will present a method of the computer simulation as well as some results of test runnings of the present simulation code. The test runnings were made for two cases; one is to treat plasma waves in a cold streaming plasma with relativistic streaming velocity, while the other in a plasma with relativistically high temperature.

Figure 1 is a dispersion curve for the former case in which a dispersion relation obtained by the present simulation code is indicated by an open circle. Figure 2 shows a process of relaxation of temperature anisotropy by a whistler instability. Plasma temperatures for this case are so selected as

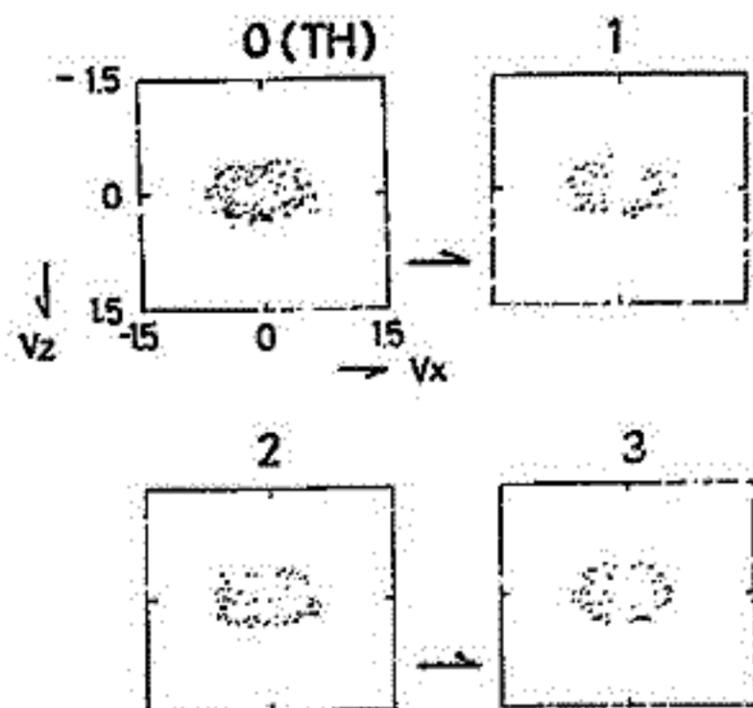
$$T_{\parallel} = 2 \times 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}, \quad T_{\perp} = 6 \times 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}$$

REFERENCES

1. H. Matsumoto, Whistler Mode Waves in a super High Temperature Plasma, Annual Rev. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ. (1973-1974), 111, 1974.
2. N. Kakimoto, Computer Simulation on Relativistic Plasma Waves (in Japanese), Bachelor Thesis, Kyoto University, 1975.



Frg. 1



Frg. 2

高橋富士信, 川尻轟大, 河野宣元, 尾崎武元, 三木千紘 (電波研鹿島)

最近, 特に地震予知に役立つという理由から準星等の電波源を, 遠く離れた二つのアンテナで受信し, 観測後受信データを記録したテープレコーダをもちよって再生する際に干渉させるVLBI技術が注目と集める様になつてきた。VLBIの原理は通常の電波干渉計と全く同様であるが, 技術的には非常に高度であるために国際的にも観測例は余り多くなく, 日本では未だ行なわれていない。第1図にVLBIの原理的説明と観測システムのブロック図と, 第2図にはデータ処理部のブロック図を示す。

この実験には安定した周波数標準源と広い周波数帯域をもつテープレコーダ, 尤もして高速演算デバイスが必要不可欠である。60年代の終りから70年代に入つてこれらの技術的条件が満足される様になり, 数少ない観測例ではありながら, 従来の水準をはるかに超える驚異的な高精度の観測結果が生みだされるに至つた。

我々のグループにおいても鹿島の高性能26m中パラボラを用いて, マイクロ波帯でのVLBI実験に挑む準備を進めている。

・木犀電波探査への応用

木犀の視半径は16"~20" (≒ 1/200°) であり, 従来の電波望遠鏡のビーム中 (≒ 1/10°) では木犀表面の分解は不可能である。しかし既に米國で行なわれた準星と使つたマイクロ波帯VLBIでは0.001" という素晴らしい分解能が得られ, 謎の天体の解明に威力と発揮している。従つて S/N さえ十分良ければVLBIを用いて木犀表面の電波探査は, 十分可能である。

木犀電波のうちデシメータ波とデカメータ波のVLBI観測が考えられるが, デシメータの方はマイクロ波帯電波望遠鏡をそのまま用いることができる。またデカメータ波の方はアンテナからの出力をVLBIシステムのIF部以下に直接入力することも可能である。ただ分解能は波長が大きくなると悪くなる。(第1表参照) しかし例えは30MHzの電波と3000kmの基線を受信し干渉させるとすると6"程度の分解能が得られ, 木犀電波の発生領域の分解は可能であろう。周波数を上げ, 基線と長くすれば更に良くなるからVLBIを木犀デカメータ波の発生源のリモートセンシングとして用いることは十分に可能であろう。講演では鹿島で計画中のVLBIシステムとその実験方法について述べ, 木犀電波探査とどの様に行うかについて述べる。

波長	300km	3000km
デシメータ 10m	6.7"	0.67"
デシメータ 10cm	0.067"	0.0067"

第1表 VLBIの分解能

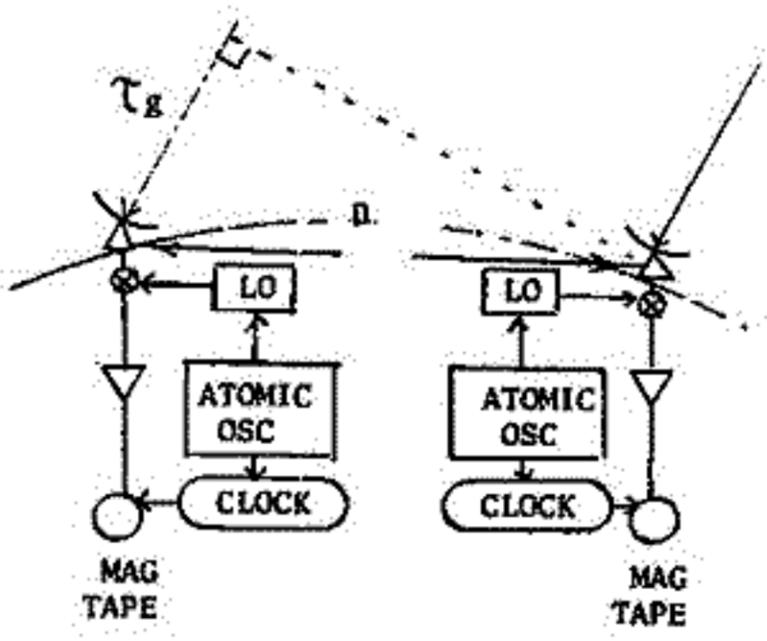


FIG. 1

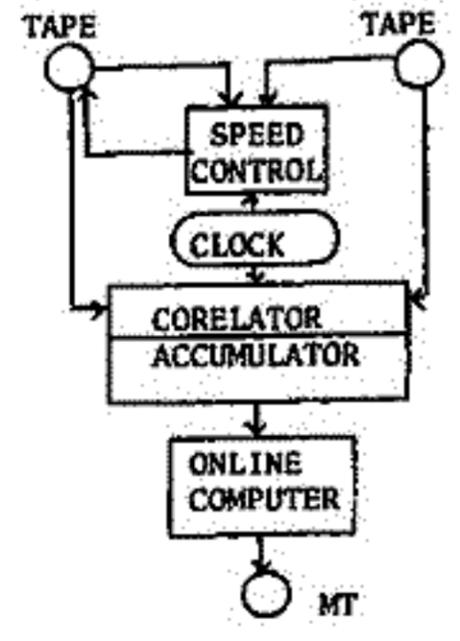


FIG. 2

Hiroshi OYA

(Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
Tohoku University, Katahira, Sendai 980)

A macroscopic equation for the plasma balance around the rotating planet has been investigated. The fundamental equations are:

$$\rho_j \vec{v}_j \nabla \vec{v}_j = \epsilon_j \left(\frac{\rho_j}{m_j} \right) e (\vec{E} + \vec{v}_j \times \vec{B}) - \nabla P_j - \frac{G \rho_j M_p}{r^2} \quad (1)$$

where $j=e$ for the electron and $j=i$ for the ion;

$$\text{and } \nabla \vec{E} = e(N_i - N_e) / \epsilon_0 \quad \dots \dots \dots (2) \quad \text{and } \text{rot} \vec{B} = e(N_i \vec{v}_i - N_e \vec{v}_e) \quad (3)$$

where ρ_j , \vec{v}_j , m_j , e , \vec{E} , \vec{B} , P_j , G , M_p and r are particle density, particle speed, particle mass, electron charge unit, electric field, pervaded magnetic field, particle pressure, gravity constant, the planetary total mass and the distance between the planetary center and the discussing point, respectively. Considering the rotation of the plasma, the particle velocity can be rewritten as

$$\vec{v}_j = \vec{\Omega} \times \vec{r} + \vec{v}_{sj} \quad (4)$$

where $\vec{\Omega}$ is the rotational vector and \vec{v}_{sj} is the slipping velocity of the particles. There are three regions of the plasma states around the planets.

$$\text{[Region I]} \quad \vec{v}_s = 0 \quad \text{and} \quad \nabla P_j = \left(-\rho_j M_p / r^2 + \rho_j \Omega^2 r \right) \quad (5) \quad N_i = N_e$$

That is, the core structure of the plasma is formed as a result of the dominated gravity effect where the pressure gradient makes a balance state between the gravity force.

[Region II] Turbulent Plasma Region, $(1/10)r\Omega < v_s < 10r\Omega$, In this region the plasma is subjected to a turbulent state where the electric field and the magnetic field fluctuations are produced due to the result $\vec{v}_i = \vec{v}_e$ and $N_i = N_e$.

[Region III] Disk Plasma Region $v_s / r\Omega \gg 1$

$$\rho_j \vec{v}_{sj} \nabla \vec{v}_{sj} = \epsilon_j \left(\rho_j / m_j \right) e (\vec{v}_j \times \vec{B}_d) - \nabla P_j \quad (6)$$

This region is characterized by a strong plasma flow \vec{v}_{sj} and the magnetic field is largely distorted by

$$\text{rot} \vec{B}_d = \text{rot} \vec{B} + (N_i \vec{v}_{si} - N_e \vec{v}_{se}) \quad (7)$$

Existence of these three regions may be important for all types of the celestial plasma structure.

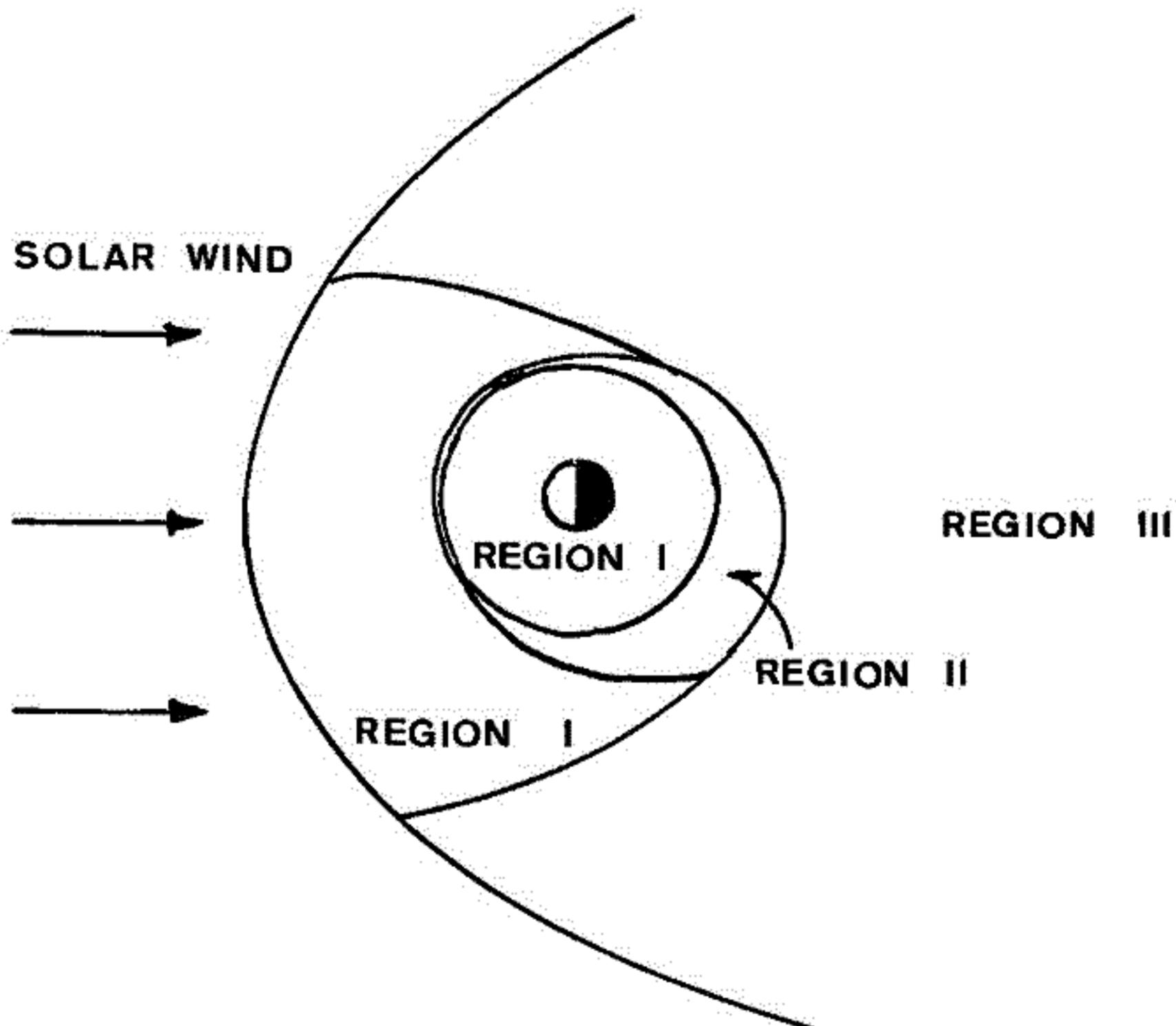
PLASMA FLOWS IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE
TAIL REGION II

Hiroshi OYA

(Upper Atmosphere and Space Research
Laboratory, Tohoku University, Katahira,
Sendai, 980)

The distribution of the outer magnetosphere is thought to be corresponding to the Region II (see the paper, Jovian Magnetosphere III (this issue)) of the planetary plasma structure. The case of the earth's magnetosphere is, however, largely distorted due to the solar wind effects and due to relatively slow rate of the rotation and also relatively weak magnetic field intensity.

The solar wind effect depress the slipping velocity \vec{V}_s in the day side region and particles make corotational movements; while the slipping speed is enhanced in the tail region. The plasma structure is then divided as given in the Figure; see again the paper, Jovian Magnetosphere III, for the classification of the region. The plasma flow detected by VLF wave phenomena is interpreted by this mechanism.



磁気圏境界におけるFLR・Kelvin-Helmholtz不安定について(IV)

永野 宏
岐原 大

以前の学会で、磁気圏境界のKelvin-Helmholtz不安定におけるイオンのラーマー半径の有限性の効果について報告した。その際、波数ベクトル k が主磁場 B_0 に直角な場合に、主速度と主磁場の向きを取り方の違いにより、波数が大きくなる所では、安定化の場合と、逆に通常のMHDの場合よりも成長率が大きくなるような場合とが存在することを示した。今回は磁気圏境界面で、これらの違いを調べてみる。

非圧縮性プラズマの場合に、主速度は領域IとIIとで向きが違い他の物理量は一樣であるとの仮定の基では、図1のようにmodel 1とmodel 2とで成長率 T^* と波数 k^* との関係には違いが生じる。波数ベクトル k をx軸の正の方向にとっても負の方向にとっても結果は同じであるので、これを磁気圏境界面に適用するとmodel 1の方は夕方側に相当し、model 2の方は朝方側に相当する。

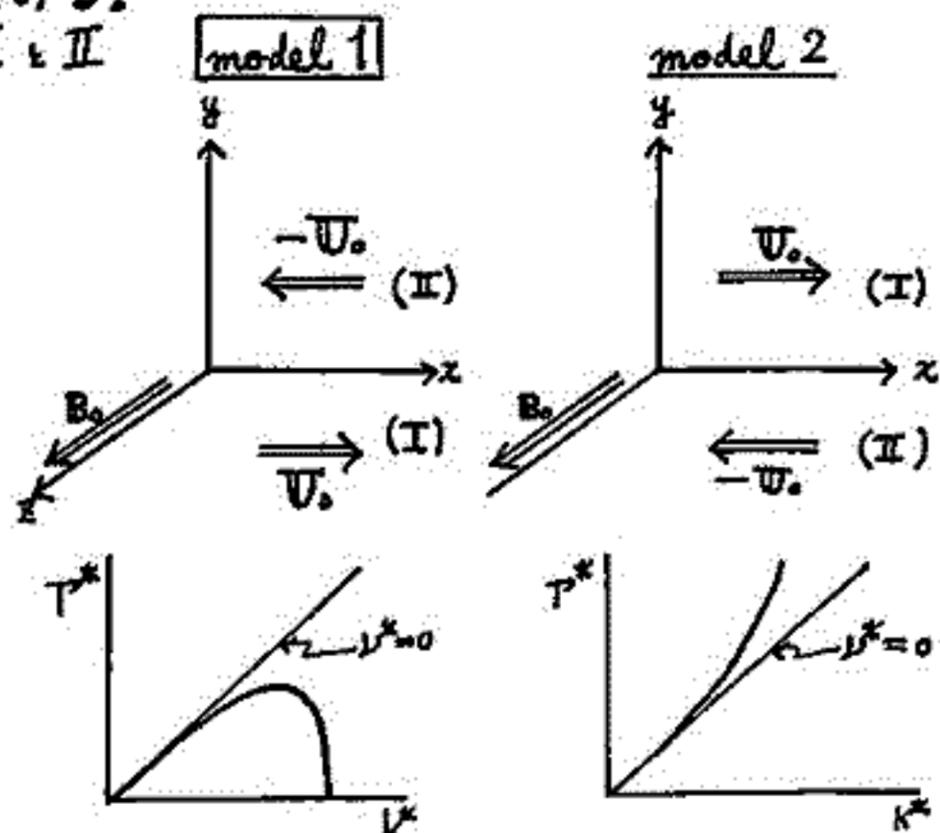
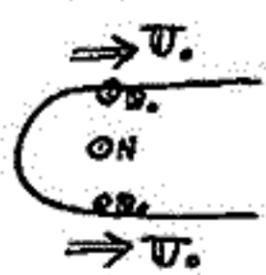


図 1.

イオンのラーマー半径の有限性を考慮してもmodel 2の方の結果はLerche (1966) の議論に符合しないように見える。しかし、非圧縮性の仮定の基で、磁気圏境界近傍の物理量として

- 磁気圏境界域 — $N_{01} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_{01} = 5 \times 10^5 \text{ K}$, $B_{01} = 10 \gamma$
- 磁気圏内部 — $N_{02} = 50 \text{ cm}^{-3}$, $T_{02} = 10^4 \text{ K}$, $B_{02} = 16 \gamma$

を用いて成長率と波数との関係进行调查すると、図2のようにmodel 2の場合にも波数が大きい所が安定化し、Lercheの議論に符合する。夕方側の方が朝方側に較べて、不安定である臨界波数 k_c が小さいことが分かる。

波をAlfvén波として仮定すると、波の周期 T は、夕方側で $T > \lambda_c / v_a \sim 3 \mu\text{sec}$ 、朝方側で $T > 10^4 \mu\text{sec}$ となる。この値は、境界の幅の有限性を考慮するともっと大きな値となることが考えられる。

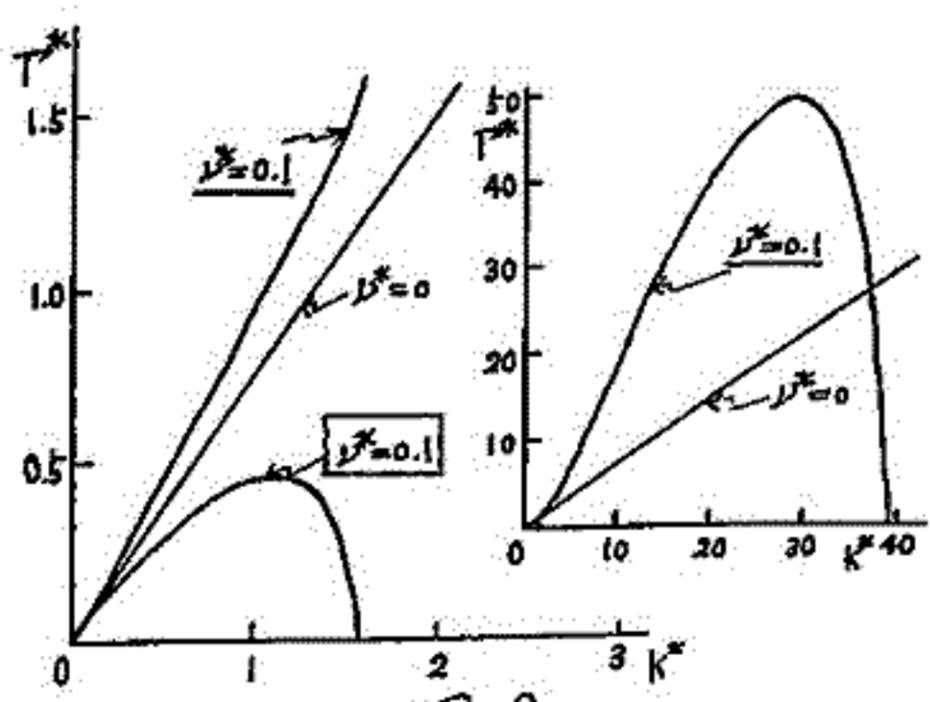


図 2.

Field merging に関連した電流及び電気伝導度に関する

尾花
東大理

太陽風磁場の北向から南向への変化に伴って生ずるような非対称磁気圏境界面付近の磁気線再結合の電流に関する現象論的考察を試みる。

太陽風擾乱と相互作用は磁気圏の対称性を生じさせるには、非定常的な電場の伝達や磁気圏境界面から、磁気圏内部或は極域電離層に行きわたる事が重要である。これは等価回路の観点から磁気圏内は capacitive circuit と見做す。今これを加速電流と見做せば、一方定常状態に於ては、磁気圏境界面から電流は等価抵抗電流 (I_A) と見做す。電離層電流 (I_I)、太陽風電流 (I_c) との間には

$$I_c = I_A + I_I \quad (1)$$

との関係は

$$R_A/R_I = \frac{I_I/I_c}{1 - I_I/I_c} \quad (2)$$

の関係がある。磁気圏による太陽風電流は $I_c \sim 10^6$ amp, 極域電流の電位差 $\Phi_2 \sim 200$ kV, $R_I \sim 1$ ohm とする。 $I_I \sim 2 \times 10^5$ amp とすると、従って

$$R_A/R_I \sim 1/4 \quad (3)$$

この様な等価抵抗を多量に持つのは何の事かという事がある。 $E = 1$ mV/m 程度の東向き電場は runaway 電子に与える Dreicer field, $E_D \sim 2 \times 10^7$ mV/m に比して充分に大である。電場がそれより強くなる事は Buneman 電場, $E_B \sim m_e v_{th} (\mu_e \mu_i)^{1/2} \omega_{pe} / e \sim 500$ mV/m に比して小さい。一方、イオン音波不安定による等価電阻は

$$\omega_{eff} \sim (T_e / v_{th} \chi T_e / T_i) \omega_{pe} \quad (4)$$

程度であり、 $T_e \sim \Omega_e E / B$, ω_{eff} を代入すると

$$\omega_{eff} / \Omega_e \sim \frac{E/B_i}{v_{th}} \cdot \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e} \right)^{1/2} \sim 0.5 \quad (5)$$

である。 $B_i \neq 0$ の磁場有限領域では cyclotron 波不安定による粒子の散乱の重要性を考慮する。此の場合

$$\omega_{eff} \sim (|E|^2 / 4\pi n T_e \chi \omega_{pe} / k \lambda_D) \quad (6)$$

波の最大振幅は $|E|^2 / 4\pi n T_e \sim (\Omega_e / \omega_{pe})^2 / k^2 \gamma_e$, $k \gamma_e \sim 1$ を代入すると

$$\omega_{eff} / \Omega_e \sim \Omega_e / \omega_{pe} \sim 0.1$$

従って

$$\sigma_{eff} \sim (\omega_{pe} / 4\pi) (\omega_{pe} / \omega_{eff}) \sim 10^{-4} \text{ mho/m} \quad (7)$$

程度である。これは E 領域の電気伝導度と同程度である。

巨視的には ($B_i \neq 0$ の領域) 偏極電流は比して慣性電流の重要性を考慮する。これは有限長領域での粒子ドリフトに関連する現象である。

$$J_{inertia} \sim (1/m_e / B_i \chi v_e \cdot v) v_e \sim (1/e^2 / \mu_i \chi v_e / \lambda_{\perp} \Omega_i^2) E \quad (8)$$

$$\omega_{eff} \sim (\lambda_{\perp} \Omega_i / E / B_i) \Omega_i \quad (9)$$

佐藤 哲也
原 大 理

前回、前・回・講演において、磁気圏の「リニア・マニ・ト」を層電子は「三次元的擾乱」に対する応答を説明することに重要であることと指摘し、その粗いモデルを述べた。今回は「三次元的リニア・マニ・ト」をもう少し詳しく理論的に扱う。

(1) 無擾動状態

簡単に、導電体の圧力分布の場合を考えると、無擾動状態での中性面電流は以下の式で与えられる。

$$\underline{j}_{L0} = \frac{B \times \nabla p}{B^2} + \frac{\rho}{B^2} (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{E} \approx \frac{B \times \nabla p}{B^2} + \frac{\rho}{B^2} B \times (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \quad (1)$$

第一項は静電圧の勾配に与えられる。第二項は磁圧（慣性）の勾配に与えられる。磁気圏尾部では前者、太陽側・磁気圏境界面では後者が、中性面電流の主要な寄与者である。電流 (amp/m) の式と与える。

$$I_{L0} \approx \frac{2p^*}{B} = \frac{B}{\mu p} \quad (p = \frac{B^2}{2\mu p^*}) \quad (2)$$

一方、 $\nabla \times B = \mu j$ より

$$I \approx \frac{B}{\mu} \quad (3)$$

(2), (3) より、 $I_{L0} \approx \frac{2p^*}{B} = \frac{B}{\mu p}$ である。中性面電流は diamagnetic 電流の対立と見做すことができる。(Dungey-like + Alfvén) による電場による電流と見做すことができる。

(2) 擾動状態

通常の擾動に対しては境界に空間電荷が生じた可能性がある。その分極電場を考慮する必要がある。

$$\nabla \cdot \underline{j}_L = \frac{\nabla p \cdot (\underline{b} \times (\underline{b} \cdot \nabla) \underline{b})}{B} + \frac{\underline{b} \cdot (\nabla B \times \nabla p)}{B^2} + \nabla \cdot \left(\frac{\rho}{B^2} \frac{d\underline{E}}{dt} \right) \quad (4)$$

第一項は、中性面電流の方向に圧力の不均一が生じた場合、第二項は ∇B 電流の向きに圧力不均一が生じた場合である。第二項は、第一項の電流が作る charge である。第二項は、第一項の電流が作る charge の結果として、charge が打ち消されなくなる場合がある。(4)式の意味は重要である。第二項、中性面電流の磁場、擾動は純アルファベータである。圧力の擾動は第一項の方向に生じる。第一項は、第二項の電流が作る charge である。第二項は、第一項の電流が作る charge の結果として、charge が打ち消されなくなる場合がある。(4)式の意味は重要である。第二項、中性面電流の磁場、擾動は純アルファベータである。圧力の擾動は第一項の方向に生じる。第一項は、第二項の電流が作る charge である。第二項は、第一項の電流が作る charge の結果として、charge が打ち消されなくなる場合がある。(4)式の意味は重要である。



下の図は、白磁場の擾動に対しては、斜線部分の圧力が増加する。これは、第一項と第二項の和が正になる場合である。第二項は、第一項の電流が作る charge の結果として、charge が打ち消されなくなる場合がある。(4)式の意味は重要である。

鶴岡 正行^{*}, 津田 孝夫^{**}^{*}愛媛大.工, ^{**}北大.工

磁気線の再結合は磁場のエネルギーが急激に変換されるメカニズムに対して非常に重要であると考えられてきた。しかしながら現在までのところ、非圧縮性流体の定常モデルが議論の中心であり、実際問題として現実的に存在しうるモデルが望まれてきているように思われる。

そこで著者ら非圧縮性流体について、磁気線の再結合過程を含む非定常モデルを考慮し初期値-境界値問題として数値実験を試みてきた。即ち、初期的に反平行磁場を考え、平衡条件が満たされているとする。その時速度ベクトルのある地域を中心に(マイクロ秒インスタビリティ等により)擾乱が急激に高くなるような状態を想定する。このような状態を初期的に与えてどのようにならぬ再結合過程が進展するかをみる。用いる基礎方程式は通常のMHD方程式である。

上述のモデルにより次の孫竹長を中心に議論した。

- 1° 磁気線の再結合はどのように進展するか、またその進展にともない、流体のflowはどのように擾乱され、更に電流分布、密度分布等がどのように変化していくか。
- 2° エネルギー的観点から見た場合、磁気線の再結合を通して、どのように磁場のエネルギーが流体のエネルギーに変換されるか。特に、領域より流出する流体のエネルギーがどの程度可視か。
- 3° 磁気線の再結合シートは「境界条件によって決まる」といわれているが果してそうか。むしろ磁気中性面近傍の条件が重要ではなにか。

写々

天体の諸現象を考へる時、プラズマが乱流状態になつてゐると考へられる領域が少くある。これらの領域では空間的に一様な乱流状態になつてゐると考へてよいかどうか? もし、空間的に不均一な乱流状態であれば、換言すれば波動のエネルギーが均一でなく、フィラメント状或いは斑状に局所化されてゐれば、輻射量や加熱率等が均一乱流の場合と大きく異なつて来るはずである。

この問題を解く手がかりの一つとして、地球磁気圏中のホイッスラー波動のダクト伝播が一つの示唆を与える。ここでは磁力線と垂直な方向に生じるわずかな密度の不均一のため波の屈折率の不均一が現われ、ホイッスラー波を密度の低い領域に捕捉してゐる。密度の不均一は、磁力線と平行方向には平均化されつつも、垂直方向には平均化されにくく、準静的状態として存在し得る。地球磁気圏中のダクト伝播が日常的に起さることは、垂直方向の不均一の存在が一般的であることを示してあり、他の天体での不均一の存在を示唆してゐる。

波の振幅が大きき時は、屈折率の不均一を導く原因として、密度の不均一の他に、波自身の存在による屈折率の変化(非線形効果)が効いてくると考へられる。本講演では磁力線に平行に伝わる波(電磁波、ホイッスラー波、アルフヴェン波、プラズマ波、イオニ音波)に対して、密度不均一と非線形効果の両方を考慮に入れた波動方程式を導き、波動捕捉の概念を説明する。始めに述べた問題に対する答として、以下の討論は、不均一な乱流では、乱流領域が均一ではなことを示してゐる。

波動方程式

磁力線(z方向)に平行に伝播する波を、垂直方向(x)への波の振数を考慮に入れて考へる。磁場の存在により誘電率がテンソルとなり、計算が多少複雑にはなるが、結局次のような波動方程式を得ることが出来る。

$$i \left\{ (1/\lambda_g) \partial E / \partial t + \partial E / \partial z \right\} + p \cdot \partial^2 E / \partial x^2 + \left\{ -U(x) + \frac{1}{2} |E|^2 \right\} E = 0 \quad (1)$$

$$p = \left\{ 1 / (2k) \right\} \cdot \left\{ 1 + \tan \alpha / \theta \right\} \theta \rightarrow 0 \quad (2)$$

$$U(x) = \chi \cdot (n_0(x) / N_0) \quad (3)$$

$$\chi \approx - (k/2) (\omega / kc)^2 \left\{ (kc / \omega)^2 - 1 \right\} \quad (\text{横波}) \quad (4.a)$$

$$(k/2) (k_0 / k)^2 \quad (\text{プラズマ波}) \quad (4.b)$$

$$(k/2) (k / k_0)^2 \quad (\text{イオニ音波}) \quad (4.c)$$

$$\frac{1}{2} \approx k \cdot (\omega / kc)^2 \left\{ (kc / \omega)^2 - 1 \right\}^2 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{横波}) \quad (5.a)$$

$$(k/2) (k_0 / k)^2 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{プラズマ波}) \quad (5.b) \text{ (注)}$$

$$- (k/2) (k_0 / k)^2 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{イオニ音波}) \quad (5.c) \text{ (注)}$$



(3) 式の $n_0(x)$ は波が伝播している時の全密度 ($= N_0 + n_1(x)$) の不均一部分である。(4) 式の $A \equiv \left\{ -U(x) + \frac{1}{2} |E|^2 \right\}$ は不均一及び非線形効果より生じた屈折率の増分に比例する。(5) 式で $\frac{1}{2}$ の符号はイオニ音波では負、それ以外では全て正となることは興味深い。

波動捕捉

(1) 式はシュレーディンガー型方程式である故、 $p \cdot A > 0$ で波動捕捉が起きる。物理的には、 $p = \left\{ 1 / (2k) \right\} \cdot (\theta + \alpha) \cdot \theta / \theta^2 > 0$ 、即ち k と $\partial \omega / \partial k$ が磁力線に同じ方向の時 $A > 0$ 、即ち屈折率の大きい領域に捕捉され、 $\alpha < 0$ の時は α の逆となることで、ray の概念と対応して理解出来る。又、捕捉された波のエネルギーの定量的な計算も(1)式より容易に得られる。

なお、振幅 E が軸対称の時の方程式は(1)式で $\partial E / \partial x^2$ が $(1/r) \partial / \partial r \left\{ r \partial E / \partial r \right\}$ に換へる。

(注) プラズマ波及びイオニ音波の $\frac{1}{2}$ の計算は坂井純一氏(富山大)との共同研究による。

電子サイクロトロン波とリングカレント陽子との相互作用

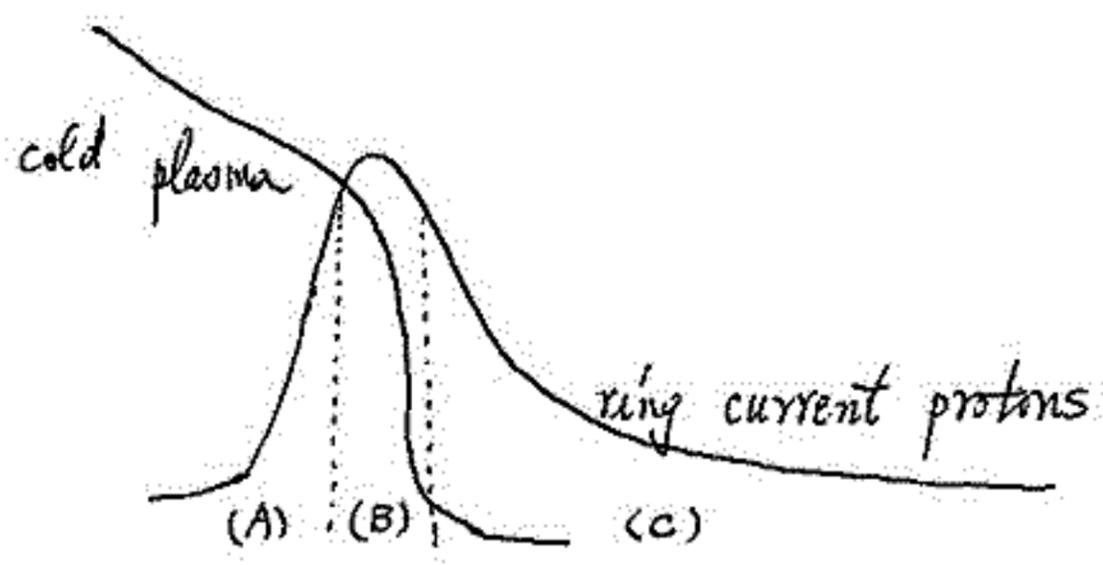
新部 充 宏
九大・教養・物理

最近、リングカレント陽子の損失のメカニズムとして種々のアイデアがあるが、必ずしも理論と観測は一致を見ていない現状がある。

ここでは、電子サイクロトロン波 ($\omega \sim (n + 1/2)\omega_{ce}$) とリングカレント陽子との相互作用の重要性について指摘したい。

プラズマポーズの外側では、ハーフサイクロエミッションの定常的な乱れが存在する事実とリングカレント陽子が損失している事実を精んでみると、イオンサイクロトロン波の役割りが浮び上がってくるのである。

乱流に対する線型応答理論によると、電子サイクロトロン波の振力がある程度になると、イオンサイクロトロン波も定常状態になる事が予想される。この場合、一般化されたパラメトリック効果による波と電子との共鳴的相互作用の効果とイオンによるサイクロトロン減衰との兼ね合いで定常状態が決定される。リングカレント陽子の加熱の理論としても面白い。従って従来の理論をまとめると下図の如くなる。



(A)では J. M. Cornwall et al. による横波説

(B)では F. V. Coroniti et al. による縦波説
M. Nambu
B. K. Farady による mixing mode 説

(C)では 電子サイクロトロン波との結合説 (phys. Rev. Lett. 34 387 (1975))

Nonlinear Interaction of a Plasma with an Electron Beam (I)

T. Yamamoto

Geophysics Research Lab., Univ. of Tokyo

The nonlinear behavior of a plasma-beam system immersed in a magnetic field B_0 is investigated. The beam electrons are assumed to have helical trajectories coaxial with B_0 . We restrict our consideration to the p instabilities which result in growing whistler waves aligned in a direction parallel to that of B_0 .

Scaled equations for the evolution of this instability are derived under the assumptions that the beam density is small and the whistler wave is nearly sinusoidal. These equations can be solved numerically if only one parameter is given. The numerical solution shows that the amplitude of an unstable whistler wave stops growing and begins to oscillate about a mean value when the beam electrons are trapped. Also, the nonlinear frequency shift of the wave is calculated and it shows an oscillatory variation in time associated with the amplitude oscillation.

MICROPULSATIONS AND THE PLASMAPAUSE (II)

H. KIKUCHI

Nihon University, College of Science & Technology, Tokyo and
Nagoya University, Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan

ABSTRACT

Based upon observations from a series of OGO satellites and ground measurements, the properties and structure of plasmopause-associated irregularities and the ring current are summarized in the following terms in relation to geomagnetic pulsations: (1) spatial structure and maintenance; (2) temporal fluctuations and instabilities; (3) scale-size and shape; (4) field-aligned extent; (5) longitudinal extent; (6) magnetic activity; (7) solar cycle; (8) relative locations between plasmopause-associated irregularities, the proton ring current and Pc 1 propagation paths; (9) band-limited periodic structure; (10) occasional appearance of falling tones (right-hand polarization) superimposed on periodic rising tones (left-hand polarization); (11) increase in Pc 1 signal frequency in the predawn sector; (12) decrease in Pc 1 signal frequency in the afternoon-dusk sector.

It is shown that plasmopause-associated irregularities are well correlated in space and time with the proton ring current and Pc 1 micropulsations during the post-storm recovery. This indicates that the importance and role of the plasmopause and associated plasma irregularities may be twofold, as a possible source mechanism for short-period micropulsations and as a hydromagnetic waveguide.

With these results in mind, presented is an ideal but plausible model of Pc 1 generation as an active Fabry-Perot resonator, which represents the possibility of a combined effect of universal and cyclotron instabilities and which appears to explain the observations of Pc 1 micropulsations described in (8) to (12).

SHOCKS, SOLITONS AND PLASMAPAUSE

H. Kikuchi, Nihon University, College of Science & Technology, Tokyo and Nagoya University, Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan.

ABSTRACT

When the convective flow in the magnetosphere is impinging towards the Earth, electrostatic shocks are thought to be formed, thereby causing the plasmopause, originally on the nightside near the geomagnetic equator. These discontinuities are linked to the dayside as well as polewards, forming the global plasmasphere with the aid of the Earth's corotational flow controlled geomagnetically.

In the present paper, we are primarily interested in formation of the nightside plasmopause for which an ideal but plausible model is presented, thus making a mathematical treatment possible.

Starting with the fluid equations in a cold ion plasma, the Boltzmann equation with a collision term in a hot electron plasma and the Poisson equation, the model is described in terms of the Korteweg-de Vries¹ and Burgers² equation

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \psi}{\partial x} + a \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} = \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}.$$

Relative importance of nonlinear, dispersive and dissipative terms defines three kinds of shock profiles. When the dissipation is large compared with the dispersion, i.e. for $\mu^2 > 4ac$ (c = shock velocity), an ordinary monotonic shock is formed in a stationary state and corresponds to the prestorm profile of the plasmopause. With increasing shock velocity, the shock front or the plasmopause is steepened, practically being displaced towards the Earth during the main phase of a storm. With increasing dispersion, the transition from a monotonic to an oscillatory structure of the shock takes place at $\mu^2 = 4ac$, practically following the effect of steepening of the shock front. For higher dispersion or lower dissipation, i.e. $\mu^2 < 4ac$, the shock possesses distinct structure behind the shock or the plasmopause which occurs during the post-storm recovery^{3,4}

The so-called plasmopause-associated irregularities or ducts may be a manifestation of this oscillating structure with predominant dispersion. With decreasing dissipation, the first waves of this structure behind the shock tend to solitons but with oscillating tail. In this case, the first solitons may form the double or multiple plasmopause which can be observed occasionally in the recovery phase of a storm^{3,4}

Along this line, the theory is elaborated to include a quasi-stationary state on the basis of the quasi-particle concept and appears to be in good agreement with plasma observations from the OGO-3 satellite.

REFERENCES

1. Korteweg, D.J. and Vries, G., *Phil. Mag.* 39, (1895), p. 442.
2. Burgers, J.M., *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* 43, (1940), p. 2.
3. Kikuchi, H., *Nature Phys. Sci.*, 229, (1971), p. 79.
4. Kikuchi, H. and Taylor, H.A., *J. Geophys. Res.*, 77, (1972), p. 131.

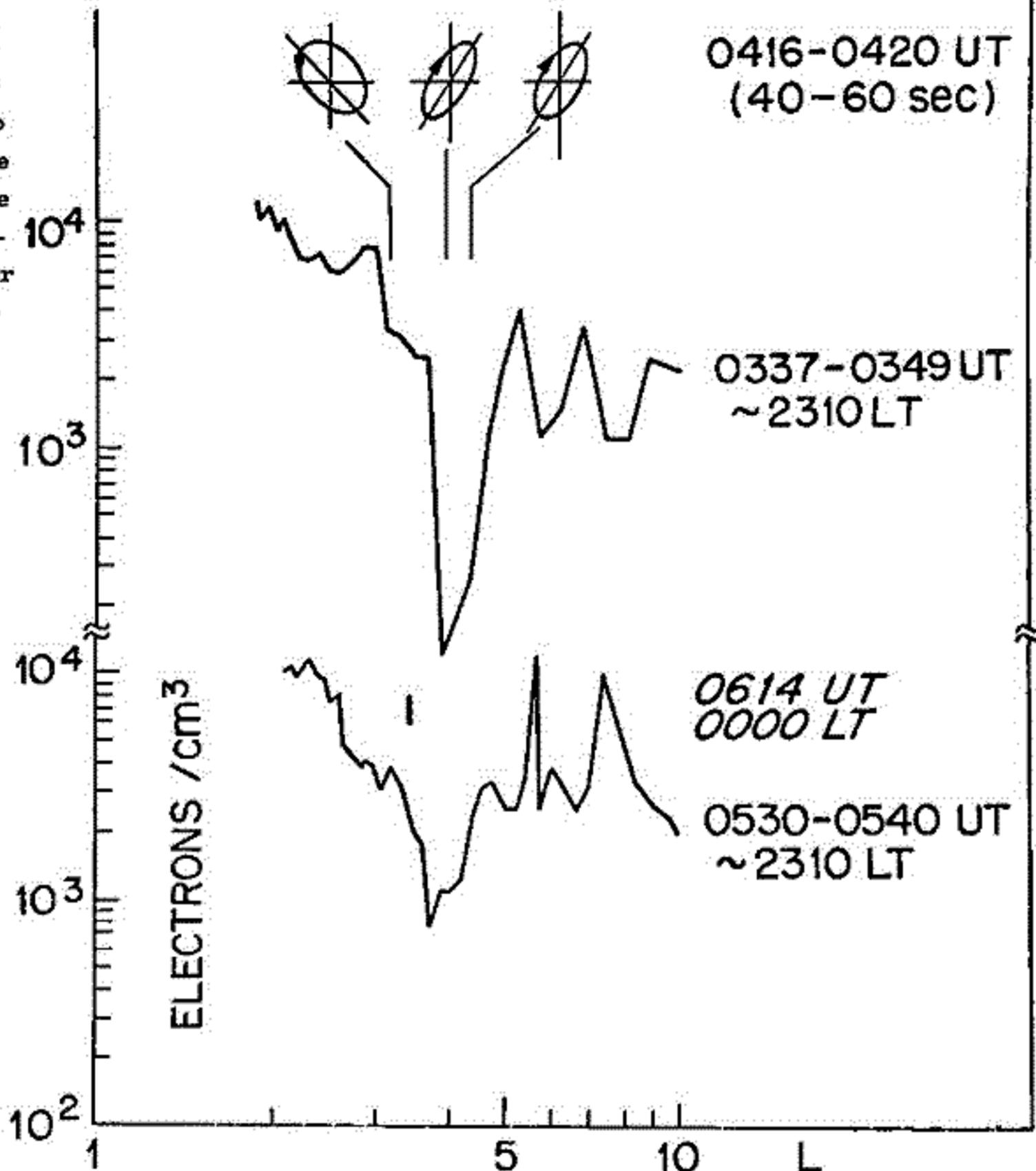
H. Fukunishi

National Institute of Polar Research and Bell Laboratories

Topside electron density data obtained during the hours ~ 2100 - 2400 LT from the ionosphere sounder on the ISIS-2 Satellite are used to give indications of possible latitude gradients in the magnetospheric plasma density distributions. Studies are made of the amplitude and polarization characteristics of magnetohydrodynamic waves that occur in the frequency range ~ 10 - 30 MHz at $L \sim 3.2$ to $L \sim 4.4$ during time intervals of ISIS-2 passes. It is found that reversals in the sense of wave polarization occur in the vicinity of latitudes where L-shell gradients are observed in the electron density distributions. The results of this study give strong support for the importance of magnetosphere plasma density gradients and the plasmopause in coupling ULF driving energy sources to locally-resonant magnetospheric field lines.

DEC. 17, 1971

Topside (~ 1400 km) electron density profiles vs. L-value for the two ISIS-2 passes around the time of observation of the wave event, shown schematically. The Explorer 45 "plasmopause" determination is also shown.



加藤愛雄 青山徹 遠山文雄 高橋隆男 大西信人

東海大学 航空宇宙学科

極域、ならびにオーロラ帯に於て、地磁気微細変動の同時観測を行うために、カナダ北極圏にある、ケンブリッジ、ベイ（地磁気緯度 $77.9^{\circ}N$ 、経度 300.3° ）とフォート、スミス（地磁気緯度 $68.1^{\circ}N$ 、経度 299.8° ）の2箇所に於て、誘導磁力計を用いて、地磁気脈動の微細変化を磁気記録すると共に、モニター用としてペン書き記録計で記録した。観測期間は1974、8月15日から8月29日までの2週間である。

特にこの目的のために、超小型、携帯用誘導磁力計を試験した。観測結果については、現在、解析を行なつて居る中で、まだ最終的結論を得て居ないが、今回は速報として、超小型防水型携帯用誘導磁力計の特性と、特に両地点の顕著な地磁気脈動の相異現象について述べる。即ちケンブリッジ、ベイに於ては地方時15時頃、フォート、スミスでは見られる。地磁気脈動の活動が見られる。この事は、尚検討中であるが、太陽風と、地磁気磁軸との傾きの時間的変化と、それに伴う neutral line (cusp) の磁地球面上での根元が時間的 shift することの説明を試みた。

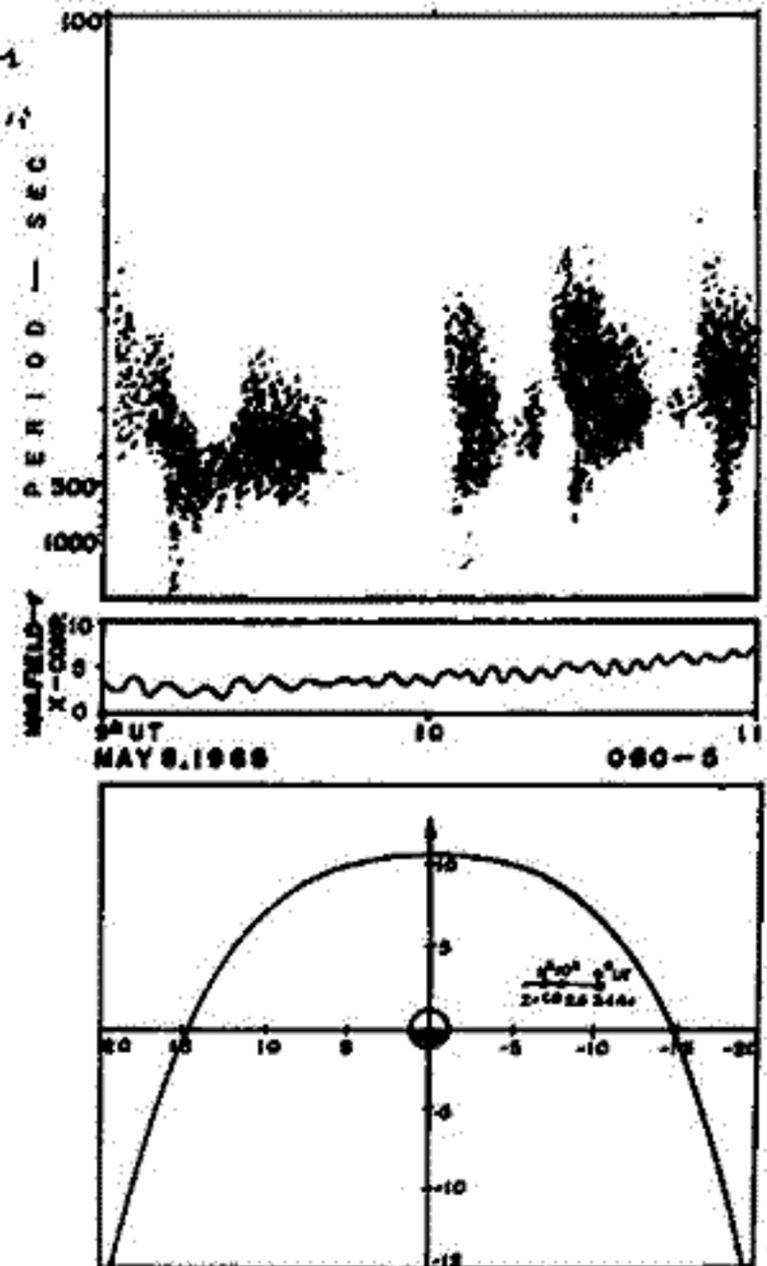
Pc5 oscillations observed by Ogo-5 and Explorer 34

梶井 亨
(東北大・理)

惑星間空間、地球磁気圏境界領域及び磁気圏内でのHM波動の諸性質を正確に把握することは、地上で観測される磁気脈動の励起、伝播機構を説明する上で必要不可欠の要素であるが、未だ完全に説明されてはいない。

幸い人工衛星 Ogo-5, Explorer 34 による惑星間空間、磁気圏境界領域、及び磁気圏内の観測データをある程度まとめた機会を得られたので、これらを基にして上記領域での Pc5 型 HM 波動の諸性質を明らかにすることを本テーマの目的とする。ここではあつち Pc5 型波動とは特別、注釈のたいげり回(B)に示された様な典型的波形の Pc5 を指すものとする。図は Ogo-5 衛星による観測された Pc5 型 HM 波動の f-L diagram を示す。通常の dynamic spectrum は power を周波数(f)対時刻(t)の diagram に表示したものであるが、人工衛星は L を変えたから磁気圏の中を飛ぶので f-L diagram (dynamic spectrum) というよりはむしろ f-L diagram (spatial spectrogram) と呼ぶべき表示法である。図中(A)は May 8, 1968 の Ogo-5 inbound (C) 時に観測された Pc5 型 HM 波動の spatial diagram である。人工衛星が磁気圏の内側に向かうと観測される Pc5 型 torsional oscillation で期待される様子は、Pc5 の周期は長周期から短周期へ遷移して行く様子が一見して明瞭にわかる。更に人工衛星で観測された Pc5 型波動の統計的考察の結果、磁気圏内では、これら Pc5 は主として朝側、夕方側の冷生強度が増大する傾向を示し、この強度分布に対応して Polarization も π と 2π の場合 - 2π と 0 の場合の meridian を境にして、逆になる傾向が認められた。

現在、Pc5 型 HM 波動の発生と solar wind parameter 変化との関係、及び magnetospheric substorm との関係について検討中である。



桑島正幸
地磁気観測所

極光帯における地磁気現象は、ここを通る磁力線が外部磁気圏あるいは磁気圏テイルに連っているところから、多くの情報を含んでいると考えられる。特に substorm 時に極光帯に Peak をもって現れるところの P_2 脈動は磁気圏の物理状態を解明する上で興味深い現象である。

今回は 1973 年 9 月に 昭和基地 (磁気緯度 $-69^{\circ}34'$, 経度 $76^{\circ}10'$)、みおほ基地 ($-71^{\circ}49'$, $76^{\circ}55'$) の 2 点観測で得られた資料を中心として、 P_2 脈動の特性を次の 3 つの立場から見ていきたい。

- (1) P_2 脈動は magnetic substorm, auroral substorm, VLF substorm, CNA substorm とどのように関連しているか？
- (2) P_2 脈動は 昭和基地、みおほ基地で対比した場合 どのような特性をもつか？
- (3) 昭和基地と ほほ程度が同じ 中低緯度の観測点として Hermanus (磁気緯度 -33.3°) がある、 P_2 脈動をこの 2 つの station で対比した場合の特性は？

今回は以上のテーマについて 才 1 回目として おおよきの 結果を報告したい。

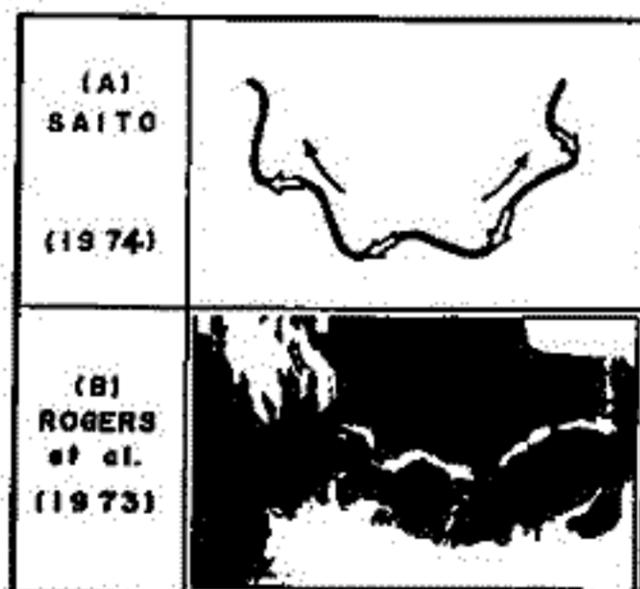
齋藤尚生・湯元清文
東北大学・理学部

Substormに伴って長周期の減衰型磁場変動が極域で観測されることが見出され、Ps6と命名された。このPs6は従来の磁気脈動の定義からはみ出した新型の脈動である。特に1973年のIAU京都Assemblyでは脈動の定義を拡大するというresolutionが採択され、将来発見されるであろう他の脈動とPs6とを含めて、長周期不規則型脈動に対してPi3という名称のもとに脈動の新たな種が正式に追加される事となった。

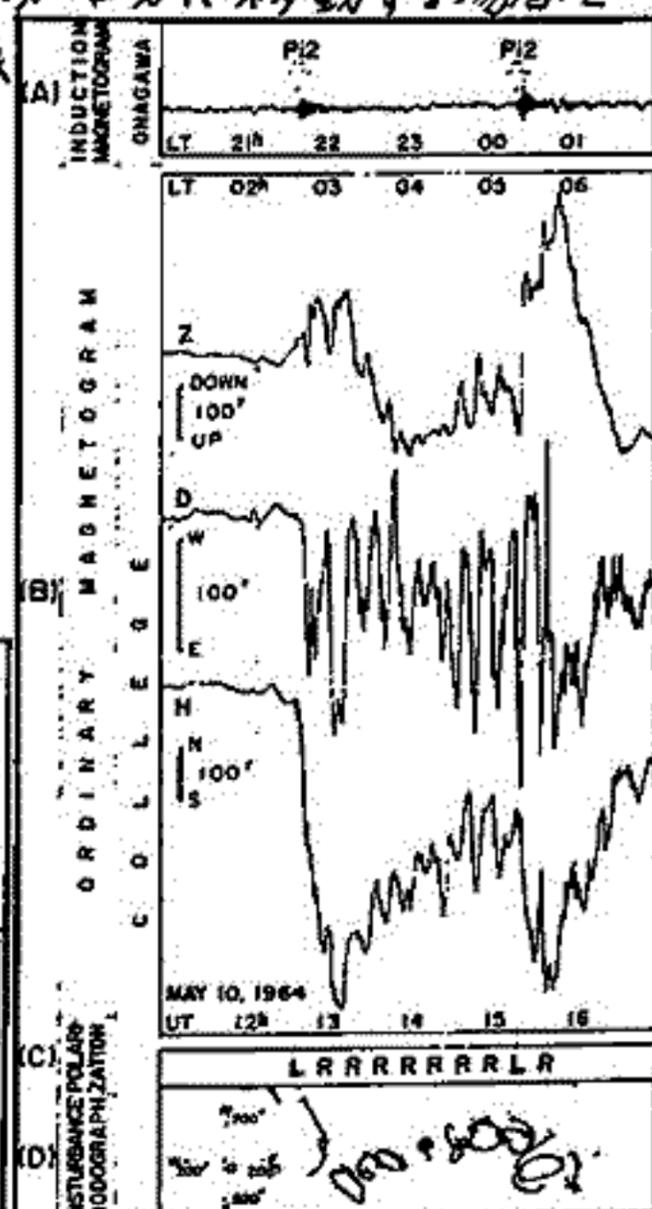
さてPs6を説明するために、midnight sectorからdawnおよびduskの西sectorに向く移動する波浪状のwestward auroral electrojet (≡L図)を考慮してtwo-snake modelが提唱された。そしてこのtwo-snake modelによって次の様ないろいろな観測事実が説明された。

- (1) Ps6の周期は、5~40分と振中は平均10~100rである。
- (2) 南北のauroral oval (北および南の領域を磁力線が包絡したoval shell付近で) Ps6は観測される。
- (3) Ps6はsubstorm onsetと同時に磁気圏内で発生し約1km/sのapparent travel velocity (極域)で、その発生領域はdawnおよびdusk方向に広がる。

今回は上記観測事実の他に、Ps6のpolarizationもtwo-snake modelで説明する。先づ、観測dataに基づいてPs6のpolarizationに関する法則性が見出される(≡図参照)。次にこれを説明する為に、DAPP satelliteによるaurora photograph (≡一図)を参考にしながら、蛇行するwestward electrojetを考慮し、これが西方に移動する場合と東方に移動する場合に、かく、地上で観測されるべき磁場変動のpolarizationを計算したところ、polarizationに関する観測事実を説明することが出来た。



≡一図



≡二図

桜井亨, 斎藤尚生, 小山幸男

東北大理

substormの発達過程を明らかにする上で、低緯度Pi2が重要な役割を担う事に関して、今まで度々述べてきた。今回は、Pi2とauroral breakup, およびPi2と磁気圏でのdynamicsの関係を、地上及びsatelliteの観測から得られた種々のdataに基づいて多角的に比較検討する。そのような検討を通じてsubstormの発達過程を捉えようとするものである。

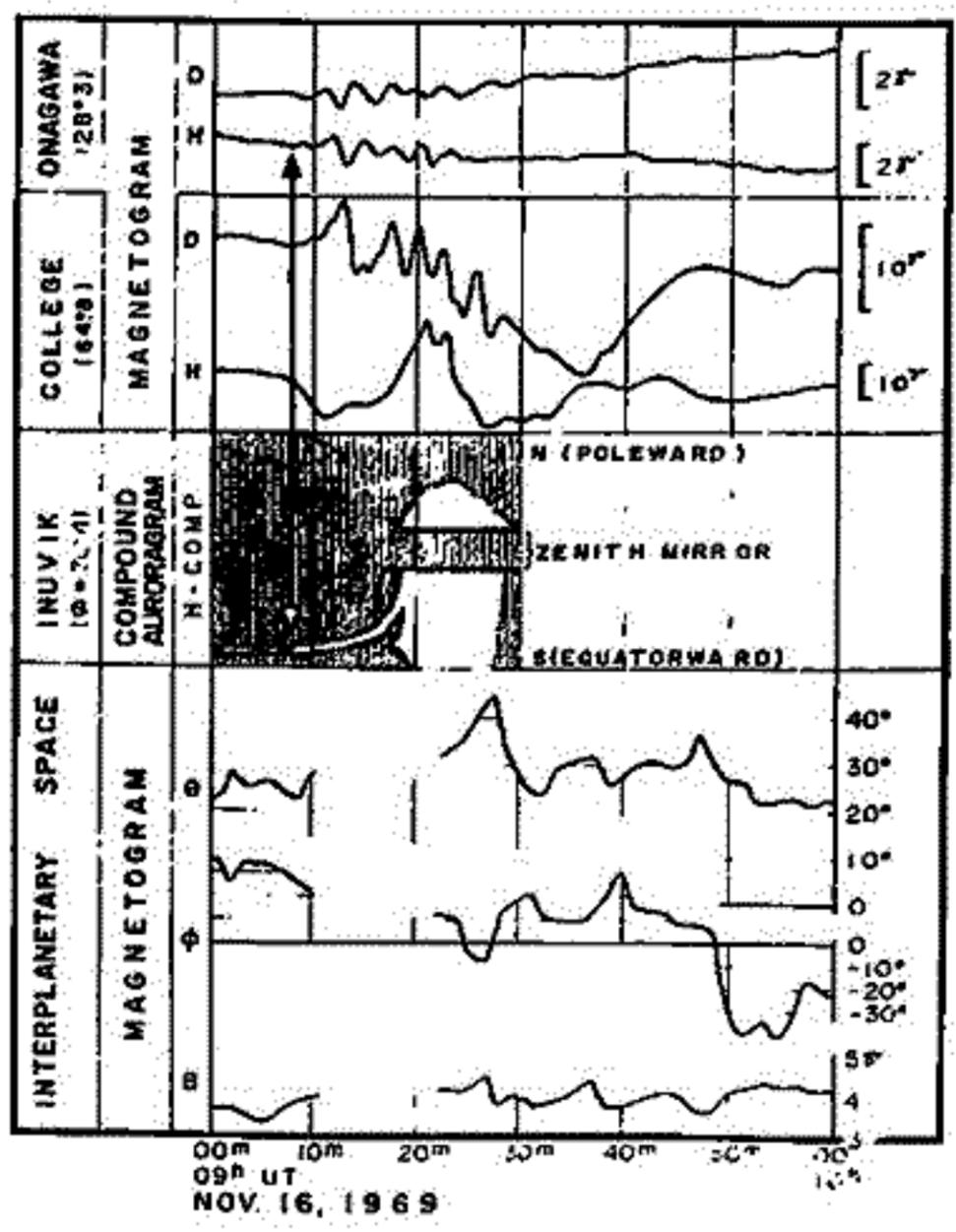
Pi2のonsetとauroral breakup

substormに伴う高緯度の磁場変動は極めて局所性が強い為、高緯度磁場変動記録からはsubstormのonset timeを正確に決定し難く、寧ろ低緯度Pi2のonsetが有意であるという事は既に度々述べてきた。そのことを裏付ける例のいくつかが今回である。この回は惑星間空間磁場が北向きの場合でもsubstormが発生している例を示し、compound auroragramから決定されたsubstormのonset time (白矢印)に一致して、auroral zoneとmid-latitudeで同時にPi2が発生(黒矢印)していることが明らかである。Pi2の振巾は高緯度の方が低緯度より大きいが、この時のmagnetic substormのmagnitudeは特に低緯度でほとんどゼロであるために、Pi2のonsetは寧ろ低緯度の方が明瞭であるなど、従来の我々が述べてきた事と種々の点で裏付ける典型的なeventである。

Pi2と磁気圏tailでのplasma, magnetic fieldとの対応

tail lobe energyの時間変化を追跡すると、tailに次第に蓄積されたmagnetic energyが、ある時刻を境にして急激に減少する場合がしばしば見られる。このような時刻に極めてよい1対1の対応をして、地上ではPi2が発生している事が明らかにされた。lobe energyの蓄積が少な段階でも、突然energyのreleaseが起これば、その時地上でPi2が観測される。即ちlobe energyの変化とsubstormとの関係は、energyの蓄積があるthreshold valueに達するとsubstormが起るといような単純なものではない。今回は主にExplorer 34の磁場data, 及び地上の磁場dataに基いて、両者に關する種々の関係を見出す。

[図1]



平沢威男, 鮎川 勝
 国立極地研究所

昭和基地で取得された: ordinary (50 mm/h, $10^5 \gamma/\text{mm}$) Rapidrun (300 mm/h, $0.5^5 \gamma/\text{mm}$), Induction (DC ~ 7 Hz) magnetogram, All-sky camera (every 10 sec), meridian scanning photometer の data などとを解析し, substorm の開始時に観測される pi B-pulsation の特性を総合的に調べてみた。その結果として,

- (1) 高緯度 pi B-pulsation の定義としては, '或る観測点で discrete aurora の poleward 又は, westward traveling に伴うもの' とするのが適当と考えられる。
- (2) pi B のスペクトルを調べてみると, 長周期および短周期にピークを有する。
- (3) 短周期のピークは, 3 ~ 5 秒と 1 秒周辺に存在することが確かめられた。
- (4) 1 秒周辺のピークは, オーロラの traveling の最盛期に観測され, オーロラの動きの速さとピークの周期との間には相関が認められる。即ち, 速さが大きい程, ピークの周期は短周期側にずれる。
- (5) 3 ~ 5 秒にピークを有する脈動成分は pi 2 event の Burst 的に発生する数分前から観測され, 前駆的な役割を示す。

K. Fujii and A. Nishida (ISAS, University of Tokyo)

Behaviour of the plasma sheet around its earthward edge during substorms is examined by using high resolution (every 2.6 sec) measurements of proton and electron fluxes by ATS-5. In the injection region near midnight the flux increase at the expansion-phase onset tends to lag behind the onset of the low-latitude positive bay by several minutes. Depending upon the case, before the above increase (1) the flux stays at a constant level, (2) it gradually increases for some tens of minutes, or (3) it briefly drops to a low level. Difference in the position of the satellite relative to the earthward edge and to the high-latitude boundary of the plasma sheet is suggested as a cause of the above difference in flux variations during the growth phase.

These three types of observations are exemplified in Figures 1, 2 and 3. The energy ranges of detectors are 0.7 - 1.9 keV (EA), 1.8 - 5.4 keV (EB), 5.9 - 17.8 keV (EC), 17.4 - 53 keV (ED), > 5 keV (PA), > 15 keV (PB), and > 38 keV (PC), where E and P denote electron and proton detectors. The suggested picture is the following. During the growth phase the inner edge of the plasma sheet moves gradually inward. If the boundary is located beyond, but close enough to the synchronous orbit it would reach the satellite and cause gradual increase in flux (i.e. case 2). But if the boundary is too far away, it would not reach the satellite until the onset of the expansion phase when the neutral line is formed in the near tail region and strong earthward surge of plasma is initiated (i.e. case 1). If the satellite is already engulfed in the plasma sheet before the substorm starts, the plasma sheet thinning cause the flux to drop (i.e. case 3); the satellite was about 10° above the geomagnetic equator when the observation is made.

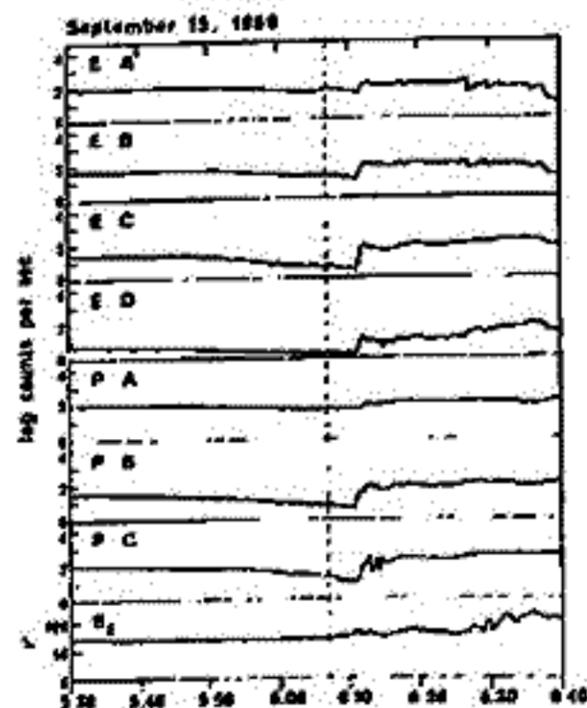
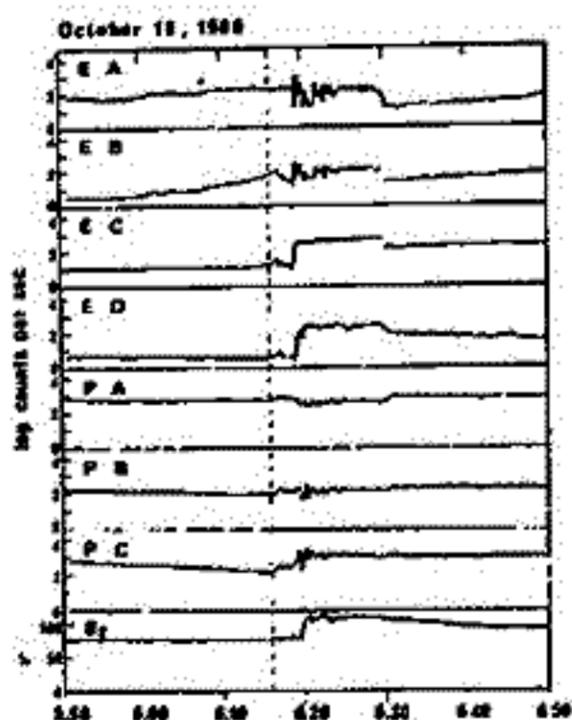
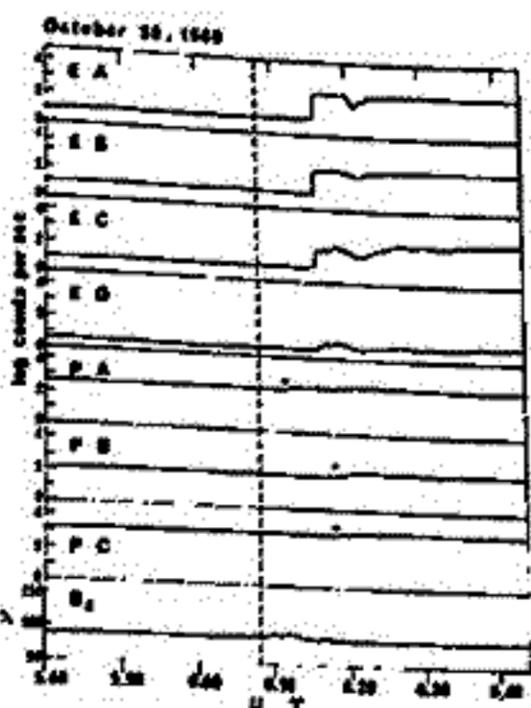


Figure 1

Figure 2

Figure 3

PLASMA SHEET BEHAVIOUR DURING SUBSTORMS
(II) OGO-5 AND IMP-F OBSERVATIONS
AT 8 TO 35 Re

A. Nishida and N. Nagayama
(ISAS, University of Tokyo)

In previous papers we have shown that the explosive release of energy that characterizes the expansion phase of substorms originates from the reconnection in the magnetotail. Preceding to the expansion phase, the magnetotail is in an increasingly strained state with the cross-tail current intensified and the tail cross-section reduced (Nishida and Nagayama, *J. Geophys. Res.*, 78, 3782, 1973; Maezawa, *J. Geophys. Res.*, 80, in press, 1975). The expansion phase starts when the intensified cross-tail current suddenly disappears from the near-tail region and the magnetic X-type neutral line is formed at $R \sim 15$ Re. The key question faced is why and at what moment near-earth portion of the cross-tail current suddenly disappears.

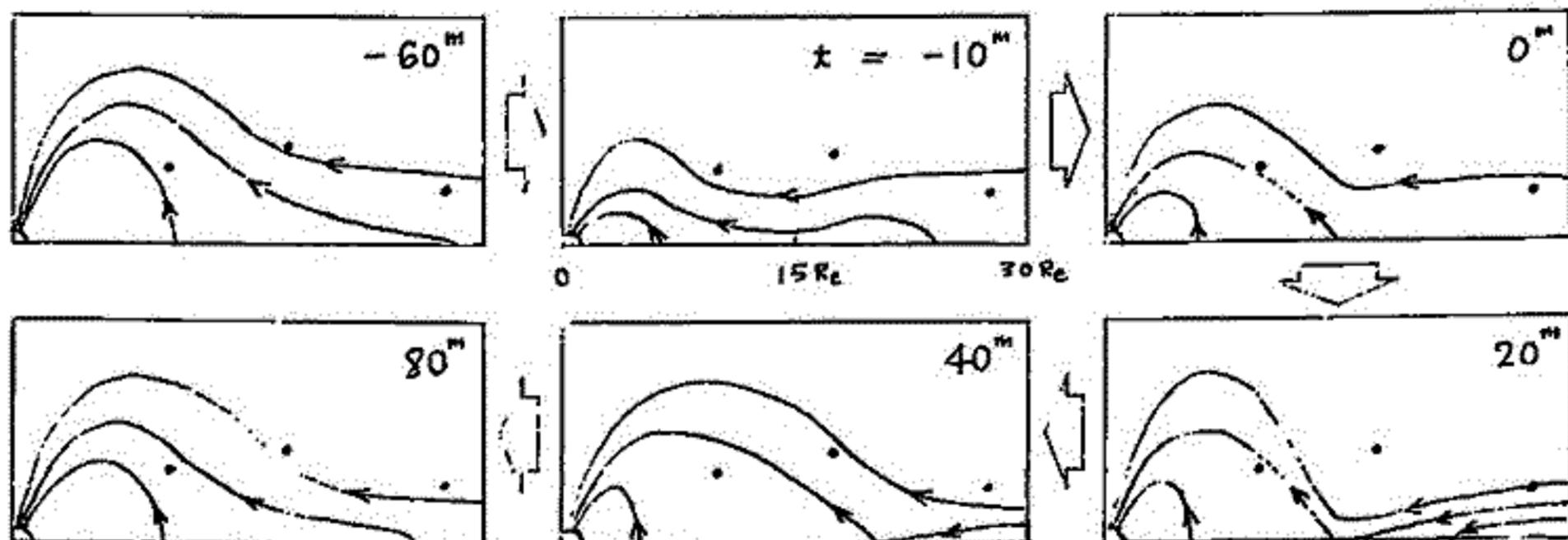
In this paper we intend to reinforce our previous conclusion by the analysis of the plasma sheet data obtained at R of $8 \sim 25$ Re by OGO-5 (by West et al) and at R of $25 \sim 35$ Re by Explorer 34 (by Frank). By identifying the onset of the expansion phase to the onset of the low-latitude positive bay, we examine the behaviour of the plasma sheet particles during intervals involving the expansion-phase onset. The principal finding is that the behaviour of the plasma sheet changes characteristically at the radial distance of $R \sim 15$ Re:

Inside $R \sim 15$ Re the plasma flux is frequently seen to drop for ≤ 30 minutes prior to the expansion phase onset. The flux increases suddenly at the expansion-phase onset, within ~ 5 minutes of the ground signature.

Outside $R \sim 15$ Re but inside $R \sim 25$ Re, the increase in the flux lags behind the expansion-phase onset on the ground, the amount of the delay increasing with distance. At $R \sim 25$ Re the lag amounts to ~ 60 minutes.

At distances greater than 25 Re, the flux drop frequently occurs in ≤ 30 minutes after the expansion-phase onset. It usually takes more than 60 minutes for the flux to recover.

Present result is schematically illustrated below. Typical observing sites of Explorer 34 and OGO-5 are also indicated.



林 幹治

前回は引続いて、極光帯で観測される chorus 型 ELF 放射に見られるサブストームの影響について、AL (あるいは AU, Dst) インデックスを Key として色々な local time によって現われる影響の違いについて述べる。今回は、特に午後側でエミッションが、サブストームの ~~出現~~ 開始とともに急激に消滅する点に注目することにする。更に尚に言えば、前回示したように相互の関連を相関係数とラグタイムという見方で見た場合がならずとも大きな相関値を示さなかった点を反省し、(1) サンプリングレートを 1 時間毎から、15 分毎にしてみることで、(2) 多くの要素が混ざり合っているため相関値が低くなっていると思われるので、相関係数よりも平均化の度合の低い指標を定義して、混合して含まれる要素の分離をすることを考える。

Substorm の特性 - IV

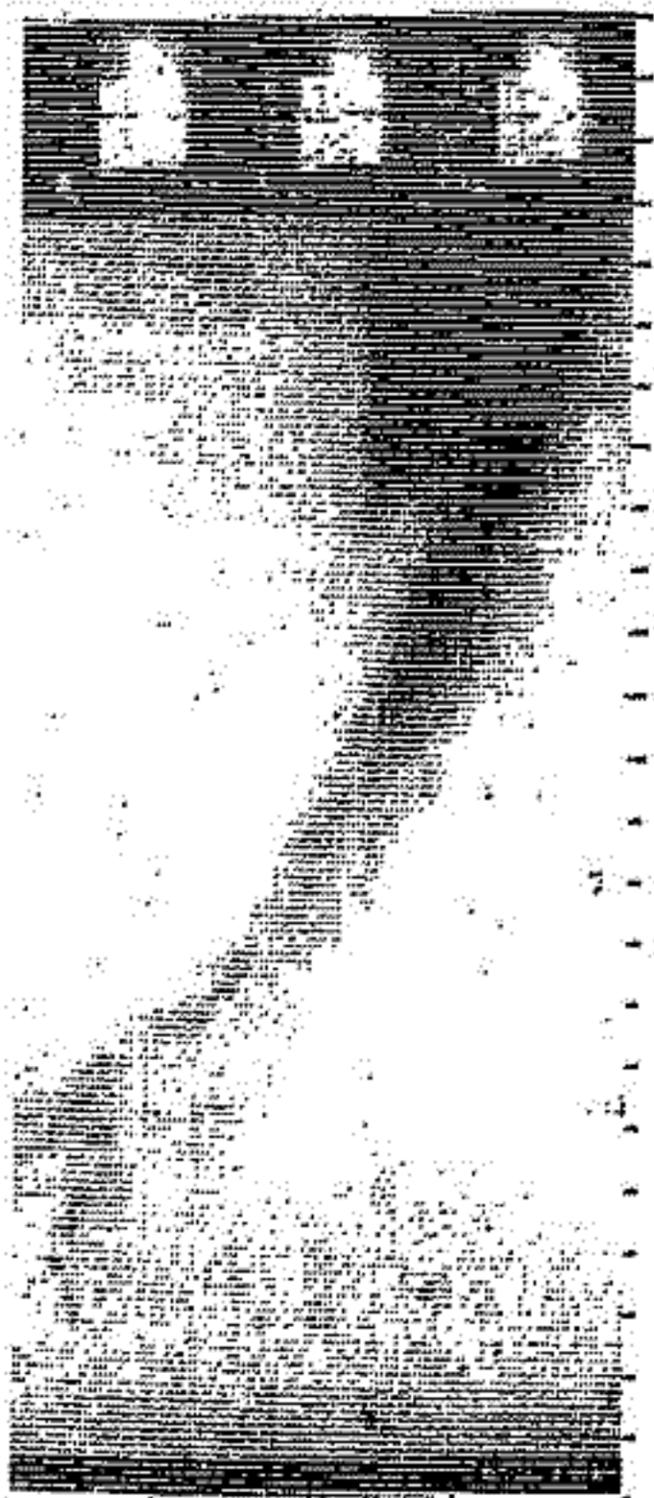
金田 紫 祐 (東京理. 地物研施設)

前回は、DAPP 衛星による資料 (DAPP-
Photograph) のうち、特徴的 double auroral
belt の構造が比較的頻繁に観測される事及び、
この出現に関連する定性的な解析結果を報告した。
この後の解析から、この様な double auroral
belt の構造は、

- i) data coverage の期間が比較的短く、或る
種の recurrency が認められる。
- ii) Dst の変動との関連を見た場合、変動の
一定の phase と対応する傾向がある。
この様な傾向は、substorm の特性と AE-index
を見た場合の AU の顕著な飛躍が認められるか
否かの傾向と或る種の対応関係にある。

今回は、この様な関連を更に追求する為、
DAPP-photograph をデジタル画像化して
計算機による図形処理を行い、その特性を定量化
した結果と、地磁気擾乱特性との関連に就いて
解析した結果を報告する。

左図は、flying spot-scanner に依って
デジタル化した DAPP-photograph を前処理とし
て、必要図形処理を行った結果をモニターとして
ラインプリンターから中間出力させた例を示す。



On-off switching aurora と地磁気脈動

小口 高, 渡辺 富也

東大 理, TRI FITS シ・コロムビア大 理

Auroral Breakup の後, 極光帯の低緯度側で例外多く見られるオーロラの pulsation と地磁気脈動は古くから研究され, オーロラの明滅の変動と地磁気脈動との間に多くの相関が見られる例が報告されてきた。しかし従来の比較は固定された photometer と地磁気脈動の間で行われてきたため, この相関のありをより物理的に理解するためにには情報量が不足していたと云える。この問題を解決するために高感度テレビカメラによるオーロラの記録と脈動の比較を行なった。次の結果を得た。

- 1) 従来の pulsating aurora と呼ばれてきた暖方の aurora の特性は, 単に明滅の時間変動であるだけでなく, もっと本質的には Quasi-periodic に明滅する部分の低緯度から高緯度に向って高速で ($10 \sim 30 \text{ km/sec}$) 移動する点にある。従ってこれを固定した photometer で観測すれば, 明滅する部分のその場所を通過する度に明滅の時間変動, pulsation として観測される。
- 2) オーロラの移動は周期 $10 \sim 30$ 秒で Quasi-periodic に起るが, 特徴的であるのは, 明滅する部分の形は現れる度に殆んど同じ形を現れ, 従って繰り返して現れる度に同じパターンが見られるという点である。
- 3) このオーロラの移動と地磁気脈動は coherent であり, オーロラの位置の位相と地磁気脈動の位相とは殆んど固定してある。
- 4) 10 秒以下の周期の脈動については, オーロラの急減と殆んど一致する場合, 対応がつけられる。但し短周期の場合にはオーロラの移動より急減が急減に対応する。

従来から, 極光帯の PC-5 には $10 \sim 20$ 秒, レーダー, リンクメーター等により脈動と粒子の降り込みが対応が知られる。又, レーダーの場合には以上の結果と同じくオーロラの周期的な移動が知られてきたが, これらを総合すると, 脈動の Source 領域に近い所では脈動は coherent に粒子の降り込みが伴っているという一般的な結論のようと思われる。

又, 粒子の降り込み領域が低緯度側から高緯度側に shift する点もかなり一般的であると結論してよいであろう。

これらの事実から脈動の起源, 及びこれに伴う粒子の modulation は, 磁気圏に於て内部から外部に伝播する波と関連して考えなければならぬと結論される。

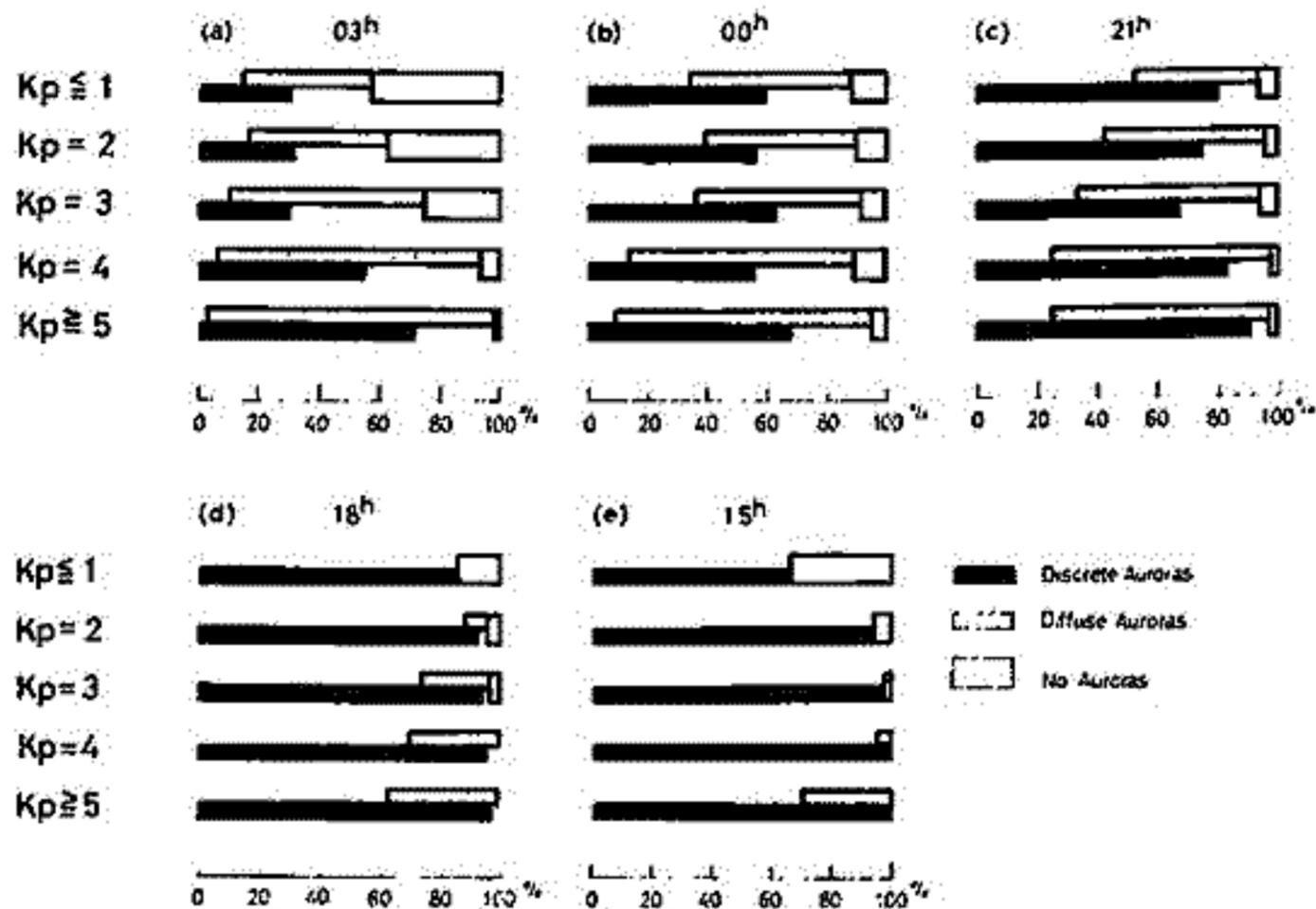
T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa
National Institute of Polar Research

The epoch-making and striking observations for auroras have recently been made possible by ISIS-2 and USAF-DAPP polar-orbiting satellites. The most significant feature of auroras observed by the satellites is the clear distinction between a fairly uniform belt of diffuse auroral emission and the discrete auroras which lie along the Feldstein's auroral oval. (Lui and Anger, 1973; Pike and Whalen, 1974). The purpose of this study is the statistical investigation about the development and deformation of the discrete and diffuse auroral belts according to the geomagnetic agitations and the common features of auroras in the evening and midnight sector. We have analyzed more than 350 USAF-DAPP Satellite photographs obtained during the period from May 1 to June 30, 1973 in the southern polar region. The characteristics of the auroras obtained in the present investigation can be summarized as follows.

1. A fairly clear distinction can be made between the discrete and diffuse auroras. The diffuse auroras are generally located in the equator side of the discrete auroras.
2. The discrete auroras are mainly observed in the midnight and evening sides, while the predominant region of the diffuse auroras corresponds to the midnight and morning sectors.
3. The discrete auroras are observable in the evening hours even when the magnetic activity is at low level ($K_p \leq 1$). At the quiet magnetic condition, the evening side auroral oval is maintained by the discrete auroras. (cf. Fig. 1)
4. The discrete auroral belt in the midnight and evening hours (from 15h to 00h) tends to the circle shape along the geomagnetic latitude of $71^\circ - 72^\circ$, as the magnetic disturbances increases.
5. The activity of the diffuse auroras increases with increasing K_p -magnitude. The diffuse auroral belt is confined within the nightside at the quiet period ($K_p \leq 1$). As increasing the magnetic activity, the diffuse auroral belt extends gradually towards the evening sector along the geomagnetic latitude circle of $68^\circ - 69^\circ$, accompanying the rapid expansion of the belt width. (cf. Fig. 1)

Based on the occurrence tendencies and the locations of the auroras obtained, the configuration and development of the discrete and diffuse auroral belts in the afternoon sector are schematically illustrated in Figure 2 for the different magnetic conditions.

Figure 1. The occurrence frequencies of the discrete and diffuse auroras for the different local meridians and geomagnetic conditions.



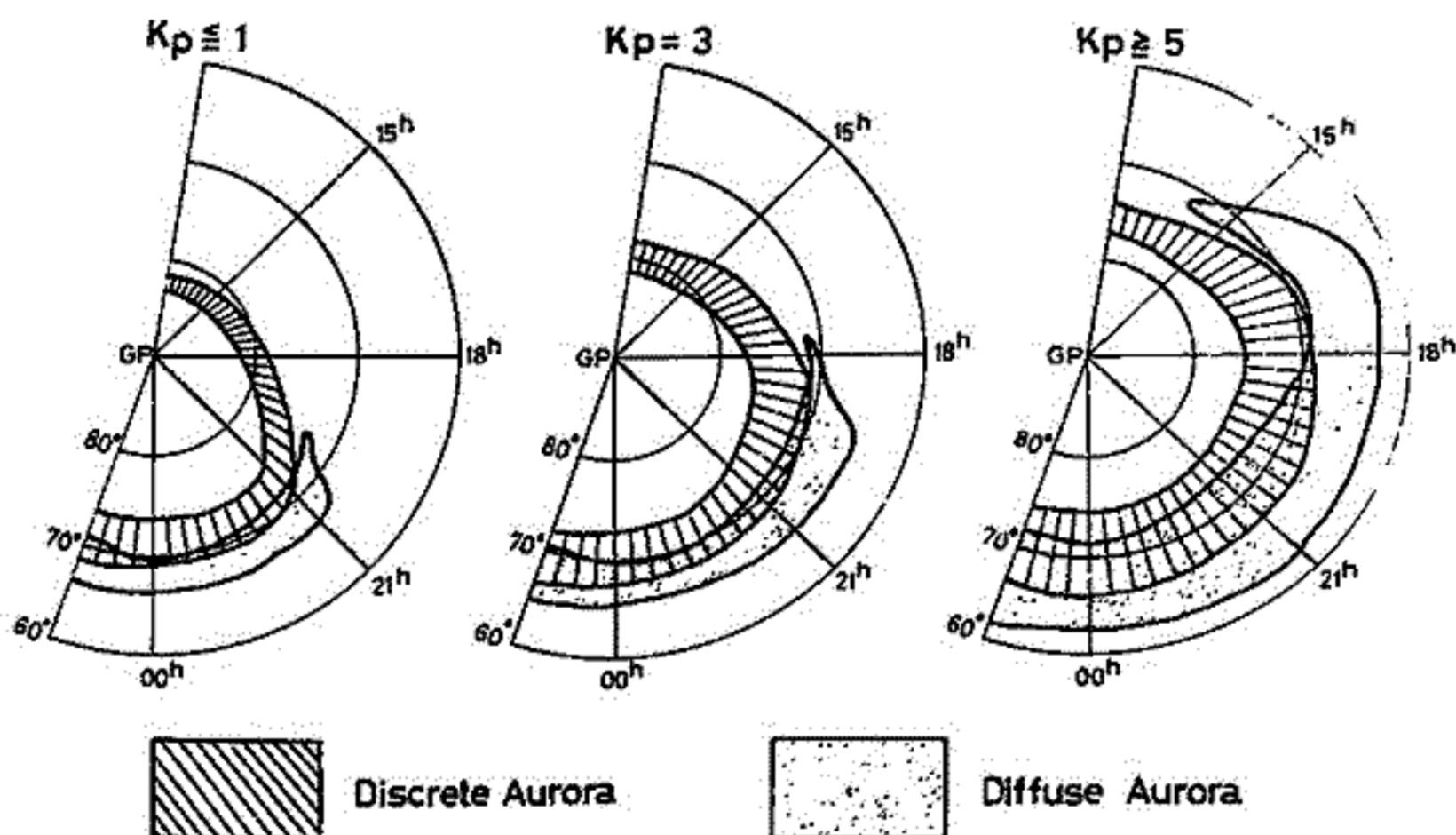


Figure 2. Schematic illustration of the configurations and developments of the discrete and diffuse belts with the increase of the geomagnetic activity.

T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa
National Institute of Polar Research

The dynamics of the discrete and diffuse auroral belts are investigated and illustrated in the above figure. An important uncertainty, however, still remains about the property of the discrete and diffuse auroral belt; proton auroras (Eather and Sanford 1966, Fukunishi 1973), breakup or post breakup type electron auroras (Hirasawa and Nagata 1972) or others? Therefore, a further detail investigation should be needed in connexion with various groundbased observations. The work are now in progress using the ground data such as magnetic disturbances, electron and proton auroras, VLF-emissions, ULF, CNA etc. observed at Syowa Station (geomag lat. 69.6°S , long 77.1°E).

Preliminary results have indicated the followings:

1. The diffuse auroral belt identified by the satellite data consists of two types; electron and proton auroras.
2. Electron diffuse auroral belt is mainly observed in the night and morning sectors and sharply activated in the equator side of the dominant discrete auroras.
3. The most part of the diffuse auroral belt extending from the night towards the evening sector coincide with the proton auroral belt.

符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測 (H-T測定)

古閑 照男, 相京 和弘, 五十嵐 香良
郵政省電波研究所

昨年11月に報告した符号化パルス方式による電離層観測システムはH-T測定であったが, その後, H-T測定が可能となったので報告する。

第1図は実験装置のブロックダイアグラムで, 送信系はサブビット中: $20\mu s$, 全パルス長: $260\mu s$ のパカ符号によって, 26MHz と 0 , π 位相変調し, $27\sim 46\text{MHz}$ のVFO (可変周波数発振器) と混合して, $1\sim 20\text{MHz}$ のパルス変調波を作り, これを電力増中して, 天頭電力約 1KW と空中線に供給する。パルスの繰返し期間は 40.96ms , VFO周波数は周波数スキャナによって 50kHz ステップで増加させた。

送信の所要時間は $1\sim 20\text{MHz}$ に対し約 $1/6$ 秒である。

受信系は第1中間周波数: 26MHz , 第2中間周波数: 3MHz , 受信系のバンド中は約 60kHz で, 整合フィルタは第2中間周波数帯中帯のあとに接続された音響遅延線の並列接続方式で構成し, これによって圧縮 (相関) 処理したのを, 検波し, 1MHz 毎の周波数目盛及び 50km 毎の高度目盛と合成して ICNU-FAX に記録される。

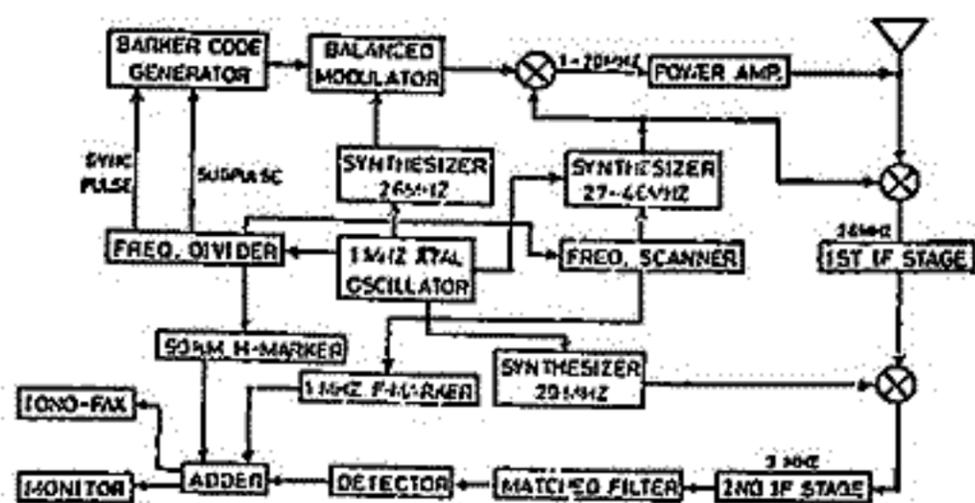
周波数掃引用のシンセサイザ, 29MHz 発振器, 26MHz 発振器およびパカ符号発振器等は 1MHz 基準発振器より供給され, フェーズロックされているのが特徴である。

第2図はこの方式を使用して記録されたイオノグラムで, 縦軸が高度, 横軸が周波数で, 縦軸には 50km 毎のマーク, 横軸には 1MHz 毎のマークが入っている。

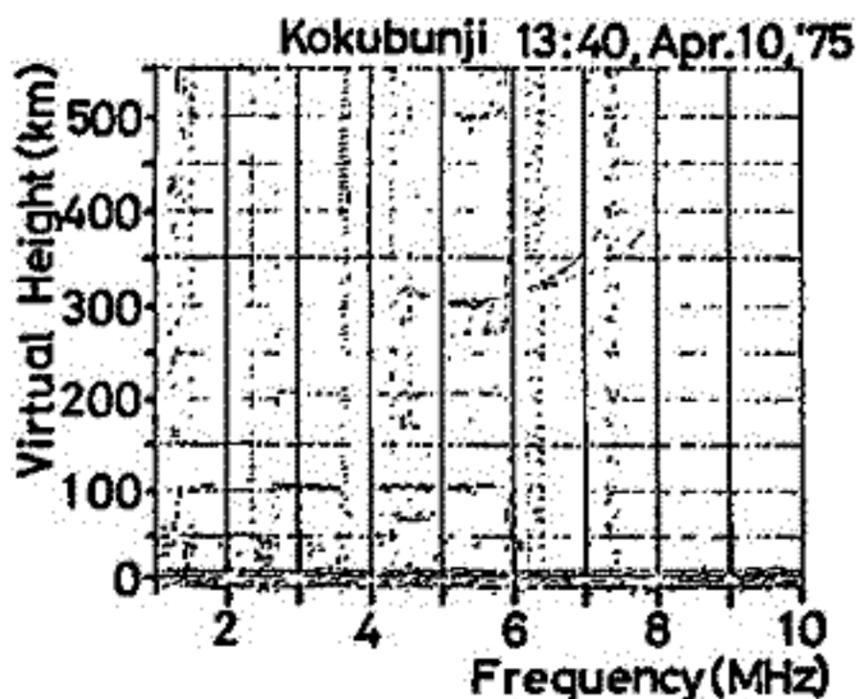
これで見ると, 圧縮されたパルスによる反射波のトレースは 50km 毎の高度目盛中 (細い中: $10\mu s$, 太い中: $20\mu s$) と同じ程度の中となり, 正常波と異常波のトレースが分離している事に注目願いたい。

符号化パルス方式サウンダは従来の単一パルス方式にくらべて距離分解能が高いこと, 不要波除去能力が大きいこと, 平均電力が同じならば天頭電力が少なくても周囲に与える妨害が減少できると言う利点がある。

これからの目標として, I-Q方式によるデジタル整合フィルタとの性能比較, ドップラシフト測定システムの開発等により衛星搭載用サウンダとしての基礎実験もつみかさねてゆく。また, このシステムの高分解能の長所を利用して, 電離層データの解析に利用する予定である。



BLOCKDIAGRAM of CODED PULSE SOUNDER (Swept Frequency)



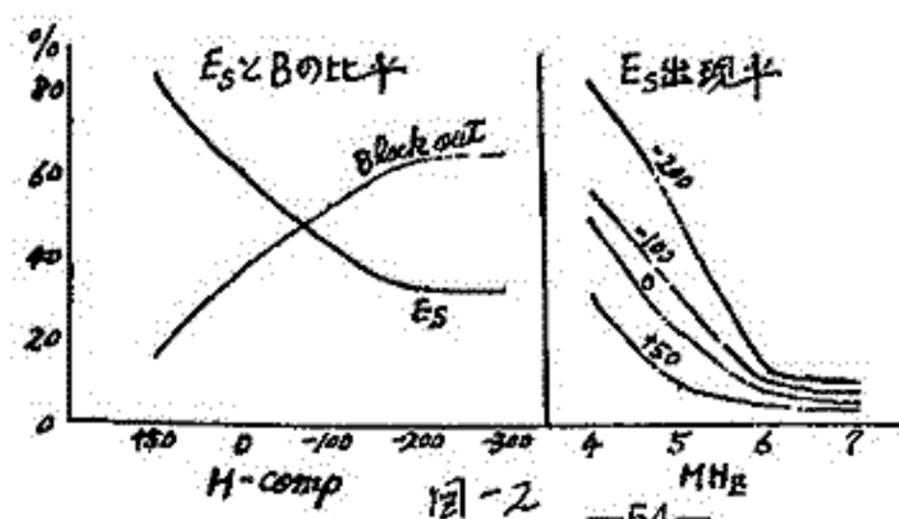
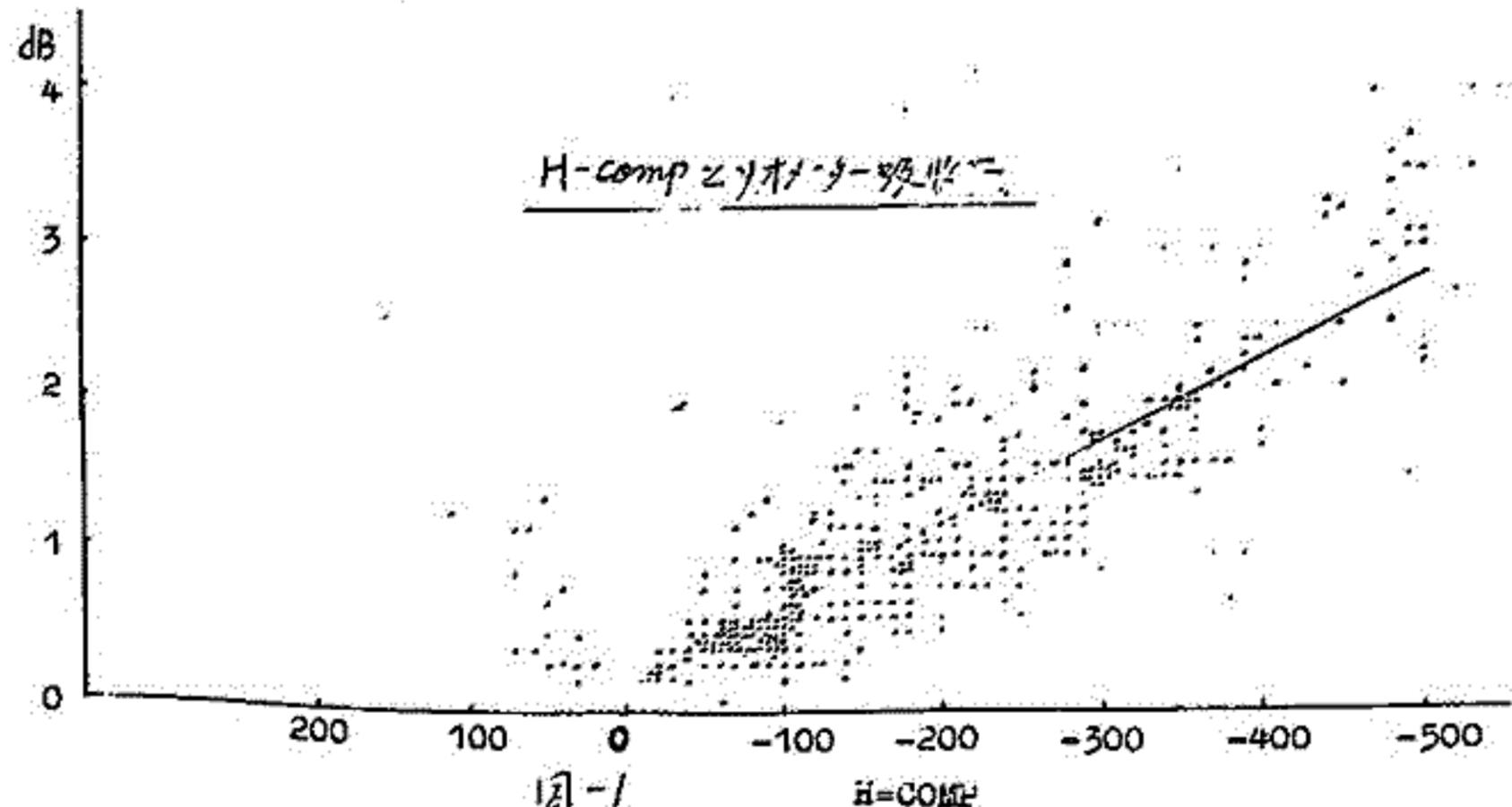
第2図 イオノグラムの例

第1図 ブロックダイアグラム

大瀬正美 城 功 坂元敏朗 新野賢四郎

郵政省 電波研究所

南極昭和基地における地磁気変化とオ-エラの関係については今後十分なデータについては報告されることだが筆者等は1967年から1973年の通年7年間の観測されたデータの中から特に5月データについて種々の統計を行つたので報告する。5月データをPeak-upしたのは昭和基地において電離層が冬型に移行する季節であり又オ-エラの出現率が高い時期でもある。地磁気のH-compとリオメ-ター(30MHz)の吸収量の変化を起す午前側の時間帯において非常によい相関を示している(図-1)。又この時間帯における地磁気H-compとEsの出現率およびBlack out について統計を行つた(図-2)。太陽活動の比較的高い1967年秋と減少期にある1973年9月でEs付近でのBlack out 時におけるH-compの変化量を7年同行つたとすると3月分の差は殆ど同じ値を示すことがわつた。午前側の地磁気が一側に大きく変化する時間帯においてはEs層のBlack out が比較的多くリオメ-ターにおける吸収量も又地磁気の変化とよい対応を示している。この時間帯にはオ-エラレ-ダ-によるエコーの出現率が非常に高い。一方午後側のプロト-オ-エラといはれている時間帯においてはEsの出現率が高くBlack out は殆ど見られず、又リオメ-ターの吸収も殆ど認められず小さいばかりがこの時間帯が各月平均値をとつて最も静かな時間帯である。オ-エラレ-ダ-の出現率は午前側ほど顕著ではないが出現している。以上のことから午前側の急激な変化を起すエレクトロニは下部電離層の吸収を強め電離層観測において見極上のBlack outが多くなるが午後側のプロト-オ-エラは余り下部電離層を下げずEsの出現率は非常に高くリオメ-ターにおける吸収も殆ど認められず小さい。



基礎モデルと磁気圏対流効果の予備的結果

丸橋 克英
(電波研)J. M. Grebowsky
(NASA/GSFC)

プラズマ圏内のいわゆる *protonosphere-ionosphere coupling* の問題について、Hanson and Ortenburger (1961) がその重要性を指摘して以来、多くの研究発表がなされているが、初期のほとんどの仕事は *ionosphere* と *protonosphere* を一つの系として考えたことからくる、非実際的な境界条件の採用という致命的な欠陥をもちていた。この点を正しく扱っている論文として最近の Banks et al. (1971), Mayr et al. (1972), Nagy and Banks (1972), Moffett and Murphy (1973), Park and Banks (1974) を挙げることができる。これらの論文は系の日変化を記述するために、時間微分を含む H^+ の連続の方程式を解いているが、 H^+ の密度変化を支配する O^+ の電荷交換、 O^+ 中の拡散の特性時間は高々 1 時間の程度であり、準定常的な扱いが十分に日変化を記述できることが想像される。もし、準定常の記述が可能であれば、磁気圏対流の効果の算定、energetics への拡張等、将来の問題は比較的簡単になる。このような観点から、*protonosphere-ionosphere coupling* の力学的側面を記述する新しいモデルを定式化した。このモデルを二つの簡単な場合について適用する。第一の場合は地球磁場が地球の自転と共に 24 時間週期で回転している場合で、プラズマ圏のより内部の領域を近似している。計算で得られた H^+ , O^+ 密度の 1000 km 近辺での日変化は、観測結果とよい一致を示し、モデルの正しさを証明している。 H^+ の流れは昼間は上向き、夜間は下向きとなり、流量は 10^8 ions/sec/cm²-tube の程度である。この流れは、*protonosphere* に存在する H^+ の総数に比べて小さく、この領域の日変化にはほとんど寄与しない。この意味で、*protonosphere* が荷電粒子の貯蔵器として非常に有効であることを示している。第二の場合は、磁気圏のプラズマ対流を考慮に入れた場合であり、プラズマ圏のより外部の領域を記述する際の予備的計算として意味づけられる。計算結果は磁気圏対流の効果をはっきりと示し、これによって赤道面上で観測されるプラズマホーズと上部電離圏で観測されるトラフとの関連性、特性の違いが従来より明確に理解される。特に、磁気圏対流の効果として、夕方側のいわゆる *plasma bulge* の領域に強い上向きの H^+ の流れが起こり、これによって上部電離圏でトラフがぼやけてくることが説明される。

REFERENCES

- Banks, Nagy & Axford, P. S. S., 19, 1053, 1971.
 Moffett & Murphy, P. S. S., 21, 43, 1973.
 Mayr, Fonthem, Brace, Brinton, & Taylor, J. A. T. P., 34, 1659, 1972.
 Nagy & Banks, J. G. R., 77, 4277, 1972.
 Park & Banks, J. G. R., 79, 4661, 1974.

地磁気嵐に伴う上部電離圏イオン及び中性粒子 密度の変化

丸橋 克英
(電波研)

H. A. Taylor, Jr., C. A. Reber
(Goddard Space Flight Cntr.)

OGO-6号に搭載された中性粒子質量分析器及びイオン質量分析器により得られた約4日間の連続した測定結果を用いて、地磁気嵐に伴う中性大気、及び電離圏の汎世界的構造変化を研究した。データの解析にあたっては、時間的な変化を分離することを主目的とした。人工衛星のデータは一般に空間的な変化を含むが、長時間変動を問題にする場合には、連続する軌道についての移動平均を求めることにより、時間的な変化をかなりうまく分離できることが示される。地磁気嵐に対する中性大気の応答はまず *minor constituents* に認められる。即ち、SCとほぼ同時に H, He の密度減少が起こり、高緯度領域では最大40%以上の減少を示す。O, N₂ の密度は少し遅れて増加を示し、その時期は顕著な地磁気活動度の増大時と一致している。中性大気密度変化の緯度依存性、成分による変化の差、時間的な推移等を総合して示唆される考へは、大気構造の変化は主として、極光帯を中心とする高緯度領域の熱圏下部にエネルギーが供給される結果 (1) 熱圏の温度上昇 (2) 高緯度に上昇、赤道領域に下降流をともなう汎世界的循環系の形成 を通じて起こされるということである。地磁気嵐に対する H⁺ 密度の応答は、ほぼプラズマホーズを境界とする二つの領域で起こる。この境界より高緯度側では、H⁺ 密度は H 密度と同様な減少を示すのに対して、低緯度側では H⁺ 密度の減少が、H の減少よりも約半日遅れている。簡単なモデル計算の結果、H⁺ 密度変化の主原因は H 密度の変化であり、プラズマホーズの内側で H⁺ 密度の応答が遅れる理由は、低高度における H⁺ の減少をプラズマ圏の H⁺ が補うためであることが示される。O⁺ の応答は、概して増加を示し、その変化の形態は O のそれと類似している。これは、O⁺, O の増加はそれぞれ T_e, T_i; T_n の増加によっているとすれば、荷電粒子の温度と中性大気温度が同様な変化をしていることを示唆するし、または、もっと直接的に O⁺ の密度が O 密度によって支配されている可能性も示している。

ASYMMETRY IN PLASMATROUGH STRUCTURE BETWEEN
EUROPEAN AND AMERICAN SECTORS

Girija Rajaram
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo

Based on the observations of the Alouette 2 satellite, the plasmatrough shows a difference in width and structure between the American sector (where the plasmatrough minimum is centred about 270° geomagnetic longitude) and the European sector (with the plasmatrough minimum around 100° geomagnetic longitude), markedly during geomagnetic storms. During a very disturbed period in August-September 1966 when 3 large s.c. storms took place, the plasmatrough in the American sector was very broad, its width at (4×10^3) el/c.c., occupying a geomagnetic latitude span of about 45° with the high-latitude edge located at 85° geomagnetic latitude. In contrast the width of the trough in the European sector was 30° , with the high-latitude edge at 70° geomagnetic latitude. The plasmatrough minimum in the European sector during the course of the storm was around (3×10^2) el/c.c. and exhibited only a small variability. In the American zone, the plasmatrough minimum exhibited more variability with values ranging from 10^2 el/c.c. to (2×10^3) el/c.c.. The walls of the plasmatrough in the European sector were relatively straight and steep, but in the American sector, the trough was broad with prominent spikes occurring within it. The latitude of the plasmatrough minimum and the low-latitude edge of the plasmatrough however, did not seem to differ much between the two sectors. Another disturbed interval 24-28 May 1966, also showed the plasmatrough to be broader and deeper in the American zone than in the European zone. The high-latitude edge of the plasmatrough in the two zones is asymmetric with respect to the geomagnetic pole during the disturbance but it appears symmetric about the geographic pole. A study of the various parameters in relation to the time-history of the storm shows that the plasmatrough minimum has its most equatorward position shortly after maximum K_p activity while its maximum depth is attained at the same time as peak K_p . The mean width of the plasmatrough however, does not seem to show a definite dependence on the K_p history.

It is possible that this longitudinal asymmetry in the plasmatrough is associated with the asymmetric location of the geomagnetic pole with respect to the geographic pole in the two sectors. It is also likely that there are longitudinal differences in the polar wind intensity arising from differences in thermal structure between the different sectors.

RELATION BETWEEN ELECTRIC FIELD AND THREE-DIMENSIONAL CURRENT
SYSTEM WITH FIELD-ALIGNED CURRENT

KOJI KAWASAKI

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo, Tokyo 113

The electric field configuration of the combined S_E and secondary charge fields for the model described in a previous report (Kawasaki and Fukushima, 1975) is investigated. The secondary charges are associated with a "closed" boundary, taken here to be the equatorward boundary of the auroral oval conductivity discontinuity. Recent satellite measurements (Heppner, 1972) of the electric field over the polar regions are in reasonable qualitative agreement with the results of the model. The extra-ionospheric magnetic field distribution of this model is calculated to facilitate comparison with recent satellite measurements of the geomagnetic field over the polar cap. In addition the equivalent overhead current, the electric field and extra-ionospheric magnetic field distribution for the case of both the poleward and equatorward boundaries being "open" are considered.

I-61 Field-aligned current と電離層電流との つながりに関する問題 (III)

福島直
東京大学理学部

高緯度地域において鉛直に近く磁気圏から field-aligned current が電離層に流入している場合には、地上ではどのような磁場変動が観測されるであろうかとの問題について考察してきた。すなわち磁気圏-電離層を結ぶ三次元電流と、地磁気変動解析の際に用いられる二次元等価電流系との関係を求めることである。

電離層電気伝導度が一様であれば、電離層中の Pedersen current が地上に及ぼす磁場は field-aligned current が地上に及ぼす磁場と相殺され、地上では電離層中の Hall current による影響だけが感知される。電離層の電気伝導度が非一様の場合には、電離層中に流れる電流の流れ方は複雑であり、筆者はこれまでに次のようないくつかの簡単な場合について考察してきた。

(1) Field-aligned line current が流入する地点の南北両側に電離層電気伝導度が異なる場合。この場合南北両地域の境界で電気伝導度不連続のためにあらわれる excess charge が field-aligned current として逃げ去る場合と、secondary Pedersen current として消失していくのと平衡を保っている場合との両方を取扱った。(Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 139-146, 1974.)

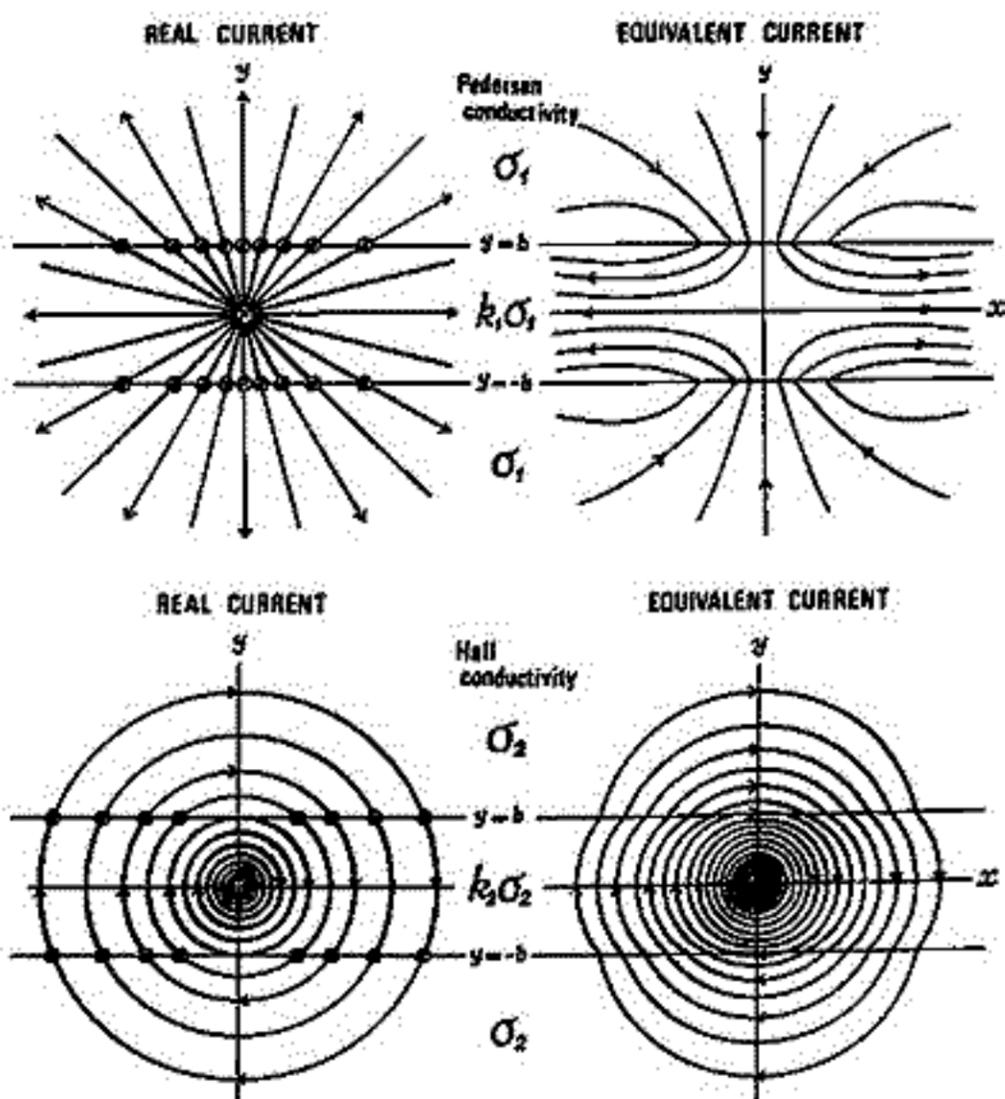
(2) 上と同様な条件で無限に東西方向にひろがった field-aligned sheet current が流れ込んでいる場合 (RISRJ, 28, 147-151, 1974).

(3) Auroral belt の南北両境界のところ field-aligned sheet current pair が流れ込んでいる場合 (RISRJ, 28, 195-200, 1974).

(4) Auroral belt 内の電気伝導度がまわりの地域より高い場合に、一様な電場の下で生ずる電流系と、それが地上に及ぼす磁場との関係 (RISRJ, 28, 201-206, 1974).

本講演では、auroral belt の中央部に field-aligned current が流入する場合にどのような二次元等価電流系となるかを求めた結果

を示す。Auroral belt の南北両境界で電気伝導度不連続のために生じる excess charge が field-aligned current として逃げ去る場合には実際の電流と equivalent current との関係は、Pedersen current と Hall current それぞれに起因するものについて次の図のようになる。



これらの図は、 $k_1=2, k_2=3$ として求めた場合である。なお equivalent current 図の電流流線間の電流量は、上図では real current の $|y|>b$ 領域での電流量の $1/4$ にとっており、下図では $|y|>b$ 領域の real current と同量にとっている。

Auroral belt の南北両境界で、charge accumulation と Pedersen current による charge dissipation とが釣り合っている場合、field-aligned current による charge escape が北側境界のみで起こっている場合などについて求めた結果もあわせて報告する。

Field-Aligned 電流と電離層電場

佐藤 哲也
東大 理

極域と不可行電場分布と磁力線に沿った電離層に出入する電流の分布の情報を得るべく得らるべきことと見做す。これより電場と電流の関係について理論を考へる。

Field-aligned 電流と電離層電流は次式で与えられる

$$-\frac{\partial j_{\parallel}}{\partial z} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} \quad (1)$$

一、電離層電流 \mathbf{j}_{\perp} は次式で与えられる

$$\mathbf{j}_{\perp} = \tilde{n} \left(\sigma_{p0} \mathbf{E} - \sigma_{H0} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} + \epsilon_{p0} \mathbf{V}_m + \epsilon_{H0} \frac{\mathbf{V}_m \times \mathbf{B}_0}{B} \right) \quad (2)$$

ここで \tilde{n} は電子密度の多寡分 (一様密度 n_0 に対して) V_m は中子速度、 \mathbf{E} は磁気圏電場の \mathbf{E}_H と電離層電場 \mathbf{E}_I (電子密度の inhomogeneity に与えられる) との和である。Field-aligned current j_{\parallel} も同様にして \mathbf{j}_{\perp} の和とされる。式 (1) は (2) の \mathbf{j}_{\perp} を代入して

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{p0} \tilde{n} \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_H &= e Q_H = -\partial j_{\parallel} / \partial z & (3) \\ \sigma_{p0} \tilde{n} \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_I &= (\xi - 1) j_{I0} \cdot \nabla_{\perp} \tilde{n} & (4) \end{aligned} \right.$$

ここで $0 \leq \xi \leq 1$ ($\xi = 1$: 磁気圏側 $\mathbf{E} = -\nabla \phi$ のみ; $\xi = 0$: 磁気圏側 $\mathbf{E} = -\nabla \phi - \mathbf{v} \times \mathbf{B}$) である。

$$j_{I0} = \sigma_{p0} \mathbf{E}_H - \sigma_{H0} (\mathbf{E}_H \times \mathbf{B}_0) / B + \epsilon_{p0} \mathbf{V}_m + \epsilon_{H0} \mathbf{V}_m \times \mathbf{B}_0 / B$$

(3) 式は Q_H が与えられたときと見做すことができ、(4) 式は電子密度分布 \tilde{n} が与えられたときと見做すことができる。一般の場合 (3), (4) 式を解く

$$E_{Hx} = \frac{1}{\sigma_{p0}} \int_{-\infty}^x \frac{e Q_H}{\tilde{n}} dx \quad (5)$$

$$E_{Ix} = -\frac{1}{\sigma_{p0}} (1 - \xi) j_{I0x} \ln \tilde{n} \quad (6)$$

ここで境界条件として $x = -\infty$ で $E_{Ix} = 0, \tilde{n} = 1$ とし、(5), (6) 式を解くと (1) 式は満足される。

極域の熱圏の風系 数値実験(II)

山下喜弘*, 池上比呂志**

*気象庁・気象庁屋, **気象研究所

前回(1974, #55回 1-56)につき, 極域の熱圏(高さ300→120km)の中性大気が磁気圏の対流的電場が極域電離層に伝達されて, それによって荷電粒子がドリフト運動を起して中性粒子と衝突を起して運動量交換が行なわれて中性大気の加熱を行うことになる。その結果, 水平方向の温度分布差が生じ水平方向の熱の再分配が起る。この磁気圏対流的電場によって, 熱圏の中性大気が加熱される効果を調べるために, 熱圏大気温度の変化式, $\rho_n C_v (\partial T_n / \partial t) = Q_T - R - \text{div} \Phi$ を使って計算する。このとき必要な垂直, 水平方向の風は, 数値計算から出した風を使用する。

前回以後に検討したところ。

(1) 基礎方程式系の中性大気の運動方程式の粘性項を次の様に

$$\frac{\mu_n}{\rho_n} \nabla^2 v_n = \frac{A_e}{\rho_n} \left(\frac{\partial^2 v_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_n}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu^* \frac{\partial v_n}{\partial z} \right)$$

と分けた。即ち熱圏の中性粒子の運動のスケールが水平方向と鉛直方向ではその規模が異なるので, 中性大気の粘性項を水平混合項(その係数, A_e)と渦拡散項(その係数, ν^*)に分離した。極域熱圏(高さ, 300 km)で, 半日周期程度のスケールの運動を考えた場合, 水平混合係数 $A_e \approx 4 \times 10^5$ (Sec⁻¹), 渦拡散係数 $\nu^* \approx 1 \times 10^2$ (Sec⁻¹)になる。熱圏では鉛直方向の渦拡散項が効く。しかし, 数値計算の安定性から水平混合項を強めることは, 解の収束がよくなるので, この項は無視しないで式に加えておく。

(2) 初期条件は前回同様, 中性粒子, 荷電粒子も共に, 一様で静止した状態から出発したが今回は熱圏温度の世界的分布モデル(Jacchia 1971) から求めた熱圏(300 km)の風系を与えた状態から出発する。

(3) 磁気圏から伝達される極域電離層電場は常に朝方から夕方に向う双極子型電場を仮定していたが, 今回は, 次のような2種類の時間変化(Feddet & Banks, J.G.R. 22, (2))を考える。

1. A quasi-step function, $E(t) = 0, t < 0, E(t) = 20 [1 - \cos(\pi t / 1800)]$ $0 \leq t \leq 1800_{\text{sec}}$ (mV/m)

2. A periodic function, $E(t) = 20 [1 - \cos(\pi t / 1800)]$ $t \geq 0$ sec (mV/m)

前田 坦 (京大理)

人工衛星 OGO-6 で観測されたような極地電離層における電場によって、イオンの運動そして中性大気の運動がおこされる様子を、水平方向のみを運動方程式を解いて求めた。その一部では、比較的静かな時の条件に基づいて計算し、次のような結果が得られた：(1) 一般に中性の風はイオンドリフトより小さい。(2) 風の方向とドリフトの方向とは一致しない。(3) イオン密度が大きくなる程、中性の風はドリフトに近づく。(4) 静かな時には中性風はイオンドリフトより時計方向に約 90 度回り、E層でのこの方向はF層での方向より更に 90 度くらい時計方向に回っている。(5) 電場による風は、熱による風とほぼ同じ位の大きさである。(6) この両方の原因による風を観測と比較したが、あまりよく合っていない。これらの計算結果は、用いたモデルに依存する。つまり計算したモデルの電場、イオン分布、温度分布が、観測した時のものとどれだけ一致しているかに依存する。

このためその一部では、電場分布を変えたり、イオン分布を変えた場合について計算を繰返し、観測結果と比較した結果について報告する。これらの結果から、特にイオン密度の分布の変化が計算結果に大きく影響する点が見出され、観測と比較する場合にも極地電離層の擾乱の程度を十分知る必要がある。

極域電離層電流(Ⅲ)

前川 紘一郎 ・ 前田 坦
 京都教育大 京大理

極域の電離層電流は、次の2つの原因によって流れるものと考えている。

- (1) 磁気圏からの Field-aligned Current による定常電流源 (Source, Sink)
- (2) 電離層風ダイヤモによる電場

また、擾乱時における電気伝導度の局所的な増大が、電流値及び電流系の分布に著しい影響を与えることは明らかである。

今回は、上記の(1)(2)に起因する電流系が、全地球規模でどのように分布するかを調べたため、南北両半球の電離層領域を対象に、計算を行った。

電流密度 $\vec{J} = [\Sigma](\vec{E}_0 + \vec{E}_d + \vec{E}_s)$ と表わされ (\vec{E}_0 は定常電流源の電場、 \vec{E}_d は電離層風による誘導電場、 $\vec{E}_s = -\text{grad } S$ は $[\Sigma]$ の非一様性のために生じる分極電場)、電流の Source, Sink を除く領域では、 $\text{div } \vec{J} = 0$ が満たされる。ここで、 $[\Sigma]$ 、 \vec{E}_d を与え、更に \vec{E}_0 とし、電極 (Source, Sink) の代わりに 電位 S_0 を与える ($\vec{E}_0 \equiv -\text{grad } S_0$)。

$\vec{E}_0 + \vec{E}_s = -\text{grad}(S + S_0)$ と考えると、 $\text{div } \vec{J} = 0$ は $(S + S_0)$ に関する(続いて S についての)方程式となる ($[\Sigma]$ が uniform の時には、分極電場 \vec{E}_s が生じない)ので、この場合には 解として S_0 が得られる。

各種の $[\Sigma]$ 分布に対して、(1)(2)が単独に作用した例について報告する。
 それぞれ

Contribution of the Upper Ionosphere and the Plasmasphere

to the Sq Current System

浮良 昌一郎*, 松本 禎良**
*京大工学部

**High Altitude Observatory of NCAR

熱圏の風、 ρ 、 σ 、 τ 図に仮想的に印加した電場による、(電離圏に誘起した) 静電場の電流による詳細計算を行う。磁力線に垂直な ρ 、 σ 、 τ 電流密度の無視は、 ρ 、 σ 、 τ の磁力線に沿った積分値は 10 Amp/km のオーダーにあり、Sq 電流と比較して無視してよい。 ρ 、 σ 、 τ の電流の過半は irrotational 成分の E 領域への流れと等電位による、(2) (3) (4) (Matsumura, 1974)。Torsional 電流の成分は、比較的 high order ($\sim 60^\circ$) の Sq 系の vortex ($\sim 8 \times 10^4 \text{ Amp}$) が、低緯度には時速 ρ の比較的 small vortex ($\sim 2 \times 10^4 \text{ Amp}$) が現れる。静電場の強さは 1 mV/m に達する。誘起した静電場の電流は Sq 電流に非常に重要である。

鈴木 亮・前田 坦
(京大理)

地上の地磁気データからある特定時刻の電離層電流系とそのUT変化を求めようとする目的は、前回までと同一である。前回までは観測された地磁気データに全然手を加えず、忠実に(1)式の手法に従ってどこまで解析がとまるか調べてきた。その結果、観測所の不足は、かんともしがたく、あまり良い結果は得られなかった。その後、以下のような改良を試みた結果、かなり良い結果が得られるようになったので報告する。以下には改良した主要点を著くが、講究に当たっては本来の目的であるUT変化についてもふれるつもりである。

1. 小千成分の調和解析にはH成分のみではなく、H, D両成分をつかう。

H成分のみ

$$R \equiv \sum_i \left\{ H(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (A_n^m \cos m\lambda_i + B_n^m \sin m\lambda_i) X_n^m(\theta_i) \right\}^2 \rightarrow \text{最小}$$

H & D成分

$$R' \equiv \sum_i \left\{ H(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (A_n^m \cos m\lambda_i + B_n^m \sin m\lambda_i) X_n^m(\theta_i) \right\}^2 + \left\{ D(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (-B_n^m \cos m\lambda_i + A_n^m \sin m\lambda_i) Y_n^m(\theta_i) \right\}^2 \rightarrow \text{最小}$$

(1) 全観測所についての和

2. 観測所の分布の不均一を調整するために、データに重みをつけた。

重み付けのように決めた。

着目する観測所から他の観測所全てに対する角距離を求め、その平均を着目観測所の平均角距離とする。着目観測点を中心とし、この平均角距離を半径として楕円(平均的)に、他の観測所の観測所はこの円周上の距離にある)の面積を計算し、その値に比例した値を重みとした。比例という意味は、全観測所の重みの平均値を1としたためである。実際の重みの値は0.74 ~ 1.49にばらけている。

3. 観測所の不足を補うために解析に当たって補助データを作り利用した。

実際に用いた観測所は60ヶ所であったが、サテライトの補助データを作った。その分布は南半球の海上でマラインドで表示する。データの作り方は以下のようである。

最終的に球調和解析は

$$m = 1, 2, 3, 4$$

$$n = 1, 2, 2-7, 3-6, 4-5$$

のように $l = 1, 2, 3, 4$ 項、合計40項を用いている。(しかし、互換に先立ち、初期解析は

$$m = 1, 2$$

$$n = 1-4, 2-3$$

の合計 $l \times 2 = 12$ 項で行い、この12個で下手、係数 A_n^m , B_n^m (H, D成分), A_n^m , B_n^m (二成分) をつかって、指定された補助観測点のデータを作る。この補助データは真のデータとは違ふので、次の段階の最終段階では重みを他の観測所の半分である0.5として、最終解析結果が補助データから異常にずれるのを防ぐため全として使う。

石 嶺 剛
電波研 秋田電波観測所

熱帯下部における大気力学，特に大気潮汐および乱流研究のため国際協同観測計画が1970年 IUCSTP, 第10専門部会の運営委員会に立案され，翌1971年 IAGA の第IV分科会および専門部会が主催して GRMWS P (Global Radio Meteor Wind Studies Project) が発足し，これをもとにして流星レーダ国際協同観測網が設立され，Regular World Days の身振，特に期間を定めて協同観測を実施してゐる。電波研でも流星観測施設を整備して昨年からの協同観測に参加するようになつた。

昨年は特に IAGA 第II分科会（改組により第IVから第IIへ変つた）は GRMWS P をもとにして URSI 第II分科会の インコヒーレント スキャタ レーダ専門部会と協同して "Cooperative Tidal Observations in the Lower Thermosphere" をバルソカス流星群発生日に実施し，上記の流星レーダ観測網および インコヒーレント スキャタ レーダ網が参加した。このとき得られた資料は参加機関相互間で交換され，目下解析中である。

本報告は上記の協同観測資料の解析結果を中心とし，その問題点，将来の観測計画について述べる。

1958~73年の柿岡、世清別および鹿屋における地磁気太陽・太陰日変化 (I)

白木正規

気象庁・地磁気観測所

地磁気観測所の柿岡、世清別および鹿屋の永久観測点は、それぞれ1913年、1952年、1958年から地磁気変化観測が行われてきている。これらの三地点で同時に資料が得られている1958年から1973年までの16年間の三地点・三成分の地磁気太陽・太陰日変化の解析を行ったので、この解析結果(I)を報告する。太陽・太陰日変化を解析する方法として、現在最もオーソドックスなChapman-Millerの方法を用いた。太陽・太陰日変化は、

$$S = \sum S_n \sin(n\tau + \sigma_n)$$

$$L = \sum L_n \sin(n\tau + \overline{n-2}\nu + \lambda_n)$$

と書き、計算では4つの主要項($n=1\sim 4$)について、振幅 S_n, L_n と位相 σ_n, λ_n をprobable errorと共に求めた。解析(I)は、Summer, Equinox, Winter, Yearの16年間の平均の S と L が、三地点・三成分について計算された。このうち、柿岡のYearの計算結果がTable 1と2に示されている。これらの結果をもとに、季節による違いや三地点による違いを、特に L に重点を置いて報告する。

Table 1 Solar (0.1 gamma)

Declination	Horizontal intensity			Vertical intensity						
	amp	p.e.	phase	amp	p.e.	phase				
1	122	1	27	1	12	1 34	1	76	1	7
2	98	0	214	2	52	1 340	2	41	0	317
3	63	0	33	3	36	0 153	3	33	0	160
4	20	0	226	4	9	0 355	4	11	0	351

Table 2 Lunar (0.01 gamma)

Declination	Horizontal intensity			Vertical intensity						
	amp	p.e.	phase	amp	p.e.	phase				
1	33	6	107	1	49	13 242	1	24	0	114
2	94	4	303	2	39	5 75	2	53	3	24
3	40	3	114	3	55	4 241	3	35	2	253
4	12	2	307	4	13	4 104	4	9	2	3

I-70 地磁気データ自動読取装置 (Ⅱ)

京大理 亀井豊永・前田坦

前回まで TV カメラを用いた自作の読取装置について話した。現在これは CPU に直接入力できる。今回は Flying Spot Scanner を用いた自動読取について話す。簡単の為、TV 装置の場合と異なり画面上のデータのみ (H-component なら H-component だけ) を追跡する方式でプログラムした。交叉データは手書きとして手操作を除いたり、タイムマーク、ベースラインも手操作で教えてやらねばならないが、中継度の Ordinary Magnetogram を約 20 秒の時間分解、0.1% 程度の精度 (データの中や画面の歪等で実用精度は下る) で読める。又このデータを高周波はフィルタアウトしたり、任意の時間でサンプリングするプログラムも作って、2.5 分値 3 分値 1 時間値 (hourly mean value とは異なるが mean value 可) 等自由に得られる。フィルム自動送りにより Format の整った非常に良いデータ (地磁気では通常が単線のデータ等) なるロールフィルムの連続に在る限り何日分のデータを 1 回の操作で自動読取することも可能である。

(I) E_s 出現特性

菅 宮夫
電波研究所

はじめに； E_s 層に関する研究は VHF 電波異常伝搬の研究を目的として、古くから数多くの研究がなされてきた。1968年6月以後、現在では、イオノグラム読取精度の向上と、イオノグラム整理に関する、国際的基準が定まり、データの読取り方法も定常化した。この研究は国内の E_s 層における非透過性と、透過性の状態を調べ、通信距離 2000 Km 以下の短波帯での電界強度記録の解析、回線設計及び伝搬予報に役立てようと、新たに試みをおこなった。

データの処理の仕方； E_s 層のデータの処理は従来とはことなっており、E_s 層の出現最低周波数より、突抜周波数の関係を最終百分率表示に変換し、E_s 層のうち、透過性の特性をもった、東京における f_oE_s (注1) の各月の日変化の状態を百分率をパラメータとして表示を試みた一例が第1図である。第2図は非透過性の f_bE_s (注2) と透過性の特性をもった f_oE_s の大々の 50% 値で求められた曲線を重ね合せたものである。

第3図並びに第4図は f_oE_s 及び f_bE_s について、5, 10, 20, 30, 50 及び 70% をパラメータとしたコントロール表示を得ることを試みた。

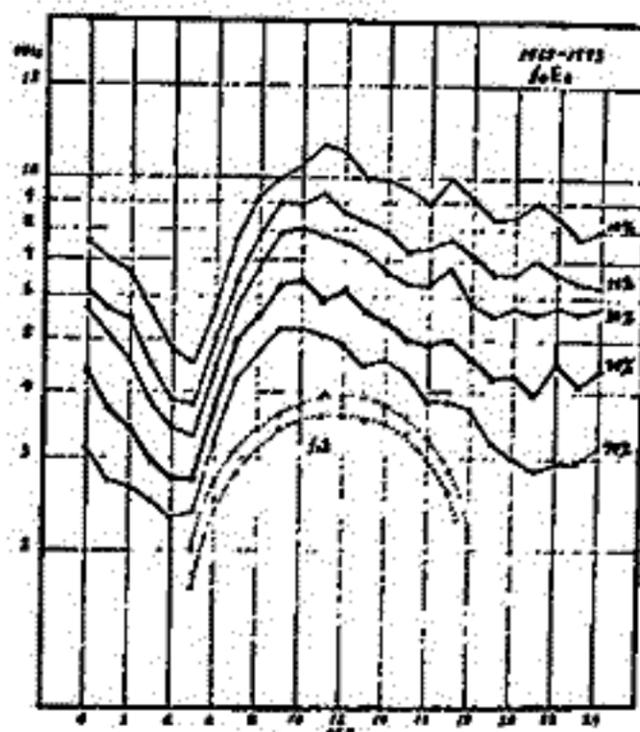
まとめ； これらのことにより E_s 層が短波の伝搬に関し、年間をとうして、無視し得ないことがわかると共に、此の処理方法によって得られた 50% 値が「Ionospheric Data」に記載された f_oE_s 並びに f_bE_s の中央値との数理的な関連性が明瞭となった。

注1) f_oE_s :

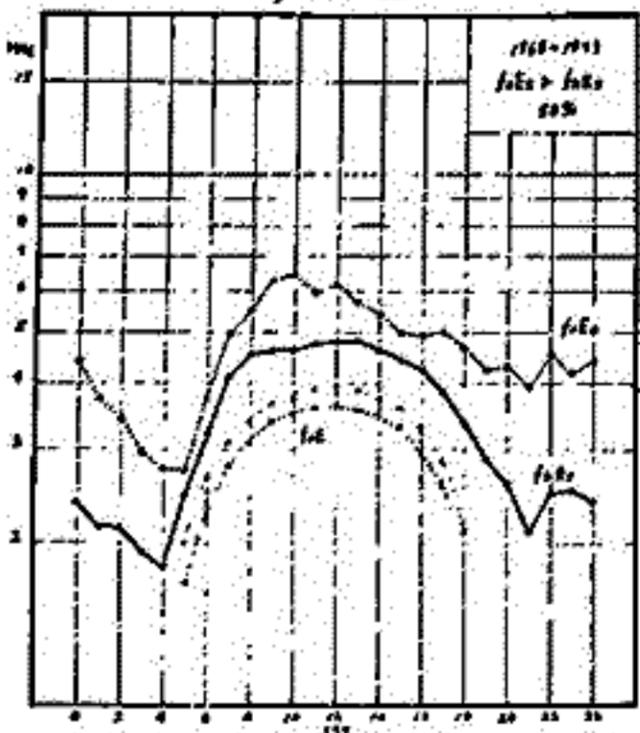
E_s 層の突抜周波数が正常波であるか、異常波であるかの判別が未だないう場合、 f_oE_s は観測にて得られた E_s 層の突抜周波数より、東京付近では $f_{3000}^o/2 \approx 0.6$ MHz 差引いた値で表示してある。

注2) f_bE_s :

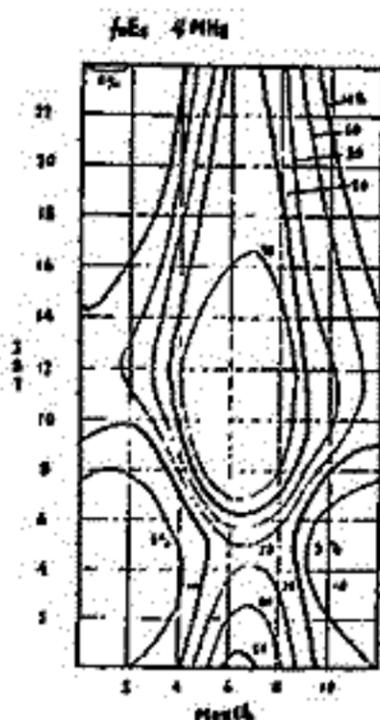
E_s 層が分反射性を示さなくなる最高周波数すなわち、E_s 層の上部に存在する F 層からの天線が消失する周波数。



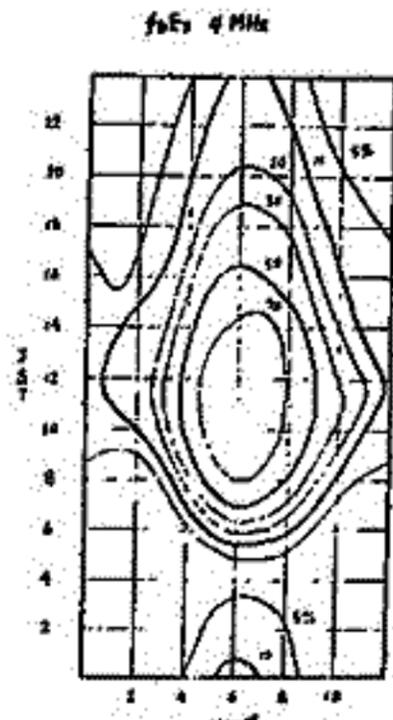
第1図



第2図



第3図



第4図

日本地域における短波 E_s 層伝搬(II) E_s 層と短波電界強度

新野賢爾 菅 官夫 蛭川八千代
電波研究所

短波帯電離層伝搬の電界強度を予報するに当って国際的に F 層と正規 E 層を考慮して行なう方法が広く使用されている。電波研究所でも太陽黒点数にしたがって如何なる回線、季節、時刻についての電界強度、MUF、LUF、入射角等の推定値と電子計算機によって計算出来るようになつてゐる。

しかしながら、 E_s 層伝搬については従来から多くの研究があるが、いずれも VHF 帯における異常伝搬に着目して行なわれたもので短波帯への適用はあまりない実情である。

本報告では、特に短波電界強度計算に適用する目的で、租内における 10 MHz、秋田における 5 MHz の J J Y 電界強度推定データと電離層観測データを用いて行なつた E_s 層伝搬特性について述べる。

これらの回線では、一般に MUF が低下する夜間において E_s 層による伝搬が卓越するので、 E_s 層反射強度の周波数特性を導くことができ、あるいは次のような結論をうることができた。

1. 従来から知られてゐるように、 E_s 層伝搬についても secant 規則が適用出来ることが確かめられた。
2. E_s 層による反射損失をあらわす実験式が求められた。
3. E_s 層反射強度は、通路中央のみでなくかなり広い水平領域（半径約 100 km）の E_s が関係してゐることが確かめられた。

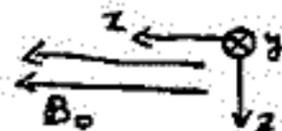
菊池 崇 荒木 徹

京大・理

非定常波の電離層通過の問題は、SC層の非定常現象に対する電離層の役割を考へる
 うことで、明らかにしておかなくてはならない問題であるが、前回示したように、我々は一
 次元電離層モデルで、中性大気との collision を含んだ方程式系を、数値的に解くことに
 して、非定常応答を調べた。この結果、定常波に対しては加へた人達の上で明らかにな
 っていることだが (Field and Greifinger 1965, 1966), collision による hall 効果が大
 領域 (電離層 E 領域) が wave field の変形に大きく寄与していることがわかった。

今回は、この hall region の役割に注目して、電離層 E 領域を外部磁場の存在する導
 体と考へ、解析的扱ひを容易にするための一様な媒質を考へ、その中で時間的に step
 function の形をした磁場変化がどう伝わるかを、伝播方向が磁力線に垂直、平行の
 二つの場合についてしらべた。

pedersen, hall conductivity をそれぞれ σ_1, σ_2 とすると、磁力線に垂直に伝わる場合
 には、座標系を図のようにとって、その伝播方向として



$$\mu_0 \sigma_3 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2}$$

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2}{\eta}$$

と表わされる。これは $z=0$ で $H_x = U(t)$ (unit step function) を与えたとし、その伝
 播によって伝わるべく事としており、その解は $H_x = \text{erfc} \left(\frac{z\sqrt{\mu_0 \sigma_3}}{2\sqrt{t}} \right)$
 ラプラス変換を用いて解けば、

で与えられる。電離層の通常なパラメータの σ_1, σ_2 を
 示す図を Fig 1 のように示す。

次に、磁力線に平行に伝わる場合、 H_x, H_y は hall effect
 によりカップルしてあり、その方程式は

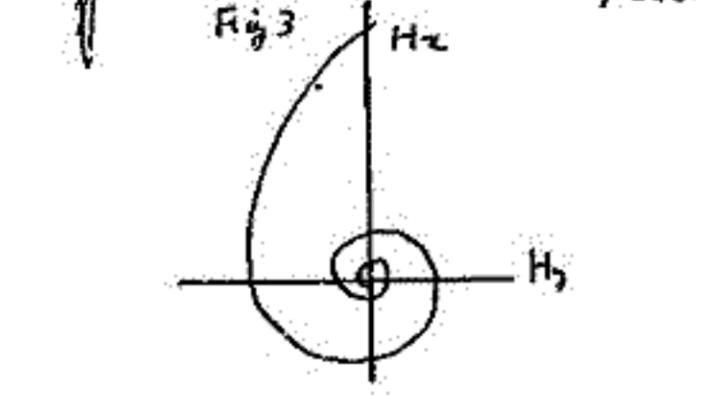
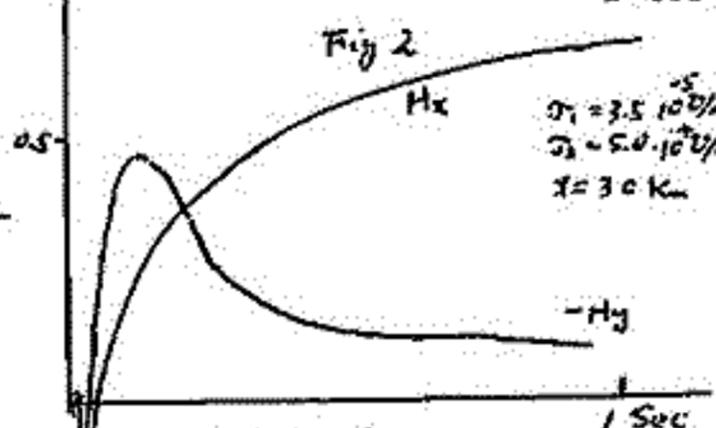
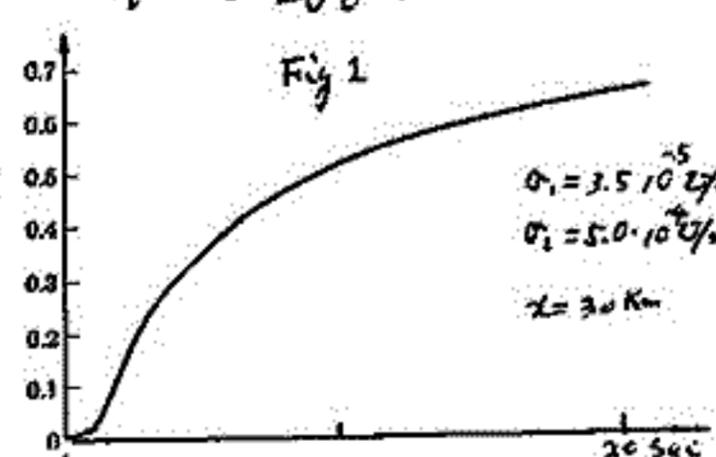
$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}$$

で表わされる。同様に $z=0$ で $H_x = U(t), H_y = 0$ を与えて
 ラプラス変換を用いて解けば、Fig 2 に示すような結果
 が得られる。この場合には hall effect によって H_y が生
 じ、 H_x も過渡的に変化する。 H_x, H_y を使ってその
 polarization をかくと Fig 3 のようになる。

この結果、anisotropic conducting medium の過渡
 特性が明らかになったが、時間スケールが非常に小さく
 このモデル形式は現象に apply するに足らない。

SC層の



Ref. Field and Greifinger 1965 JGR P4885
 1966 JGR P3223

Acoustic gravity waves radiated from moving sources in the upper atmosphere

Kato, S. & Kawakami, T.

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

It is known that the moving (heat) sources can radiate acoustic gravity wave in the upper atmosphere. The present work purposes to elucidate frequency characteristics of the wave which is radiated from a point heat source and a line source, both moving horizontally in uniform isothermal atmosphere. The main results so far are as follows:

- (1) The radiation takes place with any source velocity, both in subsonic and supersonic cases. This is very different from usual Cherenkov emission known in optical and radio physics.
- (2) The radiated wave from a point source has a frequency very close to ω_g , the Brunt Väisälä frequency which is associated with the resonance of the hydrostatic atmosphere (ω_g - wave). However, the wave has other weak component with a frequency depending on the source velocity (ω_a - wave).
- (3) The wave from a line source orthogonal to the motion is very different from a point source in that at each point one detects no ω_g - wave but ω_a wave for certain initial period which increases with the length of the source. It is found that for the period the two dimensional treatment can give correct result.

一、瀬 琢美 小川 徹
(同志社大工) (京都大工)

Chimonas と Hines が提案した日食時に Lunar Shadow が下層大気中を Supersonic Speed で通過した際の重力波の発生について、前回この波の F 領域への影響を考慮し HFドップラー法で観測したデータの解析を試みたが、今回はもっと F 層擾乱の変動成分を正確に出すためにサンプリング定理を用いフーリエ変換することによりデータの解析を行った。

サンプル間隔を $\tau = \frac{1}{2f_m} = 4.5 \text{ min.}$ に取る。周波数スペクトル $g(\omega)$ は次式で表わされる。

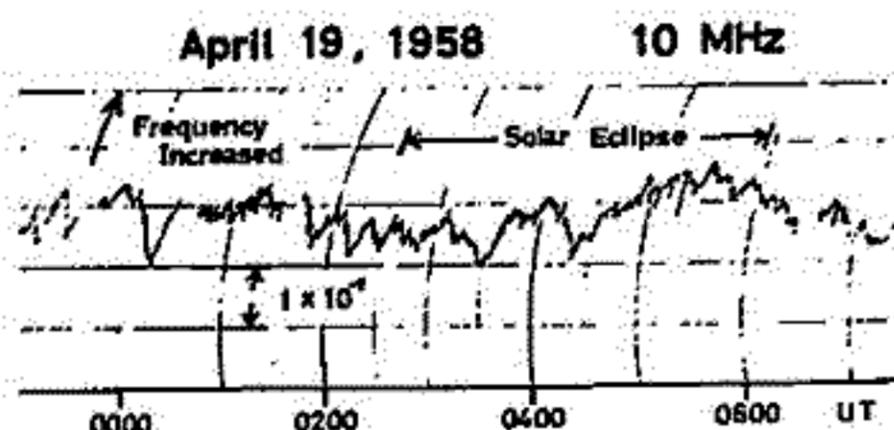
$$g(\omega) = \frac{1}{2f_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j \frac{2\pi}{T_p} \cdot \frac{n}{2f_m}}$$

ここで $f(t)$: ドップラーシフトの時間的变化, T_p : 変動成分の中に含まれる波動の周期
 $g(\omega)$: スペクトルの Amplitude

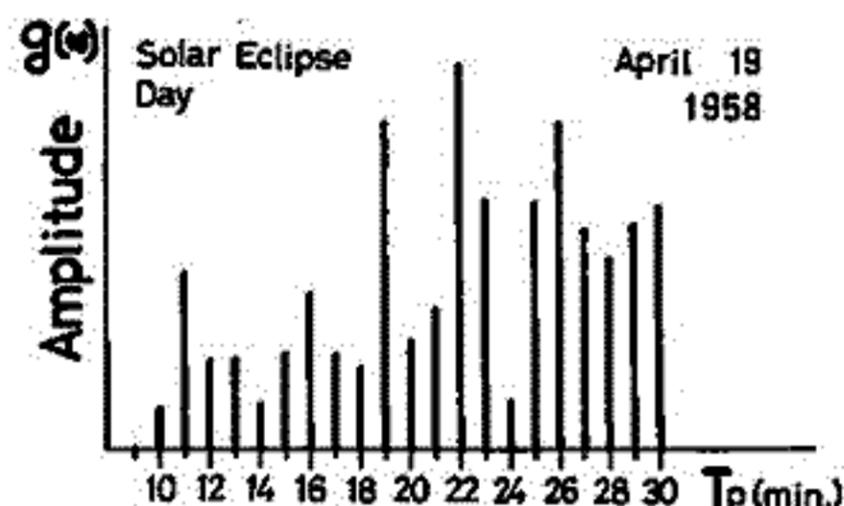
サンプル時間帯を Solar Eclipse 附近の 5 時間 24 分取り日食日と他の日とを比較する。第 2 図(b) は日食日以外の周波数スペクトルとその時間帯に換算したものである。第 2 図(a) の日食日において周期 11, 19, 22, 26 min. の波動の成分が注目されるが 19, 26 min. については日食日以外でも数多く見られ、11, 22 min. の周期の波が他の日にくらべて特徴的と言える。Chimonas と Hines の計算によると日食の通路から 500km 離れた中性大気の高さ 300km において重力波の発生による伝播の Oscillation は周期が 20 min. 少々と予測しており、このデータの解析では 22 min. の周期をもった波動が F 層を伝播した可能性もある。又、通常の日中における F 層の変動の中に 27 min. 周期の波があることを示している。(第 2 図(b))

文献

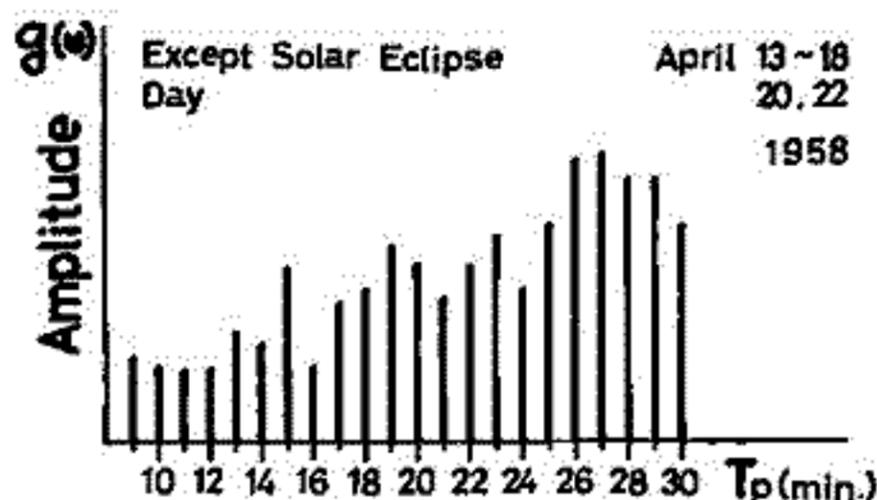
- 1) 第 56 回 日本地球電気磁気学会 II-43
- 2) Chimonas, G., and C.O. Hines. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse, 2, J. Geophys. Res., 26, 709-710, 1971



第 1 図



(a)



(b)

第 2 図

地磁気擾乱に伴う高速降下電子

早川亨男, 岩波秀樹, 村上敏雄, 長瀬文昭, 田中靖郎, 山下玄順,
名大理

磁気静穏時にはほぼ定常的な降下電子が存在することは, 数回のロケット観測によって確かめられた。L-3H-8号機による観測結果は静穏時における降下電子のふるまいを代表するものと考えられる。すなわち, 電子のピッチ角分布は近似的に

$$f(\alpha) = A \cos^2(\alpha/2) + B \exp[-(\alpha - \frac{\pi}{2})^2 / \beta_0^2]$$

で表わされる。右辺第1項は磁力線に平行方向に強い降下成分, 第2項は直角方向に強い捕捉成分を表す。 α, β_0 の値は高度と共に減少し, 高度が上ると共に捕捉がよくなることを示す。降下成分は $\alpha > 90^\circ$ に対して存在し, その分の強度は高度と共に増大する。これは下部の大気で散乱された電子が下から上ってくることを意味する。Aの値は高度によって余り変化せず, $\alpha < 90^\circ$ の分は主に共役点の大気で散乱された電子であることを意味する。Bの値は高度と共に増大し, 散乱角が β_0 以上になる電子の寿命によって捕捉成分の強度が決まると考えてよい。電子のエネルギー分布の高度による変化, 成分による違いも上記の描像と一致している。

上の描像によれば, 捕捉成分の寿命は高度5200 kmで数十秒の程度で, 内部放射線帯に属する電子や, 南大西洋の異常領域で発生する電子ではない。降下電子の原因についてはハワイにおけるLLLグループの観測から磁気擾乱との相関が指摘されているが, 静穏的と擾乱的における電子のふるまいについての詳しい比較はまだなされていなかった。

1974年9月20日2032 JSTに打ち上げたK-9M-48号機に搭載したXUV観測用の比例計数管は強い電子の影響を受けた。9月18日2334 JSTにSCをもつ磁気嵐の主相に当り, $K_p = 5_-$ (L-3H-8の時は $K_p = 1_+$)であったから, 磁気擾乱によって電子強度が増加したと考えられる。電子強度はL-3H-8の場合の約20倍であるが, ピッチ角分布, 各成分のエネルギー分布と高度変化は静穏の場合と本質的に異ならない。それ故電子の補給率が増しただけで, 電子の他の属性は同じであり, 降下電子の原因は地磁気の変動であると結論できる。すなわち, 静穏時にも存在する弱い地磁気変動によって電子が絶えず補給され, 変動が大きくなると補給率が増大する。

同種の比例計数管によって測定された電子の相対強度と地磁気強度との相関を次表に示す。

ロケット	観測年	月	日	局所時(JST)	相対強度	K_p
L-3H-7	1971	9	3	2100	2-4	20
K-9M-40	1972	7	20	1400	0.5 ± 0.1	20
L-3H-8	1974	1	22	2000	1 (規準)	1+
K-9M-48	1974	9	20	2032	20	5-

我々は、従来放射線帯電子の中低緯度電離層に及ぼす効果について理論的検討を加え、その初期的結論として少なくともD層には他の電離層に値をよるような効果が期待されることを指摘した。¹⁾ 次いで、磁気嵐の終相とそれに続く数日間には観測的にもその効果がみられることを示した。²⁾ われわれは、この現象を、“D層におけるpost-storm effect”と表現しにば、実はこれは、プラズマ圏と電離層が放射線帯電子を介しての、磁気圏電場の消長に依存した大規模な力学過程の一つと考えられ、この場合にはおのづから、主要な過程はプラズマ圏内で進行し、電離層は受身とあるのように見られ、それは短いタイムスケールでのことであり、実際には附加的電離及び加熱の結果、電離層中で再結合過程が進行し、プラズマ圏にフィードバックが及ぶ。そのことは、多くの場合現象の終意の制御に関係がある。

従って、電離層とプラズマ圏とを一つの結合系と見、又理論的検討を行なうことは極めて興味深いものがある。電離層とプラズマ圏の結合のモードの一つとして、今回は放射線帯電子(およびその存在に寄与する電磁的波動)を介しての相互作用を取扱った。講演においては、プラズマ圏における粒子散乱と拡散移送、電離層への粒子降下量の緯度的様相についての定量的計算結果にもとづいて、このモードを介しての電離層とプラズマ圏の結合の様相について述べる。

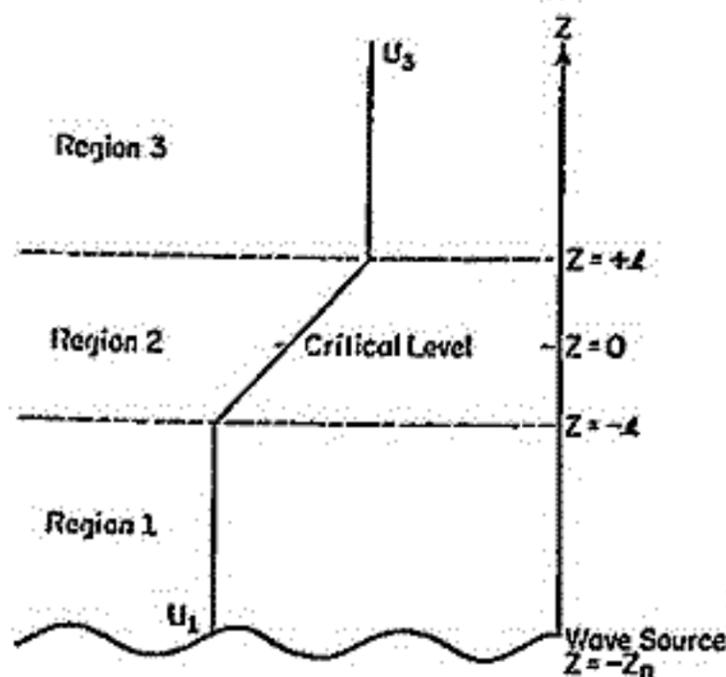
1) オ54回、55回学会講演予稿集

2) 電離層研究会(49年度)報告 p.45-50. 及びオ56回学会講演予稿集

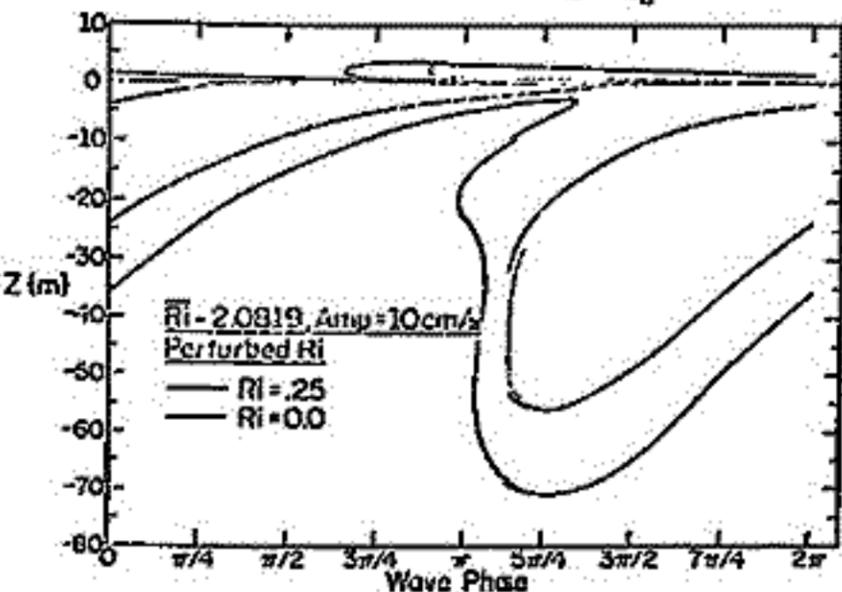
Turbopauseの成因について

M.A. Geller** 田中 浩* D.C. Fritts**

*郵政省電波研究所 **イリノイ大



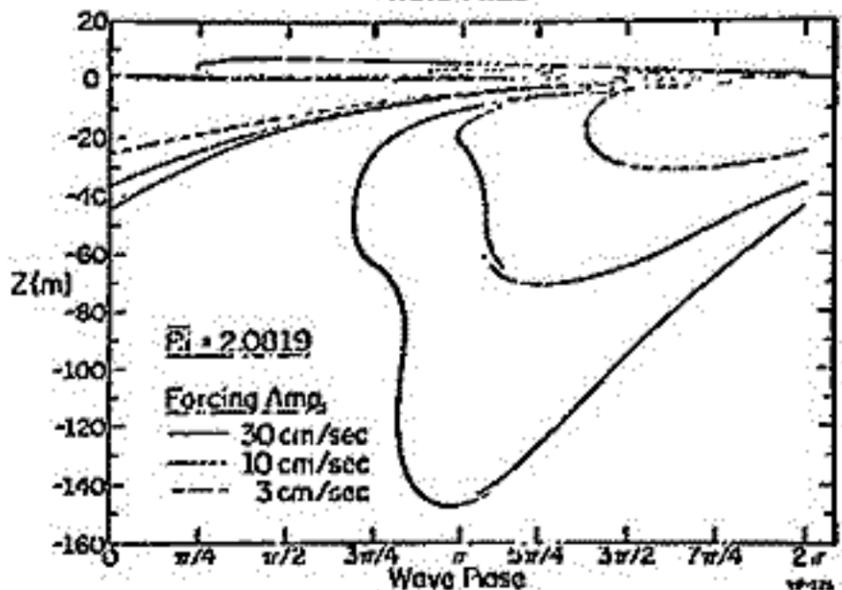
高度100km附近にはTurbopauseとよばれて、それ以下の高度で存在する強い乱れが急速に減衰し、それ以上の領域にはほとんど乱れが存在し得ないlevelがあることは周知の事実である。この現象を理論的に説明するためにわれわれは次のように考えた。熱圏下部は強い平均風速レアーが存在するが、同時に強い安定成層をしているためにRichardson数はその臨界値1/4より小さくなることはほとんどなく、したがって自発的な不安定化は起りそうもない。そのために中間圏以下にSourceをもち鉛直方向にエネルギーと運動量を運ぶ種々の位相速度をもつ内部重力波が、それらのCritical Level (C.L.) 附近



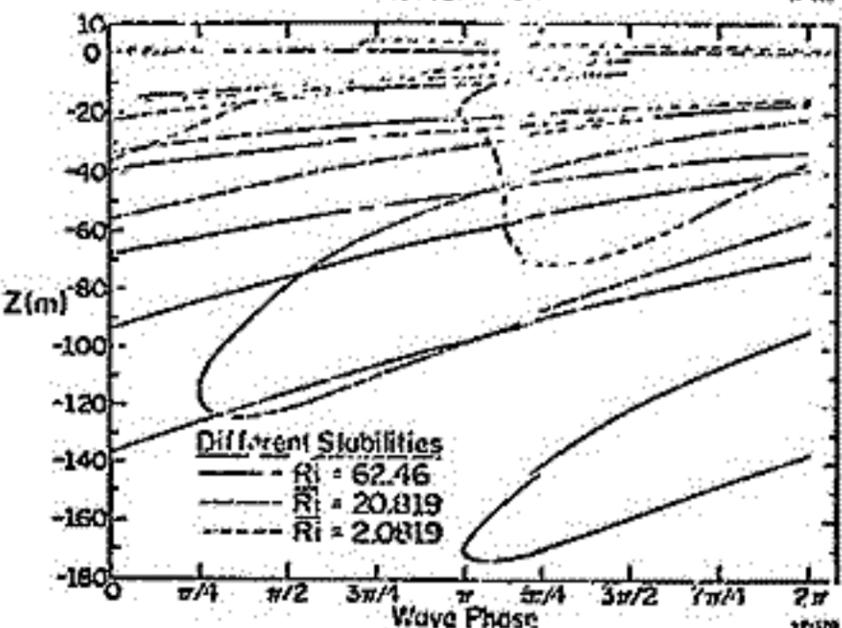
で強いdistortionにより不安定化(Richardson数<1/4)して薄い乱流層ができることを発見した。第1図に示したような状態でScorerの方程式

$$W_{ZZ} + \left\{ \frac{N^2}{(U-C)^2} - \frac{U_{ZZ}}{U-C} - \alpha^2 \right\} W = 0$$

を解いて不安定領域を示したのが第2図~第4図である。Z=0のところはC.L.である。第3図はWave Sourceを変えた場合、第4図はRichardson数をかえた場合である。これらから見て不安定領域の厚さは高々100~200mである。しかし大気は上層にゆくほど密度が小さくなって等価的に粘性の影響が大きくなるために、不安定化がおさえられる。表1は高度に対する粘性の影響する厚さ $z_p = \left(\frac{\nu}{\alpha U_2}\right)^{1/2}$ を示している。ただし $\lambda = 100 \text{ km}$, $U_2 = 20 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ (Rosenberg, 1968)。 ν は1966 U.S. Winter 45°N 標準大気。これによると高度100km以上になると z_p が乱流層の厚さより大きくなって乱れがおさえられる。



以上は線型論にもとずいていいるが、非線



z (km)	$\nu \text{ (m}^2\text{s}^{-1}\text{)}$	$z_p \text{ (m)}$
0	1.317×10^{-5}	2.188
10	3.539×10^{-5}	3.042
20	1.642×10^{-4}	5.074
30	8.187×10^{-4}	8.669
40	4.494×10^{-3}	15.29
50	1.972×10^{-2}	25.03
60	6.586×10^{-2}	37.42
70	2.349×10^{-1}	57.17
80	9.411×10^{-1}	71.58
90	4.760	155.9
100	3.004×10^{-1}	288.1
110	1.700×10^2	513.4

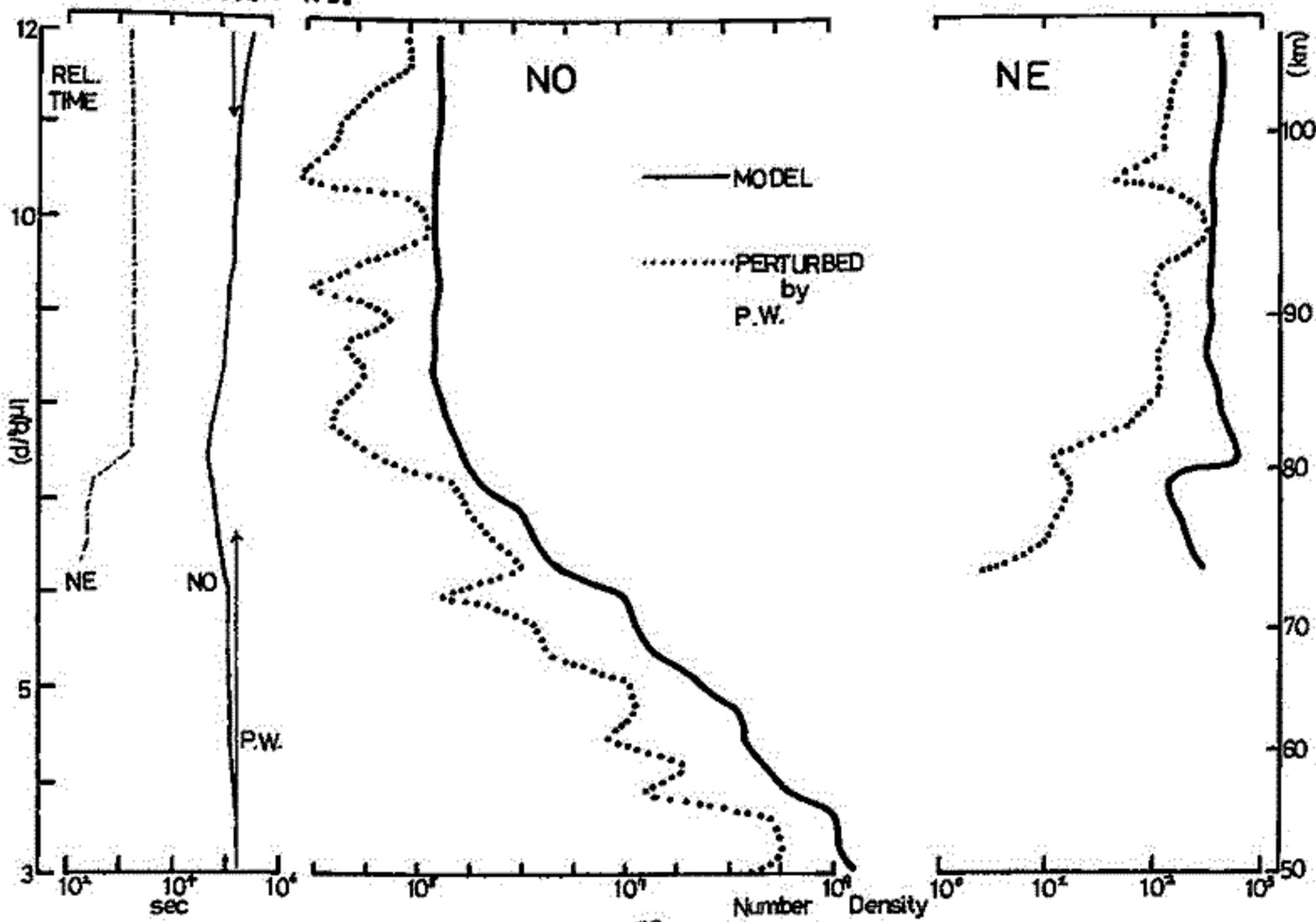
型の方程式を用いて時間積分も行なったので、それらと比較した結果、乱流層の厚さほどについては良い一致がみられた。

川平浩二
京大・理

目的：D領域周辺の電子密度の変動に対して、各期に於けるフラネタリ-波がどのように変化をもたすかを量的に調べることとした。

計算方法：フラネタリ-波については、光化学反応系をとり入れて鉛直構造をとり扱った。この際、風速、気温の場は1月の60°Nに於ける値を用い、モデルは、10mbに任意の振幅を与え、上層ではradiation conditionを課した。D領域の電離率についてはNOのLyman- α による光解の考え、Sehnast(1967)により、NOの分布は、
$$n(NO) = \frac{I_{\alpha} n(O) + I_{\gamma} n(O_2)}{I_{\alpha} + I_{\gamma} + k_e n(N)}$$
 とこのモデルを考えた。又電子密度NEについては、 $n(e) = (g/\alpha_{eff})^{1/2}$ とこの関係を用いた。この際、酸素分子NO₂の電離率 $n(N)$ は時間的に不変であると仮定した。

結果の一例：下の図の左側は、 $n(NO)$, $n(e)$ のRelaxation Timeとフラネタリ-波の周期をみた図で、 $n(NO)$ の時間変化はフラネタリ-波による容易に変動を期待することになっている。右側の図は、波数±、位相速度±10m/sの場合について得られた、 $n(NO)$ と $n(e)$ の変動の振幅と基本場の値との比較である。振幅は幅に等しいとすると、必ずしも実際の変動を予言するのは難しいが、フラネタリ-波がD領域の電子密度変動に重要な役割をこころ期せられる。



新野賢爾 (電研研)

石井隆広雄 (電研研 犬吠)

電研研究所犬吠観測所で連続受信している北米 Jim Creek NPG 局 (18.6 kHz) の冬季における位相変化を平時における WWV 15 MHz の電界強度と比較した結果、これが中緯度地域下部電離層の冬季異常吸収と関連していることが確認され、このことは第 52 回講演会 (昭和 47 年 10 月) に報告した。

今回はそのほどもう比較 5 年間のデータをまとめ、この長期位相にあうやわした冬季異常がどのように発生したのかも知ることにする。

また高層気象の資料の入手できた時期について、電波の異常との関連を調べた結果を報告する。

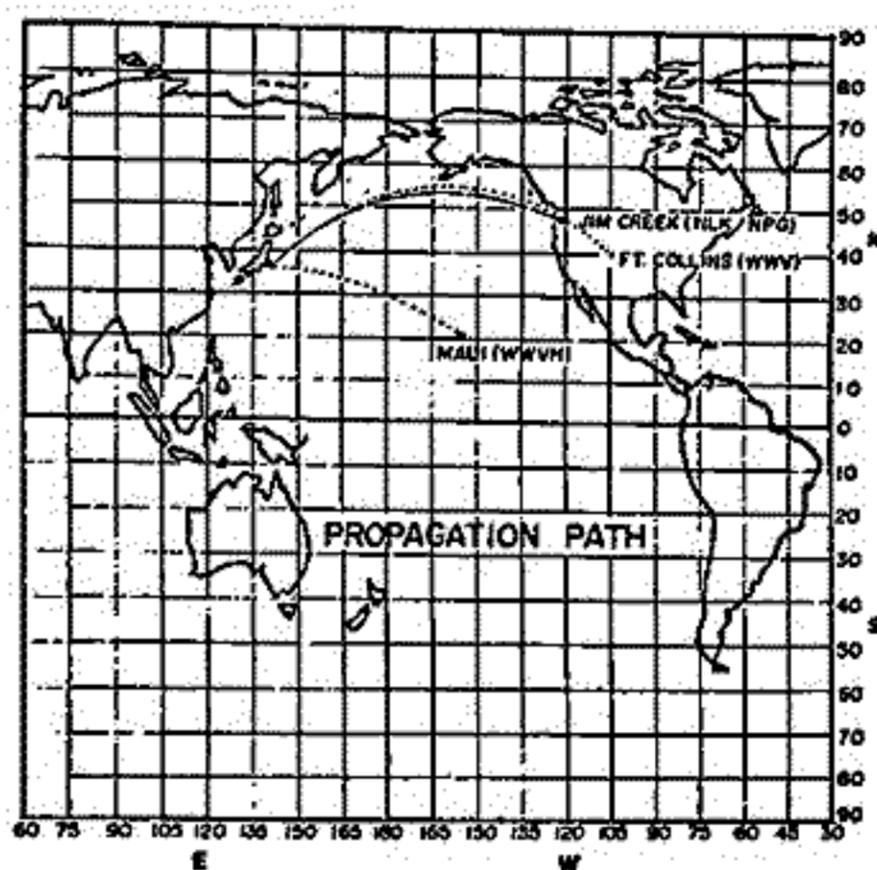


Fig.1 Map of VLF (JPG 18.6 kHz) and HF (WWV, WWVH 15 MHz) propagation paths.

Nishinomiya における NPG-18.6 kHz

VLF 標準電波の受信

村岡良和、村田宏雄、佐藤輝夫
兵庫医大

1974年6月から、Nishinomiya (135° 23' E 34° 43' N) において Jim Creek (121° 55' W 48° 12' N) からの VLF 標準電波 NPG-18.6 kHz の強度と位相の観測を行っており、その結果について報告する。この回線の伝播経路の距離は 8000 km、最大到達緯度は 55.9°N である。(図1)

位相測定には基準発振器として長期的に安定の良いセシウムビーム周波数標準器を用いている。この周波数標準のドリフトを調べるために、2330 U.T. における値をプロットしたのが図2である。位相変動は冬の期間 (Oct. 1974 ~ Mar. 1975) には明らかに季節変化を示すが、その他の時期には直線的な変化 ($0.1 \mu\text{sec} / \text{day}$) をし、極めて安定である。この変化は Cs 周波数標準器の長期安定度 5×10^{-12} と同程度である。

今回の講演では、SPA、及び位相に表われる storm time effect について議論する。

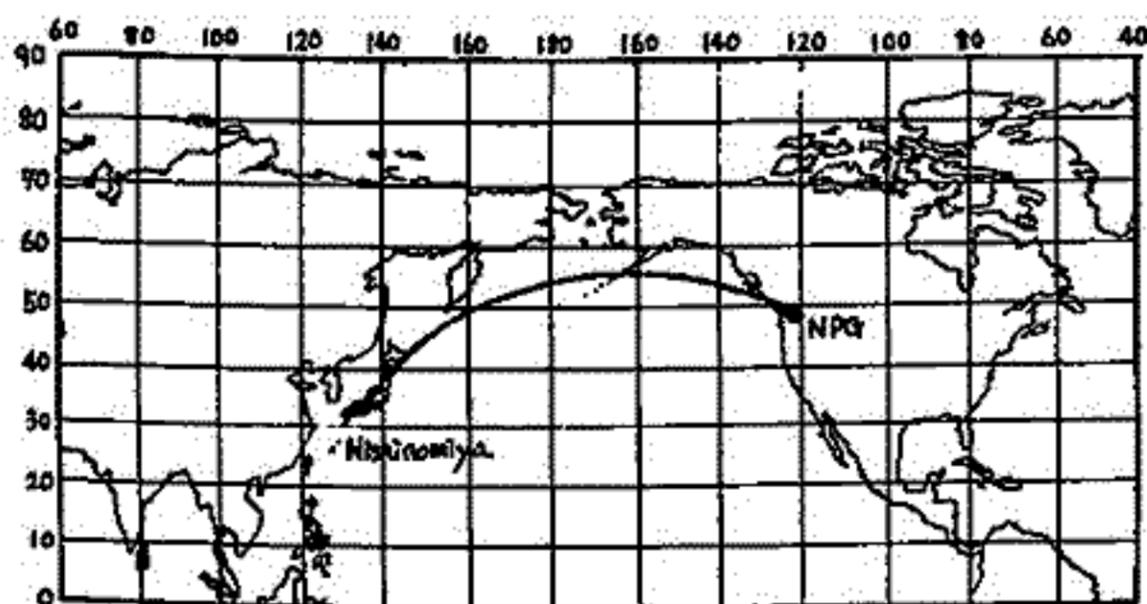


図1 伝播経路図

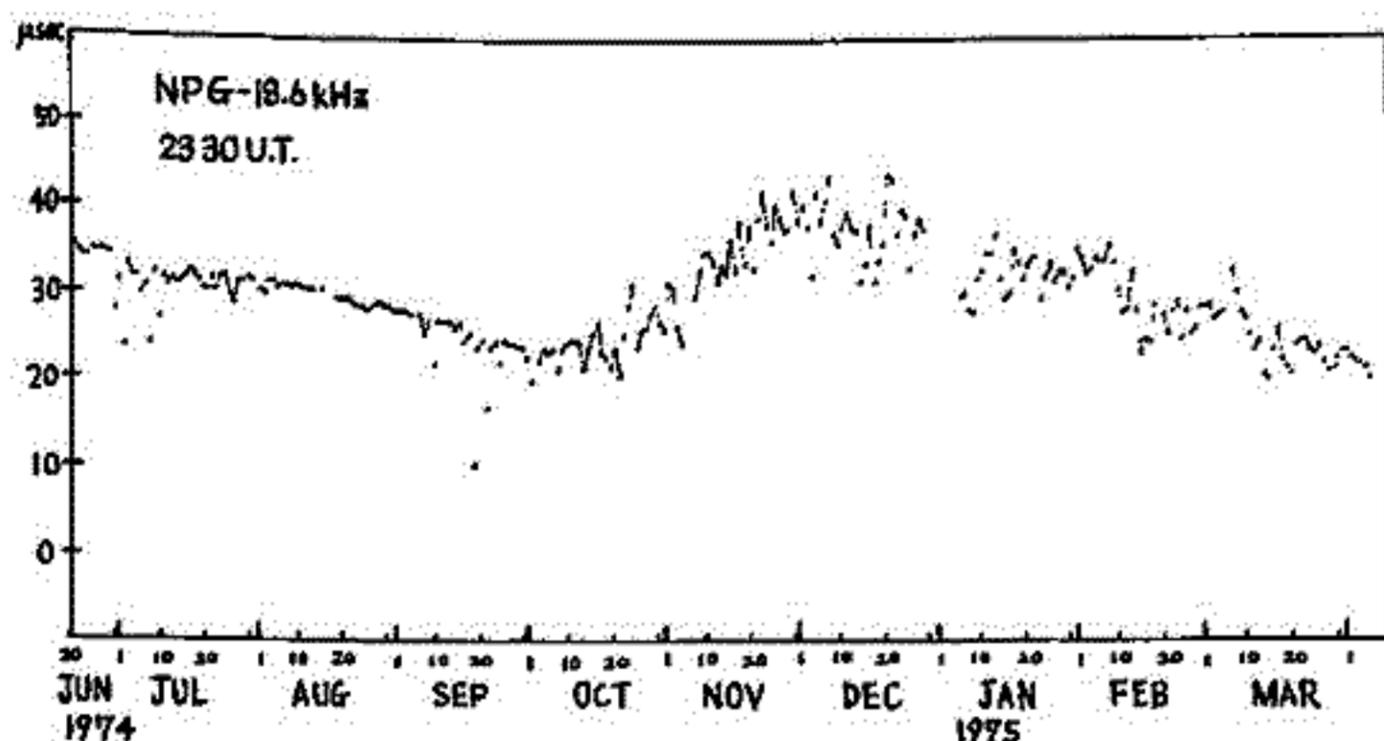


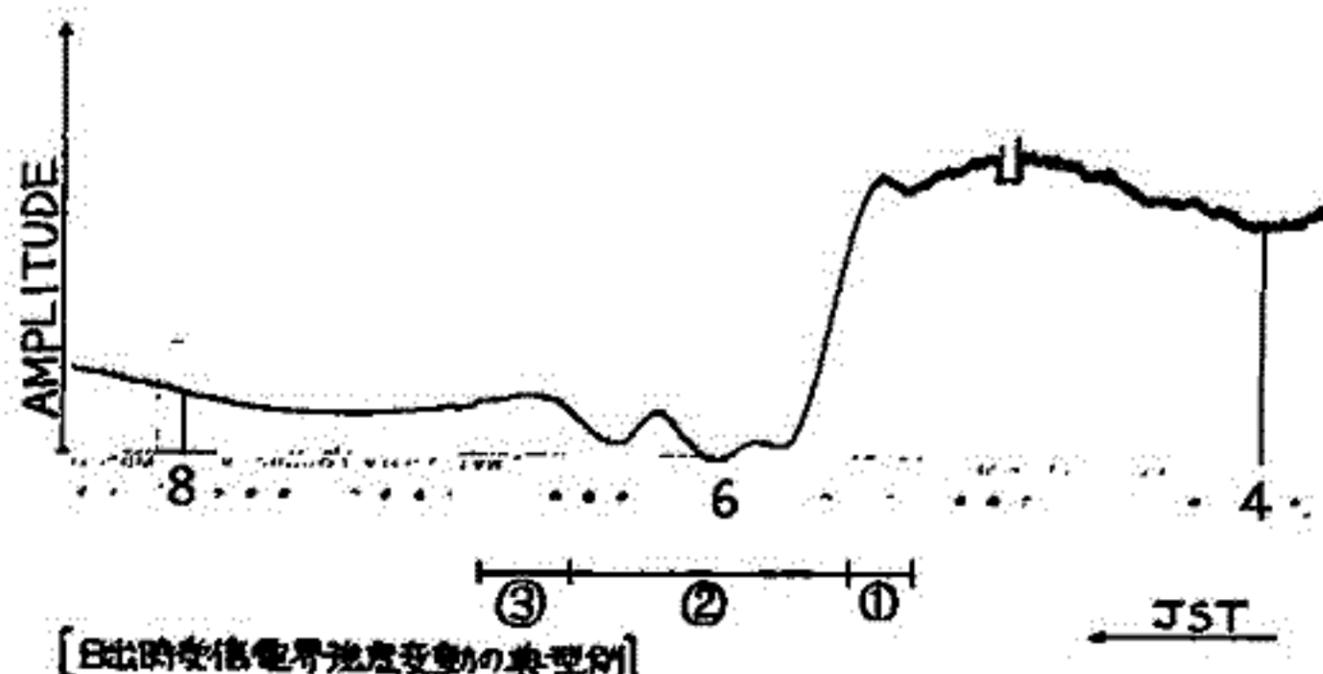
図2

I-82 VLF (NWC, 22.3KHz) 受信電界強度変動に
みられる下部電離層日出効果

柴田 喬 (電通大)

VLF・LF帯の標準電波を利用して下部電離層を調べる試みは、その多大の成果とともに、今まで数多く報告されて来ている。筆者らも、下部電離層を連続的に観視する目的で、NWC局の22.3KHz信号を長野県菅平において、1972年初頭より連続受信している。その受信電界強度記録をみると、特に日出過渡期には、図に示す典型例の様に、非常に特徴的な変動を呈しており、下部電離層の日照状態にしたがった複雑な成長過程を、如実に反映しているものと考えられる。

NWC-SUGADAIRA 22.3KHz OCT. 13 1972



日出過渡期の受信電界強度変動パターンは、図下に示す数字の様に3つの部分に大別することができる。

- ① 下部電離層が最初に日照を受けはじめる効果
- ② モード干渉による電界強度フェージング
- ③ 日出層 (sunrise layer) の出現による電界強度の増加

②, ③は、すでに報告した様に^{1), 2)}、太陽天頂角 $\sim 94^\circ$ 、および $\sim 90^\circ$ の頃の電離層の状態とそれそれ対応しているものと考えられるもので、今回は、①についての解析結果を報告する。

①を分析してみると、VLF波でみた下部電離層の最初の日照効果は、受信電界強度の夜間レベルからの小巾の増加と、それにとまあう大きな減少で示されることがわかった。解析の結果、前者は、送・受信点から $\sim 300\text{km}$ だけ伝搬路上を内側へ入った地点で、太陽天頂角が $\sim 98^\circ$ となる電離層状態と対応しており、後者は、同様に $\sim 400\text{km}$ だけ内側へ入った地点で、 $\sim 97^\circ$ となる状態に対応していることがあきらかとなった。

更にくわしい議論は、講演時にゆずることとする。

1) Shibata, T.; Rept. Ionos. Space Res. Japan, 27, 129 (1973)

2) Shibata, T.; Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 115 (1974)

低域電離層高度低下と太陽X線バーストとの関係

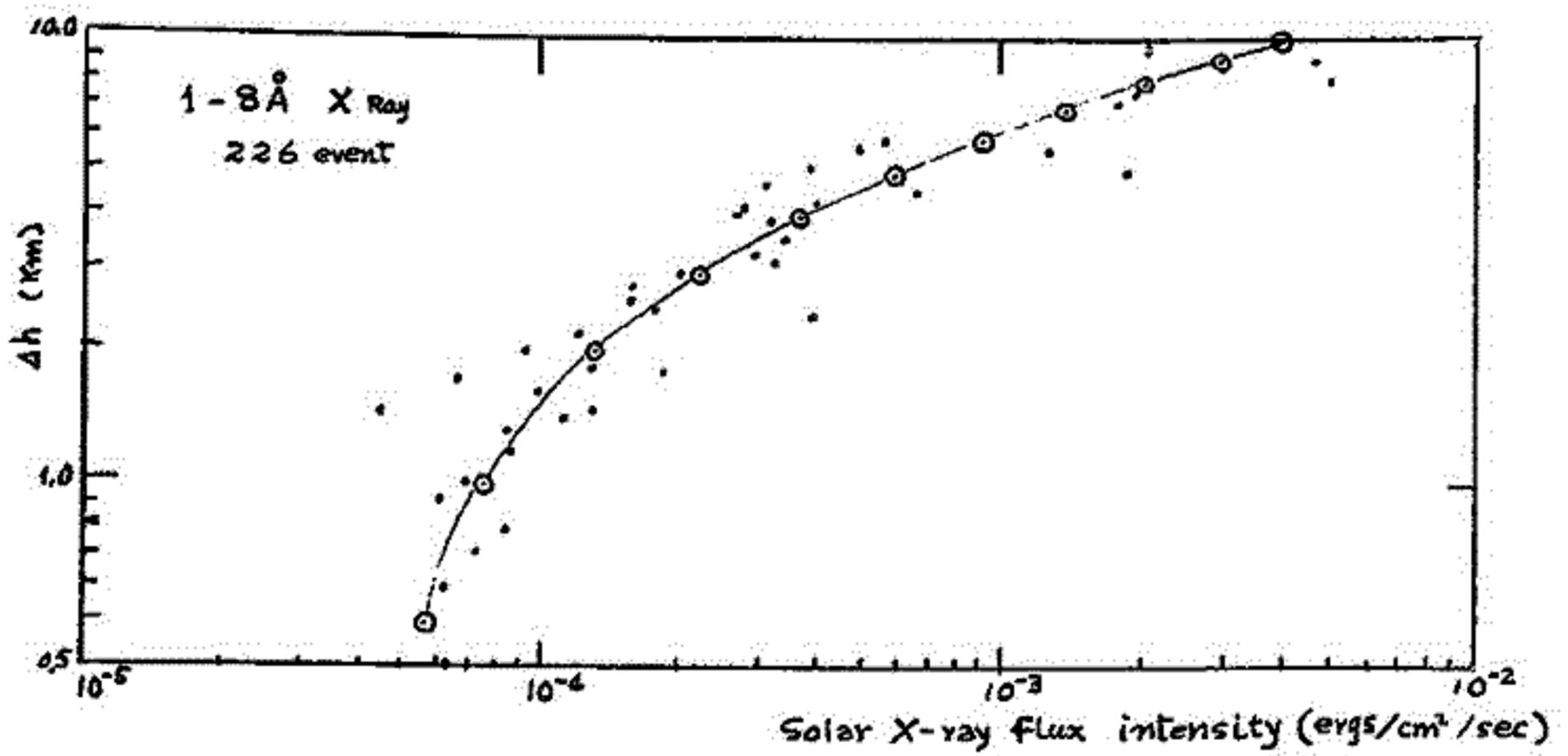
録田 哲夫
名古屋大学空電研究所

太陽フレア時に、低域電離層内では、太陽軟X線バーストによる電離作用の増加により電離層高の低下が起こることは、SEA, SES, SPA現象としてVLF電波の伝播特性を観測することにより極めて鋭敏に検出されることは周知のことである。

本学会では、SPA現象と衛星による太陽軟X線バーストとの間の2,3の統計結果を報告する。ここでSPAのデータは、南北伝播、伝播距離約6500kmのNWC局の虚号受信の検出されたものを、太陽軟X線バーストのデータは、Explorer 37 によるものを使用した。SPAデータより求めた電離層高の低下値(Δh)と、このSPAに対応した太陽X線バーストのFlux強度との相関を調査した結果、

Δh と (0.5-3 Å) バンドの X線フラットバースト強度との間の相関係数は	0.45
Δh と (1-8 Å)	0.71
Δh と (8-20 Å)	0.76

と大まかに成り立つことが判明した。そこで同線回帰を実施してみた結果、 $\log y = A + Bx + Cx^2$ なる回帰曲線が極めてよく両者の相関性を示すことが判明した。このことは、SPAの観測結果から、太陽軟X線バーストのFlux強度やFluxの時間変化を推察しようとするに示している。ここには得られた結果は、単に1つの伝播路について得られたデータによるため、SPAデータより太陽軟X線バースト強度等を決定するにはまだ不十分であるが、地上観測によって太陽X線バーストを検出するという研究は、更にその検定精度を上げるためには、出来る限り多くの伝播路について、SPAやSESの観測を同時に行ってデータの蒐集をすることが極めて重要である。

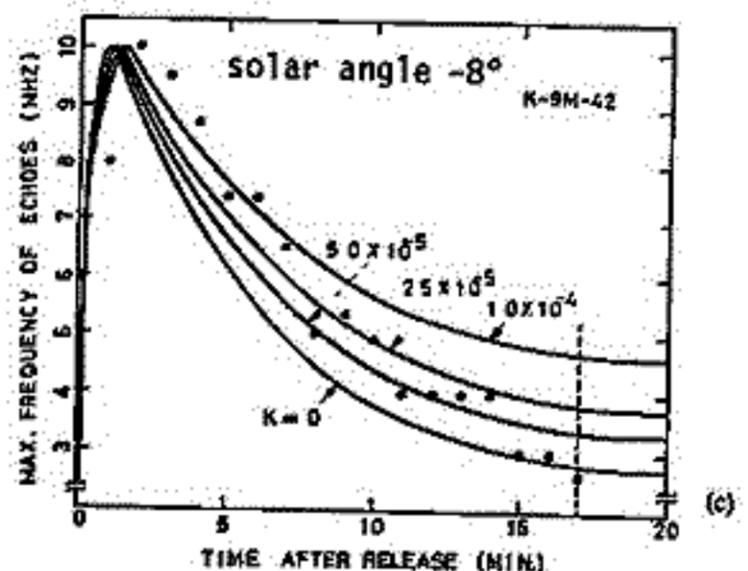
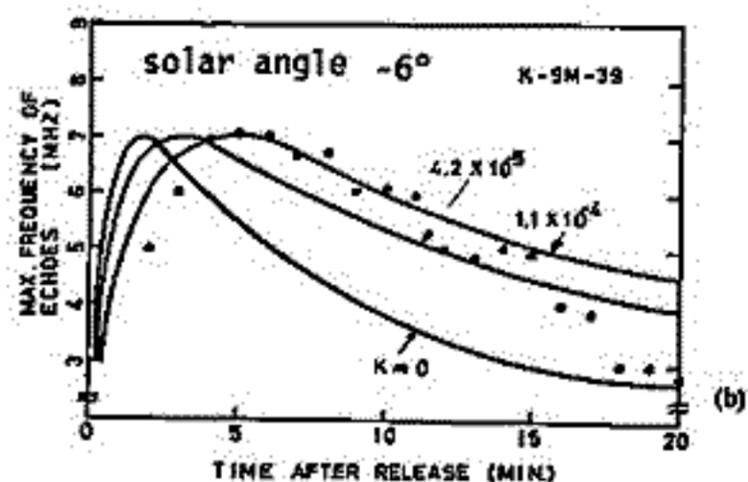
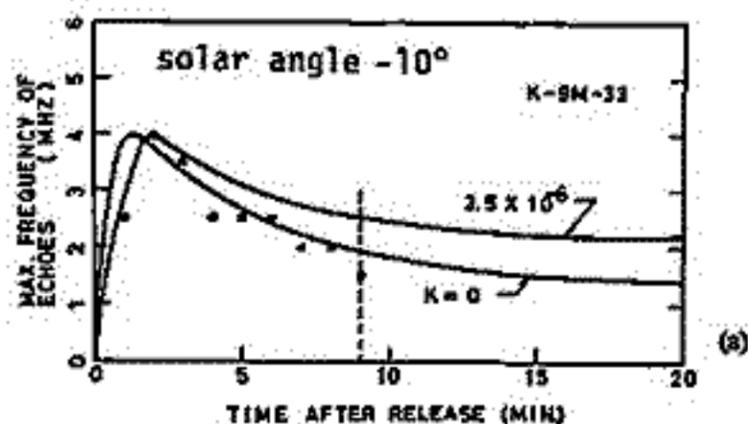


太陽フレア時における太陽X線バースト強度と電離層低下度との関係

Chemical Cloud の 光電離

堤 四 郎 (大阪市大・工)

⑤ 発光電離雲に対する観測法の進展によって放出高度および観測時間に対する制約が軽減され、放出物質の多様化と共により広い超高度層大気探測の一手段として *chemical release* 実験が興りつつある。とくにその電離特性に注目するときには放出する物質に対応した電離率の定量的把握が重要な課題と考えられる。日照のもとでの *chemical cloud* はその拡散過程において太陽UVによる光電離をうけるものと考えられる。こゝではこれまでに実施した Cs 雲の電波観測結果を解析し、妥当と思われる解釈と電離確率定数を導いたので報告する。



⑤ 上層大気内に作られる電離雲を用波数導引型レーザで眺めるとき検出用波数に見合う電子密度に対応した電離雲のサイズが一定値を上回る場合にエコーとして認知されることになる。したがって放出後電離雲に生じるエコー信号の周波数と層の時間経過 (左図黒点で示したものが観測結果) がその電子密度の分布の情報を与えるものとして重要である。一方電離雲内電子密度分布がガウス分布をとるものとして

$$n(r, t) = \frac{N_0 C + N_0 (1-C) \{1 - \exp(-kt)\}}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$

を電子密度分布を仮定する。こゝで N_0 : 放出気体粒子総数, D : 拡散係数, C : 熱電離率, K : 光電離率である。

これまでに実施したロケット実験によって考えると N_0, D, C はこゝでは既知であり K のみが未知定数である。左図には K をパラメータとした計算結果を各実験によって記入してある。

⑤ 放出物質が選定され、日照条件が一定であれば光電離確率 K は一定と考えられるが、この実験はいつでも薄暮時に実施されており、オゾン層による影響をうけない放出初期の期間 (5分程度) を除いて太陽UVの強度は減衰されたものと考えられる。左に示した理論計算と観測結果の比較図によつて K の値が定性的にはあるが示されている。放出初期の立ち上りから推定して Cs 原子の光電離確率は $K = 2.0 \times 10^{-4}$ 程度と推定することができ、

電離雲の電波観測結果と光電離率 K の推定値

References, 1) S.Tsutsumi, et al, J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1911 (1974).
2) S.Tsutsumi, Rept. Ionos. Space Res. in Japan, 28, 163 (1974)

Fuego 火山噴火に伴う成層圏エアロゾルの急激な増加; 福岡におけるライダー観測

藤原玄夫, 板部敏和, 広野求和
九大・理

九大理学部では、ルビーライダーによる成層圏エアロゾル層の観測を行っているが、昨年11月中旬、GuatemalaのFuego火山噴火の約1ヶ月後に、成層圏下部の通常のJunge層より下に、異常に強い散乱層を検出した。この散乱層のピークにおける non-Rayleigh 後方散乱係数 β_M は、12月には11月中旬以前の10倍近くにも達した。福岡気象台のレイニンゾンドの観測結果は、この散乱層出現とほぼ同時期から種々の異常現象を示し、散乱層周辺の気温は5°C程度も上昇している。

福岡以外の世界のいくつかのステーションでも、ライダーによる観測、または薄明グローの観測によって、昨年10月末(Hawaii, 19.3°N)から12月末(Kerringham, 52.3°N)にかけて成層圏エアロゾルの急激な増加が検出されている。これがFuego (14.5°N)火山噴火に伴って成層圏へ放出された火山ダストとすれば、緯度方向への輸送速度は50cm/s程度と計算される。これは1963年Agung火山噴火の際のそれと同程度であるが、定高度気球による輸送速度観測結果に比して1桁大きい。

この火山ダスト層は、初め高度17km附近に出現したが、11月下旬から12月中旬にかけては19km附近に鋭いピークを持って存在し、以後下方に拡散して行く様子が見られるが、成層圏温度の変動と共に複雑に変化している。ここでは昨年10月以来、最近までのライダー観測結果、および成層圏の温度、風などの変動との関連について、比較検討した結果を報告する。下図には、急増加以前と以後の β_M の高度分布をレイニンゾンド観測による温度の高度分布と共に1例ずつ示してある。

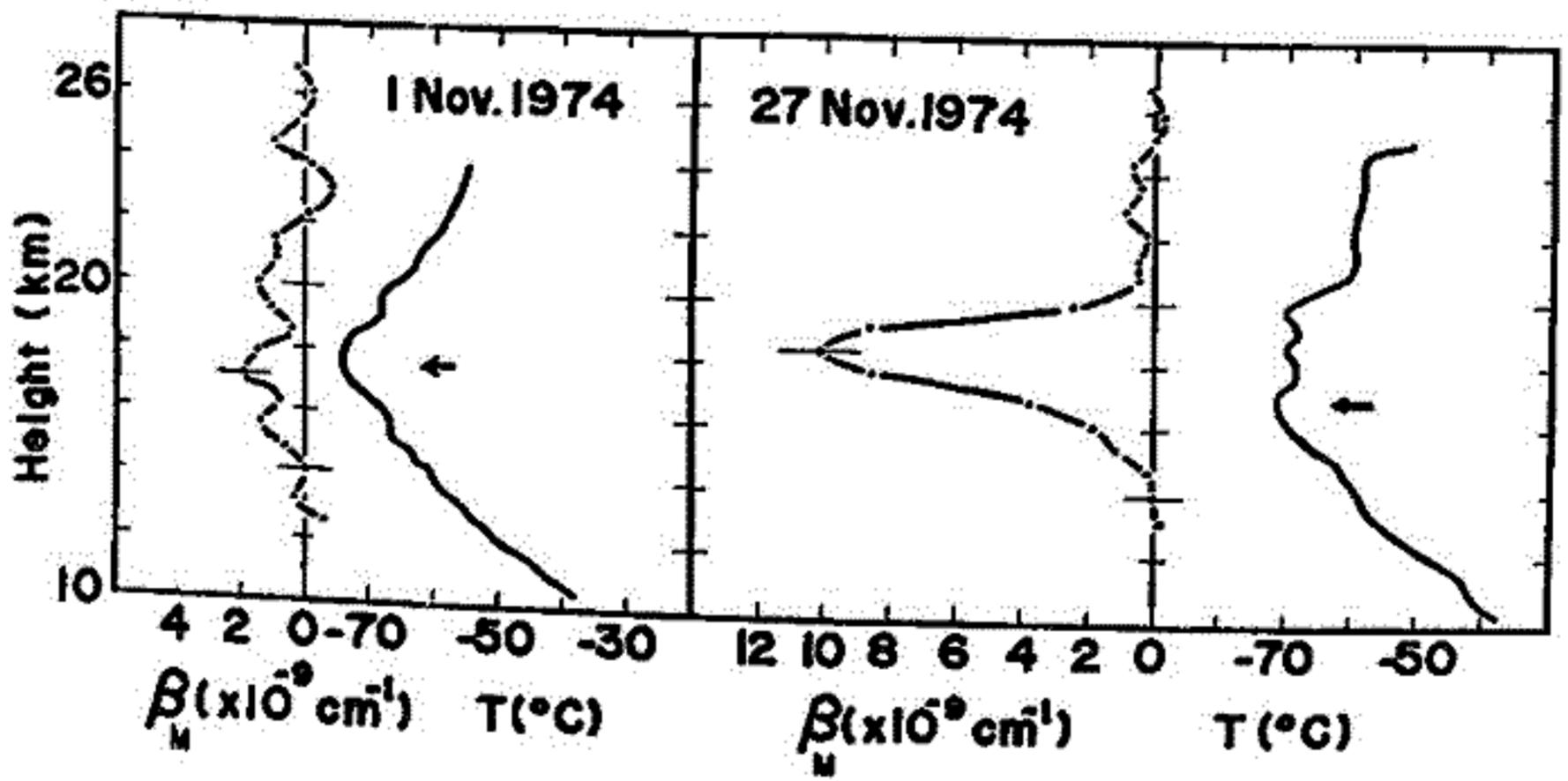


Fig. 2. Height profiles of β_M and temperature before (left) and after (right) the volcanic dust event in Fukuoka. Arrows indicate the heights of tropopause.

成層圏エアロゾル生成論：レーザレーダ観測値 と Aitken 粒子密度の関係

広野求和 藤原玄夫 渡辺健一

九大理

成層圏エアロゾル層はレーザレーダにより福岡(33°N)で1972年10月以来観測されている。この観測結果と鹿児島で行なわれたラジオゾンデによる小イオン観測結果に基づいて、size distribution function $n(r)$ が議論されている。 r は粒子半径とする。
 A: $2 \times 10^{-7} < r < 4 \times 10^{-6}$ cm の領域で $n(r) = C_A r^{-2.5}$ で、B: $8 \times 10^{-6} < r < 3 \times 10^{-4}$ cm の領域では $n(r) = C_B r^{-4}$ で、 $4 \times 10^{-6} < r < 8 \times 10^{-6}$ cm の間は遷移領域であるとする。上記二種のデータはうまく統一的に説明できる。このような size distribution は本質的に Friedlander が 1960 年頃に相似則にもとづいて推定したものと同様である。この様にしてえられた mass concentration M は、Lagruss 等により直接捕集測定された値と同じ程度であるが、 M の値は粒子のレーザ光に対する屈折率 m によって敏感に変わり、 $m=1.41$ のときの値は $m=1.5$ のときの値の約 2 倍である。この様なモデルでは、A 領域の粒子の衝突の際の coagulation の確率 α を 0.7~0.9 とすれば、層の緩和時間が 10^7 s の程度となり、Castleman が $[S^{32}]/[S^{34}]$ の測定から推定した値に等しくなる。

Aitken 粒子の数密度 N_A は、 10^4 cm⁻³ の程度となり、de Bary and Rössler らの光散乱観測からえた値と同程度であるが、 MA は彼らの値より小である。CN counter では、はるかに小さい値 10 cm⁻³ がえられている。このようなモデルの真偽をたしかめるためにはさらにエアロゾル急増の際などに吟味してみることがのぞましい。

大気密度変動のレーザ・レーダによる大気エアロゾル観測への影響

皆越尚紀

上田恭市

五十嵐隆

郵政省

電波研究所

§1 まえがき、レーザ・レーダによる大気エアロゾルの遠隔測定には、エアロゾル粒子による Mie 散乱が利用されている。受信エコーから Mie 散乱光を分離するには大気分子による Rayleigh 散乱光強度の推定値が必要で、従来標準大気密度が利用されてきた。一般に、標準大気というのは平均的な大気を表現するもので、日本のような中緯度では季節変動が大きく、エアロゾル分布の測定にはかなりの誤差を与えようと思われる。気象庁発表の AERONOLOGICAL DATA OF JAPAN から 10-50 km の大気密度を求め、その変動を調べた。

§2 大気密度の変動、1971-1973年の3年間の月平均の標準大気 CIRA 1961 からのずれを図 1 に示す。~20 km 以下の値は館野高原気象台(36.1°N) のバルーンデータから、それより 20 km 以上の値は綾里ロケット観測所(39.0°N) のデータから求めた。これによると日本上空の月平均大気密度は季節によって 10% 以上 (~16 km, 42 km 以上) 標準大気からずれ、年平均密度から 10% 近く (~16 km) 季節変動している。月平均値に対する日々変動は各標準偏差が 6% 以下(最大偏差 8% 以下)で、夏は小さく冬の 1/2 程度である。図 2 は 1 月と 7 月の月平均値の緯度変化を示す。館野から上 5° 以内では数% 以下になっている。

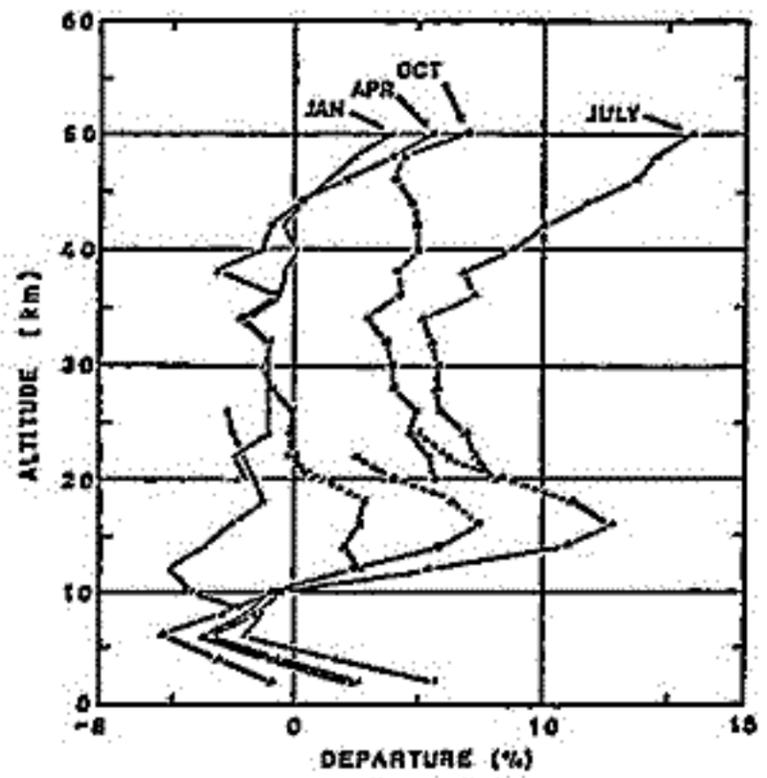
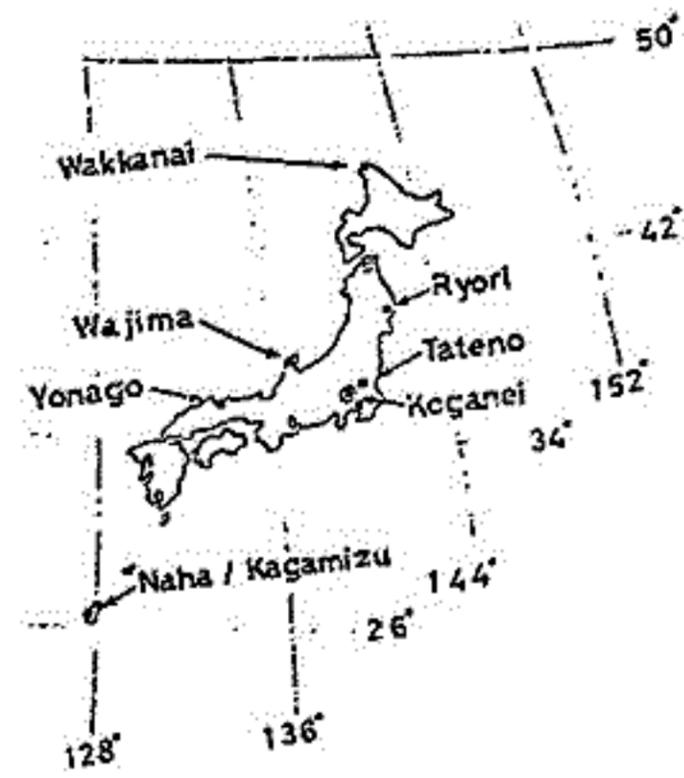
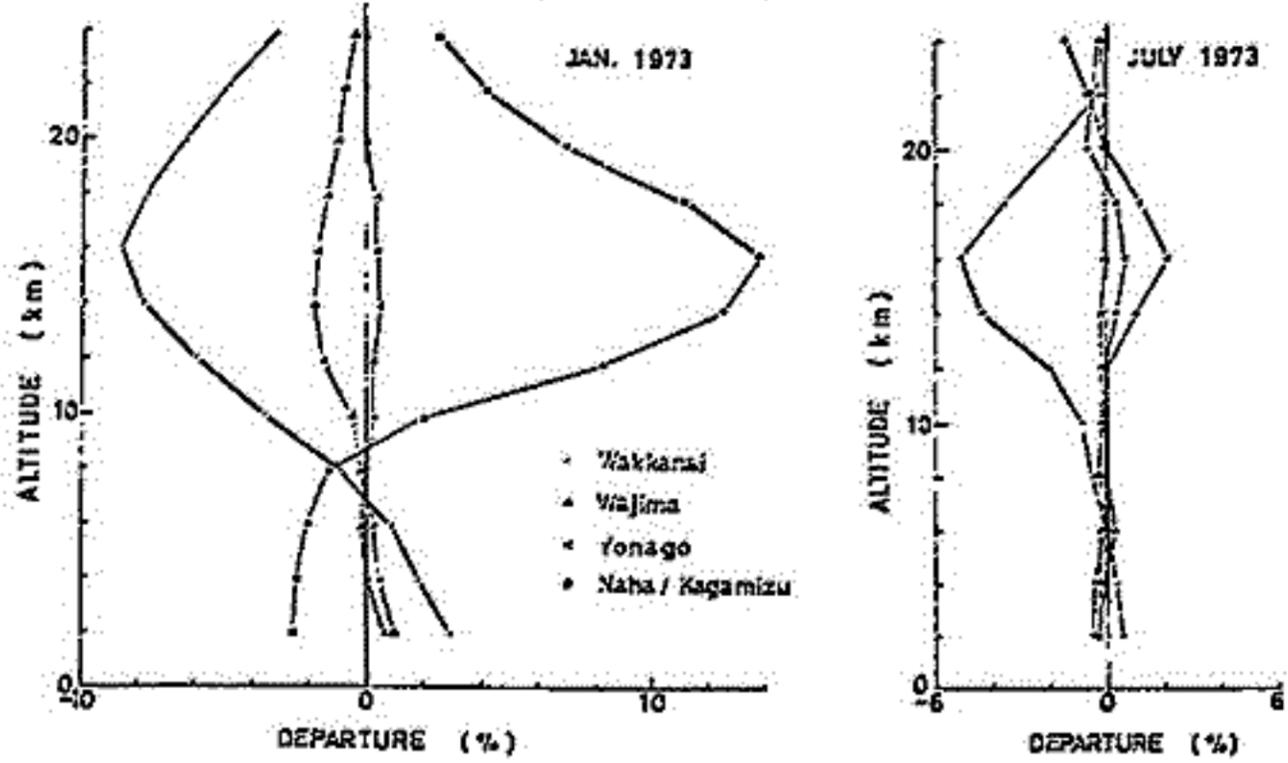


図 1 Seasonal variation of mean monthly density profiles as percent departure from CIRA 1961

図 2 Latitudinal variation of mean monthly density profiles as percent departure from that of Tateno station



対流圏における微気圧波動の観測例

鈴木 裕 竹屋 芳夫
大阪市立大学工学部

昭和基地附近に設置したマイクログロブを調く第1図の如き微気圧波を記録した。図は十秒のマイクログロブの記録波形を逐相がかりに適當な時間ずらして、重ね合したものである。

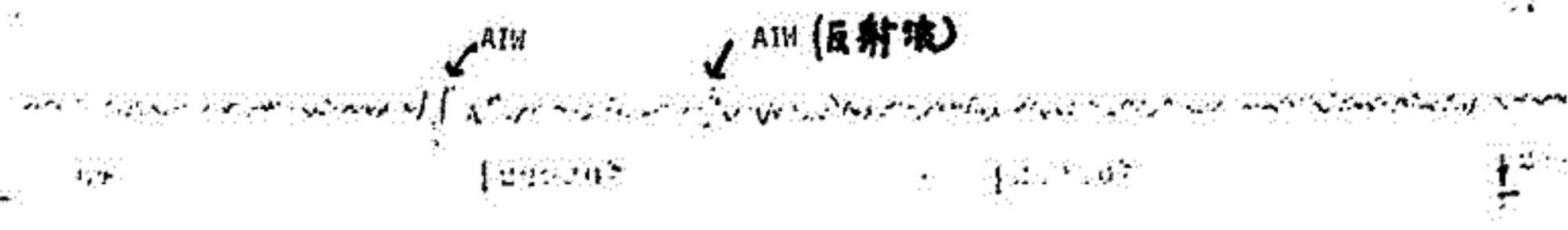
比較のために、第2図にオーロラからの超低周波音波(AIW)を、第3図には風が山に当たることによつて発生したと思われる波を示す。第1図の波の最も特徴的な点は wave velocity が数 m/sec 程度で非常に遅いこと、第2, 3図の波はどちらも音速以上のスピードである。

当講演では、この第1図の波について述べる。この波の特徴は以下の如くである。

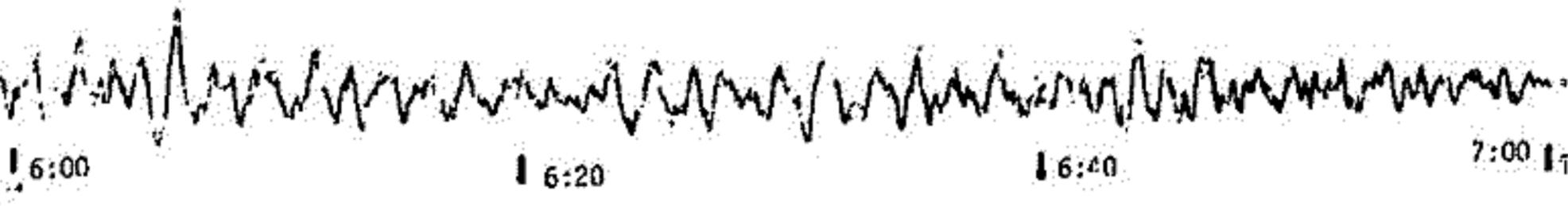
- ① 音圧は数10 μ b である。
- ② 波の振動の周期は2分前後である。
- ③ 昭和基地から5~10km離れた観測点では類似する波形の記録は見たことがない。(水平方向には伝播しない?)
- ④ 水平方向の wave velocity (500m~1km離れたマイクログロブで測ると、水平方向に伝播するとすれば)は数m/sec程度で速いものでも数10m/secである。



第1図 この種の波について報告の予定



第2図 オーロラからの超低周波音波(AIW)



第3図 Aerodynamic Infrasound from Mountains

D層のイオン組成から考えられるNOの分布

上山弘・反田久義
東北大学理学部

D層イオン分布における最大の特徴の一つは、 $H_3O^+(H_2O)_n$ の形の重いcluster ionが低領域では主要成分であるが、高度85km以上では急速に減少し、代って NO^+ , O_2^+ , および金属イオンが主要成分であるE領域と連結する。また負イオンでも、低領域では CO_3^- , $NO_3^-(H_2O)_n$ が主成分であるが、70km以上の領域では急速に減少する。このようなD層の特徴を理解するために、様々な理論的研究が試みられているが、最も重要なionizable componentであるNOの分布がよく判ってはいない。また、 NO^+ から $H_3O^+(H_2O)_n$ に至る変換反応系が知られていないために満足できる結果が得られていない。

この研究においては、従来のこの種の研究の行つたことを打南するために次の事項を検討した。

(1) まず、電圧密度, ion組成の特徴から逆にNOの高度分布を求めた。その結果は、NOに関するMeira (1971), Tohmatsu and Iwagami (1974)らの観測値に、非常に近いprofileを得た。

(2) NO^+ を $H_3O^+(H_2O)_n$ に変える反応鎖として、
 $NO^+ \rightarrow NO^+N_2 \rightarrow NO^+CO_2 \rightarrow NO^+H_2O \rightarrow H_3O^+ \rightarrow H_3O^+(H_2O)_n$
という形のものと考え、特に NO^+H_2O から H_3O^+ を作る反応として、
 $NO^+H_2O + H_2 \rightarrow H_3O^+ + HNO$
を提案し、この反応の速度定数が、 $10^{10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ 程度であれば、 NO^+H_2O を H_3O^+ に変えるのに十分であること、またこの反応は発熱反応であり、少なくともenergy的には可能であることを示した。

(3) $H_3O^+(H_2O)_n$ のhydration reactionとして、直接のhydration以外に、
 $H_3O^+(H_2O)_n + N_2 + M \rightarrow H_3O^+(H_2O)_nN_2 + M$
 $H_3O^+(H_2O)_nN_2 + H_2O \rightarrow H_3O^+(H_2O)_{n+1} + N_2$
という反応が存在する可能性のありを示した。

(4) Negative ion, $H_3O^+(H_2O)_n$ のsharp cutoffは、(i)その生成反応のproduction rateが高度が高くなることともに、小さくなること、(ii)これに対して、消滅反応は、逆に高度とともに速くなること、(iii)さらに、これらのionは多段階反応の結果生成されるので、以上の二つの効果が相乗的に集積されることにより説明できることを示した。

Meira, L. G., Jr., J. Geophys. Res., 76(1), 202, 1971
Tohmatsu, T. and N. Iwagami, 第55回日本地球電磁気学会講演会, 1974

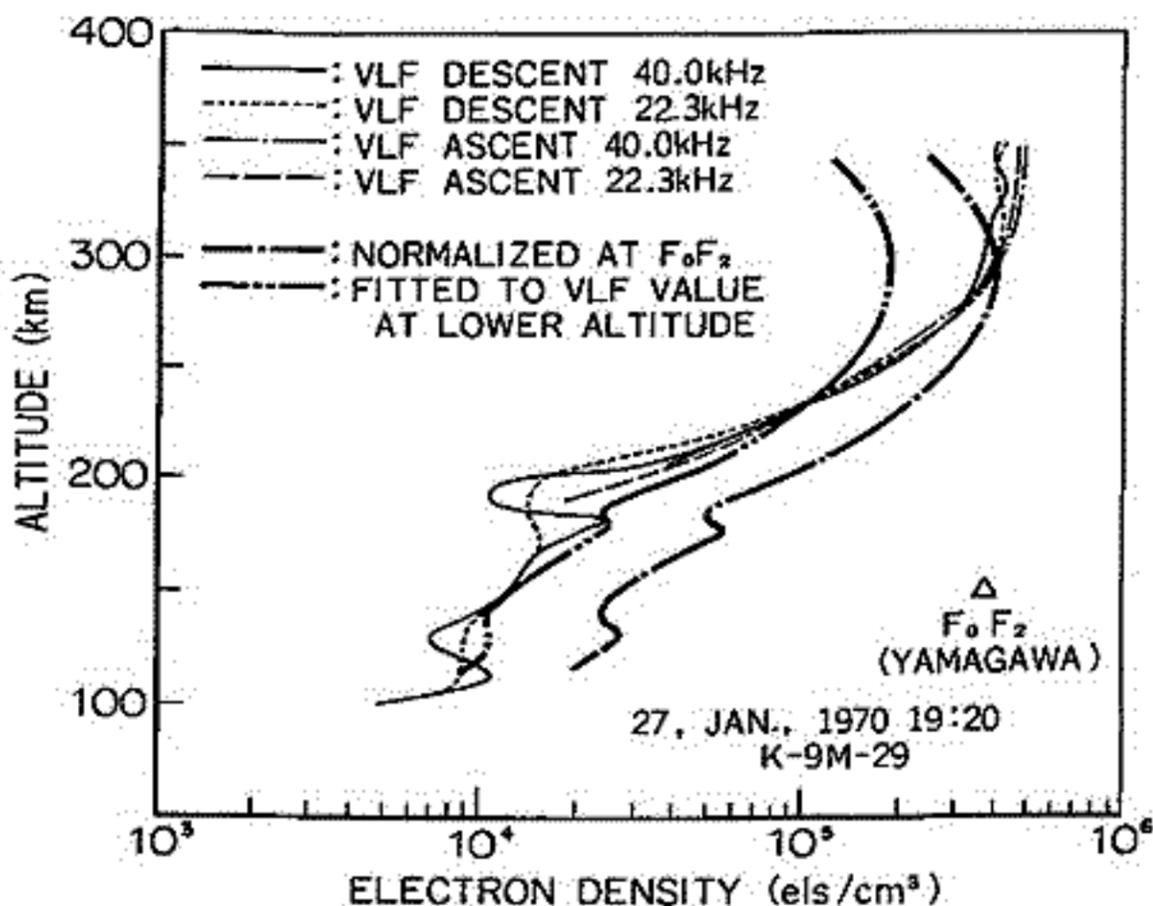
第 2 会 場

小山孝一郎 平尾邦彦
東京大学宇宙航空研究所

Langmuir probe の測定において、電極表面の汚染の程度によって電子温度算出に地球物理学上無視できる誤差を生じることがしばしば周知の事実と認められる。(1),(2) 電子温度測定においてと同様、電子密度測定においても電極表面汚染の影響の程度はプローブの径によって異なるが2~3倍程度の誤差を生じることが実験事実が示している。一例として、K-9M-29号機による Doppler 法と Langmuir probe 法との電子密度の比較測定を示す。Langmuir probe 法においては通常 ionogram から得られた f_oF_2 のプローブ電流を規格化することで行われるが、今700V電流を f_oF_2 で規格化してやると、高度の低い所で Doppler 法とくわがうことが明らかになる。表面汚染の影響は電子密度が低い所は低いほど、少くも2倍の Langmuir probe 法より正しい値を示すことと認められる。高度120km付近で Doppler 値に合わせると、高度の高い所で Doppler 法より電子密度が低くなる。結論として、電子密度算出の際のプローブ径の影響、室内実験の結果および電極表面の電子密度測定にも表面汚染の影響が認められることを報告する。

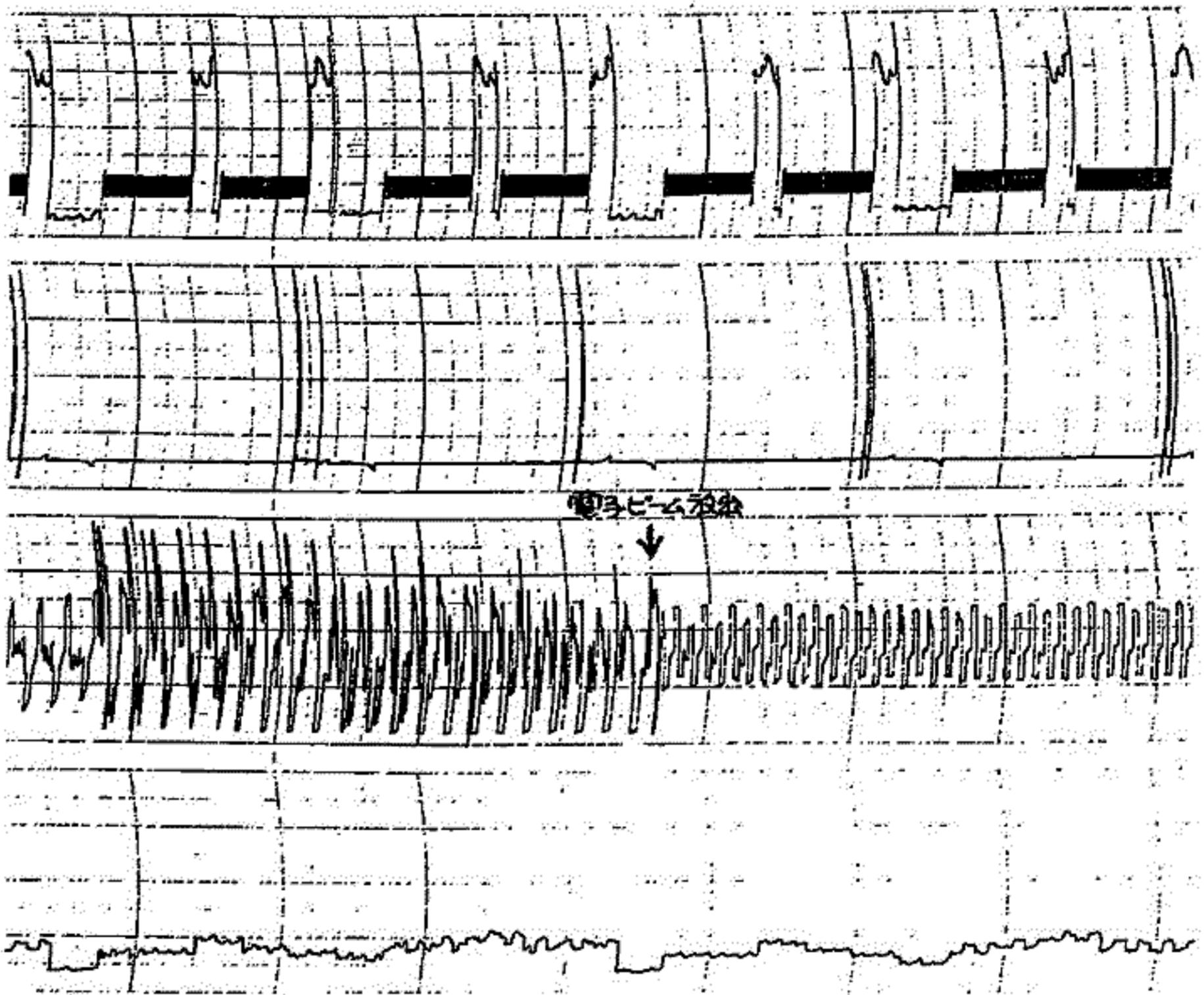
REFERENCES

Hirao, K. and K. Oyama, J. Geomag. Geoelect., 24, 415-427, 1972
 Oyama, K. and K. Hirao, to be published in Planet. Space Sci.
 Kimura, I. and K. Hirao, Rep. Ionosph. Space Res., 25, 59-64, 1971
 Sechrist, Jr. C. F., Radio Science, 9, 137-149, 1974



小山孝一郎, 平尾邦彦
東京大学宇宙航空研究所

最近、波印実験^{の果}、電子^{の果}は純粋に、出力電位を变化せしめようとする鮮果地から、電子ビームを放出する試みがおこなわれてゐる。しかしながら、出力電位を測定してゐる電子温度プロブの基準電極^{の果}は、電子温度プロブの出力波形を観望するが故に、電子ビームの放出はかみさずしもうまく行かぬと^{の果}思われる。例として、図に示すように、K-9M-46号機では、電場測定を容易にした必要から、電子ビームが放出され、出力電位はあまりに通常の電位(30Vのプラズマに対して)から正電位へと転じた。極端にすぎたまわりのプラズマをみだし、電子温度測定は不可能となった。K-9M-48号機では、電子ビームを放出する目的に+10V印加し、Eが出力電位の電位は出力表面積が COUNTER ELECTRODE として十分な値とおもわれるが、むしろ更に電位(30Vのプラズマに対して)へ5V以上変化した。以上のことから、電子ビームの放出は、11V程度であるとは^{の果}思ふ。結果では、電子ビームを放出する試みをおこなう際の参考となり、また相乗機材による測定におよぼす電子ビームの影響をできるだけ軽減する手段の参考と^{の果}思ふ。あえて、全^{の果}資料を掲載する。



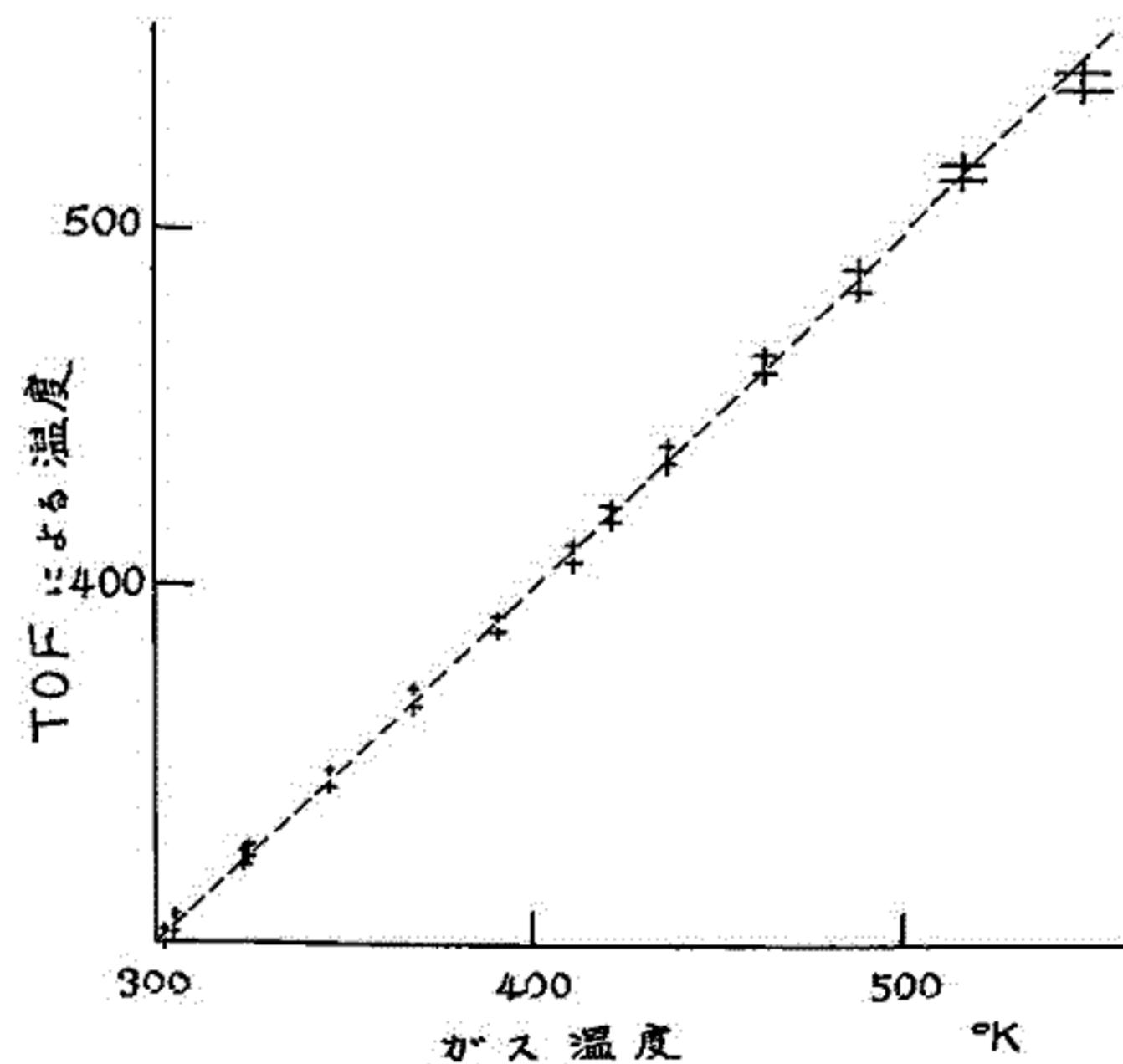
平尾邦雄 松村正三
東大宇宙研

TOF法(Time-of-Flight Technique)を用いて稀薄ガス温度を測定することについては、52, 53, 54回学会で報告してきたが、以前の結果ではガス温度算出された温度との間に系統的な差が生じ、ガス粒子の速度分布が Maxwellian からはずれているのではないかという疑いがあった。今回、測定の時間-baseを更に細かく ($10\mu\text{s} \rightarrow 2\mu\text{s}$) して実験した結果、良好な精度で温度が求まり、したがって、その結果を報告する。

実験方法は54回で報告したものと同一で、加熱したガスジェンコーから拡散するガスの温度を測定せし、TOF法による測定と比較したものである。

下図はArを用いた実験の結果であるが、温度計としてかなり良い精度が得られたのである。

この実験は metastable-state に励起された中性粒子の速度分布を測定するものであるが、 N_2 を用いた場合、その life-time が問題となる、このデータについては現在解析中である。



【実験条件】

gas	: Ar
source-to-detector distance	: 17.0 cm
pulse length	: $2\mu\text{s}$
time-base	: $2\mu\text{s}$
impact energy	: $18 \pm 2\text{ eV}$
emission	: $530\mu\text{A}$
back-pressure	: $6 \times 10^{-6}\text{ Torr}$
repetition	: $400\text{ Hz} \times 15\text{ min.}$

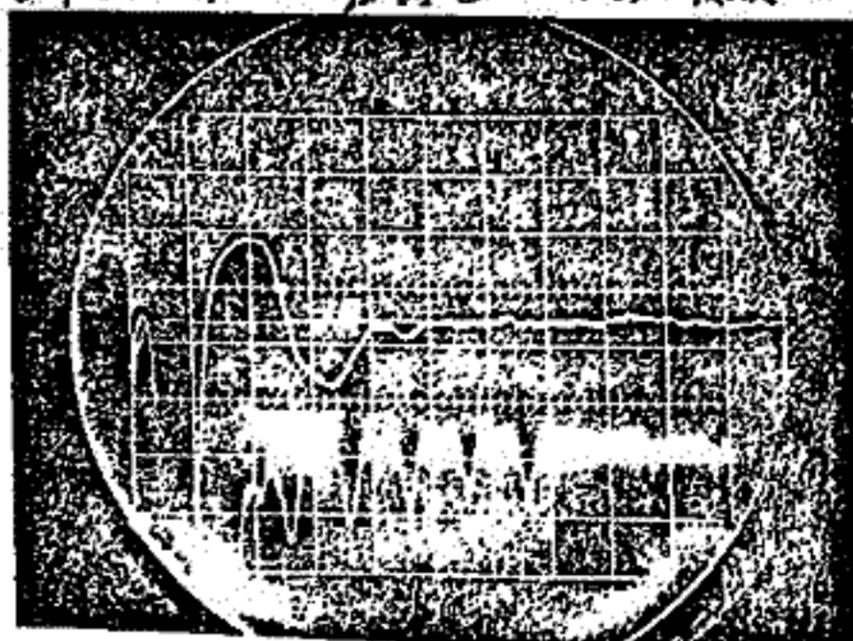
II-4 レゾナンスプローブの特性(3)

竹屋 孝夫 南 繁行

大阪市大工学部

先は①差動レゾナンスプローブの基本特性②磁場中では、インピーダンスプローブ同様UHR周波数でディスプレイすること。こついで報告した。今日は特性こつぎ更に追加紹介する。

(a)変調方式：オフセット電圧をいれ、広い密度範囲で対数圧縮できるように、高周波を4モップして差動電圧を同期検波する方式を実験した。一例を図1に示す。(b)ヒステリシス：掃引速度によるヒステリシスについては、



0 2 4 6 8 10
FREQ.(MHz)

図1. 変調方式の特性例(低周波は1KHz.掃引は10Sec.下はCAL)

プローブ表面の電圧が誘電抵抗体により変形され検出されるための生ずる。(c)：磁場中の特性は、先回詳しく述べたが、変調方式においても同様のように変化するにばかりだった。(d)比較実験は電子密度



0 2 4 6 8 10
FREQ.(MHz)

図2. ヒステリシス(上は0.5秒掃引片道3Sec. 下は0.3Sec. 縦軸5mV/d)

比較実験は電子密度こつぎ、インピーダンスプローブと行なわれた。(e)プローブ基部付近のシースが

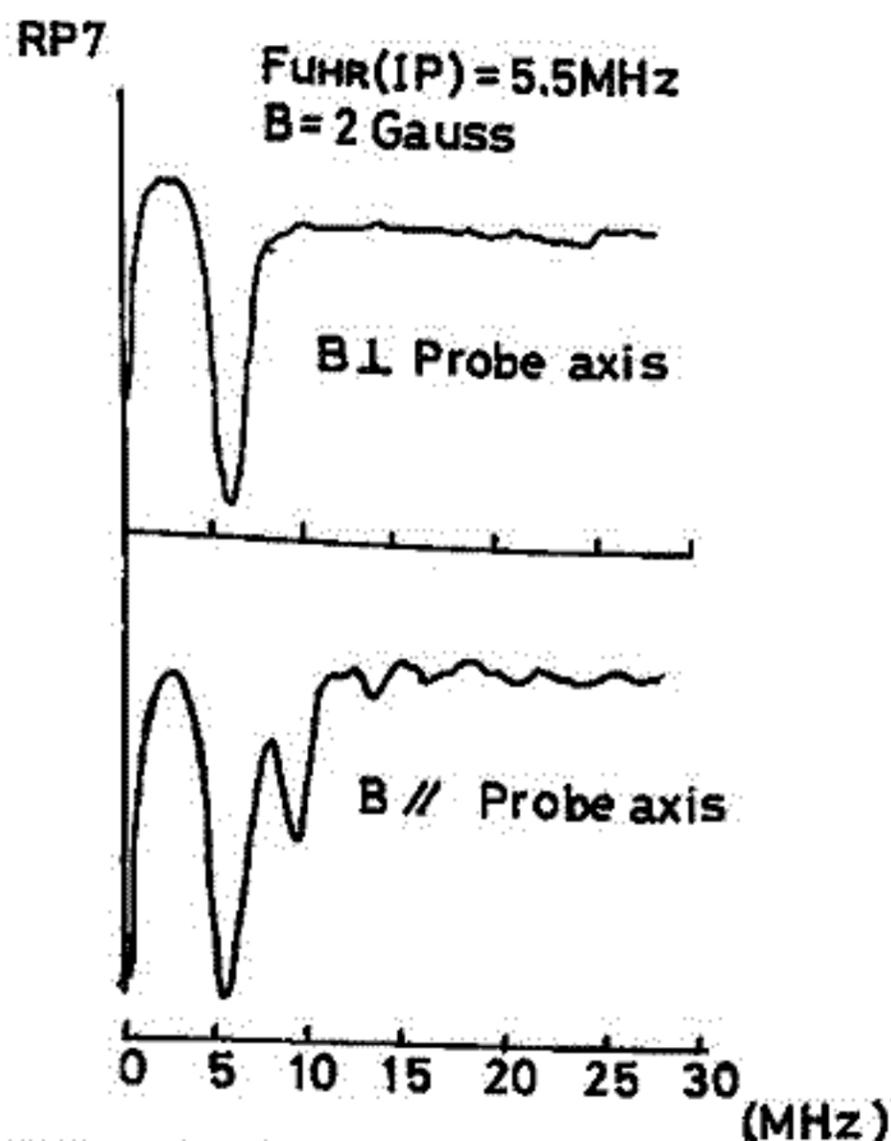


図3. 磁場中でのレゾナンスプローブ特性例

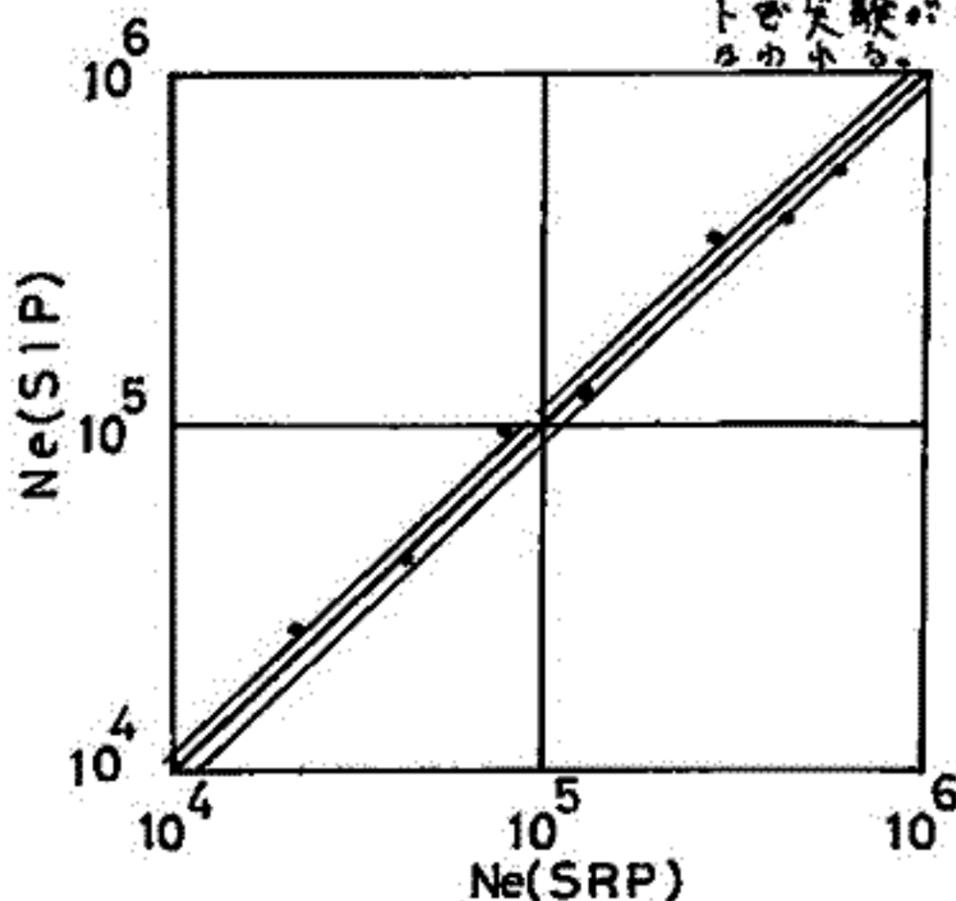


図4. 電子密度比較結果(斜線は誤差10%)

T. Okai,** M. Tsutsui,* S.Yoshikado,** H. Matsumoto* and I. Kimura**

* Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

** Dept. Electrical Engineering, Kyoto University

In order to investigate problems of plasma wave phenomena in space by laboratory experiments, it is necessary to produce quiescent, low temperature and homogeneous plasma whose conditions are similar to those in the ionosphere and/or magnetosphere.

We have developed plasma guns suitable for a space chamber with large volume at the Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University. Simple enlargement of previous back diffusion type gun cannot produce a low temperature plasma. Through some trials, a large scale plasma gun as shown in Fig. 1 was tentatively constructed. Although the temperature of the produced plasma is generally higher than that by a previous small gun, homogeneity of plasma was greatly improved. One example of plasma parameters obtained by the present new type plasma gun is shown in Fig. 2.

Further improvement will, however, be made on production of lower temperature and higher density plasmas.

References

T. Okai, Development of Large Volume Plasma Source for Space Simulation Chamber (in Japanese), Bachelor Thesis, Kyoto University, 1975.

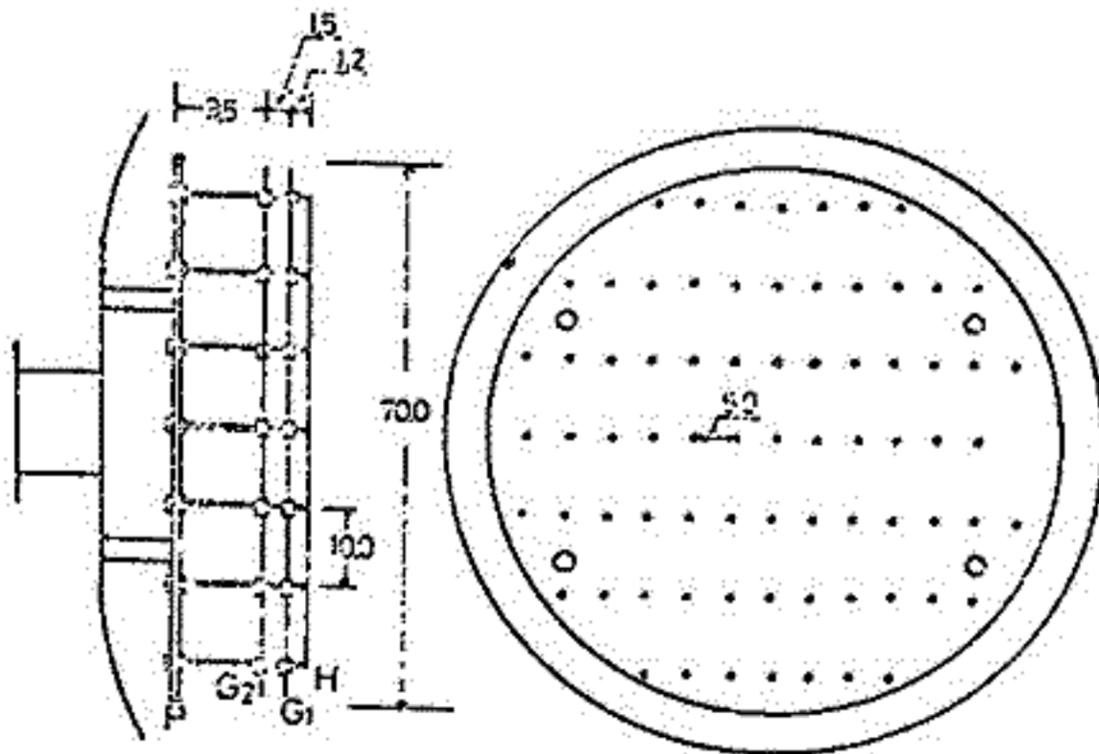


Fig. 1

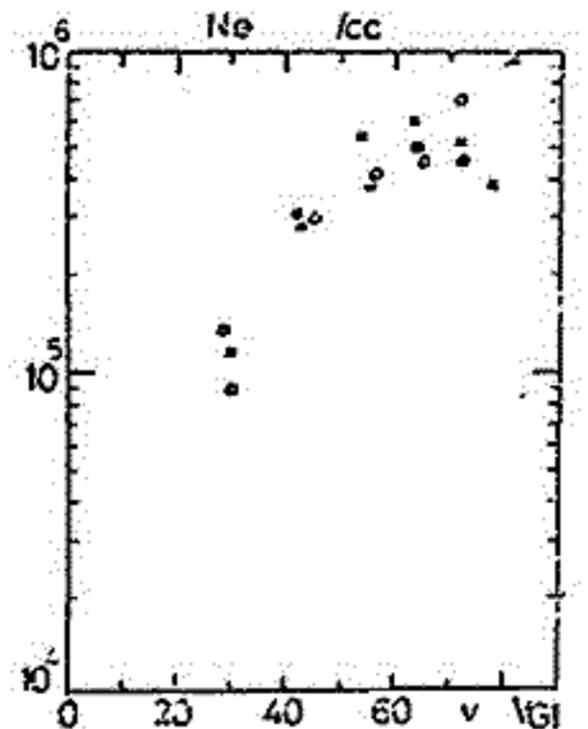
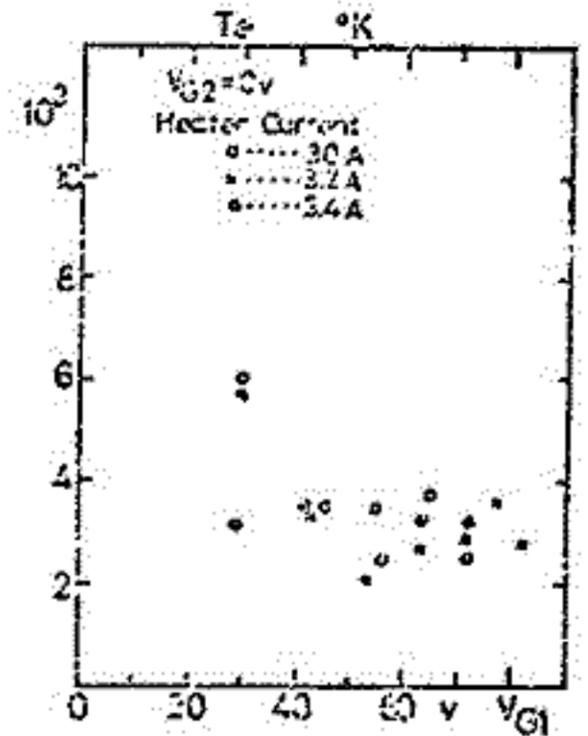
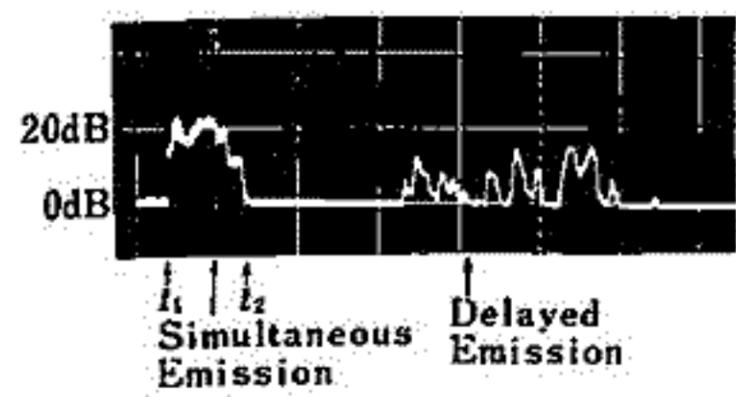


Fig. 2

II-6 Delayed Emission Triggered by a High Power RF Pulse

佐々木進, 金子修, 河島信樹
東大宇宙研

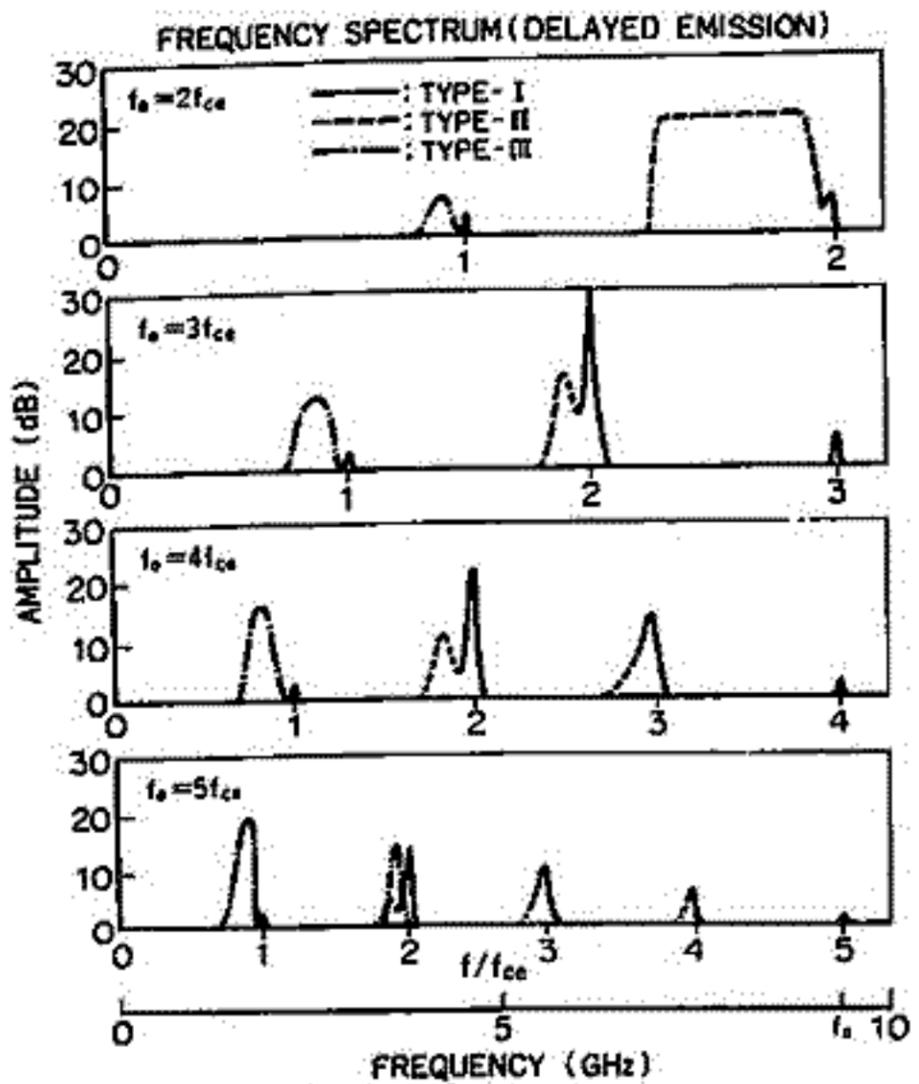
スペースに於ては横波と同様に磁化プラズマ中の縦波も重要な役割を果たしており、磁気圏での衛星等による実験以外にも、最近では木星あるいはパルサーからの電磁波放射もこの様な縦波と関連させて論じられている。我々はこの種の縦波励起のメカニズムを調べる為、以前から高密度磁化プラズマ(TPDソース, 定常Heプラズマ, $10^{12}/\text{cc}$)に高出力マイクロ波(9.36 GHz, 最大10 KW, パルス幅10 μs)を打ち込みその時起こる現象について調べている。一般にマイクロ波パルスをプラズマに打ち込むとそれに伴ってマイクロ波帯のエミッションが観測されるが、特に入射周波数(f_0)がサイクロトロン周波数(f_{ce})の整数倍に等しくかつプラズマ周波数(f_{pe})にほぼ等しい($f_0 = n f_{ce} \sim f_{pe}$)という条件の下にマイクロ波パルスをプラズマに打ち込むとマイクロ波入射に伴う上記のエミッション以外に、パルスの入射が終わった後にも観測されるエミッション(delayed emission)が存在する。このうち入射と同時に観測されるエミッションは実験条件にほとんど依存せず周波数スペクトラムもアロードであるが、delayed emissionの方は実験条件にクリティカルに依存ししかもその周波数スペクトラムも規則的である。そこでこの実験条件により三種類のdelayed emissionを観測しているが(オ2図)、このうちType I, IIは実験条件及びデータからその発生メカニズムにstatic instabilityが関与していると考えられる。Type IIIのうちは現在static modeかwhistler modeかを検討中である。オ3図は磁場を変化させて($n=2, 3, 4, 5$)これら各TypeのDelayed emissionの周波数スペクトラムをとったものである。Type I, IIIはパルス入射時だけでなくdelayed emissionの発生に伴うX線バーストが観測される。更にType I, IIについては n_H/n_C (Hot及Cold電子の密度比)を変化させる事によってその発生を人為的に制御する事に成功している。更に電子ビーム入射によってもこのdelayed emissionがtriggerされる事も見出された。



オ1図

	TYPE I	TYPE II	TYPE III
EXPERIMENTAL CONDITION			
PUMPING DIRECTION	K, B	K, B	K, B
FREQUENCY	$f_0 \sim n f_{ce} \sim f_{pe}$	$f_0 \sim n f_{ce} \sim f_0 \sim f_{pe}$	$f_0 \sim n f_{ce} \sim f_0 \sim f_{pe}$
MAGNETIC FIELD	MIRROR	MIRROR	MIRROR
CHARACTERISTICS			
FREQUENCY	$n f_{ce}$	$(n-1/2) f_{ce}$	$(0.8-1.0) f_{ce}$
SIMULTANEOUS X RAY	YES	NO	YES
DELAYED X RAY	YES	NO	YES
DIAMAGNETIC COIL SIGNAL	YES	YES	YES

オ2図



オ3図

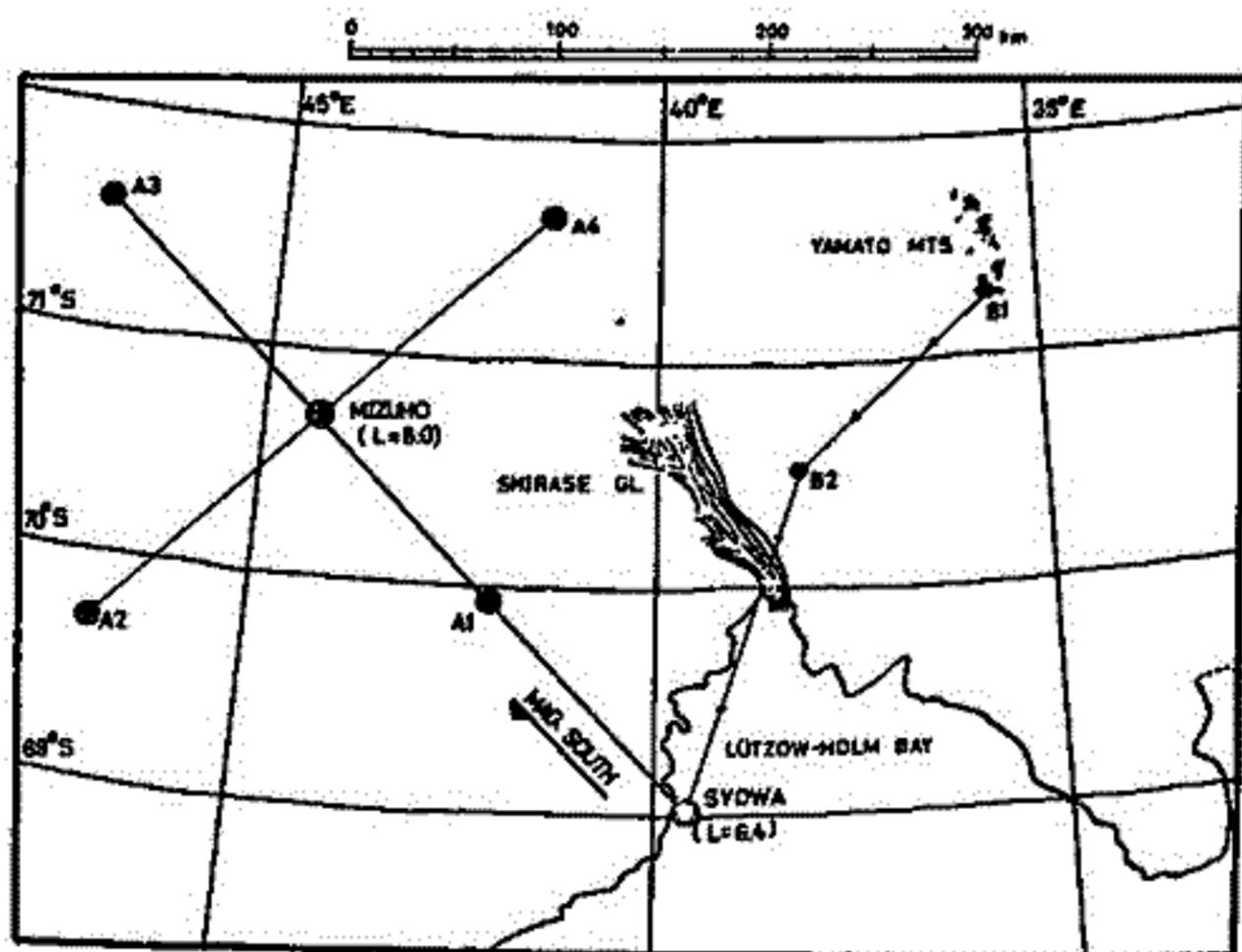
南極における無人観測施設の開発

鉦川 勝 宇沢威男 永田 武
国立極地研究所

地磁気、自然電波、オーロラなどの空間的なひろがりとその伝播を精密に測定すること、即ち、オーロラ・フレアーの発生とその伝播を調べることは、磁気圏のエネルギー放出過程を明らかにする上で極めて意義あることである。このため、下図に示めすように、昭和基地、みずほ観測拠点を中心に4ヶ所の無人観測点を作り、観測拠点を形成させ、地磁気、自然電波、オーロラなどの観測をIMS期間中に実施する計画である。上述、目的にかなうよう南極の厳しい自然条件にたえ得る無人施設を現在試作中で、その主な仕様は (1) 自記記録方式、観測継続期間 4ヶ月以上、

(2) 自然条件、気温 -50°C 以下、風速 30m 以上、(3) 電源、耐寒用空気積層電池 (-30°C 起動作)、風力発電 (12V, 400W) 主とし、保温電源に使用、

(4) 刻時、水晶時計、時刻補正は NWC VLF 信号で毎正時に行う、(5) 観測項目、地磁気変化 (flux gate, 3成分)、将来は、ULF, VLF Receiver, リオメーター 追加する。



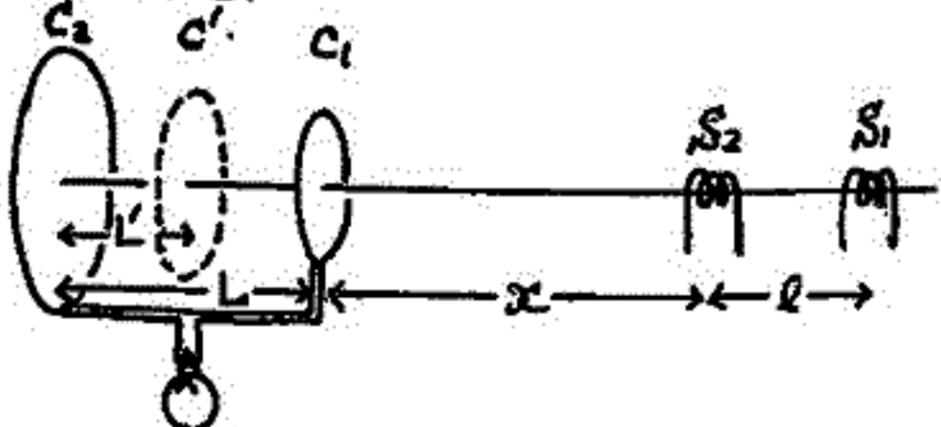
昭和基地およびみずほ観測拠点周辺の無人観測点配置図
A₁ ~ A₄、無人観測点、B₁、B₂、テレメトリー観測点

山本利文, 石津美津雄, 北石泰一
九州大学 理学部

磁力計を飛行体に搭載する際の重大な問題の一つは、飛行体自身又は同乗計測器による磁気干渉である。普通センサを磁気離れにリ、フィルターをかけてこれを除去しているが、これには大なり小なり技術的な困難があり、根本的な解決策とはなっていない。特に感度の高い SQUID 磁力計 ($10^{-9} T$) と特殊搭載によるとき、この磁気干渉の問題は深刻な問題となる。

本報告の Modified Gradiometer という工夫は、センサの感度を、フィルターなしにそのような磁気干渉を自動的に除去する為の工夫であり、そのもとでのタイプは、すでに報告済みである。今回はその応用の範囲と、実際には SQUID を用いておこなった実験の結果をのべる。

[I] 構造



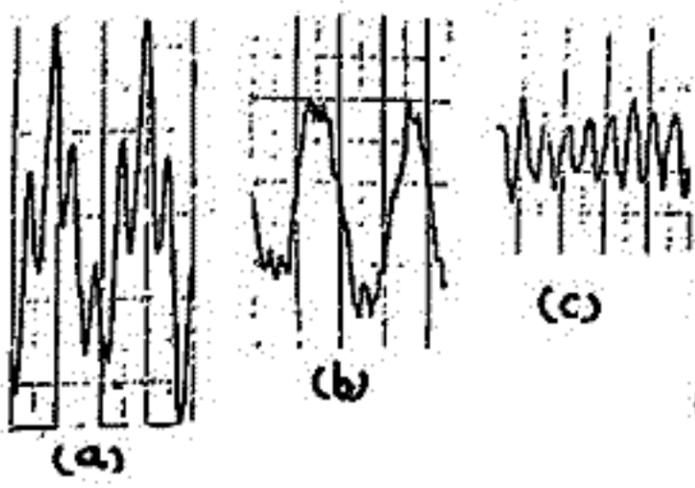
左図のような面積の異なる2つの超伝導コイル C1, C2 があり、その巻数方向は互いに逆になるように接続してある。C3 は SQUID に結合されている。

[II] 効果

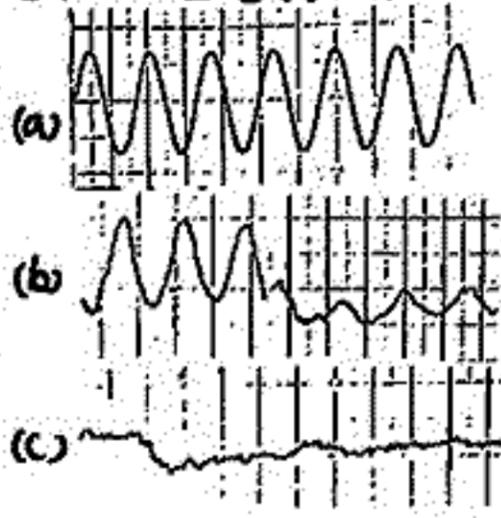
C1 から距離 x にある信号源 S2 (飛行体干渉磁場源) の信号は C1, C2 により自動的に消去され、x ± l にある S1 の信号 (地磁気変化) のみをと出す。この x を焦点距離と呼ぶことにすると、x は C1, C2 の面積、L の関数である。

[III] 焦点調節 (ズミング)

焦点はあらかじめ設計により決めることが出来るが、一度 SQUID を出来上がったから焦点を動かす必要も屡々あるであろう。この為にはあらかじめこの焦点調整の工夫である。C1 と C2 の中間に超伝導コイル C' を挿入し L' を動かすと焦点距離が移動する。



実験例
(a) S1 = 1 Hz
S2 = 0.25 Hz
と off focus 場合
S1 と S2 の距離 10cm
(b) S1 : on focus
S2 : off focus
(c) S1 : off focus
S2 : on focus



上田 一 及び 渡辺 富也*

Dept. of Geophysics and Astronomy, University of British Columbia

及び 東北大学・理・地球物理

地磁気脈動周波数の範囲内の誘導磁気計の周波数レスポンスを決定する諸因子を理論的に解析した結果を紹介する。誘導磁気計は Read sensor, amplifier, 両者と連絡する cable (cable 1 と呼ぶ) と呼ぶべきは、長さ 100 米以上のケーブル (cable 2 と呼ぶ) に依り、2 signal generator と連絡する。signal generator は amplifier の入力に接続する。通常、cable 1 と 2 の長さは大略相等しい。この system は、2 周波数レスポンスを決定する factor とし、Read sensor の等価回路定数, amplifier の input impedance 及び cable 1 の series impedance, amplifier 及び recorder の周波数特性が考えられる。以下に、これら以外に考慮すべき因子を列挙する。

- (1) cable 1 に依り、2 周波数レスポンスに及ぼす影響は如何なるか?
- (2) calibration system に依り、2 detection system に及ぼす影響は如何なるか? (特に、無視すべき因子?) の二つの問題がある。第一の問題は、(1) と同様、先ず如何なる条件下で、cable の series impedance を無視すべきかを明らかにする。series impedance を無視出来る場合、cable の影響は、その線路にあり、数分の遅延に過ぎない。series impedance を無視出来ない場合、cable の影響は、その検出容量の増大を考慮する必要がある。これは Read sensor の静電容量に並列に接続する。通常、これは無視出来る。第二の問題は、cable 2 の series impedance を無視出来る場合、解析が実行可能な程度に簡易化する。この場合、calibration system の影響を無視出来る条件は、detection system 及び calibration system の各々の impedance と Z_d, Z_c 両 system 間の (Read sensor と calibration coil の) mutual inductance と M とし

$$|Z_d Z_c| \gg (\omega M)^2$$

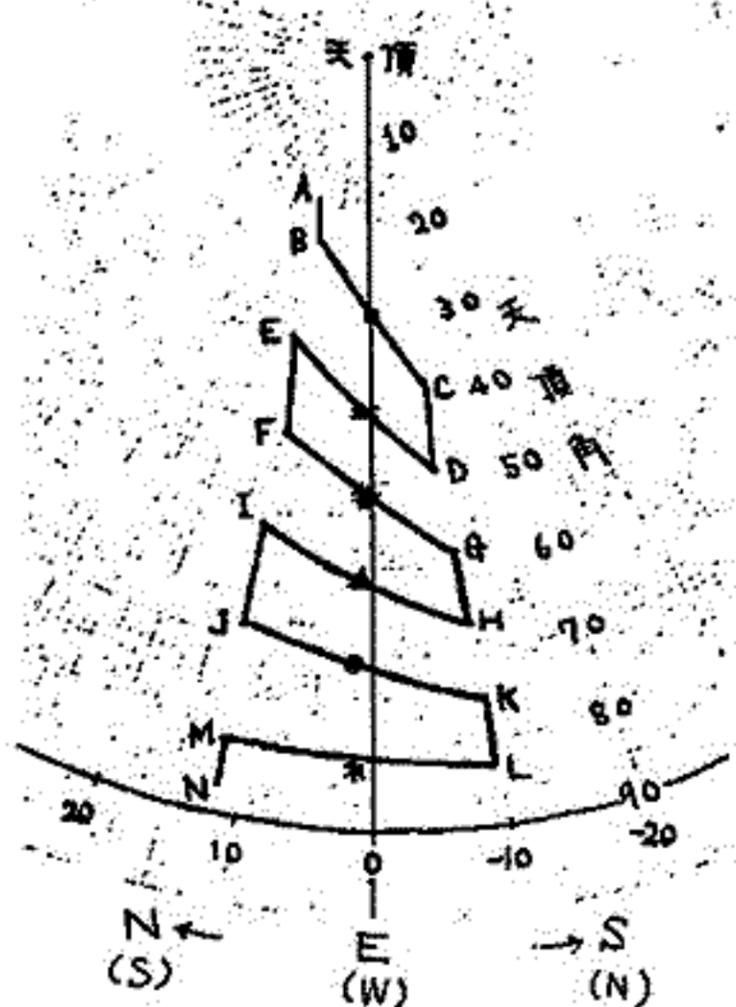
が成立する。以上二つの問題の他に、如何なる条件下で、周波数レスポンスの calibration を進められるか。この問題の研究は、この場合、cable 1 及び 2 の series impedance を無視出来る問題の簡易化である。この場合、次の三つの条件が満たされる。 calibration を進められるのは、(i) calibration coil と cable 2 の容量の和, signal generator の output impedance と load impedance とが、互に同位相で、これら三者の和が、 Z_d と Z_c との和より十分に大きい。 (ii) 観測時には、signal generator を switch off した時、load impedance 及び signal generator の output impedance は、等価の compensating impedance と接続する。 (iii) calibration system の回路に、 Z_d と Z_c との和より十分に大きい。以上三つの条件が満たされれば、signal generator の起電力を一定とした場合の detection system の voltage output と、自然磁場の擾乱を一定の場合の output との間には、 Z_d と Z_c の周波数に依り、 ω と ω^2 の間に constant があることが証明される。(以上)。

*現在、東京大学・理・地球物理研究施設に滞在。

中村 正年 渡辺 隆 篠木 堯一
東京教育大学 理学部

前回(昨年秋)、バルーン観測のデータ解析経過を發表したか、それ以降の解析結果をここに發表する。このバルーン観測の主目的は、前にも述べたが、OH大気光の発光形状を光電観測し、その空間的移動もしくは時間変化の機構を解明すること、及び同程度の発光層高度を持つ他の大気光の同時観測によりOH分子の励起機構を論ずることである。観測した大気光は、OHマイネール帯のうす(7-2)、(6-2)の2つのバンド、酸素原子5577 Å、酸素分子の大気帯(0-1)バンドの計4種類である。

前回の發表の時点では、視野の矩形的 scanning のうす 3 点のみ(下図 C, J, K)の解析であったが、その後一回の scan 当り下図に示した A~N の 20 点の発光強度を求めた。それを天球面にプロットすることにより強度分布図が描ける。一晚(10:30 PM ~ 3 AM)に各波長45回ずつの scan を行、左が、データの質が良い OH(6-2)バンド及びOI 5577 Å の二波長について強度分布の時間変化を一晚に亘って追ってみた。それによると、時期によつてははつきりした縞状の強度分布を呈したことがあり、それが時間的に波が伝搬したか如く移動した例がみられた。更に興味深いことは、その波動的変化においてOHの変化と5577 Å の変化の位相が全く逆らしいということである。これは両者の発光高度の違いによる内部重力波の位相の違いとして解釈できる可能性もある。なお、OH(6-2)バンドの変化によつて求めたこの波動の周期は約50分、発光層に平行な方向の水平波長は200 km 程度であり、内部重力波としてもおかしくない値であると思ふ。(1),(2) 左に、観測時間中にこのような縞状の強度分布が現れてくる時間口限をさしてあり、他の大部分の時間には更に複雑な様相を見せており、波動だけでは全てを説明できない。



() 内 後半 (0.50 ~ 3:00)

その他、四種類の大气光において、左図の各点の発光強度の時間変化を見ても、OHにおいては、ある点の変化を見た時に2つのバンドの変化の傾向が良く似ていると言えらるるのに対し、点による変化の違いが大きい。言いかえれば空間的不均一性が大きい。それに比して、5577 Å の変化は全体的な強度変化の方が大きく、空間的不均一性は少ない。O₂の(0-1)バンドにおいては、全般におとしい変化を示したが、傾向としては5577 Å の変化に似ている。このようにすることからOHの励起機構に関しての推論ができたが、これは当日の時間か許せば述べてみたい。

(1) Hines, Can. J. Phys. 38, 1441 (1960)
(2) 杉山, 舞原, 奥田, 宇宙研報告 第10巻 1号(B) P218 (1974)

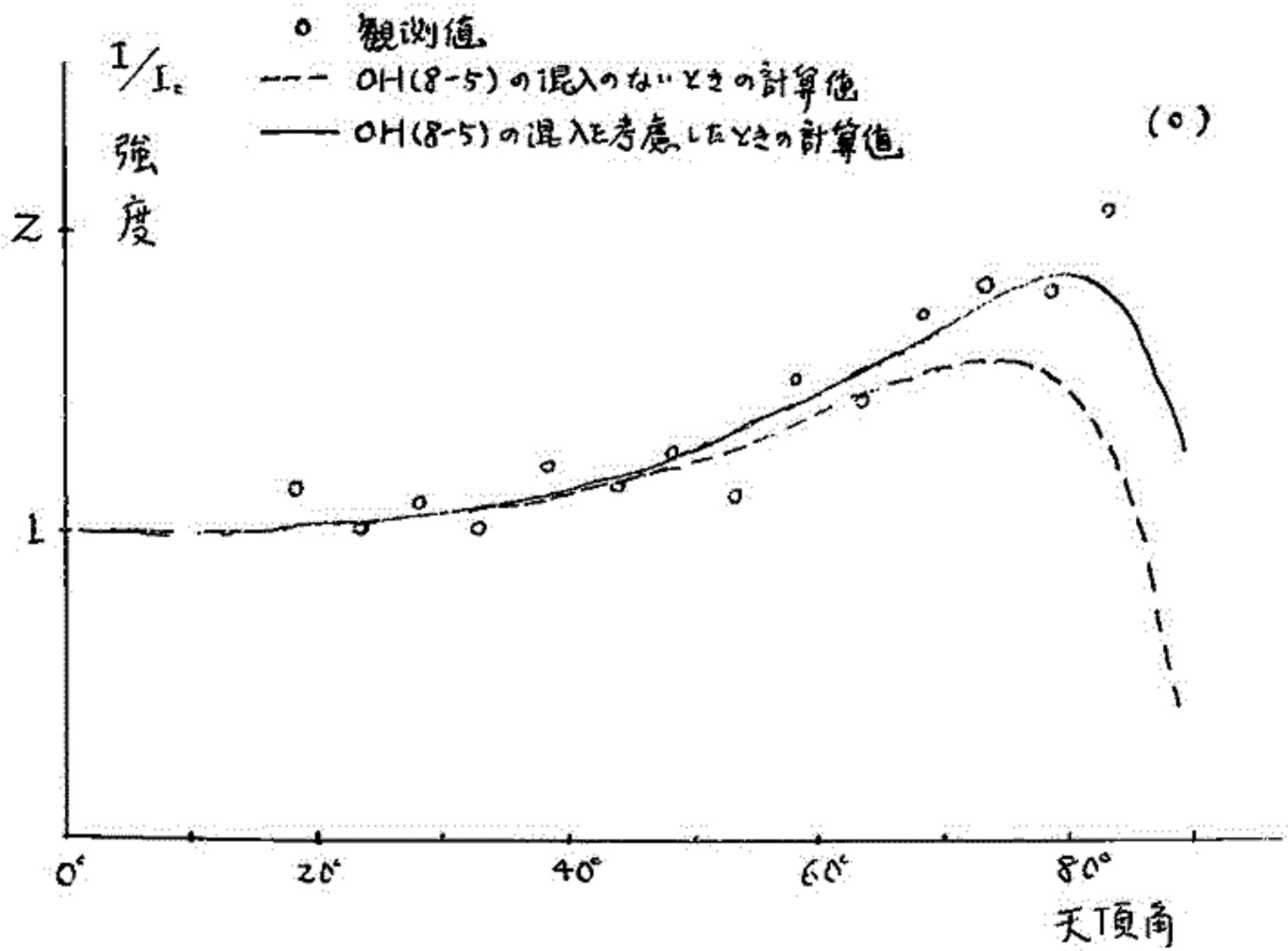
II-11 夜光 O₂ (1.27μ) のバルーン高度における
天頂角分布

牧野忠男、山本博昭、関口宏之
立教大、理

1972年9月にバルーンにより高度24 kmにおいて Infrared atmospheric oxygen band (1.27μ) の測定を行い、その天頂角分布を得た。このデータは文献[1]に発表されている。今回はこのデータを下層大気の水蒸気及び OH(8-5) band の混入を考慮して計算し、観測値との比較をした。計算は 1.27μ について日平均温度を 200°K、高度を 90 km とし、下層大気中では Hunten et al [2], Evans et al [3] の方法に若干の改良をし、Voigt line profile を用いて行った。計算による天頂角分布はカーブの真線の形が期待されるが、OH(8-5) の混入を考慮すると実線となる。OH(8-5) は下層大気で吸収はなりのとした。これに対し観測値は○印で示しており、天頂角 80° 以上をのぞいて 20° ~ 80° では良好な結果が得られた。

参考文献

- [1] 牧野忠男, 関口宏之, 山本博昭; 宇宙研報告 vol.10, No.3, 528, '74
- [2] Wallace L. and Hunten D.M.; J. G. R., 73, 4813, '68
- [3] Evans W.F.G., Wood H.C., and Llewellyn; Canad. J. Phys., 48, 747, '70



渡辺隆・篠木晋一・大島新一・中村正年(東教大理)

観測概要

1975年1月17日(18:35 JST, 日没1時間後)に内の浦から打ち上げられた K-9M-49号機において夜間大気光の観測を行なったので報告する。観測は OH Meinel 帯(7,2)及び(6,2)バンド, それに O₂ Atmospheric (0,0) バンドの3つの波長領域で行なわれ, それぞれのバンドの発光層の高度プロファイルを得ることを目的としている。測定は開頭(X+49秒, 高度70km)~79秒(130km)及び下降時499秒(130km)~着水に行なわれた。各バンドの発光層の高度プロファイルは各バンドの強度データを微分して得られるが, preliminary data analysis を行なった結果では, O₂ (0,0) バンドは94kmに, OH (7,2) バンドは90km付近に発光層のピークがあることがわかった。OH (6,2) バンドはデータのばらつきが大きいためはっきりしないが, OH (7,2) バンドとほぼ同じ高度プロファイルをもっているようである。

これらの発光層高度プロファイルは

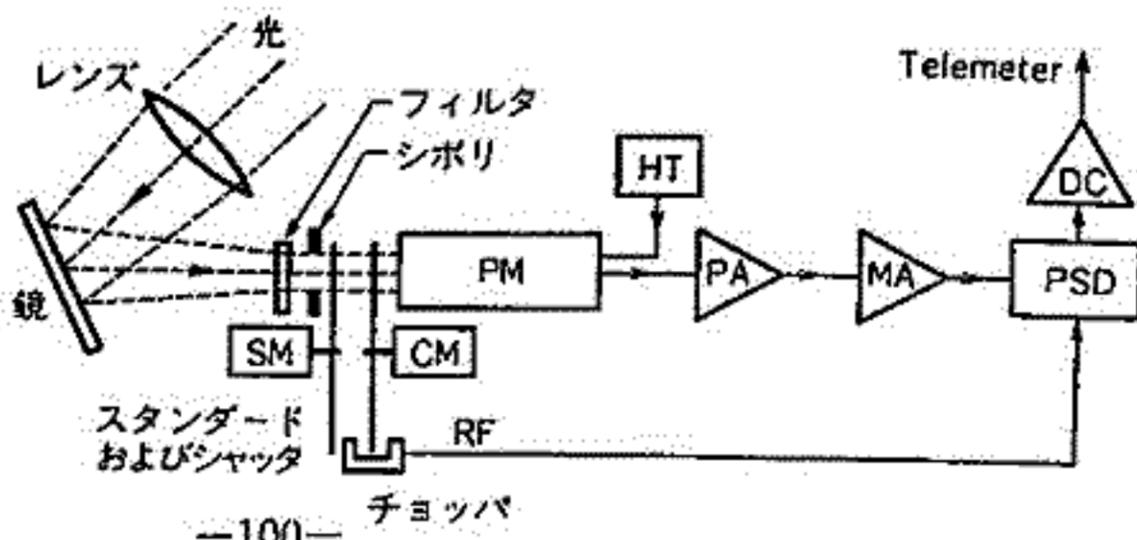


のような生成起構の理論値と比較に議論される。

測定器の概要を

右図に示す

光学系及び電気系のブロックダイヤグラム



渡辺 隆 (東教大理)・小川利 紘 (東大理)。
 筆松 隆夫 (東大理)

観測目的と概要

成層圏から熱圏下部の大気構造を調べる上で大気オゾンの垂直分布を観測することは重要なので、我々はオゾンの中間紫外領域の吸収を利用した吸光法による観測を行ってきた。

K-9M-49号機では中間圏微量成分を総合的に観測することを目的として赤外大気光 O_2 IR Atmospheric Band の観測 (立教大AIR) と近赤外大気光 O_2 Atmospheric Band 及び OH Meinel Band の観測 (東教大AGL) との同時観測を行なった。

ロケットに搭載した測定装置は太陽放射を測定する4本のフォトメータである。それぞれのフォトメータは干渉フィルターと光電管から成り、フィルターを中心波長は 2360\AA , 2720\AA , 2920\AA 及び 4500\AA である。得られた太陽放射強度の高度変化から吸収物質であるオゾンの密度分布を求める。測定結果は現在解析中である。

奥田光直
(弘前大・教育)

OI 5577 Å 大気光強度が、まれに 周期十分以下・振幅数十 Rayleigh の短周期変動をすることが、IYY-II 期間中に見出され報告したが、その後この様な変動例が観測されているので報告する。一般に振動は複雑であるが、非常に明瞭な長時間に亘って周期の一定な例は、通常、年に二、三回観測される。周期は十分前後、振幅は 40 Rayleigh 程度である。これに、周期 20 分乃至 2 時間程度の変動もあり、gravity wave と関連が与るものと思われる。

References:

Okuda, M. Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5 14, 1, 1962

Fukuyama, K. 日本地球電気協会第 57 回 第 56 回 講演会, 1974
J. Atmos. Terr. Phys. to be published

ジャコビニ流星雨夜(1972)における大気光
スペクトル

前藤文一
新潟大、理

1972年秋、ジャコビニ・フィナー-流星に伴う大流星雨の予想が広く発表されたことと記憶に新しいことである。1933, 1946年以降、1972年10月8日15:30 UT, 日本ではよい条件で流星を観測できるという予想であった。大気光現象に対する流星雨効果とこのことと従来の資料が乏しく、興味を持たれた。とくに、1) 大気光の時間的強度変化の原因として流星効果の可能性, 2) 黎明時や夜間における全層輝度の強度変化, 3) その他、超新星大気への影響が注目された。結果的には、夜間に見るべき流星雨現象と対応するものは無かった。しかしそれはあくまで流星として検出できる対象として、すなわち流星による ionization trails として電波用で検出できる対象として言えることに、なるべきことである。これ以外の何らかの invisible 効果, 熱的効果等の可能性も考えられる。もしこれが、大気中の全層輝度スペクトルの変動の中の一つであるならば、

ここに使用した夜間分光装置は、口径170mm, f91mm, F/0.7の3レンズ、視野角、使用フィルムは1032-Fである。見守り方向(方位角55°, NW, SE, 1方向)の夜間スペクトルは、同一フィルム一面と並んで撮影された。よく知られた輝線以外に、分子帯線が弱くエミワシマと被写したところからリットルがかなり光るため、最小分解波長6.6Åと考へた。7ビームパルス現象12分、使用2100センチメートル MK III CS タイプのビデオカメラ、フィルムは1032-Fである。

観測結果は Table 1 のようである。夜間は、新潟上空には通常よりややもやりの暗い時であり、肉眼で流星は見えない程度の透明であった。

Table 1 観測状況 Oct. 8-9, 1972

Film No.	Sky	Starting time	Exposure time
1	twilight	LT 18:02	7 minutes
2	twilight	" 18:09	20 "
3	night	" 19:20	240 "
4	night	" 23:26	282 "
5	twilight	" 04:42	15 "

夜間スペクトルは, Chamberlain (1961), Broadfoot and Kendall (1968) の夜間スペクトルと比較された。その結果は、

Fe, Ni, Mg, Ca 等の全層輝線は、夜間、黎明とも見ることができ、強度はほぼ等しいが、Na は、黎明から夜半後の強度のみとみられる。Ca⁺輝線の強度は黎明から夜半にかけては、

5577Å, 5300Å 両方とも夜半後には弱化した。6300Å のこの変動は、電離率との関連に興味がある。

OH, Meinel 帯は、若干のバンドでわずかに強化的みとみられる。N₂⁺ の 1st. negative 帯, 3714Å 付近には興味がある。黎明ではほとんど見られなかったが、流星雨効果があることがわかった。

同定されたバンド・ライフの80%が流星である。以上、予想とは異なり、流星雨による見られることがあつたことからも、この結果は、顕著なものである。記録としてこの流星雨の経過は、この報告で、

福山 薫 (京大・理)

大気光放射の強度は、中性大気組成濃度の変動を通して、地磁気・太陽輻射等の変化の他に、この高度領域及び下層からの大気運動の影響を受けて変動している。今回、上部中間圏、下部熱圏と下層大気との力学的な相互関係を調べる目的として、長期にわたる大気光強度の測定結果の解析を試みた。解析結果によれば、成層圏大気力学が大気光強度変動に対して重要な効果を及ぼしていることが見い出された。

解析に用いられた data は、IGY 以降 1969 年までの Haute-Provence (France) における OH [6700Å], NaD [5890Å], OI [5577Å] 及び国内 (仙台・新潟・柿岡・岐阜・堂平 etc) における OI [5577Å]、または OH 大気光天頂強度の 1 時間ごとの測定結果である (東京天文台田鍋浩義氏の提供による。)

Preliminary Results

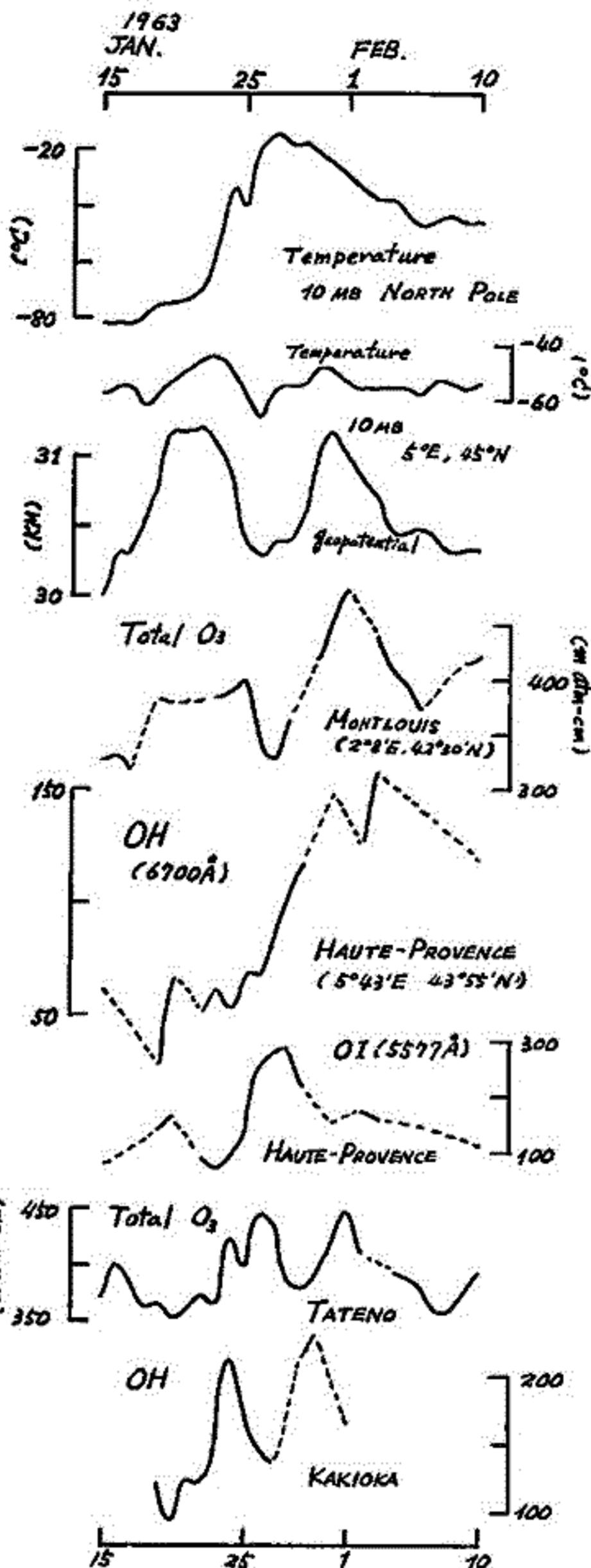
今回、特に成層圏冬季突然昇温時前後に対して解析をおこなった。それによれば、

- ・大気光強度の顕著な増加 ($\Delta I > 100\%$)。Haute-Provence での OH 強度は、一般的に、北極上 10 mb 面での温度最大より 5~10 日前に極大値を示す。温度上昇がきわめて大 ($\Delta T \sim 60^\circ C$) である。た'63 年 1 月末、'67~'68 年の例では、極温度が最大の日より数日後に極大となる。
- ・他の時期に較べ、短周期 ($\tau \approx 2-4$ 時間) の変動が顕著に存在する。
- ・大気光強度・全オゾン量・10 mb 面 geopotential height の間に相関関係が存在。

(右図: '63 年 1 月末の成層圏突然昇温時の例)

Maximum Entropy 法による power spectrum の評価によれば、

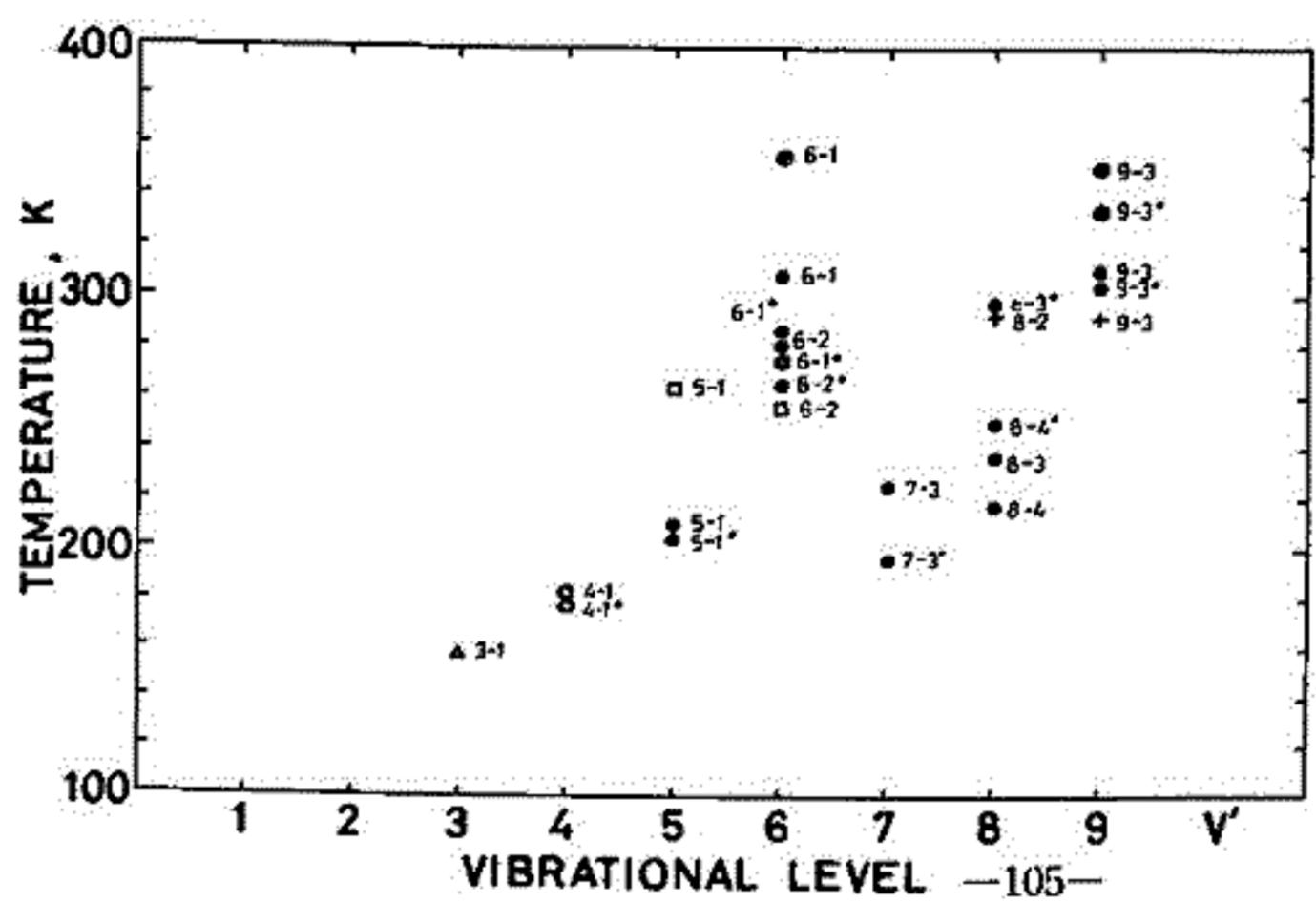
- ・12, 6, 4, 18 ヶ月周期の変動が顕著である。
- ・また、成層圏準二年周期振動と関連していると思われる変動 ($\tau \sim 30$ months) も認められた。



Suzuki, K. and T. Tohmatsu

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

ABSTRACT: The rotational temperatures of the airglow hydroxyl emissions arising from various vibrational transition schemes were obtained by using spectroscopic data from various experimental sources. The rotational temperature was found to depend systematically on the quantum number (v') of the upper vibrational level from which the relevant band originates. It has dual relaxation characteristic with respect to the degradation of vibrational quantum number, taking maximal values at $v' = 6$ and 9 , which exceed considerably the atmospheric temperature. It drops off quickly as v' decreases from 9 to 7 , and then from 6 to 3 after taking the second maximum at $v' = 6$. This v' -dependence of the rotational temperature is in favor of the hypothesis that there are two ways in the excitation of the hydroxyl airglow: $O_3 + H = OH(v \leq 9) + O_2$, and $HO_2 + O = OH(v \leq 6) + O_2$. The present result again implies that the relaxation time of rotations of OH molecules in the mesosphere is as large as 10^{-1} sec; a value an order of magnitude larger than that inferred in earlier laboratory works.



The rotational temperature of OH emissions obtained in the P-branch analysis.

- : Broadfoot and Kendall, 1968
- + : Meinel, 1950
- ⊙: Suzuki, 1969
- : Blackwell et al., 1962
- : Harrison and Kendall, 1973
- △: Baker, 1975
- * : P_2 band data

小川 利 紘 (東大・理)

最近得られた下部熱圏での酸素原子の直接測定結果, および O_2 , Ar 分布の測定結果と, モデル計算結果との比較から, 次のような結論が得られる。なおここでモデル計算の標準的結果としては, 波長域 $1450-2000 \text{ \AA}$ での太陽輻射強度を Widing et al. (1970) の測定値, 渦拡散係数を

$$D = \begin{cases} 2.5 \times 10^6 \exp[-0.02(z-100)^2] & \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}, \quad z \geq 100 \text{ km} \\ 2.5 \times 10^6 \exp[0.06(z-100)] & \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}, \quad z \leq 100 \text{ km} \end{cases}$$

ととって計算したものである。また, ここでの議論は中緯度の平均的な分布を対照としていふことを断っておく。

- (1) 観測結果の特徴的なことは, 酸素原子密度 $[O]$ は $95-100 \text{ km}$ に高度分布のピーク値があること, O_2 および Ar の diffusive separation は 100 km 附近で起ることである。
- (2) $[O]$ のピークから上の分布は分子拡散がよく説明できる。しかし, 従来信じられてきたような渦拡散係数を使った一次元モデルでは, $[O]$ のピークが 90 km に来てしまい, 層全体が観測値に比べて約 10 km 低い所に存在することになってしまう。
- (3) (a) $80-100 \text{ km}$ の高度領域で渦拡散係数をかなり小さく ($\leq 5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1}$) とれば (この場合, turbopause 高度は約 90 km に下がる), $[O]$ の分布は観測と合わせることができ。しかし, この場合 O_2 , Ar の diffusive separation の起る高度が低すぎるので工合悪い。
 (b) 渦拡散係数を (a) のように小さくし, かつ波長域 $1400-1900 \text{ \AA}$ の太陽輻射強度を約 factor 3 小さい Parkinson and Reeves (1969) や Nishi (1973) の値をとれば $[O]$, $[O_2]$ の分布の両方ともうまく観測を再現するであろう。しかし, この修正も Ar については (a) と同じく工合悪い。
- (4) (a) (3b) で述べた矛盾を解決する一つの方法として, Ar と $O-O_2$ 系の鉛直方向の混合には, 違った型の dynamical motion が効いているとして, 各々違った渦拡散係数を考えるやり方があるだろう。 $O-O_2$ 系の化学反応の時定数は約 1 週間, これに対し Ar は化学反応は無視してよいので, 運動の time scale の違いによって Ar と $O-O_2$ 系の鉛直混合効果に違いができるかも知れないが, これは仮説の域を出ない。
 (b) もう一つの方法は, 標準モデルでは O_2 , Ar の観測された分布をよく再現できるので, $[O]$ の分布だけを修正して観測に合わせようというもののである。それには $80-95 \text{ km}$ での O_2 の解離率 = O の生成率を減らせばよい。太陽輻射を (3b) のように小さくすると, 95 km 以上で主要な Schumann-Runge continuum の部分の解離率まで減らしてしまうので工合が悪い。 $70-90 \text{ km}$ では Schumann-Runge bands の前期解離が主要な解離プロセスであり, この解離効率・断面積にはまだ不確定要素が残っているので, この解離率を 1 桁近く減らすことは出来ないか。しかし断面積の評価については 1 桁近くの誤差は考えにくいし, 解離効率の方も実験室のデータからは 1 に近い方が望ましい。後者の方は Schumann-Runge bands の大気光が観測にかからないこととも一致している。

小川 利 敏 (東大・理)

赤外域の夜間大気輻射で観測にかかっているもの(中間圏以上の高度で)は次の通り。

15 μ	CO ₂ ν ₂	熱励起	
	O ₃ ν ₁ ?	"	14.3 μ帯, 無視できない?
9.6 μ	O ₃ ν ₂		
9.4 μ ?	CO ₂ ν ₃ → 2ν ₂	ν ₃ 蛍光	Stair et al. がオーロラ中の 9.25 μ帯にて観測?
5.3 μ	CO ₂ 3ν ₂ , ν ₁ +ν ₂ ?	共鳴散乱	オーロラ中で増強
	NO (1,0) ?	"	
4.3 μ	CO ₂ ν ₃	V-V遷移 N ₂ (0=1)	オーロラ中で大きな増強 (e+N ₂ , O(1D)+N ₂)
2.8 μ	OH Δν=1	化学蛍光	オーロラ中で増強
	NO Δν=2 ?	"	
	CO ₂ ν ₁ +ν ₂ , 2ν ₂ +ν ₂ ?	共鳴散乱	
1.7 μ (1.5-2.0)	OH Δν=2	化学励光	H+O ₃ → OH ⁺ +O ₂ , HO ₂ +O → OH ⁺ +O ₂
1.27 μ	O ₂ IR Atm. (1,0)	"	O+O+M → O ₂ ⁺ +M

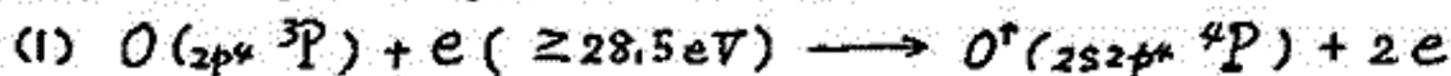
<注> 共鳴散乱は地球大気のアムビードによるもの

- (1) O₃ 9.6 μ帯 主として熱励起によるが, 80 km 以上では, $O+O_2+M \rightarrow O_3^+ + M$ で励起される方が大きい。この反応における O₃(ν₂) の量子効率ほぼ 1 である。また, $CO_2(\nu_3) + O_3 \rightarrow CO_2(2\nu_2, \nu_1) + O_3(\nu_2)$ もオーロラ大気中では新しくも知れない。
- (2) 5.3 μ帯 80 km 以下では CO₂(3ν₂, ν₁+ν₂) の共鳴散乱が卓越するが, 80 km 以上では NO(1,0) の方が重要である。NO(ν=1) の励起は主に共鳴散乱および, $O+NO' \rightarrow NO^+ + O'$ の O 原子交換反応による。 $O+NO_2 \rightarrow NO^+ + O_2$ も 70-100 km では無視できない。オーロラの時の増強は, NO の増加によってこれらの励起率が増えることによるものであろう。オーロラ大気中ではイオン反応や N₂ の解離が増え N(2D) が増加するので, $N(2D)+O_2 \rightarrow NO + O$ の反応で NO が増加する。またこの反応でも NO(ν=1) の励起に寄与するであろう。
- (3) 2.8 μ帯 OH(Δν=1) の強さは約 2 MR と推定されるので, ほとんどこれの寄与によるものであろう。NO(2,0) は強度からみて全然問題にならない。しかしオーロラ時の増強はこれによるものかも知れない。この場合 $O+NO' \rightarrow NO^+ + O'$, $N(2D)+O_2 \rightarrow NO^+ + O$ の化学蛍光の増加が効くであろう。CO₂(2ν₂+ν₂, ν₁+ν₂) の共鳴散乱は, 成層圏では効くかも知れない。
- (4) その他の NO, NO₂ ケミルミネッセンス
- NO₂(ν₂) 6.3 μ $NO+O+(M) \rightarrow NO_2^+ + (M)$, $NO+O_3 \rightarrow NO_2^+ + O_2$ の反応で 6.3 μ や 3.6 μ 帯の発光が実験室で測られてはいるが, 超高層大気では大変弱い。中間圏以下では共鳴散乱が卓越し約 30 km では 1 MR 程度の強度になる。
- NO β, γ, δ-バンド $N+O+(M) \rightarrow NO^+ + (M)$ による。しかし昼間でも γ バンド強度で約 5 R にしかならない。
- NO₂ continuum $NO+O+(M) \rightarrow NO_2^+ + (M)$, 0.4-1.5 μ (E⁺-7 0.6 μ) は約 300 R, 6000 Å 附近で 0.1 R/Å。 $NO+O_3+(M) \rightarrow NO_2^+ + O_2 + (M)$, 0.6-2.6 μ (E⁺-7 2.2 μ) は夜間でも。また $CO+O+(M) \rightarrow CO_2^+ + (M)$, 3200-5000 Å も 10 R 以下。

岸松 隆夫, 小川 利純, 森田 ひろみ
東大理

O^+ ($2s2p^4 \ ^4P - 2s^22p^3 \ ^4S$) の発光は, 正確には Triplet ($834.462\text{Å}, 833.326\text{Å}, 832.754\text{Å}$, oscillator strength はそれぞれ $0.21, 0.15, 0.07$) の励起によるものである。

発光の要因として, (A) Resonance Scattering, (B) Photoelectron Excitation, (C) E.U.V. Fluorescence を考える。(B)は,



の2つの場合を考える。(C)は, Photoionization である。即ち,



さて, Source function $J(t) = J_0(t) + \tilde{\omega} \int_0^t J(s) H(|t-s|) ds$, $\tilde{\omega}$ Intensity (Upward) $I(+\mu, t) = \int_t^{\infty} J(s) T(|t-s|/\mu) ds/\mu$, (Downward) $I(-\mu, t) = \int_0^t J(s) T(|t-s|/\mu) ds/\mu$ (μ : 太陽天頂角の cosine, $H(t)$ & $T(t)$: 関数)

は, 熱圏大気を N 個の plane parallel slices に

分けると, それぞれ $J_n = J_{0n} + \tilde{\omega} \sum_{m=1}^N H_{|mn} J_m$, $I_n(+\mu) = \sum_{m=n}^N T_{|mn}(\mu) J_m$, $I_n(-\mu) = \sum_{m=1}^n T_{|mn}(\mu) J_m$ となる。

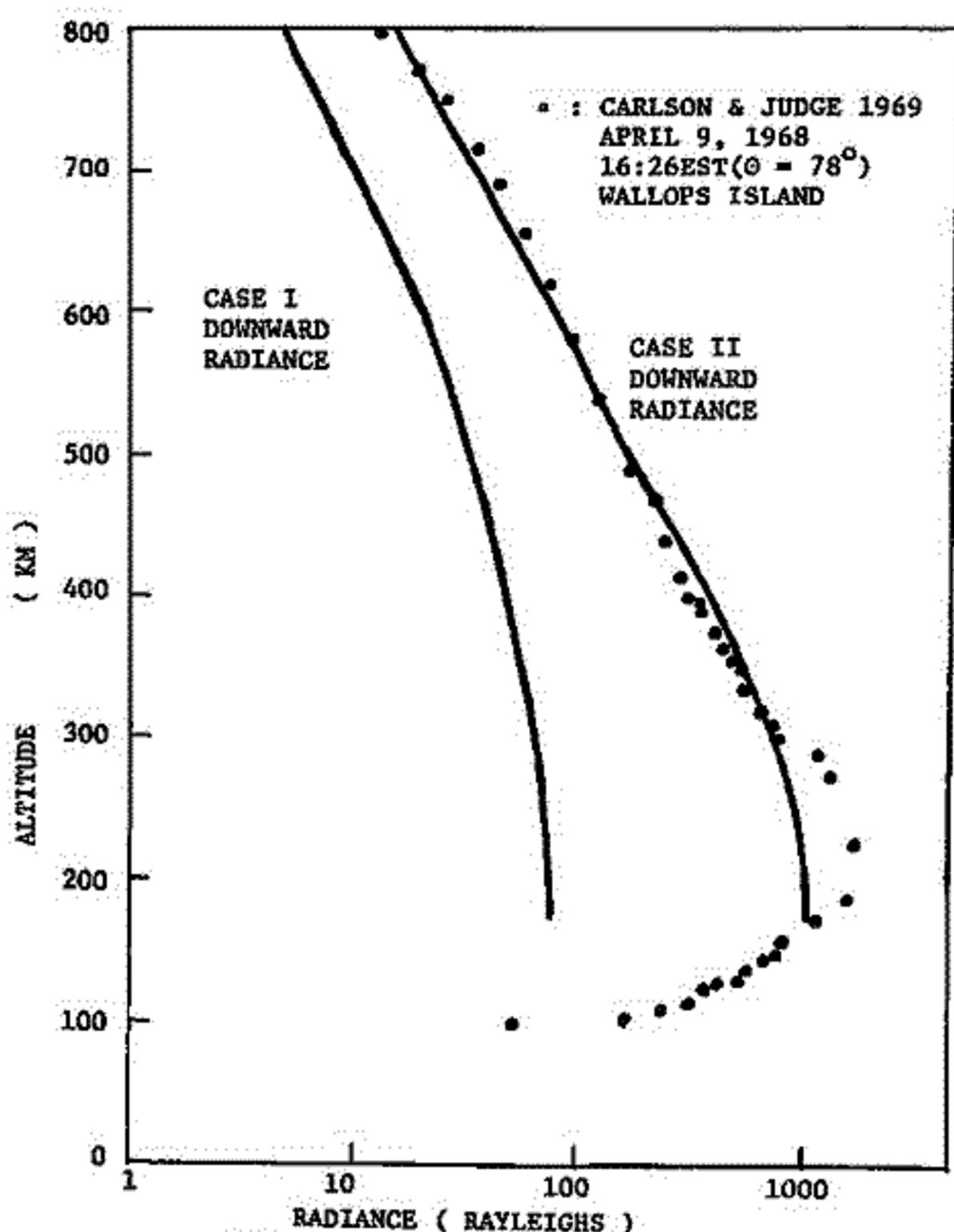
(B)と(C)の寄与は,

$J_{0n}(t)_{B+C} = Q_0(z) / [4\pi n(z)]$ から, 励起率 $Q_0(z)$ と密度 $n(z)$ の data を与えて求められる。

(A) は, $Q_0 = g n(O^+) T(t/\mu_0)$ より, $J_{0n}(t)_A = T(t/\mu_0) g / 4\pi n_0$ となるので, 関数値 $T(y)$ を使って求められる。

従って, J_{0n} を代入すると $t=1$ より, J_n が行列の掃出し法により求まる。また, $I_n(\pm\mu)$ は, J_m を代入して求まる。

得られた計算結果は, CARLSON & JUDGE の観測結果とかなりよく一致する。



有賀規, 五十嵐 隆

郵政省電波研究所

We propose a new method by which one can determine the vertical distribution of atmospheric ozone over wider range and more exactly than by usual methods in terms of the back-scattered solar UV radiation. The distinctive features of this method are the use of a proper weight function and the solution by iteration.

From the computer simulation, it has become clear that the ozone distribution in the region from the mesopause to the tropopause can be determined, the relative error of density on each altitude being about ten percent or less and the total content error below five percent.

序論

オゾン層は地球全体の熱収支に於いて主役を演じており、同時に紫外線の遮断により地球上の生物を保護するなど極めて重要な存在であるが、最近 SST による破壊問題等により、地球環境としての重要性が再認識されている。

一方、人工衛星の発達に伴い地上では得ることができなかった地球環境に関する種々の情報が得られるようになった。衛星からの観測により温度、湿度、分子密度等のある種の物理量の垂直分布が求められるようになった。一般に、ある物理量の分布 $f(x)$ は他の物理量の分布 $g(y)$ と積分方程式 $g(y) = \int K(x, y) f(x) dx$ あるいは行列形式で $g = Af$ という関係で表すことができる。ここで、 A は要素が核 K と用いる求積法の重荷の積で表される行列である。数学的にはこの種の方程式では $f(x)$ は $g(y)$ で表すことができる、すなわち逆行列を用いて $f = A^{-1}g$ として解けるはずであるが、 $g(y)$ が観測値であることから得られる $g(y)$ の数の数が限られてしまい且つ誤差を含んでいるので、解は非常に不安定になる。これを避ける解法として (1) 安定化項を式に含めて解く方法、(2) 逐次代入法によるもの、がある。

オゾン層の垂直分布も上述のような inverse method として求めることができるが、オゾン分子の $9.3 \mu m$ 吸収帯を利用して赤外放射測定より求める方法と、太陽紫外線の地球大気からの散乱光の測定より求める方法がある。前者は Prabhakara により発表されたが、約 10 ~ 20% の total content の日変化を見出すのがこの方法の限度であることと指摘されている。後者は初期の頃 Twomey によって検討された。彼は、inversion の過程で基本的な不安定が生じることを示し、1% 以内の観測誤差ならば良い結果が得られる（現実には難しい）ことを示した。Ioxenas も類似の方法を提案したが、空気分子による光の減衰を無視したため上層の部分でしか解けなかった。Yanger は 30 km 以下の分布をこの方法で解くことを提案したが、自身との結論の中で結果の悪さを認めている。

ここでは、太陽紫外線の散乱光を測定して、広い高度領域にわたって密度が大きく異なるオゾン層の垂直分布をより精度良く求めたための新たな方法を提案する。最初に、太陽紫外線の地球大気による散乱 (diffuse reflection) について述べ、次にこの方法の数式化を示し、最後に計算機によるシミュレーションの結果と検討について述べる。

(I) 極光電子と大気主成分との衝突過程

近藤豊・小川利紘
東大理学部

極光電子の降下により乱された極域における大気構造を調べるために、第一段階として、極光電子による大気の電離率・解離率を計算した。

(I) 極光電子と大気との衝突過程

計算方法

- (i) 1次電子のエネルギー微分束をある高度で求める。
- (ii) 1次電子により生成される2次電子のエネルギー微分束を求める。

(i) 1次電子

大気の外(=zでは300^{km}とした)での1次電子のエネルギー微分束 $F(\infty, E)$ を与える。ここで E は1次電子の初期エネルギー。 $z = \infty$ で E の電子は高さ z では

$$E = E - \sum_i \int_z^{\infty} Q_i(E(z')) \cdot n_i(z') dz'$$

のエネルギーをもつ。 $Q_i(E(z'))$ は i 成分による電子の stopping cross section

$$Q_i(z) = - \frac{1}{n_i(z)} \frac{dE}{dz}$$

この E, Q_i を用いて、ある高さでの電子束は、fluxに関する連続条件を考慮することにより次の式で与えられる。

$$F(z, E) = \left(\frac{\sum_i \frac{1}{Q_i(E)}}{\sum_i \frac{1}{Q_i(\infty)}} \right) \cdot F(\infty, E)$$

(ii) 2次電子

2次電子の粒子束は連続減速近似による次の式で与えられる。

$$\bar{N}_{sec}(E, z) = \int_E^{\infty} \delta(E') dE' / \left(\sum_i Q_i(z, E) \cdot n_i(z) \right)$$

$\delta(E)$ はエネルギー E の2次電子生成率で次の式で与えられる。

$$\delta(z, E) = \sum_i n_i \int \bar{N}_{tot}(z, E') \sigma_i(E', E) dE' \quad \bar{N}_{tot}: \text{全粒子束}$$

$$\bar{N}_{tot}(z, E) = F(z, E) + \left(\frac{\sum_i \frac{1}{Q_i(E)}}{\sum_i \frac{1}{Q_i(\infty)}} \right) \bar{N}_{sec}(z + \Delta z, E)$$

$\sigma_i(E', E)$: 電離断面積 E' : 入射電子エネルギー E : 生成電子エネルギー

$$E = E' - \sum Q_i(E') \cdot n_i(z) \cdot \Delta z$$

このようにして求めた全粒子束による電離率・解離率は次の式で与えられる。

$$\gamma_i(z) = n_i(z) \int \sigma_i(E) \bar{N}_{tot}(E) dE$$

cross section $\sigma_i(z)$ は、この数値計算では cross section を関数表現したものの必要のため、主として Stolarski & Green のものを用いた。

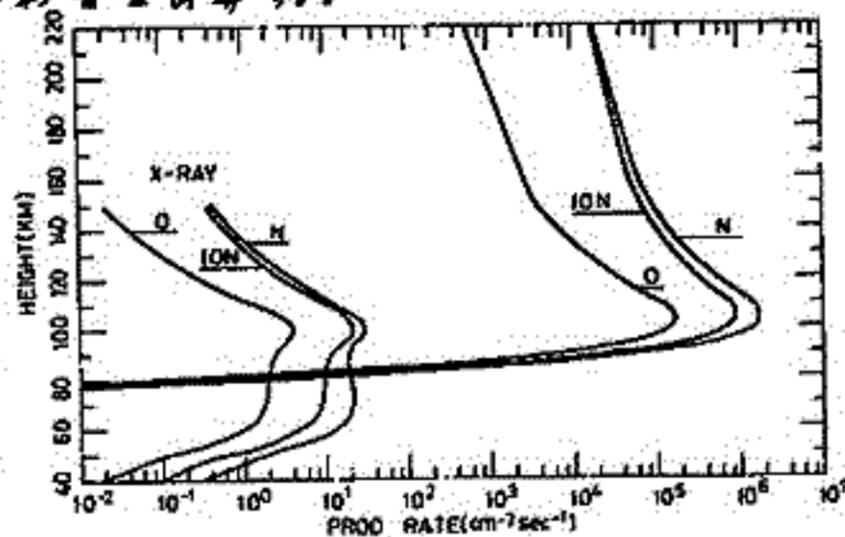
$$f(\infty, k) = 6.22 \times 10^6 \cdot \exp\left(-\frac{E}{5kV}\right) \quad \text{を仮定したときの結果を示す (cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{)}$$

(II) 制動X線による電離・解離率

図にみられるように、Soft電子による直接的な影響は80^{km}以下では小さくなり、その代り制動放射X線による影響が比較的大きくなる。このX線による影響を計算す。

- X線の放射は電子の運動方向に球軸対称にわり、等方的でない。中間図の電離に寄与する5~数十^{keV}の極光電子を考慮する際には等方的な取扱いで精度は悪くない事から簡便的な計算を分た。
- (計算手順) ① X線の発生率を1次電子粒子束より求める。 ② 大気の吸収を考慮し、X線のfluxを計算する。 ③ X線による1次電子生成率を求める。 ④ 1次電子による2次電子fluxを求める。 ⑤ そのfluxによる電離率・解離率を求める。

上記の1次電子スペクトルを仮定した時の結果を図に示した。



極域大気構造モデル(II)極光電子降下による
大気微量成分の時間変化

近藤豊 小川利雄
東大理学部

極光大気組成

概に計算した電子による電離・解離率を用いて、熱圏・中間圏大気微量成分の擾乱時のふるまいを time-dependent に計算した。

夜間(0h)に於いて、30分間の粒子の入射を仮定し、その後、各成分の連続方程式を時間積分することにより得られた、E領域に関する計算結果を列挙する。

酸素大気

酸素原子の電子衝突による生成率は 100 km 前後で最大となるが、この領域での酸素原子の化学反応の時定数が大きいため、O密度はほとんど変化しない。しかし 80 km 以下ではOの増大がみられる。より大きなO, O_2 の変化をきたすのは、より hard な spectrum の電子の降下時であろう(PCAのような)。

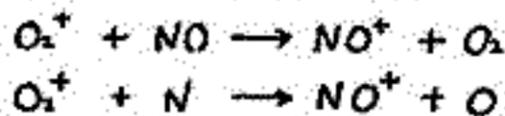
窒素大気

Nの生成率は Winters の測定した N_2 の解離断面積を用いると、通常の昼間時に比べ非常に大きくなる。また生成されたNが $\text{N}(^4\text{S})$ か $\text{N}(^2\text{D})$ であるかにより、N, NOの密度が大きく左右される。

$$\eta = \frac{P(\text{N}(^2\text{D}))}{P(\text{N}(^4\text{S})) + P(\text{N}(^2\text{D}))} \quad (P \text{ は 生成率 } (\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}))$$

として $\eta = 0.1, 0.5, 0.9$ の場合の粒子降下開始から30分後のN, NO profile を図に示した。(点線: N, 実線: NO)

NもしくはNOが増大すると ($n \sim 10^9/\text{cm}^3$) 通常の状態では重要な反応

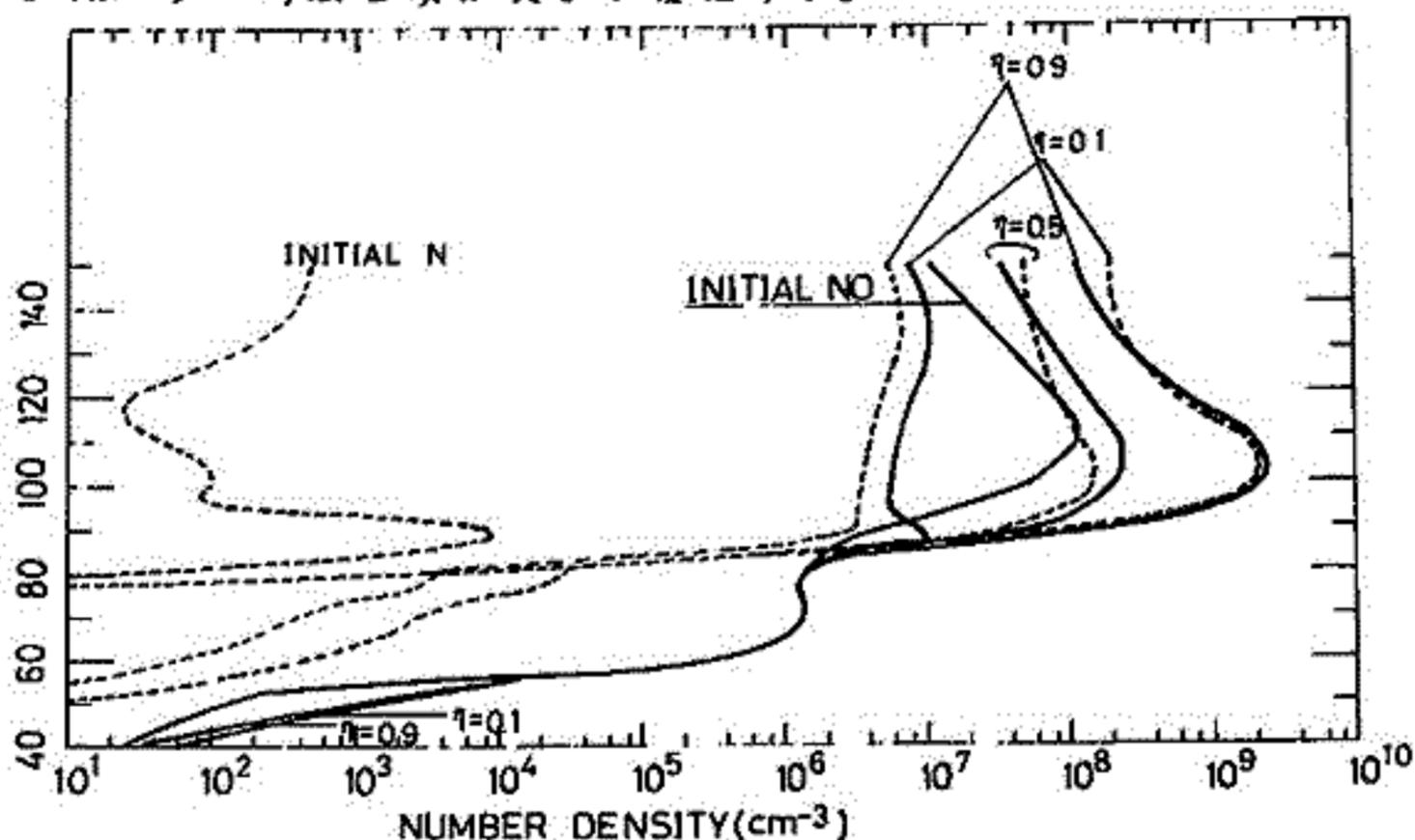


が重要となり、イオンと中性大気との coupling が生じる。この反応により、従来極光中で NO^+ イオンが最も多いという rocket 観測が説明されることとが期待される。また、多量に生成されたN, NOは極光電子降下が止んだ後も長い期間(10数時間以上)保存されることになる。

イオンの組成は粒子降下直後から 時間と共に大きく変化する。

水素大気

OHについてはPCA時には水化イオンの反応過程を通じてOHが生成されるという考え方が提出されている。OH, Hは中間圏でのO, O_2 の密度に大きく影響すると考えられるので、極光中でのOH emissionの観測結果を検討した上で次期の問題としてい。



足原 修
東京大学 宇宙航空研究所

地球電離層において太陽紫外線や高速荷電粒子によって作られた電子は中性大気粒子との非弾性衝突や電子-電子相互作用により、比較的短時間のうちに熱化し、(かくのち、ゆくりと)そのエネルギーを失う。

この熱化した電子のエネルギー損失過程としては、局所的には、中性大気原子・分子との弾性衝突、(N₂, O₂, O), N₂, O₂の回転・振動励起、O(2P)の微細構造遷移、O(1D)の励起、イオンとのCoulomb相互作用等が考えられる。N₂, O₂, O中でのこれらの諸過程に対する電子のエネルギー損失の rate は例え P.M. Banks: *Aeronomy* B, 522 によくまとめられている。

金星、火星、木星等の熱圏においても、イオンとの相互作用、及び下方への熱伝導の大きくなる高域を除けば、通常分子による回転・振動励起が一番、電子気体を冷やすのに有効である。(e.g. 火星・金星ではCO₂振動、木星ではH₂回転)

電離層においてこの分子の回転励起による電子気体の冷却を考えると

$$\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt} = -0.705 \times 10^{-6} Q^2 B (T_e - T_g) / T_e^2 \quad \text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

Q: 4重極能率 (ea² unit) B: 回転定数 (in eV)

なる式がよく使われてきたが、これは電子との相互作用が4重極相互作用であったときの2原子分子の回転遷移に対して導かれた式である。地球電離層の場合には、確かに分子は非極性なるものが殆んどであり、極性分子は電子気体の energetics のうえではまづ考慮する必要がない。

しかし、惑星大気中においては、この事は、一般には必ずしも、極性分子が非極性分子に対して T_e/10⁶ 以下の fraction で存在しておれば、それは電子の energy 損失に対して同程度の寄与を与え得る。

極端な場合、木星においては、その大気は、H₂O, OH, CO, NH, CH など、親分子やその解離した radical は殆んどすべて極性分子から成っている。そこでこれら一般の極性分子に対する電子気体のエネルギー損失率を見積る必要があるわけであるが、或る程度その一般式を得るこゝが出来たので報告する。

Symmetric-top な極性分子の回転遷移の場合、断面積 σ_{rot} Born 近似によるものを用い (Born 近似は、双極子相互作用 $\frac{1}{r^3}$ の長距離性により、低エネルギーでは、よい結果を与えることがわがわがしている)、電子のエネルギー損失率として、

$$\left(\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt}\right)_{rot} = -2.75 \times 10^{-2} D^2 B \frac{(T_e - T_g)}{T_e^{1.5}} \left\{ \ln \left(\frac{4A}{\beta B^2} \frac{T_e}{T_g} \right) - \frac{A}{A-B} - \gamma + \ln 4 - \left(1 - \frac{B}{2(A-B)}\right) \sqrt{\frac{A}{|A-B|}} \right\} \quad \text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

$\gamma = \begin{cases} \ln \sqrt{(A-B)/B} + \sqrt{A/B} & A > B \\ \ln^{-1} \sqrt{(B-A)/B} & B > A \end{cases}$ $\beta = 1.1605 \times 10^4$, γ : Euler constant
D: 双極子能率 (in debye)

A, B: 回転定数 (in eV) (A: 分子の2重対称軸方向の回転定数)

なる式を得た。A → ∞ とすれば2原子からなる極性分子の場合を表すことになる。なお、asymmetric-top な分子で双極子能率の方向が分子の慣性主軸の方向と一致している場合 (Space physics で重要な分子は殆んどこの範疇におさまる) には、上式において、その分子の双極子能率の方向の回転定数を A に、その他の2方向の回転定数の幾何平均を B に代用するがよい近似式になる。(e.g. H₂O 分子を確か)

また、極性分子の振動励起によるエネルギー損失の rate としては、

$$\left(\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt}\right)_{vib} = -0.75 \times 10^{-6} \sqrt{T_e} \left\{ x e^{-x} K_0(x) \right\} \left\{ 1 - e^{-2x(T_e/T_g - 1)} \right\} \frac{22}{v_{th}} (v+1|D|v)^2 n_v \quad \text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

$x = \frac{\beta \omega_v}{2T_e}$, ω_v : 若干振動エネルギー (in eV), $K_0(x)$: 2種 modified Bessel function,
(v+1|D|v): 振動双極子遷移定数 (in debye), n_v : $\sum n_v = 1$ に正規化した振動分布。

なる結果を得た。

清水 幹夫

(東大 宇宙研)

コホーテフ・ブラッドフィールド両彗星の観測を通じて、彗星大気の主成分が水であることが確定した。と同時に、紫外ロケットデータから、この大気中には多量の炭素化合物があることも判明した。しかしその本体のメタンであるのか一酸化炭素であるのかは、まだ試探が別かたきとこらである。これは炭素化合物のメタンと一酸化炭素分子の異なる物理的性質から推定される。彗星の尾には CO^+ , N_2^+ が検出されたとのこと。メタンと一酸化炭素の生成は、彗星大気中の成る場所では非常に高温で起るであろう。



この反応で分子変換が行われることは確かである。高温で起ることは Schulmann により紫外領域に属する。Delsevne, Wallis によれば理論的に行われる。しかし計算には、紫外線打ち込みによる冷却も考慮されなければならない。これは H_2O rotational cooling 項 L を含める

$$Q_{UV} - L - dw \Phi_{rad} - p dw v - C_p p v \cdot \text{grad } T = 0$$

この平衡方程式を、彗星表面で $200^\circ K$, 10000 km 外側で $dT/dr = 0$ の条件下に解き、彗星大気中の温度分布を求めた。その結果は、例として 1 AU の heliocentric distance では、平均的な彗星大気中の温度は、化学反応が起る程度の高さである中心から 10^3 km 辺りでは、温度は僅かに表面温度に過ぎない。このように化学反応が起るほどでは、温度は低下し始める。但し彗星の中心から、大気の膨張・移動が起る力と nonLTE 領域の H_2O cooling とある。表面に近づくほど H_2O LTE cooling 効果が増える。温度は $10^\circ K$ 以下に低下する。 CO^+ の観測は、heliocentric distance は 1.5 AU 程度である。 CO や N_2 は確かに彗星大気中にあり、思われる。彗星 高分解能紫外スペクトルの解析から得られた彗星大気温度は、この計算と一致した値を与えている。OAO にて、2 観測された水素ライマン- α 線、核から $1600^\circ K$ (0.6 AU) とのこと。この計算と一致した値は、 2×10^3 程度である。

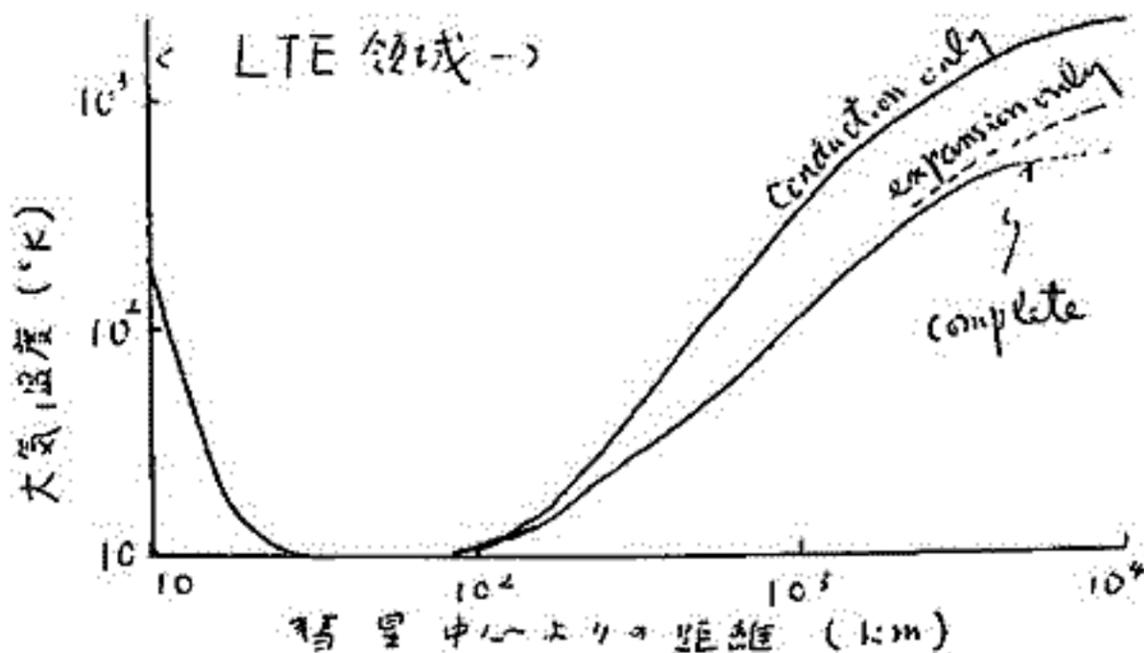


図 1

1 AU における彗星熱圏での温度分布。

彗星イオンの生成過程

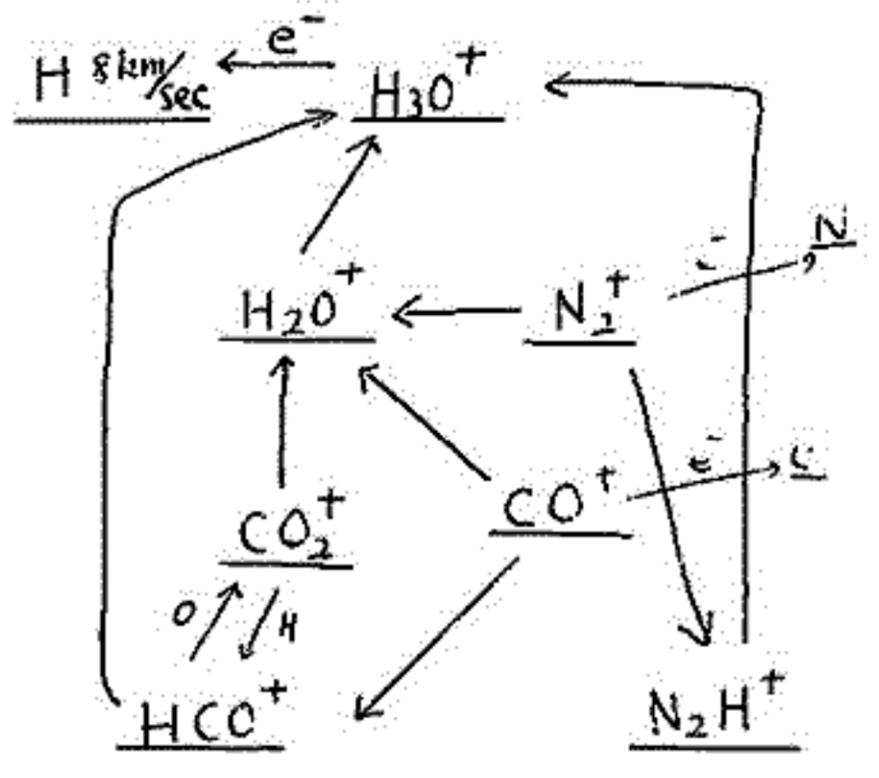
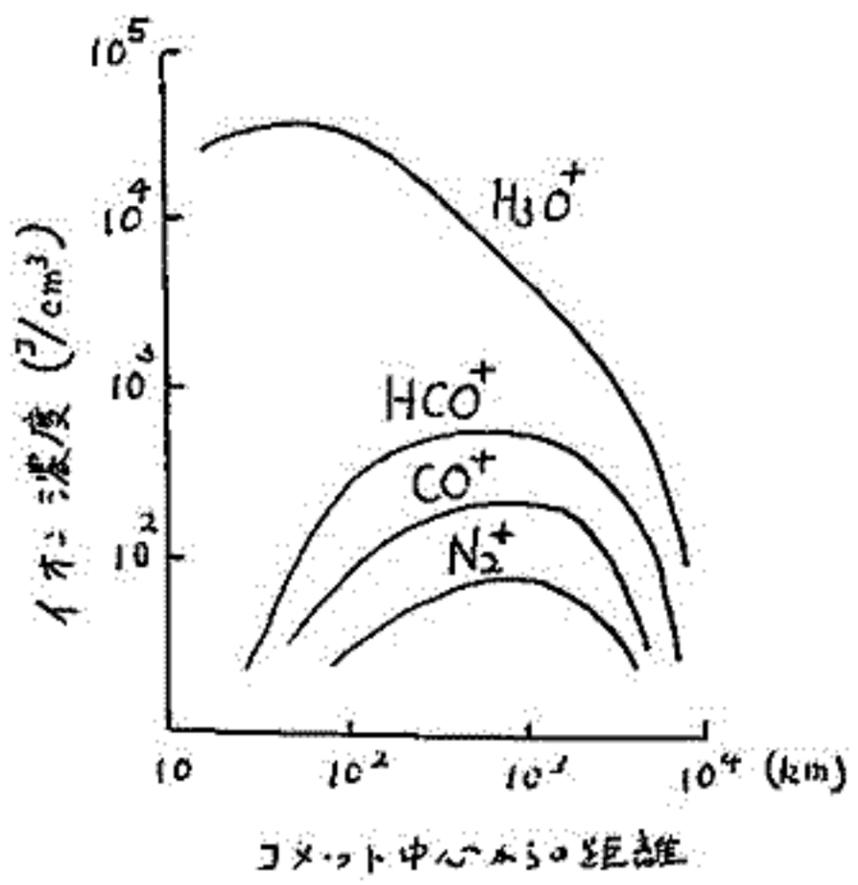
清水 幹夫
(東大 宇宙研)

彗星の尾は 主に CO^+ , N_2^+ , CO_2^+ などの resonant scattering によって光っている。これらのイオンは 彗星核に近づくにつれて生成され、電離層から言われており、最終的には太陽風によって加速されて 0.1 AU 以内の長距離を走る。これは、彗星核中に H_2O , CO , N_2 が含まれており (割合は 60%, 20%, 20% 程度) であり、これらの分子が太陽紫外線により電離し、イオン分子が最終成分として遠くまで運ばれていく。

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div}(N_i V) = Q_{i,UV} - L_{i,neutral} - L_{i,ion-mol}$$

この式を解いていく。カオスの計算は中心から数千 km 以内であり、それより外側では電離層の計算結果の一部を借用し、その外側ではイオン分子反応の最終成分として計算される。電離層中のイオン分布は $A_i k_{in}$ によって求められ、これは、電離層中のイオン分子の不正確率と、 CO , N_2 の分解率とを考慮する。主なイオンは H_3O^+ であり、これは電子と再結合して $\text{H}_3\text{O}^+ + e^- \rightarrow \text{OH} + \text{H} + \text{H}$ により 8 km/sec の速度で移動する。これは、 OH の生成率と H の生成率とを比較すると、 OH の生成率の方が大きい。また、 OH の optical depth が非常に小さい。可能性は全く無い。また、彗星核中の NH_3 が含まれると、 $\text{H}_3\text{O}^+ + \text{NH}_3 \rightarrow \text{NH}_4^+ + \text{H}_2\text{O}$ の反応が起こり、8 km/sec の速度で移動する。これは、 NH_3 の生成率と H_3O^+ の生成率とを比較すると、 NH_3 の生成率の方が大きい。これは、 NH_3 の生成率と H_3O^+ の生成率とを比較すると、 NH_3 の生成率の方が大きい。これは、 NH_3 の生成率と H_3O^+ の生成率とを比較すると、 NH_3 の生成率の方が大きい。

左図 彗星電離層 (1AU)



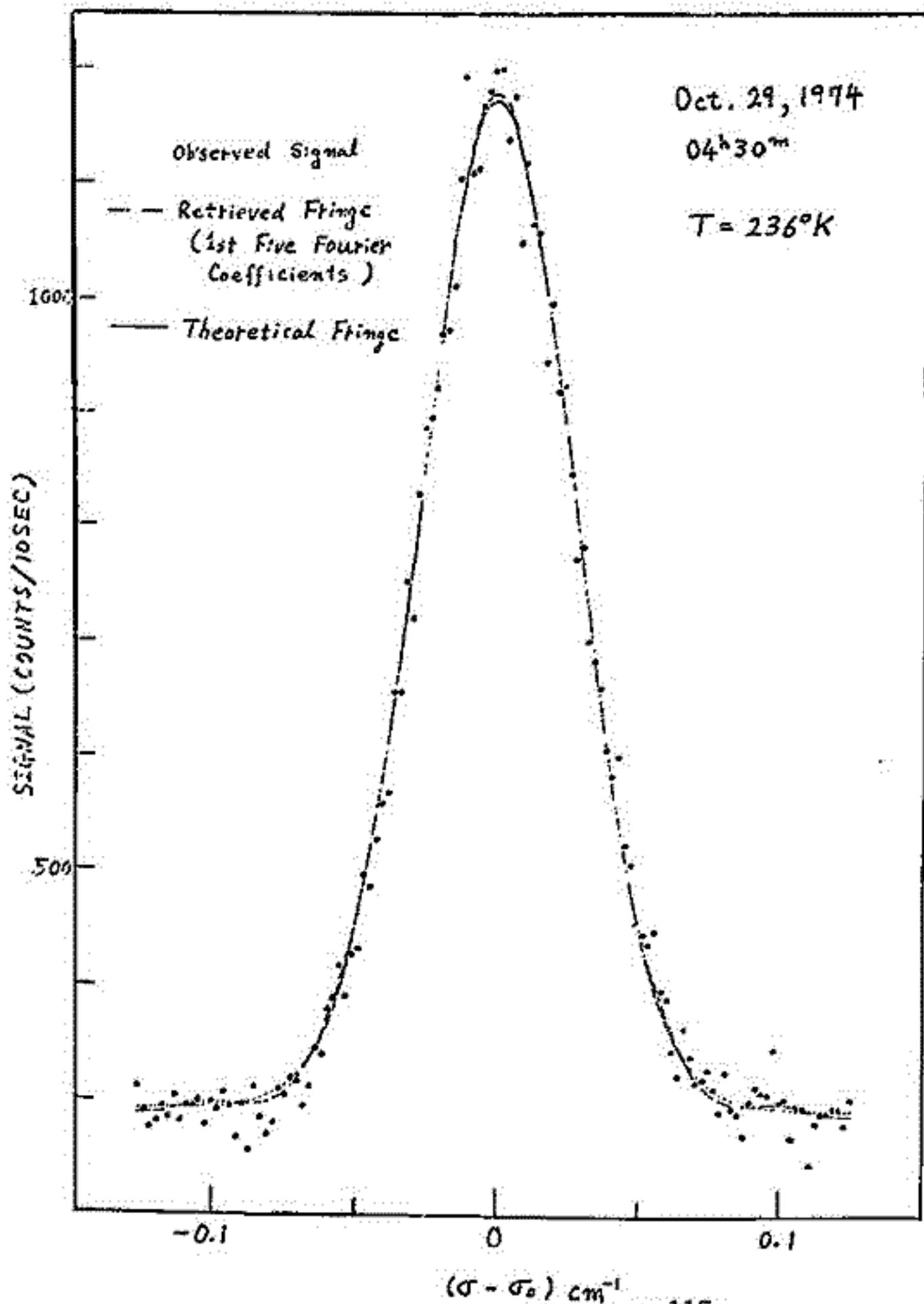
右図 彗星外向分子反応

岡野章一, 上山弘, 市川敏朗*
 東北大学理学部, *岐阜歯科大学

前回(56回)学会講演で発表した annular aperture を用いて, Fabry-Perot 干渉計による 5577Å 酸素緑線プロファイルの観測を行った。

現在までの観測の解析結果を報告する。今回のデータ解析では装置函数の calibration に改良を加えた。下に示した図は観測データおよびその解析例である。光子計数法によって得られた生データをフーリエ展開して得られる曲線と, 装置函数を考慮して得られる種々の温度に対応する理論曲線とを比較し best fit を与える温度を求めた。

求められた温度を表に示した。



Date	Temperature
Oct. 29, 1974	
04 ^h 11 ^m	246°K
04 ^h 30 ^m	236°K
Mar. 19, 1975	
03 ^h 01 ^m	271°K
03 ^h 40 ^m	243°K
04 ^h 19 ^m	223°K

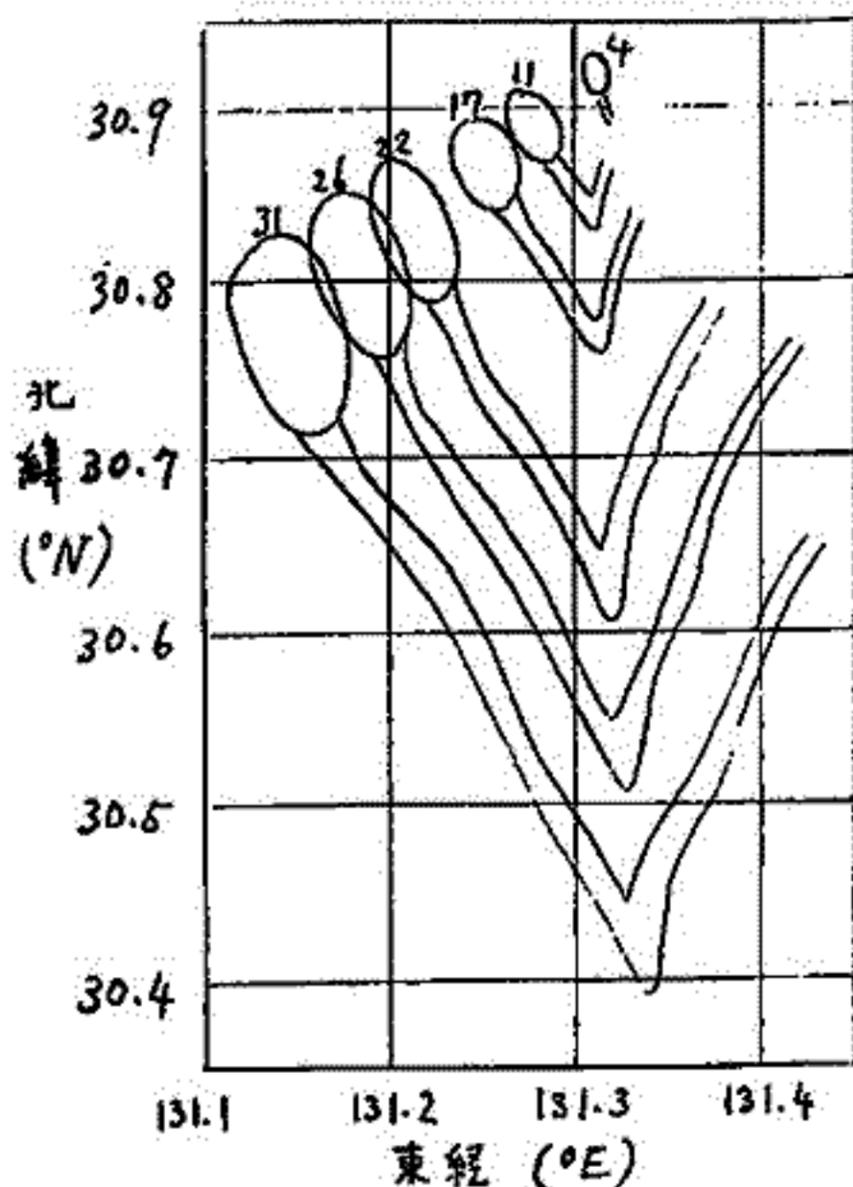
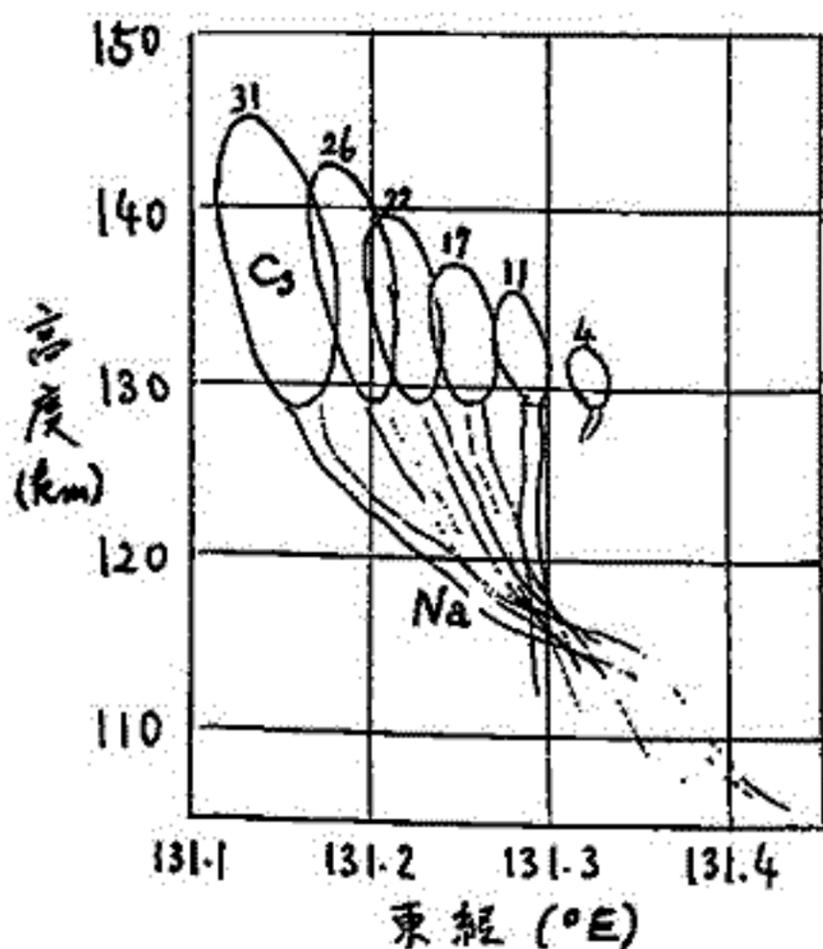
K-9M-39号機による風観測

中村 純二 (東大教養)

1972年2月18日 1828 JST に発射された K-9M-39号機は正常に飛行し、高度310 km に達した。その間 高度105~145 km の Na 発光雲を、高度132 km の Cs 発光雲を、また高度270 km の Ba 発光雲を作った。今回は種子島、山川及び内之浦から同時撮影された31コマの判字真像から得られた最終結果を報告する。

K-9M-39

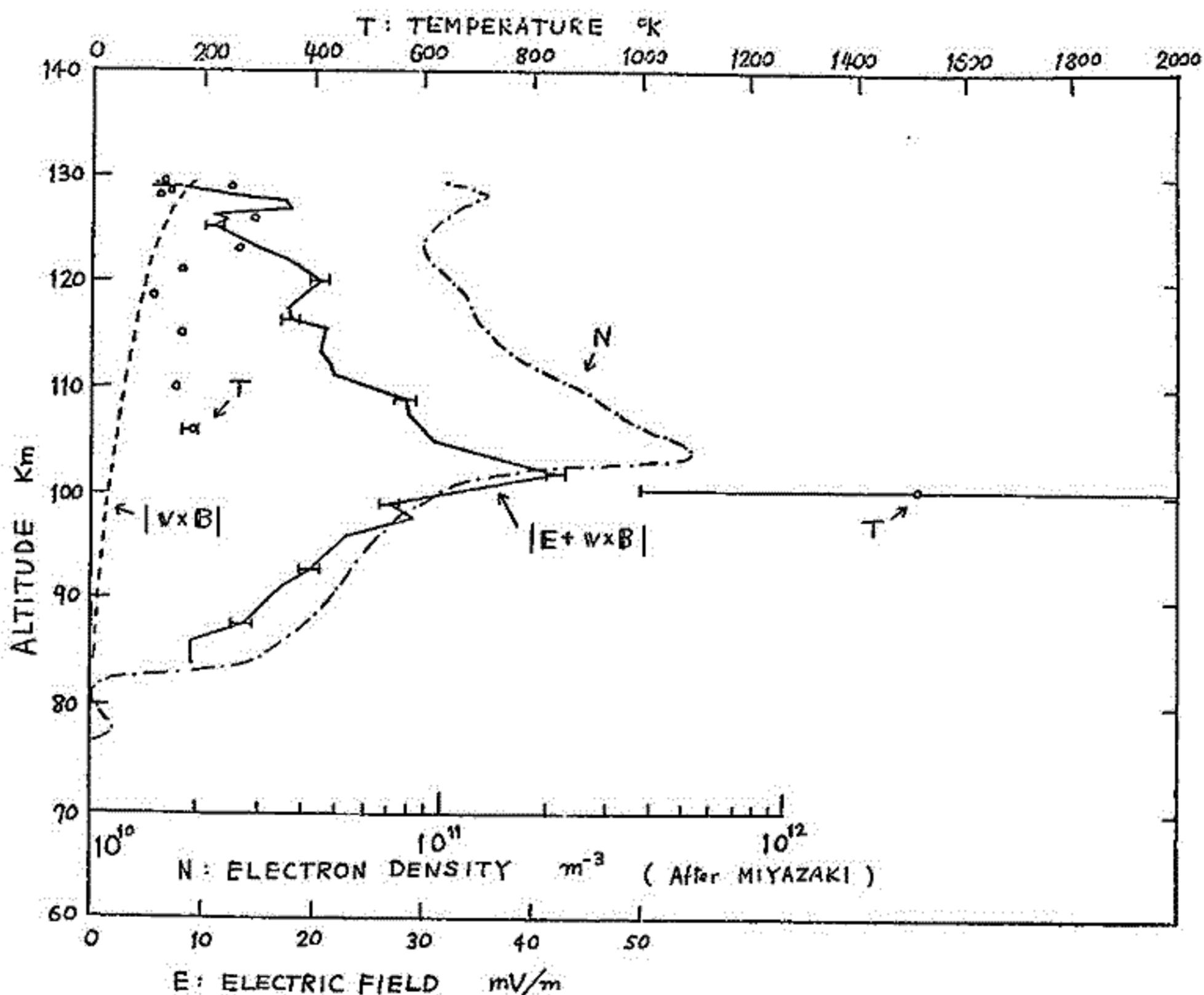
X = 1972 FEB 18 1828



図は Na 並、Cs 雲の立面図と平面図で、雲の傍の数字はコマ数を表わしている。この結果は当時の速報と概略は同じであるが、構造の微細構造が明瞭になり、たとえば風の向きが上から見て時周と異なり時計回りに回転する模様や、2~3 m/s の風速の鉛直成分の存在が確認された。ただし Cs 雲の上昇速度が異常に大きいのは風速のためではなく、夜出された Cs 発光雲構成員粒子が巨大分子であった、ロケットによる初速の影響を残しているためと考えられる。高度117 km 付近に大きい風速の shear があり、その付近での平均風速は 77 m/s に達すること、またこのまわりの大部分のホドグラフと逆は、此の場合の風速ベクトルが上から見て、高さと共に反時計回りに回転していること等が判ったが、発光雲がスプレッドと共に、このような結果について報告を行う予定である。

小川俊雄 平沢威男 船川勝
 (京大理) (極地研) (極地研)

1973年8月23日、035330EMT、S-210JA-18号機による電場の観測が行われた。プローブは2組の直径3cmの金メッキ導体球で、プローブ間距離は50.4cmと68.4cmであった。プローブ間距離が短いための誤差を補正した後得られたロケット上昇時の電場の高度分布を下図に示す。電位計の入力抵抗は $10^8\Omega$ から $10^6\Omega$ に切換えたときの出力電圧と、同時に観測された電子密度分布(宮崎による)を用いて温度($T_e = T_i$ を仮定)を計算した。ロケットは高度約98kmで、ロケットの進行と逆の方向に動いているオーロラアークに命中し、約110kmでアークから脱した。電子密度分布が最大傾斜を示すオーロラアークの下部で、約40mV/mのピーク電場と、約1500°Kのピーク温度が観測された。ピーク値から下の電場の高度分布から電場の存在する空間的スケールを推定すると約45kmとなる。したがってこの電場は、オーロラ粒子の降下地点に生じた空間電荷による局地的なものであることがわかる。



K-9M-50号機による電離層の ゆらぎの観測(速報)

伊藤富造 中村正治 中村良治
東京大学宇宙航空研究所

電離層プラズマ中で生じる不安定性の研究は、赤道近層でのV.H.Fレーダーの反射から、電離層中のゆらぎが観測されて以来、理論的にも、観測的にも、発展し、現在では Cross Field Instability (Type II) と Two Stream Instability (Type I) とが存在することが確認されている。一方、中緯度地方上層での静電的ゆらぎの観測はほとんど行われておらず、その存在はあまりのことがわかっていない。我々はK-9M-44号機につづいて、K-9M-50号機で電離層中の静電的ゆらぎの観測を行った。観測は電子密度をモニターするための固定biasプローブと低周波帯(20Hz ~ 3kHz)と高周波帯(200kHz ~ 7MHz)を受信した。低周波帯はWide band T.M.で送信し、高周波帯は電子に誘起した波動の存在を調べるため、スイープ同期1秒のスーパーヘテロダイナミック方式を用い、IRIG channel 6で送信した。現在、低周波の周波数スペクトル分析等々について解析を行っており、講演ではその結果について報告する予定である。

久保浩也, 何井利典, 伊藤富雄, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

1974年9月20日20時32分に観測ロケット K-9M-48号機が磁気緯度20°Nの内土浦から打ち上げられた。その日の地磁気活動度は乱れていて、又、当日には great solar burst が起こっていた。この様な条件下で我々は扇形コリメーターのついた半導体静電エネルギー分析器で、高度131~347km, エネルギー範囲15eV~48keVの電子を測定した。

低エネルギー電子の flux の測定値は10eVの所で約 $3 \sim 5 \times 10^3$ electrons/cm²secsterkeV であった。測定した電子 flux の分布函数は $E=0.965$ keV 迄は $f(E) \propto E^{-1.7}$ という power law に従い、このエネルギーでの flux は約 $1.4 \sim 2.1 \times 10^3$ electrons/cm²secsterkeV で、高度変化は少なかった。

一方、48keV 電子の flux は 0.965 keV 電子の flux とほぼ等しく、即ち、約 $0.4 \sim 0.2 \times 10^3$ electrons/cm²secsterkeV で、高度変化を示している。即ち、最大の flux はロケット軌道の遠地点 347km ではなく、高度 280km の近傍で観測され、又、他の高度 (131~176km) では、flux は 2×10^3 electrons/cm²secsterkeV であった。これらの測定された flux は、静かな日に存在すると考えられるよりも約3桁程大きい。48keV 電子の flux の増加は多分9月19日の great solar burst 及び、9月15日、17日18日に始まった磁気嵐によるものと思われる。これらの降下電子は夜間電離層の電離源となり得る。又、低エネルギー電子の成る部分も降下電子の二次電子であろう。

48keV 電子の観測結果の一部をここに示す。

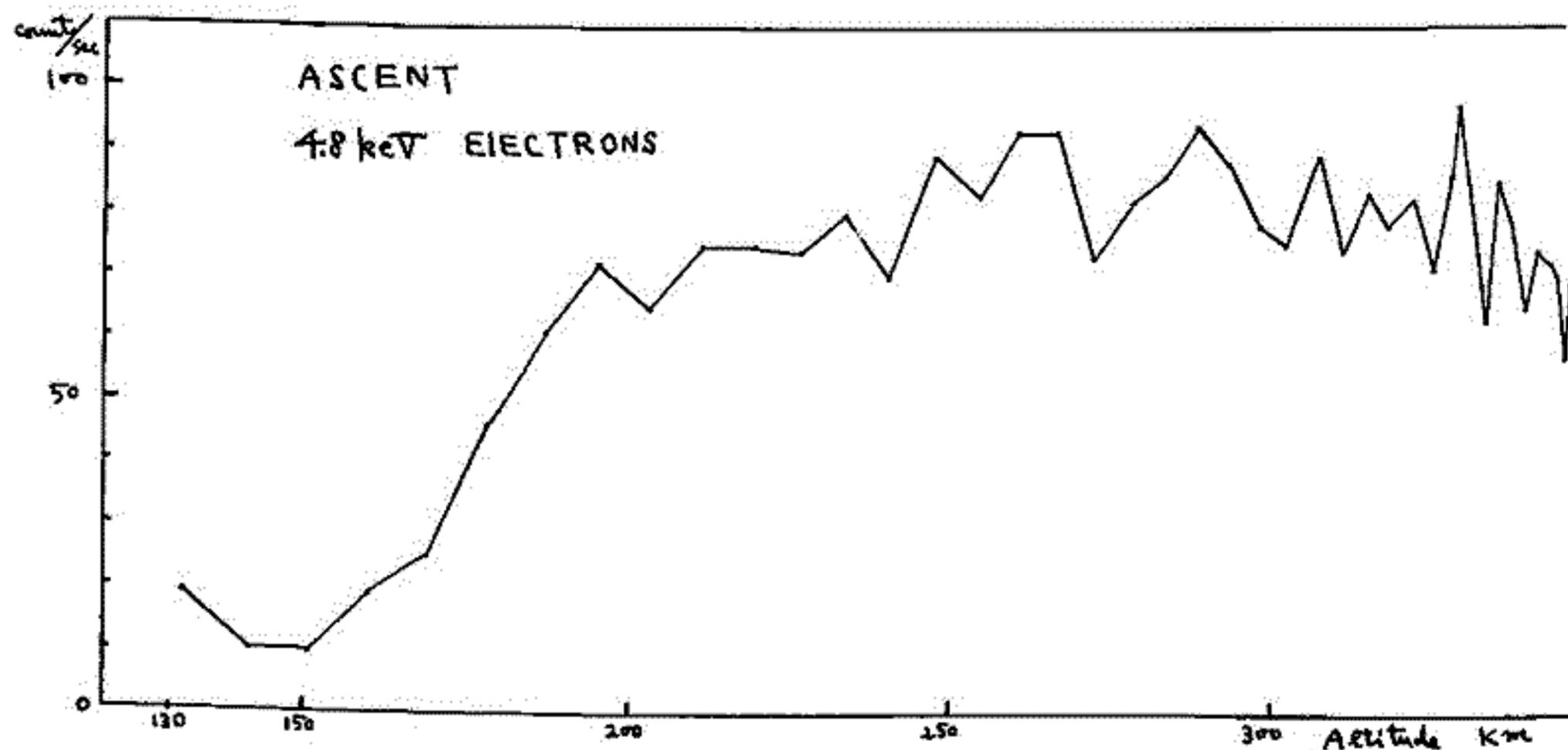


図: ロケット上昇時に計測した 48keV 電子の高度変化

電離層光電子のエネルギー分布について

向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

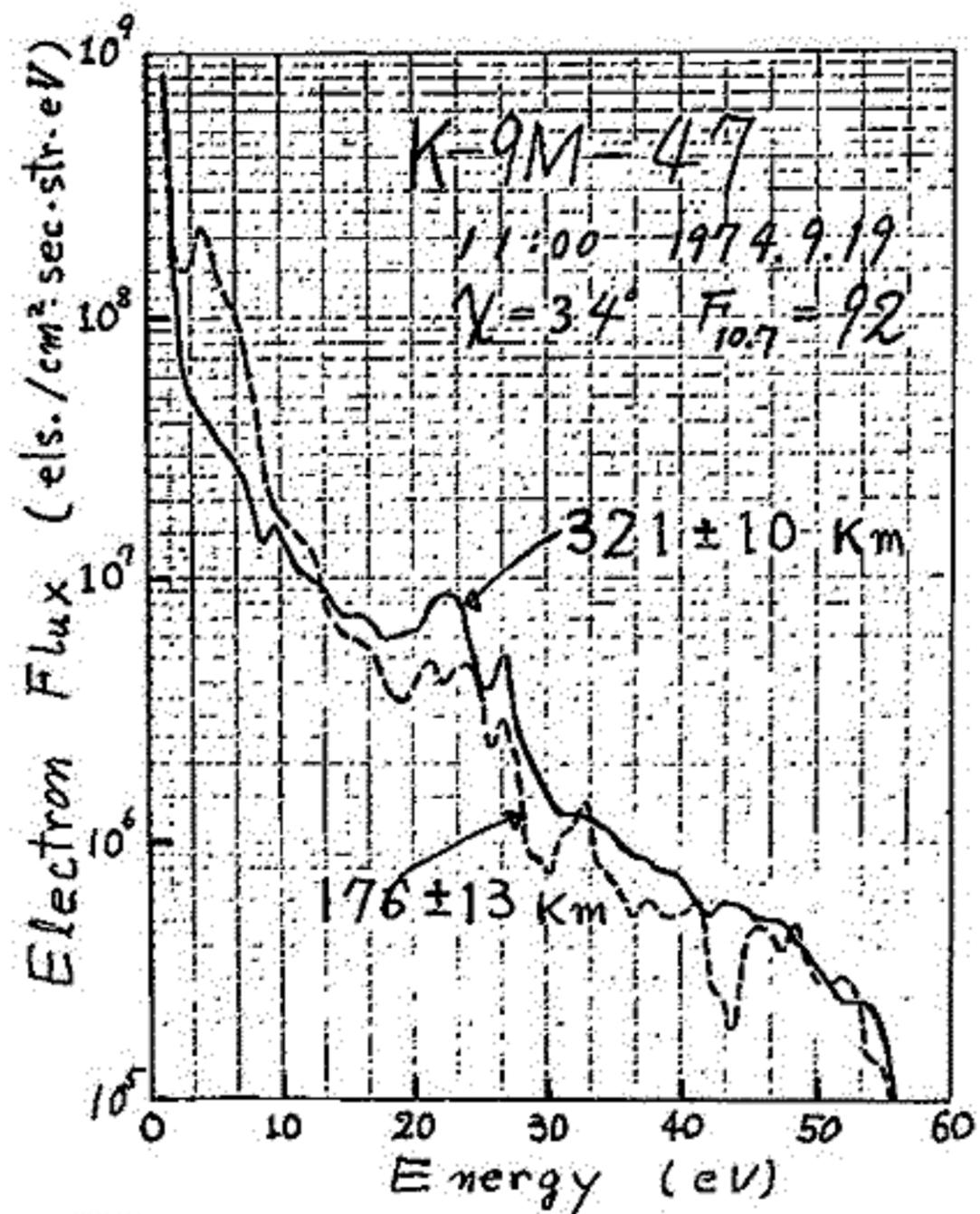
昨年9月に打ち上げられた観測ロケットK-9M-47号機によって電離層光電子を観測した。測定器は以前の2回の観測⁽¹⁾⁽²⁾で用いたものと同様の電子スペクトロメータである。今回は特に角分布も調べるためにコリメータをロケットのスピンド軸と約40°の方向に向けさせた。その結果はほぼ等方的な電子フラックスを示した。観測時の条件は下記のように以前の2回の観測の場合と同様である。

	エネルギー範囲	打ち上げ時刻	天頂角	$F_{10.7}$
(A) K-9M-40 ⁽¹⁾	3~30 (eV)	14:00 (1972.9.20)	43°	108
(B) K-9M-45 ⁽²⁾	2~30 (eV)	11:00 (1974.1.16)	54°	90
(C) K-9M-47	1~58 (eV)	11:00 (1974.9.19)	34°	92

今回の観測(C)で得られたエネルギー分布の代表例(高高度と低高度)を下图に示す。エネルギー分布は光電子素過程を反映した幾つかの特徴を有する。

- i) 低高度において2.5~3 eVに dip が存在する。これは窒素分子の共鳴振動励起による有名な dip と思われる。従来の観測では Hays & Sharp⁽³⁾ および筆者らの前回の観測(B)で検出された。いずれも観測では、dip の位置は理論的に予想される⁽⁴⁾よりも幾分高いエネルギーにあって、しかもその深さも理論計算に比して浅い。
- ii) 太陽からの He II 304Å によって O および N₂ が電離される時に生成される primary photoelectron によると思われるピークが20~30 eVに見られる。これは(A)(B)でも観測された。
- iii) 55 eV付近以上で光電子フラックスは急激に減少する。

References;
 (1) 向井, 平尾, 宇宙研報告, 9, 394, (1973); 又は T. Mukai & Hiraio, J. G. R., 28, 8395, (1973)
 (2) 向井, 平尾, 宇宙研報告, 10, 703, (1974)
 (3) P. B. Hays & W. E. Sharp, J. G. R., 28, 1153 (1973)
 (4) G. J. Schulz, Phys. Rev., 135, A988 (1964)

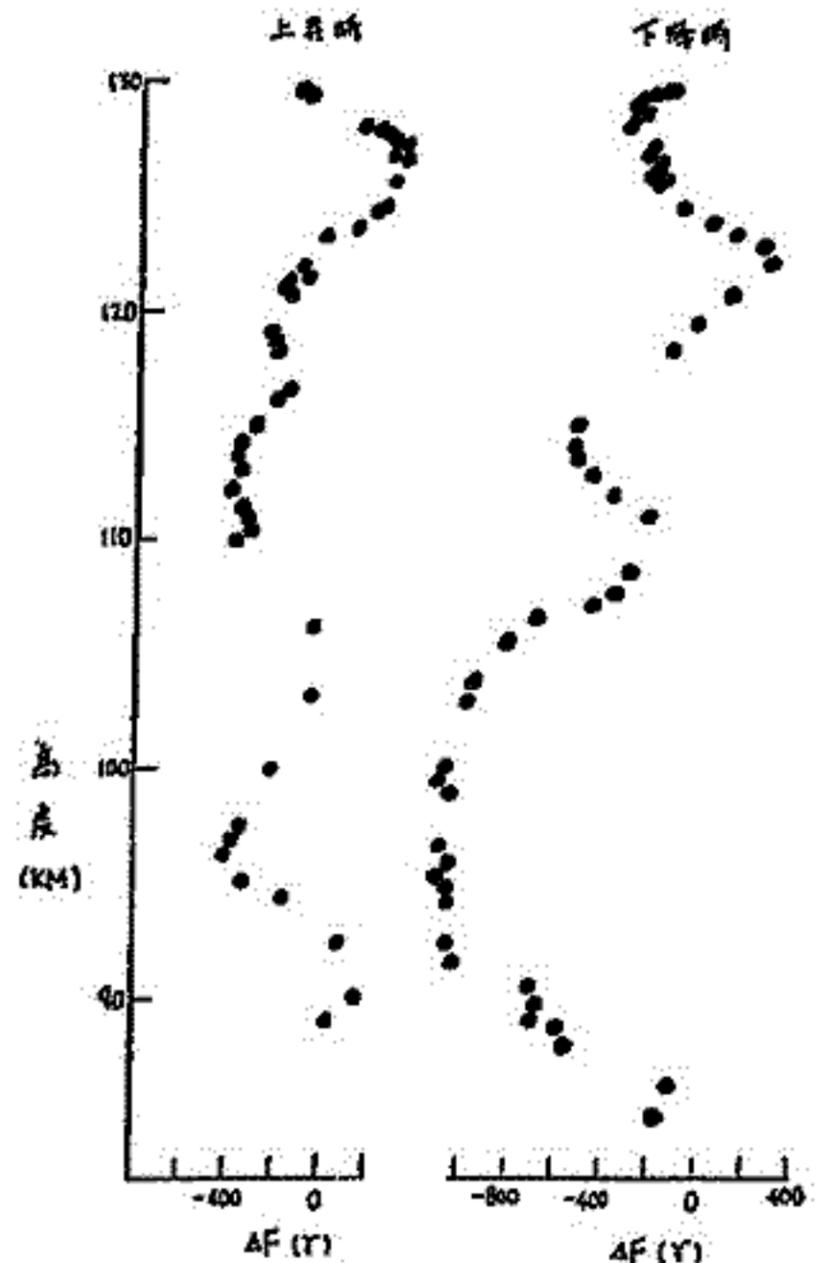


塩山文雄・青山 巖
東海大学 工学部

1973年8月23日、03時53分30秒(45° EMT)に南極昭和基地から第14次隊によって打上げられた、S-210 JA-18号機に搭載された磁力計(MGF)による磁場測定の結果について報告する。

使用した磁力計は従来と同じ hybrid-digital 方式の flux-gate 型磁力計で相対感度は ±10 ガンマである。検出はロケット軸方向成分とこれに直角な成分を各々 0 ~ 76,800 ガンマの範囲で測定するものである。同時に搭載されたロケットの姿勢測定器は地磁気姿勢計であるが、飛上り姿勢は変化が非常に大きかった。すなわち、打上げ70秒以後大きなプロセッシングがあり、その half angle は約 45°、周期は約 70 秒であった。このため、ロケット軸方向の地磁気磁力線と 90° 以上離れた部分があり、従って軸成分の測定範囲から外れて検出不能になった箇所が全航路のうち、3ヶ所あった。また、両成分とも磁気的影響を受け、特に軸成分ではそのバイアス量が約 11,000 ガンマもあり、直角成分は約 -1,500 ガンマであった。

このロケットは光のオーロラに命中したと報告されている。高度に対する全磁力の変化量(測定値-計算値)をプロットすると下図の様になった。この図で左側の上昇時の高度 98 ~ 110 Km, 右側下降時の高度 110 ~ 103 Km の部分は上述したロケット姿勢変化のため、ロケット軸成分が検出不可能になったので、直角成分の測定値及び姿勢角から全磁力を求めて補ってある。地磁気姿勢計以外の姿勢計が搭載されていないため、水平および垂直成分にわけた結果については、ロケットの絶対姿勢の決定方法とともに検討中である。



STIMULATED PLASMA WAVES IN THE ROCKET
(K-9M-49) EXPERIMENT

Hiroshi OYA, Akira MORIOKA, Takayuki ONO, and Minoru KONDO

(Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University, Sendai)

The same type of experiment as the case of K-9M-41 (See Abstract of Japanese Society on Geomagnetism and Geo-electricity, P.76, 1973) has been carried out by K-9M-49 rocket that was launched at 1835 JST on January 17, 1975.

In addition to the phenomena obtained by the previous experiment, new evidences are discovered as follows.

- i) The plasma density around the rocket makes a discontinuity that is pervaded in a wide range (see Figure). This can be interpreted in terms of ion sound shock waves.
- ii) The special instability, near at the electron cyclotron frequency, is excited due to the contact potential effect of the two antennas immersed in the plasma; we can invoke a plasma-transister effect for an interpretation of this new type of instability.

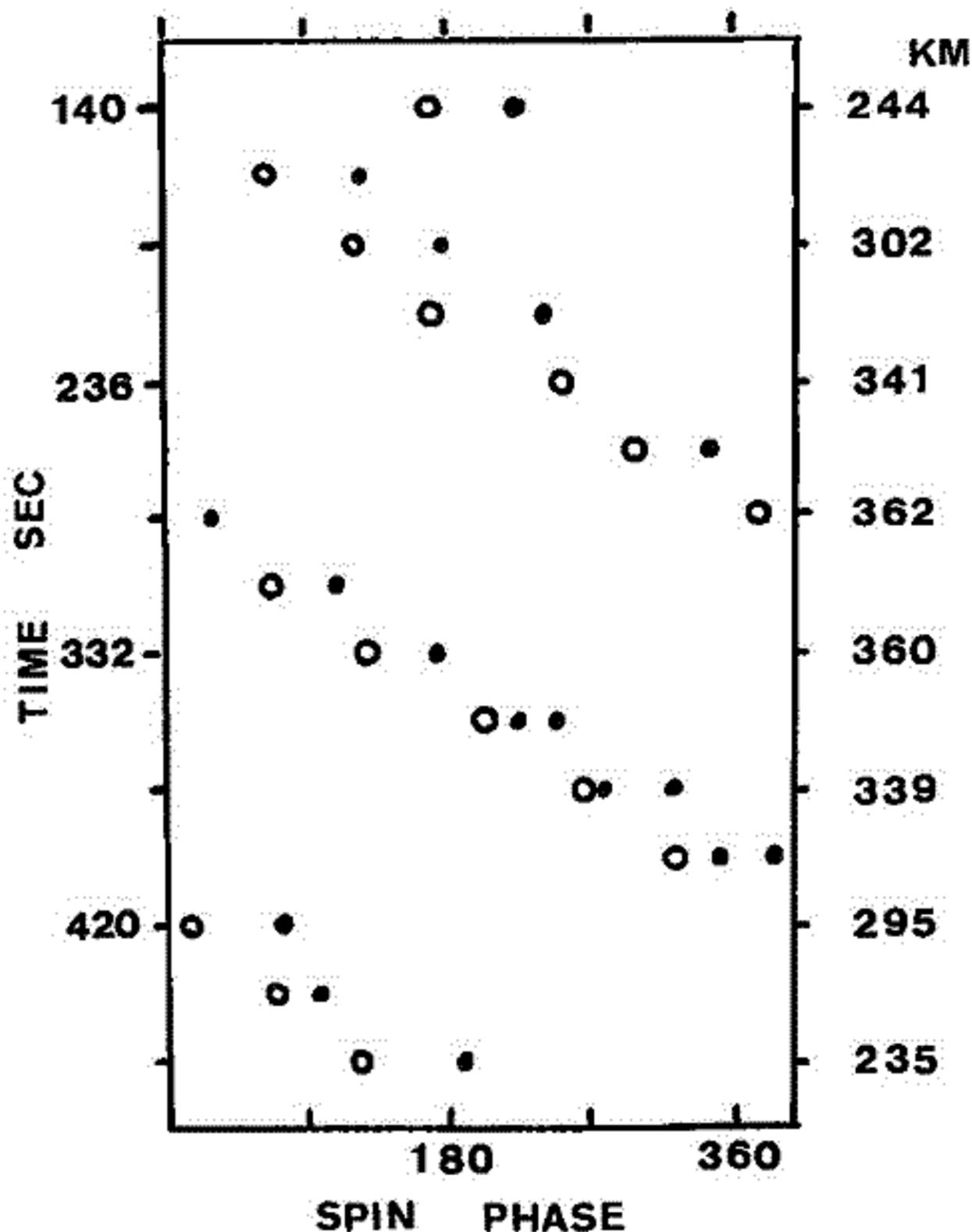


Figure Data indicating distribution of larger (●) and smaller (○) electron density value detected in a same sweep interval of the RF frequency of the impedance probe. The data reveal a widely distributed discontinuity with respect to the azimuth.

Project BWI (Beam-Wave Interaction) Experiment
by K-9M-51 Sounding Rocket

Hiroshi Matsumoto

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Kyoto

1. INTRODUCTION

We have so far performed a series of active rocket experiments with regard to plasma waves in the ionosphere^{1,2,3}. They aimed at studying nonlinear wave-wave and wave-particle interaction process in the ionospheric circumstances.

We have a plan to make a further refined active experiment named "BWI", short for Beam-Wave Interaction, by K-9M-51 Japanese sounding rocket which will be launched on Sept. 2 in 1975. In this talk, we present an outline of the project planning.

2. OBJECTIVES

The aim of the present experiment is to observe wave frequency spectra in both VLF and HF bands when a slow electron beam (~ 3 eV) is ejected from the rocket. In a previous K-9M-41 and K-9M-46 rocket experiments, only wave spectra in the VLF range were observed, by which a new type of discrete emissions around LHR frequency was found to be excited by an ejected slow electron beam. However, it seems to be difficult to explain these emission phenomena by a simple linear theory of beam-wave interaction. Therefore, it becomes necessary to observe not only spectra of ion waves but also those of electron waves in order to investigate a possibility of nonlinear generation mechanism of these plasma waves.

The present instrumentation of BWI is improved upon this method of observation. Blockdiagram and time sequence of the experiment will be given in the talk.

References

1. Miyatake, S., H. Matsumoto and I. Kimura, Rocket Experiments on Nonlinear Wave-Wave Interaction in the Ionospheric Plasma, Space Research, XIV, 369-374, 1974.
2. Matsumoto, H., S. Miyatake and I. Kimura, Frequency Spectra of VLF Plasma Waves Observed by Japanese Ionospheric Sounding Rocket K-9M-41, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 89-109, 1974.
3. Matsumoto, H., S. Miyatake and I. Kimura, Rocket Experiment on Spontaneously and Artificially Stimulated VLF Plasma Waves in the Ionosphere, J. Geophys. Res., (in press), 1975.

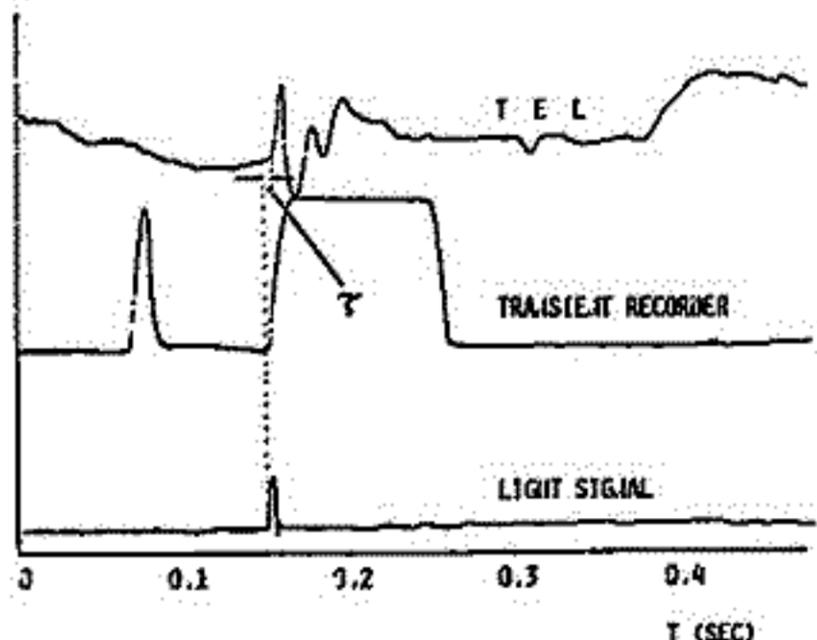
Controlled Experiment (II)

河島信樹, 佐々木進, 天守章, 金子修, 利里早男, 大塚辰哉
東大 宇宙研

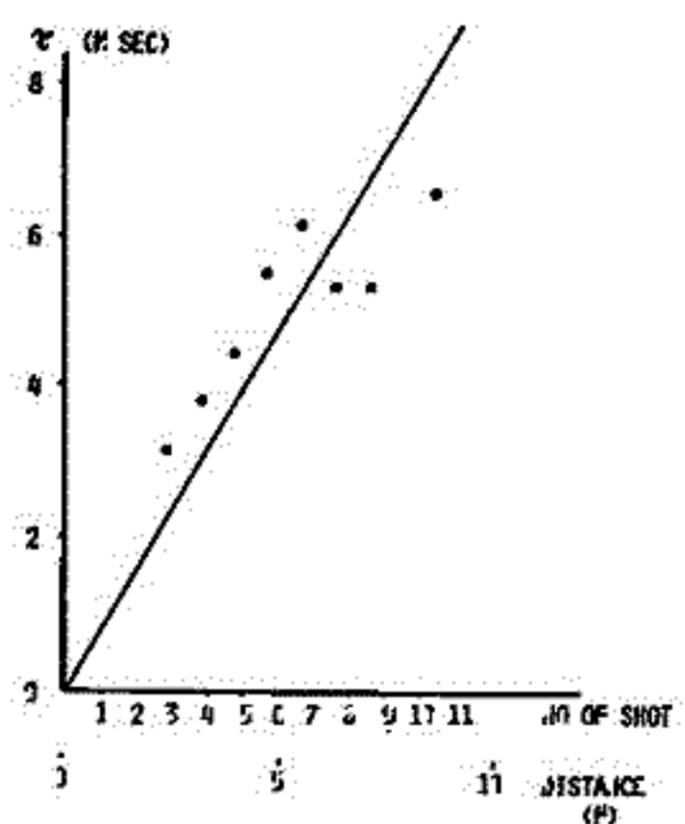
電離層, 磁気圏における Controlled Active Plasma Experiment は従来のスペースシャトルにおける AMPS 計画 (Atmospheric, Magnetospheric and Plasma in Space) での主要な役割と演ずる事になっていゝが我々はこの計画にプラズマ加速器を用ゝて (SE PAC 計画 (Space Experiment with Plasma Accelerators) と提案してゐる。この計画を推進する為のロケットによる予備実験と一々重ねていく予定であるがその第一回として 1974 年 8 月に実験を行ひその速報と前回に報告した今回は更にデータを解析して電離層中のプラズマの伝播に関するデータを得た。

実験は K-9M-46 号機で親子分離方式を用ゝ親ロケットから 1m/sec で離れていく子ロケットに 8kV, 8 μ F, 25 Joule のコンデンサーバンクを搭載してこれを 12秒に1回の割合で放電させてパルスプラズマ流を生成した。プラズマの出力は約 500 kW, パルス中はプラズマ加速器の出口で 5 μ sec である。

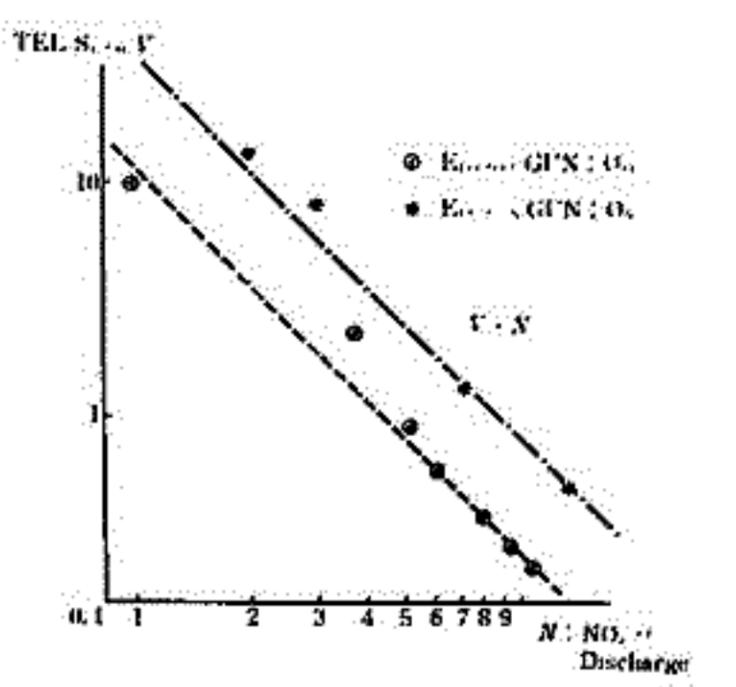
プラズマ加速器からのプラズマの信号は計測器には親ロケットに搭載したラングミュアプローブの設定が高過ぎたので感度として完全に去てゐるが同時に搭載された電子温度計 (TEL) の信号は重量 (この信号は観測された。(第一回) この信号と親ロケットに搭載した光測定器 (プラズマ銃の発光をみる) との間には時間差で存在した。これと子ロケットと親ロケットとの相対距離とは第二回に示した様に直線関係が存在する。これから去 (このプラズマ流の速度は 10^6 cm/sec でこれは実験室で測定したもののよりかなり低い。又この信号の強度と相対距離でプロットすると距離の二乗に逆比例しており、真空中の単純な拡散として考えられる三乗よりは信号は減少の仕方が遅い。この事は電離層中磁場を横切るときは時により減速され更に磁場中を板状になつてより緩やかに進むものと考えられる。



[第一回] 上: TELの信号, 中: プラズマ銃の発光



[第二回] TEL信号の遅れ時間と相対距離



[第三回] TELの信号強度と相対距離

LEBEX Proposal in the AMPS Project by Space Shuttle

H. Matsumoto: Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University
I. Kimura: Dept. Electrical Engineering, Kyoto University
S. Miyatake: University of Electro-Communications, Tokyo
T. Obayashi: ISAS, University of Tokyo

In connection with the AMPS project, the following wave particle interaction experiment is proposed. This experiment is called LEBEX that stands for Low Energy Electron Beam Experiments, which is composed of two types of experiments. One is to observe locally excited VLF and HF plasma waves as a result of an ejection of a low energy electron beam from a subsatellite. The other is to observe secondarily excited VLF and HF plasma waves as a result of a transmission of a large amplitude plasma wave from the subsatellite. The former experiment is aimed at clarifying a beam-wave interaction in the electrostatic wave mode or electromagnetic wave mode, and the latter is to clarify the most fundamental nonlinear three wave process and nonlinear particle heating through the wave-particle interaction.

The above proposed experiments are based on the preliminary experimental results obtained by the K-9M-35 and -41 rockets which were launched from Kagoshima Space Center, Japan. In the K-9M-35 experiment, VLF discrete noises which may be of the ion acoustic wave mode, were observed, when an electron plasma wave in the vicinity of the electron plasma frequency was transmitted in the ionosphere. In K-9M-41 experiment, another type of discrete noises below the lower hybrid resonance frequency at the observing altitude were observed, when a low energy (\sim few eV) electron beam was ejected from the rocket.

大塚 寛 森岡 昭 血藤 実
東北大学 理学部

1. 序 S R A T S (F10) 衛星搭載高周波インピーダンスプローブ (IMP) による電子密度、電子温度の観測の速報として Quick-look データ解析結果を報告する。

2. 観測概況 IMP 機器は打上げ後第11周回目から観測が開始され、動作は正常であり現在 (全周回480周のうち) 21周回分のデータと Real time データとして数時間分のデータが取得されている。観測は衛星本体より 46.5 cm スピン軸に直交する方向に突出された 120 mm の球形プローブを用い、プラズマ中の電気容量を 300 kHz ~ 14 MHz まで周波数掃引しつつ測定し、UHR 共鳴周波数を検出することにより電子密度、400 kHz における容量を測定することにより電子温度に関する情報を得る。

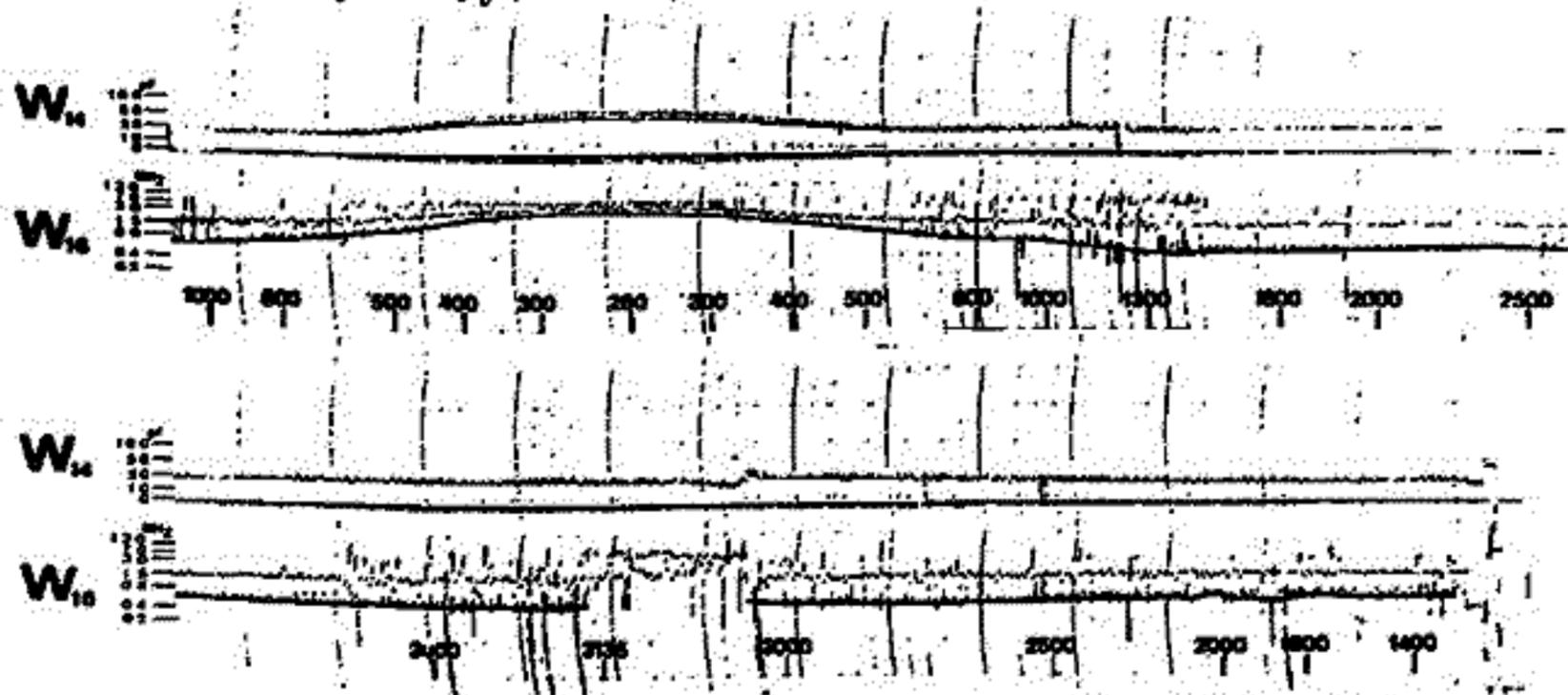
3. 観測結果の検討 第1図に Quick-look データの一部 (Rev. 22) を示す。 (W_{14} ; 400 kHz におけるプローブ容量値, W_{16} ; UHR 共鳴周波数)。

(1) - UHR 共鳴周波数: W_{16} チャンネルに太線でトレースした値がその場での電子密度を与える UHR 共鳴周波数である。近地点で $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、遠地点で $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であり、電子密度分布は緯度と高度の両者の影響の結果を明瞭に示している。

(2) - プラズマ波の重畳: 図中 UHR 共鳴周波数の他にこれより高い周波数で高度に伴って変化する共鳴の検出が行われているが、これは衛星用電池の R の大きさ成分するプラズマ波に近い電界がプローブに重畳し electron cyclotron harmonic 周波数での共鳴を検出している。

(3) - シース容量の計測: W_{14} はプローブの 400 kHz での容量値に相当する。低高度で容量値大となり高高度で容量値は小さく定性的には高度が増すと電子温度は上昇し一定の値に近づくことを示している。

(4) - UHR 周波数, シース容量の急変領域 Rev. 22 において高度約 3000 km 付近で UHR 周波数検出が急に擾乱をうけ、またシース容量も急な特長ある変化をうける。この現象はすべての周回で見られ、その領域は西経 100° ~ 0° の Brazilian Anomaly 域に相当しており、high energy particle 降下の電離層プラズマに与える効果を反映している。



第1図 Rev. 22 における IMP Quick-look 記録 W_{14} 400 kHz におけるプローブ容量 W_{16} UHR 共鳴周波数

"TAIYO" に搭載された電子温度プローブ

— 結果速報 —

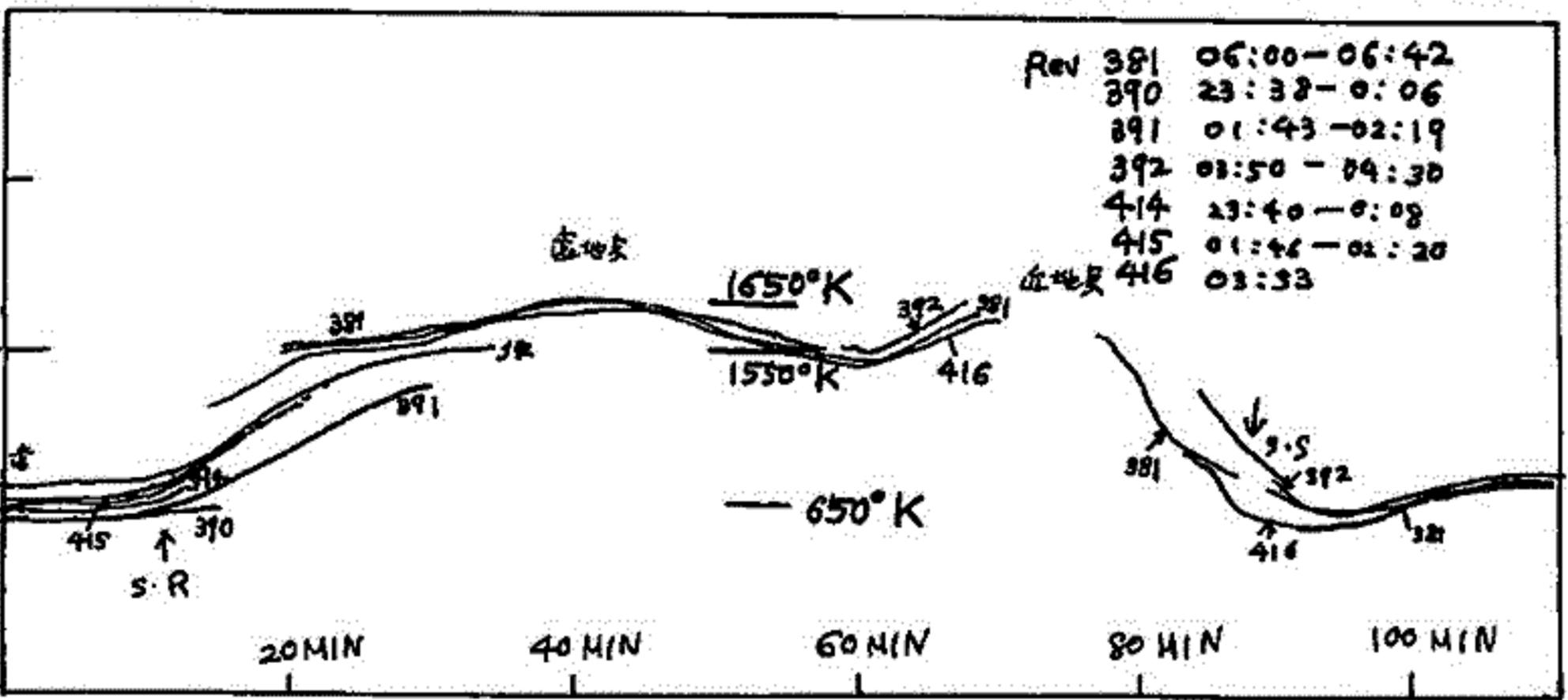
小山孝一郎, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

"TAIYO" と名づけられた日本23番目の科学衛星は1975年2月24日、東京大学鹿野
宇宙航空研究所より打ち上げられ、4月11日現在、傾斜に落ちつつある。搭載され
たプローブ2路は測定器はIMP (電子温度測定器), TPI (正イオン温度測定器), CPI
(質量分析器), TEL (電子温度測定器) である。ここに著者等の担当した電子温
度測定器について、測定器の概要とデータの一部を速報として報告する。

測定器 今までのロケット実験に使用されたものと同型の Resonance probe 理論を応用した
電子温度プローブである。セニサー部とエレクトロニクス部を一体として組み立てられ、
尾端ゲームの先端にとりつけられた。従って設計に際しては、エレクトロニクスの動作安定に細心の
注意が払われ、-45°C から 60°C までの温度範囲で満足できる性能を得られた。と同時に
エレクトロニクス部をパッケージ内の温度に合った回路となく、室内実験がくりかえされ
る万全の処置が行われた。

測定結果

下図は得られた結果の一部である昼間 (sun rise 後2時間, sun set 前2時間) は約 1550°K
夜間は 650°K 高度と共に温度が上昇する傾向は昼間に弱くみられる。約 2600 Km
で 1650°K になり、夜間はほぼ等温である (0.1e/h = 0)。日没後2時間後に Te の overshoot,
日没後2時間後に Te の under shoot がみられる。近地点での衛星の電位が -1.5V 程度に
なると、データが乱れる。プローブ2路方向検出器の出力によつて、電位のデータが得られる



図の通り。
衛星の電位は通常 -1.5V 程度。日没時と日没後の電位の差は約 0.3V (これは photoelectron loss と
思われる)。近地点に於いて衛星電位は -3.5V 程度になり、このことが上記の近地点直前の
データの値を乱れさせている。

宮武貞夫 (電通大) 松本 誠 (京大工) 筒井 稔 (京大工)

スペースプラズマ中での波動の分散特性を測定する方法として新しく開発されたFM法による波数測定は、機械的な可動部を必要とせず飛翔体に搭載可能な波数測定法であるのみならず実験室での効果的な波数測定装置としても有用なものと考えられる。

K-9M-46号機による実験については前回の学会で報告(速報)したが今回は実験結果についての詳細を報告する。FM法による波数測定法では中心周波数 ω 、変調周波数 Ω 、周波数偏移 ω' のFM波をプラズマに印加しプラズマ波を励起すると

$$V \propto \omega' \cdot z \cdot \Omega$$

で与えられるように周波数偏移 ω' に対応した波数の変化分 Δk を測定することが出来る⁽¹⁾。ここで z は送受信プローブ間の距離である。変調周波数 Ω 、プローブ距離 z 、周波数偏移 ω' は一定に保たれるから結局、周波数 ω のプラズマ波の群速度の逆数 $(\frac{\partial \omega}{\partial k})^{-1}$ を測定することが出来る。

実験結果の要約

- (1) 中心周波数2MHzの場合、理論で予測されるように電子密度の高度による変化にしたがって、低密度のときは電子プラズマ波が、高密度の高い領域ではBernstein波が励起される。
- (2) プラズマ波の群速度はプラズマ諸量に依存していて、高い分解能で群速度の測定可能なこの方法は新しいプラズマプローブとして用いることが可能である。特に精度の高い電子密度プローブとしての利用は搭載用機器として有用であると考えられる。
- (3) ロケットのポテンシャルを制御するための数eVの電子ビームによる低周波波動の励起がK-9M-41号機の実験で報告されているが⁽²⁾、低エネルギービーム放射の効果は高周波の波動の分散特性にも顕著な影響を及ぼしている。
- (4) Wakeの効果にも極めて敏感な反応が認められる。

参考文献

- (1) 筒井稔, 松本誠, 宮武貞夫, 「プラズマ波の波数スペクトル観測法」アンテナ伝播研究会資料 AP-74-88, 1975
- (2) 松本誠, 宮武貞夫, 長尾朋, 「VLF放射に似た人工的プラズマ波励起のロケット実験」電子通信学会アンテナ伝播研究会資料 AP-73-93, 1974

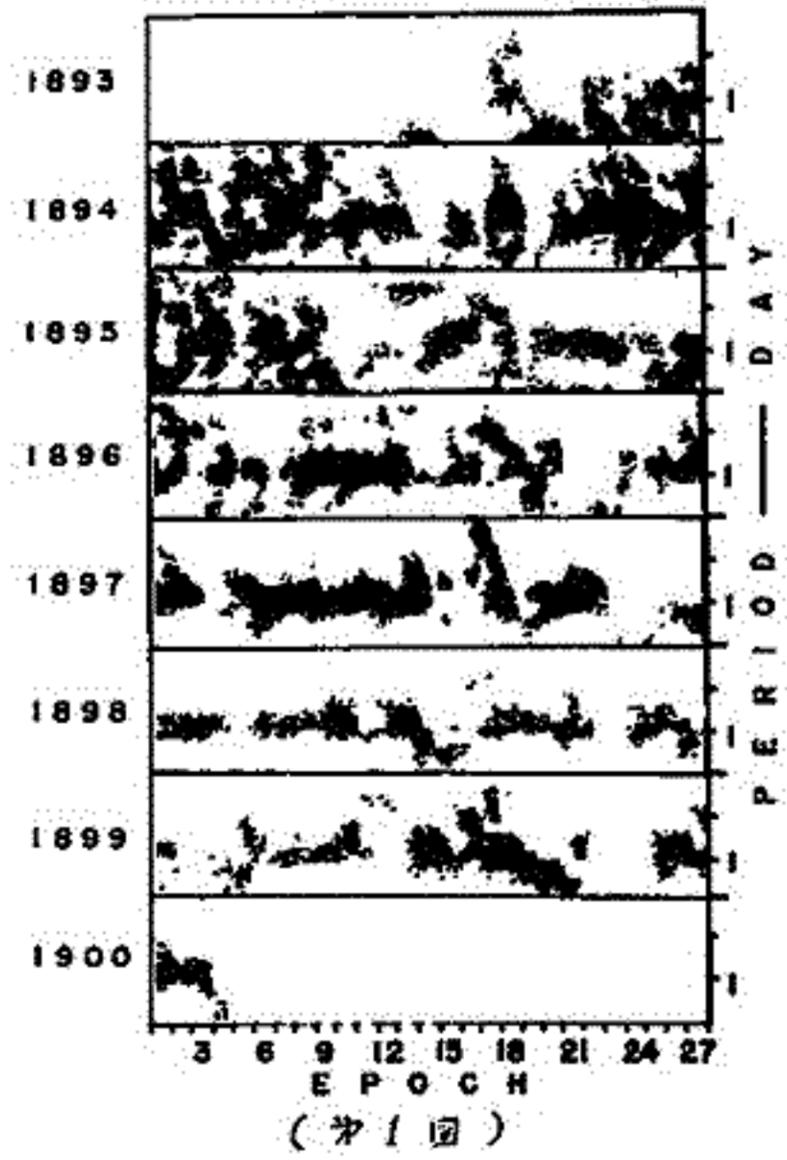
宇宙線 anisotropy と惑星間空間 sector 構造

齋藤尚生・菅野常吉
(東北大・理) (楠島大・教育)

菅野氏の講演「Deep Riverにおける neutron 強度変化の dynamic analysis」において、Deep Riverにおける neutron intensity の hourly value から、diurnal, semidiurnal, terdiurnal, ... 等の宇宙線の anisotropy の部解析図、dynamic spectral anisogram) の hissa 法により求められ、intensity variation の histogram と共に示された。今宇宙線の anisotropy と sector 構造との関係と明瞭にするために、その中の dynamic spectral anisogram の diurnal および semidiurnal の部分のみ抜き出して solar rotation number 毎に並べ、27日 recurrence time pattern にして表示したものが上図である。この図に見られる主な特徴と列記すると、

- (1) 菅野氏の講演の要旨を述べた様な宇宙線流に相当する pattern が、殆ど a solar rotation につき epoch のうち4日目から21日目にかけて回帰している。
- (2) diurnal anisotropy の大きい日および小さい日が大まかに27日ごと回帰している。
- (3) IMF が Toward sector の場合(特に sector boundary 付近)に、daily anisotropy が最も大なる傾向がある。
- (4) 宇宙線流が発生すると(3)の特徴は乱れなくなる傾向がある。

村山(1975)は Deep River の neutron の解析にともなう diurnal anisotropy と説明する為には convection および diffusion だけでは足りず、更に3時方向に anisotropy を生ずる理由は次の原因が additional に考慮せねばならないと示した。右の図に示すように極性が - 極は IMF の中に地球が落ちる、かつ perpendicular density gradient が存在するといふ仮定にともなう Swinson の model は、3時方向の anisotropy を説明するには都合の良い様に見える。然し地球周遊では IMF の極性は一律ではなく、地球の北方空間と南方空間では IMF の極性が右図に示すように逆転している(齋藤の講演「太陽および惑星間空間の磁場構造」要旨を1回参照)。従ってもし Swinson の仮定と持するならば、1) と 2) の perpendicular density gradient を考慮したくても3時方向の anisotropy が生ずる筈である。



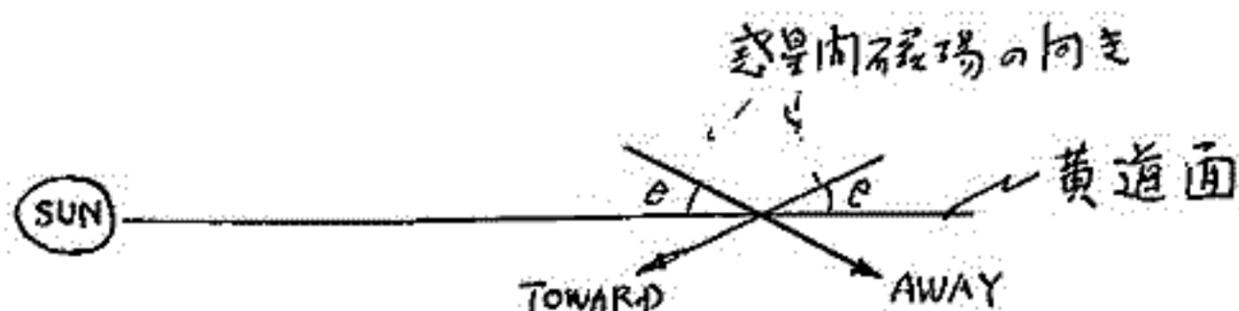
近藤一郎 藤井善次郎 長島一男
石大理

前回は名古屋における多方向宇宙線計の 1971~73 年のデータを用いて宇宙線の非等方性と惑星間空間磁場の極性との関係について報告した。この解析によると宇宙線の北極方向と赤道方向からの流れの差を示す G 成分の強度が惑星間空間磁場が太陽向き (TOWARD) の時は反太陽向き (AWAY) の時と比して大きい事が認められた。この傾向は G-成分のみでなく他の方向強度を用いて認められた。

この様な宇宙線の流れの生じる原因の一つとして、次の様な機構について考えた。図に示す如く惑星間空間磁場が黄道面に対して平均的にある傾き (θ) を持つており、太陽系外からこの磁場に沿って宇宙線が流れ込む。この結果として TOWARD の時と AWAY の時では流れの持つ南北方向の成分が逆になる。この様な観点から上記の観測データを用いた予備的な解析を行った結果、この傾き (θ) が -20° である事が求められた。

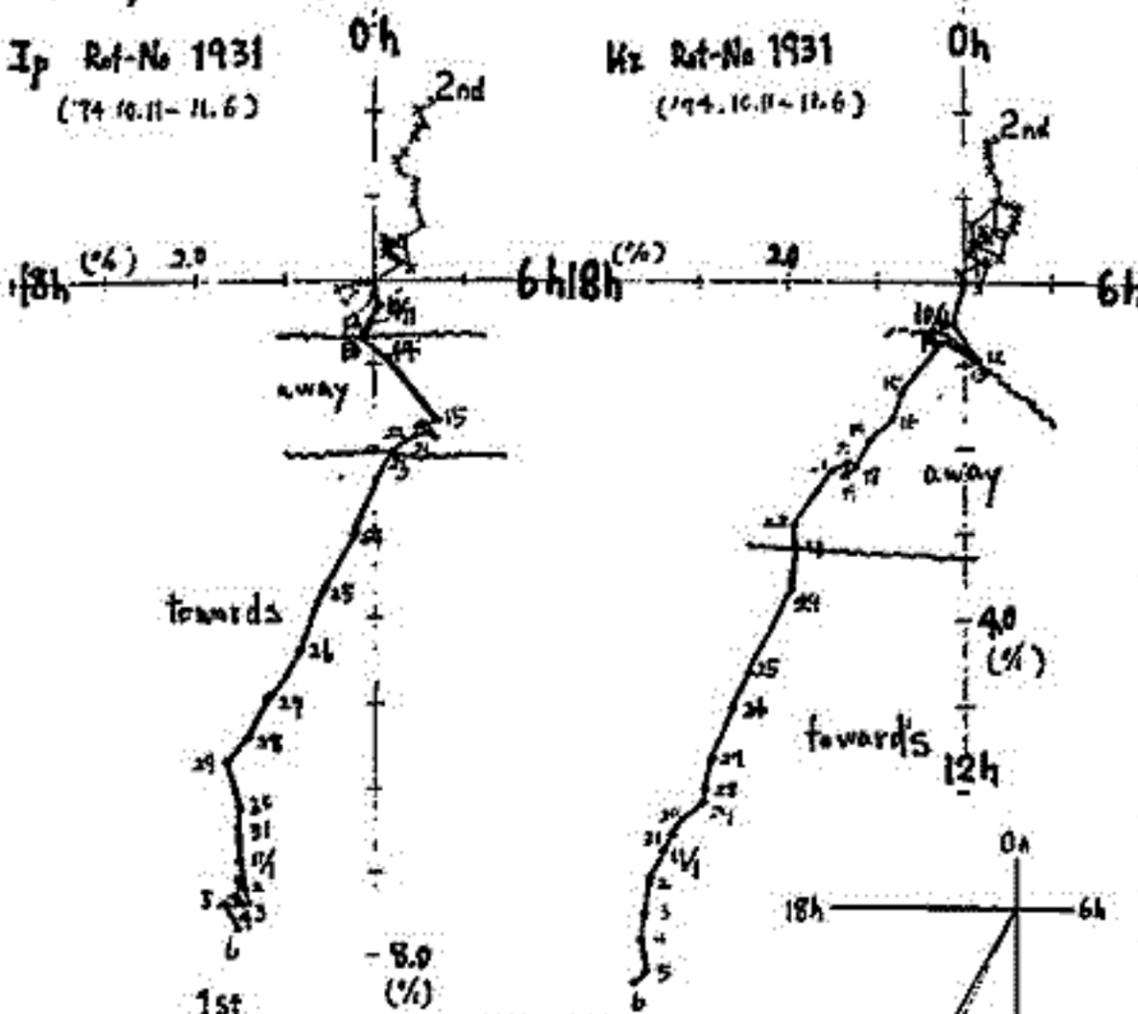
又一つの可能性としては惑星間空間での黄道面に沿った磁力線に垂直な宇宙線の密度勾配があれば TOWARD と AWAY とで南北方向の流れの向きが逆転する事が考えられる。

今回の解析では乗鞍岳と同様な多方向宇宙線計を用いて観測した結果も併せ、両者のデータを比較することによる宇宙線のエネルギーに対する効果の違い等も含めて更に詳しい解析を行った。

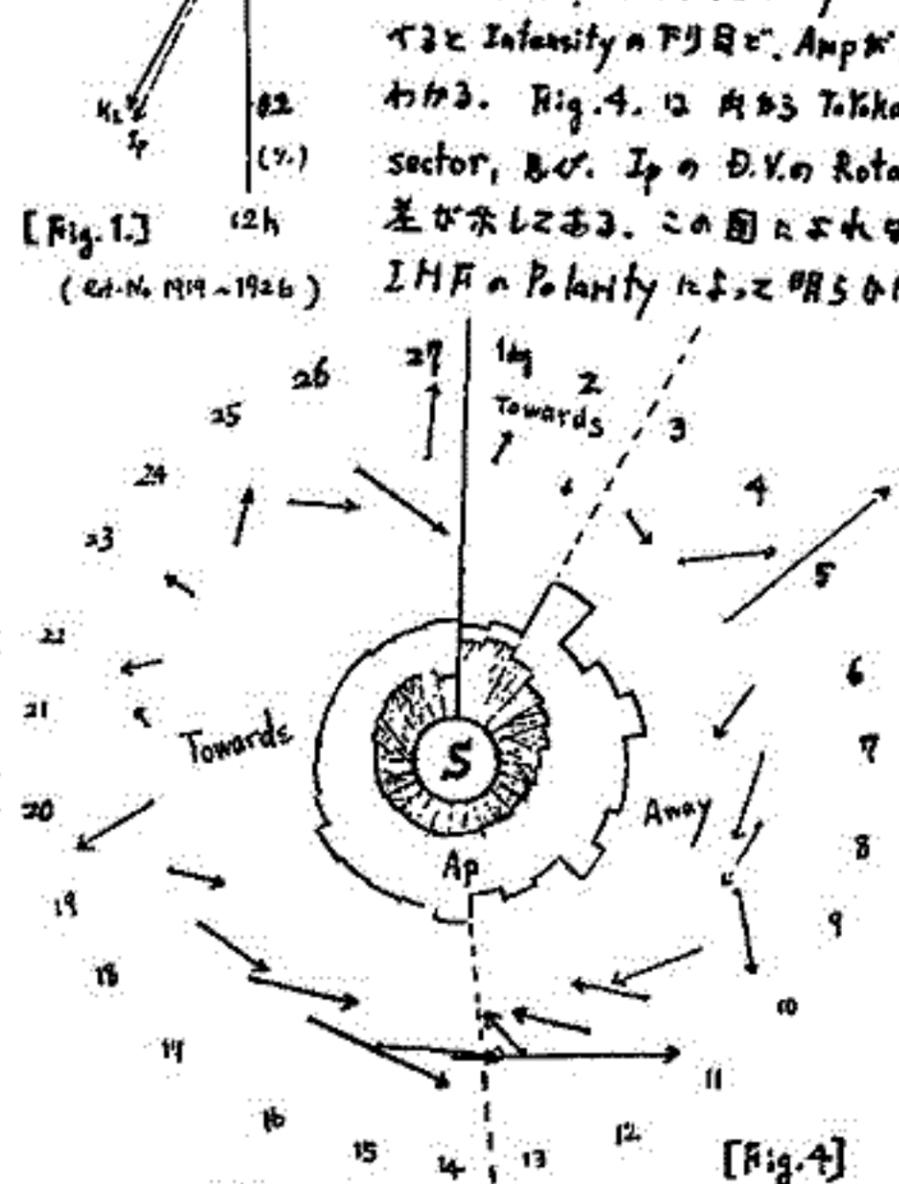
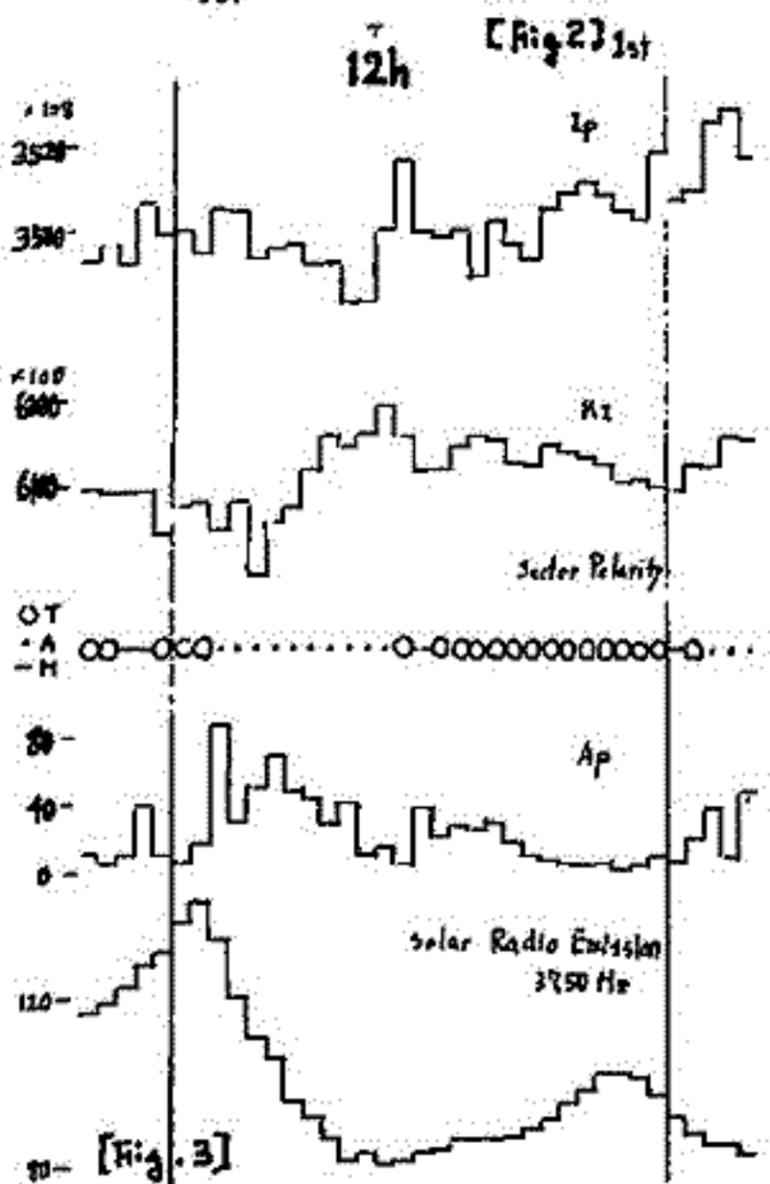


宗儀義敏、森 寛
(中 部 工 大) (信 大・理)

宇宙線強度の Diurnal Variation (D.V) の Amp, Phase と Interplanetary magnetic field (IMF) の Sector Polarity によつて変化し、これは、宇宙線の空間分布の Density gradient によるものがある。ここでは、中性子強度変化を day by day に解析し、これと IMF の Polarity, Ap Index, などとを比較し報告する。



解析日 '73.1.1~'74.12.30 (Rotation 1907~1934) について行、だが、今回は、'74 年中心に neutron monitor station の Itabashi (Ip), Kiel (Kz) にしつて報告する。Fig. 1. は 期間 Rot-No 1919~1926 の D.V の平均値で、 $\delta=0.0$, $P_n=100$ Gv での deflection を考慮すると宇宙線の流入方向は 18h. と仮定してある。Rotation などの解析の例として、1931 Rotation ('74.10.11~11.6) を図示すると Fig. 2 の Ip, Kz の Harmonic Dial の 1st, 2nd を示す。図の示すように sector boundary 後数日間は Amp が大きく Phase も遅くなることかわかるが、sector を通じてのものは別。Fig. 3. は上記 Ip, Kz の Intensity, Sector Polarity, Ap, Tokamak の 3950 Hz を示し、横軸は day. これと Fig. 2. を見比べると Intensity の下り目と、Amp が増大していることがわかる。Fig. 4. は内記 Tokamak 3950 Hz, Ap, sector, 及び Ip の D.V. の Rotation 平均値からの差を示してある。この図によれば、D.V. の変化は IMF の Polarity によつて明らかに別れてくるが、



'Towards' 部分たよつておき、境界後数日間は Amp が大きく Phase も遅くなることかわかるが、sector を通じてのものは別。Fig. 3. は上記 Ip, Kz の Intensity, Sector Polarity, Ap, Tokamak の 3950 Hz を示し、横軸は day. これと Fig. 2. を見比べると Intensity の下り目と、Amp が増大していることがわかる。Fig. 4. は内記 Tokamak 3950 Hz, Ap, sector, 及び Ip の D.V. の Rotation 平均値からの差を示してある。この図によれば、D.V. の変化は IMF の Polarity によつて明らかに別れてくるが、

宇宙線異方性の 27 日周期変化

千葉敏躬
岩手大教育

小玉正弘
理化学研究所

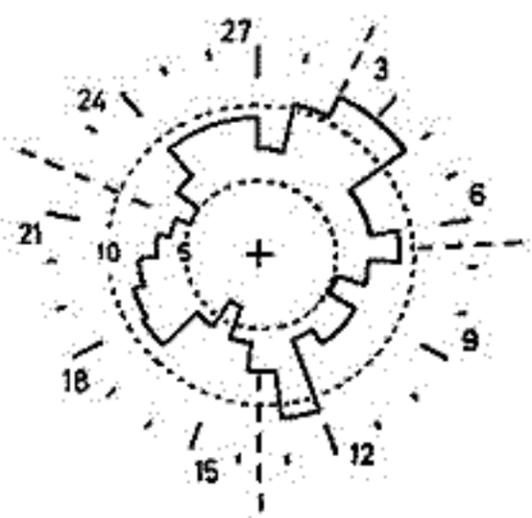
宇宙線の anisotropy は、惑星間空間磁場や太陽風などによって影響をうけることは十分考えられる。それらの相互関係を調べるには、その空間の状態が比較的安定している太陽活動極小期に近い期間が最も適している。宇宙線 anisotropy の具体的な変動として、日変化、27 日変化などがあるが、ここでは日変化にもとづく 27 日周期変化の解析を試みる。その現象を通して、宇宙線と宇宙空間状態との相互関係を明らかにする一つの手がかりを得たい。

解析方法としては、Tokyo および Deep River の Cycle 20 におけるニュートロンモニターを 1 日毎にフーリエ解析し、日変化の様相を調べる。そして、その日変化の 27 日周期変化について rotation 毎の変動を吟味する。それらの結果と宇宙空間の磁場ならびに太陽風などに関する物理量との比較により、以前から論議されている惑星間空間磁場に関する sector 構造についての一つの手がかりを得ることを目的とする。

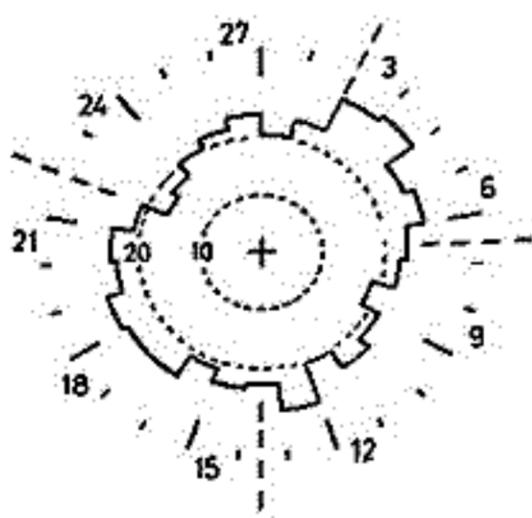
下図は、Deep River の Cycle 19 におけるデータを用いて、日変化の 27 日周期変化の様相を示した一例である。これは、惑星間空間磁場と sector 構造との関連にもとづくであろう宇宙線日変化の 27 日周期性の存在を暗示している。今回は、Cycle 20 において解析した結果と上記 Cycle 19 におけるそれらとを比較検討しながら、得られた結果について簡単に報告する。

なお、解析に用いた両 station のデータは、太陽活動極小期に近い期間が選ばれており、又 monitor の計数率がかなり高いので、1 日毎の宇宙線日変化に関しての議論をするに足る十分な測定精度があるものと思われる。

NO.1782-95 ('64)



NO.1758-95 ('62-'64)

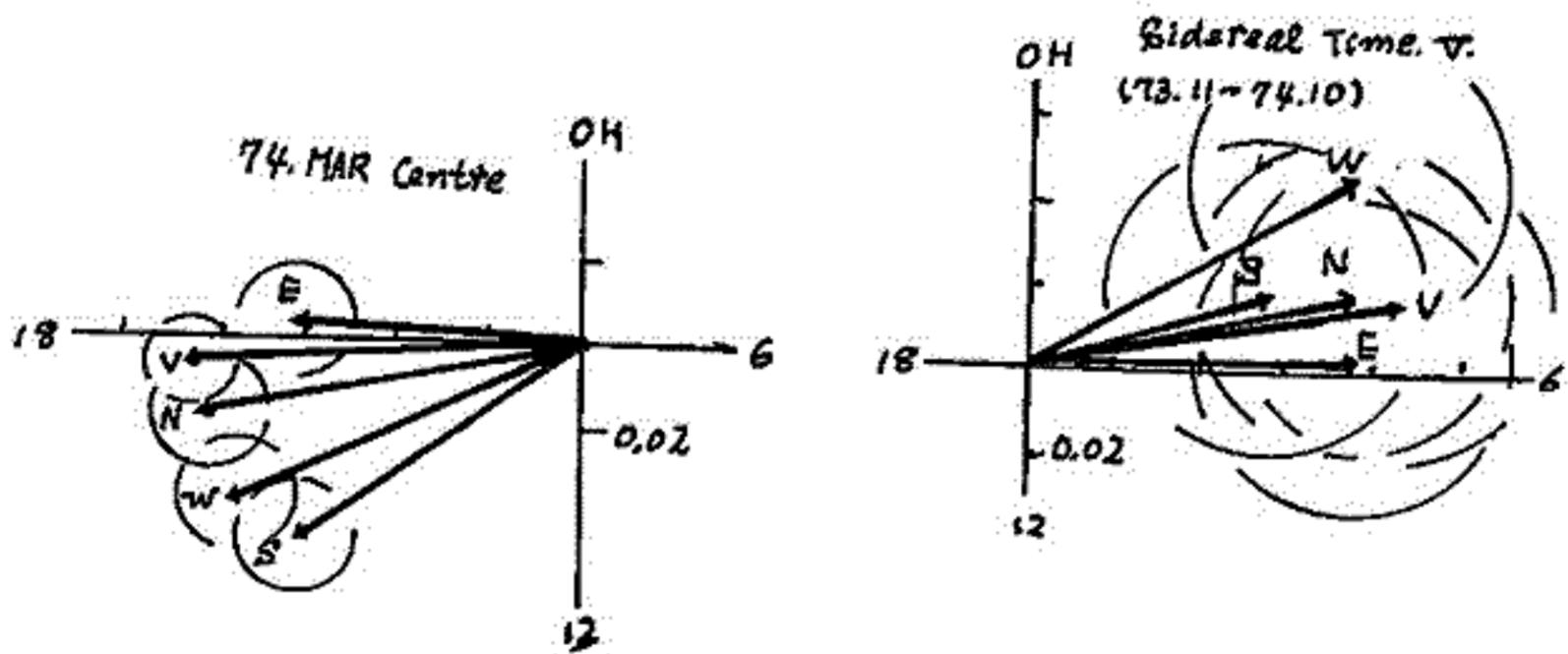


DEEP RIVER

工.M.Fの polarityによる高エネルギー宇宙線の異方向性

—三浦 巨理, 森 寛, 安江 新一*
信大教養, 信大理*

1937, AU所より連続観測した宇宙線30m.w.e.における多方向中間子計の5方向の成分を用いて Interplanetary Magnetic field (I.M.F) の polarity (away... ⊙, toward... ⊙) による宇宙線異方向性について解析した。解析は Mar, Jun, Sep, Dec を中心とした(冬3ヶ月)の4つの季節についてこの平均値を用いた。得られた結果(⊙-⊙ Vector)の一部を図に示す。図は地球磁場による deflection を考慮して異方向性を Space にもとじたものである。各成分も明らかなる季節変化を、⊙-⊙ Vector の Sidereal time Variation を求めると 6h L.T とある。これは I.M.F による宇宙線の異方向性の方向は Ecliptic plane に垂直で ⊙ の場合は南半球方向から、⊙ の場合は北半球からの流れであることを示す。このように I.M.F の polarity による宇宙線の異方向性の存在は、最近藤沢 Azv. Simulation によって提示されたことであるが、その原因については、前者は I.M.F に生じた電流による宇宙線の Ecliptic plane に垂直方向の成分であり、後者は radial heliocentric cosmic ray density gradient によるものとしていた。今回は地上の Neutron, B の地下 30 m.w.e. data を用いて異方向性の Energy Spectrum 及び I.M.F の方向の data を図に示す。この結果は次の通りである。



太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum

矢作直弘, 千葉敏躬, 高橋八郎
岩手大学

我々は, 前の数回にわけ2の報告で, Norikura の中性子, 中間子成分 data (1955年8月 ~ 1968年8月) を使ってこの太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum が, その期間中の地磁気擾乱度, A_p (太陽自転周期の間の A_p の算術平均値), と密接な関係を持ち, この関係の様子が太陽活動に依存するを示してきた。

なお, その後更に, 1966年10月から1968年12月までの Deep River および Chacaltaya の Super Monitor からの中性子成分 data を使って上記の関係の check を試みた結果も報告したが, 今回は更に, その期間を延長して1970年12月までの data を用い, 今までの同じ解析方法により, これらの期間内における上述の関係を調べると共に, 今までの解析結果もあわせ考慮し, 全期間 (1955年 ~ 1970年) に亘る2の総括を試みた結果について報告する。

宇宙線嵐と惑星間空間の不連続面

和田雅美
理研宇宙線研

宇宙線嵐の Ferbush 減少 (FD) として、古くから認められて、一次宇宙線強度の減少する現象である。数時間〜2日で極小に達し、1週〜数月で回復する、これに日変化が伴うこともよく知られているが、日変化はFDに伴うおぼものもあり、逆に日変化のないFDもある。従って、こゝでは強度減少のみに注目する。しかし地方時によつて変る日変化成分は、等方的な一次線強度減少を見にくくするので、経度の異なる複数コの観測地点を比べて用いる必要がある。

さて、空間でのプラズマ磁場の直接観測から、不連続面についての知識が増加してきた。不連続面は、大きくわけて、衝撃波 (Shock) と横向不連続 (Tangential Discontinuity: TD) とある。Burlaga & Ogilvie [J. G. R. 24, 2815 (1967)] は、"Solar Geophysical Data" から、210の報告のある SSC 又は Si を洗い出し、同時に同じ空間での不連続面と比べている。その結果 SSC は Shock に、 Si は T.D. に対応する傾向があることを示した。地磁気の方では、SC と Si は同じ形をしており、もしその後には $K \geq 5$ の乱れがあれば SSC として定義している。従って、典型的な例も少なく、各地磁気観測所の報告はまちまちである。しかし統計的にはある意味をもちと考えられる。 Si について研究した西田氏によれば、空間での乱れの長くつらく時が SSC、しずかには Si と一致しておいてよさうである。一方、空間磁場の南北成分の大小で、空間の乱れと、磁気嵐の大きさの対応は複雑に伝うから、 $K \geq 5$ というのは、あくまで一つの目安としかいえず、従って報告される SSC から Si まで連続的であると考えられる。

以上の予備知識の上で、おられたので、SSC/ Si と、FD の関係も統計的にしらべた結果をのべる。SSC/ Si は "S.G.D." の 210 を用いる。宇宙線は WDC-12 for Cosmic Rays までの 1時間値グラフを用いる。Deep River を主とし、Kiel, Mt. Norikura も見、時にはさらに多くの資料を参考にした。とりあえず1968年1年間についてみた。D.R. グラフに、SSC/ Si の時刻線を入れ、SSC と報告した観測所数と、 Si (Sf 等も含む) 数を入れて入れた。FDの有無は経験的な目測による。つぎにおこる時は、減少開始に近い方をとり、他は? とした。これで、FD有、無、? がすべての 210 SSC/ Si について統計すると、

第1表

	$Si > SSC$	$Si \leq SSC$	計
FD無	22) 32	13) 14	35) 46
?	10	1	11
FD有	2	23	25
計	34	37	71

第2表 無+?/有

SSC/ Si	< 10	≥ 10	計
≥ 10	29/0	2/4	31/4
< 10	6/2	9/19	15/21
計	35/2	11/23	46/25

FD無+?とし、2x2分割表の直接確率計算法により、第1表の分布に相関が無さという仮説は $\sim 10^{-6}$ の危険率で棄てられる。これに第2表の結果を入れたことにより、要するに、FDはSSCに伴い、 Si には伴わないといえる。

以上の結果から、次の点をのべる。

- 1) Shock は、宇宙線 (数10 GeV) をさえぎるだけの壁の役をする。
- 2) しかし T.D. のように、おとに何と乱れの少ない空間は、その働きが弱い。
- 3) 従って、壁をさえぎると共に壁のうしろには、おと厚か (数10時間) はおとりのおとりの、空間状態のあることを、FDには必要である。

II-47 惑星間空間衝撃波による太陽宇宙線の Modulation (II)

寺沢敏夫
東大宇宙研

昨年秋の学会に報告した惑星間空間衝撃波による低エネルギー太陽宇宙線(数MeV以下のP, α粒子)の数分程度のタイム・スケールをもつ Modulation 現象(いわゆる shock spike event) について更に解析を進めた。

解析された約10例の shock spike 現象では、いずれも flux の peak は観測誤差の範囲(時間的に±1分)で 衝撃波面の通過時と同時にみられる。 flux は peak の数十分前から徐々に増大を始め、 peak を過ぎると急激に(数分以内)に基の level 以下に減少する。 Fisk (1971) はこの説明を衝撃波面による粒子の反射-加速現象 およびゆらぎを伴う磁場内での粒子の拡散輸送現象に求めた。 あるいは衝撃波面に反射された粒子は shock 前面のプラズマ内に存在している磁場のゆらぎによ、こ散乱を受け、反射に伴う加速と、散乱による粒子の一時的な捕捉のため flux が局所的に増大する。

我々の解析はこの考え方を支持している。

(1) peak 時のエネルギー・スペクトル

観測されるエネルギー・スペクトルは、衝撃波面と磁場のゆらぎの間で起こる Fermi 的な加速から期待される

$$J_{\text{peak}} \sim T^\alpha \cdot \exp(-\sqrt{T/T_0}) \quad \alpha \sim 1 \quad (\text{Jokipii, 1966})$$

とよく一致している。

(2) flux の空間分布

Fisk のモデルから、flux の空間分布は拡散係数と D、衝撃波面の速度と V_s として、

$$J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(-\frac{V_s}{D} x)$$

となることが期待される。 ここで x は衝撃波面からの距離で、観測からは

$$x = V_{s.w.} \cdot t$$

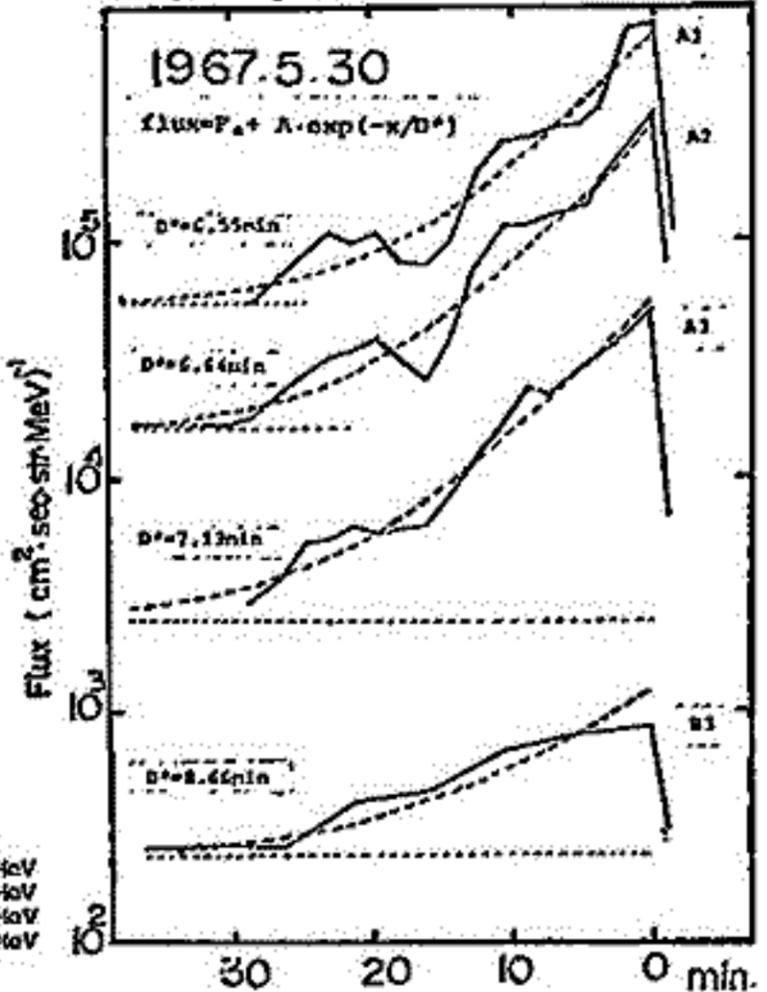
($V_{s.w.}$; 観測者と太陽風の相対速度; t ; 衝撃波面 ($t=0$) との時間間隔)

として決められるから、

$$J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(-t/D^*)$$

$$D^* = D / V_s \cdot V_{s.w.}$$

なる時間変化が期待される。(右図の点線)



*Fisk, L.A., J.G.R. 76, 1662, (1971)
Jokipii, J.R., Ap, J., 143, 961 (1966)

Forbush Decrease の間の宇宙線の Spherical Zonal Components

鹿児島大学 高橋 八郎
" 矢作 直弘
名大理 長島 一男

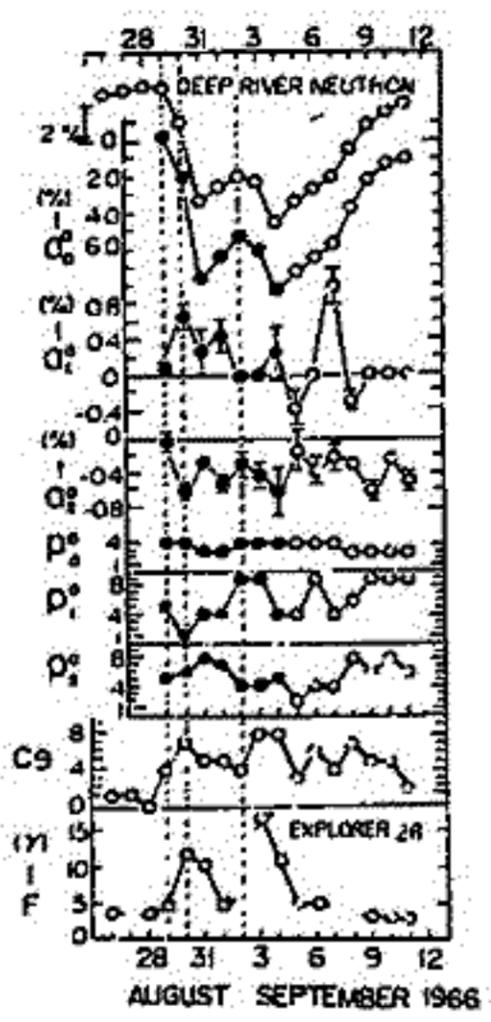
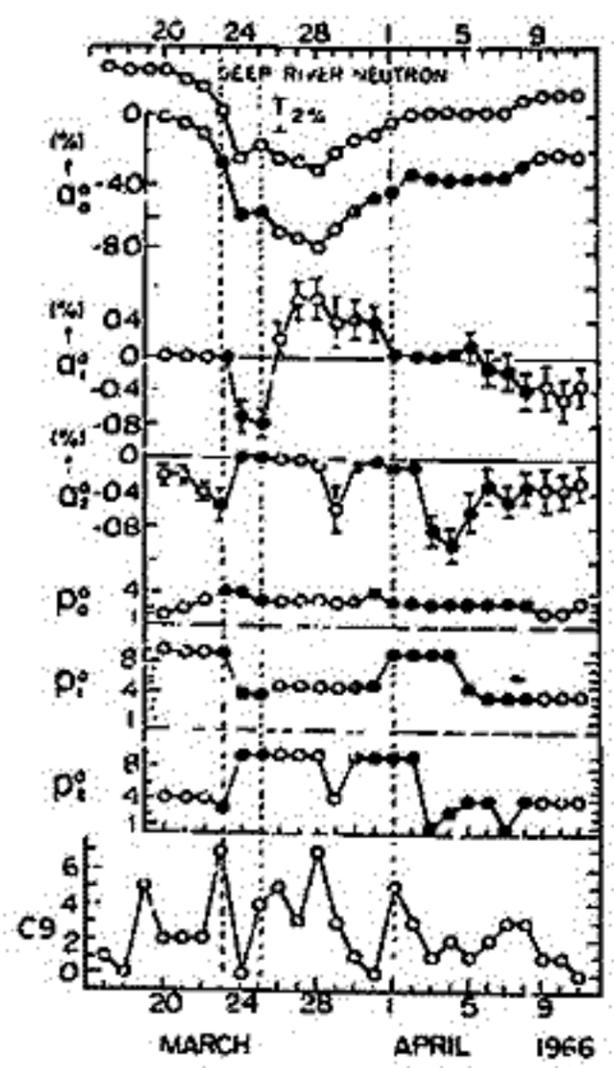
我々は今までに、長島による宇宙線三次元異方性の解析手法を用いた次の5つの区
間 [① September 3 ~ 12, 1964; ② February 8 ~ 18, 1958; ③ March 25 ~ April 9,
1958; ④ March 20 ~ April 11, 1966; ⑤ August 29 ~ September 11, 1966] にお
いて Forbush Decrease の解析を行った。これらの区間の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic
Components (a_0^0, a_1^0, a_2^0) を求め、それらの時間変動の様相、特に North-South
Asymmetry について検討を行った。なお同時に、 a_0^0, a_1^0, a_2^0 それぞれに best-fit
の衰化スワクトラ (Differential Rigidity Spectrum $G(P)$) を求め、 a_0^0, a_1^0, a_2^0 に伴
った時間変動の特徴の検討も行った。

今回は、これらの Forbush Decrease と関連する (太陽 - 惑星間空間 - 地球付近) の
諸現象との Data の比較において、今までに検討を更に深めた結果を報告する。

上述の区間 ④, ⑤ の Forbush Decrease についてこのこれらの検討結果の一部を示す
と第1図、第2図のようになる。

第1図

第2図



図中、実線は Sudden Commencement
の時に伴って、 $a_0^0, a_1^0, a_2^0, \dots$
... P_2^0 の符号の黒丸 (●), 白丸 (○)
は Solar sector structure をそれぞれ
示し、●は Toward Sector を
○は Away sector を示す。太陽活
動 (地球近傍) の measure として
これを用い、更に Interplanetary
Magnetic Field との関連をみる
ために Explorer 28 で得られた
Magnetic Field Magnitude (F)
を用いた (第2図)。
これらの、それぞれに、解析結果
、特に a_1^0, a_2^0 と関連をもつとい
うことが認められるであろう。
なお、Interplanetary Magnetic
Field の components と関連をもつ
ことも示される。

また、他の区間 (② および ③) のものについても同様に関連があることが認めら
れる。これらについても検討結果を後述する。

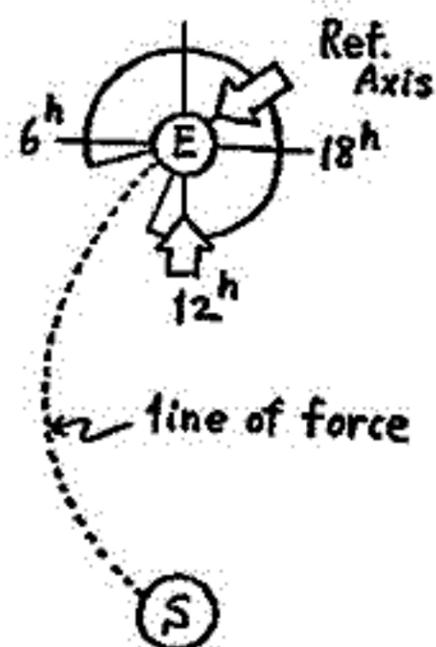
安江新一、 森 覚、 長島一男
 (信大理) (信大理) (名大理)

惑星間空間における宇宙線異方性を構成する要素として、

i) 磁力線の方角に沿った宇宙線粒子の流れと、

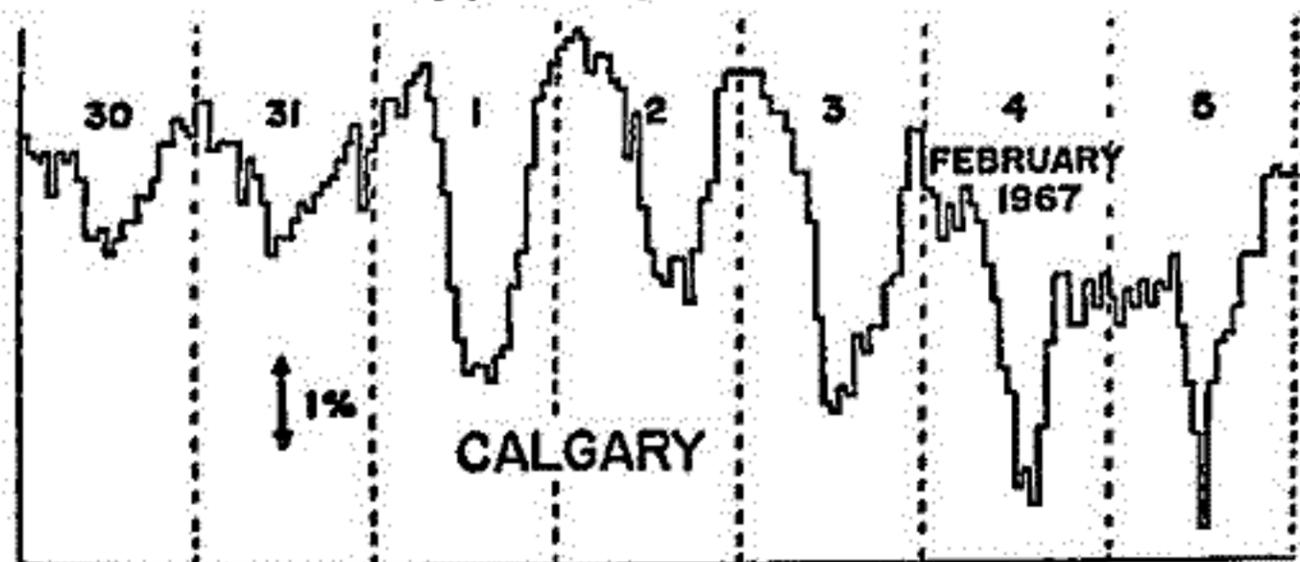
ii) その分布の太陽風による radial 方向 (12h 方向) の押し出し

とが考えられる。そこで i), ii) に対応する空間分布として、任意の Reference Axis のまわりの軸対称分布 $F_p(\chi) = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n P_n(\cos \chi)$ と radial 方向の異方性 $F_s(\chi) = \gamma_s P_1(\cos \chi)$ という2つの軸対称分布を仮定して、3次元的に逐時解析することを試みている (第1図参照)。今回は1967年2月の顕著な日変化の現れた期間 (第2図) に上記の方法を適用することを試みた。使用したデータは汎世界中性子モニター 40 Station のもので、期間は1967年1月30日から2月9日までの11日間とし、初めの2日間の平均強度変化を基準にとった。観測値に合うよう決められたパラメータ、 $\gamma_s, \gamma_0, \dots, \gamma_3, \Delta, \theta_R$ を用いて、3次元的な空間分布の Contour Map を毎時描くことが出来る。又、それを基に日平均の Map をつくることも出来る (第3図)。7-11 解析の 1st Harmonic を用いて best fitting で得られる日変化異方性は、日平均 Map の上から読み取った赤道成分と Amp. Phase 共よく一致することが示される。又、この期間中直接観測で得られた太陽風速度と γ_s との関係や、I.M.F と Reference Axis の方向の角の関係についても検討する。

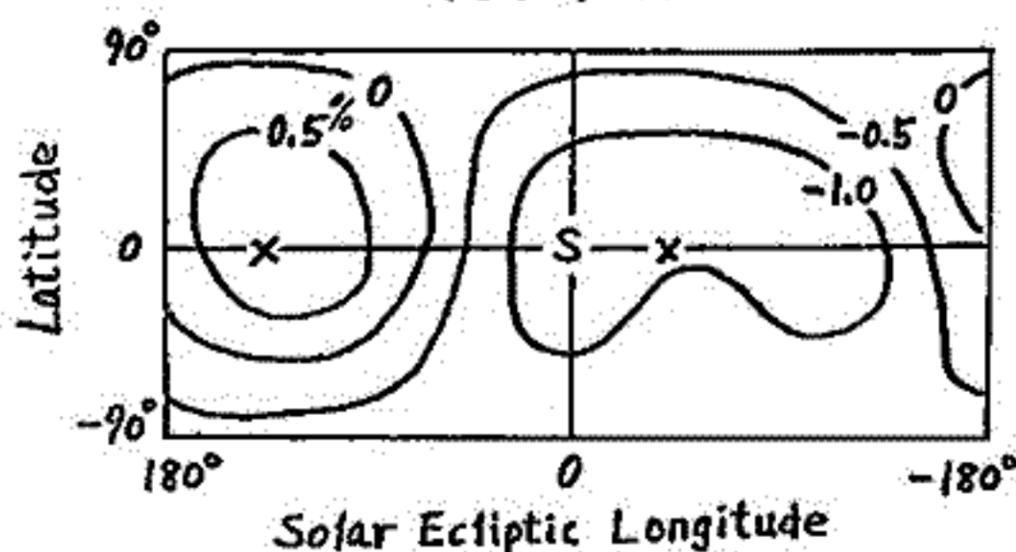


(第1図)

(第2図)



Feb. 3, 1967



(第3図) 空間分布の Contour Map

宇宙線短周期変動の解析

北村正臣, 池上比呂志, 小玉正弘
気象研究所, 理化学研究所

1970年, 南極昭和基地で, 宇宙線中性子及び中間子成分の短周期変化の解析結果を, 前回に引き続き, 行う。このために資料は7月と12月の2月間の, 5分値を用いた。ダイナミックソフトの解析結果を以下に報告する。

解析の結果ダイナミックソフトに於いて数十分程度のpower densityが時折増加する現象が見出された。この結果を, このことは, ECS (Enhanced Cosmic-Ray Scintillation) と呼ぶことにする。ECSの持つ特徴及び他現象との関係を列挙すれば次の通りである。

ECSの特徴

1. ECSは中性子成分には出現するが中間子成分には出現しない。
2. 中性子及び中間子両成分のカウント数及び気圧効果係数は次の通りである。

成分	カウント数	$\frac{1}{N}$	気圧効果係数
中性子	$\sim 2.5 \times 10^4 \text{ count/5min}$	0.63%	$-0.04\%/mb$
中間子	$\sim 5.5 \times 10^4 \text{ count/5min}$	0.43%	$-0.16\%/mb$

3. 冬(11月)と夏(12月)とでECSの出現回数及び現象の型が異なり, これを要約すれば次の様になる。

季節	発生回数	現象の型	周期	継続時間	気圧変化との対応
冬(11月)	5	短周期変化	数10分	数時間	気圧短周期変化に対応
夏(12月)	2	白色雑音		~1日	顕著な気圧変化なし

他現象との関係

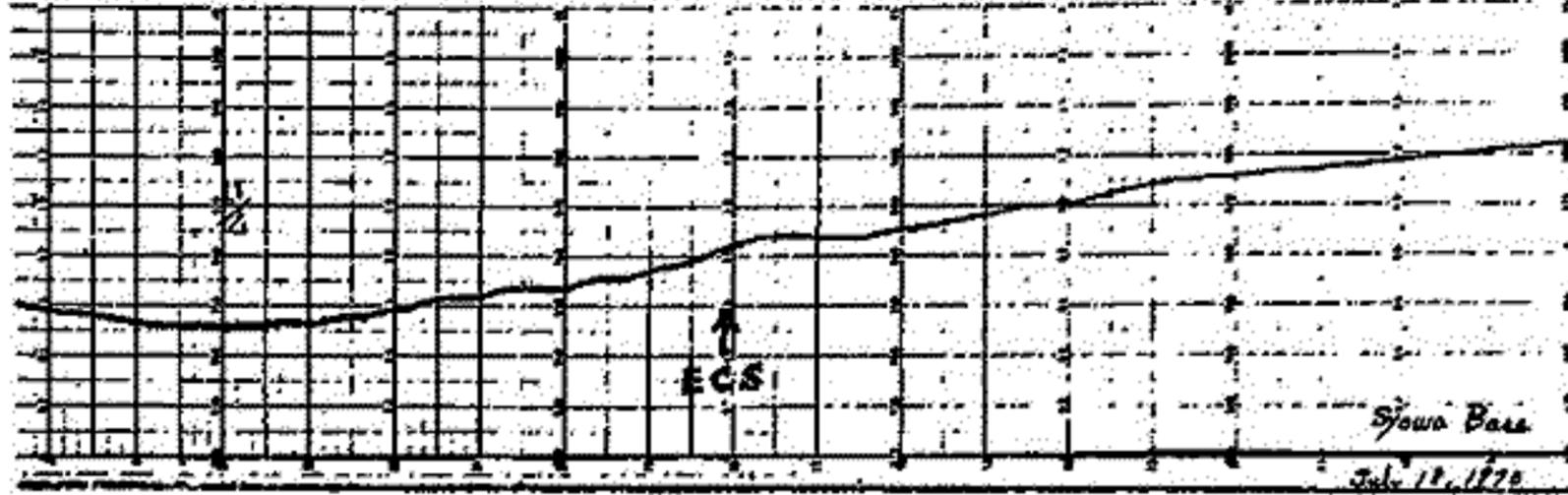
- * Space 起原の現象との関係は
 - (S1) Kp, Ip, Ionogram との関係は
 - (S2) 太陽プロトン (>60 MeV, >30 MeV, >10 MeV) 現象との関係は
 - * 大気内起原の現象と密接な関係がある。
 - (A1) ECSは気圧の低圧部に於いて発生することが多い。
 - (A2) ECSの発生は上空の強風に対応している。
 - (A3) 地上風の強き時にECSの発生することが多い。
 - (A4) 冬のECSは気圧短周期変化によく対応している。(前表参照)
- 夏のECSの場合顕著な気圧変化は見られないが, この場合の上空は強風がある。

結論

以上のことから, 本論文で述べたECS現象はSpace起原のものではなく, 大気内起原の現象である。これは気象擾乱に伴い, 上空の強風による, 誘発される微小気圧波(振幅: 1~2 mb)による発生であると考へられる。(但しこれに確かであることは複数の観測結果による必要がある)

尚, 以上に述べたことは2ヶ月間の資料に基づくもので, 更に長期間の資料の解析が必要である。

ECSの発生は上空の気圧変動の一例。
↑印が中心として長時間にわたってECSが発生している。

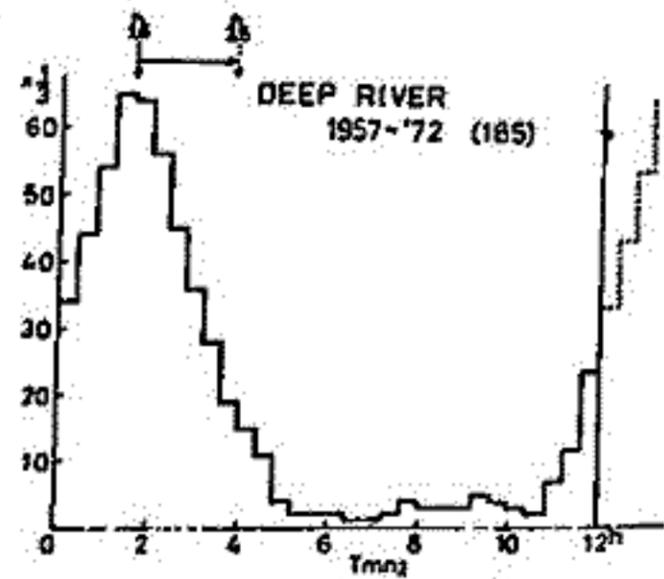


石田 喜雄*, 菅野常吉*, 斎藤俊子**
 福島大・教育* 福島医大・教養**

I. これまでに、宇宙線治日変化が存在し、そのspaceでの異方性は平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあること、 $\langle T_{MN3} \rangle_T$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ線強度(IG303) (太陽面緯度)と大変強い相関(地点により正相関、負相関あり)があることを報告してきた。今回は、宇宙線半日変化の結果も加味した結果について報告する。

II. 宇宙線半日変化

T_{MN2} (宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(L.T.))のヒストグラムより、spaceにおけるその異方性は略(3~4) h 方向にあり(第1図)、又 $\langle T_{MN2} \rangle_T$ (ベクトル年平均値(in space))は年によってもあまり変化がないことがわかった。



第1図 T_{MN2} (半日変化)の強度分布
 第1表 ANISOTROPY OF SOLAR WIND VELOCITY IN SPACE

III. 宇宙線治日変化

上述の結果その他、治日変化のspaceでの異方性は、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^h$ 方向にある(第2図)。

IV. 結論

これらのまとめると、観測から得られた表上半分の様な結果が得られ、これと Fujii, Nagashima et. al の Loss cone モデルの結果(第3表下半分)をいっしょにし、太陽活動期には空間磁場の乱れにより流れる粒子が Loss cone の半開角は狭く($< 63^\circ$)なり、太陽静穏期には広く($63^\circ < \alpha < 90^\circ$)なりというモデルが考えられる(第2図)。

第2表

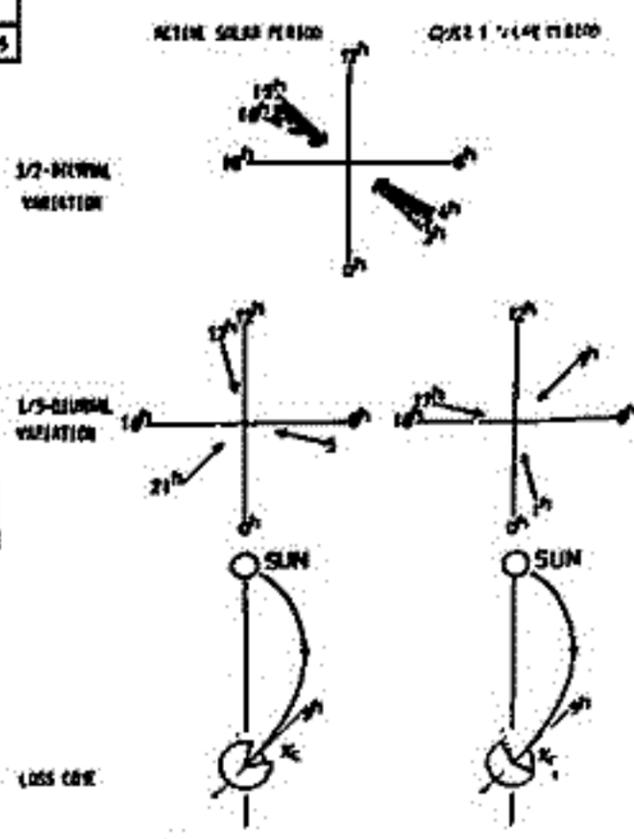
PERIOD	PEAK OF T_{MN} ESTIMATION IN SPACE			
	DEEP RIVER (1)		OTTAWA	
	NUMBER	PEAK (h)	NUMBER	PEAK (h)
1957			6	15.51
1958			12	5.3
1959			12	6.5
1960			12	5.8
1961			12	6.4
1962	8	① 4.7 ② 0.9	12	① 1.0 ② 5.7
1963	12	0.8	12	① 5.8 ② 1.5
1964	12	1.0	12	2.4
1965	12	① 0.9 ② 5.1	12	① 1.4 ② 4.5
1966	12	1.7	12	2.5
1967	12	0.9	12	4.7
1968	12	0.5	12	5.4
1969	12	0.3	12	6.4
1970	12	5.5	12	5.5
1971	12	0.5	12	① 5.5 ② 0.4
1972	12	6.4		
TOTAL	329	① 0.9 ② 0.5	326	① 5.7 ② 1.5

第1表 ANISOTROPY OF SOLAR WIND VELOCITY IN SPACE

STATION	PERIOD	N	PEAK OF T_{MN} (h)
ALGOA	1957-1972	63	① 0.0 ② 6.8
UPPSALA	1957-1969	12	① 0.4 ② 3.5
LEEDS	1957-1966	137	① 1.0 ② 3.5
ROME	1957-1970	162	① 1.5 ② 5.7
DEEP RIVER (1)	1957-1972	179	① 0.9 ② 6.5
OTTAWA	1957-1971	176	① 1.5 ② 5.7
RESOLUTE BAY	1957-1970	160	① 2.9 ② 6.8
NEISS IS.	1958-1964	89	① (1.0) ② 7.4
MT. NORIKURA	1957-1964	90	5.9
MT. WASHINGTON	1957-1964	71	4.0
RIO DE JANEIRO	1957-1962	63	4.9
CHICAGO	1957-1964	76	① (1.0) ② 5.2
ORONHILL	1957-1969	132	① 1.7 ② 3.4
ALERT (1)	1957-1972	85	5.5
HELVARS	1957-1971	169	① (4.0) ② 2.7
HELVARS (1)	1964-1971	28	7.6
GOOSE BAY (1)	1964-1972	94	7.2
DEEP RIVER	1957-1972	185	1.0
ALMAZ	1957-1964	76	0.2
ALMAZ (1)	1957-1964	71	① 1.1 ② (4.0)
INUIT (1)	1964-1972	102	① 0.6 ② (6.0)

第3表 ANISOTROPY IN SPACE (1)

	SEMI-DIURNAL VARIATION	1/3-DIURNAL VARIATION
OBSERVE		
ACTIVE SOLAR PERIOD	$\sim 5, 15, 16$	$\sim 5, 13, 21$
QUIET SOLAR PERIOD	$\sim 5, 15, 16$	$\sim 1, 9, 17$
THEORY OF FUJII, NAGASHIMA ET AL.		
	5, 15	5, 13, 21 1, 9, 17
HALF ANGLE OF LOSS CONE		$0^\circ < \alpha < 63^\circ$ $63^\circ < \alpha < 90^\circ$



第2図

菅野常吉・石田喜雄・南藤俊子・南藤尚生・杉井亨・湯元清文
(福島大・教育) (福島医大) (東北大・理)

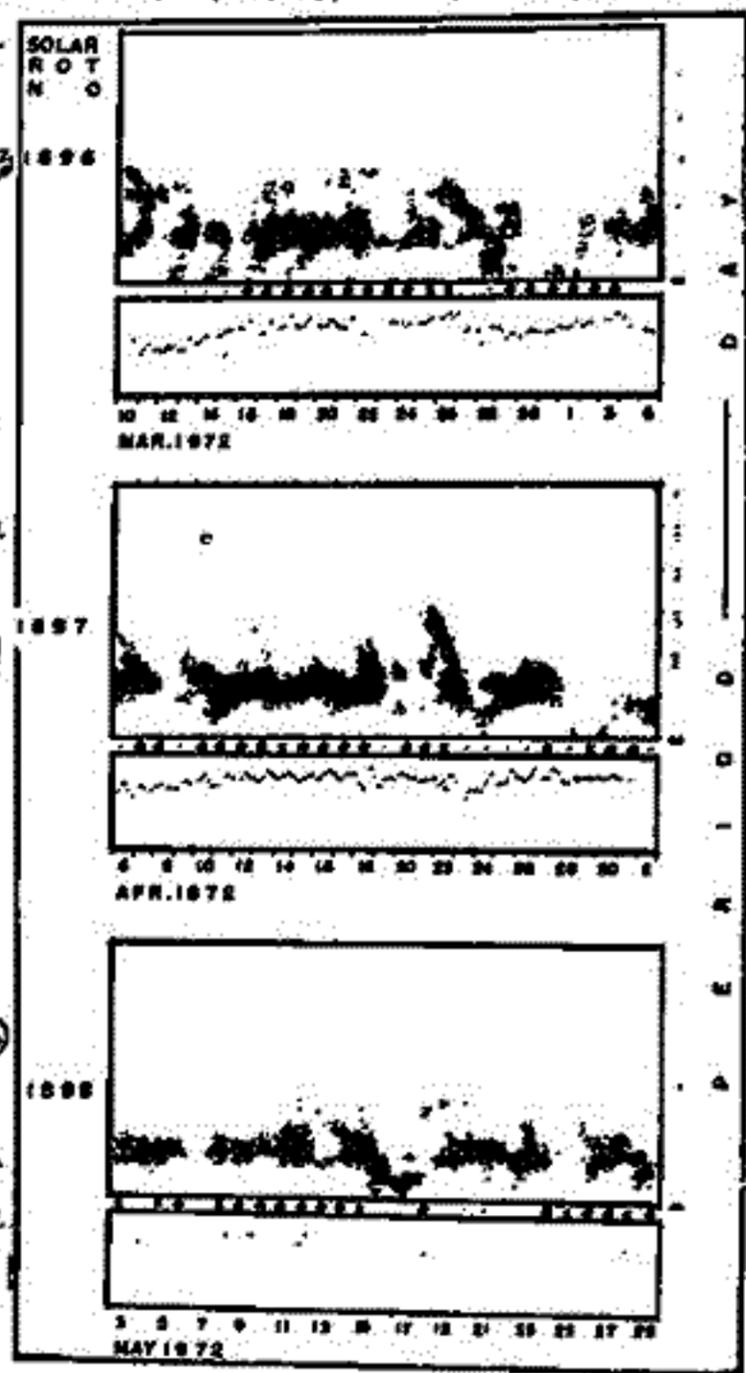
宇宙線の anisotropy を論ずる際に従来兎角多年の資料から統計的に diurnal, semidiurnal, terdiurnal 毎の anisotropy が計算され、論じられることが多かった。その様な統計的研究は確かに有用である一方、anisotropy の原因となるべき太陽および惑星間空間の諸物理量は刻々変化するので、之等 anisotropy の日々の様態も動的に調査し、その時々に対応した上記物理量の変化と何々に比較検討することが、anisotropy の機構を研究する上に極めて有用であると思われる。この様な観点から宇宙線強度に因りていわゆる Hissa 法を適用して次の様な動解析を行なった。

資料としては "Cosmic Ray MN-64, Neutron Monitor Data" に報告されている Deep River における neutron intensity の 1972 年 1 月 1 日から 6 月 30 日までの半年間の毎時値が用いられた。毎時値は紙テープに自動穿孔され、DA 変換器を通じて MT に記録された analog 信号が S-hissa で解析された。

図は解析結果の一部を示し、夫々下半分に Deep River の neutron intensity の hourly value, 上半分にそれに対応する周期毎の anisotropy の動解析結果 (dynamic spectral anisogram) を示し、比較し易い様に同一の時間軸スケールが両者に対して用いられている。dynamic spectral anisogram においては、周期の縦軸と時間の横軸の上には、diurnal, semidiurnal, terdiurnal, ... の anisotropy の大きさが濃度で表示されている。当然ながら intensity variation の記録に対し周期毎の anisotropy は細部に至るまで忠実に対応している。

- 解析結果においり特徴的なことは主に次の通りである。
- (1) 宇宙線嵐に伴って共通した特徴的 pattern が現われるが、これは宇宙線嵐の発生に伴う irregular variation, 数日間の Forbush decrease, および宇宙線嵐中の diurnal anisotropy の増大の忠実な反映であると解釈出来る。
 - (2) anisotropy の 1 日, 1/2 日, 1/3 日, ... 周期成分は常に比例関係にあるわけではない。
 - (3) anisotropy のいわゆる diurnal, semidiurnal, terdiurnal, ... component は、24 時間およびその harmonics 以外の周期で出現することが屡々あり、かつその周期も時間的に fluctuate する。(このことは宇宙空間において anisotropy の方向が刻々に変化することも意味する)

之等 (1) ~ (3) は何れも統計処理では求められぬところから、anisotropy の研究に dynamic spectral anisogram の様な動解析も必要であることを示すであろう。



森 寛 安江 新一 一之瀬 匡興[†] 踏坂 修二 赤羽 重信
信大 理 信大 敬泰[†]

長野県下村村の地下 30 m. W. O. に おける 宇宙線強度の連続観測は 1973 年 8 月 1 日
1 年以上を経過し、貴重なデータが得られた。前にも述べたように、我々の地下宇
宙線望遠鏡は (1) 高精度 (計数 $\sim 96 \times 10^4 / \text{hr}$) が (2) 多方向 (鉛直、東西南北、東
東、西西、南南及び北北の 9 方向) の特徴をもつ。2。

前回のレポートで、得られた観測データを整理した。本誌の巻末に掲載した。現在、
観測データを最終的に整理中であり、今後、下記の特徴を解析し、報告す
る予定である。

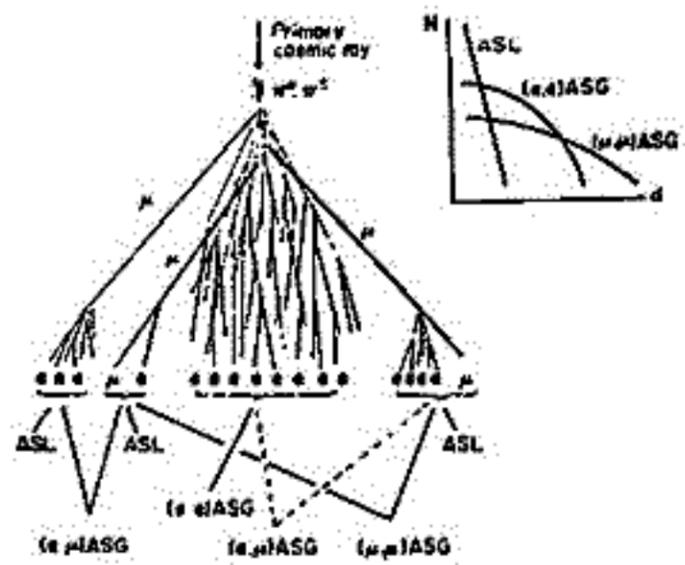
- (i) 強度の天候効果
 - (ii) 異変性 (一日変化、半日変化及び 2 日変化) の解析
 - (iii) 一日変化、年周変化と南北非対称性変化
 - (iv) 増大増大日変化の再帰現象
 - (v) 強度変化と惑星間空間磁場 (solar 誘導)
 - (vi) 日変化と惑星間空間磁場極性依存性及び極端異変性 (一之瀬氏の誘導参照)
- これら 6 解析結果は、今年 8 月の JINR 関係士会の宇宙線国際会議に提出する。

長島一男, 上野祐幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎,
小島浩司*, 花井桂太郎*

名古屋大理, 名古屋保健大*

我々が観測している low density の Air Shower はどのようなものであるかを Fig. 1 に示す。 AS を大きく分けて 比較的低い Primary energy に対応する ASL (Local Air Shower) と それよりも高い primary energy をもつ particle のよ 生ずる ASG (General Air Shower) とがある。 2つの detector 間の距離を変えて AS の頻度を測ると Decoherence Curve では ASL は Fig. 1 の右上に示したように スケールの小さい event である。 今回は、最近の半年間の観測に基づいて、この Local Air Shower の 性質 並びに Time Variation について述べる予定である。

Fig. 1



AS (Air Shower)				
ASL (Local Air Shower)		ASG (General Air Shower)		
(e, mu)ASL		(e, mu)ASG		
(e, mu)ASL	(e, mu)ASL	(mu, mu)ASG	(e, mu)ASG	(e, mu)ASG

長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 柳原志津子, 近藤一部,
小島浩司*, 花井荘太郎*

名大理, 名古屋保衛大*

乗鞍の高精度中間子計 (36 m²) の一部を用いて, 1970年8月から Small Air Shower の観測を続けている。1970年8月からは 3-Fold AS, 1972年5月から 4-Fold AS を観測しており, 1973年2月からは Directional AS の観測を始めた。

Directional AS は, AS の到来方向を鉛 (10cm) の壁の吸収によって 2つの方向 (East, West) に分け, 2方向の差 (E-W) をとることによって, AS の Atmospheric Effect を除くことを目的として観測している。

Fig. 1 に観測の Arrangement を示す。Fig. 2 に 1973年2月 - 1974年7月迄の Directional AS の観測結果を 3F-AS, 4F-AS と比較して示した。

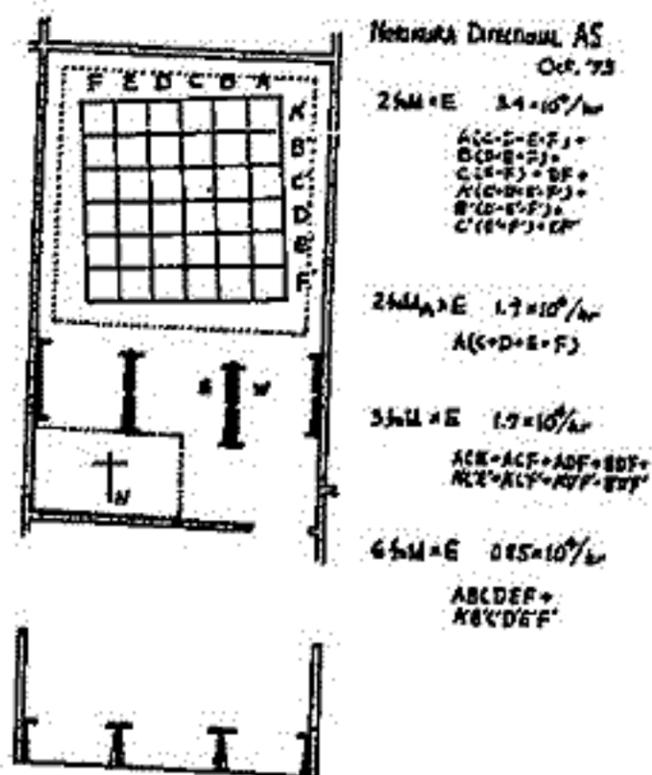


Fig. 1

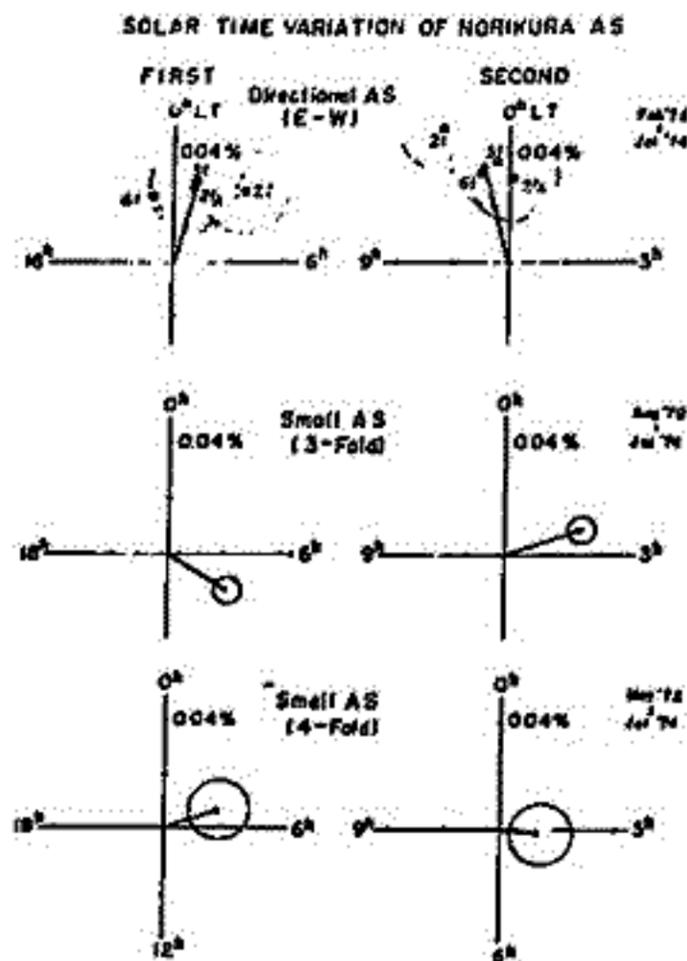


Fig. 2

加藤愛雄

東海大・航空宇宙

瀬戸正弘, 早坂 孝

東北工大・電子通信

人工雑音を避けて地磁気変化の観測を行う場合、商用電源を伴った観測場所を避けるのが望ましい。従来用いた磁気浮遊型磁力計は周期数分の小さい変化を観測するため高感度にした。しかし、日変化等が記録がスケールアウトをし保存が面倒であった。

そこで今回、外部磁場を自動的に打消すことが出来るようにし、かつ、セットAの保存を容易に出来るように改造した。そして、電源はバッテリーとし、防水型容器に収めるとしてC A 観測が出来る磁力計を試作した。特に、検出器はコンバル機構を採用し、三成分別々に防水された容器に収めた。磁力計本体は28cm x 48cm x 46cmの簡単な防水型容器に記録計、バッテリーと共に収めた。この磁力計を用いて中部地方で試験的に地磁気観測を実施した。

水野浩雄 田島 裕

(国土地理院)

野外磁気測量では磁気土に標石を埋入す。地磁気観測所では観測室を建てよにさいして、土地を掘ったり土盛りをしたりす。土に多少の磁性物質が含まれていて、その磁場が地表での地磁気の観測値にそれだけの影響を及ぼすであろう。穴を掘れば、その部分の磁場が変化する。さらに土を埋めるときには掘った方向に向いていた磁性物質の磁気能率がその後の長い年月の間には、徐々に地球磁場の方向に向きと揃うことになる。これによつてみだりの永年変化と見紛はすおそれがある。

鹿野山測地観測所ではプロトン磁力計のセンサーと絶対観測室の間の地域差が初期に数%の変化とみせ、その後ほぼ一定に収まっている。水沢測地観測所でも同じような現象がみられた。それで、これがはたして上記のように土の磁化の変化によつておこるものかをたしおめられれば、地球磁場の精密な測定におこるうえで意義あることと考へた。

水沢測地観測所構内に長さ1.5m、よこ1m、高さ60cmの穴を3ヶ所掘り、携帯用プロトン磁力計でくり返し測定をおこなつた。土の磁化による磁場の変化を調べた。測定は地表面上30cmの高さにおいて、75cmのメッシュに木枠を組み（一ヶ所はさらに地上1.2mの高さにも同様のメッシュをのこす）穴掘りの測定で元来の磁場の分布をつかき、穴掘後の測定で除去した土による磁場がどの程度でおこるかを調べ、穴を埋めたるのくり返し測定でその後の変動の様子を追跡した。穴掘りの磁場の分布とみよとつがれは20 γ /m以上のコンダクタンスでかなりのgradientが大きいところである。穴掘前後の値とくらべてみると、中心部で16 γ 、18 γ 、40 γ の減少がそれぞれみられ、穴の部分の土が地球磁場の方向に磁化していったこと増減の分布をよく説明できる。穴を埋めるとして、上記の増減分の割合は元に戻す。すなわちこの分布はinduced magnetizationによるものとみられる。その後半年余とつたてた測定ではこの分布に変化はみられなかった。

一等磁気測量による最近の地磁気経年変化

水野 浩 雄

(国土地理院)

一等磁気測量の資料を用いて 1967年から1973年にかけての isoporic chart (柿岡に相対的年変化量分布図) と作成した。この時期には、一等磁気測量の再整備がすすみ、また年間の観測点数の増加と認められ、60年代に比べて一等磁気測量への取り組みが強化されている。

全体として、isoporic pattern は、1950年代にみられたように急速で擾乱的な変化がみられる。しかし、1971~2年と境として若干の impulsive な変化と確認できる。北海道の様似、広尾、釧路、帯広の各所で 1972年と境にして水平分力の reduced value が漸減 (1.5/y 程度) から急減 (5~6%) に転じている。

偏角は同じく北海道で、1971年と境として 4~5%/y 程度の減少を示していたものが、1.5/year 程度の減少に急変した。他の地域の isoporic line もこれに似たような変動を示した。

柿岡に相対的年変化量

水平分力		至	1/y.	自	1/y
24	様似	~72年	-1.4	72年~	-5.6
27	広尾	~71	-1.6	71~	-5.2
21	釧路	~72	-1.4	72~	-5.8
20	帯広	~72	0.0	72~	-6.0
	女満別	~70	0.0	70~	-5.4
偏角					
15	留萌	~72	-5.2	72~	0.0
17	北見	~72	-6.0	72~	-2.0
20	帯広	~72	-5.0	72~	+1.0
21	釧路	~72	-5.4	72~	0.0
25	今金	~71	-4.0	71~	-1.6
26	函館	~71	-4.2	71~	+1.0
27	広尾	~73	-3.6	73~	0.0
28	標津	~72	-5.4	72~	0.0
28	八戸	~71	-3.6	71~	-0.6
	女満別	~71	-5.6	71~	-2.6

大島章一、進林一彦、塚本徹、大森啓雄、洲上啓美
海上保安庁水路部

海上保安庁が行つてゐる大陸棚の海の基本図測量のうち、紀伊半島周辺から、四国南方、九州南方、九州西方、及び対馬周辺の、海岸からほぼ200km以内の海域に関し、地磁気全磁力の測量結果を報告する。

測量は、水路部の測量船“昭洋”及び“明洋”によつて行われ、測線間隔はほぼ3.7km（2海里）で、地磁気全磁力はプロトン磁力計を測定した。なお、同時に地形、地質、重力等の調査も行われた。

地磁気異常算出に用いた標準磁場は、IGRF 1965.0であるが、さらに水路部の全国磁気測量結果による日本付近の経年変化量を考慮した。得られた地磁気異常分布の様子を以下に示すと次の通り。

1. 紀伊半島付近から大隅半島に至る南海トラフ内側は、水深2500mより浅い海域は、磁氣的に平坦である。
2. 四国沖の水深2500mより深い大陸棚と南海トラフには、地磁気崎状異常が存在する。その幅中は、ほぼ±200γ、10kmの異常帯の中は30km前後、その長軸方向は北西～南東方向で沖に向かつて幅が増す。これは四国海盆に存在すると云われ、この地磁気逆転に伴う大洋性縞異常の先端が明瞭に見出されたものと考えられる。
3. 薩摩半島から口永良部島にかけての火山フロントを越してさらに西に走ると、突然地磁気異常は複雑な分布を示し、波長数kmで幅巾500γに達する異常が多数見られる。
4. 九州及び対馬西方の大陸棚は、200γ～500γの正負の地磁気異常が複雑に分布しており、表層は砂泥堆積物であるが、その下には1～2kmと、比較的浅いとこで、玄武岩等の強い磁性を示す岩石が、広範囲に分布してゐると考えられる。
5. 対馬の東方海域は、磁氣的にきつめて平坦である。

歌代 慎吉
海上保安大学校

昭和41年以來海上保安庁水路部により北海道のオホーツク海沿岸、日本海の礼文島及び奥尻島にわたる両岸海域、釧路～十勝沖、東北地方の秋田、酒田沖、三陸沖、佐賀周辺、能登周辺、相模湾、紀伊半島沖、四国沖、九州周辺海域のプロトン磁力計による地磁気全磁力の精密測量が実施された。測量の結果は地磁気図として刊行された。地磁気図は全磁力の50Y等磁力線図として描かれた。此の論文では主として北海道、東北、北陸、関東の日本列島東部及び北部の周辺海域の磁気異常について述べる。先づ1970年の緯度、経度の二次式で表はされた全磁力の分布と Secular Variation の correction を行った値より Observed Value と差引いた磁気異常を求め、wave length が 100km 以上の regional anomaly と数十軒以下の local anomaly とを分離して夫々について考察を行った。

1) Regional anomaly

波長が百数十軒に及ぶ magnetic anomaly はオホーツク海、網走沖、釧路沖、入戸～尻矢山沖、周東南部、相模湾とあり三等は左範囲にわたる地殻構造とそれに基づく regional anomaly と考えよることが出来る。これは火山帯の左範囲に andesite や basalt の基盤が存在するものと考えられる。一方三陸沖や北海道東方海上の日本海溝を越えて存在する long wave length を有する anomaly は ocean basin に見られる海洋底の spreading によるものと考えられる。

2) Local anomaly

範囲が十数軒～数十軒の小範囲の local anomaly はその大半が数百から数千数百から数千に及ぶものがあり、北海道稚内、留萌、禮丹半島、網走沖、釧路沖、恵山沖、尻矢山、入戸、釜石、男鹿半島、能登半島、伊豆半島、大島周辺、伊豆諸島周辺海域等に顕著であり、九州、南西諸島、沖縄方面の磁気測量結果が得られ、いずれも多くは2である。三等の local anomaly については magnetization の方向を求めるとほぼ現在の地磁気方向より East または West に 0°～30°偏している。三等の local anomaly は Depth が数 km の水深と割と浅い海面近くには source を有すると考えられる。三等の local anomaly については地殻的に顕著な特性があると考えられる。

笹井洋一
東大地震研究所

1. 伊豆大島の離島効果

1966年に、筆者は伊豆大島の各所に地磁気変化計を置いて、短周期変化を観測した。その結果、島内各所でZ成分が非常に異なり、特に島の南北端では符号が反転する事実を見つけた。(Sasai 1967)この現象は、海水中に誘導された電流が不良導体の島をさけて流れることによる、いわゆる離島効果で説明できる。(Sasai 1968)離島効果については、三宅島での観測をもとに、本歳が詳細な検討を行ない、地下の電気伝導度分布をも与えている。(Honkura 1971, 1973)伊豆大島について、同様の検討の結果を報告する。

2. トランスファー・ファンクション・スペクトル

1966年中に起きた3つの磁気嵐をスペクトル解析し、周期6分から240分までのトランスファー・ファンクション(複素振幅比)を求めた。その値は、以前に求めた Parkman Vectorの値と(T₀~30分)大体一致する。但し、島の北端部の値は大きく食いちがっており、自己誘導の影響を考えないと、説明しにくい。(Sasai 1970)注目すべきは、各観測点のスペクトルは周期に依らずほぼ一定なことで、三宅島や八丈島の如く、周期の減少と共に減衰する傾向を示さない。これは伊豆大島が Central Japan Anomaly をひき起すと考えられている地下良導層の暮らこみの、ごく近くに位置していることを示唆する。

3. モデル計算

伊豆大島周辺の海深分布を模した薄層導体モデルで、海洋誘導電流と磁場を求めた。力武の方法による以前のモデル計算を、いくつかの点で改良した。主な点は(1)島の北端での異常を説明するために、伊豆大島の北部に良導層(海水の浸透によると思われる)を置いたこと、(2)数値微分の精度を上げ、(3)Z成分の計算については Basic Integral の考えを用いて精度を上げた。(Price and Wilkins 1963)

4. 海洋誘導電流の強さと、伊豆大島地下の電気伝導度分布

伊豆大島の異常は、Central Japan Anomaly と離島効果の重ね合わせで説明できる。観測と計算を比較して、Central Japan Anomaly の部分を分離できる。実際に観測される離島効果部分は計算値の半分以下で、このような電流強度を説明するには、地下の導体層分布を考えて表面電流を弱めてやればよい。現在計算中であるが、三宅島についての本歳の結論と同様に、地下数十km以内に良導層が存在すると思われる。伊豆大島周辺の誘導電流は、三宅島と異なり、極めて大きな異方性があり、東西方向の磁場変化で流れる電流は、南北方向の場合に比べて半分以下である。この原因は本州の存在によるものと考えられるが、八丈島でも同様である(Honkura et al. 1974)ことを考えると、南北方向にのびた地下良導層の盛り上りの可能性もある。

Honkura Y. (1971) Geomagnetic Variation Anomaly on Miyake-jima Island JGG, 23, 307-333

Honkura Y. (1973) Island effect and electrical conductivity structure beneath Miyake-jima Island., JGG, 25, 167-179

Honkura Y., S. Oshima & T. Kondo. (1974) Geomagnetic Variation Anomaly on Hachijo-jima Island., JGG, 26, 23-37

Price A.T & G. Wilkins (1963) Phil. Trans. R. Soc., A 256, 31-98

Sasai, Y. (1967) Spatial Dependence of short-period geomagnetic fluctuations on Ashima Island (1), BERT, 45, 137-157

Sasai, Y. (1968) Spatial dependence of short-period geomagnetic fluctuations on Ashima Island (2), BERT, 46, 907-926

Sasai, Y. (1970) Electromagnetic induction within a non-uniform thin sheet conductor of the "Island Effect" model, when the self-induction is taken into account., Unpublished Manuscript.

力武常次(1972)地球電磁気学, 岩波書店, p346

行武 毅・吉野登志男・木本崇次・下村高史・小山 茂
 東京大学地質研究所

溶融状態にある溶岩の電気抵抗は、乾燥した常温の岩石に比べると 10^4 倍以上低い。溶岩が上昇してくると、比抵抗の小さな溶岩が火口を満たす効果だけでなく、周囲のすでに固結した溶岩や火山噴出物を温めるため、火口周辺の電気抵抗が小さくなるのではないかと推測される。火山活動と火口周辺の電気抵抗の時間変化との関係と調べることを究極の目的として、今回は電気探査の初歩的予法を用い、三原山で比抵抗測定の前備実験をこなした。

方法は、いわゆる dipole 法を採用した。カルデラ床で3測線、火口を挟んで1測線の実験を実施した。電流電極と電位電極の間隔は、最大1.1 kmまで離れた。流した電流は800 V, 0.2~0.35 Aで0.1 c/sの交流電流である。

見掛けの比抵抗(ρ)を求めると、カルデラ床では一般に値が大きく、地表付近で4~6 $k\Omega\cdot m$ である。しかし電流-電位電極間の距離(r)を増やして、 $r/2 = 450m$ 位にすると、 $\rho = 600 \Omega\cdot m$ とおよそ $1/10$ になる。これはカルデラ床では、深さが深くなる程、比抵抗が減少していることを示している。これに対して、火口を挟む測線では、見掛け比抵抗は、 $r/2 = 400m$ 付近で800 $\Omega\cdot m$ と、カルデラ床に比べると1桁小さくなっている。また火口測線では、 r の増大とともに、 ρ が増加しているのもカルデラ床測線と対照的である。

現在、火口内溶岩の顔面はかなり低く、少くとも上部250m位は中空であるとされている。この部分の比抵抗は無限大とみなせることを考慮すると、火口測線で得られた小さな見掛け比抵抗は、火口周辺部が著しく低比抵抗の状態にあることを意味している。

森 俊 雄
地磁気観測所

1971年から1974年にかけて北海道東部ノ3点で地磁気地電流の変化観測を行った。北海道東部の地質構造は千島火山帯の北部、グリーンラフ地域と南部の新生代堆積層の厚い根釧原野、太平洋岸で白亜系の露出している高電力地域よりなっている。この3つの地域で観測した地点での周期別パーキンソンベクトル、水平磁場変化ベクトルと水平電場ベクトルの関係を求めた。

この3つの地域でのパーキンソンベクトルは短く、 $\sqrt{A^2+B^2} \leq 0.5$ であり、その方向は十勝別から根室にかけてはほぼ東向、根室から釧路にかけての太平洋岸では東から南、南西へと向きを変えていくが、釧路附近の東西に20km離れに観測点ではほぼ逆向き（釧路湿原の西側にあった上巻平では東向、約20km東の北斗では南西向）になる。また根釧原野の内陸部では変化は非常に小さくなり新生代堆積層が支配しているようである。阿寒湖畔（阿寒カルデラのほぼ中心）では $\sqrt{A^2+B^2} < 0.2$ で周期特性が大きく、4~120 min.まで、ベクトルの方向は西向から北、北東方向へと変化する。

地電位差の変化は、太平洋岸では非常に大きく（3~5 mV/km/yr）で指向性が強く、根釧原野の中央部では小さく卓越方向もはっきりしない。摩周湖の北約10kmの線では $E/H \approx 1$ mV/km/yrで指向性が弱く、十勝別の方では強い。

この3つのうち、高電力帯の釧路附近から根室にかけての太平洋岸、釧路湿原の西側、阿寒カルデラの南側に高抵抗の物質が地表付近にあり、磁場が東西に変化した場合、海水に誘導された電流は主に釧路とそれから20km程度西側の白亜系地層の間から根釧原野の堆積層の厚い部分（1~2km程度）に流れ込み、北北東に向って根釧原野に広がって根室海峡をわけ、途中一部は屈斜路湖、摩周湖方面からオホーツク海にわけるのであることが見られる。

また、稚内から十勝別にかけてのオホーツク海岸では数割、数年での全磁力値の観測から、パーキンソンベクトルの向きが北面から北東、東へと変化して行く事が予想されているが、1974年に数割で正成分の変化観測を行った、この事も確かである。しかし、十勝別と根室の中間の佐呂間湖のパーキンソンベクトルは、十勝別とほとんど同じで、佐呂間湖と数割の間（20~30km）で約90°のずれがある。

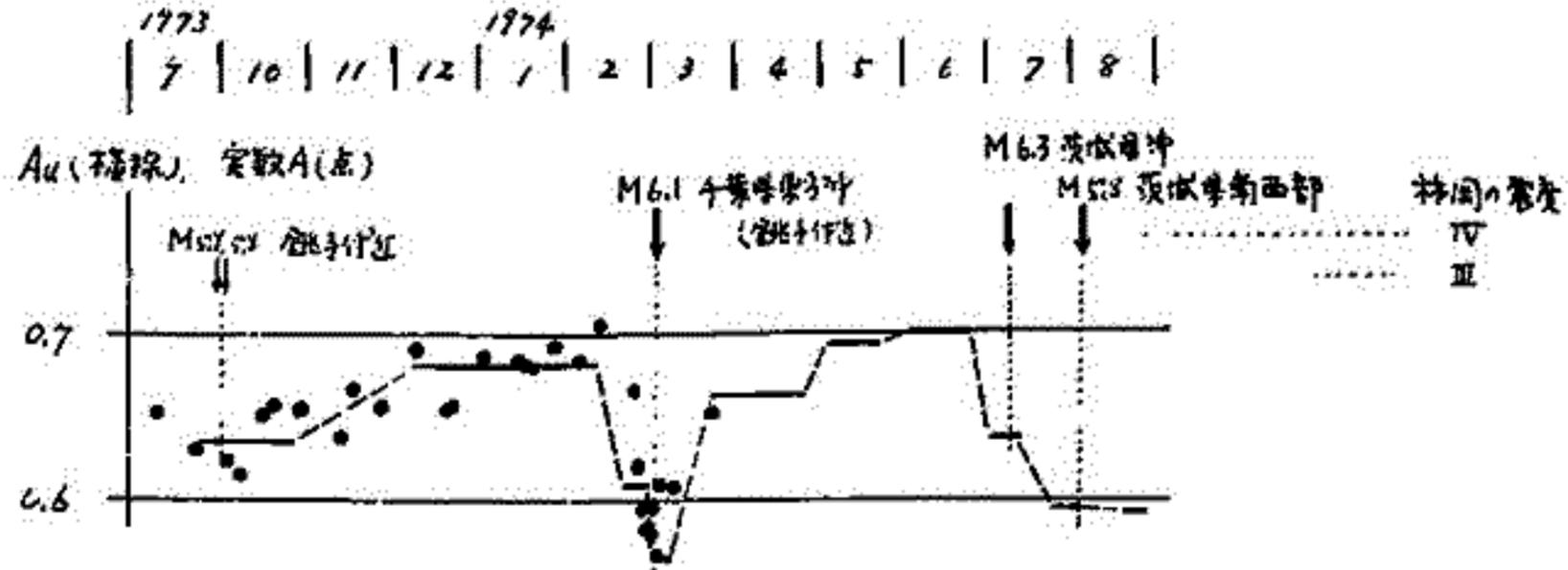
柳原一夫
地磁気観測所

大地電気伝導度異常を $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ であらわしたとき、稀岡（および東京）の A, B が長年の間に大きく変化し、しかも関東大地震（1923）のとき A の値が極小であることは既に報告した。その後最近 16 年間に就いて同様のことも少し詳しく調べると、変化量は当然小く、なほ、6-7 年周期の変化が認められ稀岡の有震地震回数とかなりよく似ていることがわかった。これらのことから地磁気成分変化同因性から推測される電気伝導度 (CA) の変化と地震とに関連するもののように思われるが、CA 変化導出の精度から考えればかなり大きな変化でないと思われ、信頼性がよい。

式、 $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ における変換関数 A, B は同波数の同数でありかっ複素数である。しかし上述の CA 計算の際は、同波数のあまり変らぬ変化成分が比較的同相に近いものを使って、A, B を実数として求めた。これはもちろん厳密でなく信頼性を損うものとなっている。

一方、磁気嵐などの一連のじょう乱記録からパワースペクトルを計算して極値変換関数 A, B を求める方法も多用されているが、これは同波数依存性などをみるには有効であるがある特定の同波数における A, B についての時間的変化も精査にみる立場からは、そのじょう乱記録におけるその同波数のパワーが必ずしも大きいといえないので、疑問である。

そこで、変換関数 $A = A_u + iA_v$, $B = B_u + iB_v$ を求めるのに、特定の同波数（80 分とす）成分を大きく含む孤立型変化 (B_{2y} とす) を一定の期間内から多数とり出して、 $\Delta Z, \Delta H, \Delta D$ のフーリエ変換を計算しその間の関係として求めた。1973 年 9 月から 1974 年 8 月までの 1 年間に 10 期間をとり出して計算した結果は地震と極めてよい関係があった。この期間稀岡で震度 III 以上の地震は 8 回あるが、遠方の 2 回（紀伊半島沖、ウラジオストック）と深い地震 1 回を除く 5 回については A の実数部 A_u が地震前数か月間増大し半月ぐらゝ前から急減少、0.7 → 0.6 して地震後回復するという関係に落ちている。（短時は正確におこなったのは分難であったので 3 回の増減である）下図に示した。図の点で示したものは A, B を実数のみとして同位相の変化のみをとり出した十分の相違も拂って（例えば 1 日の中は 10 コ以上、資料が入っている）求めたものである。



TRANSFER FUNCTIONS AT KAKIOKA (I)

気象庁・地磁気観測所
白木正規・柳原一夫

地磁気短周期変化 $\Delta Z, \Delta H, \Delta D$ の間には、近似的に、

$$\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$$

という関係が満たされていることが知られている。最近、この A, B という変換函数をスペクトル解析の手法を用いて求められることが多くなってきている。この論文は、スペクトル解析の手法によって求められた A, B の値がどれくらいの信頼性をもっているか調べた結果を述べる。

1969~70年の2年間に15個の磁気嵐を選び、それぞれの磁気嵐について、3分ごとのデジタル化を行ない、ハイパスフィルタリングとプレホワイトニングを行ったのち、Blackman & Tukeyの方法によって、オートパワー・スペクトル密度とクロスパワー・スペクトル密度を求め、これらから A, B の値を計算した。

A, B の値は240分~30分の周期の範囲では、大部分の磁気嵐についてほぼ同じような値が得られた。15個の A, B の値の単純平均値の一部にその確率誤差と共に第一表に示されている。ただし、 A_u, B_u は実部、 A_v, B_v は虚部である。

パワー・スペクトル密度の大きさや ΔH と ΔD のコヒーレンスなどは、 A, B の値に影響おると思われるので、 A, B の値とこれらの間の関連性についても調べた。

Table I

	A _u		B _u		A _v		B _v	
120 ^{min}	0.59 ± 0.05		0.17 ± 0.04		0.18 ± 0.04		-0.05 ± 0.03	
60	0.64	0.04	0.13	0.04	0.03	0.04	-0.05	0.04
30	0.60	0.05	0.08	0.06	-0.05	0.07	-0.08	0.04
15	0.49	0.07	-0.01	0.08	-0.07	0.09	-0.03	0.13

渡辺 秀文, 行武 毅
東大、理、地球物理学科, 東大・地震研究所.

地球磁場は核内ダイナモによって維持されることと見られるが、ダイナモ作用を説明する、具体的な流体運動の性質は不明な点が多い。特にトロイダル磁場からポロイダル磁場へのフィードバック作用を伴う運動についてである。そこで本講演では、コリオリ力に影響された渦的運動がフィードバックを行ってゆく(α-effect)と仮定して、磁場の渦的運動に対する反作用をも考慮した、α-ωダイナモ方程式を数値シミュレーションし、現実の地球磁場の性質(強度、逆転期間 etc)を満たす渦運動の相対距離、相対時間、速度を推定する。

α-ωダイナモ方程式は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \text{curl}(\bar{v} \times \bar{B} + \alpha \bar{B}) + \eta \nabla^2 \bar{B}, \\ \alpha = \alpha_\omega + \alpha_B, \\ \alpha_\omega = -\frac{\rho}{4\pi} \frac{\tau l^2}{\eta} \omega \cdot \nabla \bar{v}^2, \\ \alpha_B = -\frac{l^2}{48\pi^2 \eta} \bar{B} \cdot \text{curl} \bar{B}. \end{cases}$$

ここで、 \bar{B} , \bar{v} は大規模な磁場と運動(今の場合 *toroidal shear motion*)。 α_ω , α_B はそれぞれ磁場強度分布をもつ渦的運動がコリオリ力に影響を受け持つ "helicity" の α-effect と、これに対する磁場の反作用。 τ , l , ω は渦的運動の相対時間、距離、速度。 ρ , η は核内流体の密度、磁気粘性である。

この方程式は \bar{B} について非線型であり、^{定常状態での} 磁場強度が *kinematic dynamo* と違って求まる。従って、実際の磁場強度(双極子磁場 $\approx 0.3 G$) を満たすためには、渦運動の τ , l , ω は制限される。図1は異なる初期値を与えた時に、時間と共に axial dipole の Gauss 係数 g_1^0 が定常値約 $0.3 G$ へ収束して行く様子が見られる。この時の τ , l , v_{max} の値は $l^2 = 10^{10} \text{ cm}^2$ ($l = 1 \text{ km}$), $\tau v_{max}^2 = 1.4 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。図2は、 g_1^0 の定常値が、 $0.3 G$ と $0.6 G$ の場合の τ , l , v_{max} の値をプロットしたものである。図からも分かるように磁場強度だけでは、 τ , l , v_{max} の値を一意的に決めることができないが、更に磁場逆転時の期間(強度減少期間)等を考慮するににより、可能となるものと思われる。この点については講演で発表する予定である。

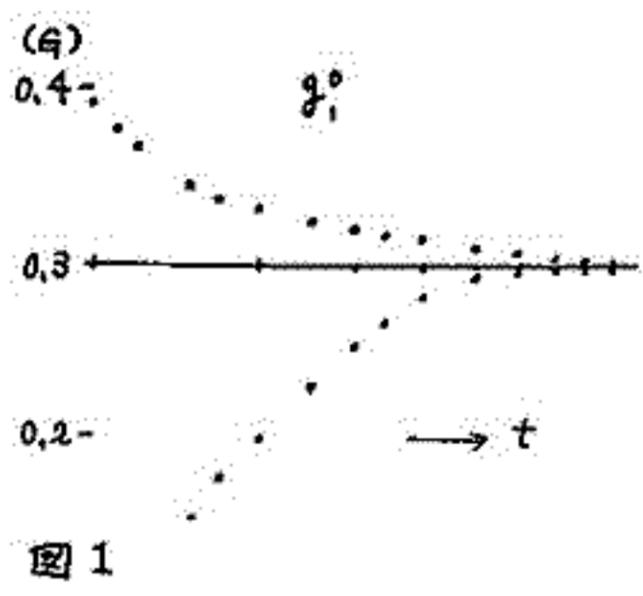


図1

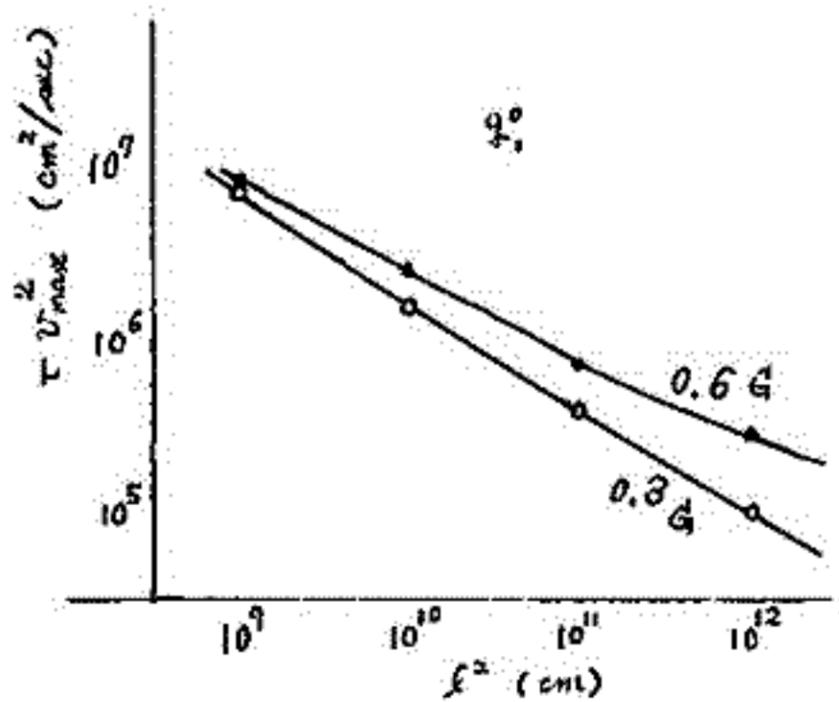


図2

行武 毅
 東京大学地震研究所

観測所で観測される地磁気永年変化は、数百年周期になると、移動性磁場と停滞性磁場の重ね合わせで充分よく近似できる。しかし数十年変化になると必ずしもこの2種類の磁場だけでは説明がつかない。過去数十年の変化をみると、数百年の比較的長周期変化と違って、変化に地域性があるようにみえる。ヨーロッパ地方では、鉛直成分変化に、この地方特有の極小が1915~1935年に現れている。停滞性磁場と移動性磁場から計算される Gauss-Schmidt 係数を合成したのでは、このヨーロッパの鉛直成分変化を充分説明することはできない。

ところで、21ヶ所の観測所の年平均値を基礎に、1900-1965年間の毎年の磁場に対して、Gauss-Schmidt 係数が $n=m=3$ を求められている。これらと合成すれば、ヨーロッパ地方の鉛直成分変化も充分よく近似できる。

停滞性磁場と移動性磁場から得られる Gauss-Schmidt 係数を順次観測所のデータより得られた Gauss-Schmidt 係数で置き換えて磁場を合成し、どの項がヨーロッパ地方の鉛直成分変化に寄与しているかを調べてみた。その結果、一見ヨーロッパ地方特有の変化とみられるものが、Zonal term の変化によるところが大きいことが明らかになった。Zonal term の変化は、経度によらない変化であるから、見かけ上地域的な変化も、かなりの大規模な変化によつて惹き起される場合があるといえる。

百瀬寛一

信州大学理学部

Titanomagnetite (β 相) を二次的変質作用によつて、その一部分が Titanomaghemite (β') 化した場合 β 相の残留磁気固着の有否を究明することと目的とし、 β 相の Curie 点での熱消磁実験を行つて来た。

これまで β 相の Curie 点を正確に求めることは至眼を欠いたがこの場合 β 相の Curie 点以上の温度まで安定でなくともならない。

今回は H. Ozima 及び E. E. Larson (1967) が β 相の実験を行つた新採り日石丁湖の試料 (hyp. Ouz. Andesite) によつて、 β 相の熱安定性を吟味したのと報告する。

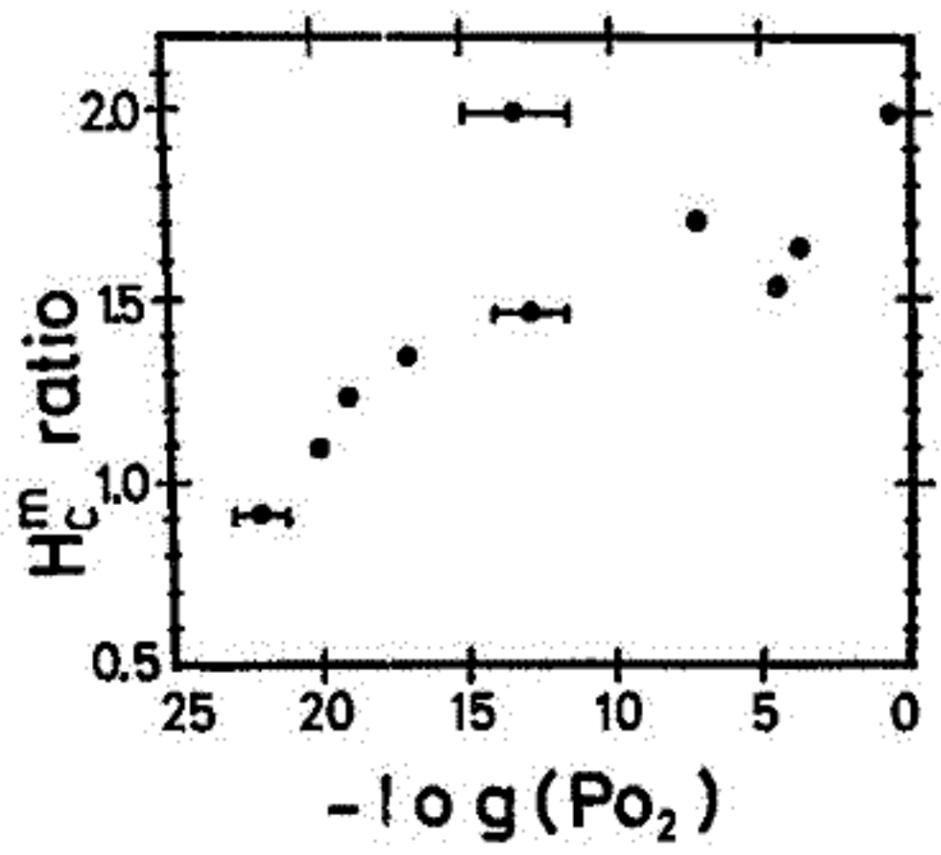
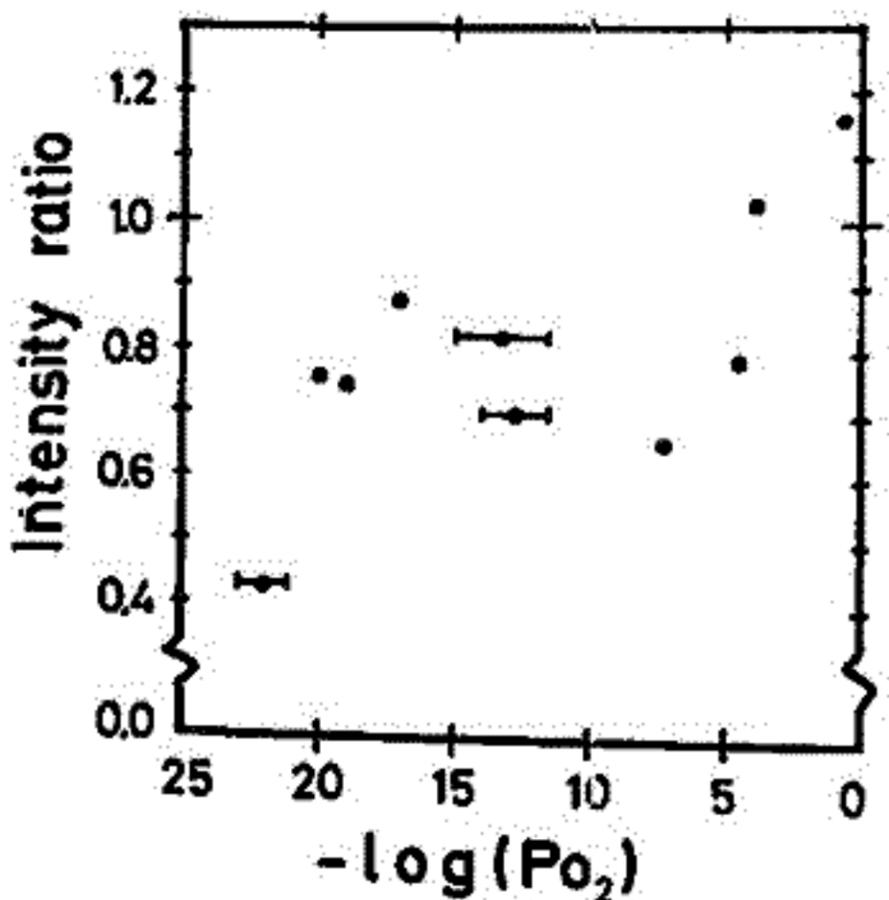
実験の結果によると、この試料の β 相の Curie 点は 360°C であり、磁化の温度変化曲線から β 相は 400°C まで安定である。また β 相の Curie 点からそれ以下の温度で真空中に熱処理 (14 時間前後) したものは Curie 点で曲線の形に変化を起さない。

田中 秀文 ・ 河野 長
栗大 理

実験室内で作る人工のTRMがもとNRMと同じ性質を持っているかどうかは疑問しい。岩石を空气中で加熱するとそのTRM capacityが増加することはおく知られており (Coe and Grunne, 1973, Kono, 1974), これを少しづつ進けたために熱磁磁や古地球磁場強度の実験を窒素雰囲気で行うことがなされた (Vincentz, 1968; Coe, 1967a). 最近, テリエ法を真空中で行うほうが空气中で行うのより成功率が高いとの報告がある (Khodavir, 1974). これらのことから, 人工のTRMの性質は炉内の酸素分圧 (P_{O_2}) によって違ってくものと思われた。しかし, 人工のTRMと炉内の P_{O_2} との関係は組織的々々研究した例はないので, P_{O_2} を制御できる熱磁磁炉を使用してTRMの P_{O_2} 依存性を調べる研究をした。

実験方法は, 種々の P_{O_2} の雰囲気中, 600°C または 800°C で1時間試料を焼いたのちに, 人工磁場のもとで冷却してTRMを作り, それをNRMと比較した。1時間焼いたのは P_{O_2} 依存性がある程度はつきり出るからである。TRMの性質の比較には, その強度と交流消磁曲線の形をも利用した。材料としては若石生成時の地球磁場のわかっている大島と Hawaii の玄武岩を用いた。

この研究から酸化雰囲気で作ったTRMほど強度や保磁力が大きいという P_{O_2} 依存性のあることがわかった。この場合, 極端に酸化的又は還元的气氛で焼いた石の磁性鉱物はある程度化学変化を受けたり, TRMが変化するのは当然だが, それ以外の雰囲気では大きな化学変化はないのにTRMの P_{O_2} 依存性がみられることが重要である。又, この P_{O_2} の依存性も試料が前にどのような熱処理を受けたかで違ってくる。一般に人工雰囲気で作ったTRMの保磁力はNRMより大きくなり, P_{O_2} 以外の効果があることがわかった。



Intensity ratio = $\frac{\text{(人工TRM強度)}}{\text{(同試料のNRM強度)}}$
 H_c^m : 交流消磁において, 磁解磁化がはじめの半分の大きさに至る時の交流磁場の値
 H_c^m ratio = $\frac{\text{(人工TRMの} H_c^m \text{)}}{\text{(同試料のNRMの} H_c^m \text{)}}$

Coe, R.S., J. Geomag. Geoelect., 19, 157, 1967a.
 Coe, R.S. & C.S. Grunne, ib. d., 25, 415, 1973.
 Khodavir, A.A., R.S. Coe, and C.S. Grunne, ECS, 56, 112, 1974.
 Kono, M., J. Geophys. Res., 79, 1135, 1974.
 Vincentz, S.A., ib. d., 73, 2729, 1968.

笹嶋 貞雄
京大・理

ハワイ南方のライン諸島北端付近 ($158^{\circ}26'W$, $9^{\circ}15'N$) から採取された、低温酸化の著しく進んだ海洋玄武岩試料が、 $250^{\circ}C \sim 400^{\circ}C$ で特異な熱残留磁気の自己反転現象を示すことが実験的にわかったので、その反転機構に關する解釈について述べる。

試料の磁氣的諸特性を小嶋ら (1974) から要約すると、K-Ar法年令は 53 ± 5 My. キュリー-吳は $280^{\circ}C$ 、酸化度 $Z = 0.76$ で、Original Titanomagnetite は Ullöspinel-rich で $X = 0.83$ 、キュリー-吳 $29^{\circ}C$ と推定されている。また磁性鉱物の格子定数 $a = 8.36 \text{ \AA}$ で、化学分析によってもほぼ Titanomaghemite に近い成分であることが明らかにされている。この $FeO-Fe_2O_3-TiO_2$ 3成分系の組成は Schult (1971) が報告したアルカリ玄武岩中の N-type スピネル強磁性鉱物に極めて近いことが注目される。

本試料の熱磁気曲線は空气中と真空中 (10^{-4} Torr) とで同ならず、 $250 \sim 300^{\circ}C$ で変形 N-type の anomalous behavior を示す (cooling stage)。これにより、キュリー-吳は $30 \sim 50^{\circ}C$ 上昇し、 J_s (liq. N_2 温度) はやや減少する。また、 J_s-T 曲線の変化は保持温度とともに加熱時間によつて成長する。変形 N-type は遂に P-type になるが、さらに加熱温度や時間を増大させると unmixing の進行により、普通の Q-type に移行する。

このような J_s-T の変化に応じて、8 mm 立方くらいの岩を、15~20 分間加熱して熱残留磁気の変化を、温度を順次あげながら観測する。すると $260^{\circ}C$ では、室温の残留磁気は正常であるが、 N_2 温では逆転を示す。 $270^{\circ}C$ くらいでは、室温でも反転磁化を示し、 N_2 温では顕著な反転磁化の強さを表わす。 $280^{\circ}C$ では最も反転強度が最大となり、以後加熱により反転磁化は劣化の傾向を示す。 $320^{\circ}C$ では $260^{\circ}C$ の場合のように室温では正常、 N_2 温で反転磁化に戻る。 $400^{\circ}C$ では何れも正常磁化になり、以後の加熱では急激に正常残留磁気が増大になる。類似の自己反転現象に對して、Ozima et al (1968) は 2 相モデルによる解釈を呈しているが、本実験結果に對しては次のような 1 相モデルが自己反転の解釈として妥當と考えられる。

- (1) Original $J(T)$ 曲線は Stephenson (1972) が予測した S-type 類似のものであると考えられるが、 $250 \sim 270^{\circ}C$ の加熱によつて、anomalous な SP-type から変形 N-type になるのは、random distribution (Akimoto model) から Néel-Cherrier の ordered state への transformation があつたと推定される。
- (2) transformation に伴う熱残留磁気の反転は 2 相であるが、 $280^{\circ}C \sim 400^{\circ}C$ にある熱残留磁気の反転は緩慢である。
- (3) この緩慢な熱残留磁気の変化は温度と時間によつて、(除々に $J(T)$ 曲線が、inversion の進行に伴つて N-type \rightarrow P-type \rightarrow Q-type と変化することによって帰因するものと解釈できる。

百瀬寛一

信州大学理学部

西之島新島の熔岩(硫黄石安山岩)中の強磁性鉱物の磁化の温度変化を測定した結果 Native Iron と同定されたものと発見したので報告する。測定の結果によると磁化は 300°C 付近の温度で全磁化程度の $70\sim 90\%$ ほどが保存されるが、この磁化強度は岩石中に含まれてゐる Titanomagnetite に対応してゐる。残りの磁化は明確に 770°C に Curie 点をもつてゐる。

実験は高磁場には存在する磁性の性質を明確にするために、試料の量は普通の測定に用ゐる量の100倍程度増量したものを使用し、温度 $350^{\circ}\text{C}\sim 370^{\circ}\text{C}$ で外部磁場をスイッチして、高磁場の熱磁化曲線の精度を高めた。

Native iron が火成岩中に発見された一例は、そのために水に与るが、その一例として富土山の玄武岩中の Native iron について、いかに Tree-mold による現象として著平慶一郎らによって報告されたこと、西之島の場合にはこの保存遺元的環境の存在は不明であるが、少なくとも Tree-mold による保存遺元的な状態は秀之にくら、中には西之島新島の熔岩中に存在するものが今後の問題である。

野村哲

群馬大学教養部

従来の岩石磁気の安定性テストは、室内実験でまかなわれてきたが、これによると、地質現象の変化と岩石磁気の関係や地質学的時間の要素が除外されてしまう。したがって室内実験で安定とされた場合でも、初生磁化でなかったり、その逆に、不安定と判定された場合でも初生磁化を保っていると考えられる場合もある。

地史学的に磁化の安定性を吟味する方法は、まだ未開拓である、といっても過言ではないが、筆者は、次のような方法を考えている。

同一層準の（初生磁化が共通の）岩石磁気が、現在どうなっているかを検討すること。わけても日本列島のグリーンランド地域には、同一層準でありながら変質の程度が、ことなっている場合がある。また同一の層準のしゅう曲したり、一方が陸成で他方が水成であったりするとき、層準の各部の磁性がどうなっているかを調べる方法もある。

今日までにわかってきたことは、次のとおりである。

1. 東津白根火山の周辺に分布する白根軽石流は、局部的に著しい熱水変質（温泉変質）をうけているが、磁化方位は、初生磁化そのままであるかにみえる。また、白根軽石流が正帯磁であるため、磁化の変化の程度が、チェックできないのかもしれない。
2. 群馬県中新統の茶臼山溶結凝灰岩は、“安定性はよくない”が、磁化方位は初生磁化を示す、と考えられる。
3. 湯島流紋岩の磁性。

II-75 微粒子堆積物の Post DRM に関する 2・3 の実験

結果について

広岡公大

宇川克巳

福井大学教育学部

大阪大学基礎工学部

海洋底の湖底の微粒子堆積物は、堆積した後じこまに水を多く含んだ状態では、その時の外部磁場の変化に追随して、その磁化も変化すること知られている。湖底堆積物のような堆積率の大きなものを、詳細な地磁気変化を求めようとする場合には、特にこの堆積から磁化が固定されるまでの時間のずれが問題となる。

この Post-depositional remanent magnetization に関して、幾人かの人々 (Irving & Major, 1964; Kent, 1973; Lovlie, 1974) によつて実験がなされることがある。これらの実験はいずれも次の二点において海洋または湖底堆積物の磁化獲得の際の環境と異なつていよう可能性が大いである。まず一つは、堆積実験の際に起こる影響である。天然の堆積物を用いた場合であるとしても、一度乾燥してしまつて、堆積物の粒子は物理的(形状その他)または化学的に多少異なる、にものとなり、再堆積の実験の時に水を加えても乾燥前の状態にもどらない恐れが非常に大いである。もう一つは、磁化を測定するに際して水を抜き、乾燥させていることの影響である。脱水の際に磁化に大きな影響を与える可能性が十分考えられ、もしこれらから堆積実験とは異なる脱水実験をしていふことには十分注意が必要である。

今回の実験は、以上の二つの影響を避けるため、琵琶湖底から得られた core の水をできるだけ逃げかき取り、磁場中におき、これによる磁化の変化を水分を含んだままの状態を測定した。磁化の変化の様子が core の深さの違いによつてどのように関係しているかまた、磁場中に置く時間の長さによつてどのように変化するかを調べた。水を含んだままの状態を保つための、試料は冷凍して保存してあり、試料に磁場をかける時は解凍し、残留磁化の測定も冷凍したのちに行はつた。

磁化実験は 85 oe と 200 oe の直流磁場中で行はれた。85 oe では最高 32 時間、200 oe では 2 時間磁場中に置いたのち測定した。その結果、磁場方向の磁化は時間とともに増加するが、その効果は、湖底から 3 m くらいまでの堆積物では大いである。それ以上のものについては、磁化強度も小さく、また磁場中に置く前の磁化の残り方が大きいことが判明した。

今回の実験は地球磁場よりも非常に大きな磁場をかけたことで行つたので Post DRM 成分が短時間で得られるが、今後はとも、と地磁気に近い磁場の実験を行ない、磁化の固定に堆積後どれくらい時間が必要かを求めてみたい。

<References>

Irving, E. & A. Major (1964) *Sedimentology*, 3, 135.

Kent, D. V. (1973) *Nature*, 245, 32.

Lovlie, R. (1974) *Earth and Planetary Sci. Letters*, 21, 315.

安川克己 室井 繁
阪大基礎工 大阪科学教育センター

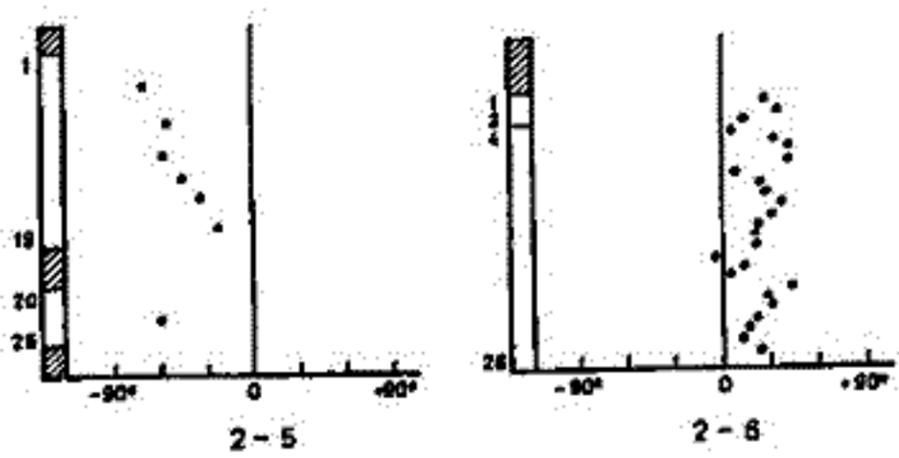
日本各地、更に広く世界各地での、過去に及ぶ地球磁場の永年変化と、深海産堆積物に比べて堆積速度の遅い湖産堆積物の自然残留磁化測定の結果との追跡可能な研究の一環として、この測定は行われた。また磁化測定以外の諸測定結果が出た段階で、各種の測定結果を同一層準で比較検討可能なことにより、気候変化と磁場変動との関係が明らかに可能なことが示された。ここに報告する生花苗沼から採取した堆積物の自然残留磁化測定は、11313号国難の石の層をとりこみ、現在進行中のものである。あくまで中間報告である。また磁化安定性に関する消磁実験は、今この31個の試料についてのみ行われ、将来多少数値が変化した可能性はあり、消磁と行った試料は限る限り、安定な自然残留磁化と見做すこととを考慮して結果を扱うこととする。あまり大巾な変更はなすことと考へる。

現在までに測定および整理の終了した試料について、結果を下表に示す。なお、9表に集録された試料は、日かりをりにも双極子としての磁化を示したもののみであり、その他にも可成りほぼ同数の試料について、自然残留磁化測定が行われたもののうち、それらは示されず双極子としての磁化を示したものを示す。表中の磁化傾角のみに注目するに下図のようである。

その結果としてコア No. 2-5 における磁化逆向さについて吟味してみよう。このコアは、押出し時のミスにより縦断面が乱されたものがあり、しかしそれは上部の3分の2にだけあり、下部は乱れが少なく、又磁化測定用試料を採取可能な箇所はケースと、乱れを避けて側面に圧入して取り出し、乱れによる影響は考慮しなく、仮りにその影響を受けるとして、図に示したように明瞭な逆向帯磁化に変化するとは考え難い。更に乱れが少なく、下半分も逆向に帯磁化している上、この下のコア No. 2-6 の磁化傾角が浅いことを考慮せると、どうもコア No. 2-5 の逆向帯磁化は本来のものであると得る。とすると、この生花苗沼の上から4.97~5.19 m の部分の年代は¹⁴C法による5,440年 B.P. と決定された。コア No. 2-5 の底面の深さは4.0 m であるから、4~5千 B.P. に逆向磁化があることとなる。

試料番号	伏角	傾角*	試料番号	伏角	傾角*
2-6-1	28	0	2-6-17	15	358
2-6-2	38	18	2-6-18	6	10
2-6-3	12	26	2-6-19	46	352
2-6-4	4	0	2-6-20	30	381
2-6-5	34	350	2-6-21	34	338
2-6-6	48	360	2-6-22	22	347
2-6-7	42	380	2-6-23	18	346
2-6-8	8	318	2-6-24	14	2
2-6-9	25	351	2-6-25	26	340
2-6-10	28	336	2-5-3	-68	0
2-6-11	37	336	2-5-7	-54	344
2-6-12	31	325	2-5-10	-56	358
2-6-13	28	356	2-5-12	-44	334
2-6-14	22	349	2-5-14	-32	318
2-6-15	28	335	2-5-17	-22	318
2-6-16	-1	358	2-5-22	-61	288

*傾角は各コア又はコアの断片の最上端試料を0とした場合の相対的な値である。



第11試料に於て深海底堆積物の残留磁化測定

乙藤雄一郎, 川井通人, 小林和男
(阪大 基礎工学部) (東大 海洋研)

深海底堆積物の残留磁化測定は従来 core から連続に切り出した厚さ約2cmの試料を用いて行われて来た。しかし、万一に於て堆積速度が小さい為、1個の試料の約3000年の平均を代表する平均を求めると、その平均される期間を短縮して詳細な地磁気変動を捉える方法として、試料の厚さを小さくして取り出す方法として、Kawai 等によって試みられた。 (Kawai et al., 1973)

筆者等はこの方法を更に発展させる為、厚さ4.3mm、一辺24mmの正方形の試料を連続に切り出した。 core KH-73-4-7 (20°43'N, 164°50'E, 4100m, 5.3mm/1000year) から薄く試料を切り出し、その残留磁化の測定を行った。現在までに core 最上部から30/4mmまで(堆積速度から推定して25万年~76万年)、試料数66個の測定が完了した。今回の測定方法と従来の測定結果を報告する。

測定

core 採取地及び磁気赤道であり、試料が薄く、静電磁気計を用いて各試料の upper-surface と lower-surface の二面について Declination と Intensity (NRM) を測定した。更に3個の試料に地磁気残留磁化 (SIRM) の測定を行った。特に Brunhes-Matuyama Boundary 付近では Inclination も測定した。

測定結果

- (1) 各試料の両面から得た Declination の差、 ΔD は試料が一端に磁化しているか否かの目安となり、 $|\Delta D| > 70'$ を示す試料は Brunhes-Matuyama Boundary に2個と47cmに1個あった。その他約1/3の試料では、 $|\Delta D|$ は10'以下であり、4.3mmの堆積層はほぼ一様に磁化していると考えられる。
- (2) Brunhes-Matuyama Boundary での Intensity Transition を示す試料は12個あり、従来の試料では2~3個を得ただけであった。Polarity change は Matuyama epoch の Reverse から Normal, Reverse へと Brunhes epoch の normal へと示した。その際、Intensity (NRM) (74%減), $NRM/2RM$ は急激に減少を示した。堆積速度一定を仮定した場合 Polarity change に要した時間は 8000~9000年と推定された。
- (3) 47cmの試料では、Inclination の Reverse を示し $|\Delta D|$ の値が大きくなる。また Intensity ($NRM/2RM$) の減少を示し、event 存在の可能性が考えられる。堆積速度が、約1/3万年と推定された。

物の古地磁気

西田 潤一、石田 志郎

京大、理、地質、

大阪層群の古地磁気層序の研究は、石田、前中、横山(1969)、光岡池田研ケル-7°(1970)、及び鳥井、吉川、市原(1974)によつてその火山灰の古地磁気測定が行われていた。石田等は Matuyama - Brunhes - boundary をアズキ火山灰 - 深草火山灰の間の堆積層であると推定している。鳥井等は狭山火山灰層の中期的磁化方向を Matuyama - Brunhes - boundary であると報告している。

我々は二水火山灰による残留磁化測定結果の時間的連続性の欠如を補つて深草火山灰 - アズキ火山灰の間に挟まれる海成粘土層、陸成粘土層を連続的に測定することによつて、より正確な Matuyama - Brunhes - boundary を決定しようと試みた。測定した試料は海成、陸成粘土層及び細粒砂岩層 23 層準であり、各層準について 5~10 個の定方位試料を用いてその平均値を求めた。いずれの測定においても NRM 及び peak field 100 Oe, 200 Oe の交流磁場で消磁を行なったのちに、ましまつた方向を得たものを結果として採用した。各試料の平均の磁化強度は $10^6 \sim 10^7$ e.m.u./cc 程度である。測定の結果、大阪層群の粘土層の残留磁化には二次的成分が多く、100 Oe ~ 200 Oe の消磁を行なればましまつた残留磁化成分を得ることができないことが判明した。また粘土層からはましまつた磁化方向を得ることが、細粒砂岩層からはましまつた磁化方向を得ることができなかった。

測定結果によれば、大阪層群の下部から4番目の海成粘土層(Ma4)の中下部に短かい逆磁極期が認められた。深草の崖に露出しているアズキ火山灰層直上の火山灰質砂岩及びアズキ火山灰の直下の海成粘土(Ma3)は正磁極方向に帯磁していることも確認された。この事実はこれまで報告と矛盾しており、更に研究の必要があると考えられる。

堂面春雄・宗岡 浩

山口大・教育・物理

前報(55th 講演会・予稿集Ⅱ-23)に引きつゞき、山口県下に分布する火山灰層より採取した試料(オリエンテーションを付した火山灰円柱状試料)のNRMの測定、および試料中より常温にて、ハンド・マグネットで磁気分離した強磁性鉱物についてのX線解析を行った結果についての概略をのべる。

湯の峠(ユノトウ)地域における堆積層を一応キー・ベッドに選んだ(次表)：

II	{	YU 6・B	赤褐色ガラス質火山灰	(鳥栖ロー4層に対比)	} 従来 NRM 測定 では 区別せず
		YU 5・W	灰白色粘土質火山灰 ^{*)}	(八女粘土	
		YU 4・W	灰白色凝灰質粘土		
I	{	YU 3・B	淡黄褐色ガラス質火山灰		(球殻体; まんじゅう石 を含む)
		YU 2・B	黄褐色ガラス質粘土		
		YU 1・W	黄白色凝灰質粘土		

^{*)}この層に相当するもののC¹⁴年代は $33,000 \pm \frac{5,200}{3,200}$ B.P. である。

本報では、上記湯の峠を含む厚狭川流域のいくつかの地奥より採取した試料についての結果を主にとりあげる。

NRM方位は、いずれの地奥においてもほぼ現在の地磁気方向と大差なく、これらとAf-消磁後のRM方位はあまり異ならず、これら試料の保持するNRMは大体安定である。含有強磁性鉱物は、X線解析によると、大部分がマグネタイトである。地奥間の差異もあまり定かでない。B、W層の区別もこれより示すことは困難で、熱磁気解析よりえられた従来の結果とも必ずしも良く対応しない。

湯の峠試料については、W層の含む強磁性鉱物の示す格子定数(a)が、B層のものに比してやや大で、W試料はTi含有率が少し大きく、B試料は γ -Fe₂O₃との固溶体に豊んでいると考えられる。しかし、NRMについて、W試料の $\alpha_{95\%}$ がやや大きく、Af-消磁に対する安定性が劣ることがしられているが、これとの関係も明瞭でない。

乗富一雄, 多田良平
秋田大学, 鉱山学部

1970年10月から1971年にわたり, 秋田県駒ヶ岳は新しい熔岩を流出した。この新熔岩流は, 幅約200m, 長さ約500mのもので, 総流出量は142万 m^3 と推定されている。

この新熔岩の68地点において方位サンプリングをし, それらのNRMを測定した。Fig. 1には, 各地点におけるNRMの水平成分の方向を示してあるが, これからも分かるように, NRMの方向は必ずしも現在の地磁場の方向と一致せず, 相当の散乱が見受けられる。これらの散乱は, NRMを獲得した後も尚動いたことと示すものであるが, その過程における温度降下の度合も考えよと単純ではない。

熔岩の交流消磁の曲線は, 大別すれば, Fig. 2に示すように二つの型に分類される。また, 熱消磁曲線もこれらの型に対応してFig. 3の如くなる。

さらに, この熔岩の磁性や, 女岳の旧岩体の磁性の実測値を基にして, 女岳全体の磁気異常を計算すると, その結果は, 実測の磁気異常と差異が生じる。この差異を説明するには, 女岳の下部に熱消磁を受けた部分を想定しなければならない。

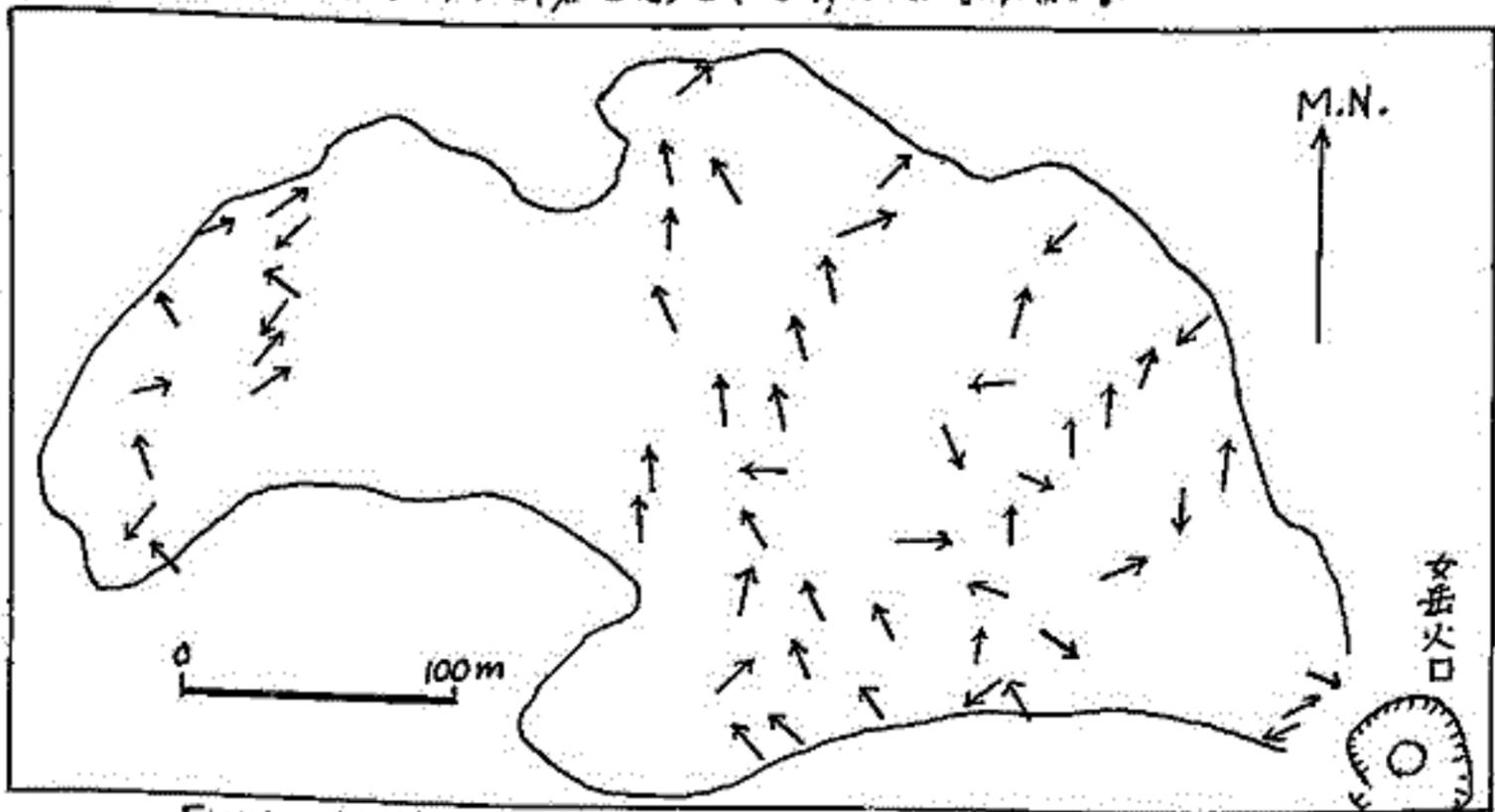


Fig. 1. 新熔岩の各点におけるNRMの方向(水平成分)

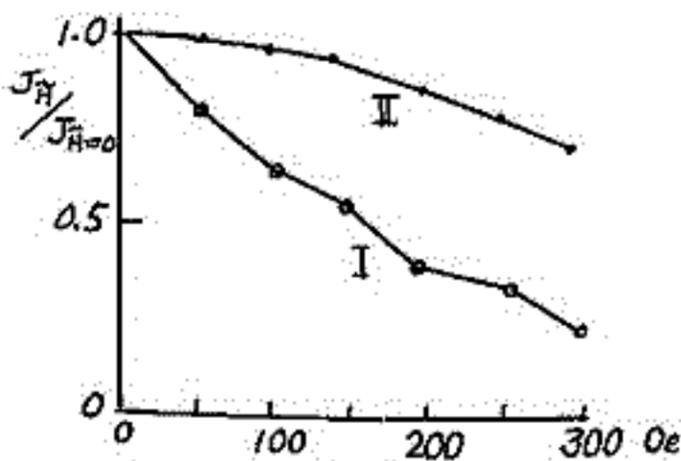


Fig. 2 交流消磁曲線

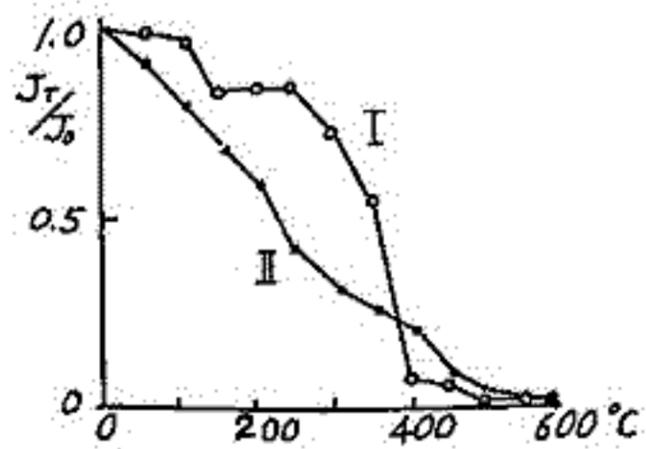


Fig. 3. 熱消磁曲線

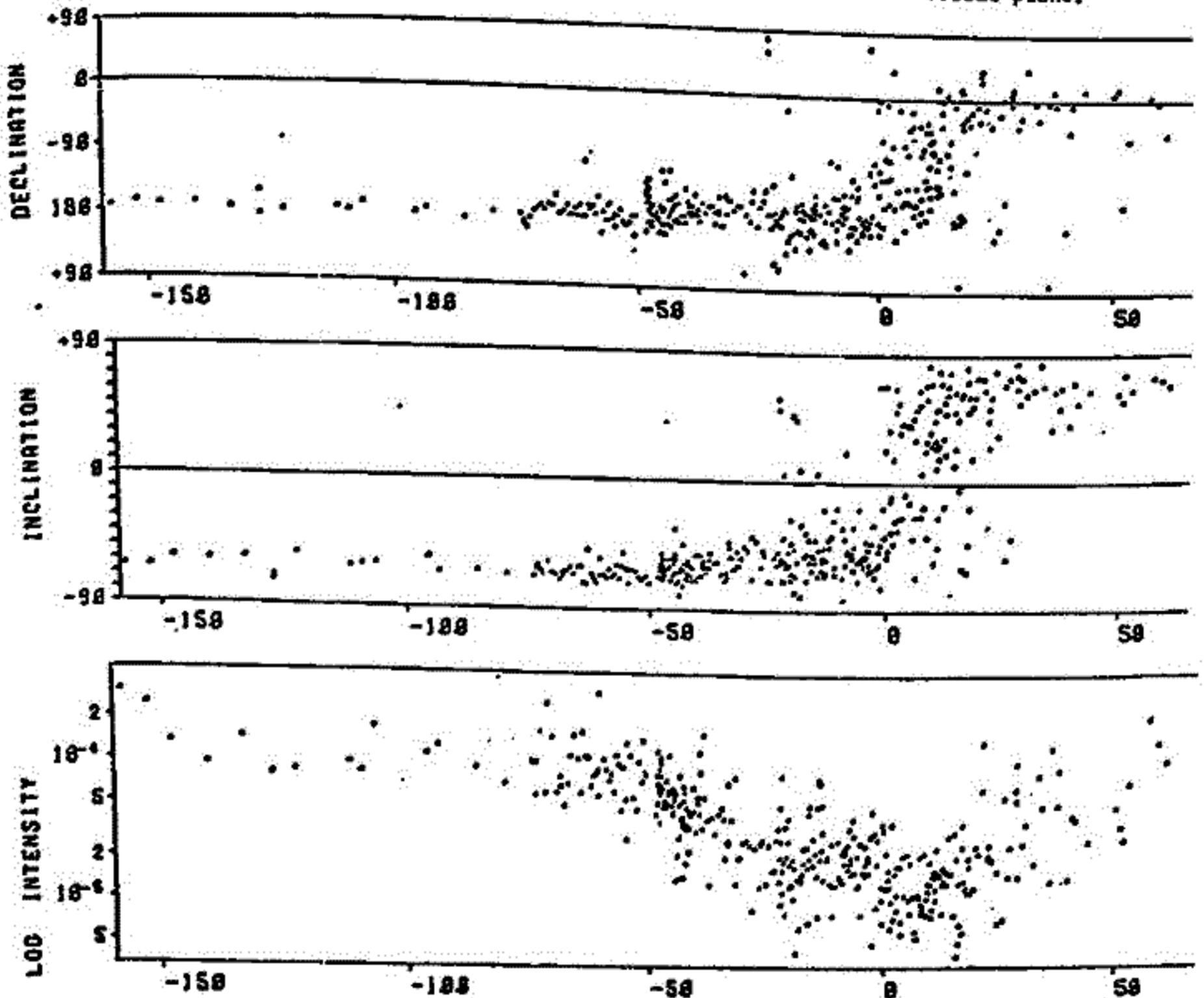
伊藤晴明・M. Fuller

加州大学文理・University of California

花崗岩体は、一般にその中に含まれる強磁性鉄物の Curie 温度より高温で固結し、冷却してゆくようである。冷却時、強磁性鉄物の Curie 温度に相当する等温面と接触部から内部へ移動してゆくはずである。この等温面が通過する時、強磁性鉄物はその時の地球磁場の方向に磁化されることになる。それ故に花崗岩体の NRM を測定することによって、冷却時の等温面を推定することが可能になる。この場合、花崗岩体内で NRM の方向の変化がなければ等温面を求めることができな。しかし正磁化と逆磁化をもつ岩体があれば、これは正磁に適用できると考えられる。貫入花崗岩体は一般に複雑な形をしてゐる。簡単な板状、或いは円筒状等のものはほとんどないと言つてよい様である。それで、最初複雑な形をもつ岩体内の等温面を、NRM の方向から決定し、次いで等温面に垂直な方向にサンプルを採取し、精確な地球磁場の変化を追跡することに着目した。

以上の観点にたつて、米國 Washington 州、Mt. Rainier に露出する Tatchash Intrusion (15 my.) を詳細に調査研究した。そしてついでこの等温面を決定し、それに垂直な方向に Sampling することによって、よりくわしい Reversal Record を得ることができた。

All Niqually samples plotted as a function of distance from the reversal plane.



伊藤晴明・時枝克安
鳥根大学文理学部

丹沢山地には新第三紀(5~8 my.)に貫入した花こう岩体がある。大きさは東西方向に約18 Km, 南北方向に約6 Km である。最近の岩石学的な研究によると, この花こう岩体は十数個の独立した岩体からなる複合岩体である。今回は, この複合岩体の中で一番大きな面積を占める睡ヶ丸型に属する古地磁気学的な研究結果を報告する。

最近犬越路峠に通ずる新しい林道が建設され, 幸いに Contact (犬越路トニネル附近) から内部に向って fresh な Sample を採集することができた。Contact から 1 km 以内の間を数十 m の間隔に分け, 一つの Site で約 10 個の hand sample を採取した。NRM は S C T cryogenic magnetometer と astatic magnetometer で測定した。この岩体の場合, 全ての sample を 300 oersted の AC field で消磁した。Contact 附近 (Site 1) と約 1 km 内部 (Site 13) における消磁後の NRM の平均方向は次の通りである。

	Declination	Inclination
Site 1	284°	-24°
⋮	⋮	⋮
Site 13	236°	-61°

またこれより内部にある site (Site 14) では, $D = 340^\circ$, $I = +75^\circ$ であった。しかし, この Site が睡ヶ丸型に属するかどうかは今のことでは不明である。Site 1 から Site 13 までの NRM の方向の変化が現在の南極に向っていっているように見えることから, Site 14 は Site 13 に続くものとは考え難い。

この岩体の NRM はほとんど intermediate direction を示して折, 地球磁場の逆転時にその磁化を獲得した可能性が強い。何故なるこの岩体は比較的新しい時代(5~8 my.)に貫入したものであり, 貫入後の岩体自身の変動が小さくなかったと考えられるからである。

この睡ヶ丸型岩体に含まれてくる強磁性鉱物の Curie 点は $560^\circ \sim 570^\circ C$ である。

時枝克安

島根大学 文理学部

たぐさんのレンガが水平な床の上で焼かれたとする。各レンガにおいて、その向きがどのようにあっても、少くとも一、の面と残留磁気の方角とのなす角度は、伏角に等しくその大きさは、各レンガに共通である。したがって同時代のレンガ群の残留磁気測定から伏角の絶対値と推定できる。又地球磁場が双極子場であるとすれば、軸対称性により、異なる二地点以上で伏角が知られると、各々の等伏角小円の交点として極と推定することができ、又伏角の符号と各地点における偏角と推定することができ、歴史的建造物のレンガと利用すれば考古地磁気の資料と作製することが可能である。又海洋底堆積物の残留磁気調査から、伏角が求められているが、各地点におけるデータがうまく対応すれば、上記方法により偏角と推定することができ、ビワ湖における調査のように残留磁気の相対的な回転角がわかっているれば、回転角は偏角の差に等しくなればいけないから、堆積残留磁気の信頼性を試すことができる。

双極子場と推定する。地球上の三地点以上で地磁気強度が知られると、各々の等強度小円の交点として極と推定することができ、各地点における伏角、偏角を推定することができ、したがって残留磁気の独立な三成分の間には相関関係があって、これと利用して各種の照合とすることができ、

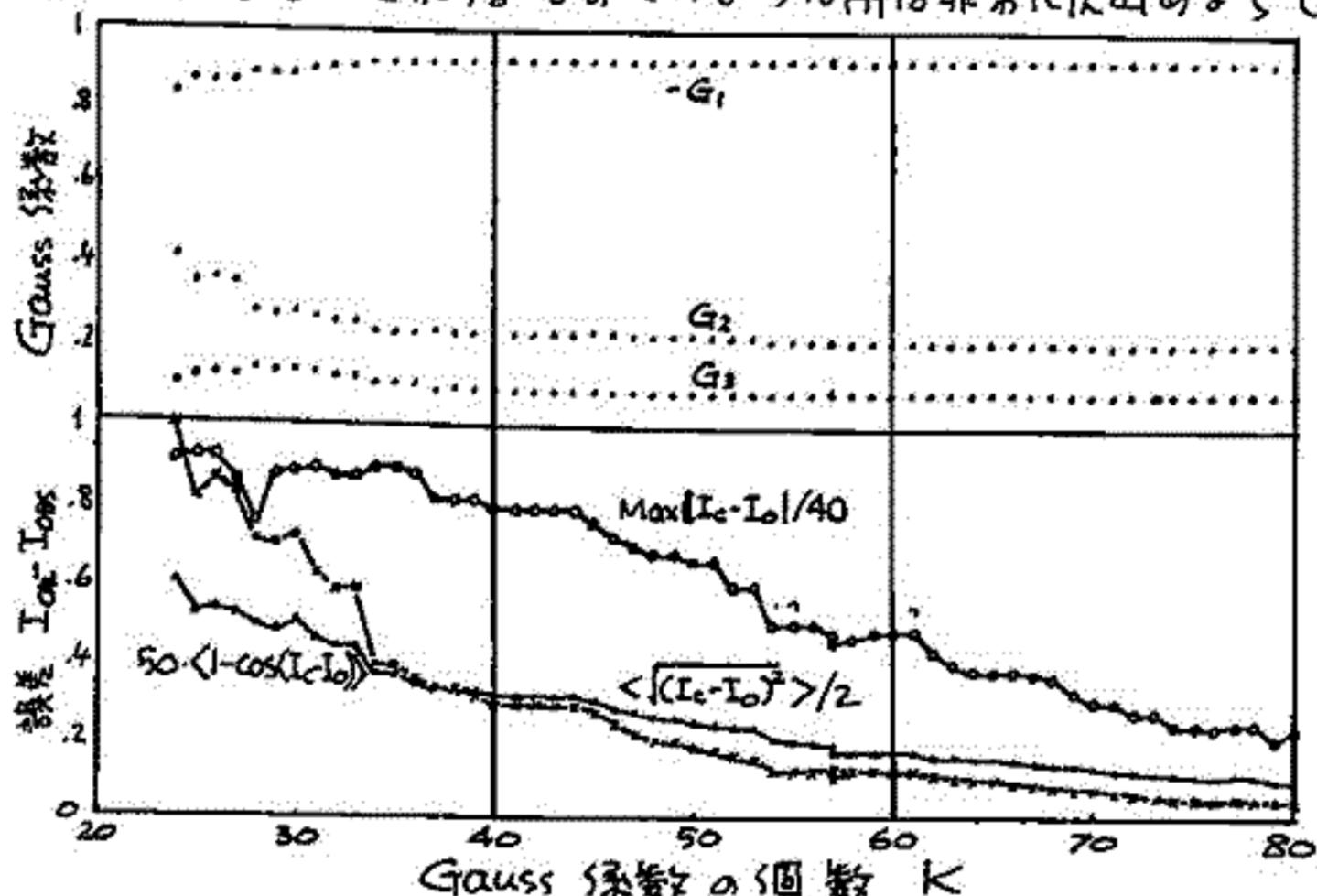
IV. 伏角のみによる解の非一意性

河野 長
東大・理

古地磁気学から得られる磁場の方向のみデータからでも、地球磁場の形は一義的に求められる。これに対し、例えば偏角だけのデータを用いた場合には、境界条件をみだしかつ本質的に異なる解が無数に存在することが数学的に証明できる。一方、伏角だけの境界条件ではどうかという点については疑問が残っていた。このことを、数学的に厳密に証明することは困難なので、数値実験によって一意性のやぶれる例をさがすことにした。方法は以下のようなものである。

1. 近似したいもとの磁場を Gauss 係数の形で仮定(用いたのは axial dipole, inclined dipole 及び IGRF 1965 の $n=m=8$ までの3種類)、 N ヶ所での伏角を定める。
2. k 個の Gauss 係数 G_1, G_2, \dots, G_k ($G_1 = g_{\text{地}}, G_2 = g_{\text{海}}, G_3 = g_{\text{海}}, \dots$ etc.) に適当な初期値を与え、そこから出発して $\sum_N \cos(I_{\text{obs}} - I_{\text{calc}}) = \min.$ とする G_1, \dots, G_k の値を steepest descent 法によって求める。
3. 求めた Gauss 係数が最初に仮定したものとのある程度以上異なれば場合 (absolute min. ではなく、local min. を探しだしたことに相当)、 k を1つ3.やして、2.の操作をくり返し、 G_1, \dots, G_k, G_{k+1} の値を求める。もし、 k を増していても Gauss 係数がほとんど変わらないようなら、 $k \rightarrow \infty$ としたとき、もとと全く異なる係数 G_1, G_2, \dots によって同じ磁場が表現される可能性がある。

Legendre 関数は完全正規化したものを用い、 $G_1^2 + G_2^2 + \dots + G_k^2 = 1$ とする。Gauss 係数も正規化した。 $N=100$ または 140 , $k=15$ または 24 , 初期値は $G_1 = 1, G_j = 0$ ($j=1, 2, \dots, i-1, i+1, \dots, k$) として計算した。その結果、 $k=15$ の場合はすべての初期値に対してもとのポテンシアルが得られるが、 $k=24$ の場合は local min. を探しあてることがあり、しかも $k+1, k+2, \dots$ と係数の数を増してもデータとのくい違いがへるのみで G_j の値はあまり変わらないことがわかった。従って実際問題として伏角データだけでは一意的な解が得られないことが証明されたといえる。図に axial dipole ($G_1 = 0$) を近似する一つの解のふるまいを示す。なおこのような解は非常に沢山あるらしい。



図の説明

$G_1 = 0, G_2 = 1, G_3 = \dots = G_{24} = 0$ を初期値: k としたときの axial dipole ($G_1 = 1, G_2 = \dots = 0$) に対する一つの近似解。 k を増したときの係数と誤差の変化を示す。
 $k \leq 57$ では $N=100$
 $k \geq 57$ では $N=140$

齋藤和男 小嶋 純
東大 理

太平洋上に鎖状に連なる島および海山列の成因については、Morgan¹⁾の Hotspot 説によつて統一論的説明が試みられて来た。最近までには得られた結果では、Hawaii-Emperor²⁾ Chain, Austral Chain³⁾, マーサス諸島⁴⁾ などについては Hotspot 説はよくあてはまるように思われる。しかし、Morgan が Emperor Chain との平行性を主張した Line Chain に関しては、平行性もそれほどよくなく⁵⁾ 何よりも、DSDP-165, -315, -316 の3点の示す年代が多べて 80 ~ 85 m.y. を示すことにより⁵⁾ Hotspot 起源は疑問視されるに至つた。

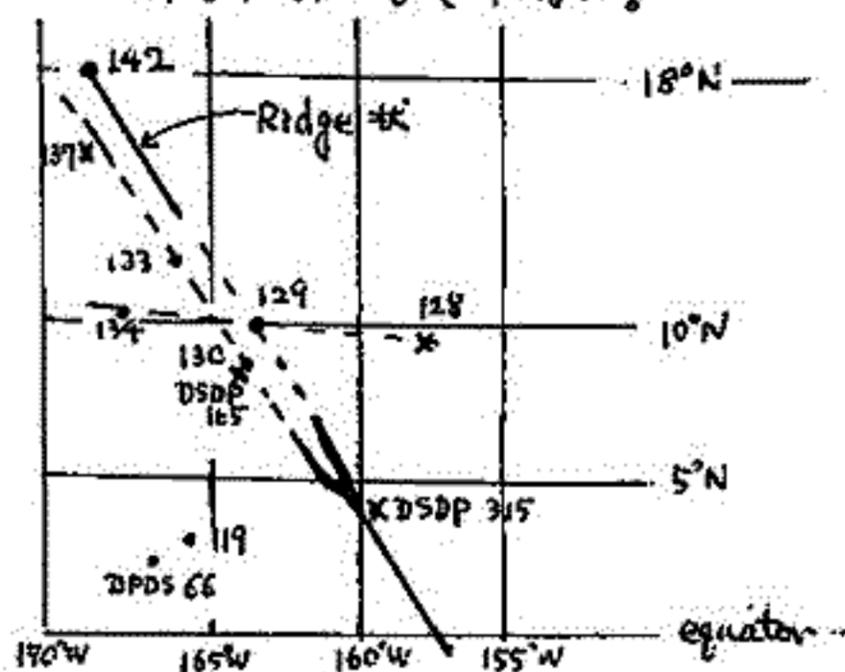
私達は Scripps 研究所から送られた、7-Tow-Ⅱの Dredge Sample の $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代を求めてこの Chain の成因をさぐつている。サンプリング領域と、サンプリングサイト及び求められた年代は下に図と表で示されている。

(結果)

1. 7-Tow-Ⅱ-142, -133, -130 (-129 は T-9 のパラツキが大きいのて一応除外) の3点に関しては、北から南に年代が若くなっており、Hotspot の可能性は否定できない。
2. この Chain の北半分は海山列が2列走つて見える。-129の年代はよくはまらないうが、すぐ隣りの-130よりかなり古いように思われる。これは、-142, -129, -133, -130 という2つの独立の Chain のある可能性を示している。
3. DSDP-165 と 7-Tow-Ⅱ-130 は海山の裾と頂上と言ふ関係にあるが、年代は-130の方が 10 ~ 15 m.y. 若い。これは、あるいは海山の成長期間を示しているのかとしかねない。あるいは DSDP-165 は (DSDP-315, -316 と) もともとあった海底の年代を示しているのかとしかねない。
4. 7-Tow-Ⅱ-134 が若い年代を示すのは、これが Clague & Jarrard の主張する Hawaii Chain と平行な Line Cross Chain 上にあるためかもしれない²⁾。

7-Tow-Ⅱ	サンプリングサイト	年代
142	13° 25' N 169° 04' W	126 m.y.
134	10° 18' N 168° 00' W	(50 m.y.)
133	12° 04' N 165° 50' W	84 m.y.
130	08° 20' N 164° 22' W	(70 ~ 75 m.y.)
129	09° 20' N 163° 10' W	(75 ~ 70 m.y.)
119	02° 45' N 165° 11' W	(70 m.y.)

() : 最小値を示す処理方法のためであり、パラツキが大きい



X : 正分析の結果ではない

サンプリング採取領域図

c.f. DSDP 165 08° 11' N 164° 52' W
315 04° 10' N 158° 32' W

Reference

- 1) Morgan, W. J., Amer. Ass. Petrol. Geol. Bull., 56, 203 (1972)
- 2) Clague, R. A. & Jarrard, R. D., Geol. Soc. Amer. Bull., 89, 1135 (1973)
- 3) Johnson, R. H. & A. Malahoff, J. Geophys. Res., 76, 3282 (1971)
- 4) Duncan, R. A. & I. McDougall, E.P.S.L., 21, 414 (1974)
- 5) Schlanger, S. C. et. al., Geotimes, 19, 16 (1974)

大和隕石の磁氣的性質

杉浦直治 永田武
東大・理 極地研.

1973年に見つけられた11個の大和隕石のうち、自然残留磁化 (extra terrestrial origin) の測定が可能な程度の大粒がある。Yamato-J, K, L, Mの4個の石質隕石に
関して基礎的な磁氣的性質を測定した結果は下の表に示してある。

	J	K	L	M
Transition Temperature °C	576, 747	480~660, 739	567, 788	549, 746
Saturation Magnetization emu/g	14.2	14.2	0.37	16.6
Natural Remanent Magnetization emu/g	2.77×10^{-3}	4.03×10^{-4}	5.93×10^{-6}	2.1×10^{-4}

この表から、J, K, MはL chondrite, Lはachondriteであることがわかる。
使用したsampleには fused crust が付いていたので、これを徐々に削取しながら残留磁化の
変化を調べたところ、achondrite については Butler (1972) と同様にほぼ大円にそって
磁化方向が大きく変化する結果が得られたが chondrite については変化はごく小さかった。

NRMを交流消磁すると viscous remanence が大きくなって、明瞭な結果は得られなかったが、
Yamato-K についてはかなり安定な残留磁化の成分があることがわかった。

Takesi NAGATA

and

Makoto SHIMA

National Institute of Polar Research

Institute of Physical and Chemical Research

The cosmic-ray exposure age, the magnetic properties and characteristics of NRM of Yamato meteorite (a), (b), (c) and (d) have been examined, altogether, because Butler and Cox (1971) have suggested that the cosmic-ray exposure is capable of converting a soft IRM in meteorites and lunar samples to remanence of a higher coercive force.

The observed exposure ages are summarized in the table where discrepancies among the average exposure ages of the four meteorites are significantly large, ranging from 1.5 m.y. to 33 m.y., in comparison with the difference between Ne- and He-exposure ages of individual meteorites.

To represent NRM characteristics, the original intensity of NRM (I_n), the remanence intensity after AF-demagnetizing up to 100 Oe.rms (I_n^0) and AF-demagnetization field to reduce I_n to e^{-1} of its initial value (\tilde{H}_0) are summarized in the table. A good positive correlation between the exposure age and the coercivity of NRM against the AF-demagnetization is observed in the table.

It seems thus that the Butler-Cox hypothesis could be supported by the present result.

	Yamato Meteorite				Unit
	(a) Enstatite chondrite	(b) Ca-poor hypersthene achondrite	(c) Carbonaceous chondrite	(d) Olivine -bronzite chondrite	
(Exposure age)					
Ne-age	1.7	31	25	4.3	$\times 10^6$ years
He-age	1.3	35	23	5.5	$\times 10^6$ years
(NRM)					
I_n	3535	15.4	3746	567	$\times 10^{-6}$ emu/gm
I_n^0	92	23.4	2124	224	$\times 10^{-6}$ emu/gm
\tilde{H}_0	6	240	140	41	Oe.rms.
(Magnetic properties)					
I_s	48.0	0.19	10.8	32.3	emu/gm
(H)	769	780	540	759	$^{\circ}C$

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The saturation magnetizations (I_s) of 39 Apollo lunar materials are plotted against their bulk Ni contents which have been chemically estimated. Except for several lunar samples whose numbers are indicated in the figure, the plots are reasonably well gathered about a theoretical linear relationship between I_s and Ni content derived based on assumptions that an increase in I_s is due to an increase in the amount of meteoritic metal which is represented by 6 wt% Ni kamacite.

Those lunar samples, with numbering whose plots are markedly deviated from the theoretical line have observed evidence that they contain pure metallic iron grains which are the products of the subsolidus reduction of Fe-bearing minerals caused by severe meteoritic impacts.

Both the saturation remanent magnetization (I_R) and the coercive force (H_c) of lunar materials increases with a decrease in temperature. Ratio $I_R(4.2K) / I_R(300K)$ are plotted against ratio $H_c(4.2K) / H_c(300K)$ for 32 lunar samples in Fig. 2. An approximate linear relation holds between two kinds of ratio for a wide range from 1 to 10^2 .

This result suggests that very fine grains of ferromagnetic metal in lunar samples behave superparamagnetically at room temperature but are blocked at the low temperature, and that the abundance of the very fine grains ranges from almost zero to 99% of total ferromagnetic metal.

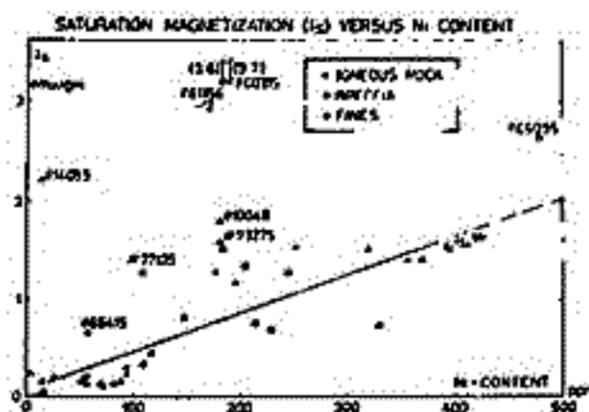


Fig. 1

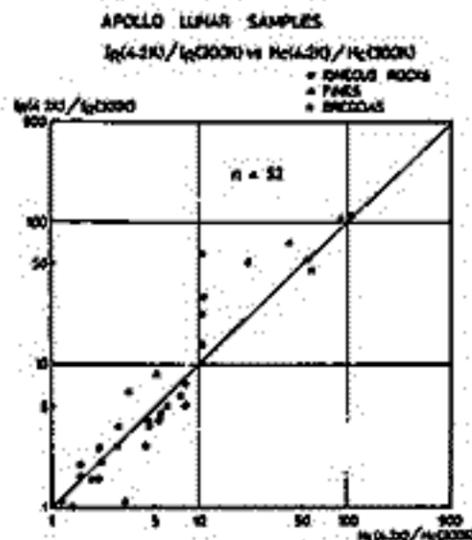


Fig. 2